### 修士論文

### 垂直管内空気 - 水二相流の流動様式の同定

### <u>通し番号 1-89 完</u>

### <u>平成 12 年 2 月 10 日 提出</u>

指導教官 庄司 正弘 教授

86177 伊藤 浩二

#### 目次

#### 第1章 序論

- 1.1 はじめに
- 1.2 流動様式
- 1.3 従来の研究
  - 1.3.1 流動様式線図
- 1.3.2 客観的同定法
- 1.4 本研究の目的

#### 第2章 実験

- 2.1 実験装置
  - 2.1.1 実験装置概略
  - 2.1.2 空気系
  - 2.1.3 水系
  - 2.1.4 測定系
  - 2.1.5 観測系
- 2.2 実験手順
- 第3章 理論
- 3.1 圧力損失(平均値的取り扱い)
- 3.2 脈動現象
- 3.3 カオスの特徴
- 3.4 カオス解析手法
- 3.4.1 パワースペクトル
  - 3.4.2 再構成アトラクタ
  - 3.4.3 次元
  - 3.4.4 リアプノフ指数
- 3.4.5 コルモゴロフ・エントロピ

#### 第4章 実験結果

4.1 測定・解析結果一覧 4.2 気泡流 4.3 気泡 - スラグ 4.4 スラグ流 スラグ - チャ - ン 4.5 チャ - ン流 4.6 4.7 チャ - ン - 環状 環状流 4.8

#### 第5章 考察

- 5.1 時系列
- 5.2 FFT (パワースペクトル)
- 5.3 再構成アトラクタ

- 5.4 相関次元5.5 コルモゴロフ・エントロピ
- 5.6 今後の課題

### 第6章 結論

### 参考文献

謝辞

# 第1章

## 序 論

#### 1.1 はじめに

気体と液体の混合した流れを気液二相流というが、気液二相流は、ボイラをはじめ 原子炉、冷凍機などさまざまなプラントにおいて見られるものであり、その特性を明 らかにすることは、それら装置の設計、運転を行う上で非常に重要である。

気液二相流が工学上の重要な問題として初めて現れたのは 1910 年代であり、それ は、自然循環ボイラの水循環の計算方法としてであった。当時は、気液二相流が均一 に混合しているものと仮定され、その平均値的な流動特性に着目して単相流と同様の 取り扱いがなされていた。その後、強制貫流ボイラや原子炉の進出によって、気液二 相流動の微細構造及び熱伝達特性の知識が不可欠となり、1950 年代後半頃から、気液 二相流に関する研究は、体系的に行われ、急速に発展した。

気液二相流は、両相の種類、流路形状及び流量等に応じて、気相と液相の界面がさ まざまな形状を呈する特徴を有しており、このような流動状況が二相流の流動特性及 び伝熱特性を支配する重要な因子であることから、与えられた条件下でどのような流 動状況をとるのかを予知することは気液二相流を解明する上での基本的事項である。 また、内部の流動状況を目視できないボイラ蒸発管等では、その状況をリアルタイム で把握することは、今後、ますます高温化・高圧化が要求されるボイラ、原子炉等の 安全運転には不可欠なことである。

これまで、気液二相流の多様な流動状況は、目視観察によっていくつかの流動様式 に分類されている。また、与えられた条件下でどのような流動様式が生じるのかの推 定は、流動様式線図によって行われてきているが、各研究者によって実験条件が異な ったり、研究者自身の主観が介在したりして十分に信頼できるものとは言い難い状況 にある。さらに、研究者の主観が介在しない、流れの特性を定量的に評価する客観的 な同定法の確立に関する研究も行われてはいるが、未だ、発展段階である。

そこで、本研究は、第1段階として、非加熱二成分系において、その代表的な流動 様式を実現し、それら流動様式の特性を表す定量値を求め、新しい流動様式の同定法 を確立しようとするものである。 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。視覚による判定には個人差が介在しやすい欠点があり、二相流の研究当初は、さまざまな流動様式の名称が用いられたが、非加熱二相流に関しては、1960年代にはいって幾分整理された。ここで、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。

<u>気泡流 (Bubble Flow</u>) (Fig.1.1 (a))

連続した液相中に流路径より小さい気泡(小気泡)が分散した流れ。

<u>スラグ流 (Slug Flow)</u>(Fig.1.1 (b))

流路断面をほぼ満たし周囲に液膜のある砲弾形の大気泡(気体スラグ部分)と、液 相中に小気泡を含む部分(液体スラグ部分)とが交互に存在する流れ。

滑らかな気液界面をもつ。

<u>チャ - ン流 (Churn Flow)</u>(Fig.1.1 (c))

液体スラグ部分が短く、この部分での気体含有量が多く、また、気相は管径と比較 して十分長い気柱からなる流れ。

乱れた気液界面をもつ。

<u> 環状流 (Annular Flow)</u>(Fig.1.1 (d))

気相は連続して流路の中央部を流れ、液相は液膜として壁面を流れる流れ。 気相には、液滴が包含されることがあり、また、液膜が部分的に破断することもあ

る。



Fig.1.1 Flow Pa tterns in a Vertical Pipe

#### 1.3 従来の研究

#### 1.3.1 流動様式線図

両相の流量、物性値(密度、粘性、表面張力)流路形状、寸法などの条件に応じて、 どのような流動様式が生じるのかの推定は、通常、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<sup>[1]</sup>

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 (Fm)と気体の体積流量比を座標軸とする Fig.1.2 のような流動様式線図を作製 している。

#### Hewitt-Roberts 線図<sup>[2]</sup>

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<sup>[3]</sup>

Taital 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<sub>g</sub>,j<sub>L</sub>)を座標軸とする Fig.1.3 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<sup>[4]</sup>

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。

これら流動様式線図を同一の座標面(縦軸:液体の見かけ速度、横軸:気体の見かけ速度)上に表したものが Fig.1.4 である。各研究者による流動様式の定義(主観の介在)や実験条件(流路径、気液の混合方法等)の違いが要因として考えられるが、特に気泡流とスラグ流の境界及びスラグ流とチャ - ン流の境界に差が大きいようである。一般に各流動様式の境界は一線でもって画することのできるものではなく、多少の幅をもたせるべきであると言われている。

#### 1.3.2 客観的同定法

各流動様式の圧力変動やボイド率(気体の体積割合)変動等に着目し、流動様式の 特性を表す定量的な判定基準を定めようとする研究が以下のとおり行われている。

#### Hubbard-Dukler による実験<sup>[5]</sup>

Hubbard と Dukler (1966) は、内径 0.5、1 インチの水平管内を流れる空気 - 水二 相流の静圧変動を測定し、そのパワースペクトル密度(PSD)の特性により、Separated Flow (分離流) Dispersed Flow (気泡流、環状流)及び Intermitted Flow (スラグ流、 チャ-ン流)の3つの流動様式に分類している。

#### Jones-Zuber による実験<sup>[6]</sup>

Jones と Zuber (1975)は、0.498×6.350 cm の矩形管内を垂直方向に流れる空気 -水二相流のボイド率変動を X 線吸収法によって測定し、その信号の確率密度関数 (PDF)の特性より、気泡流、スラグ流及び環状流を分類している。

#### 松井らによる実験<sup>[7]</sup>

松井ら(1981)は、内径22mmの垂直管内を流れる窒素-水二相流の差圧変動信 号を測定し、その統計的性質(PDF、PSD、相互相関関数、平均値及び分散)から気 泡流、スラグ流、チャ-ン流及び環状流を分類している。Fig.1.5 に確率密度関数の結 果を示す。縦軸は差圧変動の確率密度関数、横軸は差圧信号を差圧測定区間の液体水 頭で規格化したものである。したがって、横軸の値1は差圧測定区間がすべて液体の 状態、横軸の値0は差圧測定区間がすべて気体の状態を表している。

#### Franca らによる実験<sup>[8]</sup>

Franca ら(1991)は、内径 19 mm の水平管内を流れる空気 - 水二相流 の 静圧 変動 を 測定 し、 PDF、 PSD、 擬 相平面及び相関次元を求めている。

擬相平面と相関次元から Separated Flow 及び Intermitted Flow とを分類で

きることを示唆している。Table 1 にその結果を示す。

#### Cai らによる実験<sup>[9]</sup>

Cai ら(1996)は、19.05 × 3.18 mm の微小矩形管内を水平方向に流れる空気 - 水 二相流の静圧変動を測定し、PSD、自己相関関数、擬相平面、最大リアプノフ指数及 び相関次元を求めている。

