

ISSN 0910-7851

伝熱研究

Journal of The Heat Transfer Society of Japan

1996 January
Vol. 35 No. 136

〈小特集：非線形力学と伝熱研究〉

社団法人 日 本 伝 熱 学 会
The Heat Transfer Society of Japan

日本伝熱学会第34期 (平成7年度) 役員

会 長 副 会 長 理 事 (編集出版) 東 北 北陸信越 中国四国 (企 画) 関 西 (総 務) 北 海 道 監 事 評 議 員	(編集出版) (企 画) (総 務) 山 田 悦 郎 (秋 田 大) 青 木 和 夫 (長 岡 技 大) 稲 葉 英 男 (岡 山 大) 萩 野 文 丸 (京 大) 松 木 健 次 (シ ャ ー プ) 金 子 邦 彦 (東 大) 杉 山 憲 一 郎 (北 大) 前 田 昌 信 (慶 大) 鈴 木 立 之 (富 山 県 立 大) 平 澤 良 男 (富 山 大) 功 刀 資 彰 (原 研) 一 宮 浩 市 (山 梨 大) 丸 山 茂 夫 (東 大) 長 坂 雄 次 (慶 大) 縄 田 豊 (八 代 高 専) 田 中 宏 史 (福 岡 工 大) 山 田 明 (三 菱 重 工) 三 田 地 紘 史 (豊 橋 技 科 大) 廣 田 真 史 (名 大) 小 林 健 一 (東 工 大) 早 坂 洋 史 (北 大) 山 岸 英 明 (釧 路 高 専) 高 橋 一 郎 (山 形 大) 稲 室 隆 二 (京 大) 竹 中 信 幸 (神 戸 大) 片 岡 勲 (京 大) 鈴 木 豊 彦 (鳥 取 大) 加 藤 泰 生 (山 口 大) 数 土 幸 夫 (原 研) 東 之 弘 (い わ き 明 星 大) 中 島 利 誠 (お 茶 水 女 大) 田 辺 新 一 (お 茶 水 女 大) David Copeland (東 工 大)	相 原 利 雄 (東 北 大) 林 勇 二 郎 (金 沢 大) 鳥 越 邦 和 (ダ イ キ ン) 斎 藤 彬 夫 (東 工 大) 部 会 長 增 岡 隆 士 (九 工 大) 東 海 熊 田 雅 弥 (岐 阜 大) 伊 藤 正 昭 (日 立) 部 会 長 笠 木 伸 英 (東 大) 前 川 博 (新 潟 大) 九 州 尾 添 紘 之 (九 大) 柳 謙 一 (三 菱 重 工) 水 野 彰 (豊 橋 技 科 大) 河 村 洋 (東 理 大) 塩 冶 震 太 郎 (石 播 重 工) 日 向 滋 (信 州 大) 石 黒 博 (筑 波 大) 森 岡 幹 雄 (石 播 重 工) 神 永 文 人 (茨 城 大) 西 野 耕 一 (横 浜 国 大) 師 岡 慎 一 (東 芝) 中 山 昭 男 (九 州 産 大) 森 英 夫 (九 大) 長 野 靖 尚 (名 工 大) 大 原 敏 夫 (日 本 電 装) 大 河 誠 司 (東 工 大) 三 松 順 治 (岐 阜 大) 戸 倉 郁 夫 (室 蘭 工 大) 原 利 次 (日 本 工 大) 泉 正 明 (岩 手 大) 小 澤 守 (関 西 大) 増 田 雅 昭 (シ ャ ー プ) 橋 本 律 男 (三 菱 重 工) 奥 山 喜 久 夫 (広 島 大) 森 康 彦 (慶 大) 飛 原 英 治 (東 大) 小 原 拓 (東 北 大) 中 谷 元 (三 菱 電 機) 新 井 紀 男 (名 大) 川 西 康 平 (三 菱 重 工)
--	--	---

「Thermal Science and Engineering」

チーフエディター

小 竹 進 (東 大)

伝 熱 研 究 目 次

〈顕彰〉

名誉会員の顕彰…………… 総務部会 …… 1

〈随想〉

研究開発の思い出…………… 西川兼康 (九州電力) …… 2

〈小特集：非線形力学と伝熱研究〉

小特集にあたって…………… 第34期編集委員 飛原英治 (東大) …… 5
 ラグランジアン乱流によるカオスの混合…………… 飯田誠一・小河原加久治 (北大) …… 6
 対流とカオス…………… 細川 巖 (電通大) …… 14
 Nonlinear Dynamics in Boiling Phenomena
 R. Nelson (Los Alamos National Lab.), D. Kenning (Oxford Univ.) and M. Shoji (Univ. of Tokyo) …… 22
 気液二相流の非線形挙動 —カオス解析を中心に—
 …… 中西重康 (龍谷大)・澤井 徹 (高松高専) …… 35
 沸騰二相流の非線形振動におけるカオス…………… 竹中信幸 (神戸大) …… 43
 巨大な複雑系としての原子炉の非線形挙動…………… 金野秀敏 (筑波大) …… 48
 熱流体における非線形力学研究 —研究動向と文献サーベイ—…………… 庄司正弘 (東大) …… 55

〈研究トピックス〉

微小径アークジェットによる精密プラズマ切断…………… 桜木俊一 (小松製作所) …… 63

〈研究会活動報告〉

公開講演会「私たちの生活と熱」の報告…………… 公開講演会実行委員会 …… 64

〈編集後記〉…………… 第34期編集委員長 増岡隆士 (九工大) …… 69

〈支援研究グループ活動報告〉

東北研究グループ活動報告…………… 71
 東海支部活動報告…………… 72
 北陸信越研究グループ活動報告…………… 73
 関西支部活動報告…………… 74
 中国四国研究グループ活動報告…………… 76
 九州支部活動報告…………… 77

〈お知らせ〉

第33回日本伝熱シンポジウム	78
北海道伝熱セミナー	83
日本伝熱学会関西支部 第3回定時総会・講演討論会	83
第28回乱流シンポジウム論文募集	84
第7回計算流体シンポジウム論文募集	84
第1回環境流体シンポジウム論文募集	84
第24回可視化情報シンポジウム講演募集	84
Announcement and Call for Papers/ PSFVIP-1: The 1st Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing	85
The Second World Congress of Nonlinear Analysts	85
「伝熱研究」原稿の書き方	86
「伝熱研究」会告の書き方	87
事務局からの連絡	88
日本伝熱学会 入会申込み, 変更届用紙	89

Journal of The Heat Transfer Society of Japan

Vol.35, No.136, January, 1996

CONTENTS

〈Awards〉

Awards of Honorary Members

Board of General Affairs 1

〈Essay〉

Memories of Research and Development

Kaneyasu Nishikawa (Kyushu Electric Power Co., Inc.) 2

〈Special Issue : Non-Linear Dynamics and Heat Transfer Researches〉

Preface to Special Issue

Eiji Hihara (University of Tokyo) 5

Chaotic Mixing by Lagrangian Turbulence

Sei-ichi Iida and Ogawa Kakuji (Hokkaido University) 6

Thermal Convection and Chaos

Iwao Hosokawa (University of Electro-Communications) 14

Nonlinear Dynamics in Boiling Phenomena

R. Nelson (Los Alamos National Laboratory)

D. Kenning (Oxford University)

M. Shoji (University of Tokyo) 22

Non-Linear Behavior of Gas-Liquid Two-Phase Flow

Shigeyasu Nakanishi (Ryukoku University)

To'oru Sawai (Takamatsu National College of Technology) 35

Chaos in Non-linear Oscillation in Boiling Two-Phase Flow

Nobuyuki Takenaka (Kobe University) 43

Nonlinear Behaviour of Nuclear Power Reactor as a Huge Complex System

Hidetoshi Konno (University of Tsukuba) 48

Nonlinear Dynamics Researches in Thermo-Fluid Engineering

Masahiro Shoji (University of Tokyo) 55

〈Research Topics〉

Precision Plasma Cutting with Fine Plasma Arc Jet

Shunichi Sakuragi (Komatsu Ltd.)63

〈Reports on Activities〉

Open Lecture : Heat in Our Daily Life

Open Lecture Executive Committee64

〈Postscript by The Editor〉

.....69

〈Reports on the Local Branch/Group Activities〉

.....71

〈Announcements〉

.....78

名誉会員の顕彰

総務部会

社団法人日本伝熱学会では、名誉会員規定に従い、本学会の発展のために尽くされたご功勞に感謝し、伝熱工学の進展に対するご貢獻を讃え、謹んで下記の方々を社団法人日本伝熱学会名誉会員として、平成7年5月25日開催の第33期総会の席上、顕彰致しました。

(1) 特に、学会内部で事務上の呼称として、特別名誉会員とお呼びさせて頂いているの方々*

青木 成文	赤川 浩爾	荒川 淳	栗野 誠一	石谷 清幹
泉 亮太郎	一色 尚次	植田 辰洋	内田 秀雄	岡崎 卓郎
小笠原光信	勝田勝太郎	勝原 哲治	甲藤 好郎	河村 芳平
久我 修	楠田 久男	国井 大蔵	小林 清志	齊藤 武
齋間 厚	篠原 久	下村 龍助	下村龍太郎	杉山 幸男
関 信弘	武山 斌郎	田島 収	谷下 市松	千葉 徳男
辻 廣	坪内 為雄	永倉喜一郎	西川 兼康	長谷川敏男
八田 圭爾	八田 桂三	原 朝茂	菱田 幹雄	前田 四郎
牧 忠	水野 忠治	宮部喜代二	宮部 英也	森 康夫
山家 讓二	山村 龍男	頼実 正弘	W. J. Yang	K. C. Cheng
C. L. Tien	(以上、順不同)			

(2)

安達 勤	石黒 亮一	伊藤 龍象	井上 清	宇佐見久雄
大原 清司	岡垣 理	岡本 芳三	香川 達雄	加茂 信行
吉川 進三	黒澤 昭	黒柳 利之	小竹 進	児山 仁
今野 宏卓	櫻井 彰	佐藤 恭三	佐野川好母	清水 賢
神野 博	世古口言彦	多賀 正夫	高坂 彬夫	谷口 博
玉木 恕乎	寺崎 和郎	寺田 耕	鳥飼 欣一	永井 伸樹
仲田 哲朗	中谷 洵	長谷川 修	平田 賢	廣安 博之
藤井 哲	二神 浩三	堀 雅夫	前川 博	牧 博司
増田 英俊	松尾 栄二	松村 博久	松本 衛	松本 隆一
水谷 幸夫	岐美 格	三石 信雄	南山 龍緒	宗像 健
森下 輝夫	森田 駿樹	山口 譽起	山崎慎一郎	山之上寛二
(以上、順不同)				

* 70才を境に、特典上の違いがもうけられておりますが、年齢を付して呼称するのは適当と思われませんので、日本伝熱学会内部での事務上の呼称として、70才以上の名誉会員を特別名誉会員とお呼びさせて頂いております。また、W.J.Yang先生、K.C.Cheng先生、C.L.Tien先生は、日本伝熱学会に対する国際的なご功勞を讃えて、年齢にかかわらず、特別名誉会員とお呼びし、同じ特典をもうけさせて頂いております。

《随 想》

研究開発の思い出

西川 兼康 (九州電力)

昭和43年(1968)8月末、住友金属の原田芳専務(九州大学機械工学科先輩)より突然電話があり、お会いしたいという申し出があった。私は丁度文部省在外研究員として3ヶ月間の外国出張直前であり、羽田の空港のロビーでお会いすることにしたところ、次のような依頼をうけた。「B & W社の開発したリブド管を日本のボイラの設計に採用すると、同社の許可が必要であるのみならず平滑なボイラ管も同社より輸入することが義務づけられ、かくてはリブド管のみならず、平滑ボイラ管も国内製品を使用することができなくなり、国内のボイラチューブメーカーに多大の影響を与えることになる。そこで、B & W社の特許を避け、しかもそれと同等あるいはそれ以上の伝熱性能をもつ溝付き管の開発を研究して貰いたい。」当時ボイラ蒸発管の伝熱面熱負荷は上昇の一路を辿りつつあり、特にボイラ燃焼室内の高い熱吸収部、すなわちバーナ付近の炉内蒸発管においては管壁温度の上昇による沸騰流の危険状態出現の可能性が増し、何らかの限界熱流束の向上対策が必要であり、B & W社のリブド管はその一つとして開発されたものである。

そこで帰国後、互いに反対方向に螺旋状の溝を切ったクロスライフル管および緩やかな螺旋状の溝を切ったライフル管について伝熱実験を行い、限界熱流束の向上効果を検討し、前者が所期の目的を達成しうることを実証した。⁽¹⁾

この時同時に性能確認を行っておいたライフル管はその後中間負荷火力運用に要求される変圧運転方式に対して見直され、ボイラの炉壁構造としてスパイラル管構造に代わって、構造が単純で製作上の困難もない垂直上昇管炉壁構造を可能にし、日本で最初に松浦石炭火力発電所(1989)に採用されて成功を収め、さらに川越の超々臨界圧発電所(1989)にも採用されている。⁽²⁾このライフル管による垂直上昇管炉壁構造の採用は昭和56年(1981)九州大学、九州電力、三菱重工の三者の共同研究の結果を踏まえて吉田勝亮常務(九州電

力)が決断されたのであるが、この場合、特に臨界圧近傍のライフル管の伝熱特性について詳細な実験的検証が行われている。⁽³⁾技術の開発はこのように初期の目的とは違った方向に将来発展することがしばしばあり、徒に先端技術に先走りすることなく、過去に付随して得られ成果を有効に活用することが必要であるように思われる。

ところで、上述の溝付き蒸発管の性能確認を比較的短期間に行えたのは、当時九州大学の蒸気研究室が超臨界圧強制対流の実験装置をもっていたからである。

超臨界圧流体の熱伝達の研究を手掛けようと考えたきっかけは、昭和36年(1961)当時ボイラの高性能化に伴い、臨界圧以上の圧力のボイラが必ず出現すると思われ、既にアメリカやソ連において試験的研究が行われていたからである。

九州大学の蒸気研究室は終戦直後から超臨界圧流体について関心をもっており、私が昭和20年復員して九州大学に講師として帰って来て最初にやってみようとしたテーマが臨界現象であった。そこで水の臨界点を測定しようということで、透明の石英硝子で容器を作ろうとしたが、メーカーに問い合わせたところ、容器一個の製作費が3000円ということであった。当時大学の1講座当たりの研究費が5000円で、費用の点からこの実験は無理だということになった経緯がある。また昭和32年(1957)九州大学蒸気研究室(代表 山県清教授)と九州電力火力部(代表 小山隆火力部長)との間で蒸気動力懇話会が発足し、その初期において超臨界圧プラントに議論が集中したものである。昭和36年(1961)東洋レーヨンが当時のレーヨン景気により得た利益をいくらかでも国家に還元しようという意図で、日本の10学会に対して各1000万円を研究費として差し上げるという奨励金の制度がつくられた。この研究奨励制度に我が研究室も応募しようということで、その数年前から山県清先生が関心をもっておられた超臨界流体の熱伝達の研究を申請した。幸いに機

械学会がこれを推薦することになり、東洋レーヨン奨励金の審査会も認めて頂き、奨励金を貰うことになった。当時の講座費は正味80万円ぐらいだったので、研究費が有り余る気がしたのであるが、いざ強制対流実験装置を計画してみると、例えば高压から大気圧に減圧する絞り弁が当時日本では製作できず、アメリカから輸入する以外になかったのであるが、その値段が800万円で、実験装置を作るなど砂上の楼閣であった訳で、結局三菱重工(長崎研究所長金森政雄)に実験装置は製作寄贈してもらうことにし、やっと実験にこぎつけることができたのである。上述の超臨界圧強制対流実験装置はこのような経緯で九州大学蒸気研究室に設置されたものである。

蒸気原動所を高熱効率のものにするためには、初期蒸気条件を高温度高压化する必要がある、発電機出力の巨大化と相俟って超臨界圧条件の採用は必然の傾向である。しかし臨界点を越えると、液体と蒸気の区別がなくなるため、従来臨界圧近傍では伝熱上の困難が予想され、これが超臨界圧ボイラ出現の一つのネックとなっていた。事実最初のベンソンボイラ(1922)は臨界圧で作動させたところ、直ちに破裂したのである。

ある観点からすれば、超臨界圧流体への熱伝達は特別の分類を必要とするものではない。この領域における流体の主な特徴は、その物性値が圧力および温度によって非常に大きな影響をうけることである。従ってこれらの流体への熱伝達は境界層を通しての物性値の変化が本質的に重要である条件下の単相流体への正常対流と考えられる。これに対して今一つの観点は、臨界点近くの熱伝達は沸騰伝熱の極限であって、沸騰伝熱の特徴が依然として残っているであろうということである。通常超臨界圧流体は単相流体であると考えられている。しかしこれは熱力学的平衡状態について言うことであって、伝熱が行われているような非平衡状態においては必ずしもそうであるとは考えられない。したがって沸騰類似の伝熱機構が超臨界圧流体においても発生する可能性がある。

そこで上述の超臨界圧水の強制対流実験装置を用いて種々の条件下の熱伝達係数の測定と並行して、実験条件を容易に変えることができ、また流動状況を観察することができる二酸化炭素の自由対流熱伝達の実験を行うことにし、さらに物性値の温度依存性を完全に

考慮した理論解が求められるならば、その解を基本にして上の二つの観点の推論を吟味することが可能と考えてこのような理論的研究を行うことにし、これらの研究を総合して超臨界圧流体の熱伝達を解明しようとしたのである。

まず、自由対流の実験結果は、単調な物性変化をする普通の流体についての従来の概念から言えば、まさしく混沌としており、伝熱機構の解釈に困難を感ずるのであるが、擬臨界温度を境にして考えれば、ある程度筋の通った解釈が可能になる。対向面に観察窓を有する自由対流実験装置において、光源として普通の散乱光を用いれば、温度勾配による流体の屈折異常のため、内部の流動状態がかなり明確に把握される。その観察結果は、亜臨界圧ほど明確ではないが、実験条件によって核沸騰類似あるいは膜沸騰類似の様相が観察され、その場合の熱伝達係数も沸騰特性曲線と類似の傾向を示し、超臨界圧での伝熱機構を考える上で、ポイリングもどき現象の生起を考慮すべきことが確認され、またこのような観点に立って熱伝達係数の整理が可能であることが示された。⁽⁴⁾

昭和42年(1967)ミシガン大学に留学しておられた長谷川修教授より小生宛に次のような手紙が来た。C.I.T.のSabersky教授の研究室を訪問したところ、超臨界圧二酸化炭素の自由対流の実験を直径:0.01 inchのニクロム線を伝熱面として用いて行っており、同一温度差に対して白金線の場合の2倍程度の熱伝達係数がえられ、そのような場合には気泡類似な流れが観察されるという説明があった。この点に関し、ミネソタ大学のGoldstein教授はこの実験を批判し、その結果の信頼性に疑問を投げかけているが、Sabersky教授はこの結果は正しいと確信していた。長谷川教授は九州大学での超臨界圧自由対流の実験結果を知っていたので、このことをSabersky教授に話したところ、彼の使用したニクロム線を送るので、九州大学で追試して貰えないかという希望があるがいかがでしょうかという内容であった。伝熱面の材質によって熱伝達に差異が生じ、しかもニクロム線の場合に外観上沸騰伝熱と類似な流動が起こり得ることは、超臨界圧流体の熱伝達が本質的に沸騰伝熱と類似な伝熱機構を有していることを示すものと考えられ、私はこの研究に非常に興味を覚え、この追試を引き受けることにした。

まず対流の様相についてはSaberskyの観察した層状流、脈動流および気泡類似な流れと名付けた対流の様相のうち後二者が観察されず、熱伝達係数の測定結果もSaberskyの測定と異なり、200℃近くの温度差まで熱伝達係数の急上昇は認められなかった。昭和43年(1968)9月Sabersky教授の研究室を私が訪問したときは実験装置を前にして1時間近く議論したが結論はえられなかった。しかし昭和44年1月帰国後、以前より大きな温度差まで実験を遂行したところ、脈動流および気泡類似な流れの対流様相が観察され、また熱伝達係数もSaberskyのいうような上昇が認められた。しかし上述の各流動様相の発生する温度差の範囲がSaberskyの結果と著しく異なっている。この差異は、実験装置全体を一つの振動系とみたときの総合特性が熱伝達に影響を及ぼし、伝熱媒体が超臨界圧流体の場合にはこの影響が強く現れ、Saberskyの実験装置と九州大学のそれとはこの総合特性において著しい差異が存在していることによるものと思われる。

いずれにしても超臨界圧流体の熱伝達においては、ボイリングもどき現象が生起する可能性を内蔵していることができる。

一方、超臨界圧水の強制対流传熱実験装置であるが、まず熱流束を与える加熱方法として間接加熱にするか直接通電加熱にするかが問題になった。間接加熱の方が好ましいのであるが、これは高い熱流束がえにくいので、直接通電加熱方式を採用することにしたが、ボイリングもどき現象の生起の有無もまだ明確でないので、交流電気加熱でなく直流電気加熱を用いることにした。ついで供試管の長さであるが、これが短すぎると、いわゆる入口効果のため十分発達した流れが得にくく、あまり長くすることは物理的制約から不可能である。そこでまず十分発達した流れが供試管のかなりの部分でえられると考えられる2m(管内径:7.5および10mm)にすることにした。ついで問題になったのは、供試管を出た後の流体をいかなる経路で大気圧の常温の水に戻すかである。超臨界圧から大気圧に一気に圧力を落とすのであるから、絞り弁を用いればよいのであるが、作動流体が水蒸気であるため、この圧力降下により水滴が発生し、絞り弁がこのため浸食をうけて破損される危険がある。当時このような条件下で安全に作動し得る絞り弁は国内で製作する自信をもつメーカー

はなかったので、アメリカのFisher社の絞り弁を輸入することにし、さらに絞り弁が常に同一条件で作動するように、供試管から実験条件によって各種状態が出てくる超臨界圧流体を再加熱して常に300 ata, 600℃の状態に絞り弁に入るような配慮の下に実験に踏み切った。実験開始後は二三のトラブルはあったが、比較的円滑に作動し、数多くのデータを得ることができ、超臨界領域における熱伝達係数の整理式を確立することができた。この式は比較的高流量低熱流束の場合に成立するのであるが、比較的低流量高熱流束になると、擬臨界点近傍において熱伝達係数が著しく低下する現象が現れる。これは沸騰におけるバーンアウト現象と類似の機構によると考えられるが、このように管壁温度が急上昇して熱伝達が劣化する条件を明らかにすることは実用上極めて重要な事である。我々は得られたデータからこの伝熱劣化の有無を選別し、劣化の生じる限界の流量と熱流束の関係を確立した。これにより超臨界圧ボイラの設計と運転安全性に指針を与えることができた。

以上思い出すままにライフル管の開発と超臨界圧流体の研究の経緯を書き綴ったのであるが、何らかの参考になれば幸である。

(注)

- (1) 西川兼康, 藤井哲, 吉田駿: みぞ付蒸発管におけるバーンアウトに関する研究, 日本機械学会誌, 75巻640号(昭.47),
- (2) 河村友植, 国本武志, 羽田寿夫, 仙石忠正, 岩淵牧男, 立岩幹雄, 村石顕介, 深堀和実: 垂直蒸発管形大容量超臨界圧運転貫流ボイラ, 三菱重工技報, Vol.17, No.2 (1980),
- (3) 岩淵牧男, 立岩幹雄, 羽田寿夫: 臨界圧近傍におけるライフル管の伝熱特性, 日本機械学会論文集(B編), 48巻432号(昭.57),
- (4) N.Nishikawa, T.Ito, H.Yamashita: Free-Convective Heat Transfer to a Supercritical Fluid, J.Heat Transfer, 95-2 (1973),
- (5) K.Yamagata, K.Nishikawa, S.Hasegawa, T.Fujii, S.Yoshida: Forced Convective Heat Transfer to Supercritical Water Flowing in Tubes, Int.J.Heat Mass TTransfer, 15-12 (1972).