相関次元から、微小矩形管内を流れる気液二相流の静圧変動は高次元のカオス的な 変動であることを示すとともに Fig.1.6 に示すようにプラグ流、スラグ流及び環状流 を分類している。

Table1 Correlation Dimension

Flow	J <sub>g</sub> (m/s)	J <sub>l</sub> (m/s)	D		
Wavy	12.60	6.80	6.21		
Plug	0.24	1.10	7.17		
Slug	0.99	0.82	5.07		
Annular	16.45	0.36	5.93		



Fig.1.4 Comparison to the Flow Pattern Maps



Fig.1.5 PDF Results by G.Matsui et al



Fig.1.6 Correlation Dimension by Cai et al

#### 1.4 本研究の目的

気液二相流の流動様式を同定することは、ボイラ、原子炉等の安全運転に関して非 常に重要であるが、これまでのところ、決定的な流動様式の判定基準は得られていな い。

そこで、本研究では、第1段階として、非加熱二成分系において典型的な流動様式 (気泡流、スラグ流、チャ-ン流及び環状流)を実現し、それら流れの局所的な差圧 変動を測定する。そして、得られた信号にカオス解析の手法(パワースペクトル、再 構成アトラクタ、相関次元、コルモゴロフ・エントロピ)を応用して、流動の非線形 な特性や様式を定量的に評価することを目的とする。また、各流動様式の遷移状態に 対しても同様の実験・解析を行い、得られた定量値の変化についても調べる。

なお、本研究で得られた結果は、沸騰二相流での流動様式の同定基準として用いる ことを想定している。

# 第2章

### 実 験

#### 2.1 実験装置

#### 2.1.1 実験装置概略

垂直管内での空気 - 水二相流の流動様式の差圧信号を測定するため、実験装置本体 は、下部タンク、気液混合室、上り管(テストパイプ)、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生じる自然循環を利用 した微小な液体速度下での流動様式を狙った実験が可能となっている。また、本装置 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。実験装置の概略図を Fig.2.1 に示す。



Fig.2.1 Schematic of Experimental Apparatus

#### 2.1.2 空気系

空気系は、実験室備え付けの小型コンプレッサ(日立製 最大圧力 7atm)、浮子式流 量計、熱電対、圧力計(ブルドン管)から構成されており、これらがブレードホース により連結されている。コンプレッサからの空気流量は備え付けられた4つの流量計 を単独使用して調整した(これら流量計を並列使用すると、流量の安定性が悪くな る。)。また、空気流量を補正するため、流量計出口付近の空気温度、圧力を熱電対、 圧力計(ブルドン管)によりそれぞれ測定した。流量計の仕様を Table 2.1 に示す。

気液の混合法は、気液混合室内にポーラス管(外径 30mm、内径 19mm、長さ 70mm、気孔径 100 µ m、気孔

率 36%)を設け、いわゆる、 染み出し法によることとした

lable	2.1	FIO	NМ	eter
	, ,		<b>T</b> T <b>I I I</b>	otor.
i anie	/ 1	FIM	.x/ I\/I	eler
laure	4.1	1 10 1	YY 191	

OMEGA製

	型式	流量範囲	精度
1.3 水系	SMA-2	50 ~ 500 ml/min	<b>±</b> 2%FS
試用液として、蒸留水を用い	SMA-2	0.5 ~ 5 l/min	<b>±</b> 2%FS
· •	SMA-2	5 ~ 50 l/min	<b>±</b> 2%FS
最大空気流量に限界がある	SMG-1	50 ~ 500 l/min	<b>±</b> 10%FS

3D

ことから、主として、環状流を

形成するため、Fig.2.1 に示すようにテスト管出口部は大気開放とした。また、液体速 度は、戻り管に設けられているバルブの開度を調整して変化させた。

2.1.4 測定系

2.1.3 水系

た。

#### 上り管(テストパイプ)

上り管は、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。

<u>圧力</u>タップ

差圧計を取り付けるため、気液混合室から約 1.9m のところに、圧力タップを設けた。

差圧測定区間は、管内径の 1、2、3倍の長さに調 整できるように、Fig.2.2 に示すように 1mm の穴が3 個あけられている(実験中は、1つを盲栓した。)。

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 cmH<sub>2</sub>O の可変リアクタンス型差圧トランスジ ューサを用いた。

この差圧計は、差圧を感知する透磁ステンレス製の



**ø**1

Fig.2.2 Pressure Tap

差圧計の周波数応答特性は、主に、差圧測定部から差圧計までの導入管の長さと断面積の大きさにより変化し、長さはできる限り短く、断面積はできる限り大きい方が 測定可能周波数範囲は広い。本実験では、導入管の長さを 20 cm、導入管最小径を 1 mm (断面積=0.785 mm<sup>2</sup>)としたが、この場合の測定可能周波数範囲は 150Hz 以下と

なり、本実験では十分である。また、導 入管には、装置取り付けの利便性を考慮 して、ナイロンチューブとしたが、測定 時におけるつぶれ、変形等はないことを 確認した。

この差圧計の仕様を Table 2.2 に示す。

Table 2.2 Differential Pressure Sensor

Validyne製

型式	DP15
フルスケール圧力	$\pm 8.8 \text{ cmH}_2\text{O}$
精度	± 0.25 %FS
使用温度範囲	-53 ~ +121

<u>デジタルレコーダ(TEAC 製 DR-M3)</u>

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、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。

<u>ホットワイヤ及び熱線流速計(KANOMAX 製 MODEL1008, 1010)</u>

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。校正は実験の度に行い、Fig.2.4 に示すような出力電圧 E、流 速 U に関する校正曲線を得た。ホット ワイヤは、 20  $\mu$  m、長さ約 6mm の白 金線を用いた。

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 - コンスタンタン 熱電対、シース外径 1.6 mm のもので ある。



Fig.2.5 に示すような出力電圧 E、温度 T に関する校正曲線を得た。

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。



Fig.2.5 Calibration Curve of Temperature

#### 2.1.5 観測系

<u>高速ビデオカメラ (Photon 製 HVC-11B)</u>

f1.4、11~70mm ズームレンズ装着の固体撮影素子カメラを用いた。最高速度 2066frame/sec までの 8bit(256 段階)の白黒撮影ができる。内部のメモリの制限から、 速度を上げると視野が狭くなる。本実験では、186frame/sec、シャッタースピード 1/1000sec、絞り4で撮影を約1.4秒間行った。画像はカメラ内部でデジタル情報とし て記録され、DA 変換された後、NTSC として出力された。

<u>光源(岩崎電気製 PSR-500W)</u> 超散光型アイランプを用いた。

#### 2.2 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。
- 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。
- 流れが整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-ン流及び 環状流)等を形成し、各測定・計測を行う。
- 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3章

### 理 論

#### 3.1 圧力損失(平均値的取り扱い)

気液二相流の全圧力損失  $P_T$ は、次の各要素からなるものと定義されている。  $P_T = P_h + P_a + P_f$ 

ここで、  $P_h$ は位置による損失、  $P_a$ は加速損失、  $P_f$ は摩擦損失である。

Phについて

一般的に、測定区間(H)内の二相流の平均密度 mを用いて、

 $P_{T} = {}_{m}gH = \{ {}_{g}\overline{\alpha} + (1 - \overline{\alpha}) {}_{1}\}gH$ 

として定められる。

ここで、  $_{g}$ 及び  $_{1}$ は気液の密度、 $\overline{\alpha}$ は測定区間内の平均ボイド率、gは重力加速度である。

#### Paについて

沸騰二相流の場合には、相変化によって比容積の大きな気相の占める割合が増 大することから、気相も液相も加速される。このため、測定区間内の入口、出口 の速度差が生じ、損失となる。

特に、比較的短い蒸発管で高熱負荷の場合には、無視できなくなると言われている。

Pfについて

P<sub>h</sub>や P<sub>f</sub>と異なり、両相の流速や物性値等から直接求めることは不可能であ り、上述した定義式と全圧力損失の実測値 P<sub>T</sub>から算出することとなる。また、 気液の流量が同じであっても流動様式が異なれば、この値は大きく変わることが 報告されている。

一般的な摩擦損失の整理方式としては、Lockhart と Martinelli (1949)<sup>[10]</sup>が提案した L - M 法がある。これは、二相流と単相流との摩擦損失の比の形で表されている。