小特集にあたって

第34期編集委員
飛原 英治 (東大)

カオスやフラクタルという言葉で知られている非線形力学は、歴史的には、19世紀末のポアンカレにまで遡ることができるが、実質的にこの分野が進展したのは、メイヤリーとヨークらにより、非常に単純な非線形の数式の中にカオスが存在していることが示されてからである。カオスとは、決定論的な非線形力学系の挙動が複雑で、長期的な挙動の予測が難しい現象であると定義する人もいるが、定義は研究者によってかなり異なっている。研究の方向も、さまざまなカオス解をできるだけ簡単な数学モデルで表現しようと努力する人達もいれば、現実の現象の奥にある決定論的な非線形則を発見しようと努力している人達もいる。伝熱の分野のカオスに関する研究の多くは、後者の分類に属している。

これまでの工学、とりわけ機械工学では非線形性を嫌うことが多かった。ロボットなどの機械の制御を考えたとき、歯車のバックラッシュなどヒステリシスを含む要素が入ると機械の運動は非線形になり制御が困難になるので、非線形要素を除いてできるだけ線形系になるようにしている。その結果、巨大なモーターを必要とするといった弊害が出ている。もし、非線形を考慮した制御が可能であれば、機械の設計に大きなインパクトを与えることも予想されている。

伝熱現象は本質的に非線形なものが多いので、カオスは乱流、熱対流、相変化現象（沸騰、凝固、融解）、混相流不安定、界面波動、火炎など広く伝熱現象の中に見られる。これまで全

く不規則なものと思っていた信号や現象を非線形力学の観点から眺めると、そこに決定論的な規則性が発見されることがあり、現象の理解を深めることにつながる可能性がある。現在の伝熱の分野では、このような観点からの研究はまだ始まったばかりであるが、本年度より「非線形熱流体研究会」が発足し、本学会会員の間でも関心が高まりつつある。

「非線形熱流体研究会」は平成8年度までの予定で、伝熱現象におけるカオス的挙動を研究する方法を勉強する目的で活動している。カオスに関心のある会員の方は、研究会の幹事を務めている筆者までご連絡いただければ、研究会の開催のご案内を送付致します。なお、参加費は無料です。(FAX: 03-3815-8356 または E-mail: hihara@mech.t.u-tokyo.ac.jp)

本小特集は、伝熱研究の分野でのカオス研究の解説と今後の展望について、専門の研究者の方に執筆していただき、会員の皆様のご理解を得ることを目的として企画されたものであります。また、「非線形熱流体研究会」のお世話をさせていただいている庄司正弘氏には、熱流体関連のカオス研究の文献レビューをしていただきました。これまで、ランダムな現象（ノイズ）として捨てていたデータの中にカオスが隠れているかもしれません。一度検討されることをお勧め致します。

最後に、ご多忙中にもかかわらず解説記事をご執筆頂いた著者の方々に、心より感謝申し上げます。

ラグランジアン乱流によるカオスの混合

飯田誠一，小河原加久治（北海道大学）

1 はじめに

カオスの混合という言葉は工学的に定着した定義が存在するのかわか定かではない。パーティションパイプ混合器（図1, partitioned pipe mixer, 以下 PPM）⁽¹⁾ や、偏心螺旋円筒混合器（図2, Helical Pipe Mixer, 以下 EHAM）⁽²⁾ によって作り出される空間的に周期的な流れの変化による混合を指すことが多い。これはいわゆるカオス理論によってもたらされた混合条件をもとに構成された、レイノルズ数が1程度の流れに対する混合機構である。PPMはパイプの中に互いに90度の角度をもった“しきり板”を周期的に配置し、パイプ自体を回転させることにより迅速な混合状態を得るものである。これは簡略化された力学系による解析との比較が容易であるため、カオスの混合理論の良い検証例である。EHAMも同様に理論的検証が容易な偏心二重円筒を互いに回転させてできる低レイノルズ数の流れ場を利用した混合器であり、簡単なマッピングにより混合の度合いが解析できる。ここでの混合の度合いとは、一般的に使われる混合の速さの他に、局所的に混じらない領域が存在する度合いのことも意味する。そして、この全体的によく混じっている混合を“一様な混合”と名付け、一般の“速い混合”と区別している。

カオス研究の立場からすると混じらない領域ができる条件を見だしそれを実験で実証すること自体が興味深いことであり、パイプ入り口からマーカーとして注入されたインクが混合器内で攪拌されずにチューブ状になって流出していく様子が、PPMおよびEHAM共に理論的予測どおり観察されている。これはKAMチューブと呼ばれる。

これまで述べたPPM・EHAMはパイプ自体を回転させるダイナミックミキサーであるが、いっさい可動部分をもたないカオス混合器も存在する。そのひとつは“ひねりパイプ混合器”（Twisted Pipe Mixer: TPM）⁽³⁾ であり、その名の通り円筒自体をひねって流体に二次流れを生じ

させ、それによりパイプを回転させるのと同じ効果を出そうとするものである。また、すでに古くから工業的に用いられている“Kinecs Static Mixer”⁽⁴⁾も可動部をもたない混合器であり、パイプ内に“Twisted Element”を周期的に配置しカオスの混合を得るものである。しかし、その混合機構は後述する“パイコネ理論”により簡単に説明可能であり、理論的研究対象として取り上げられることはまれで、むしろ工業的重要性から、高レイノルズ数流れはもとより各種混相流に至るまで試験データが整理されているようである⁽⁵⁾。

ここで、いったんカオスの混合を離れ、流体中での物質拡散・混合を考えてみると、やはりもっとも重要な役割を果たしているのは乱流混合であるといえる。確かに乱流は混合の手段として有効であり、工学的にそれに勝るものはないようにも思える。しかし、流れを遷移させ必要な乱れ度を維持するには相応のエネルギーを消費することは注意を要する。それに対しコーヒークップ中でのミルクの拡散は、スプーンで乱流を起こさない限り、比較的スケールの大きな弱い渦によって促進される。このように低レイノルズ数でも流体の幾何学的な変形の繰り返しによって、初期の微少な位置の差が急激に広がり混合していくことが知られている。これはラグランジアンカオスと呼ばれ、低エネルギーコストな混合手段でもある。

カオスの混合問題は対流が無視できる状態ではこれまでに述べたように、理論的解析が可能であることが多い。しかし、工学的に意義の大きい高レイノルズ数流れに対しては定量的評価手段さえ確立されていないのが現状である。乱流の大規模組織運動を低レイノルズ数の流体運動に見立てれば、カオスは混合促進に重要な役割を果たしていると考えられる。乱流がカオスか否かは分からないとしても、低コストな混合手段としてのカオスは積極的に利用すべきではないだろうか。

また、カオス研究がもたらす知識として忘れてならないのは、先に述べた非混合領域の存在である⁽⁶⁾。木星の斑点はその良い例であり、均一な混合を求める場合には望ましくない現象である。混合器設計の立場からは、この非混合領域をなくすことが良い設計をすることに直結する。乱流混合においても同様の非混合域が存在する可能性は否定できず、供給エネルギーを増やすことなく良い混合がえられれば工学的意義は大きい。

2. 二次元キャビティ内の混合

上方壁だけが移動する二次元キャビティ内におかれたマーカー粒子列（物質線）が、時間とともにどのように拡散していくかを示したものが図3である。移動壁は周期 T で加速・減速を繰り返しながら右方向にだけ動いている。図3(b)に見るようにキャビティ内右上方で粒子列につけられた“折り目”はキャビティ内を流される際にせん断で引き延ばされ、再び右上方で折り曲げられる。このプロセスは“パイこね”理論 (Kneading Theory⁽⁷⁾) として知られ、カオスの混合を生み出す有力な手段である。ここで興味深いのは、パイこねを効率よく行うには程良い周期で加振する事が必要で、“折り曲げ”と“引き延ばし”のバランスが重要なことである。我々は混合の度合いを定量化するために、カオスの混合においては初期条件の微小差が指数級数的に拡大することに注目し、総粒子間距離の伸び率の対数を使うことを提唱している。疑似リアプノフ指数と名付けたこの測度を使うと、図4に見るように特定の周期で最大値をとることが分かる。これは壁の振幅、つまり移動量に依存していない。

上下壁を交互に移動させることによりカオスの混合を作り出せることは Chien⁽⁸⁾らにより報告されているが、ここでは対流が起らないように $Re = 5$ 程度の速度で壁は動かされている。それに対し図3は $Re = 50$ の流れであり、解析の際に対流項は無視されていない。また、 $Re = 500$ までの範囲では上述の疑似リアプノフ指数が最大となる周期が一定であることが調べられている。これは、対流を考慮したキャビティ内カオスがストークス流れにおけるカオス生成メカニズムと基本的に同じであり、“パイこね”が混合の原動力であることを示唆する。しかし、図3のように移動壁が片方向にだけ加減速しながら動く場合には、“引き延ばし”の特性量はマーカーが

キャビティ内を一周する対流時間である。よって、加振周期とともに対流周期が混合の速さに影響を及ぼし、それらの特定の組み合わせで疑似リアプノフ指数が最大値をとることになる⁽⁹⁾。

3. 渦点对のゆらぎによるカオスの混合

前節では比較的低いレイノルズ数でカオスが生み出される例を示した。しかし、工学的にはより高いレイノルズ数流れにおいても同じメカニズムで混合が促進されるのかが重要である。その端的な例は渦点誘起速度のゆらぎによるカオスである。キャットアイ流れ⁽⁴⁾と呼ばれる一列に並んだ同符号の渦列のまわりには、二つの渦の中間の鞍型安定点のゆらぎによる折り曲げにより、カオスの混合が起こる。その範囲はサドルポイント付近に限定されるので混合器としては考えにくい。低レイノルズ数のキャビティ内と同じ“パイこね”が起こっていることに注目したい。

上述のキャットアイ流れは、せん断層を模擬したものであるが、他にも円柱後流の双子渦も同様にゆらぎによって混合は起こる。図5のように異符号の渦を交互に4つ配置し、鏡面効果による壁と双子渦を模擬する。

これらを上下方向に加振し、サドルポイントに吸引されるマーカー粒子列が拡散する様子を数値シミュレーションしたものが図6である。なお、渦中心間距離を 0.2、渦の強さを 1.0、渦核半径を 0.02 としている。

図6(a)は渦点の振動周期が短い場合で、サドルポイントでの折り曲げによりマーカー粒子が上下の渦に急速に振り分けられるが、渦全体には拡散していかない。それに対し、図6(b)の振動周期では分断され引き延ばされた粒子列が、渦点を一周してきたところでまた鞍型点に接近するため、急速に拡散が起こる。図6(c)は長周期のゆらぎを与えた場合で、マーカーが周回しているだけで短周期の場合と同様、混合度は高くない。

このように、渦対のゆらぎによる混合問題でもキャビティ流れと同様に、折り曲げ周期と渦周回周期が決定的な役割を果たしていることが分かる。

4. 時空間相関確率拡散モデル

乱流による拡散・混合問題を数値シミュレーションする方法としては、直接計算やレイノルズ平均を用いる方法の他に、ラグランジュ的に乱流場中の粒子の動きを計

算する確率モデルがある。このモデルは乱流エネルギー k と散逸率 ε を使って時間スケールを見積もりモンテカルロ法により拡散を求める。酒井らは分子拡散と上述の時間スケールを用いた乱流拡散を区別して取り扱い管内流の拡散予測に成功している⁽¹⁰⁾。

しかし、乱流混合においても乱流の組織運動をカオス的にすることにより拡散を促進できるとする観点からは、空間相関を考慮していない従来の確率モデルではマルチスケールの渦拡散をシミュレートできないことになる。そこで隣接点での乱流運動に相関を持たせた時空間相関確率モデルを導入する。

$$u_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{3}\rho_s u_{i-1,j}^n + \frac{1}{3}\rho_s u_{i+1,j}^n + \frac{1}{3}\rho_t u_{i,j}^n + \gamma^n$$

$$\rho_s = \exp(-\Delta x/\eta) : \eta = k^{3/2}/\varepsilon \quad \text{空間相関}$$

$$\rho_t = \exp(-\Delta t/T_E) : T_E = k/\varepsilon \quad \text{時間相関}$$

$$\gamma = \text{平均 } 0, \text{ 分散 } \sigma_0^2 \text{ の正規乱数}$$

$$\sigma_0 = \left(1 - \frac{2}{9}\rho_s^2 - \frac{1}{9}\rho_t^2\right)k$$

図 7(a) は散逸率の違い、つまり時間および空間相関の違いによるマーカー粒子運動の様子を示している。空間相関を持たない確率モデルでは隣接したマーカーがお互いにランダムに運動できるため、疑似リアプノフ指数は非現実的に大きな値となってしまう。様々な渦スケールが混在する現実の流れ場では、図 7 のような一様等方位乱流場での拡散以上に空間相関が重要な役割を果たすことが分かる。つまり、乱流場においてもキャビティ流れや、渦対と同じように二つのスケールの比率により拡散率が大きく変わることが予想される。

5 密度差のある流体の衝撃波による混合と混合速度の定量化

超音速燃焼器内で燃料と酸化剤を混合することは、それらが数ミリ秒で燃焼器を通過してしまうため非常に難しい。現在有望視されているのは衝撃波を使う方法である。これは衝撃波によって重いガス中の軽いガスのジェットに渦が誘起されることを利用し、迅速に密度差のある流体を混合する方法である。この手法は超音速燃焼に限らず、密度差のある流体を混ぜる方法として一般性があり、今後研究が進めば応用範囲も広がるものと考えられる。

今、現象を把握しやすくするために、二次元の軽いガスの柱が重いガス中に存在する場合を考える。衝撃波がこのガス柱を通過すると、密度勾配 $d\rho$ と圧力勾配 dp により次式のような渦が生ずる。

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{1}{\rho^2}(\nabla\rho \times \nabla p) + \dots$$

これにより、衝撃波面と垂直に密度勾配が存在する二つの流体の界面では大きな渦が生じ、図 9 のようにガス柱は折り曲げられくびれが生じる。シャドウグラフによる可視化写真が Haas らにより発表されている⁽¹¹⁾。また、Yang らは数値実験により、様々なガス柱配置により混合がどのように変化するかを調べている⁽¹²⁾。より速い混合を実現する方法を見出すためには、混合速度が定量的に比較できなければならない。Yang らは二種の流体の界面の長さが、時間とともに指数関数的に伸張すること注目し、物質線伸張率 (stretching rate of material line) により計算結果を整理している。衝撃波通過方向にジェットが並んでいる場合や、正三角形に配置された場合など、各種検討されている。その中で最大の伸張率を示したと報告されているのは、反射衝撃波がすぐに戻ってきて、一回目の通過の時とは逆方向の渦度が誘起される場合である。

図 10 に衝撃波が再び通過するまでの間隔を変えて数値実験した結果を示す。空間的な密度変化と圧力変化が渦度を誘起するため、数値シミュレーションの際には解適合格子を用いる必要がある。図 9 に用いた格子系を示すが、上半分は解の空間微分値である。

これらの計算結果から分かることは衝撃波の入射タイミングを最適化することにより、ガス柱がさらに折り曲げられて物質線の長さが引き延ばされていることが、これらの計算結果から分かる。また、混合が“折り曲げ”と“引き延ばし”により促進されており、物質線伸張率が指数関数的である。これは、いわゆるカオス的混合のメカニズムと同じである。

密度差のある流体は混合は、衝撃波を方向を変えて連続的に通過させることにより、促進されることを示した。しかし、高い伸張率が得られる理論的根拠が明確だとは言えない。より良い混合を得るための方法論確立が待たれるが、そのひとつのアプローチにカオス的混合研究があることを指摘した。流体が変形する起動力は違っても、

幾何学的な変形プロセスが相似であれば、伸張率という同じ測度で混合が議論できることに注目したい。

6 カオスの制御法

ここまで、様々な流体现象が周期的攪拌によってよく混合することを見てきた。そして、能動的に流れに変化を与え、その攪拌周期に混合の度合いが依存することを示した。しかし、より積極的な制御によってカオス状態を自由に作り出したり、押さえ込んだりするためには、何らかのフィードバック制御が必要である。低次元カオスの制御に関する研究は各方面で活発に行われており、実証実験の成功例も報告されている。その代表例が OGY(Ott, Grebogi, York) 制御⁽¹³⁾であり、カオスの挙動を示す 1 次元の力学系において、リミットサイクルへの安定化制御に有効であることが見いだされている。

しかし、ここで今一度流れの制御、特に乱流状態の能動制御に目を転じてみると、OGY 制御が成功している力学系との違いが際だってくる。流れの制御実現の前に立ちほだかる最大の障害は、運動の自由度の高さである。閉鎖空間内の流れを扱うとしてもその自由度は流体は連続体である以上無限に大きくなりうる。現実には、低レイノルズ数あるいは低レイリー数においては低い次数の安定モードが存在するので、その範囲で制御を考えることになるが、制御入力の与え方によっては簡単に制御不可能な状態に陥ってしまうことは、発散することのない安定な制御を目指すものにとっては大きな脅威である。OGY 制御が注目される理由の一つは、ここでの一種の割り切りにあると考える。つまり、制御系は迅速に制御入力に反応して安定でなければならないというこだわりを捨て、制御可能な状態になるのを待ち続ける。言い換えれば、状態量の位相空間上での固定点 (fixed point) を探し出し、その近傍に系の状態が近づくのを待って系が固定点から離れていかないように制御するということである。固定点近傍のみに制御入力を施すことに決めれば、非線形性の強い力学系であっても局所的な線形化が可能である。しかし、線形化したとは言ってもカオス状態の系であれば固定点は安定ではなく、状態遷移マトリクスは最低一つの不安定固有値をもつ。よって、通常の制御法とは違ったフィードバックを施すことになる。

さて、OGY 制御を流れの制御に適用しようとする

どのような問題が生ずるのだろうか。まず、最初に必要なことは流れの時間的変化を正確に記述する状態量を探し出すことである。これ自体非常に難しいことであるが、流れの自由度が比較的低い場合には速度・圧力・温度などの測定により状態変数を構成することができるかもしれない。筆者らは、ニューラルネットワークを使い温度場から熱対流の状態を取得してフィードバック制御が実現可能であることを示した⁽¹⁴⁾。

次に問題となるのは状態遷移方程式の構築である。今、対象をナビエ-ストークス方程式 (NS 方程式) の成り立つ流れであるとする、NS 方程式それ自体を状態遷移方程式とすることも可能である。しかし、対流項による非線形性はある程度線形化して簡略化するとしても、NS 方程式を成立させるために必要な変数の多さ、つまり自由度の高さは現実的応用を考える際の障害になると思われる。

そこで、NS 方程式を直接使うのではなく、力学系をモデル化して低次元化することが考えられる。通常の制御系設計では制御対象の制御入力に対する応答を時系列としてサンプリングし、AR (Auto Regression) などによりモデリングする⁽¹⁵⁾。AR モデルは現在の状態量および適当数の過去の状態量を線形結合し、次の時間ステップの状態を予測するモデルである。このモデルの成否はサンプリング間隔とモデルの次数に依存する。これはカオス系のモデリングあるいは解析の際にしばしば用いられる、時系列データからのアトラクター再構築の際の時間遅れと基底次元が、それぞれサンプリング間隔とモデル次数に相当すると考えられる。よく知られているように、ローレンツモデルやレスラーモデルでは基底次元 3 で正確にアトラクターを再構成できる。しかし、カオス系は当然非線形性が無視できないためモデリングにはニューロネットワークなどが必要となる⁽¹⁶⁾。

さてそれでは、流体運動がローレンツモデルなどと同様な方法でモデリング可能であろうか？ 熱線流速計などによって得られた速度の時系列をもとに、フラクタル次元を求め、アトラクターを構成して流れをモデリングすることが可能であろうか？ 筆者らは未だその決定的成功例を知らない。やはり、最大の障害はモデルの必要次数の大きさにある。

OGY 制御の特徴は制御可能な条件でのみ局所的に線形

化して制御行うことだと先に述べた。乱流まで対象にした流れの能動制御を考えると、制御可能な固定点を見いだす手法がまず確立される必要がある。それが可能となれば、通常の時系列モデリングが可能であるかもしれないし、それが難しい場合でも Wolf⁽¹⁷⁾の方法により正の最大リアプノフ指数は時系列から推定可能であり、OGY制御の応用は可能であると考ええる。

7 おわりに

流れの数値計算によりカオスの混合を可視化するとともに、疑似リアプノフ指数により混合度の定量化を行った。マーカー粒子の伸び率はいわゆる“かき混ぜ度”であり、拡散係数ではないことには注意する必要がある。この指数の大きさは閉空間流れであるキャビティフローではマーカーの空間への広がりの一様性と速度に直結している。開空間流れである渦対回りでも同様の傾向を示しており、混合度の測度として疑似リアプノフ指数は有効である。しかし、現在のところこれを実験で測定することは困難であり、更なる研究が必要である。

また、空間相関も表現できる新しい乱流確率モデルを開発し、空間スケールにより混合度に変化することを示した。乱流の組織運動がカオスたりうるか否かは今後の研究を待たねばならないが、乱流のマルチフラクタル性の意味を理解する上でも、“複数のスケール”という視点が必要であると考ええる。

参考文献

- (1) Ling, F.H., "Chaotic mixing in a spatially periodic continuous mixer," *Phys. Fluids A*, 5-9, 1993, p.2147
- (2) Kusch, H.A. and Ottino, J.M., "Experiments on mixing in continuous chaotic flows," *J.F.M.*, vol.236, 1992, p.319
- (3) Jones, S.W., Thomas, O.M. and Aref, H., "Chaotic advection by laminar flow in a twisted pipe," *J.F.M.*, vol.209, p.335
- (4) Ottino, J.M., "The kinematics of mixing," Cambridge Univ. Press, 1989, p.223
- (5) Harnby, N., et al., "液体混合技術," 日刊工業新聞社, 1989
- (6) Chaiken, J., Chevray, R., Tabor, M. and Tan, Q.M. "Experimental study of Lagrangian turbulence in a Stokes flow," *Trans. Roy. Soc. London, Ser. A408*, 1986, p.165
- (7) Crutchfield, J.P., et al., "Chaos," *Scientific American*, No.12, 1986, p.46
- (8) Chien, W.L., Rising, H. and Ottino, J.M. "Laminar mixing and chaotic mixing in several cavity flows," *J.F.M.*, vol.170, 1986, p.355
- (9) Takasaki, S., Ogawara, K. and Iida, S. "A Study on Chaotic Mixing in 2D Cavity Flows," *JSME Int. J.*, 1994, p.237
- (10) 酒井康彦, 中村育夫, 角田博之, 英孝太 "確率モデルによる管内乱流拡散に関する研究," 日本機械学会論文集B編, 61巻, 583号, p.853
- (11) Haas, J.F. et al, "Interaction of Weak Shock Waves with Cylindrical and Spherical Gas Inhomogeneities," *J.F.M.*, vol.181, 1987, p.41
- (12) Yang, F. et al, "Applications of Shock-Induced Mixing to Supersonic Combustion," *AIAA Journal*, vol.31, No.5, 1993, p.854
- (13) Ott, E., Grebogi, C. and Yorke, A., "Controlling Chaos," *American Phys. Soc.*, 1990, p.1190
- (14) 飯田誠一, 小河原加久治, 古沢智, "熱対流のパターン認識による解分岐制御に関する研究," 日本機械学会論文集(B編), 60巻, 580号, 1994, p.4045
- (15) 北川源四郎, "時系列解析プログラミング," 岩波書店, 1993
- (16) 合原一幸, "ニューラルシステムにおけるカオス," 東京電機大学出版局, 1993
- (17) Meyer-Kress, G. "Dimensions and Entropies in Chaotic Systems," Springer, 1985, p.94

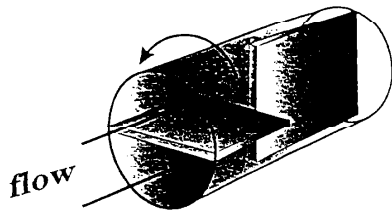


図1. パーティションパイプ混合器

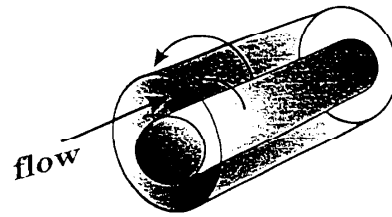
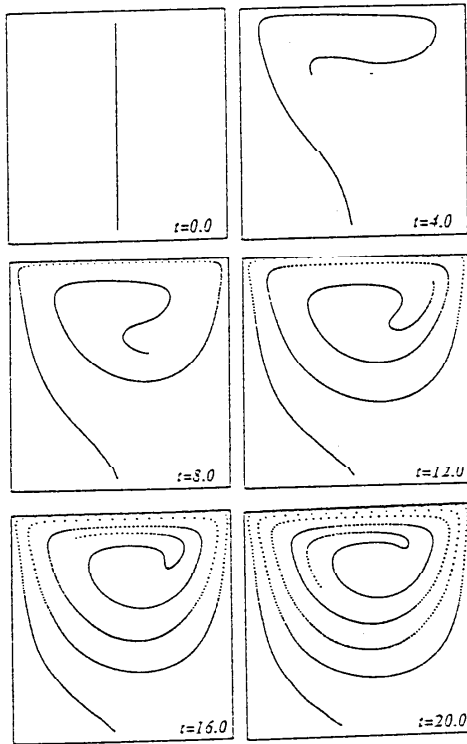
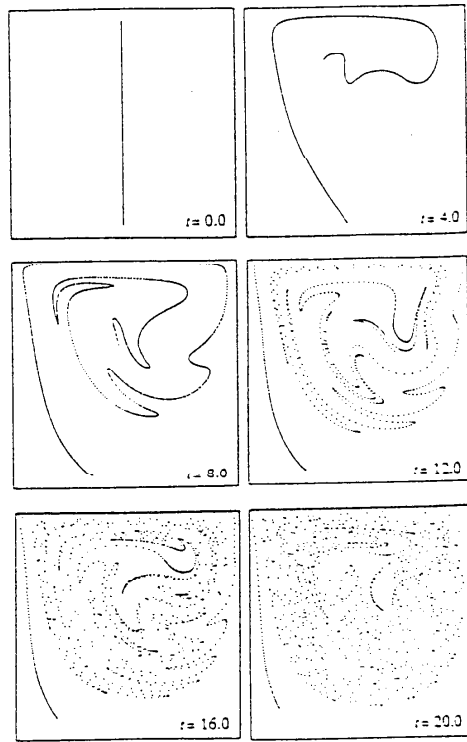


図2. 偏心螺旋円筒混合器



(a) $U = 1.0$ の場合



(b) $T = 1.5$ の場合

図3. マーカ粒子列の変形の時間的变化

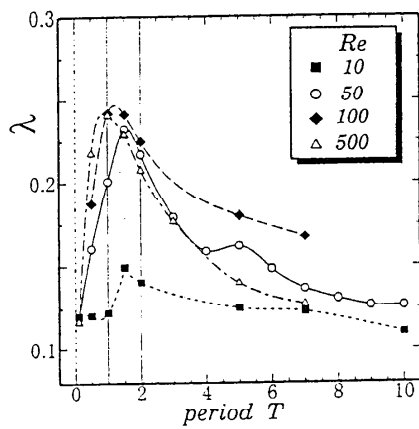


図4. 疑似リアプノフ指数 λ と周期 T との関係に及ぼす Reynolds 数 Re の影響 ($A = 0.5$)

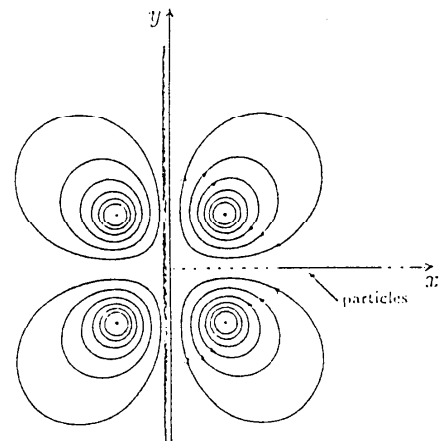


図5. 渦点の周りの流線と初期状態におけるマーカ粒子の位置

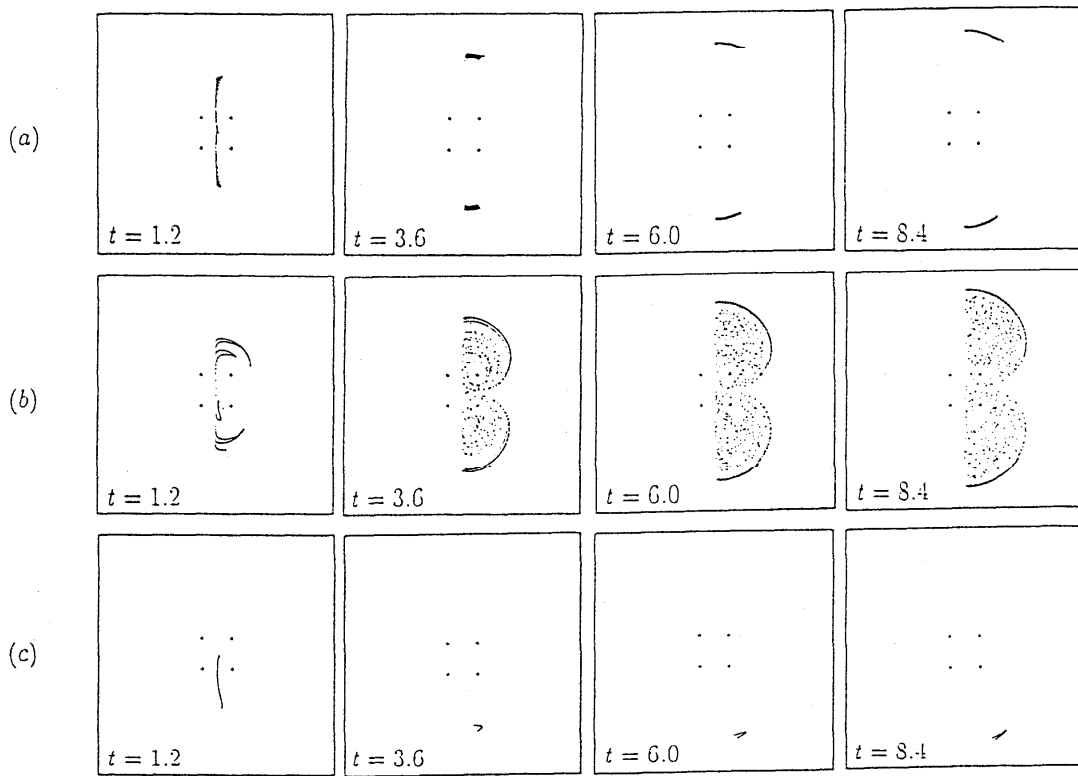


図6. 粒子列の変形 ($A = 0.02$) (a) $T = 0.1$, (b) $T = 0.5$, (c) $T = 5.0$

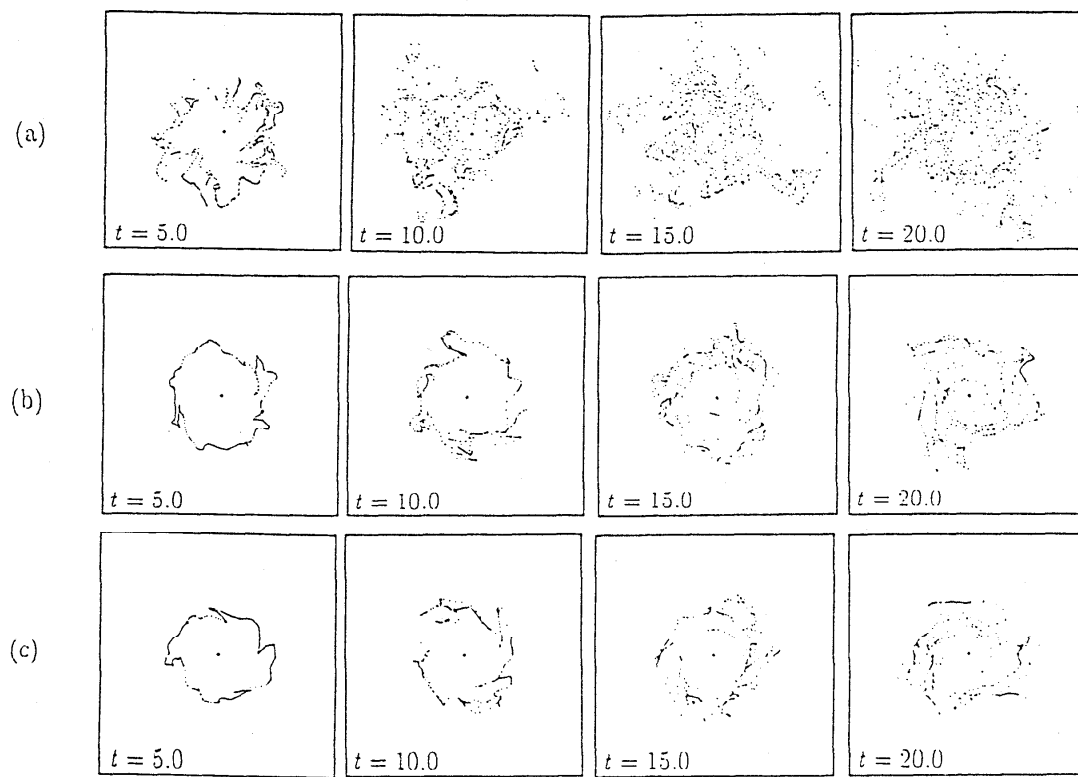


図7. 粒子列の変形 ($k = 0.05$, $\Delta\Gamma = 0.3$) (a) $\varepsilon = 0.01$, (b) $\varepsilon = 0.1$, (c) $\varepsilon = 1.0$