#### 3.2 脈動現象

気液二相流は、流動方向に両相が不均一に分布していることから、その固有の性質 として静圧変動を伴う。特に、スラグ流とチャーン流は、気体スラグと液体スラグと が交互に流れることから、静圧変動はとても大きなものとなる。

スラグ流は気相と液相との界面が比較的滑らかであることから、その流れを気体ス ラグ部と液体スラグ部とに分離して取り扱い、管断面での圧力分布は一様、気体スラ グ部での圧力は一定、圧力回復は気体スラグ部直後で生ずるとの仮定をおいて、2点 間 L<sub>T</sub>の差圧 P<sub>T</sub>(t)を以下の式で与え、実験結果の傾向とよく一致することが報告 されている。<sup>[11]~[13]</sup>

 $P_{T} (t) = {}_{l}g [L_{T}-Z_{1} \times H(Z_{1})+ \{Z_{2}+(P_{R}/I_{g})\} \times H(Z_{2})+Z_{3} \times H(Z_{3}) -(\{Z_{4}+(P_{R}/I_{g})\} \times H(Z_{4}))$ 

ここで、H はヘビサイド関数、 1 は液体密度、g は重力加速度、Z1 及び Z2 は測定 区間下端から気体スラグ先端及び終端までの距離、Z3 及び Z4 は測定区間上端から気 体スラグ先端及び終端までの距離、 PR は気体スラグ周りの液膜流が気体スラグ下端 から液体スラグ中に流出する時の圧力回復量である。

気体スラグの位置と差圧変動特性との関係を Fig.3.1 に模式的に示す。実線は、実験結果に基づくもの、破線は上述のモデルによる結果(破線の示されていない領域は、 実験結果と同じ)であり、圧力回復量の影響がなくなるまでにはある程度の時間を要することがわかる。



Fig.3.1 Differential Pressure Fluctuation in Slug Flow

#### 3.3 カオスの特徴

近年に至るまで、系についての情報を十分に集めさえすれば、原理的には正確な予 測が可能であると信じられてきた。すなわち、原因と結果の間に明瞭な関係が見られ ない現象は、乱雑な要素を持つと言われ、多自由度系に対する情報不足のためと考え られてきた。しかし、このような考え方は、少数の自由度しか持たない簡単な系でも、 乱雑な挙動を示すことがあるという発見によってくつがえされた。この乱雑さは本質 的なものであり、系の情報をより多く集めたからといって失われるものではない。こ のような乱雑さはカオスと呼ばれている。

カオスはその現象のそこの深さゆえに、未だに数学的に厳密な定義はない。しかし ながら多くのカオスが共有するいくつかの性質は明らかになってきている。その主な 性質を整理してみると次のようなものが挙げられる。

#### 鋭敏な初期値依存性

力学系(決定論的法則にしたがって状態が時間的に変化する系)の初期値をわずか に変えて時間発展させると、解の振る舞いが大きく変化する性質を言う。力学系の挙 動がカオス的である場合、通常は十分近接した初期値から出発した2つの解の距離は 指数関数的に増大する。このことは、カオス生成の基本原理である「引き伸ばし」操 作によるものである。

長期予測不能性と短期予測可能性

鋭敏な初期値依存性のためにカオス系にあっては、長期予測は本質的に不可能とな る。しかしながら、カオスは決定論的力学系に従うものであるから、非線形性を考慮 に入れたよいモデルをつくることができれば、ある臨界時間までは、短期的な予測が 可能となる。

#### 非周期性

カオス力学系の運動のパワースペクトルを求めると、離散的なスペクトルを持たず、 幅のある連続スペクトルをもつ。このことは、カオスの非周期性を表している。

<u>有界性</u>

初期値に対する鋭敏な依存性は、線形系であっても、解が無限に発散するような場合には存在する。重要なのは、非線形効果によって、初期値に鋭敏に依存する不安定な解が、有界の領域に閉じ込められていることである。このことは、カオス生成の基本原理である「折りたたみ」操作によるものである。

#### 3.4 カオス解析手法

世の中には、不規則に変動する時系列データがあふれている。これらの時系列デー タからカオスであるか、否かを診断する方法について説明する。

#### 3.4.1 パワースペクトル

時系列データの周期性を調べるためには FFT(Fast Fourier Transform)解析が有用で ある。これにより、周波数成分の相対的な強度がわかり、時系列データの特徴を知る ことができる。カオスの場合、その非周期性から幅のある連続スペクトルをもつこと となるが、幅のある連続スペクトルを有することがカオスを保証するものではないこ とに注意が必要である。Fig.3.2、Fig.3.3、fig.3.4 に周期運動、カオス運動、ランダム 運動の時系列データとパワースペクトルを示す。これらから、カオス運動とランダム 運動は、連続的なスペクトルをとることがわかる。



Fig.3.4 **ランダム運動**(乱数)

#### 3.4.2 再構成アトラクタ

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(t<sub>i</sub>))のみから本来の系に関する情報を得るために、遅れ時間 を用いて、m次元 ベクトル

 $Vt_i = \{ x(t_i), x(t_i+), x(t_i+2), \cdot \cdot \cdot \cdot, x(t_i+(m-1)) \}$ 

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 2n+1 (n は本 来の力学系の次元)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 Takens の埋め込み定理により保証されている。また、遅れ時 間 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.3.5、Fig.3.6 にカオスを示すことで有 名な大気の対流モデルであるローレンツアトラクタとその再構成されたアトラクタ 権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。

> $\begin{bmatrix} \Box - \nu \vee \vee \forall \forall \forall \forall \end{bmatrix}$ dX/dt = (X-Y) dY/dt =-XZ+rX-Y dZ/dt =XY-bZ ( = 16, r = 40, b = 4)



Fig.3.5 Lorentz Attractor

Fig.3.6 Reconstructed Attractor

3.4.3 次元

集合の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効率 のよい相関次元(correlation dimension)について説明する。位相空間内にアトラクタ が描かれているとする。もし、アトラクタの次元が高ければ、ある与えられたアトラ クタ上の点近傍の点の数は、その点からの距離につれて急激に変化する。このとき、 相関次元 d は、

$$C^{m}(\mathbf{R}) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N(N-1)} \sum_{\substack{i,j=1\\i \neq j}}^{N} H(\mathbf{R} - |\mathbf{V}i - \mathbf{V}j|)$$

で定義される相関積分 C<sup>m</sup>(R)と R<sup>d(m)</sup>との関係

$$C^{m}(R) = R^{d(m)} (R 0)$$

から求められる。ここで、Vi、Vjは位相空間内のアトラクタ上の点を表し、H(X)は ヘビサイド関数、Nはデータ点数、mは埋め込み次元を表す。

具体的には、埋め込み次元 m を上げながら、log (C<sup>m</sup>(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。そして、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。そして、m の増加に伴い、d(m)が飽和して漸近して いく値が相関次元 d となる。ここで、データの総数 N は、相関積分の定義より、可能 な限り大きくとる必要がある。特に、推定する次元の値が大きくなるにしたがって、 より大きなデータ数が必要となる。推定された相関次元の値 d が 2log<sub>10</sub>N よりも十分 に小さくない場合には、得られた結果の信頼性は低いと考えられる。

カオスの場合、その有界性により、アトラクタは無限に薄い層が無限個重なって形成されている(自己相似構造)ため、次元は、非整数値となる。Fig.3.7、Fig.3.8 にローレンツアトラクタの相関次元を求めた結果を示す。



#### 3.4.4 リアプノフ指数

ー般にカオス力学系では、鋭敏な初期値依存性と有界性とから不安定方向と安定方向とが存在する。例えば、2次元力学系に初期値の集合として半径の微小円が与えられたとする。最初は円であったものが、1回写像されることによって、例えば、縦方向には引き延ばされ、横方向には押し潰される結果、楕円となる。この様子をFig.3.9に示す。このとき、縦(横)の各方向に対する指数的拡大(縮小)率、1(2)をリアプノフ指数(lyapunov exponent)といい、これらの組 $\{1, 2\}$ をリアプノフスペクトラム(lyapunov spectrum)と呼ぶ。2次元写像の場合のリアプノフ指数は、ヤコビアン行列 Df の N 回写像後の行列 Df<sup>N</sup>の非負定値行列(Df<sup>N</sup>)<sup>T</sup> Df<sup>N</sup>(T は転置を表す。)の固有値 iを用いて、

$$_{i} = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{2N} \log |_{i}|$$

で定義される。[14]

カオスの場合、リアプノフ指数は少なくとも1つは正である。

時系列データからのヤコビアン行列の推定<sup>[14],[15]</sup>

リアプノフ指数を計算するためにはヤコビアン行列を知らなくてはならないが、実験により得られる時系列データからでは、ヤコビアン行列を直接知ることはできない。 そこで、再構成アトラクタ上のある1点とその近傍の点との微小変位が、次ステップにおいてどれだけ変化するかを評価することでヤコビアン行列を推定する。

具体的には、アトラクタ上のある点を中心とする微小半径の超球内に入るアトラクタ上の他の点を M 個(埋め込み次元以上)選び出し、それら点と中心点との変位をそれぞれ成分とする変位ベクトルを作る。次にそれら点の S ステップ後の変位ベクトルを同様に作る。

ここで、 とSが十分に小さければ、Sステップ後の変位ベクトルは推定ヤコビアン行列を用いて線形近似できると考えて、Sステップ後の変位ベクトルと推定ヤコビアンにより予測した変位ベクトルとの差が最小となるように推定ヤコビアン行列を決定する。この方法を用いて求めたローレンツアトラクタのリアプノフスペクトラムの結果を Fig.3.10 に示す。



Fig.3.9 Development of 2D Dynamical System



Fig.3.10 Lyapunov Spectrum

3.4.5 コルモゴロフ・エントロピ<sup>[14], [15]</sup>

カオスの場合、長期予測不能性から系についての情報量は時間経過とともに増加す る。コルモゴロフ・エントロピは、情報量の時間的変化率の平均値であり、リアプノ フ指数と関連がある。

コルモゴロフ・エントロピの定義式は次のように与えられている。

$$K = \lim_{\to 0} \lim_{T \to \infty} \frac{I(, T)}{T}$$

ここで、 は位相空間の分割長さ、Iは情報関数、Tは時間である。

定義式の意味を明らかにする目的から、1次元の規則運動、カオス運動、ランダム 運動をそれぞれ例にとって、コルモゴロフ・エントロピを求めてみる。

#### 規則運動

Fig.3.11(a)に示すように、位相空間内を微小長さ で分割する。初期に近接していた2点は時間が経過しても近接しているため、情報の損失はなく、情報関数は0である。したがって、コルモゴロフ・エントロピも0となる。

#### <u>カオス運動</u>

Fig.3.11(b)に示すように、位相空間内を微小長さ で分割する。初期に近接していた2点は、微小時間 t後には、指数関数的に分離するため、T時間後の情報関数は <sup>+</sup>T( <sup>+</sup>は、正のリアプノフ指数)である。したがって、コルモゴロフ・エントロ ピは <sup>+</sup>となる。

<u>ランダム運動</u>

Fig.3.11(c)に示すように、位相空間内を微小長さ で分割する。初期に近接していた2点は、微小時間 t後には、位相空間内のすべての領域に移動可能であるため、T 時間後の情報関数は-T log ()である。したがって、コルモゴロフ・エントロピは となる。

具体的なコルモゴロフ・エントロピの計算方法としては、時系列データからヤコビ アン行列を推定し、これを用いてリアプノフスペクトラムを求めた。そして、正のリ アプノフ指数の総和をコルモゴロフ・エントロピとした。



# 第4章

### 実験結果

#### 4.1 測定・解析結果一覧

本実験は、大気圧下、空気の見かけ速度 0.007~24.2m/sec、水の見かけ速度 0.05~ 0.32m/sec の範囲内で行った。なお、空気の見かけ速度は浮子式流量計により空気流 量を 0.1~3501/min の間で調整し大気圧換算して算出したもの、水の見かけ速度は自 然循環によって生じる水の流れ(戻り管内の水の流れ)に適当な絞りを設けて調整さ れた流速を定温度型熱線流速計により検出したものである。

Table 4.1 及び Fig.4.1 に本実験の測定・解析結果の一覧及びそれら結果を Taitel -Dukler 線図にプロットしたものをそれぞれ示す。

流動様式	Jg	J1	α	D	K
B5	0.007	0.05	0.110	6.2	35
B9	0.007	0.14	0.045	6.1	29
B3	0.007	0.23	0.028	5.8	32
B6	0.013	0.06	0.183	5.7	34
B10	0.013	0.12	0.096	5.7	31
B14	0.013	0.09	0.126	5.6	37
B1	0.013	0.07	0.160	5.6	33
B11	0.020	0.14	0.124	5.6	30
B7	0.020	0.06	0.250	5.9	32
B12	0.027	0.14	0.157	5.8	31
B8	0.027	0.06	0.304	5.5	20
B13	0.033	0.15	0.185	5.8	24
B15	0.033	0.10	0.242	5.6	40
B2	0.033	0.07	0.311	5.6	30
B4	0.033	0.32	0.095	5.9	33
BS3	0.033	0.06	0.353	5.0	16
BS4	0.066	0.07	0.470	5.0	22
BS1	0.067	0.05	0.578	5.2	26
BS5	0.067	0.15	0.309	5.6	32
BS2	0.100	0.05	0.649	5.3	23
BS10	0.133	0.10	0.563	4.7	31
BS9	0.133	0.13	0.514	5.5	37
BS6	0.134	0.16	0.450	5.3	27
BS7	0.200	0.16	0.550	5.6	24
BS8	0.268	0.16	0.624	5.4	26

Table 4.1 Experimental and Analysis Result

流動様式	Jg	Jl	α	D	K
S1	0.126	0.04	0.771	4.6	21
S9	0.130	0.10	0.557	4.7	28
S6	0.130	0.11	0.544	4.3	19
S7	0.132	0.08	0.615	4.5	24
S3	0.138	0.02	0.847	4.5	24
S2	0.144	0.03	0.821	4.4	27
S4	0.183	0.03	0.864	4.2	30
S8	0.198	0.08	0.703	4.4	28
SC1	0.828	0.05	0.940	4.7	35
C2	0.392	0.07	0.840	4.7	30
C3	0.653	0.07	0.901	4.3	30
C4	1.28	0.05	0.959	4.3	29
C5	2.72	0.08	0.971	5.2	26
C6	2.75	0.12	0.958	4.2	29
C7	2.76	0.13	0.956	3.4	31
CA1	13.1	0.18	0.986	4.7	39
CA2	20.8	0.14	0.993	5.4	38
CA3	20.8	0.10	0.995	5.7	55
A4	16.4	0.07	0.996	6.5	68
A3	20.7	0.12	0.994	6.2	38
A5	22.4	0.10	0.995	6.0	62
A6	24.2	0.10	0.996	5.8	42

(B:Bubble, BS:Bubble-Slug, S:Slug, SC:Slug-Churn, C:Churn, CA:Churn-Annular, A:Annular)



[Symbol]	
:Bubble	:Churn
:Bubble-Slug	:Churn-Annular
:Slug	:Annular
:Slug-Churn	

Fig.4.1 Taitel - Dukler Flow Pattern Map

#### 気泡流 4.2

空気の見かけ速度 0.007~0.033m/sec、水の見かけ速度 0.05~0.32m/sec の範囲内に おいて、管内に小気泡が分散した気泡流が観察された。ボイド率は約0.3以下であっ た。Fig.4.2 に現象の写真を示す。



B5  $J_g = 0.007 m/s$  $J_l = 0.05 \text{m/s}$ 



B1 J<sub>g</sub>=0.013m/s  $J_1 = 0.07 \text{m/s}$ 



B15  $J_{g}=0.033 m/s$  $J_1 = 0.10 \text{m/s}$ 



B9

Jg=0.007

 $J_1 = 0.14 \text{ m/s}$ 

B2 J<sub>g</sub>=0.033  $J_1 = 0.07 \text{m/s}$ 



B7

J<sub>g</sub>=0.020m/s  $J_l = 0.06 \text{m/s}$ 



B4  $J_g = 0.033 m/s$  $J_1 = 0.32 \text{m/s}$ 



 $J_{g}=0.013 m/s$ 

 $J_1 = 0.06 \text{m/s}$ 



B10 J<sub>g</sub>=0.013m/s  $J_l = 0.12 \text{m/s}$ 



**B**8



B14  $J_g = 0.013 m/s$  $J_1 = 0.09 \text{ m/s}$ 



B13 J<sub>g</sub>=0.033m/s  $J_1 = 0.15 \text{ m/s}$ 



B12  $J_g = 0.027 m/s$  $J_{l}=0.14$  m/s

 $J_g = 0.027 m/s$  $J_1 = 0.06 \text{m/s}$ 

Fig.4.2 気泡流

<u>時系列</u>

差圧変動の時系列データを Fig.4.3 に示す。横軸は時間、縦軸は差圧計からの出力 電圧であり、差圧の大きさに対応している。縦軸目盛り0は平均差圧である。なお、 データ中、ノイズ成分の占める割合が大きいことから、前後2点、計5点の移動平均 をとっている。