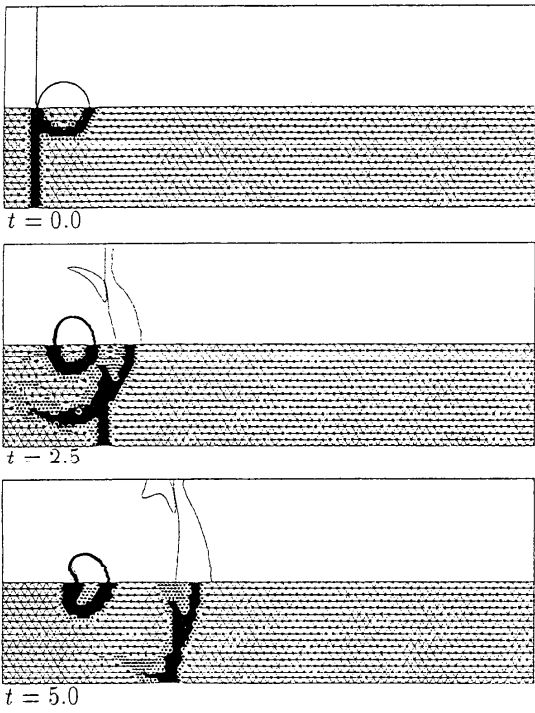


図 8. 衝撃波による混合の数値解析

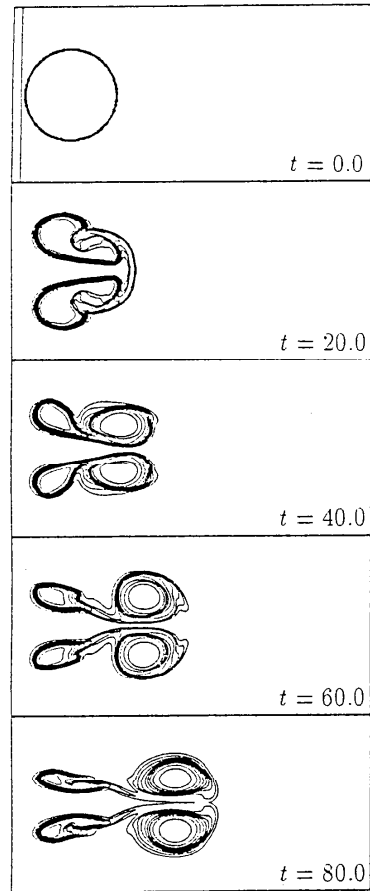
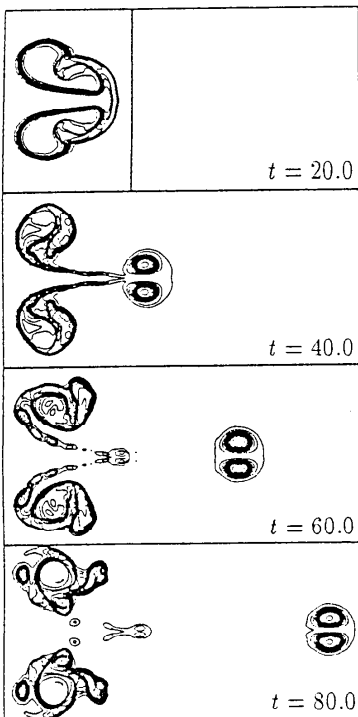
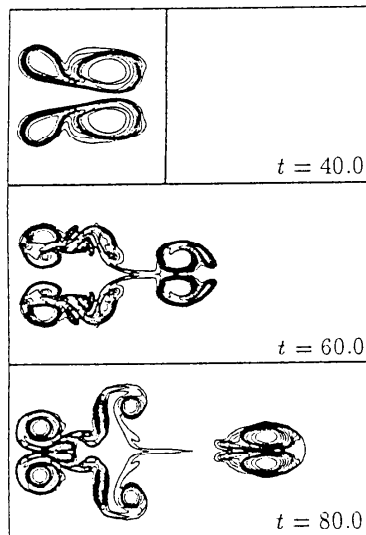


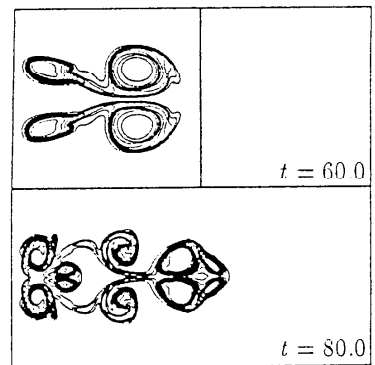
図 9. 単一の衝撃波による混合



(a) $t = 20.0$ で折り返した場合



(b) $t = 40.0$ で折り返した場合



(c) $t = 60.0$ で折り返した場合

図 10. 衝撃波の折り返しによる混合

対流とカオス

細川 巖 (電気通信大学)

1 序論—カオスの捉え方

自然対流の問題は、本来的にカオスとは縁が深い。Birkoffの弟子Lorentzは1963年¹⁾ Rayleigh-Bénardの流れを単純化した(2次元速度場について1モード、温度場について2モードを取る)3次元非線形のLorentz方程式：

$$\begin{aligned} dx/dt &= Pr(y-x), \\ dy/dt &= -xz + rx - y, \\ dz/dt &= xy - bz \end{aligned} \quad (1)$$

を考察し、その解の不安定化によって分岐が生じ、それがカオスになって行くプロセスを計算機によって実現した。カオスは攪乱を指数関数的に増大させることが明らかとなり、これが気象現象の予測不能性を根拠づけたことはよく知られている。

$Pr = 10, b = 3/8$ とすると、Bénard Cellが最初に分岐 (pitch-fork 型) によって $r = 1$ で発生し、 $r = 24.74$ で Hopf 分岐を生じカオスとなる。ただしヒステシス現象があり、 $r < 24.74$ でも準安定カオスが起こりうる。 $r > 31.71$ では再び分岐が起こり、いわゆる周期解の”窓”が数多く観測される。 $r \rightarrow \infty$ の解はカオスではなく周期解と予測されている。²⁾

然し、Lorentz Model で (多次元相空間をもつ) Rayleigh-Bénardの流れが解明されたわけではない。線形安定理論による臨界Rayleigh (Ra)数 = 1707.6 においてBénard Cellが生ずるところまではよく似ているが、そこから先のシナリオは異なるであろう。この問題はBusse³⁾によってかなり詳しく調べられている。ただし、カオスへのシナリオは次のような考察が必要である。

今、1つの平衡点を多次元相空間でもったとき、支配パラメータの変化によってこれがどう分岐するかについては、中心多様体定理⁴⁾を使って、平衡解からの中立モードの攪乱についての(線形方程式に主要な非線形項を加えた)発展方程式を作り、この攪乱の平

衡条件を調べると分岐構造が明白になる。攪乱が周期解に導く場合をHopf分岐という。周期解の分岐については相空間内軌道のポアンカレ断面を考える。その面内で解は1つの平衡点をもつことになり、そこからの攪乱は離散的ではあるが1つの運動方程式系に支配される筈である。線形理論によってその中立モードが分かれば、同じように中心多様体定理によってそのモードの攪乱に対する非線形の発展方程式を作ることができ、それによって攪乱の平衡条件を調べる。ここでの分岐で周期解が出れば、それは第2のHopf分岐であり、相空間内での準周期(トーラス)運動となる。これ以外に周期倍分岐も有り得る。これらの分岐解をさらに追跡することは理論上は可能であるが、実際は簡単ではない。現在、トーラス運動で第3のHopf分岐を経てカオスになるというRuelle-Takens-Newhouse⁵⁾のシナリオと周期倍分岐の繰り返しでカオスになるというFeigenbaum⁶⁾のシナリオが代表的で、それぞれ実験の裏づけをもっている。⁴⁾このほかに間欠性を経るシナリオもある。

カオスは平衡解でも周期解でもないもので、つねに不安定モードをもっている。その不安定モードの構造を表わすのがLyapunov指数：

$$\lambda_n = \lim_{t \rightarrow \infty} \sup \ln |x_n^*(t)|/t \quad (2)$$

である。(ここに $n = 1, 2, \dots, N$ で、 N は相空間の次元、 $x_n^*(t)$ は攪乱の第 n 番目の固有モード成分である。) $\lambda_n > 0$ はその攪乱モードの指数関数的増大の強さを示す。カオスの個性は λ_n を大きさの順に並べたいわゆるLyapunovスペクトルによって決まる。カオスのアトラクターは相空間の中でフラクタル的な広がりをもっており、その次元はLyapunov次元：

$$D_L = i + \sum_{n=1}^i \lambda_n / |\lambda_{i+1}| \quad (3)$$

で示される。(ここで i は番目の和 $\sum_{n=1}^i \lambda_n$ が負でない最大の番号である。) Ra が比較的小さい場合のカオスは”弱い”乱流ともいわれるが、 Ra が大きくなるにつれて D_L は増加し、”強い”乱流に移って行

くものと思われる。このとき、不安定モードが増加してカオスの構造が変わるのであるから、カオスの中での(分岐又は)進化が起こっている筈である。この方法論で見ると、乱流とは高次元カオスにほかならない。しかし $Ra \rightarrow \infty$ でRayleigh-Bénardの流れの D_L がどうなるかはまだ未知の領域である。

現在実験的にできることは、観測量の時系列により埋め込みの方法⁷⁾で相空間を作り、 D_L を調べることであり、いくつかの例がある。いずれも2次元トラスの崩壊によってカオスとなることを反映して、 D_L は2を超えている。直接数値シミュレーション(DNS)を工夫すれば、この方面の詮索はもっと進むだろう。ただし、soft or hard turbulenceといわれる強いカオスを扱うにはまだかなりの距離がある。(soft or hardの区別は温度分布が正規分布か指数分布かによって決められる。)

以下に、われわれの研究室で行った対流のカオスに関する研究を紹介する。

2 CVD流れにおけるカオス

Chemical Vapor Deposition (CVD)は半導体の薄膜製造に使われる技術であり、多くの関心を集めてきた。水平管の下面を加熱し熱蒸着剤を含んだガスをそこに流すのが、その最も簡単な装置構造である。従って、現象はRayleigh-Bénardの対流にPoiseuilleの流れが加わったものになる。CVDに必要な温度条件では Ra は臨界値を超えるので、通常は主流の方向に定常な縦渦ロールが生じ、このために下面に近い流体の温度がスパン方向に均一でなくなる。この温度不均一が蒸着速度に影響し、生成された薄膜も均一でなくなる。

1987年、当時電気通信大学におられた森康夫教授は、極めてダイナミックな着想でこの問題の解決策を考案された。Rayleigh-Bénardの流れの問題でも、対流が有限容器内の場合は側壁の温度条件に敏感に依存することが知られている。教授はアスペクト比2:1の矩形断面の発達した空気流を作り、上下面に一定の温度差を与え、側壁の温度を上下2段でコントロールすることによって、定常縦渦ロールの向きを逆にするのは勿論、ある場合には準周期的な非定常状態を実現できることを発見された。⁸⁾ 驚くべきことに、この非定常状態で時間平均の温度分布を測定する

とスパン方向に一定になっている。これはCVDの薄膜形成の均一化に好適な条件である。われわれはこの非定常状態がカオスかも知れないと考え、この観点からひき続き現象を追跡した。もしそうなら、これはカオスの積極的な工業的利用に道を開くわけである。⁹⁾

詳細は文献9-12を見て頂くとして、研究の要点だけを説明しよう。CVD流れは明らかに混合対流であるから、 Ra のほかにReynolds(Re)数という新しいパラメータが入り、さらに側壁の上半分および下半分の無次元温度、 $\Theta_{swu} = (T_u - T_t)/(T_b - T_t)$ 、 $\Theta_{swl} = (T_l - T_t)/(T_b - T_t)$ (T は絶対温度)もパラメータになる。流れの分岐はこれらすべてのパラメータに依存する。実験では $Ra = 3.4 \times 10^5$ とし、いくつかのReで、 Θ_{swu} と Θ_{swl} をいろいろ変えて分岐の結果を観測した。

図1に管断面の時間平均無次元温度分布と流れの瞬間可視化写真の代表的な場合を示す。(a)は $Re = 220$ で $(\Theta_{swl}, \Theta_{swu}) = (1.00, 0.60)$ の場合で、流れは側壁で上昇し中央で降下する定常のロール構造をもっている。 $z/b = 0$ は側面、 $z/b = 1$ は管の中央、 $y/b = 0$ は下面、 $y/b = 1$ は上面の位置である。点線でつないだ黒点は基礎方程式(Boussinesq近似)の定常解である。温度はスパン方向に大きく変わり、ロール状の対流運動を反映している。(b)は $Re = 220$ で $(\Theta_{swl}, \Theta_{swu}) = (0.59, 0.33)$ の場合で、流れは揺れ動く1対のロールのほかにも、両側に渦が出没している。この場合は流れとともに温度場も変動するが、時間平均をとると、管のどの高さにおいても大きな範囲でスパン方向に一様になっている。(c)は $Re = 90$ で $(\Theta_{swl}, \Theta_{swu}) = (0.00, 0.00)$ の場合で、流れのロール構造は観測できない。流れは非定常であり、温度場の時間平均は(b)と同じ様な傾向をもつが、スパン方向の一様な程度はかなり劣っている。

図2は、 $Re = 500, 220, 90$ においてこのような流れが $(\Theta_{swl}, \Theta_{swu})$ によってどのように起こるかを示す。図にはI, II, III, IVの4 regionsがあるが、図1(a)はこのIに属し、図1(b)はIIIに属し、図1(c)は図2(c)のIIIに属する。region Iは定常のロール構造で側壁面で上昇する流れの範囲を示す。region IIはほぼregion Iに準ずるが、流れに弱い非定常性が

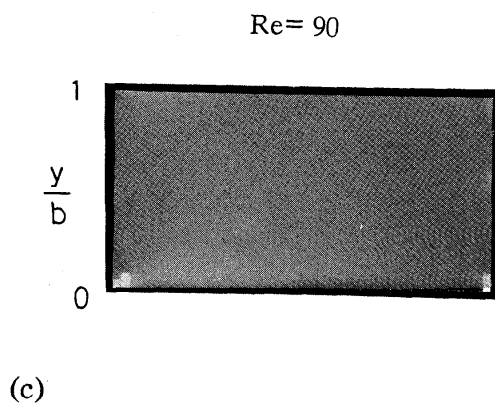
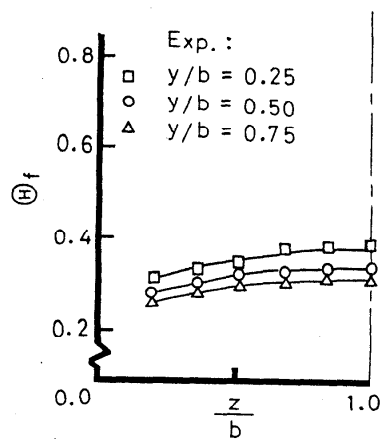
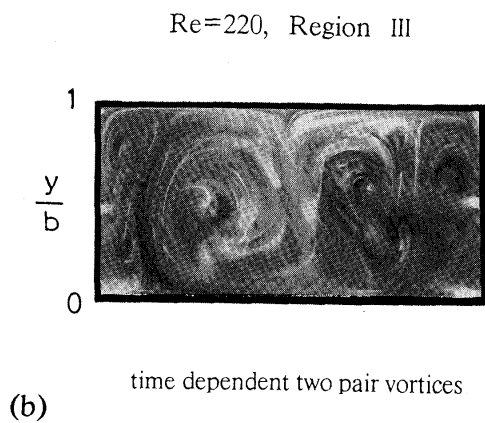
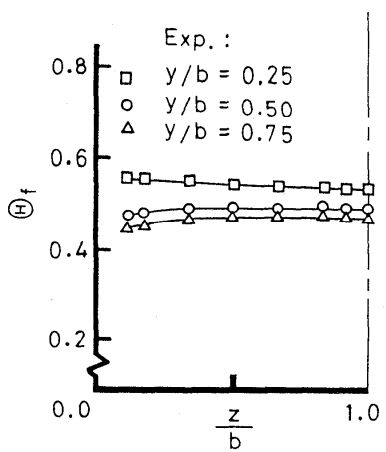
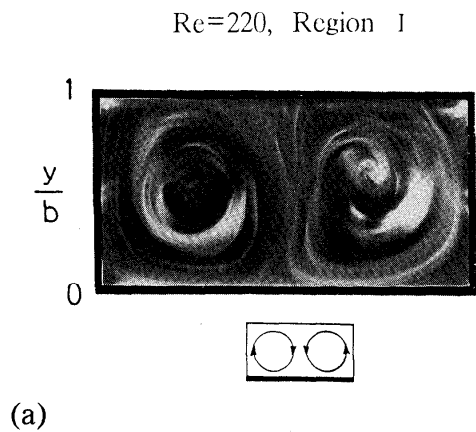
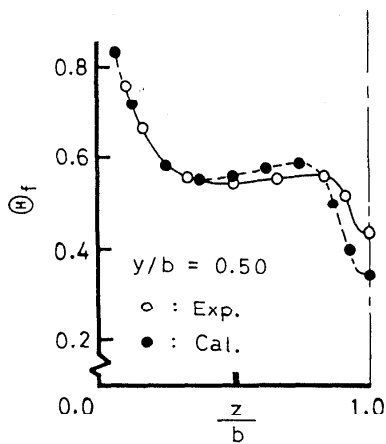


図1 時間平均無次元温度分布と流れの瞬間可視化写真

ある。region IIIは上記の非定常流の起こる範囲である。region IVはregion IIの流線を逆にしたもので、側壁面で下降する流れをもつ。図の中の点線は実験結果から推定される分岐線である。図2(c)で断面のロール構造が形成されない理由は、 Re が小さい場合には2次元モードより3次元進行波モードが優先して発達してpitch-fork型分岐を阻むためと考えられる。(このことは線形安定理論で或程度の裏づけがある。)実際、後で述べるDNSによって、側壁温度条件が少し異なるが $Ra=3.4 \times 10^5$, $Re=90$ の場合に、速度場の3次元モードが2次元モードに甚だしく優越して非定常であることが確認された。従って、図2(c)のregion IIIと図2(b)のregion IIIとは同じ非定常流でも構造は違っている。

図3(a, b, c)に図1(a, b, c)の場合のパワースペクトルを示す。(b, c)において2個の独立した周波数がみられ、且つスペクトルが連続構造をもつことから、これはRuelle-Takens-Newhouseのシナリオでトーラスが崩壊し、カオス化していることが推定できる。実際、定点温度の時系列から埋め込みの方法でLyapunovスペクトルを計算をすると、(b)で $(20 \pm 5, 12 \pm 4, -4 \pm 5, -18 \pm 18)$ 、(c)で $(10 \pm 3, 3 \pm 2, -4 \pm 3, -17 \pm 7)$ となる。したがって双方共にカオスであり、(b)はより強い(高次元化; $D_L > 4$)カオスであると考えられる。

われわれはregion IIIで(物質蒸着の逆現象である)ナフタレンの昇華実験を行い、下面でのSherwood(Sh)数分布がスパン方向にも流れ方向にもほぼ一定になることを確認した。^{12,13)} $Re=90$ の場合も調べてみたが、 $Re=220$ の場合ほどよい結果は得られなかった。 $Re=500$ の場合には図2で見られるとおりのregion IIIは存在しない。したがって $Re=220$ のregion IIIは極めて得難いケースを捉えたことになる。

航空宇宙技術研究所のスーパーコンピュータによって(Boussinesq近似により)同じ現象の(ただし、側壁は上面から下面まで一定の温度勾配をもつとする。)スペクトル法によるDNSも行った。¹⁴⁻¹⁶⁾同じ2:1のアスペクト比の管内に、発達したPoiseuille流れと定常熱伝導状態の温度場があり、これに攪乱速度場

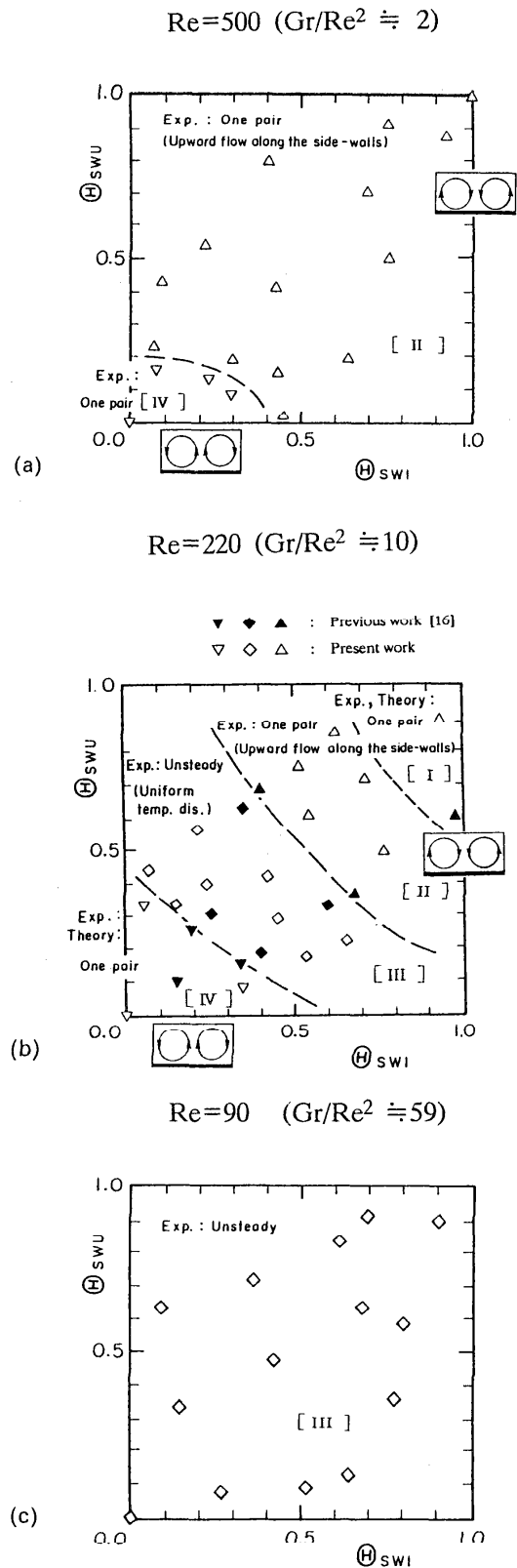


図2 側壁温度と流動パターンとの関係

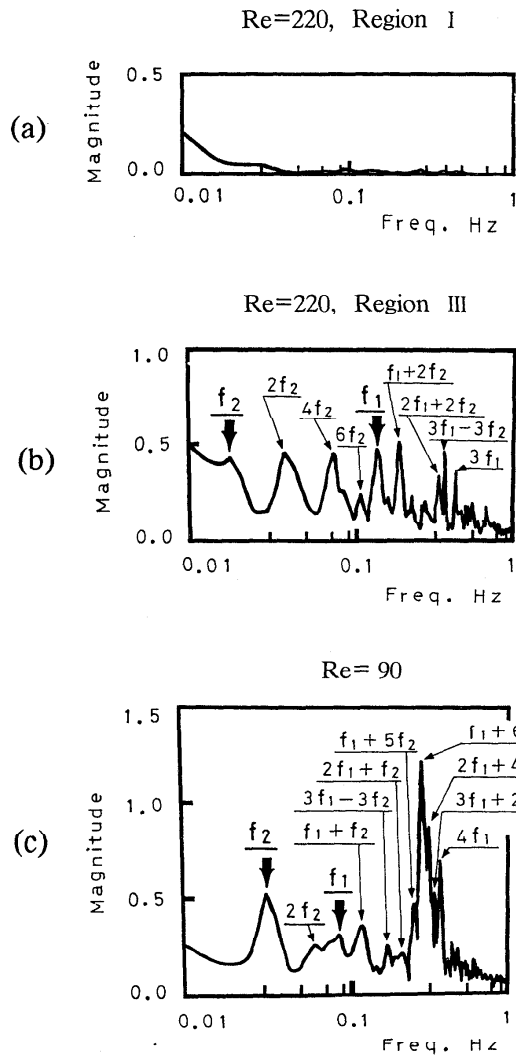


図3 パワースペクトル

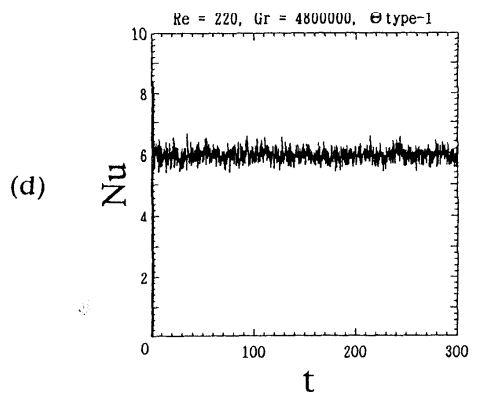
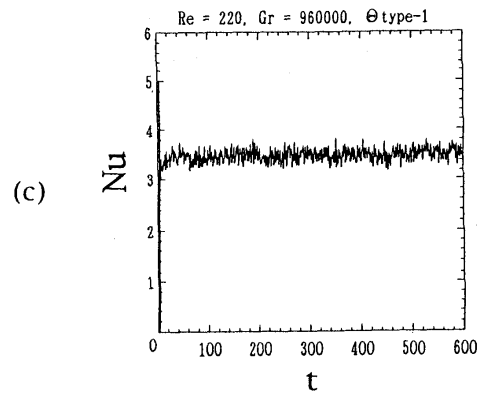
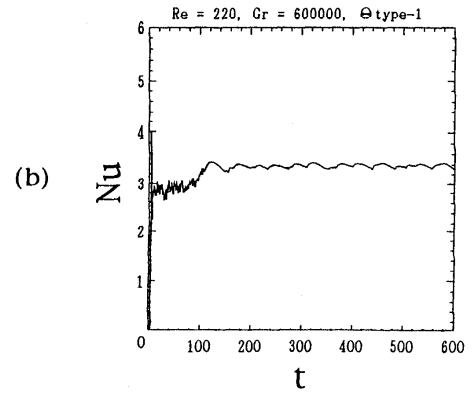
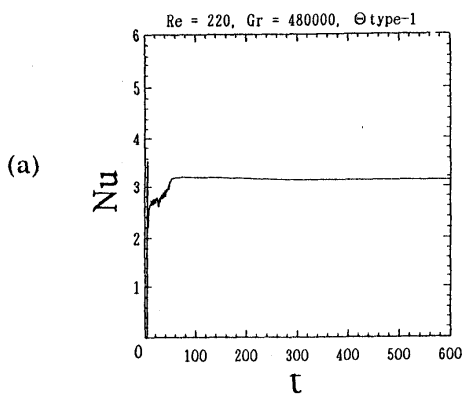


図4 流路下面の平均ヌセルト数の時間発展

を加えるという初期条件から出発する。初期攪乱が2次元であれば現象は2次元を保持し、 $Re=220$ で定常ロールの構造は $Ra=2.98 \times 10^6$ まで安定で、 $Ra=3.02 \times 10^6$ で2次元の周期運動が見られ、さらに Ra と共に次の分岐が起こる。初期攪乱が3次元であると、ロール構造は $Ra=3.4 \times 10^5$ で周期運動が発生し(図4(a)では安定に見えるが、詳細に定点の速度場成分を見ると、厳密に周期運動をしている。)、 $Ra=4.25 \times 10^5$ で準周期的運動が見られる(図4(b)参照)。つまり、3次元モードの存在は周期運動の発生と崩壊を早めている。これは分岐が初期条件に依存する極端な例である。一般に、非線形問題の数値解は初期条件に依存し多重解(複数個のアトラクター)になることが多く、実現する解はそのうちのどれかである。

3次元の初期攪乱の下で、下面全体で平均したNusselt (Nu) 数のいろいろなGrashof (Gr)数に対する時間変動を図4に示す。実験では $Ra=3.4 \times 10^5$ で $(\Theta_{swl}, \Theta_{swu})=(0.50, 0.50), (0.75, 0.25)$ のとき、図2(b)に見られるように流れはregion II, IIIの分岐線上にある。側壁境界条件の差、初期条件の差および実験誤差の影響を考えると、実験で捉えた現象のDNSによるサポートは少なくとも定性的に良好であるといえるだろう。図4(c, d)はGrと共にカオスが強くなることを示唆している。カオスの確認には、定点変動量時系列で埋め込みの方法を用いて正のLyapunov指数を見つけることと、相空間の軌跡の2次元射影を見ることが実用的である。後者は、定点における速度の2成分の軌跡を追えばよく、周期運動の発生と崩壊を見るのに適している。一方、前者はカオスの存在とその強さ(高次元化)を見るのに適している。

3 天井に近い加熱円筒の周りのカオス

前節よりも遥かに簡単に扱いやすい自然対流の問題として、加熱円筒の上方に(断熱および定温の)天井がある場合を考えよう。この逆現象には、海底に近いところでシャベット状の CO_2 を輸送管の先端から流出廃棄するとき、その周りに生ずる自然対流が対応する。

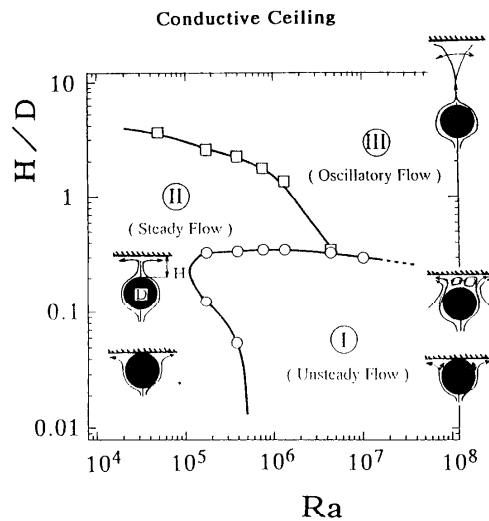


図5 流動パターン

実験の結果(17,18)、円筒と天井の比距離を H/D (D :円筒の直径)とすると、これと Ra がパラメータとなり、定温の天井の場合には図5のような流れの分岐を示すパターンマップが得られる。3つのregionsのパターンは図6によって代表される。カオスの観点から興味のあるのはregion Iとregion IIIである。

region Iでは円筒上面で剥離によって生じた1対のロールが左右に揺動するのが見られるが、円筒長手方向断面でも丁度無限平板間のBenard Cellのスケールの渦が消長しており、流れは3次元で複雑である。region Iで $H/D=0.2$ のときの代表的な熱流束計出力の時系列、そのパワースペクトル、および(埋め込み次元 $d_m=4, 5, 6$ 次元の) Lyapunovスペクトルを図7に示す。 Ra と共にLyapunov次元が増加することが分かるが、これを図にすると図8のようになる。

region IIIでも同様の解析をすることができ、さらに強いカオスであることが分かるが、ここでは省略する。そこでは H/D が大きいので、流れは円筒の(振動する)後流としての性格をもっている。

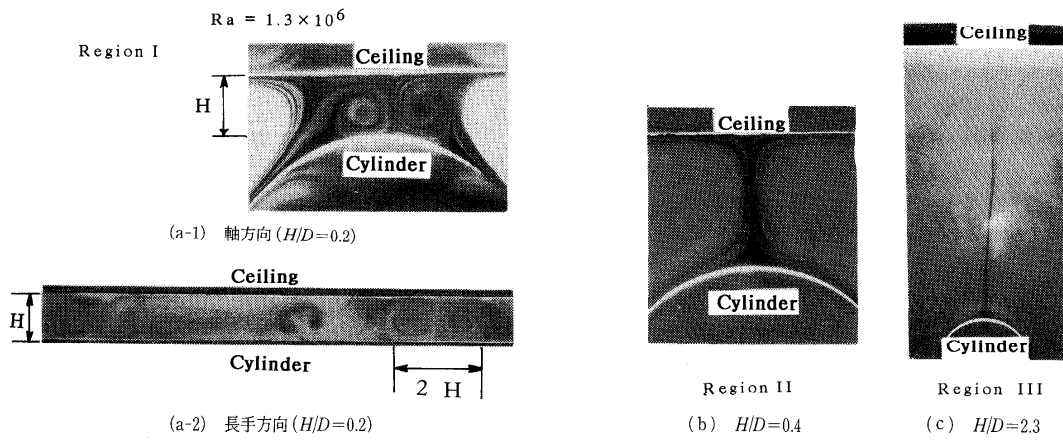


図6 瞬間的可視化写真

Unsteady Flow : Region I , $D=76.2\text{mm}$, $H/D=0.2$, HFS, $\theta=0^\circ$, Conductive Ceiling

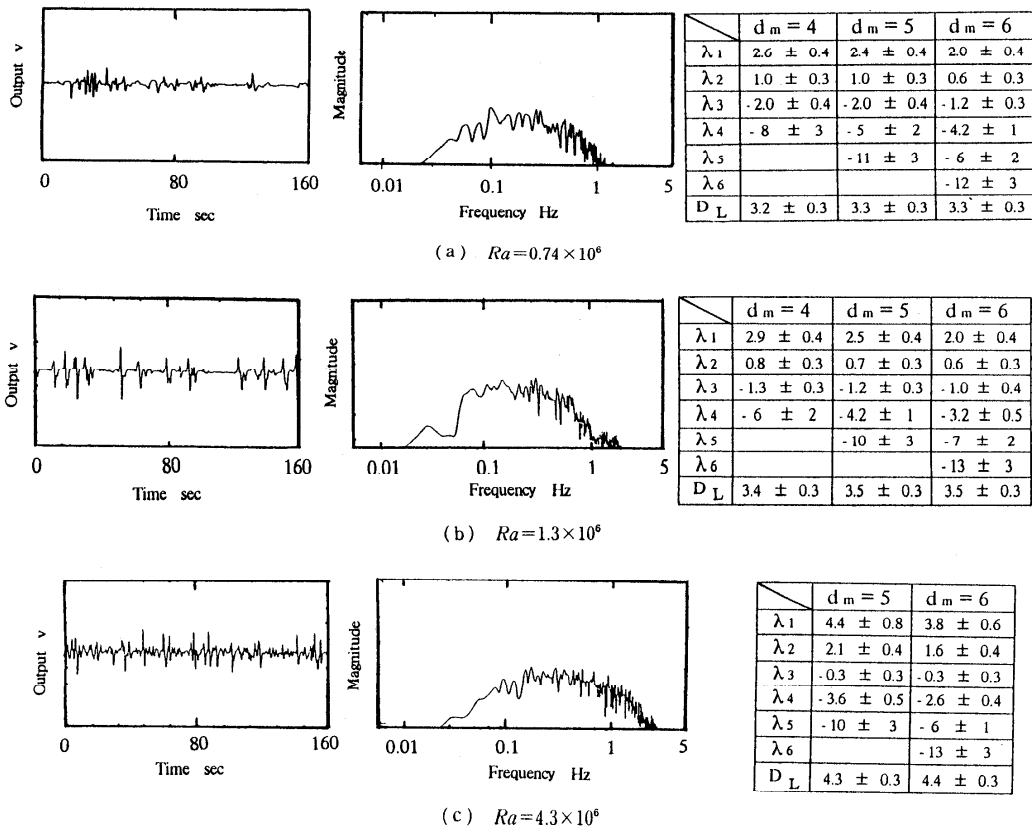


図7 非定常流 (I領域) の特性

4 結論

以上に述べた2つの実験例は、対流運動の中のカオスの発生と進化を示したものである。少数自由度の非線形力学によって決定論的發展方程式からカオス解が生ずることが実証された以上、自然界の多くを律する多数自由度の非線形力学がこの性格を継承することは論を待たない。問題は、コンピュータの現在の能力ではLyapunovスペクトルを算出できる自由度には限界があることである。これが、カオスの観点からすべての乱流を分析できない現在唯一の理由である。なんらかの統計的方法またはモデル (shell model など) が詮索される意味がここにある。

数値解析ができるできないは別問題として、自然界の多くの定常または準定常現象はLyapunovの意味で安定である。心電図で見られる心筋の活動電位、地磁気の変動、太陽活動、気温変化、..... など。人類と地球に近いこれらの現象は、複雑 (な非線形力学) 系の中でのカオスと思われる。(カオスを度外視した複雑系はむしろ例外的であろう。)

これに似たLyapunov 安定な現象は、非線形制御系の中でも作れるであろう。特に熱や化学反応をとともなう流動系では、既に前例があるわけである。その際、図2、図5のような (分岐を示す) パターンマップは、工学的データベースとして意味を持つだろう。

文献

- 1) E. N. Lorentz, J. Atmosph. Sci. 20 (1963) 130.
- 2) P. Berge, Y. Pomeau, Ch. Vidal (相沢洋二訳) カオスの中の秩序 (産業図書, 1992).
- 3) F. H. Busse, Reports on Progress in Physics 41 (1978) 1929.
- 4) 合原一幸編、カオス (サイエンス, 1990).
- 5) D. Duelle, F. Takens, S. E. Newhouse, Comm. Math. Phys. 64 (1978) 35.
- 6) M. J. Feigenbaum, Phys. Lett. A74 (1979) 375.
- 7) F. Takens, in *Dynamical Systems and Turbulence*, D. A. Rand and L.-S. Young (eds), Springer Lecture Notes in

Conductive ceiling, $H/D = 0.2$

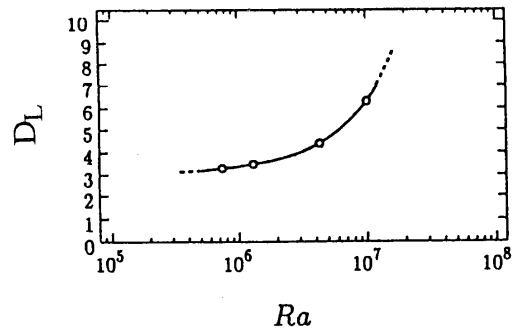


図8 リアプノフ次元とレイリー数の関係

- Mathematics, vol. 898 (Springer, 1980).
- 8) 森、小泉、機論 55-511, B (1989), 820.
 - 9) Y. Mori, I. Hosokawa, H. Koizumi, *Wärme- und Ströffübertragung* 27 (1992) 195.
 - 10) 小泉、細川、機論 57-535, B (1991), 1051.
 - 11) 小泉、細川、機論 58-547, B (1992), 891.
 - 12) H. Koizumi, I. Hosokawa, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 3937.
 - 13) 小泉、細川、機論 60-570, B (1994), 560.
 - 14) I. Hosokawa, Y. Tanaka, K. Yamamoto, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 3029.
 - 15) I. Hosokawa, in *Computers and Computing in Heat Transfer Science and Engineering*, W. Nakayama and K.-T. Yang (eds) (CRC Press, Boca Raton, 1993).
 - 16) I. Hosokawa, K. Yamamoto, *J. Sci. Comp.* 10 (1995) 271.
 - 17) 小泉、細川、機論 60-578, B (1994), 3448.
 - 18) H. Koizumi, I. Hosokawa, *Int. J. Heat Mass Transfer* (1995), in press.

NONLINEAR DYNAMICS IN BOILING PHENOMENA

Ralph Nelson

Los Alamos National Laboratory
Nuclear System Design and
Analysis Group
Technology and Safety
Assessment Division
Los Alamos, NM 87545, USA

David Kenning

Department of Engineering
Science
Oxford University
Parks Road
Oxford OX1 3PJ
England

Masahiro Shoji

Department of Mechanical
Engineering
Faculty of Engineering
The University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku
Tokyo, 113 Japan

INTRODUCTION

Boiling research has been underway for 200 to 2000 years (Lienhard, 1994), depending on how the starting point is defined. In terms of what we will call "the search for a mechanistic model," extensive data have been accumulated from experimental studies dealing with a diverse array of conditions and configurations following the pioneering boiling experiments of Nukiyama (1934). Despite progress in accumulating data and the ability of these data to identify significant parameters, most of the studies have led to the development of either empirical or phenomenological correlations that apply only around the relatively narrow range of experimental conditions on which they were based. Many such correlations exist today, and select ones have been incorporated into design and analysis methods. In contrast to this multitude of correlations, development of mechanistic models based on the underlying fundamental physical processes has been sporadic at best, and the use of "mechanistic models" as either a design or safety tool is limited.

This review paper will summarize recent investigations that relate to the nonlinear nature of the problem and possibly shed some light on why we have had limited success regarding the mechanistic modeling of boiling. Our emphasis in this review will be on pool nucleate boiling because it provides a configuration where experiments can be performed easily to address fundamental issues. To begin, we first briefly will provide some overview background information as part of this introduction. The introduction will be followed by three sections discussing recent work in the following areas: nonlinear temporal spatial-averaged characteristics of boiling experiments, spatio-temporal characteristics of boiling experiments, and nonlinear modeling of boiling. The paper ends with a conclusion section.

Classical Boiling Background

Modeling of two-phase flow and boiling has progressed steadily over the last few decades to include the ability to represent phenomena with multiple fluid fields having both mechanical and

thermal nonequilibrium. These systems of partial differential equations representing conservation of mass, momentum, and energy for each field are coupled to one another and to solid structures within or surrounding the fluid through phasic closure relationships, both for interfacial drag and heat transfer and for wall drag and heat transfer (Ishii, 1975; Delhay, 1981). Because we were unable to trace the many phasic interfaces within such systems, these conservation equations are averaged with respect to either time or space or to both. This averaging process extends directly to the closure relationships (Nelson and Pasamehmetoglu, 1992).

Typically, the temporal average (in this case, for the wall heat flux), is given by

$$\bar{q}_w = \frac{1}{\delta t_{\min}} \int_{t-\delta t_{\min}/2}^{t+\delta t_{\min}/2} q_w dt, \quad (1)$$

and the spatial area-average is given by

$$\langle q_w \rangle = \frac{1}{\delta A_{\min}} \int_{\delta A_{\min}} q_w dA. \quad (2)$$

As discussed by Nelson and Pasamehmetoglu (1992), δt_{\min} and δA_{\min} represent the minimum time and area over which the average must be taken to obtain a statistically meaningful average. For example, the quasi-steady assumption frequently applied in most two-phase flow analyses is valid when $\partial \bar{q}_w / \partial t = 0$ so that the process is stationary over some time frame longer than δt_{\min} . If either the transient changes faster than δt_{\min} or a time resolution less than δt_{\min} is desired, the quasi-steady assumption is not valid and an instantaneous representation of q_w is required. Similarly, if consideration of either a process where the scale of the phenomena is influenced by the scale of the apparatus or an area less than δA_{\min} is desired, a spatial-scale sensitivity is produced and a local representation of q_w is needed. This spatial sensitivity typically produces a correlation dependence on some characteristic length L (e.g., boiling sensitivity to the tube diameter).

Historically, most closure relationships have been based on correlations of data either from steady state or quasi-steady state experiments. In terms of the wall heat flux, a typical relationship would provide

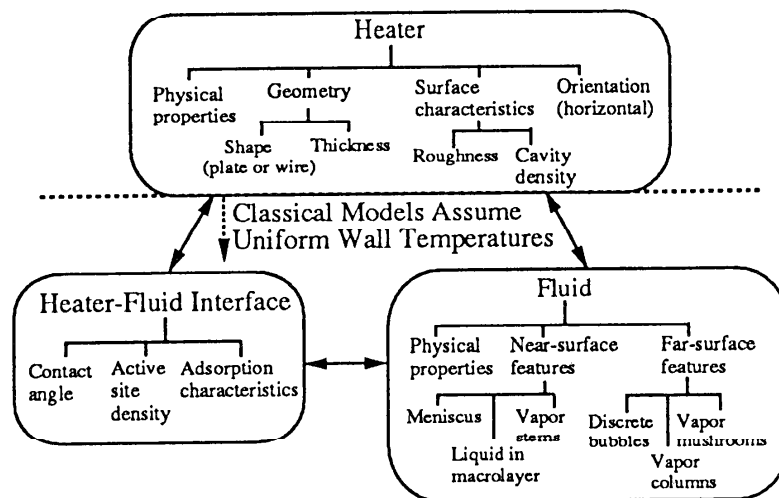


Figure 1 Conjugate boiling problem

information related to a combined time and spatial average of $\overline{\langle q_w \rangle} \propto f(L)$. In fact, a plethora of empirical correlations has been proposed for various boiling configurations. There is as yet no consensus as to what the relevant independent variables are. Thus, different empirical correlations for the same experimental condition do not all necessarily contain the same independent variables. And even for correlations within a data set, the best optimized correlation typically exhibits a considerably error band for that data set itself.

This uncertainty is carried over into the older mechanistic models for nucleate boiling (e.g., Mikic and Rohsenow, 1969) that incorporate correlations for physical variables such as bubble size and frequency in expressions for heat transfer around a nucleation site. It is assumed that the density of active nucleation sites $n(\Delta T)$ can be obtained directly from a specified size distribution $n(r)$ and an activation superheat relationship $\Delta T(r)$; increasing the wall superheat (assumed uniform over the surface) creates progressive additions to the population of active sites, and each active site makes the same contribution to the heat flux. This sort of model contains both implicit and imprecisely defined averaging procedures; the resulting static picture of the active sites conflicts with observations of hysteresis, intermittent activity, deactivation of sites by increased heat flux, and interactions between sites, as summarized by Kenning (1992a).

For many years, the normal tendency was to attribute data scatter to "nuisance variables" such as surface aging. However, Dhir (1990) suggested a renewed effort in the study of the boiling process with both experimental and modeling efforts. Dhir further

suggested that although there are numerous subprocesses involved in boiling, one key issue was the "... density of active nucleation sites and the relation between active cavities and the cavities that are formed on the surface after the surface is prepared by following a certain procedure." Kenning (1992a) raised a similar question as to whether mechanistic modeling efforts thus far have overlooked one or more key characteristic of the boiling system. Kenning suggested the issue of spatial and temporal temperature variations on the heater surface as one possibility.

Although these two suggestions may appear to be unrelated, they do have the common characteristic of suggesting the importance of the heater and its boiling surface. However, they also are fundamentally different in nature. The first suggestion can and has been pursued within the framework of older physically based averaged models (e.g., Lay and Dhir, 1994). The suggestion by Kenning questions the fundamental assumptions buried within the averaging process employed by the old models (e.g., an isothermal heater surface) and leads to a new avenue of thought and research.

This latter view has lead Sadasivan et al. (1995a) to discuss boiling as a local-instantaneous conjugate problem (see Fig. 1) and to suggest that improved mechanistic modeling of nucleate boiling and critical-heat-flux (CHF) will result only when viewed from that perspective. Figure 1 will be used as a simple road map for many aspects of the problem to be discussed. Further, as shown in Fig. 1, the classical mechanistic models tend to separate the conjugate problem in terms of how the heater is represented. Although this assumption is not universally applied

(see Pasamehmetoglu et al., 1993), the heater generally is removed from consideration by assuming a uniform constant wall temperature.

Nonlinear Background

In a seemingly unrelated area, the study of nonlinear dynamical systems has shown that even simple systems can generate "noisy" information as a result of nonlinearities. In this case, the adjective "dynamic" already indicates that time averaging is not a permissible operation. Early studies of these systems concentrated primarily on temporal systems alone using lumped representations of the spatial dimensions. Those systems exhibiting low-dimensional deterministic chaos have received a significant amount of study, which has created a tremendous amount of information and literature, as well as developed tools to help identify various characteristics associated with the systems (e.g., Ott et al., 1994).

The study of nonlinear systems also has expanded to consider spatial variations as well as temporal considerations. These are called spatio-temporal systems. The nonlinear dynamics of spatio-temporal systems can be quite complicated. Though low-dimensional deterministic chaos is not often seen (at least not reliably) in physical experiments, spatio-temporal chaos may be more common. Spatio-temporal chaos is extrinsic (unlike temporal chaos, which is intrinsic) and scales with the size of the system. Thus, for large systems, there are too many degrees of freedom to evaluate by the ordinary temporal methods noted above. However, it is possible for large systems to exhibit only a few degrees of freedom "per unit area," where a measure of the size scale associated with this unit area will be denoted as ξ . Tools for detecting this kind of spatial "pattern formation" are only now being developed (see Cross and Hohenberg, 1993).

Boiling applications certainly can span the range from the very small to the very large. Although no information currently exists that determines if ξ exists for any boiling regime, it is most likely that even if ξ does exist, applications will span the range from less than ξ to greater than ξ .

Nonlinear research on pool boiling previously was very limited. Exceptions to this statement are few and recent. In terms of experimental studies, recent work by Shoji and his coworkers at the University of Tokyo and by Kenning and his coworkers at Oxford University will be discussed here. Shoji et al. (1995) have performed an experiment to study the nonlinear characteristics of a simple boiling configuration where a volume-averaged temperature measurement technique produces temporal information of a small experimental system. This system is small enough that even though the problem is truly spatio-temporal, the

increasing complexity that results as the geometric size increases should not prevent measuring the degree of complexity of the system (a fractal dimension). Kenning and his coworkers have produced studies (e.g., Kenning and Yan, 1995) reflecting the local-dynamic nature of the temperature on a thin heated plate. The size of the system appears to be less than ξ , if such a measure exists, but the experimental configuration and measurement method provide dynamic spatial maps of the heater surface temperature. In terms of modeling studies, the studies of Yanagida (1992) and Nelson and coworkers at Los Alamos National Laboratory (Sadasivan et al., 1995b) represent two theoretical spatio-temporal studies. The former focusses on boiling pattern recognition based on a coupled map and lattice model. The latter presents a model formulation and analysis for high heat-flux nucleate boiling, as will be described later in this article.

NONLINEAR TEMPORAL SPATIAL-AVERAGED CHARACTERISTICS OF BOILING EXPERIMENTS

Shoji et al. (1995) boiled saturated pure water on a 0.05-mm-diam, 0.8-mm-long platinum wire under atmospheric pressure. This work represents the integrated effects of all the mechanisms in Fig. 1. The experiment employs a microscale system to measure the volume-averaged wall temperature fluctuation easily and to recognize various modes of boiling without special devices.

Wall Temperature Fluctuation

For many years, nonlinear analysis techniques have existed for time-series data. For this reason, Shoji et al. recorded the wire temperature fluctuation using the electrical-resistance method with a sampling rate of 50 kHz. This method produces an indication of the volume-averaged wire temperature. Figure 2 shows segments of the time series of the temperature fluctuation data obtained for low (Fig. 2a) and high (Fig. 2b) heat-flux nucleate, transition (Fig. 2c), and film boiling (Fig. 2d). The fluctuation data shown are the measured temperature minus the average temperature at each point on the boiling curve. Simultaneously, a high-speed video camera was used to observe the hydrodynamic features in the various boiling regimes (see fluid far-field features in Fig. 1). This behavior ranged from a few isolated bubbles on a wire at low heat-flux nucleate boiling to only one coalescence vapor mass over the test wire at high heat-flux nucleate boiling and transition boiling. Thus, the wire temperature is not spatially uniform in a strict sense along its length. We can see in Fig. 2 that the wall temperature fluctuation differs markedly,

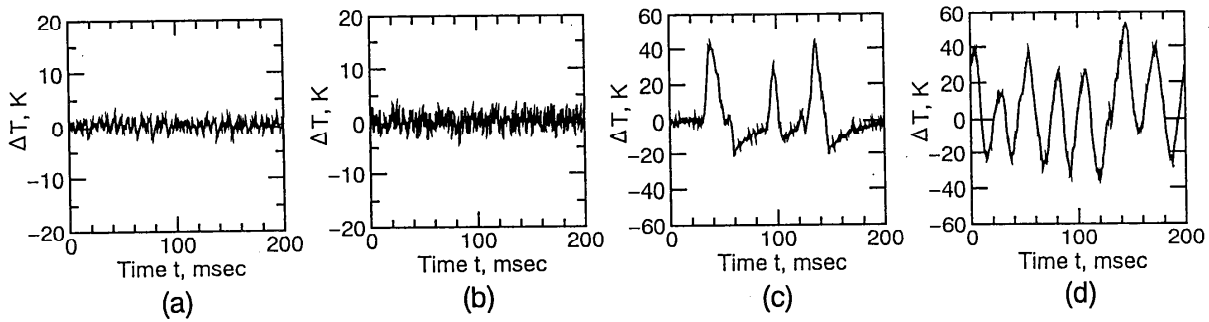


Figure 2 Wall temperature fluctuations for (a) low heat-flux nucleate boiling, (b) high heat-flux nucleate boiling, (c) transition boiling, and (d) film boiling.

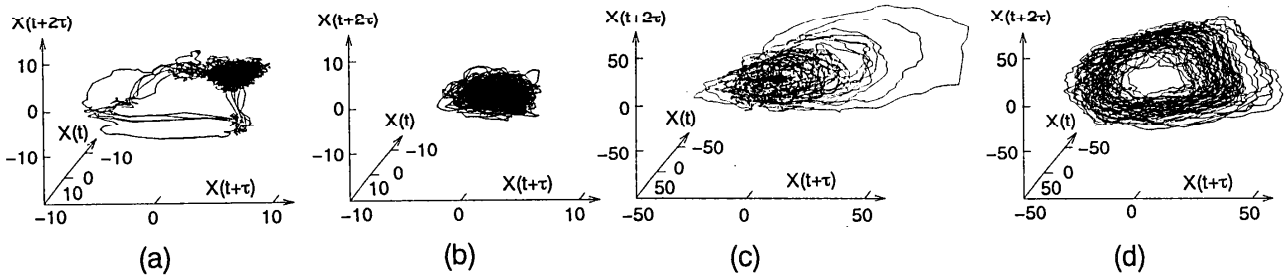


Figure 3 Trajectories of reconstructed data set in 3-dimensional phase space for cases of (a), (b), (c) and (d) in Fig.2.

depending on the boiling mode, and that the fluctuation is largest in transition boiling, where the maximum fluctuation reaches ~ 70 K (see Shoji et al., 1995).

Data Reconstruction and Attractors(Phase Space Trajectories)

As shown by Fraser and Swinney (1986), an attractor can be reconstructed from time-series data of a single variable using the time-delay method. The reconstructed data set in an arbitrary dimensional space can be expressed by $\{X(t_i), X(t_i+\tau), X(t_i+2\tau), \dots, X\{t_i+(d-1)\tau\}\}$, where t_i is a discrete time, $X(t_i)$ is time-series data, τ is a delay time, and d is the embedding space dimension. The value of τ typically is taken from either the minimum of the autocorrelation or the minimum of the mutual information function; a clear definition of the correct measure remains a point of debate (see Ott et al., 1994), but reasonable values seem to produce valid results. Shoji et al. (1995) used the measure from the mutual information function of the original data.