Fig.4.3 時系列 ( 気泡流 )

<u>パワースペクトル</u>

Fig.4.3 の時系列データのパワースペクトルを Fig.4.4 に示す。横軸は周波数、縦軸はパワースペクトル密度であり、対数をとっている。



Fig.4.4 パワースペクトル (気泡流)

#### <u>再構成アトラクタ</u>

Fig.4.3 の時系列データを用いて3次元位相空間内に再構成したアトラクタをFig.4.5 に示す。遅れ時間())は 0.01Sec として 5000 点を用いた。



Fig.4.5 3次元再構成アトラクタ(気泡流)



Fig.4.5 3次元再構成アトラクタ(気泡流)







B4 J<sub>g</sub>=0.033m/s J<sub>l</sub>=0.32m/s

Fig.4.5 3次元再構成アトラクタ(気泡流)

相関次元

Fig.4.3 の時系列データを用いて再構成したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.6 に示す。 埋め込み次元(m)として 15 次元まで求めたところ、相関次元の値は収束した。





Fig.4.6 相関次元 ( 気泡流 )


Fig.4.6 相関次元(気泡流)





Fig.4.6 相関次元 ( 気泡流 )

### <u>コルモゴロフ・エントロピ</u>

再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.7 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和と

して計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタ の次元を3次元と仮定して、3方向のみの リアプノフ指数を求めることによって傾 向をつかむこととした。計算に用いたパラ メータをTable 4.2 に示す。

Table 4.2 パラメータ

パラメータ	
遅れ時間())	0.01 sec
微小要素長さ())	1次元方向の軌道の広がりの5%
時間ステップ( t)	0.01 sec



Fig.4.7 リアプノフスペクトラム (気泡流)



Fig.4.7 リアプノフスペクトラム (気泡流)

# 4.3 気泡 - スラグ

空気の見かけ速度を増加させると分散していた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た流動状況ではない。これら流れは、空気の見かけ速度 0.033 ~ 0.268m/sec、水の見かけ速度 0.05 ~ 0.16m/sec の範囲内において観察され、ボイド率は約 0.31 ~ 0.65 であった。Fig.4.8 に現象の写真を示す。



BS3 J<sub>g</sub>=0.033m/s J<sub>l</sub>=0.06m/s



BS4 J<sub>g</sub>=0.066m/s J<sub>l</sub>=0.07m/s



 $BS1 \\ J_g=0.067 m/s \\ J_l=0.05 m/s$ 



BS5 J<sub>g</sub>=0.067m/s J<sub>l</sub>=0.15m/s



 $\begin{array}{c} BS2 \\ J_g \!\!=\!\! 0.100 \text{m/s} \\ J_l \!\!=\!\! 0.05 \text{m/s} \end{array}$ 



 $\begin{array}{c} BS10 \\ J_g \!\!=\!\! 0.133 m \! / s \\ J_l \!\!=\!\! 0.10 m \! / s \end{array}$ 



 $\begin{array}{c} BS9 \\ J_g = 0.133 \text{m/s} \\ J_l = 0.13 \text{m/s} \end{array}$ 



BS6 J<sub>g</sub>=0.134m/s J<sub>l</sub>=0.16m/s





BS7 J<sub>g</sub>=0.200m/s J<sub>l</sub>=0.16m/s



 $\begin{array}{c} BS8 \\ J_g \!\!=\!\! 0.268 m/s \\ J_l \!\!=\!\! 0.16 m/s \end{array}$ 

<u>時系列</u>

差圧変動の時系列データを Fig.4.9 に示す。横軸は時間、縦軸は差圧計からの出力 電圧であり、差圧の大きさに対応している。縦軸目盛り0は平均差圧である。なお、 データ中、ノイズ成分の占める割合が大きい BS1、BS3、BS5、BS6 及び BS9 は前後2 点、計5点の移動平均をとっている。



Fig.4.9 時系列 (気泡 - スラグ)

<u>パワースペクトル</u>

Fig.4.9 の時系列データのパワースペクトルを Fig.4.10 に示す。横軸は周波数、縦軸はパワースペクトル密度であり、対数をとっている。



Fig.4.10 パワースペクトル (気泡 - スラグ)

### <u>再構成アトラクタ</u>

Fig.4.9 の時系列データを用いて 3 次元位相空間内に再構成したアトラクタを Fig.4.11 に示す。遅れ時間()は 0.01Sec として 5000 点を用いた。



Fig.4.11 3次元再構成アトラクタ(気泡-スラグ)



Fig.4.11 3次元再構成アトラクタ(気泡-スラグ)

Fig.4.9 の時系列データを用いて再構成したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.12 に示す。埋め込み次元(m)として 15 次元まで求めたところ、相関次元の値は収束した。









Fig.4.12 相関次元 (気泡 - スラグ)

<u>コルモゴロフ・エントロピ</u>

再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.13 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和として計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタの次元を3次元と仮定して、3方向のみのリ アプノフ指数を求めることによって傾向をつかむこととした。計算に用いたパラメー タを Table 4.2 に示す。



Fig.4.13 リアプノフスペクトラム (気泡 - スラグ)



Fig.4.13 リアプノフスペクトラム (気泡 - スラグ)

# 4.4 **スラ**グ流

空気の見かけ速度を更に増加させたが、気体スラグ部と液体スラグ部とに分離した 典型的なスラグ流が観察されなかったため、戻り管のバルブの開度を調整(絞り)し て、液体の見かけ速度を小さくしたところ、スラグ流が観察された。空気の見かけ速 度は 0.126 ~ 0.198m/sec、水の見かけ速度は 0.02 ~ 0.11m/sec、ボイド率は約 0.54 ~ 0.86 であった。Fig.4.14 に現象の写真を示す。



 $S1 \\ J_g=0.126 m/s \\ J_l=0.04 m/s$ 



S9 J<sub>g</sub>=0.130m/s J<sub>l</sub>=0.10m/s



S6 J<sub>g</sub>=0.130m/s J<sub>l</sub>=0.11m/s



S7 J<sub>g</sub>=0.132m/s J<sub>l</sub>=0.08m/s



S3 J<sub>g</sub>=0.138m/s J<sub>l</sub>=0.02m/s



S2 J<sub>g</sub>=0.144m/s J<sub>l</sub>=0.03m/s



S4 J<sub>g</sub>=0.183m/s J<sub>l</sub>=0.03m/s



 $\begin{array}{c} S8\\ J_g = 0.198 \text{m/s}\\ J_l = 0.08 \text{m/s} \end{array}$ 

Fig.4.14 スラグ流

### <u>時系列</u>

差圧変動の時系列データを Fig.4.15 に示す。横軸は時間、縦軸は差圧計からの出力 電圧であり、差圧の大きさに対応している。縦軸目盛り0 は平均差圧である。



パワースペクトル

Fig.4.15 の時系列データのパワースペクトルを Fig.4.16 に示す。横軸は周波数、縦軸 はパワースペクトル密度であり、対数をとっている。



Fig.4.16 パワースペクトル (スラグ流)



Fig.4.16 パワースペクトル (スラグ流)

### 再構成アトラクタ

Fig.4.15 の時系列データを用いて 3 次元位相空間内に再構成したアトラクタを Fig.4.17 に示す。遅れ時間()は 0.01Sec として 5000 点を用いた。



Fig.4.17 3次元再構成アトラクタ(スラグ流)



Fig.4.17 3次元再構成アトラクタ(スラグ流)

相関次元

Fig.4.15 の時系列データを用いて再構成したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.18 に示す。埋め込み次元(m)として 15 次元まで求めたところ、相関次元の値は収束した。





Fig.4.18 相関次元(スラグ流)