Trajectories of the data in a three-dimensional phase diagram ($d = 3$) are shown in Fig. 3 for the typical cases of low and high heat-flux nucleate boiling, transition boiling, and film boiling. The trajectory in a phase diagram often is denoted as the "attractor." Attractors reveal a novel view of the process characteristics. Figure 3a shows a different structure for the attractor in low heat-flux nucleate

boiling, whereas Fig. 3b shows that the attractor in high heat-flux nucleate boiling gathers densely in a narrow space. The difference between the two attractors may indicate that isolated bubbles grow irregularly in space, including the end portion of the wire for low heat-flux nucleate boiling, whereas only one coalescence vapor mass grows at high heat-flux nucleate boiling. Thus, spatial effects still may influence results, even in a microscale system such as this one. The attractor of transition boiling, as shown in Fig. 3c, shows an intermediate structure between Figs. 3b and 3d, which may indicate that both nucleate and film boiling partly occur. The attractor of film boiling, as shown in Fig. 3d, has a "wool ball" shape with no trajectory inside. However, the trajectory at the outside of Fig. 3c is not as regular as that shown in Fig. 3d. This may imply that the film boiling that occurs in transition boiling is more complicated than ordinary single-mode film boiling.

Fractal Dimension

In general, the time-delay method is applicable to a deterministic system; if the fractal dimension of the attractor is a non-integer, the phenomena can be said to be deterministic chaos. The fractal dimension provides a measure of the minimum degrees of freedom and thus provides a quantitative measure of the complexity of the phenomena. There are several definitions of fractal dimension; however, Shoji et al.

(1995) employed the "correlation dimension," which is discussed in detail by Grassberger and Procaccia (1983). To obtain the correlation dimension, we considered the following measure of the correlation integral:

$$C(N, r) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{\substack{i,j \\ 1 \leq i < j \leq N}} H[r - \|X_i - X_j\|], \quad (3)$$

where $H[\]$ denotes the Heaviside function, r is the radius of the sphere in d -dimensional space, x_i and x_j represent two points, N is the total number of data points, and $\|X_i - X_j\|$ is a measurement of the distance between two points. It is known that $C(N, r)$ scales as r^δ for a small r . Thus, the value of δ can be determined from the slope of the curve of $C(N, r)$ plotted against r on a log-log graph. The value of δ generally increases as the embedding dimension d is increased; however, if it converges for increasing values of d , the converged value equals the fractal dimension.

The fractal dimension thus obtained from the volume-averaged wall temperature fluctuation data is plotted in Fig. 4 for points of the corresponding boiling curve. When the fractal dimension is a non-integer¹⁾, it may be said that the phenomena dealt with is deterministic chaos. That certainly is suggested by the results shown in Fig. 4. Further support of this conclusion²⁾ was provided by Shoji et al. (1995) in the form of power spectra (not shown here). These power spectra definitely were broad-band in nature for nucleate and transition boiling.

Because the fractal dimension is a measure of the degree of complexity, the level of complexity is highest

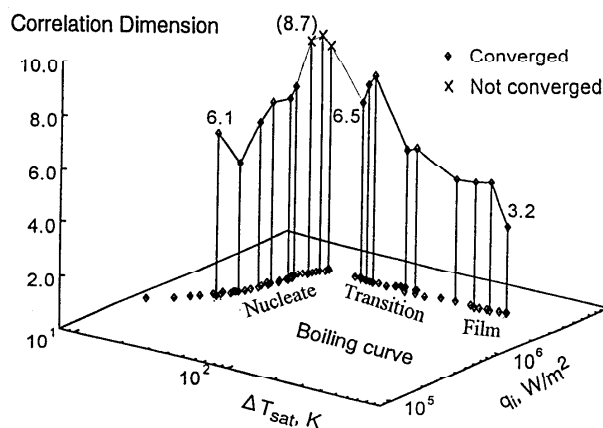


Figure 4 Fractal dimensions of boiling

1) The correlation dimension technique does not function for integer dimension systems.

2) Reliance on a single measure of possible nonlinear behavior has been found to be questionable (see Theiler et al., 1992, for more discussion).

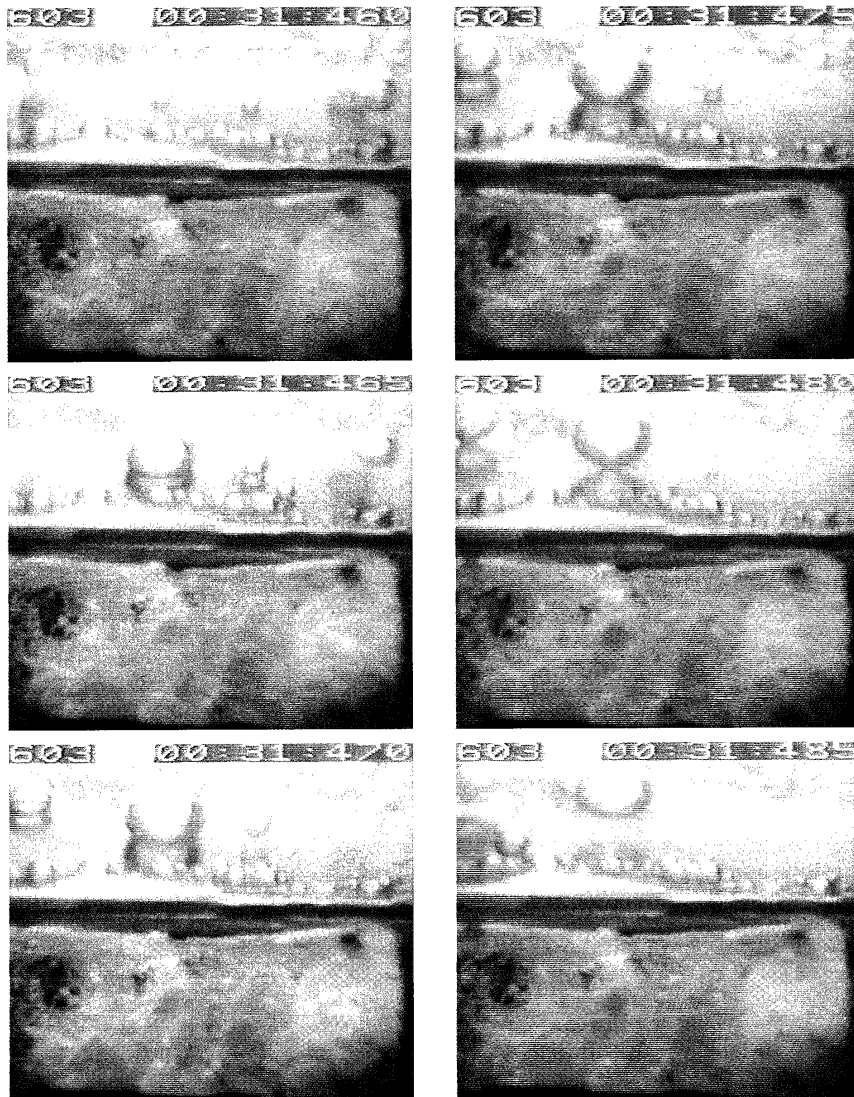
around CHF and decreases somewhat in nucleate and transition boiling, as shown in Fig. 4. Film boiling is the simplest phenomena measured within the experiment. These complex phenomena are exhibited within the small simple configuration studied by the experiment. If such behavior is present in such a small simple configuration, it is not surprising that modelers have had difficulty in developing mechanistic models.

SPATIO-TEMPORAL CHARACTERISTICS OF BOILING EXPERIMENTS

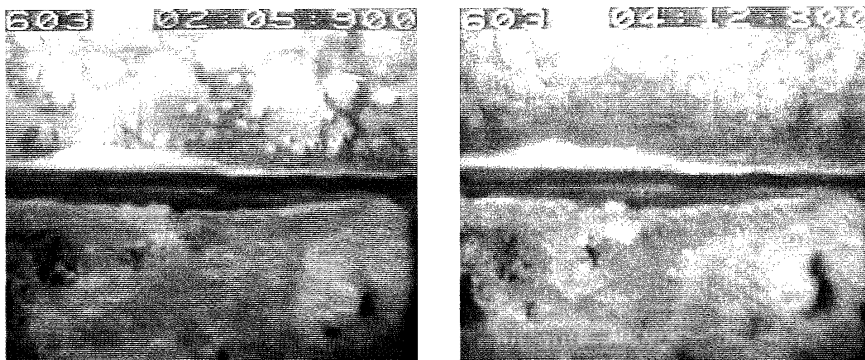
In the preceding section, experimental results obtained using volume-averaged dynamic wall temperature measurements were investigated using nonlinear time-series techniques to suggest that significant nonlinear effects occur. These are important conclusions, but they provide no clarification of what creates such behavior. The work to be summarized here eliminates spatial averaging of the wall temperatures by measuring local-instantaneous distributions $T(x, y, t)$, which then are processed to give the wall heat flux to the fluid $q(x, y, t)$. The work relates primarily to the heater side of the problem in Fig. 1. However, it includes the interfacial and hydraulic aspects of the problem: heat transfer in the vicinity of a meniscus associated with a discrete bubble-heater contact line (see fluid near-surface and far-surface features in Fig. 1) and convection to the bulk liquid.

This requirement for global local-instantaneous information is met by liquid crystal thermometry, which must be applied not at the boiling interface, which partially is obscured by vapor generation, but at the back of a thin plate heated internally by ripple-free direct electrical current. Most applications of liquid crystal thermography to boiling have been limited to being recorded by still photography or at a standard video rate, which is too slow to capture the details of boiling (Raad and Myers, 1971; Marto et al., 1976; Oka et al., 1992; Kenning, 1992a; Watwe and Hollingsworth, 1994), as is radiation thermometry unless limited to a line-scanning mode (Sgheiza and Myers, 1985). Kenning (1992b) combined liquid crystal thermography with high-speed video recording at 200 Hz, which is still slow by boiling standards but is fast enough to capture some important features of pool boiling on a 0.125-mm-thick stainless-steel plate. The hue information in each video frame can be converted into temperature plots $T(x, y, t)$ with sufficient accuracy to calculate the local heat-flux distribution $q(x, y, t)$ from a heat balance on an element of the wall, thus neglecting the variation in temperature from the front to the back of the plate:

$$q = q_o + k_s \delta \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \rho_s c_s \delta \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4)$$



(a) Bubble growth sequence, 51 k W/m²



(b) 102 k W/m²

(c) 153 k W/m²

106 108 110 112 114 116 118 120 122°C
 red orange yellow light green dark green

Figure 5 Video frames taken at 200 Hz

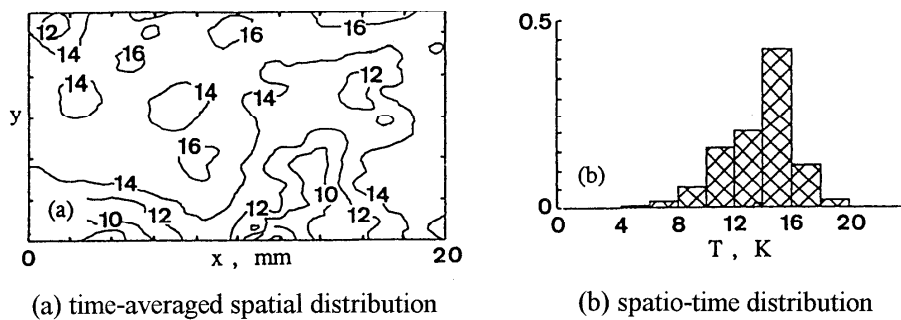


Figure 6 Wall superheat at 51 kW/m²

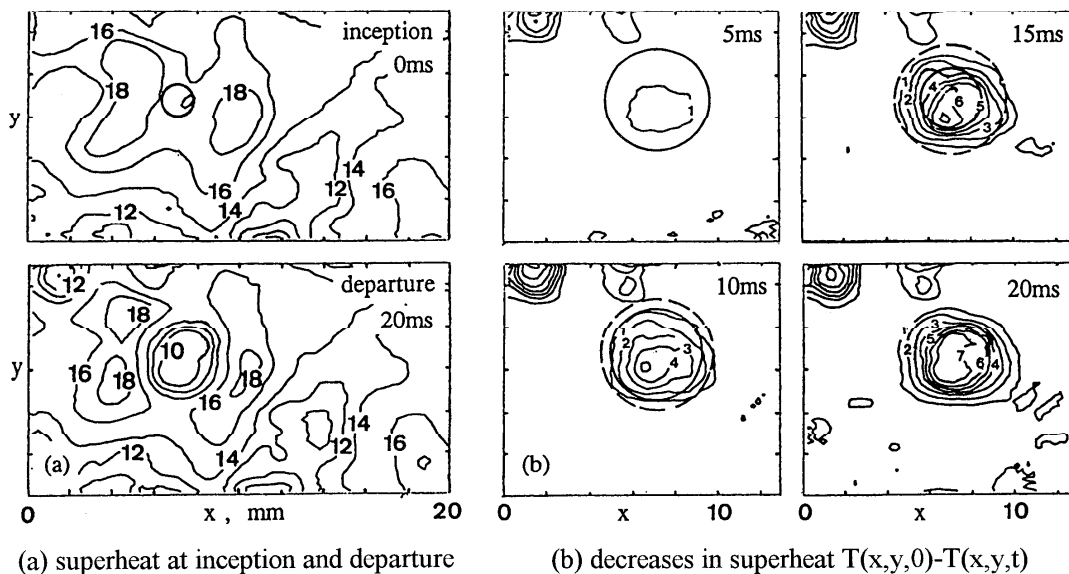


Figure 7 Bubble growth at 51 kW/m²

This technique has been applied to studies of local heat transfer near growing bubbles in pool boiling (Kenning and Yan, 1995), sliding bubbles in flow boiling (Yan and Kenning, 1995), and bubbles confined in narrow passages (Aligoodarz and Kenning, 1995), in all cases with simultaneous recording of the bubble motion on one side of a heated plate and the color play on the other.

The following comments are based on the study of pool boiling of water at atmospheric pressure on a horizontal stainless-steel plate 28 mm × 41 mm × 0.125 mm thick (Kenning and Yan, 1995). The plate was cleaned very thoroughly so that it was well-wetted; under these conditions, it produced bubbles up to 5 mm in diameter, which were larger and at lower frequencies than customarily are reported for boiling of water on stainless steel. The back of the plate was coated with unencapsulated liquid crystals with a calibrated hue-temperature range of 106-122°C. Video

frames such as Fig. 5 were digitized, and a detailed analysis was performed on a central area 11 mm × 20 mm, with a spatial resolution of 0.25 mm. Even when time-averaged, the wall superheat was far from uniform (Fig. 6). The instantaneous distributions of wall superheat during bubble nucleation and growth were measured (Fig. 7a). The changes in wall temperature during bubble growth and departure were confined to a circular region corresponding to the maximum projected area of the bubble (Fig. 7b). The heat removal was consistent with evaporation of a liquid microlayer meniscus (see fluid near-surface features in Fig. 1) but was not well described by current models. The rate of heat removal during bubble departure was much less than that predicted by the model of wall quenching by bulk liquid; however, the general level of convective transfer between bubbles was enhanced. A pattern-recognition program for the cooled spots identified nucleation sites and the

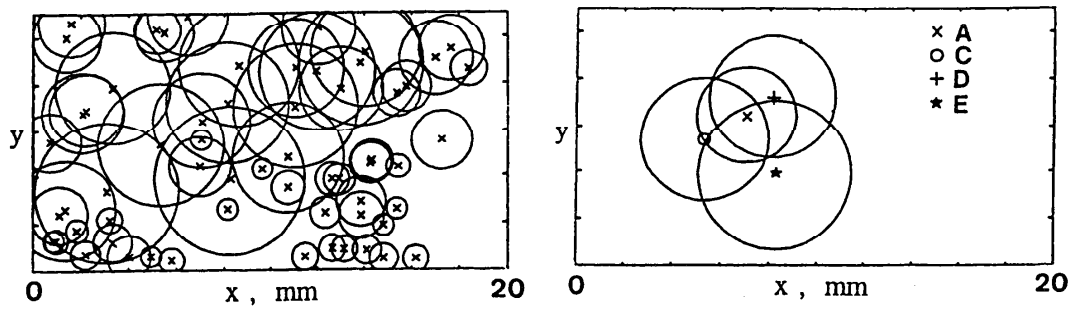


Figure 8 Nucleation sites at 51 kW/m²

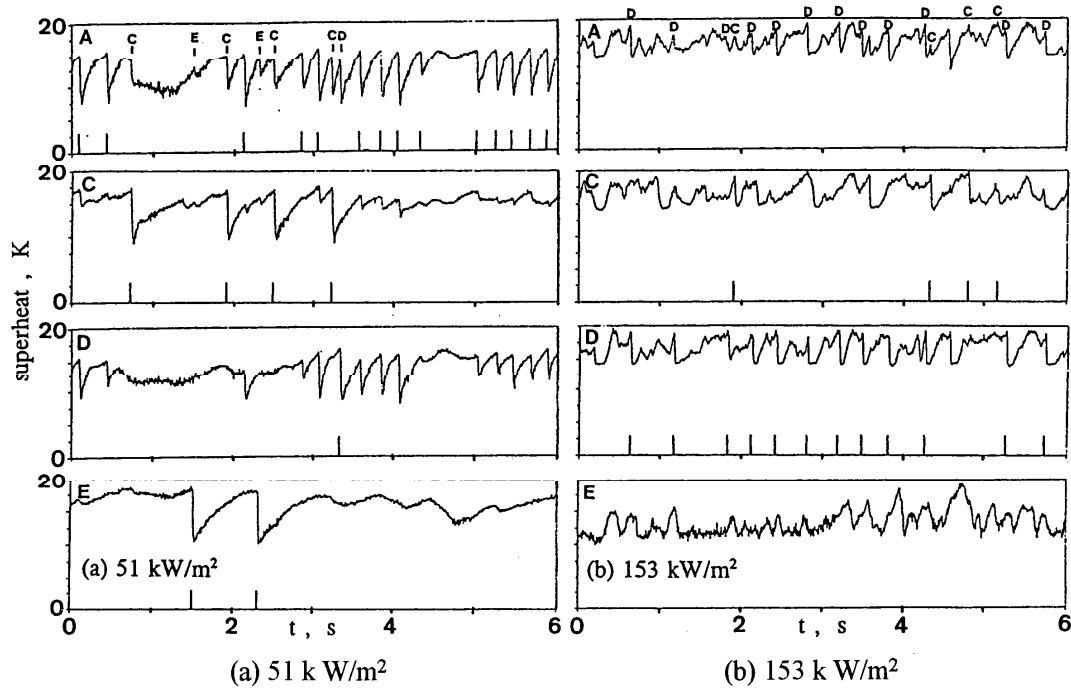


Figure 9 Nucleation site time series

size of the bubbles they produced, with confirmation from the direct view of the boiling surface at low heat fluxes (Fig. 8). It then was possible to obtain the $T(t)$ series at individual sites (Fig. 9). Also shown is the occurrence of each bubble at the site indicated by the tick marks just above the time axis. For site A, the letters just above the temperature data correspond to the occurrence of bubbles at the site indicated. These site characteristics show that nucleation depended on the local instantaneous superheat and that the triggering superheats, although constant for a given site at a given heat flux, varied from 8 to 20 K between sites. A striking feature was the intermittent nature of bubble production, even at the most active sites. These sites had an identifiable base frequency that depended on the rate of recovery from the local cooling during bubble growth; however, recovery often was interrupted. In a limited study of a small group of

sites, nearly all interruptions were identified with the cooling effect of bubble growth at an adjacent site. Some sites produced only the occasional bubble; however, these could have a significant effect on more active sites. With an increase in the heat flux, there was an exchange of activity, thus suppressing sites that were active at the lower flux (e.g., site A in Fig. 9). The increasing heat flux also caused a general increase in the site triggering superheats, for which there is as yet no confirmed explanation.

The liquid crystal technique reveals features of pool boiling that would be difficult to observe by any other method; however, it has disadvantages that have been discussed by Kenning (1992b) and Kenning and Yan (1995), particularly in frequency response and signal noise. The combined diffusion time δ^2/α across a stainless-steel plate 0.125 mm thick and a liquid crystal layer 0.01 mm thick is approximately 5 ms.

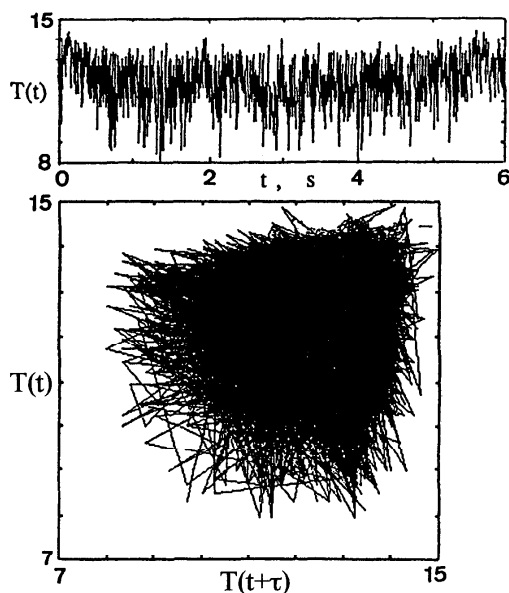


Figure 10 Nucleation site time series at attractor $T(t)$ vs. $T(t+\tau)$, 130 kW/m² on a 0.1-mm-thick copper plate.

This response can be improved by using a thinner plate of higher thermal conductivity, although the system certainly will never achieve the response rate necessary to study individual bubbles in subcooled boiling, for example. Signal noise generated during recording and replay is a serious problem when the time derivative of temperature is required for calculations of wall heat flux. Filtering in the time domain is ruled out by the constraints on frequency response; spatial filtering helps but reduces the spatial resolution. The noise also interferes with the application of nonlinear methods of analysis. Ellepola (Ellepola and Kenning, 1996) recently obtained the $T(t)$ series at a nucleation site for water boiling at 130 kW/m² on a 0.1-mm-thick copper plate and constructed an attractor, as shown in two dimensions in Fig. 10, using the method of delays as discussed earlier related to Shoji et al.'s (1995) experiments. However, the noise in the liquid crystal data so far has prevented determination of the fractal dimension. The spatial resolution available on a high-speed video frame, around 200×200 pixels, also limits the system scale $O(1)$ over which it is possible to detect detailed pattern formation. It is unclear whether the liquid crystal technique can be developed sufficiently to be useful at high heat fluxes in the mushroom bubble regime (see fluid far-surface features in Fig. 1) discussed below, in which the direct view of the boiling surface is obscured and information derived from the rear of the plate would be particularly valuable.

NONLINEAR MODELING OF BOILING

Until recently, the detailed mechanistic modeling of boiling has been handicapped severely by limited computing capabilities. Modeling of either the hydrodynamics associated with a single bubble or the thermal interactions of multiple nucleation sites is difficult enough, but the full conjugate problem as envisioned in Fig. 1 for multiple bubbles still remains beyond our capabilities. However, recent work provides valuable insight into basic mechanisms that may be involved in the boiling process.

The Discrete Bubble Region

Numerous models of individual discrete bubbles dealing with both the hydrodynamics and thermal response of heaters have been documented over the years. The work of Pasamehmetoglu and Nelson (1991) represents the first effort to model multiple nucleation sites and bubbles to study the boiling process on a local-instantaneous basis [i.e., at spatial and temporal scales less than δt_{\min} and δA_{\min} see Eqs. (1) and (2)]. In this case, the models used on the hydrodynamic side of the problem representing multiple bubbles used those models associated with single bubbles. Thus, the work applied only to low-level heat fluxes in the discrete bubble region where no hydrodynamic interactions occurred between the bubbles. The primary nonlinearity within the system was associated with on-off (activation and deactivation) behavior of the sites that is driven by the thermal distribution within the heater. Even with its limited capabilities, the model revealed that thermal distributions must occur on the heater surface and that intermittent bubble behavior was possible. More recent work using this capability has been published by Unal and Pasamehmetoglu (1994).

Mushroom Bubble Region

Nelson and coworkers, interested in continued study of nonlinear effects in the boiling process, realized that the problems associated with modeling of discrete bubble behavior and possible hydrodynamic interactions could be minimized by consideration only of the thermal site interactions (see heater surface characteristics in Fig. 1) under a single large mushroom bubble in the high heat-flux region (see fluid far-surface features in Fig. 1). This led to a test-bed model (Sadasivan et al., 1995b) capable of representing hundreds of potential nucleation sites on a heater surface where all sites are located under a single mushroom bubble and therefore are exposed to the same hydrodynamic boundary conditions. The model allows us to study the nonlinear effects associated with on-off site behavior (a temporal nonlinearity), macrolayer thinning (a spatial

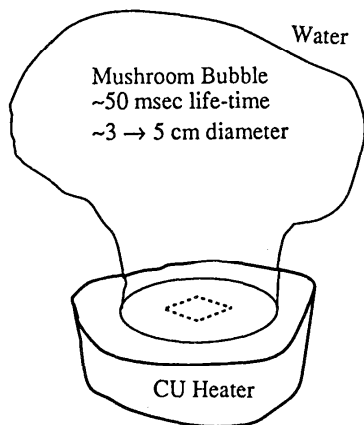


Figure 11 Sketch of single mushroom bubble above heater with region to be modeled contained in the square.

nonlinearity), and unequal site spacing that occurs naturally on real heater surfaces (a spatial nonlinearity).

Figure 11 shows a snapshot of this configuration, where a single mushroom bubble has grown above the surface just before its departure. The problem investigated was a small segment of heater area that is located under the single mushroom bubble; note the square on the heater surface shown in Fig. 11. The segment is 5 mm on a side (25-mm² area), and the transient heat conduction equation is solved in both the heater and liquid macrolayer (see fluid near-surface features in Fig. 1) left behind at bubble birth. Effects of the macrolayer thinning caused by evaporation from the macrolayer's various interfaces into the bubble are included. Enhancements to the evaporation process caused by meniscus effects at the base of the vapor stem associated with each active cavity also are included (see fluid near-surface features in Fig. 1). The heater is 50- μ m-thick copper. Saturated water at atmospheric pressure was assumed to be the boiling fluid. Located on the heater surface were 180 potential nucleation sites ranging from 0.5 to 5 μ m in diameter. Figure 12 indicates site locations on the modeled portion of the boiling surface. The different cavity sizes shown in the figure are intended only to give an indication of the relative variation in size; they are not drawn to scale. The site spatial distribution was assigned randomly in a manner that satisfied a Poisson distribution. This is consistent with results of Gaertner (1963), Sultan and Judd (1978), and other studies. All sites were assumed to have geometries conducive for activation (i.e., the activation and deactivation of sites were controlled solely by local superheat values); the potential wetting effects and cavity shape were hidden within this criteria. Calculations then were performed by driving the heater with an internal volumetric heat source, much as an experiment would do. Based on the heat flux, the bubble's lifetime (period) was

determined and the bubble departure was assumed to be periodic. At the end of each bubble's life-time, the bubble departed, thus returning the liquid macrolayer to its initial state. Sites were allowed to activate any time their cavity temperature exceeded the activation temperature but were deactivated only from liquid resupply at the time of bubble departure if their temperature was less than their deactivation temperature.

Because the system was relatively small in size, the local-instantaneous surface temperatures were area-averaged for analysis. This allowed the use of the more classical temporal tools applied to nonlinear problems. The transient variation of the temperature averaged over the full heater surface, T_{SA} , is shown in Figs. 13 and 14 for four heat fluxes. We can see in the figures that the T_{SA} time series exhibits markedly different characteristics, depending on the heat flux. In Fig. 13, for 0.85 MW/m², T_{SA} varies periodically with a period equal to that of the driving process the departure of the mushroom bubble. The vertical lines shown in Fig. 13 provide a quick visual reference for the stationary window present in each case. Each spike in T_{SA} indicates the departure of a bubble. At 0.875 MW/m², the resulting T_{SA} time series still shows a periodic behavior, but now the period is twice that of the driving period. At 0.9 MW/m², the solution shows further bifurcation to a period six times the bubble driving period. And as shown in Fig. 14 at 1.04 MW/m², the T_{SA} time series suggests aperiodic behavior for the slightly less than 200 bubbles studied. A study of the site behavior for each of the cases above revealed that the thermal response follows the site behavior. Each spike in T_{SA} indicates the departure of a bubble. The spike is caused by deactivation of several sites that have cooled

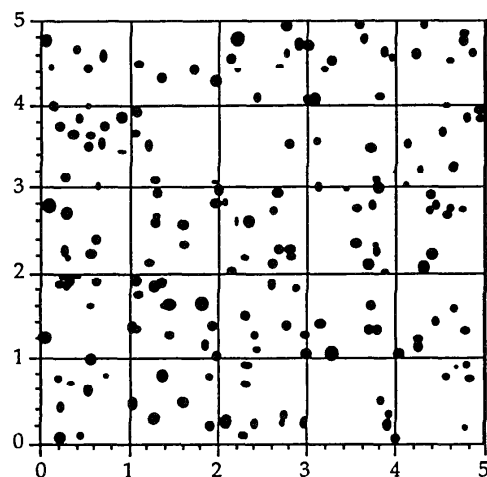


Figure 12 Cavity location map showing relative cavity size (not to scale).

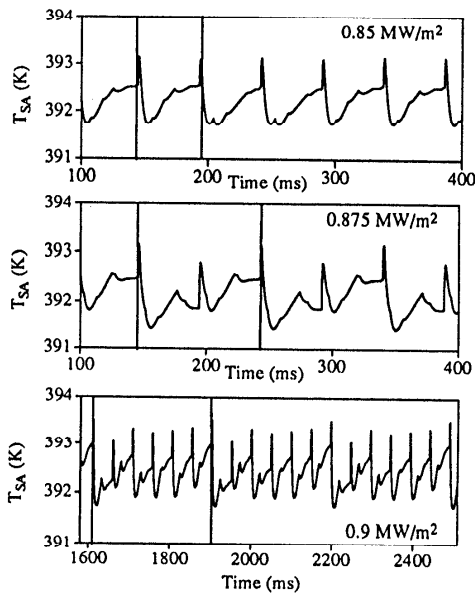


Figure 13 Segments of T_{SA} time series for three heat fluxes.

sufficiently (meniscus cooling dominates this local process) to allow the liquid that resupplies the macrolayer at bubble departure to cover them. This loss of active sites produces an immediate increase in temperature that is corrected quickly because the heater surface activates cavities based on the local temperature of each potential cavity. In effect, the surface is satisfying its own localized law of "supply and demand." This localized evaluation of the process is continued through the bubble's lifetime until the bubble departs and the process begins anew. Thus, the active-site density shown as a characteristic of the heater-fluid interface in Fig. 1 is a dynamic quantity and a result of mechanisms involved, not of a correlated parameter that older models required.

Applying this understanding to Figs. 13 and 14 reveals that for 0.85 MW/m^2 , the same cavities activate at the same relative time during each bubble's lifetime. (This conclusion was verified by detailed

analysis not shown here.) For 0.875 MW/m^2 , the thermal state at the end of one bubble causes different cavities to activate the next bubble. Interestingly, the next bubble produces the original set of active cavities at the same relative times as before, and the process repeats. The description follows for the 0.9-MW/m^2 case, where six sets of cavities are involved. And finally at 1.04 MW/m^2 , the active cavity sets do not repeat and thus produce the aperiodic thermal response shown in Fig. 14. This behavior also was characterized by increasing the intermittence of various sites from 0.85 to 1.04 MW/m^2 . At 1.04 MW/m^2 , some site activity could be characterized as being extremely intermittent.

Period doubling is a hallmark characteristic of many nonlinear processes found in nature. Indeed, it is well established that period doubling is a classical route to chaotic behavior. The period doubling and subsequent breakdown of periodicity that we see for the problem under consideration suggests the presence of deterministic chaos in the system. To investigate the potential for chaotic behavior in Fig. 14 further, Sadasivan et al. (1995b) used the correlation-integral technique (see earlier discussion and also Theiler, 1987) to determine if a fractal dimension might exist for the time series. The use of this method with less than 200 periods is at best a marginal undertaking, but it did reveal a fractal dimension of approximately 4.8. Coupled with period doubling, this suggests that significant nonlinear dynamic behavior is present in the system. The existence of significant nonlinear dynamic behavior in this simplified model reflects that similar behavior would be expected in more detailed predictive models representing nucleate boiling.

CONCLUSIONS

Temporal and spatial averaging have been used previously to develop our current correlation-based boiling technology. This technology has provided the means to design and build a multitude of systems but requires either realistic experimentation to provide

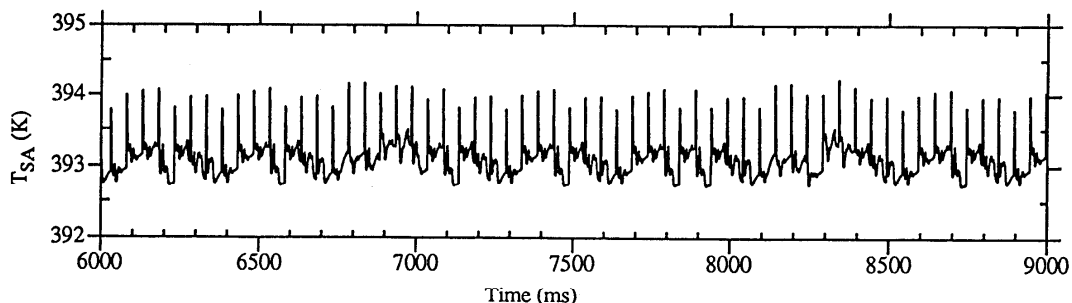


Figure 14 Typical segment of T_{SA} time series for 1.04 MW/m^2 .

accurate data for each configuration or significant factors of safety where maximum power transmission, tight thermal control, or safety are issues. Older mechanistic models of the boiling process have proven to be of little value in these efforts, principally because of their inability to provide *a priori* prediction of the result.

Studies associated with the possible nonlinear behavior of boiling systems are emerging. These studies suggest some fundamental reasons for the difficulties experienced by previous researchers studying boiling and two-phase phenomena in providing mechanistic models. In particular, the existence of deterministic chaos in a small simple pool boiling system is suggested by the results from Tokyo. The measurement of the fractal dimension suggests that behavior is most complex near CHF and decreases somewhat in the nucleate and transition boiling regimes. Film boiling is the simplest regime. The complexity of this behavior in the nucleate boiling and CHF regions, implicit in the magnitude of the fractal dimension, is great and suggests that much work remains for researchers studying the boiling phenomenon.

The underlying cause of what creates the complex nonlinear behavior observed in the Tokyo experiments cannot be determined within the framework of current nonlinear analysis techniques. The Oxford experiments begin to explain underlying mechanisms that create such behavior; this reveals inadequacies in conventional mechanistic models for nucleate boiling, both in the details of the physical modeling and in the use of an "averaged" description that ignores important dynamic and spatial features. Any future mechanistic model must include a group of sites and the interactions that cause irregularities in their activity. It is not yet clear (1) how large this representative group must be or (2) whether this representative size will be defined based on statistical considerations as might relate to δA_{\min} of Eq. (2) or ξ associated with pattern formation of large spatial systems. Our current experimental capabilities are limited to small-scale boiling experiments such that if spatial patterns exist within larger systems, we have not yet been able to detect them.

The Los Alamos modeling capabilities, a result of increased computing power, have advanced modeling to study selected boiling regimes where site interactions are possible. This includes limited representation of both multiple bubbles in the low heat-flux discrete-bubble region of nucleate boiling and multiple thermal-site interactions in the high heat-flux mushroom-bubble nucleate boiling. Significant nonlinear effects have been observed, including period doubling and an observed aperiodic case that suggests

deterministic chaos. These results support the conclusions reached by both Tokyo and Oxford experimentally but have been reached from a simulation or modeling approach.

The sum of these results lead the authors to the following conclusions: (1) The assumptions used in the older mechanistic models are not valid. Thus, these models should be characterized as very complex correlations (Kenning, 1992a). (2) Development of experimental methods to measure local-instantaneous characteristics must continue. (3) A size scale, ξ , may be associated with spatio-temporal chaos in boiling. However, even if this is true, boiling applications will span the entire range from smaller than to larger than this dimension. (4) Nonlinear effects are significant and must be included if mechanistic models are to be developed in the future. (5) This criticism of existing models is itself open to the criticism that the experimental evidence can be obtained only for the special conditions of boiling on a very thin plate or small wire, which may modify the mechanisms by which sites can interact. It is here that the future linking of the experiments to very large computer models comes into play (e.g., a model that can reproduce boiling correctly on a thin plate has increased credibility when applied to boiling under more general conditions that are inaccessible by experiments). There may be formidable problems in reaching that state, even in proving that the model describes thin-plate boiling well. The experiments with liquid crystals have revealed the complexity of the nonlinear processes in boiling, and we have moved from the situation of knowing too little about boiling to having embarrassingly large quantities of information to assimilate.

Although these results suggest future avenues of research, the complexity of the problem is tremendous, particularly considering the influence of flowing systems. Our current correlation-based technology for design and analysis will continue for years to come.

REFERENCES

- Aligoodarz, M.R. and Kenning, D.B.R., 1995, "Vapour Bubble Behaviour in a Single Narrow Channel," Transactions 4th UK National Conference on Heat Transfer, Manchester, September 26-27, 273-276.
- Cross, M.C. and Hohenberg, P.C., 1993, "Pattern Formation Outside of Equilibrium," *Reviews of Modern Physics* 65(3), 851-1112.
- Delhaye, J.M., 1981, "Basic Equations for Two-Phase Flow Modeling" in *Two-Phase Flow, and Heat Transfer in the Power and Process Industries*, Hemisphere Publishing Corp. and McGraw Hill Book Company, New York, 40-97.

- Dhir, V.K., 1990, "Nucleate and Transition Boiling Heat Transfer under Pool and External Flow Conditions," Proceedings of 9th International Heat Transfer Conference, Vol. 1, 129-155.
- Ellepola, J. and Kenning, D.B.R., 1996, "Nucleation Site Interactions in Pool Boiling," to be published in Proceedings of the 2nd European Thermal Sciences & 14th UIT National Heat Transfer Conference, Rome, 29-31 May 1996.
- Fraser, A.M. and Swinney, H.L., 1986, "Independent Coordinates for Strange Attractors from Mutual Information," *Phys. Rev. A* 33 (2), 1134-1140.
- Gaertner, R.F., 1963, "Distribution of Active Sites in the Nucleate Boiling of Liquids," *Chem. Engr. Prog. Symp. Ser.* 59, 52-61.
- Grassberger, P. and Procaccia, I., 1983, "Characterization of Strange Attractors," *Phys. Rev. Lett.* 50(5), 346-349.
- Ishii, M., 1975, Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles, Paris.
- Kenning, D.B.R., 1992a, "Wall Temperature Patterns in Nucleate Boiling," *Int. J. Heat and Mass Transfer* 35, 73-86.
- Kenning, D.B.R., 1992b, "Liquid Crystal Thermography as a Tool for Investigating the Development of Boiling," *Proc. Engineering Foundation Conference on Pool and External Flow Boiling*, Santa Barbara March 22-27, 79-82.
- Kenning, D.B.R. and Yan, Y., 1995, "Pool Boiling on a Thin Plate: Features Revealed by Liquid Crystal Thermography," OUEL Report 2055/95, Dept. of Engineering Science, Oxford University.
- Lay, J.H. and Dhir, V.K., 1994, "A Nearly Theoretical Model for Fully Developed Nucleate Boiling of Saturated Liquids," Proceedings of 10th International Heat Transfer Conference, Vol. 5, 105-110.
- Lienhard, J.H., 1994, "Snares of Pool Boiling Research: Putting History to Use," 10th International Heat Transfer Conference Proceedings, Heat Transfer 1994, Vol. 1, 333-348.
- Marto, P.J., MacKenzie, D.K., and Rivers, A.D., 1976, "Nucleate Boiling in Thin Liquid Films," *Solar and Nuclear Heat Transfer*, AIChE Symposium Series No. 164 Vol. 73, 228-235.
- Mikic, B.B. and Rohsenow, W.M., 1969, "A New Correlation of Pool Boiling Data Including the Effect of Heating Surface Characteristics," *ASME J. Heat Transfer* 91, 245-250.
- Nelson, R.A. and Pasamehmetoglu, K.O., 1992, Post-Dryout Heat Transfer, CRC Press, Baton Rouge, Chapter 2.
- Nukiyama, S., 1934, "The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure," *J. Jap. Soc. Mech. Eng.* 37, 367-374 (translation: 1966, *Int. J. Heat Mass Transfer* 9, 1419-1433).
- Oka, T., Abe, Y., Mori, Y.H. and Nagashima, A., 1992, "Observational Study of Pool Boiling under Microgravity", *JSME Int. J., Series II*, 35(2), 280-286.
- Ott, E., Sauer, T., and York, J.A., 1994, Coping with Chaos, John Wiley & Sons, Inc., New York, N.Y.
- Pasamehmetoglu, K.O., and Nelson, R.A., 1991, "Cavity-to-Cavity Interaction in Nucleate Boiling: the Effect of Heat Conduction Within the Heater," *AIChE Symp. Ser.*, No. 282, Vol. 87, 342-351.
- Pasamehmetoglu, K.O., Chappidi, P.R., Unal, C., and Nelson, R.A., 1993, "Saturated Pool Nucleate Boiling Mechanisms at High Heat Fluxes," *Int. J. and Heat Mass Transfer* 36(15), 3859-3868.
- Raad, T. and Myers, J.E., 1971, "Nucleation Studies in Pool Boiling on Thin Plates Using Liquid Crystals," *AIChE Journal* 17, 1260-1261.
- Sadasivan, P., Unal, C., and Nelson, R.A., 1995a, "Perspective: Issues in CIIF Modeling The Need for New Experiments," LAUR-93-3235-Rev, also ASME J. of Heat Transfer 117, 558-567.
- Sadasivan, P., Unal, C., and Nelson, R.A., 1995b, "Nonlinear Aspects of High Heat Flux Nucleate Boiling Heat Transfer," LA-UR-95-609, also ASME J. of Heat Transfer, in press.
- Sgheiza, J.E. and Myers, J.E., 1985, "Behaviour of Nucleation Sites in Pool Boiling," *AIChE Journal* 31, 1605-1613.
- Shoji, M., Kohmo, T., Negishi, J., Toyoshima, S., and Maeda, A., 1995, "Chaos in Boiling on a Small-Size Heater," 1995, Proc. of 4th ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, Maui, Vol. 2, 225-232.
- Sultan and Judd, R.L., 1978, "Spatial Distribution of Active Sites and Bubble Flux Density," *ASME J. Heat Transfer* 100, 56-62.
- Theiler, J., 1987, "Efficient Algorithm for Estimating the Correlation Dimension from a Set of Discrete Points," *Phys. Rev. A* 36(9), 4456-4462.
- Theiler, J., Eubank, S., Longtin, A., Galdrikian, B., and Farmer, J.D., 1992, "Testing for Nonlinearity in Time Series: the Method of Surrogate Data," *Physica D* 58, 77-94.
- Unal, C. and Pasamehmetoglu, K.O., 1994, "A Numerical Investigation of the Effect of Heating Methods on Saturated Nucleate Boiling," *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 21 (2), 167-177.
- Watwe, A.A. and Hollingsworth, D.K., 1994, "Liquid Crystal Images of Surface Temperature during Incipient Boiling," *Experimental Thermal and Fluid Science* 9, 22-33.
- Yan, Y. and Kenning, D.B.R., 1995, "Flow Boiling in Bubbly Flow," *Proc. Engineering Foundation Conference on Convective Flow Boiling*, Banff, April 29-May 5.
- Yanagida, T., 1992, "Coupled Map Lattice Model of Boiling," *Phys. Lett. A* 165(5/6), 405-408.

気液二相流の非線形挙動—カオス解析を中心に—

中西重康（龍谷大学） 澤井 徹（高松高専）

1 緒言

蒸気動力プラントの蒸発管に代表される流路において観測される気液二相流は、流動そのものが複雑であり不規則な変動を内在すると共に、系のループ特性によっても巨視的な流動変動を生じる可能性がある。前者の変動は、気液二相流の場合、単相流と同様流れ自身が本来有している変動に加え、気体と液体という不連続な流体で、様々な幾何学的配置のもとで流動が生じていることに起因しており、圧力、流速、ポイド率等に種々の変動が生じていることはよく知られている。一方、後者のループ特性に起因した変動は、管路全体の特性と気液二相流の特性との相互作用で生じる、いわゆる熱水力学的不安定流動と呼ばれているものであり、その発生機構により幾つかに分類がなされている。いずれにせよ、これらの変動は蒸発管系の場合伝熱特性とも密接に関連し、その変動特性の理解は重要となってくる。

ところが、気液二相流に付随する変動のランダム性の理解は、これまでの統計的扱いでは十分に評価できないのが現状である。このため、変動の中に存在するランダム性を、カオス工学の立場から見なおす方法が有効となり得る。これによれば、複雑な振る舞いを不規則性の中に存在する単純な非線形性が生み出しているものとみなし、変動の背後に存在する法則あるいはその法則の性格から変動の特性を把握できることとなる。しかしながら、実験的に得られた気液二相流の不規則変動から規則性（法則）そのものを見いだすことはそれほど容易なことではなく、歴史的にみてもまだ10年ほどしか経過していない多くの課題が残されている研究分野となっているのが現状である。しかしながら、流体力学の分野では既に1970年代から系の非線形性が生み出すカオスと物理現象を対応付た興味深い報告がなされており

（たとえば、RuelleとTakens[1]）、また、気液二相流の分野においても、解析的な研究ではあるが、Achardら[2]が密度波振動を非線形力学系の分岐現象に関連付け検討している。これらのことは、実験的に得られた不規則変動に対してカオス工学を用いて解析していくことが、気液二相流の変動（ダイナミックス）の特性把握にとって重要な方法になり得ることを示唆しており、カオスに基づく解析が急速に注目されつつあるところである。

本稿では、気液二相流の変動現象をカオス工学と関連付けデータ解析を行ったこれまでの研究の成果をたどり、実験データに対するカオス解析の現状についての概説をしていく。

2 気液二相流における実験的研究

気液二相流の分野におけるカオス解析に基づく実験的研究の歴史は極めて新しいもので、その先駆けとなったのは、著者らが知る限り空気—水系の気液界面波の変動特性を捉えることを目的に行われた萩原の研究[3]である。本章では気液二相流に関連した変動現象を、液膜厚さ変動、チャギング時の変動現象、流動様式に付随する圧力変動、蒸発管系の不安定流動に分類しこれまでの研究を以下で解説していく。

2.1 液膜厚さ変動

気液二相流の特色である気液界面の複雑な干渉、不規則な形態はその流動および伝熱特性に密接に関わっていることからこれまで多くの研究が行われてきている。ここでは液膜流中に存在する波動に着目して行われたカオス解析に基づく実験的研究を紹介する。

気液二相流の分野でカオス解析に基づく実験的研究の先駆けとなった萩原の研究[3]は、下降管内環状

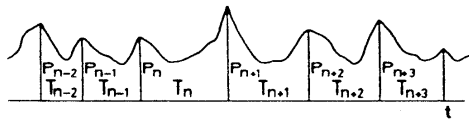


図2.1.1 離散データ列の抽出

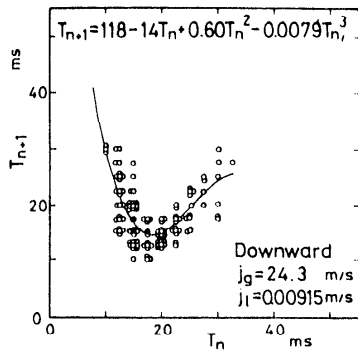


図2.1.2 下降流液膜厚さ変動の解析結果

二相流および水平管内環状二相流中の気液界面波動に着目したものである。この研究では、不規則に変動する液膜厚さ変動とそれに付随する壁面せん断応力変動をLorenzプロット法を用いて解析し、変動のカオス的側面を見い出そうとした。ここで用いられたLorenzプロット法とは離散データ列 $\{x_1, x_2, x_3, \dots, x_N\}$ に対して隣合う離散データ x_n と x_{n+1} との間の写像関数を見いだすための手法であり、実験データを取扱かう場合には、 $x_n - x_{n+1}$ 平面上にデータ点をプロットし $x_{n+1} = f(x_n)$ となる写像関数 f を抽出しようとする事となる。萩原は液膜厚さおよび壁面せん断応力変動の隣り合う極大点の時間間隔の離散データ列に着目して解析を行った（図2.1.1参照）。これによると、下降流、水平流共にリップル波で覆われた界面波の液膜厚さ変動およびせん断応力変動から簡単な写像関数が見いだされている。その一例として下降流における液膜厚さ変動の解析結果を図2.1.2に示す。この成果は気液界面における一見ランダムに見え、確率的な取扱いしかできないと考えられていたリップル波の変動が、簡単な決定論的法則にしたがう可能性があることを示唆し、気

液界面の複雑な干渉が引き起こすランダム変動に新たな知見を与えるものとなった。

その後、時系列データから、Takensの埋め込み定理[4]を利用して相空間に運動軌道を再構成し、GrassbergerとProcaccia[5]が提案した二体相関関数からアトラクタのフラクタル次元を相関次元として求め、不規則な変動現象を理解する試みがいくつか行われてきている。

Biageら[6]はフラッキング直前と直後において気液界面の波動の構造に変化が生じるはずであることに着目し、現象の遷移過程の診断に時系列データから得られるアトラクタ次元を用いた。気液対向二相流においては落下液膜流量一定の下、気相の上昇速度を徐々に高めていくとある気相速度に達したときに液膜流の一部が上昇流に転ずるようになる。この上昇流に転じるフラッキング点前後の液膜厚さ変動を測定しそのフラクタル次元を算出したが、このことは液膜厚さ変動がカオス変動であることを示すと共に、フラッキング直後にフラクタル次元が急激に減少することから、変動の遷移過程の診断をフラクタル次元でなし得ることを示している（図2.1.3）。

澤井ら[7][8]は加熱系と断熱系での液膜流れの構造の差異を明らかにするために、沸騰二相流におけるドライアウト近傍から中程度の乾き度領域における液膜厚さ変動に着目し、蒸発管内の流れに沿った液膜厚さ変動の特性変化をアトラクタ次元で整理

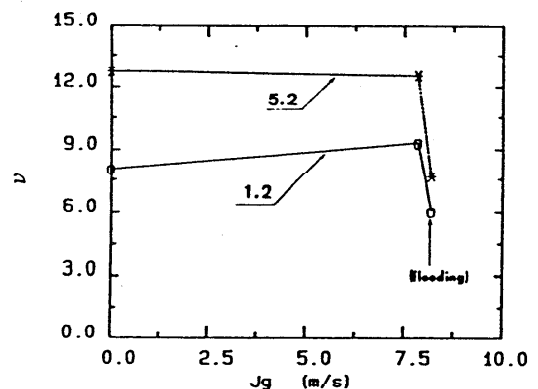


図2.1.3 フラッキング時における次元変化

し、さらに、これを見かけ速度を同一にした空気-水断熱系の液膜厚さ変動と比較し検討を行った。これによれば、流れが進行しドライアウト点に近づくにつれ液膜流は薄くなりじょう乱波の頻度（周波数）が減り、これにともない液膜厚さ変動のフラクタル次元も減少することが明らかとなった。液膜流中に存在するじょう乱波の頻度とアトラクタ次元との間には密接な関連性が認められ、じょう乱波到着時間間隔（周波数の逆数）とアトラクタ次元との積は沸騰流の場合ほぼ一定に保たれていることが認められた。これに対し、空気-水断熱系の場合には、対応する実験条件でじょう乱波頻度が減少する傾向は同じであるにもかかわらず、逆にアトラクタ次元がほぼ同じか高くなる傾向を示した。これは高乾き度領域における沸騰流の液膜流の構造が断熱流とは異なることを意味するものであり、沸騰系では断熱系と比べ、じょう乱波波形が比較的緩やかな低周波成分で構成される形状であること、また液膜流内の水力学的非平衡[9]のため基底液膜部が薄く基底液膜部が平滑面となり波動が存在し得ないことに起因することを推測した。

一方、森ら[10]は管内落下液膜の管軸方向の液膜厚さ変動に着目し、液膜厚さ変動のカオス的性格を検証すると共に、流れの発達過程をパワースペクトルおよびフラクタル次元を用いて検討した。種々の液膜流量に対して実験を行った結果、平滑な界面からカオス的様相の界面への流れの発達過程を液膜レイノルズ数に応じて3つに分類し、さらに発達過程の液膜厚さの時系列データのフラクタル解析から流動機構の遷移と次元とを対応させている。図2.1.4、図2.1.5にその結果を示す。これによれば、フラクタル次元の変化が波動の波長と平均波高の比に密接に関連しており、流動機構の変動特性変化をフラクタル次元を用いて認識し得ることを指摘した。このことは、先の澤井らの研究と比較した場合、流動条件は異なるものの液膜流中に存在する大きな波（じょう乱波あるいは転波）の波数あるいは周波数が、液膜流のフラクタル次元と関連性があることを示唆しており、液膜流の構造が非線形性の強い大きな波動

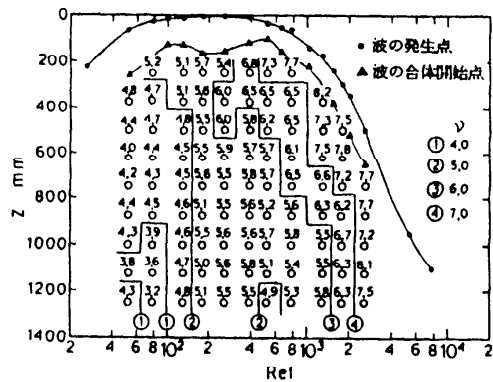


図2.1.4 フラクタル次元の計算結果

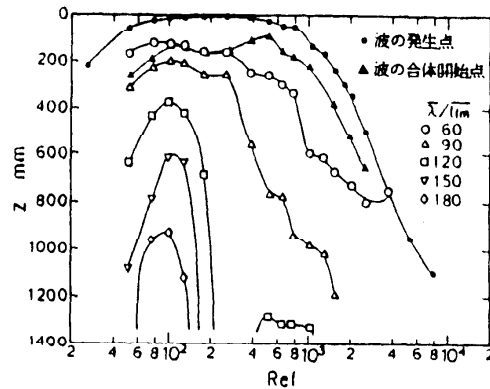


図2.1.5 波長／平均液膜厚

に支配されていることを示している。

Izrarら[11]は、気液対向二相流におけるフラクティング条件近傍での界面波の変動に着目し、変動のスケール（周波数）による分類をウェーブレット変換を用いて行い、スケール毎のアトラクタの再構成ならびにそのアトラクタのフラクタル次元を求めている。

2.2 チャギング

チャギングは凝縮二相流で観測される不安定流動の一形態であり、Leeら[12]はこの現象の複雑さに着目し、チャギング時に観測される圧力変動、温度変動がカオス的変動と捕えられるか否か、さらに変動特性の変化をアトラクタ次元で説明し得るか否か

を検討した。気液二相流の分野で時系列データから再構成されるアトラクタの次元を算出しカオス解析をした研究としてはこのLeeらとその先駆者と考えてよいであろう。彼らは蒸気導入管からの距離が遠くなるにしたがい気液の複雑な干渉が緩和され圧力および温度の変動特性が比較的穏やかなもに変化することを、アトラクタ次元の減少による変化で定性的に説明できることを報告している。これは一連の現象の複雑さあるいは不規則性の度合いが、アトラクタ次元で表示し得ることを意味している。

2.3 流動様式

流動様式の新しい客観的判定法としてフラクタル技法を用いることを提案した研究に澤井ら[13]およびFrancaら[14]の研究がある。いずれの研究も空気-水系二相流を対象としたもので、各流動状態で得られた圧力変動の時系列データ解析からフラクタル次元を算出し流動状態を同定しようとしたものであるが、澤井らは垂直管内流を、Francaらは水平流を対象に検討を行った。