10<sup>0</sup>

Log C<sup>m</sup>(r)

10

Fig.4.18 相関次元(スラグ流)



Fig.4.18 相関次元 (スラグ流)

コルモゴロフ・エントロピ

再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.19 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和として計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタの次元を3次元と仮定して、3方向のみのリ アプノフ指数を求めることによって傾向をつかむこととした。計算に用いたパラメー タを Table 4.2 に示す。



Fig.4.19 リアプノフスペクトラム (スラグ流)



Fig.4.19 リアプノフスペクトラム(スラグ流)

# 4.5 スラグ - チャ - ン

空気及び水の見かけ速度を調整して、スラグ流からチャ-ン流への遷移の状況を目 視観察により判定しようと試みたが、決定的な判定基準を見つけることができなかっ た。そこで、気体スラグ部の長さ、気体スラグ部の界面の状況及び液体スラグ部の長 さからスラグ流とチャ-ン流との中間にあたると思われる流れをスラグ流とチャ-ン流との中間の流れとして記録した。空気の見かけ速度は 0.828m/sec、水の見かけ速 度は 0.05m/sec、ボイド率は 0.94 であった。Fig.4.20 に現象の写真を示す。

#### 時系列

差圧変動の時系列デー タを Fig.4.21 に示す。横 軸は時間、縦軸は差圧計 からの出力電圧であり、 差圧の大きさに対応して いる。縦軸目盛り0は平 均差圧である。サンプリ ング周波数は1kHz であ る。

<u>パワースペクトル</u> Fig.4.21 の時系列デー タのパワースペクトルを Fig.4.22 に示す。横軸は周 波数、縦軸はパワースペ クトル密度であり、対数をとって いる。

<u>再構成アトラクタ</u> Fig.4.21 の時系列データを用い て 3 次元位相空間内に再構成した Fig.4. アトラクタを Fig.4.23 に示す。遅 れ時間()は 0.01Sec として 5000 点を用 いた。

### 相関次元

Fig.4.21 の時系列データを用いて再構成 したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.24 に示す。埋め込み次元(m)として 15 次元 まで求めたところ、相関次元の値は収束し た。



SCI  $J_g=0.828m/s$  $J_l=0.05m/s$ Fig.4.20 スラグ - チャーン



Fig.4.22 パワースペクトル(スラグ - チャーン)



SC1 Fig.4.23 再構成アトラクタ (スラグ - チャーン)



Fig.4.24 相関次元 (スラグ-チャーン)

コルモゴロフ・エントロピ

再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.25 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和として計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタの次元を3次元と仮定して、3方向のみのリ アプノフ指数を求めることによって傾向をつかむこととした。計算に用いたパラメー タを Table 4.2 に示す。



(スラグ - チャーン)

空気の見かけ速度を比較的大きくすると、気体スラグ部の長さが長く、液体スラグ 部の長さが短くなり、また、気体スラグ部の界面が乱れた流れが観察された。これら 流れは、空気の見かけ速度 0.392~2.76m/sec、水の見かけ速度 0.05~0.13m/sec の範囲 内において観察され、ボイド率は約 0.84~0.97 であった。Fig.4.26 に現象の写真を示 す。



 $J_g = 0.392 \text{m/s}$  $J_l = 0.07 m/s$ 







 $J_g=2.76m/s$  $J_1 = 0.13 \text{ m/s}$ 

時系列

Fig.4.26 チャーン流

差圧変動の時系列データを Fig.4.27 に示す。横軸は時間、縦軸は差圧計からの出力 電圧であり、差圧の大きさに対応している。縦軸目盛り0は平均差圧である。



### <u>パワースペクトル</u>

Fig.4.27の時系列データのパワースペクトルを Fig.4.28 に示す。横軸は周波数、縦軸はパワースペクトル密度であり、対数をとっている。





### <u>再構成アトラクタ</u>

Fig.4.27 の時系列データを用いて 3 次元位相空間内に再構成したアトラクタを Fig.4.29 に示す。遅れ時間()は 0.01Sec として 5000 点を用いた。



Fig.4.29 3次元再構成アトラクタ(チャーン流)



Fig.4.29 3次元再構成アトラクタ(チャーン流)

相関次元

Fig.4.27 の時系列データを用いて再構成したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.30 に示す。埋め込み次元(m)として 15 次元まで求めたところ、相関次元の値は収束した。





Fig.4.30 相関次元 (チャーン流)



Fig.4.30 相関次元 (チャーン流)

<u>コルモゴロフ・エントロピ</u>

再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.31 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和として計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタの次元を3次元と仮定して、3方向のみのリ アプノフ指数を求めることによって傾向をつかむこととした。計算に用いたパラメー タを Table 4.2 に示す



Fig.4.31 リアプノフスペクトラム (チャーン流)

#### チャ - ン - 環状 4.7

空気の見かけ速度を更に大きくした ところ、気体スラグ部の長さが更に長く なり、上り管内が気体スラグ部で満たさ れた状態が断続的に続く流れが観察さ れた。これら流れは、空気の見かけ速度 13.1~20.8m/sec、水の見かけ速度 0.10~ 0.18m/sec の範囲内において観察され、 ボイド率は約 0.98 以上であった。 Fig.4.32 に現象の写真を示す。

時系列

差圧変動の時系列データを Fig.4.33 に 示す。横軸は時間、縦軸は差圧計からの 出力電圧であり、差圧の大きさに対応し ている。縦軸目盛り0は平均差圧である。



CA1  $J_g=13.1 \text{m/s}$  $J_l=0.18 m/s$ 

CA3  $J_g=20.8 \text{m/s}$  $J_l = 0.14 \text{m/s}$ 

 $J_g=20.8 \text{m/s}$  $J_l=0.10 \text{m/s}$ 

Fig.4.32 チャーン - 環状



Fig.4.33 時系列 (チャーン - 環状)

パワースペクトル

Fig.4.33 の時系列データのパワースペクトルを Fig.4.34 に示す。横軸は周波数、縦 軸はパワースペクトル密度であり、対数をとっている。



Fig.4.34 パワースペクトル (チャーン - 環状)

### <u>再構成アトラクタ</u>

Fig.4.33 の時系列データを用いて 3 次元位相空間内に再構成したアトラクタを Fig.4.35 に示す。遅れ時間()は 0.01Sec として 5000 点を用いた。



 $J_{g}=20.8 \text{m/s}$ 

J<sub>i</sub>=0.10m/s Fig.4.35 3次元再構成アトラクタ (チャーン - 環状)

相関次元

Fig.4.33 の時系列データを用いて再構成したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.36 に示す。埋め込み次元(m)として 15 次元まで求めたところ、相関次元の値は収束した。







再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.37 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和として計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタの次元を3次元と仮定して、3方向のみのリ アプノフ指数を求めることによって傾向をつかむこととした。計算に用いたパラメー **夕を**Table 4.2 に示す



Fig.4.37 リアプノフスペクトラム (チャーン - 環状)

## 4.8 環状流

本実験において使用したコンプレッサのタンク容量の制限から、空気の見かけ速度 を最大にしただけでは環状流は観察できなかった。そこで、戻り管のバルブの開度を、 液体の見かけ速度を0としないように留意して、最大限絞ったところ、管コア部に空 気、管壁に液膜が生じる流れを観察することができた。これら流れは、空気の見かけ 速度 16.4~24.2m/sec、水の見かけ速度 0.07~0.23m/sec の範囲内において観察され、 ボイド率は約 0.99 以上であった。Fig.4.38 に現象の写真を示す。



Fig4.38 環状流

<u>時系列</u>

差圧変動の時系列データを Fig.4.39 に示す。横軸は時間、縦軸は差圧計からの出力 電圧であり、差圧の大きさに対応している。縦軸目盛り0 は平均差圧である。なお、 コンプレッサのタンク容量の制限から、測定時間は20 秒とした。



<u>パワースペクトル</u>

Fig.4.39 の時系列データのパワースペクトルを Fig.4.40 に示す。横軸は周波数、縦軸はパワースペクトル密度であり、対数をとっている。



<u>再構成アトラクタ</u>

Fig.4.39 の時系列データを用いて 3 次元位相空間内に再構成したアトラクタを Fig.4.41 に示す。遅れ時間()は 0.01Sec として 5000 点を用いた。



Fig.4.41 3次元再構成アトラクタ(環状流)




相関次元

Fig.4.39 の時系列データを用いて再構成したアトラクタの相関次元(d)を Fig.4.42 に示す。埋め込み次元(m)として 15 次元まで求めたところ、相関次元の値は収束した。







Fig.4.42 相関次元(環状流)

#### <u>コルモゴロフ・エントロピ</u>

再構成されたアトラクタのリアプノフスペクトラムを計算した結果を Fig.4.43 に示 す。横軸は測定時間、縦軸はリアプノフ指数であり、時間経過とともに収束した値が 各方向のリアプノフ指数である。コルモゴロフ・エントロピ(K)は、リアプノフス ペクトラム中、正のリアプノフ指数の和として計算した。なお、本実験においては、 データ点数の制約から再構成アトラクタの次元を3次元と仮定して、3方向のみのリ アプノフ指数を求めることによって傾向をつかむこととした。計算に用いたパラメー タを Table 4.2 に示す。



Fig.4.43 リアプノフスペクトラム(環状流)

第5章

## 考察

#### 時系列 5.1

#### 差圧変動の大きさ

本研究では、検出した信号の平均差圧を縦軸0目盛りとして、平均差圧からの変動 に着目している。変動がプラス(マイナス)を示す場合は、上下2つの圧力タップの うち、下(上)側の圧力が大きいことを表わしている。

実験結果からわかるように差圧変動の大きさは気泡流、スラグ流、チャーン流へと 流動様式が変化するにしたが

って大きくなり、環状流にな って小さくなることがわかる。 変動の大きさを定量的に評価 **するため**、B15、S9、C7、A5 の標準偏差を求めた結果を Table 5.1 に示す。

Table 5.1 標準偏差

100に 5.1 小平 洲 王	
流動様式	標準偏差
B15	0.10
S9	0.91
C7	3.58
A5	0.84

#### 差圧変動と現象の対応

(B:気泡流、S:スラグ流、C:チャーン流、A:環状流)

B15、S9、C7、A5 の差圧変動と高速度ビデオカメラにより撮影・記録した結果と の対応を Fig.5.1(a)~(d)に示す。

気泡流(B15、Fig.5.1(a))

差圧変動は測定区間内の密度変動及び管壁近傍の液体の速度変動によるものと考 えられるが、多数の小気泡が互いに干渉しあいながら管内を流動しているため、信号 と現象との対応を理解することは不可能であった。

スラグ流 (S9、Fig.5.1(b))

差圧変動は大きな変動部分と小さな変動部分とが繰り返されるものであり、大きな 変動部分は気体スラグ部の流動に、小さな変動部分は液体スラグ部の流動に対応して いることがわかった(Fig.5.1(b)中、)。また、大きな変動は 3.2 節で説明したとお り気体スラグ部下端での液膜による圧力回復効果である。本実験にあっては、差圧測 定区間が 1.9 cm という非常に短いことからこの効果が顕著にあらわれている。赤川ら <sup>[13]</sup>は、圧力回復効果( P<sub>R</sub>)を次の式で与え、実験結果との一致を示しているが、

 $P_{R} = \frac{1}{(0.2(J_{l}+J_{g})+0.35)} (1-)$ 

1:液体密度、J<sub>1</sub>, J<sub>g</sub>:液体、気体の見かけ速度、g:重力加速度、D:管径 ここで、 :気体スラグ部下端のボイド率

これを用いて、本実験の圧力回復効果を見積もると 20.4 cmH<sub>2</sub>O であり、空気を流さ ない時の差圧 1.9 cmH<sub>2</sub>O の約 10 倍であり、大きな差圧変動は圧力回復効果であるこ とが明らかとなった。なお、気体スラグ部下端のボイド率はビデオ撮影の結果をもと にして 0.84 とした。

液体スラグ部の変動については、液体スラグ部内に小気泡を含んでおり、それら気 泡の相互干渉等によって流れが複雑なため、信号と現象との対応を理解することは不 可能であった。差圧変動の大きさは、小気泡の大きさに関係していると思われ、気泡 流の場合より大きかった。

チャーン流 (C7、Fig.5.1(c))

気体スラグ部の長さが長く、液体スラグ部の長さが短くなり、差圧変動はかなり大きくなる。差圧変動の大きな部分は非常に長くなった気体スラグ部の下端が通過する時に対応し、小さい部分は気体スラグ部が通過する時に対応していることがわかった(Fig.5.1(c)中、)。このことから、変動の大きな部分はスラグ流同様気体スラグ部下端での液膜による圧力回復効果が変動の原因であり、変動の小さな部分は気体スラグ部周囲の液膜の速度変動によるものであると思われる。差圧変動の小さい部分の信号と現象との対応を理解することは不可能であった。

環状流 (A5、Fig.5.1(d))

チャーン流において大きな差圧変動の要因であった液体スラグ部がなくなり、差圧 変動はチャーン流における小さな変動部分のみからなる波形となった。このことから、 チャ - ン流から環状流への遷移機構は気体スラグ部の長さが上り管(テストパイプ) の長さを超えるほど長くなることにより起こると考えられる<sup>[16]</sup>。信号と現象との対応 は理解することが不可能であった。





5.2 FFT ( $\mathcal{N}\mathcal{D} - \mathcal{A}\mathcal{A}\mathcal{D} + \mathcal{W}$ )

すべての流動様式において鋭いピークをもつ支配的な周波数成分は見られず、カオ スであるための必要条件の1つである連続的なパワースペクトルが得られた。各流動 様式によってその分布形状に違いが見られるが、その点の定量的な評価についてはこ れまでに多くの研究者が実施していることから、本実験においては評価しなかった。

相対的に大きなパワースペクトルをもつ周波数領域は、いずれの流動様式も 10Hz 以下の遅い成分であり、差圧変動が差圧測定区間の密度変動及び速度変動に起因して いることを考えれば、気相(小気泡、気体スラグ)が差圧測定区間を通過するのに要 する時間を周期にもつ振動成分が相対的に大きなパワーをもつと思われる。気泡流に ついてビデオ撮影の結果から小気泡の上昇速度を求めたところ、約 45~55 cm/s、測 定区間通過に要する時間は 100~125 mS、周波数は 8~10Hz となった。

#### 5.3 再構成アトラクタ

Fig.5.2(a)~(d)に B15、S9、C7、A5 の再構成アトラクタの時間発展を示す。 なお、構造がわかるように拡大してある。

#### <u> 気泡流(B15, fig.5.2(a))</u>

ノイズ成分の影響が強く、また、3次元再構成アトラクタであることから、はっき りとした構造はわからない。しかしながら、時間の経過とともに筒状に回転している ようにも見える。

<u>スラグ流 (S9、fig.5.2 (b))</u>

3次元再構成アトラクタであることから真の構造をあらわしているわけではないが、 位相空間内の広がり具合が大きい部分と小さい部分とが組み合わさった構造をして いることがわかった。広がりの小さい部分は気泡流のアトラクタと類似しており、大 きい部分は軌道の数が少なすぎてはっきりとした構造はわからない。

広がりの小さな部分は差圧測定区間を液体スラグ部が通過する時に、広がりの大きな部分は差圧測定区間を気体スラグ部下端が通過する時に対応している。

<u>チャーン流(C7、fig.5.2(c))</u>

3次元再構成アトラクタであることから真の構造をあらわしているわけではないが、 位相空間内の広がり具合が大きい部分と小さい部分とが組み合わさった構造をして いることがわかった。広がりの小さな部分は差圧測定区間を気体スラグ部が通過する 時に、広がりの大きな部分は差圧測定区間を気体スラグ部下端が通過する時に対応し ている。特に広がりの大きな部分には密な部分と疎な部分が見える。

#### <u> 環状流(A5、Fig.5.2(d))</u>

スラグ流やチャーン流に見られていた軌道の広がりが大きな部分がなくなった構造をしている。時間の経過とともにアトラクタの軌道を追跡してみたが、はっきりとした構造はわからなかった。



#### 相関次元 5.4

3.4.3 節で説明した方法により各流動様式の相関次元を求めたところ、Fig.4.6 等で 見られるように、相関次元は埋め込み次元の増加に伴ってある値に漸近する傾向を示 し、気泡流で 5.8 程度、スラグ流で 4.3 程度、環状流で 6.0 程度であった。なお、本 実験においては、空気流量の制限から整定した環状流をつくることが非常に困難であ ったことから環状流の次元は他の流動様式の次元よりも信頼度は低いと思っている。 また、今回計算した環状流の次元は管壁部を流れる液膜の速度変動による次元のため 値が大きくなる傾向を示したものと思われる。チャ - ン流にあってはその幅は広く 3.4~5.2 であった。これは、チャ-ン流がスラグ流と環状流との間に存在する遷移の 流動状態であり、スラグ流に近い流れと環状流に近い流れとの2つの流動状態が存在