澤井らは4つの典型的な流動様式（気泡流、スラグ流、チャーン流、環状流）における流れ方向3箇所での圧力変動を測定し、流動様式固有の変動特性と各流動様式の流れの発達過程の相違をフラクタル次元で同定することを試みた。その結果を図2.3.1に示す。横軸は気水混合部からの距離Lを管内径Dで除したものである。また、図中の記号B、A、S、SC（CS）は気泡流、環状流、スラグ流、スラガーチャーン流遷移の流動を表わしている。L/Dの大きい流れが発達した領域では気泡流、環状流、スラグ流、チャーン流の順で次元が小さくなっていることが示されている。また流れの発達との関係は、チャーン流が流れ方向に次元を変えず全体として低い次元にとどまるのに対して他の流動様式では流れ方向に発達状態の変化が観測され、なかでも環状流、スラグ流の変化は大きいものとなっている。これにより発達した領域における流れの変動特性および発達状態の変化により流動様式の大まかな把握が可能となっている。

Francaらは水平流の流動状態を大きく2つに分類

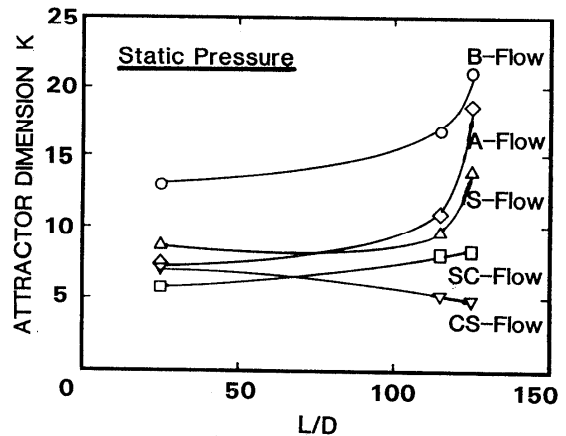


図2.3.1 流動様式とアトラクタ次元

し間欠流（スラグ流、プラグ流）と分離流（環状流、波状流）の同定を目的にフラクタル解析を行った。次元の大きさの順としては流動様式の対応が多少異なるものの先の垂直流の場合と同様、液流量が多く気体流量が少ないプラグ流が一番高く、次に環状流、スラグ流の順で小さくなっている。なお、波状流の次元については環状流と同程度の大きさが認められている。次元解析の際、分離流では気液界面に存在するスケールの異なる2種類の波動に対応して、スケールの大きなじょう乱波と小さなリップル波に相当する次元が算出されており、これが分離流の特質でもあることを述べている。また2次元相空間におけるアトラクタの形状においても分離流と間欠流は認識可能な差が確認され、フラクタル技法を用いて両様式の同定をなし得るものとしている。

2.4 蒸気管系の不安定流動

管内沸騰二相流における不安定流動現象に対し、実験的に得られた流量振動特性をカオスの視点から解析することを試みた研究はそれほど多くはなく、以下に中西ら[15]、澤井ら[16]による解析結果について報告する。

中西らは比較的フルード数の高い流量条件下における密度波振動の振動特性の変化について検討を行った。図2.4.1は不安定流動域におけるアトラクタ次元の大きさを各質量速度毎に、種々の加熱量に対して示したものである。図中の記号の区別は質量速度の区別のみを表している。いずれの質量速度にお

いても加熱量増大により安定限界から遠ざかるにしたがってアトラクタ次元は減少しているが、このことは加熱量増大に伴う2次元相空間のストレンジアトラクタの軌道の幅減少にも対応し、安定限界から遠ざかるほどカオス的力学系のランダムな要因が減少し振動のフラクタル構造が単純化していくことが示されている。

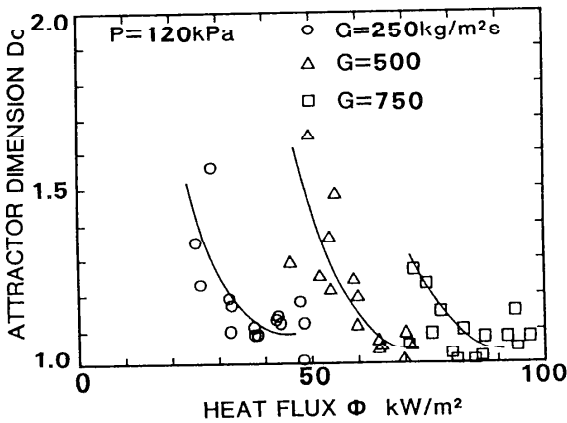


図2.4.1 アトラクタ次元

澤井らは、比較的質量速度が低く、さらに入り口乾き度の低い範囲に実験条件を絞り、基本モードから高次モードに移移する際の密度波振動の特性変化をカオスならびに分岐現象と対応付け検討を行った。加熱量を徐々に変化させたときの流量振動の時系列波形を図2.4.2に示す。安定限界に近い加熱量の低い条件から加熱量の高い条件に向かうにしたがい、基本モードの1つ山の振動状態から、小さな振幅の振動も加わった2つ山の振動となった後、かなり乱れた振動状態を経て、再び1つ山の高次モードの振動へと遷移していく。この加熱量変化にともなう振動特性の定性的変化を検討するためリャプノフ指数が用いられた。リャプノフ指数は、カオスアトラクタの特徴の一つとしてよく知られている「初期値の差異に対する敏感性」を評価するために用いられるもので、この解析結果を図2.4.3に示す。いずれの加熱量においてもリャプノフ指数は正の値であり、この

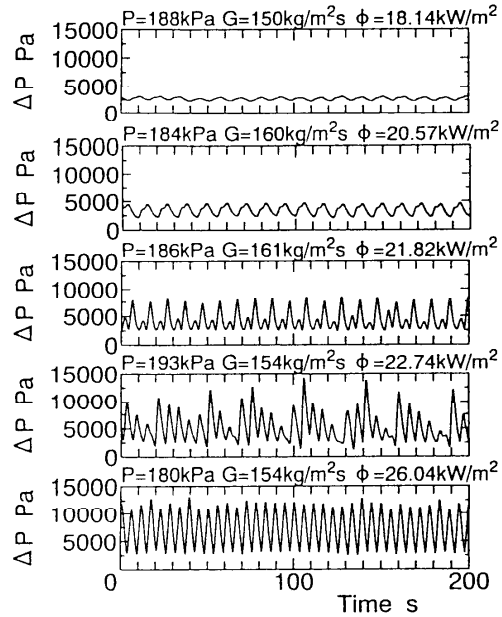


図2.4.2 流量振動波形

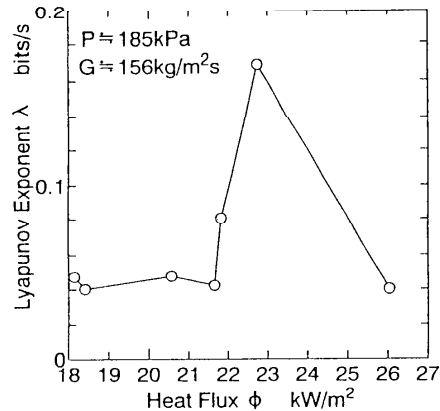


図2.4.3 リャプノフ指数

ことは得られた流動振動がすべてカオス的な性格を有するものであることを意味している。ところが、このリャプノフ指数は加熱量の変化に対して極大点を取り、基本モード振動から高次モード振動への遷移時にカオス的な特徴が顕著に現れていることが示されている。このモード遷移時に観測される不規則振動のカオス法則同定のため相空間に埋め込んだアトラクタの運動軌道をポアンカレ断面を設定することにより解析を行った。図2.4.4は解析する運動軌道を2次元相空間上に投影したものであり、ポアンカ

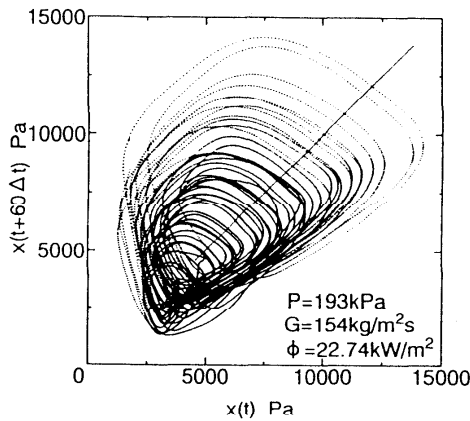


図2.4.4 最大リヤプノフ指数に対するアトラクタ

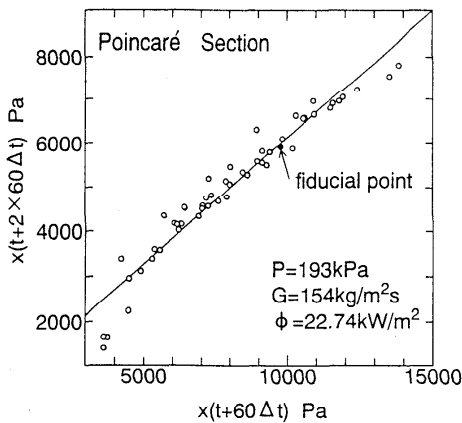


図2.4.5 ポアンカレ断面通過点

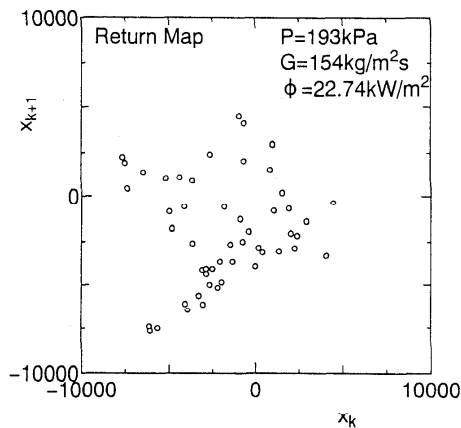


図2.4.6 1次元写像の抽出

断面は図中の傾き1の直線を交線とする紙面と垂

直な面としている。解析の結果、ポアンカレ断面の通過点は図2.4.5に示す様にほぼ一直線上に位置し、運動軌道が直線上の点集合として1次元的扱いができるまで還元できた。この1次元的運動の解析は、1回目のポアンカレ断面通過点を始点としk回目に通過した点を終点とするベクトルを考え、それを X_k とし、 X_k と X_{k+1} の関係を調べることで行ったが、ここでは明確な写像関数を見いだすことはできていない(図2.4.6)。

3 気液二相流における解析的、数値的研究

前章ではすべて実験的に得られたランダム変動の研究例であるが、解析的、数値的に行われた気液二相流のカオスに関する研究もいくつかの報告がなされている。シミュレーションを中心とした研究の詳細については他の解説に譲ることとしここでは簡単にそれ以外の事例について紹介をしていく。

Jonesら[17]はドリフトフラックスモデルを用いて流動様式の遷移を非線形力学系にみられる分岐現象と対応付け議論している。Jonesらは気泡と液滴のドリフトフラックスをポイド率に関する反復写像と見なした時、放物型写像関数(図3.1)との間に類似性があることに着目した。この写像関数の周期倍加およびカオス遷移を流動様式遷移と対応付け調べた結果、気泡流ドリフトフラックス反復写像が始めて周期倍加分岐をする点が気泡流—スラグ流境界に、カオス遷移をする点がスラグ流—チャーン流境界に

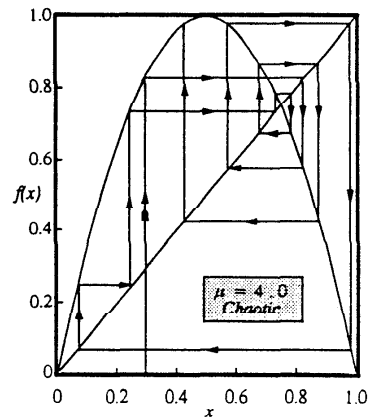


図3.1 放物型写像関数 $f(x) = \mu x(1-x)$

それぞれ対応していることを見出した。また、液滴流ドリフトフラックス反復写像が始めて周期倍加分岐をする点が環状流-チェーン流境界に対応していることを示した。この研究では極めて簡単なポイド率に関する1次元反復写像を用いて流動様式の遷移を説明しており、カオスを含む一連の現象を1つの数学モデルで表現し得る可能性を意味する興味深い研究となっている。

キャビテーションに関連して、高比良らによる一連の研究がある。山根と高比良ら[18]では、単一気泡および相互作用を考慮した複数個の球形気泡の運動方程式を数値的に解きカオス的な解軌道をフラクタルの概念を用いて解析している。これにより単一気泡のストレンジアトラクタは、圧力振幅が増加すれば不安定となり発達していくが、ある圧力振幅値を越えると安定となり周期アトラクタに収束することを示している。また、Takahiraら[19]では、球形気泡の相互干渉の数学モデルによって非線形振動を研究し、気泡の周波数応答から周期倍加線図を見だしている。

4 結言

本稿では、主として実験的に行われてきた研究に対して、カオス解析に基づく検討を行ってきた事例を引用しその内容を紹介してきた。カオス変動と見なし得る現象は多くみられるものの、熱対流系でみられる明確な分岐現象の観測、実験データから導出された非線形力学系方程式による変動現象の裏付けといった成果はまだ不十分なのが現状である。

『カオスという数理』と『物理現象』との対応付けは非常に興味ある問題であり、気液二相流の様現象が複雑な場合にはなおさらのことと言える。

今後は実験データの精度、測定法の改善に加え、現象のモデリングに結び付く一般的手法の開発等、検討すべき課題はまだ多くカオス現象の研究はその徒についたところであると言える。

付録 時系列実験データ解析時の注意事項 [15]
不規則な様相を呈する時系列データがカオス的変

動であるか否かを判定する最も有力な方法は今のところ、Takensの埋め込み定理により相空間における運動軌道を再構成し、この運動軌道の初期値の差異に対する敏感性、あるいはその次元を調べることによる。初期値の差異に対する敏感性に関してはリヤプノフ指数の1つが正の値であることで確認するが、たとえばWolfら[20]の方法を用いてリヤプノフ指数が算出できる。また、次元に関しては、二体相関関数から相関次元として求めることができる。Takensの埋め込み定理を用い軌道を再構成するときに問題となるのが時間遅れ軸の選択の問題である。時間遅れ軸はデータ精度と密接に関連し、十分な精度を有する実験データであれば時間遅れ軸の選択に対する考慮はそれほど重要ではない。しかしながら、一般的には、データに付随する各種誤差あるいは雑音再構成軌道の形状に大きく影響し、したがってこの再構成軌道から求められるアトラクタ次元あるいはリヤプノフ指数の決定においても多大な影響を与えることになる。そのためこの時間遅れ軸の選択は雑音を含む実験データの解析には必ず検討を要することであり、その適切な選定法はFraserら[21]により提案されているが、ここでは先ずこの時間遅れ軸の選択の問題とデータ精度との関係について我々が検討した結果を以下に要約する。時間遅れ軸の最適値を用いて求めた解析の場合、有効桁数が2桁もあればほぼ満足のいく次元が得られるのに対し、時間遅れ軸が小さく再構成された軌道の広がり狭い場合には、少なくとも3桁あるいはそれ以上の有効桁数がないと軌道形状が把握できず適切な次元が得られていない。したがって実際の時系列実験データを解析するには最低でも2桁の有効桁数は確保しておく必要があるが、このような場合には時間遅れの最適選択について十分検討しておく必要はある。しかしながら次元の算出精度向上が時間遅れの最適選択のみに依存するということは一般的でなく、先ず第一にデータ測定時の雑音あるいはAD変換時の変換ビット数（最低でも10、すなわち1024ディジット）等を考慮し、有効桁数3桁程度のデータ精度は確保しておくことが望ましい。

データ測定精度と共に信号に付加された雑音の問題も見逃すことはできない。そこで加法的白色雑音が混入した場合の次元算出時の注意点について簡単にその検討結果を以下にまとめる。ヘノン写像により生成される時系列信号に白色雑音を付加し、S/N比の相関指数に及ぼす影響を検討したところ、S/N比が小さくなるにしたがい雑音を付加しない場合とは傾きのことなる直線領域が現われてくる。これは付加した雑音の影響が空間変数の小さな領域に影響するためであり、S/N比が10程度以下になると信号を検出できる空間変数の範囲が減少し、次元算出精度にも影響することから意味のない解析になり得ることを注意する必要がある。

参考文献

- [1]Ruelle,D. and Takens,F., Communications in Mathematical Physics 20(1971), 162-192.
- [2]Achard,J., Drew,D.A. and Lahey,R.T., J. Fluid Mechanics 155(1985),213-232.
- [3]萩原良道、第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1986)、280-282。(詳細Hagiwara,Y. PhysicoChemical Hydrodynamics 10-2 (1988), 135-147. 参照)
- [4]Takens,F. in Dynamical Systems and Turbulence (edited by Rand,D.A. and Young,L.S.), (1981),366-381, Springer.
- [5]Grassberger,P. and Procaccia,I., Physical Review Letters 50-5(1983), 346-349.
- [6]Biage,M., Delhaye,J.M. and Nakach,R., AIChE Symposium Series85-269(1989), 274-279.
- [7]澤井 徹、山内庄司、中西重康、混相流シンポジウム' 89 (第8回) 講演論文集 (1989)、89-92.
- [8]Sawai,T.,Yamauchi,S. and Nakanishi,S., Proceedings of US-JapanSeminar on Two-Phase Flow Dynamics(1992),219-230.
- [9]Sawai,T,Yamauchi,S and Nakanishi,S., Int. J. of Multiphase Flow,15-3 (1989),341-356.
- [10]森 幸治、吉田章人、辻野尚哉、世古口言彦、第28回日本伝熱シンポジウム講演論文集 I (1991)、193-195.
- [11]Izrar,B. and Lusseyran,F., in Instabilities in Multiphase Flows (edited by Gouesbet,G. and Berlemont,A.) (1992),1-16,Plenum.
- [12]Lee,C.K.B., McDonough,J.M. and Huang,M.T. Physics of Fluids 29-9(1986), 2843-2846.
- [13]澤井 徹、山内庄司、中西重康、混相流シンポジウム' 91 (第10回) 講演論文集 (1991)、9-12.
- [14]Franca,F., Agikoz,M., Lahey,R.T. and Clause,A., Int. J. of Multiphase Flow, 17-4(1991),545-552.
- [15]中西重康、澤井 徹、山内庄司、機論B,59-557(1993)、204-211.
- [16]澤井 徹、山内庄司、中西重康、混相流シンポジウム' 94 (第13回) 講演論文集 (1994)、363-366.
- [17]Jones,O.C. and Achikgoz,M. Proceedings of US-JapanSeminar on Two-Phase Flow Dynamics(1992),219-230.
- [18]山根総一郎、高比良裕之、赤松映明、日本機械学会関西支部講演論文集 (1992)、25-27.
- [19]Takahira,H., Proceedings of Hayashibara Forum '92 International Symposium on New Bases for Engineering Science(1992), 65-71.
- [20]Wolf,A., Swift,B., Swinney,H.L. and Vastano,A., Physica 16D(1985), 285-317.
- [21]Fraser,A.M. and Swinney,H.L., Physical Review 33-2 (1986), 1134-1140.

沸騰二相流の非線形振動におけるカオス

竹中 信幸 (神戸大学)

1、はじめに

カタストロフィー、オートマトン、ソリトン、カオス、フラクタル、ウェイブレット等カタカナの数学用語が大流行することがある。Lee と York が1975年の論文でカオスを命名して以来、数年間は様々な分野でカオスが発見された。混相流の分野でカオスが話題となったのは少し遅れて1980年代の後半であり、そのころ筆者は Rensselaer 工科大学の Lahey 教授のもとで沸騰二相流の密度波振動におけるカオスのシミュレーションを行う機会を持った。その後、龍谷大学の中西教授が代表の日本混相流学会非線形ダイナミクス研究会で数学者との研究会に参加している。本稿では、筆者がこのような機会に見聴したことをもとにカオスについての筆者なりの簡単な解説を行い、沸騰二相流の非線形振動におけるカオスのシミュレーションについて述べることにする。

2、カオスについて

カオスはホモクリニシティの為せる業であるということが一般に言われている。ホモクリニシティの解説は筆者には荷が重いので解説書(例えば 合原一幸編著 カオス カオス理論の基礎と応用 サイエンス社)を読まれることを勧める。

カオスが生じたと言うときは非線形の決定論的な方程式、多くの場合は単純な差分方程式や常微分方程式から予測不能の複雑な解が得られることを言うことが一般的であろう。ところで線形方程式は解析解があり初等関数で表されることが解っている。時間に関する常微分または差分方程式を考えるなら、十分に時間がたてば解は無限に発散するかある値に収束するか周期的に振動するかのいずれかである。

非線形ということは線形でないというだけのことで線形以外のあらゆる方程式が含まれるため一般論は存在しない。解析的な解は存在しないことが普通である。しかし方程式が定義され、つまり決定論的であれば、適切な境界値条件を与え適切な数値解法を用いるならば数値解を得ることは可能である。非線形の差分または常微分方程式の数値解も多くの場合は時間がたつと発散するか収束するかまたはリミットサイクルと呼ばれる周期解となることが多い。そのため非線形と

線形の違いをあまり意識することがないのだが、カオスは非線形の方程式で発散、収束、リミットサイクル以外の解の一種であると考えればよい。実際の所、非線形方程式において解がリミットサイクルのような周期解にならないければならない一般的理由など全くないはずである。

周期解になることが解っていれば、周期的になるまで数値計算し、その後の解の挙動は完全に決定され予測可能である。ところが発散も収束もせずさらに周期的にもならないならば無限に数値計算を行わなければ解を完全に決定することができず予測不能である。

カオスはホモクリニシティの為せる業であると冒頭に書いたが、筆者のにとって解りやすい理解の仕方は、カオスの性質は実数の性質の反映であるということがある。例えば中学校で習ったルートの計算を思い出してみれば、計算方法そのものは決定論的であり、誰がやっても同じ結果が出てくる。しかしルート2の数字の並び方は一見してランダムであり実際に計算を進めていかない限り次にどの数字が出てくるかは予測不能である。もしこの数字の並びがリミットサイクルを作るのであればルート2は有理数になってしまう。実数は神が創り、自然数は人間が造ったといわれるが、このようなカオスの理解はつまるところ非可算個に対する不可知論にいきつく。

もう一つ筆者にとって解りよいのは、カオスは指数関数的に変化する解が有界な相空間に閉じこめられるようになっているときに生じるというものである。指数関数的に変化すれば、熱伝導の逆問題の場合と同様に、初期条件はたちまち忘れ去られてしまう。初期条件がほんの少し違うだけの二つの解も時間がたつとともに指数関数的に変化し、それらの差も指数関数的に変化するため、有界な相空間で全く関係のない挙動をすることになる。例えばカオスの例としてよくパイ生地をこねるのにパイ生地を伸ばして二つに折りさらの伸ばすことを繰り返す話がある。パイ生地を折り畳んでいくことは2のべき乗の指数関数的変化であるが伸ばすことによってパイ生地の大きさは0に収束せず有限に保たれる。従って最初は隣にいたパイ生地もパイコネによって全く別の所に行ってしまいよく混合ができるというものである。名前を思い出さないが、化学

工学の分野では90度ねじった短いテープを交互にねじる向きを変え90度ずらしながらつなぎ合わせてツイステープのようなものを作り、これをテープの幅と内径が等しい円管に入れた混合器がある。これも原理は同様である。指数関数的変化を有界に閉じこめるという理解の仕方は後述する原子炉のモデルでカオスが生じることの理解に便利である。

3、沸騰二相流の不安定現象

沸騰二相流の不安定現象に関する研究としては、線形安定性解析が多数行われているが、非線形解析に関するものは少ない。このことは二相流機器を安定な状態で運転するために安定限界を解析することが目的であることから当然の事であろう。また事故時の予測を行うために不安定流動の振動解析を行うことがあるが、このような解析は結局、非定常の数値シミュレーションを行うことと同じであり、非線形振動としての取扱よりは構成式の評価の方が重要となる。また二相流の現象は多くの要素からなり、容易には簡単な方程式でその全ての現象を表現することは困難なようである。

1980年の後半から混相流においてもカオスの研究が発表されるようになった。沸騰二相流の不安定流動のシミュレーションにおいてカオスが生じることが示され、また実験データからフラクタル次元等の諸量を測定し、混相流現象を統計的ではなく決定論的な立場から研究することが試みられている。1989年8月に開かれた、アメリカの国内伝熱会議においては、AIChE シンポジウムとして、Chaotic Dynamics in Multiphase Flow のセッションが開催されており、1991年にも同様のシンポジウムが開催された。1992年5月にはフランスのルーアンで Instabilities in Multiphase Flow という国際会議が開催され、混相流のカオスに関する講演も行われ日本からも数人の参加があったようである。今年の4月には京都で International Conference on Multiphase Flow が開かれウェイブレット変換に関する講演が数件あった。1990年のottらによるいわゆるOGY法が発表され、カオスの制御が話題となり種々のカオスの制御が試みられているが、混相流に関しての応用は筆者は知らない。本稿では沸騰二相流のシミュレーションにおけるカオスについて述べるが、気液二相流分野のカオスについては別の解説があると思うので参照されたい。

そもそも沸騰二相流でカオスの研究が開始された動機は March-Leuba ら⁽¹⁾による1984年の原子炉のカオスに関する研究であると筆者は考えている。原子炉のカオスについては別に解説があると思うのでこ

こでは概要だけ述べる。

March-Leuba ら⁽¹⁾は1点からなる沸騰水型原子炉の最も簡単な動特性モデルを考え、時間に対する従属変数として、核分裂直後に生成される即発中性子の密度、核分裂後に遅れて出てくる遅発中性子の先行核の密度、二相流冷却材の平均密度、燃料の温度の四つの変数からなる常微分方程式を解析した。前二変数は炉物理、後二変数は二相流動と伝熱についての炉工学に関する最も簡単な式となっている。冷却材の密度に関する常微分方程式は2階であり、1階5元の連立常微分方程式となる。この解析において、解は分岐を繰り返した後 Feigenbaum タイプのカオス解が得られることが示され、当時大きな話題となった。この連立微分方程式を原子炉方程式と呼ぶことがある。しかしカオスが生じた際の二相流の状態は、密度つまり平均ボイド率相当量のカオスの変動が得られるだけであり、二相流動のカオスがどのようなものであるかは、このモデルから知ることはできない。

その後、沸騰二相流の密度波振動を対象としたシミュレーションでカオスを探ることが行われ、Rizwan Uddin & Doring⁽²⁾は非自律系において、Lahey とその共同研究者⁽³⁾⁻⁽⁵⁾は自律系において沸騰二相流のカオスを見つけた。本稿の後半では Takenaka ら⁽⁵⁾による報告の後にいくつかの条件でさらにシミュレーションを行った結果について述べることとする。

ところで原子炉は核分裂の連鎖作用によって運転されている。連鎖反応についてだけを言えば原子爆弾と同じである。一回の核分裂によって生じた中性子がその後一回を越える核分裂を引き起こすなら、これはねずみ算であって、核分裂の個数は指数関数的に増加する。これが原子爆弾である。しかしよく設計され正常に運転された原子炉は、負の反応度を持っている。炉の出力(中性子密度)が増加すると、沸騰が激しくなって冷却材のボイド率が増加し、燃料棒の温度も高くなるが、ボイド率の増加も温度の上昇も反応度を下げる(中性子密度を下げる)働きがあり安全側にフィードバックがかかるようになっている。もちろん原子炉方程式にも負の反応度の効果は考慮されており、炉物理の式と炉工学の式を結びつけている。このことは原子炉は原子爆弾のような指数関数的変化を持ちながらも負の反応度によって本質的に有限の出力に閉じこめられていることになり、前節のバイコネと同様にカオスが出ても当然と言うわけである。

4、沸騰二相流の非線形振動のシミュレーション

本研究で用いた解析モデルはLaheyと共同研究ら

(3)-(5)によるものと同様に垂直管内の沸騰二相流を考え、二相流に一次元均質モデルを用い、非定常一次元の連立偏微分方程式である基礎式を無次元可し、ランプド・パラメータ・モデルで得られた連立常微分方程式を自動刻み調節付きの5次の Runge-Kutta 法で計算した。基礎式等の詳細については前報を参照していただくものとし、ここではモデルと解法について簡単に述べ、シミュレーションでどのようなカオスが得られるかについて解説することにする。