する流れであるということを示唆する結 果であると思う。したがって、本実験にお いては、スラグ - チャ - ン、チャ - ン - 環 状という2つの遷移領域を評価しようと試 みたが、そもそも流動様式の分類を複雑に するだけであり、チャ - ン流も含めてそれ らは全てスラグ流(間欠流)と環状流(分 離流)との間の遷移領域ではないかと考え ている。本実験で得られた結果をボイド率 - 相関次元平面にプロットしたものを Fig.5.3 に示す。この図から相関次元の値は 流動様式の変化とともに連続的に変化す ることがわかる。



0.5 Void Fraction Fig.5.3 Correlation Dimension 本来であれば、求めた相関次元の値+1

の次元で再構成されたアトラクタのコルモゴロフ・エントロピを求めなければならな いところであるが、データ点数不足のため推定ヤコビアン行列を求めることができず、 結局、3次元再構成アトラクタのコルモゴロフ・エントロピを求めて傾向をつかむこ ととした。

気泡流、スラグ流及びチャ - ン流は若干スラグ流の値が小さい傾向にあるもののこ れら3つを識別できるほどの明確な差はでなかった。環状流は他の流動様式よりも値 は大きくなった。このことは、環状流は他の流動様式に比べて不規則であり、予測可 能時間が1番短いということを意味しているわけだが、再構成アトラクタの形状及び 現象(液膜の速度変動)の複雑さから判断すれば妥当な結果であると思われる。



#### 5.6 今後の課題

本実験のような気孔径 100µm のポーラス管からの染み出し法による気液の混合 方法ではアスペクト比(上り管の長さ/上り管の直径)を約100としても流動様式(チ ャ・ン流、環状流)が整定するのに十分な距離が得られたとは言い難かった。また、 差圧測定位置は上り管出口部において圧力変動の影響があることを考慮して最適な 位置とする必要がある。更に気液混合室も含めて空気流入ラインは気体の圧縮性の影 響がでないように容積を小さくする必要がある。これらの点に留意して実験装置を改 良し、より一般性、信頼性のある差圧信号を検出・解析していかなくてはならない。 解析手法に関しては、ノイズを含んだ信号を対象とすることを勘案して、位相空間 を分割する微小要素の長さ等各パラメータの最適値を決定していかなくてはならな い。また、気泡流及び環状流にあっては、現象と差圧変動との対応を理解することが 困難であったことを鑑みれば、検出した信号をそのまま解析・評価するのではなく、 その信号を流動様式の特性のみを含んだ信号に変換して解析(波形処理)することに より、より明確な定量値を定めることができると期待している。

# 第6章

# 結 果

- 差圧変動の大きさは、気泡流及び環状流は小さく、スラグ流及びチャ-ン流は間 欠的に大きい変動を伴うことが実験的に確認され、差圧変動信号は流動様式の特 性を含んでいることが確認された。
- 差圧変動信号と現象との対応を試みたところ、スラグ流及びチャーン流は変動の 大きな部分で現象との対応が見られたものの、変動の小さな部分についてはわか らなかった。また、気泡流及び環状流の差圧変動に関しては現象との対応は不可 能であった。
- 相関次元及びコルモゴロフ・エントロピは流動様式の差圧変動特性を定量的に評価できる指標となる可能性があることを示すことができた。特に相関次元にあっては、スラグ流やチャ ン流のような間欠流の次元は他の流動様式よりも低くなる傾向があることがわかった。ただし、環状流に関しては、管壁を流れる液膜の次元を表していることに注意が必要である。
- 4. 相関次元は流動様式の変化にともなって連続的に変化していくことをボイド率と 関連させて示すことができた。また、気泡流からチャ - ン流の間とチャ - ン流か ら環状流の間とで相関次元の変化傾向に違いがあることがわかった。ただし、環 状流に関しては、管壁を流れる液膜の次元を表していることに注意が必要である。
- 5. 気液二相流の差圧変動はカオス的であることがわかった。

### 謝 辞

本論文作成にあたり、親切なご指導を頂きました庄司正弘教授に心から感謝致します。

また、貴重なご意見を頂きました丸山茂夫助教授、日頃から多くの面で協力して頂 いた横谷定雄助手、井上満助手、渡辺誠技官に感謝致します。河野正道助手の研究に 取り組む姿勢はとても勉強になりました。また、幾度となく励ましの言葉をいただき、 感謝しています。

博士課程の高木裕登さんには、実験・解析等あらゆる面で多くの助言を頂きありが とうございました。修士課程の2年間、ともに笑い、苦しんだ阿部君、井上君、本当 にありがとう。特に阿部君には、テーマが Boiling 関連ということで親身になってい ろいろと相談にのってもらい、本当にありがとう。感謝しています。社会人となられ ましても頑張って下さい。修士2年の渋田君、1日も早く全快して復帰できますこと をお祈り致します。

修士1年の野上君、安井君には、ほとんど何も指導できず、迷惑ばかりかけたと思います。感謝すると共にこれからの活躍を祈っています。

共に実験、研究にあたってくれた4年生の福田君、十分な指導はできませんでした が、実験の難しさやおもしろさはわかっていただけたことと思います。修士へ進んで からも益々の活躍を期待しています。頑張って下さい。

学部4年生、留学生のみなさん、どうもお世話になりました。感謝しています。こ れからも頑張って下さい。

最後に、これまで心身ともに支えとなってくれた妻に感謝致します。

### 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] Hubbard, M.G. and Dukler, A.E., "The Characterization of Flow Regimes for Horizontal Two-Phase Flow," Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, pp.100-121, 1966.
- [6] Jones J<sub>R</sub>, O.C. and Zuber, N., "The Interrelation between Void Fraction Fluctuations and Flow Patterns in Two-Phase Flow," *Int.J.Multiphase Flow*, 2, pp.273-306, 1975
- [7] 松井剛一, 日外雅人, 井上俊彦, 有本卓, "垂直管内気液二相流の流動様式の一推 定法,"計測自動制御学会論文集, 第17巻第1号, pp.85-91, 1981.
- [8] Franca, F., Acikgoz, M., Lahey J<sub>R</sub>, R.T. and Clausse, A., "The Use Fractal Techniques for Flow Regime Identification," *Int.J.Multiphase Flow*, 17-4, pp.545-552, 1991.
- [9] Cai, Y., Wambsganss, M.W. and Jendrzejczyk, J.A., "Application of Chaos Theory in Identification of Two-Phase Flow Patterns and Transitions in a Small, Horizontal, Rectangular Channel," *Trans,ASME,J.Fluids Engineering*, 118, pp.383-390, 1996.
- [10] Lockhart, R.W. and Martinelli, R.C., "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes," *Chem.Eng.Prog.*, 45-1, pp.39-48, 1949.
- [11] 赤川浩爾,浜口八朗,坂口忠司,碇哲二,"気液二相流の差圧脈動に関する研究 (第1報,差圧脈動の実験結果),"日本機械学会論文集,第36巻289号, pp.1520-1527,1970.
- [12] 赤川浩爾,浜口八朗,坂口忠司,碇哲二,"気液二相流の差圧脈動に関する研究 (第2報,差圧脈動の理論解析),"日本機械学会論文集,第36巻289号, pp.1528-1534,1970.
- [13] 赤川浩爾,浜口八朗,坂口忠司,"気液二相流の差圧脈動に関する研究(第3報, 単一気体スラグによる圧力変化およびスラグ長さの性質),"日本機械学会論文集, 第36巻289号,pp.1535-1542,1970.
- [14] 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, pp.160-164, 1998.
- [15] Sano, M. and Sawada, Y., "Measurement of the Lyapunov exponents from a time series," *Physical Review Letters*, 16, pp.1082-1085, 1985.
- [16] 赤川浩爾, "気液二相流," コロナ社, 初版, pp.25-26, 1974.

以上

### <u>通し番号 1-89 完</u>

## 修士論文

### <u>平成 12 年 2 月 10 日 提出</u>

86177 伊藤 浩二