4-1、解析モデル 沸騰二相流は垂直管内流とし、一様加熱され、さらに下流に断熱ライザー部を設けた。基礎式を得るために以下の仮定を行う。

- 1) 二相流は均質流とする。
- 2) 系の圧力は一定で、圧力損失は系圧力に比べ無視できる。
- 3) 入り口サブクール数は一定とし、気液両相は熱的平衡にあつてサブクール沸騰、ドライアウトは考慮しない。
- 4) 発熱量は一様であり管壁の熱容量は無視する。
- 5) エネルギー式において、粘性消散、運動、位置、仕事のエネルギーは無視する。
- 6) 管の出入口差圧を一定とする。

仮定の6)は、太いバイパスのついた管や、多本の並列管の一本の管または水位の一定なダウンカマールをもつ蒸発管の不安定現象の解析によく用いられる仮定である。

4-2、解析手法 ランプドパラメータモデルでは流路をノードに空間分割し、各ノード内で変数は一様または特定の分布形を持つものと仮定してノード内で空間積分を行い、時間・空間の偏微分方程式である基礎式を各ノード毎の時間の常微分方程式とする。各ノード内変数の流路方向の分布形は定常時と同じであると仮定し、エンタルピーの軸方向分布は直線分布を仮定する。解法は、連続の式とエネルギー式を連立して速度を求め、単相部、二相部、断熱部を各ノードで積分して連立常微分方程式を得る。またそれらを運動量式に代入して積分することにより変数と同じ数だけの常微分方程式が得られる。

常微分方程式は、所定の精度になるように時間ステップを自動調整するようにした5次の Runge-Kutta 法により計算を行った。

5、カオスのシミュレーション結果

上記のランプドパラメータモデル最も簡単なものは、入り口流速 u_i 、単相部長さ λ_f 、出口密度 ρ_e の三変数の常微分方程式となる。無次元数はフェイズチェンジ数 N_{pch} 、サブクール数 N_{sub} 、フリクシオン

数 Λ 、フルード数 Fr があり、これらの無次元数を種々に変化させてシミュレーションを行ったが筆者にはカオスは発見できなかった。数学者に尋ねても、ある方程式がすでにカオスを生じることが解っている方程式と関係づけることができなければ、どのような条件でカオスが生じるかの見当をつけることは不可能とのことであり、力づくのトライアンドエラーしかないようである。

そこで断熱ライザー部をつけた場合に、単相部、断熱ライザー部を各々3分割し、二相部は単一ノードとした8変数の計算でシミュレーションを行ってカオスをたまたま見つけ、その周辺部でフェイズチェンジ数とサブクール数を変化させ、他の無次元数は一定として解の挙動を調べた。得られたカオスの例を以下に示す。

図1にフェイズチェンジ数を120一定とし、サブクール数を108から113まで変化させた場合の無次元時間に対する無次元入り口速度の波形例を示す。リミットサイクルからサブクール数120付近でいったんカオスのような挙動を示すがその後、複雑だがほぼ周期的な振動に戻り、再度明らかにカオス的な振動に移行する様子が解る。

図2にこのような波形の分岐ダイアグラムを示す。図1には示していないがサブクール数105付近で振動が開始し109付近でペリオドダブリングが生じ、102付近でカオス的になった後ウィンドウが空き、103付近で明らかなカオスに戻っている様子が解る。

図3にフェイズチェンジ数とサブクール数に対する安定判別図を示す。一定のフェイズチェンジ数で見るとサブクール数が増加するとともに、安定な解が振動を始め、ペリオドダブリングの後カオスにいたることが解る。さらにサブクール数を増加させるとシミュレーション上で逆流が生じて、初期値問題としての計算が進められなくなってしまう。フェイズチェンジ数を一定としてサブクール数を増していくということは出口コリティを小さくしていくということである。

以上のシミュレーション結果は現実的な意味を持たない机上の計算のほんの1例にすぎないがいくつか示唆するところがある。すでに報告されている計算例でも同様に逆流が生じる前にカオスが現れるということがある。このことが正しければこれは逆流開始検知の方法となりうる。つまり、逆流が生じそうな条件で振動がカオス的になれば逆流寸前というわけである。またカオスは低出口コリティ条件で生じているが、これは蒸発管の起動時や停止時に現れる恐れがあるといったことが考えられる。

6、おわりに

カオスの簡単な解説と沸騰二相流の非線形振動のカオスのシミュレーション結果例を示した。伝熱・混相流の研究手法として何か新しい視点または方向付けができないものかと考えているところである。

文献

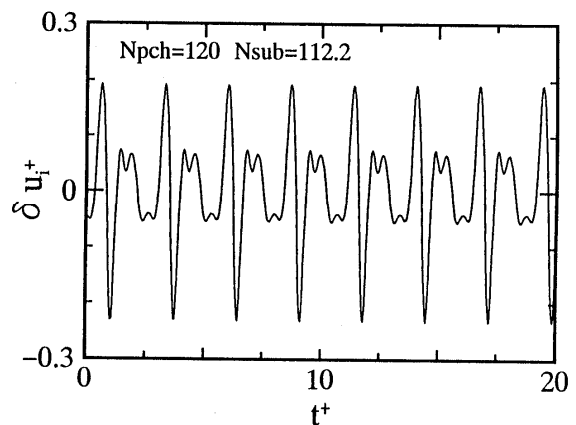
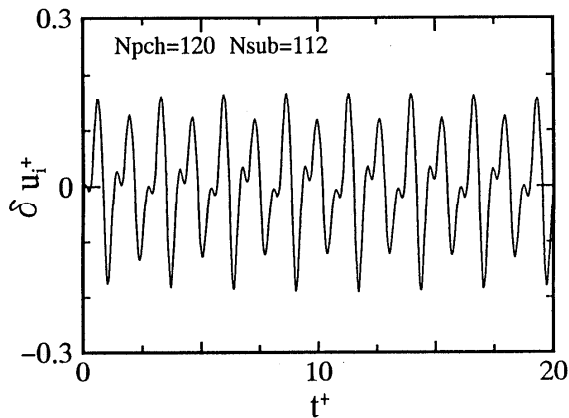
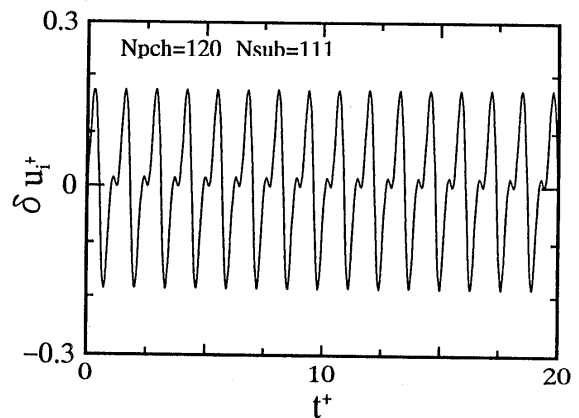
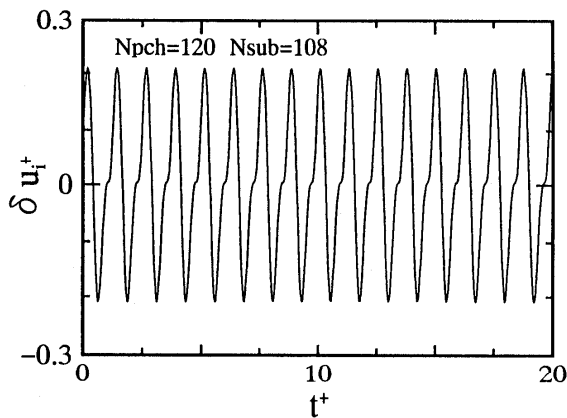
(1) March-Leuba,J., Cacucci,D.G. and Perez,R.B., "Universality and aperiodic behavior of nuclear reactor", Nucl. Sci. Eng. Vol.86, 1984, pp.401-404
 (2) Rizwan-Uddin and Dorning,J.J., "A chaotic attractor in a periodically forced two-phase flow system", Nucl. Sci. & Eng. Vol.100, 1988, pp.393-404

(3) Clause,A., Lahey,L.T. and DiMarco,P., "Chaos and non-linear dynamics of density-wave instabilities in a boiling channel", Proc. American National Heat Transfer Conf., AIChE Symp. Ser. No.269, Vol.85, 1989, pp.256-261

(4) Clause,A., Lahey,L.T., "An investigation of periodic and strange attractors in boiling flows using chaos theory", Proc. Int. Heat Transfer Conf. 1-BO-01,1990, pp 3-8

(5) Takenaka,N., Lahey,R.T., Podowski,M.Z., "The Analysis of Chaotic Density-Wave Oscillations", Trans. American Nucl. Soc. Vol.63, 1991, pp.197-198

図1 入り口速度の時系列変動例



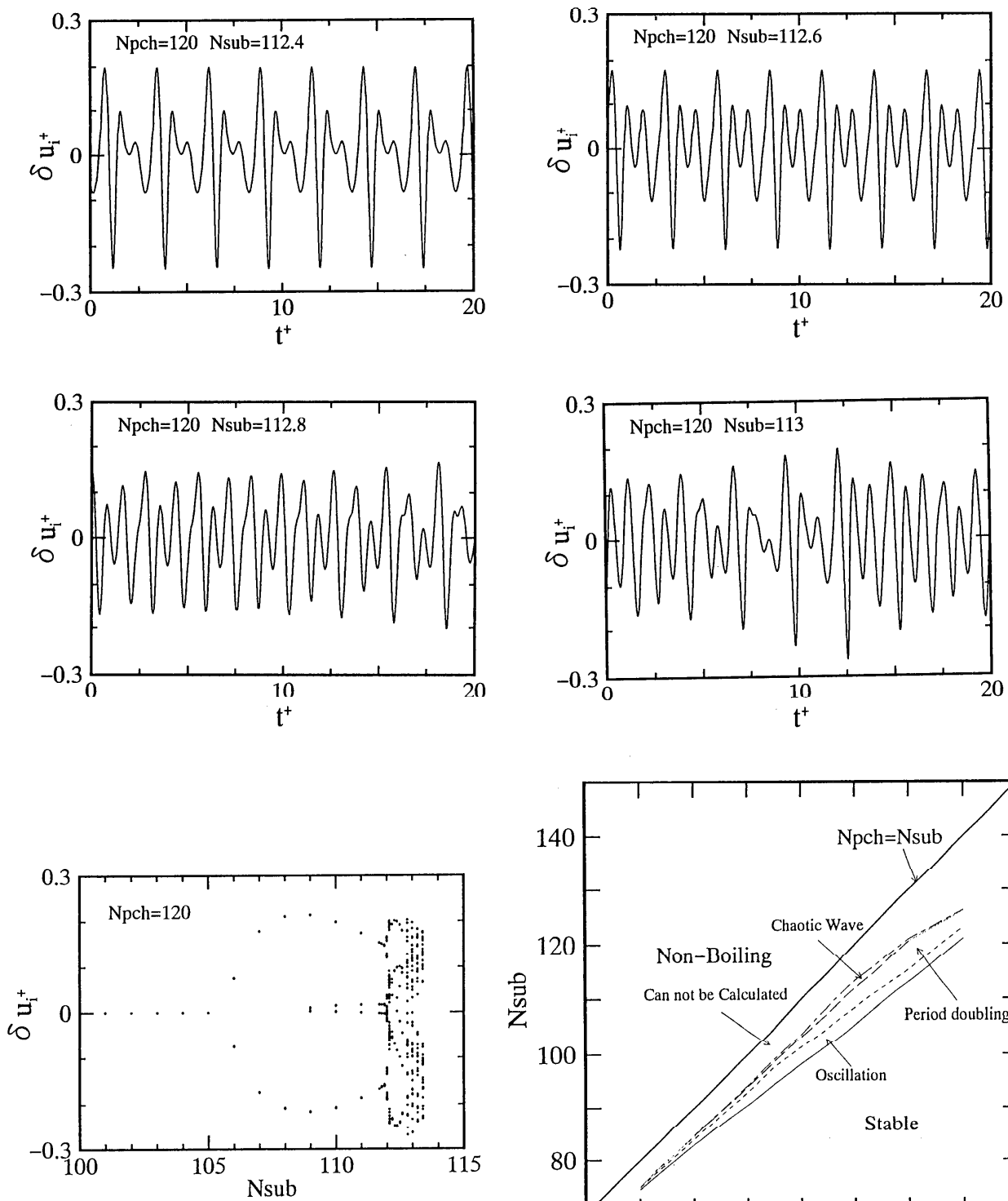


図2 分岐ダイアグラム

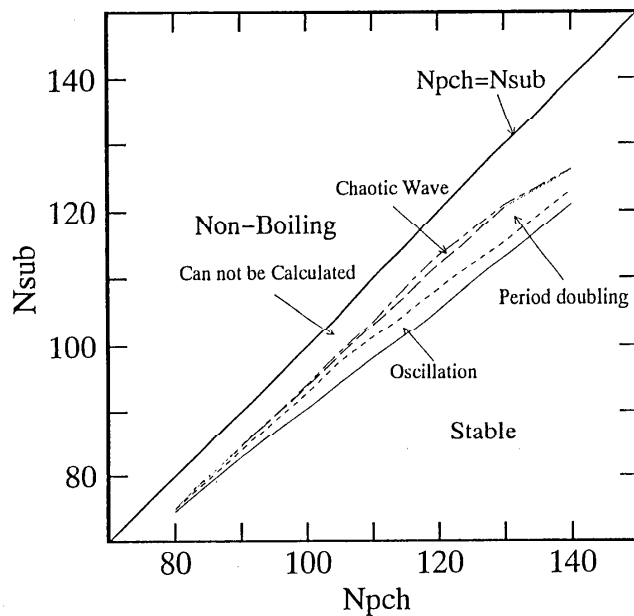


図3 安定判別図

巨大な複雑系としての原子炉の非線形挙動

金野秀敏 (筑波大学)

1. はじめにカオスの発見以来、物理、化学、生物、工学の各分野において、カオス的振動現象の報告がなされ、それらの出版物もいまなお増加の一途をたどっている⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、現実の複雑な工学システムから得られる1本の時系列データをタケンスの方法⁽³⁾を用いて位相空間の再構成を行ったときダフィング振動子、レスラーモデル、ロレンツモデル等の教科書に記述されているような美しいアトラクタは浮かびあがってこない事が多い。

こうなる物理的な理由を一般論として述べる事は難しいが、次の二つの場合に出合うことが多い。一つは、考えている系が本質的に自由度の大きな系である場合、もう一つは、少数自由度系に広帯域雑音が印加されている場合である。白色な周波数スペクトルを持つガウス性外部雑音がシステムに印加された時、無限自由度系となる事は、その系が非線形の非可逆な時間発展演算子を有する偏微分方程式（フォッカー・プランク方程式）で記述される事を考えれば理解できる。

本論では、巨大な複雑系としての原子炉の非線形ダイナミクスをとりあげ、中性子の輸送・拡散と熱水力現象が複雑に絡み合った原子炉の非線形挙動を「炉雑音屋」が「中性子揺らぎのチャンネル」を通して見た解析について紹介する。

2. 原子炉の非線形性の起源 まず、「原子炉のダイナミクスを記述する方程式は非線形か?」、「どこから、非線形性は生ずるのか?」といった疑問から答えてゆくことにする。電荷を持たない素粒子である中性子の運動は気体原子・分子と同様、ボルツマンの輸送方程式で記述される事は今や疑う人は居ない。原子炉の炉心内で運動する中性子の密度は減速材（沸騰水型原子炉や加圧水型原子炉の場合）の水の密度に比べて極めて希薄であるためボルツマン方程式の非線形項である衝突項は無視する事ができる。

このように、本来、中性子の運動はボルツマンの輸送方程式で記述され、詳細解析では確率分布関数 f は中性子の位置 (r)、速度ベクトル (v) (又は、エネルギー (E)、立体角 (Ω)) 等の関数として解析してい

る、 $f = f(r, v, t)$ 。しかし、原子炉の定常運転に関わる時定数は、熱中性子の核分裂現象によって支配されており、比較的ゆっくりとした挙動を示す。従って、その記述には拡散近似で十分であるとされている。通常、即発中性子のエネルギーを1群とした次の確率モデルに空間拡散項 ($D_N \nabla^2 N$) を導入したモデルが頻繁に用いられている。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\Lambda}(\rho(t) - \beta)N + \lambda C + F_N(t) \quad (1)$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda}N - \lambda C + F_C(t) \quad (2)$$

ここで、 $\rho(t)$ ($\rho_0 + \rho_1(t)$) は印加反応度及びその周りの揺らぎ、 N は即発中性子数密度、 C は遅発中性子先行核密度、 $F_N(t)$ 、 $F_C(t)$ 及び $\rho(t)$ は雑音源である。炉雑音理論の「バイブル」とみなされている齊藤慶一著「原子炉雑音の理論 (I)」⁽⁴⁾ は、この反応度揺らぎ $\rho_1(t)$ の強度が小さいゼロ出力状態の原子炉の揺らぎを記述している。ゼロ出力の原子炉では、この双線形項 $\rho(t)N$ はもっぱら摂動として取り扱われた。

しかし、原子炉の出力が大きくなると核分裂に伴う放出熱も増大し、それに伴う温度揺らぎも大きくなる。さらに、多量の放出熱を炉心部から除去するため冷却水を強制循環させている。また、燃料要素と冷却材流路は分離した空間不均一な構成をとっている。反応度 $\rho(t)$ は場所に依存して変化し、燃料温度 T_f 、冷却材温度 T_c 、冷却材の流速 V_c 、等の熱水力変数に依存して決まり

$$\rho(r, t) = \rho_0 - \gamma_f T_f(r, t) - \gamma_c T_c(r, t) + \dots \quad (3)$$

等のように表現され、中性子場にパラメータ励振として影響を与えている。すなわち、中性子の核反応断面積が熱や、流体の影響をうけて変動し、中性子場に影響を与え、さらに、それが熱水力の場にもフィードバックするため双線形相互作用 $\rho(t)N$ は重要になり、原子炉の運動は非線形になるのである。

このような双線形相互作用とフィード・バックの存在が生み出す非線形構造はカオスを生成するモデルとして有名なレスラーモデル、ロレンツモデルやレーザー発振現象を記述するマックスウェル-ブロッホ方程式等と同様である。本質的な違いは原子炉の炉心構造の空間不均一性と絡みあった熱水力相互作用の複雑さに存する。

3. 非線形性導入の必要性 まず、「何故、線形モデルでは満足できないか？」を述べなくてはならない。出力炉では、制御棒の引き抜きによって印加された反応度 ρ_0 と負のフィードバック及び拡散による漏れが釣り合って出力が一定に保たれている。議論の簡単化のために、線形モデル (1) 及び (2) で、雑音源 $F_N(t)$, $F_C(t)$ 及び $\rho(t)$ 平均零のガウス性雑音であるとする。原子炉の出力 (N_0) は定まらないことになる。これは物理的におかしい。雑音源の効果を見捨てても、原子炉の出力 N_0 (正定値) は非線形システムの正值の固定点の一つに対応しているべきである。

簡単な為に、温度フィードバックを原子炉温度 T

$$\rho(r, t) = \rho_0 - \gamma T(r, t) \quad (4)$$

によって導入しよう：

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\Theta}(qN - hT) \quad (5)$$

ここで、 Θ は原子炉の熱容量、 q は核分裂あたり発生する熱量、 h は原子炉温度緩和定数である。揺らぎを見捨てた時の定常値は

$$T_0 = \frac{\rho_0}{\gamma}, N_0 = \frac{h}{q}T_0, C_0 = \frac{\beta}{\lambda\Lambda}N_0 \quad (6)$$

で与えられる。この式から明らかなように、原子炉温度 T_0 が印加反応度 ρ_0 とバランスしており、中性子数 N_0 とも比例関係にある。次に、雑音源 $F_N(t)$, $F_C(t)$, $F_T(t)$ 及び $\rho(t)$ が存在する場合、この定常値のまわりの揺らぎを考え、定常値が中性子の緩和定数にどのような影響を与えるか考察してみよう。線形化された揺らぎの方程式は

$$\frac{dX}{dt} = -BX + F_X(t) \quad (7)$$

ここで、 $X = (N, C, T)^T$, $F_X = (F_N, F_C, F_T)^T$ であり、緩和行列 B は次のようになる：

$$B = \begin{pmatrix} \frac{k_0\beta}{\Lambda} & -\lambda & \frac{\gamma N_0}{\Lambda} \\ -\frac{k_0\beta}{\Lambda} & \lambda & 0 \\ -\frac{q}{\Theta} & 0 & \frac{h}{\Theta} \end{pmatrix} \quad (8)$$

注意すべき点は、原子炉物理の慣例によれば、 $\rho_0 = 0$ ($k_0 = 1$) の状態も $\rho_0 > 0$ ($k_0 > 1$) の状態も「原子炉は臨界」と定義されていることである。非線形分岐理論の慣例に従えば、 $\rho_0 = 0$ ($k_0 = 1$) は臨界点、 $\rho_0 > 0$ ($k_0 > 1$) の状態は定常状態と呼ぶべきであろう。従来の原子炉物理の線形理論の取り扱いでは、この緩和行列 B の要素が臨界状態、すなわち、出力のある状態でも $k_0 = 1$ と置かれる。

以下で明らかにするように、フィードバックが存在する出力炉の場合このように置くと、中性子揺らぎの緩和を過小評価するので、揺らぎの原子炉出力依存性を過大評価することになる。中性子の核分裂による生成や吸収・漏れによる死滅は一般化された生成・死滅過程となるが線形理論の範囲内では中性子の揺らぎはスーパー・ポアソン統計 (分散が平均より大きい； $\sigma^2 > \langle N \rangle$) に従うことが知られている⁽⁵⁾。また、揺らぎの分散が原子炉出力 (Power $\propto \langle N \rangle = N_0$) の4乗に比例する ($\sigma^2 \propto N_0^4$) と予測されていた⁽⁶⁾。線形理論によれば、中性子の揺らぎの分散は平均値より大きな値にしかとらず、現実の高出力原子炉の通常運転時には定常出力 (N_0) の数パーセントの出力揺らぎしか観測されていない事実に反する。

非線形方程式から定常値のまわりで線形化した方程式では、 $k_0 > 1$ である。これが、揺らぎの緩和に大きく効いてくる。実際、(6) 式の行列 B を用い、特性方程式は次のように表現される：

$$s^3 + c_1s^2 + c_2s + c_3 = 0, \quad (9)$$

ここで、

$$c_1 = \text{Tr}(B), c_2 = c_3\text{Tr}(B^{-1}), c_3 = \text{Det}(B) \quad (10)$$

明らかに、Routh-Hurwitz の安定条件 $c_1 > 0, c_2 > 0, c_3 > 0, c_1c_2 > c_3$ を全て満足し、系は安定である。しかも、ゼロ出力炉 $N_0 = 0$ の場合には遅発中性子先行核の固有値に対する影響は非常に重要であり、これを無視するモデルは現実的でない。しかし、出力が大きくなった定常状態では (すなわち、 k_0 が大きくなると) この効果はさほど重要ではなくなる。これは、アインシュタインの関係式 (揺動散逸定理)

$$B\Sigma^2 + \Sigma^2B^T = 2D \quad (11)$$

を用いて理解できる。すなわち、出力炉では緩和行列 B の (1,1) 要素が N_0 に比例するので雑音源分散行列 D の (1,1) 要素に N_0^2 に比例する要素があっても分散行列要素 Σ^2 の (1,1) 要素は N_0 に比例する。

定常運転時でも、揺らぎが小さい値をとり、現象論的には線形近似が妥当である物理的な背景には非線形の存在があったのである。しかも、フィードバックの導入によって、原子炉が臨界である場合でも、フィードバックを考慮しない線形モデルでの数学的不完全さに由来した揺らぎの分散の見かけの発散⁽⁵⁾は解消している。

さて、相乗性雑音を有する非線形システムの臨界点 ($k_0 = 1$) 近傍では、臨界揺らぎが存在し、その緩和の仕方は指数緩和でなく、べき状緩和になる事が示せる⁽⁷⁾。この点については、未だ実験的な検証がなされていない。実験的確認を期待したい。

以上、定常運転時の原子炉、特に加圧水型を念頭におき、その空間不均一性、拡散効果、熱水力挙動を全く粗視化した1点炉非線形モデルで述べてきた。原子炉の複雑なダイナミクスを中性子という情報の伝達媒体を通して眺めると、核分裂反応を支配する熱中性子の平均速度が2200m/secであり、原子炉の大局的振舞は空間均一化して理解できる場合があり、複雑性は実用上あまり問題にされないことが多い。しかし、近年話題になった沸騰水型原子炉(BWR)の炉出力振動現象では空間依存性が重要であり、しばしば取り上げられてきた。以下、これに言及しよう。

4. 炉出力振動現象 BWRでの炉出力の振動現象の存在は古くから知られており、BORAX-II炉での”脈動する波束”はAkcasu⁽⁸⁾により”Mean Square Instability in Boiling Reactor”と題した論文で取り上げられた。ビートを打つて振動する間欠的な振る舞いを現象論的な2次の振動子の散逸項がランダムに変動する線形確率モデル

$$\ddot{x} + (\kappa_0 + \kappa_1(t))\dot{x} + \omega_0^2 x = F(t) \quad (12)$$

を用いて解析がなされた。相乗性雑音 $\kappa_1(t)$ が非白色になっていると”脈動する波束”が出やすいことが明かにされた⁽⁸⁾⁽⁹⁾。原子炉の振動現象が発生する一般的状況としては、高出力、冷却材の低流量の場合である。その後、このような現象が発生する領域は避けるような運転管理が行われた為、問題にされる事はなかった。しかし、熱効率改善の為新型燃料への転換が検討されたとき、従来、振動現象が現われなかった運転領域に振動が発生することがわかり、実験・計算が勢力的に実施されてきた⁽¹⁰⁾⁻⁽¹⁷⁾。また、LaSalle 2炉で1988年、従来予測されていなかった運転領域でも振動現象が発生した為に再び話題になった⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。沸騰水型の原子炉の場合、発生した気泡は原子炉の反応度に大きな負のフィードバックを及ぼすが、過剰のフィ

ードバックは炉出力の振動を引き起こす要因になる。

観測された振動の空間モードとしては炉心部の形状が近似的に円筒体系であるとして、軸方向の不安定モード、径方向の不安定モードがある。径方向の不安定モードとしては空間一様モードと逆位相モードの出現が確認されている。これは、非線形ダイナミクスの観点からすると、非線形共鳴現象としてとらえる事ができる。これらの現象を少数自由度の力学モデルに帰着させて理解できるのだろうか？

1980年前後、中性子揺らぎの2群理論による解析が熱水力フィードバック効果を取り入れて盛んに行われた⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。一連の研究で明らかになった重要な点は(i)空間依存性が強い為、中性子のエネルギーを2群とし、中性子揺らぎの空間大局(global)成分と局所(local)成分を分離して議論すべきである；(ii)また、空間高調波成分が観測との対応を議論する場合には無視できないというものであった。すなわち、広いエネルギースペクトルを有する中性子の拡散距離の違いが、炉心内の情報の運び手としての「中性子揺らぎ」におおまかに2種類の成分を生じる。それらは2つの空間固有値と対応した境界値問題の固有関数の無限級数で表現される2つのグリーン関数で特徴付けられる。従って、空間均質モデル(1点炉モデル)や、空間基本モードしか考慮しない取り扱いによる計算では、実験と比較しうる結果は期待できないと考えられた。

しかし、リミット・サイクル振動が発生した後では非線形共鳴によって選択されたいくつかの空間不安定モードに支配される為、安定な空間高調波成分は奴隷化原理⁽²²⁾によって不安定モードに追従すると考えられるから不安定モードに注目すれば少数自由度モデルによる記述は物理的に妥当となると期待される。炉雑音屋による理論解析は、熱水力屋とは異なり、2相流の熱水力コードを用いた計算は行わず、粗視化された中性子に関する確率微分方程式にもとづいて実行する。この考えがどこまで正しいか検証する必要がある。

炉出力の振動現象は沸騰水型原子炉以外でも観測されていた⁽²³⁾。原研の安全研究炉(Nuclear Safety Research Reactor; NSRR)では高い反応度をパルス的に与えて、燃料要素の安全性を研究している。この炉は最近改造され、このような現象は観測されなくなったが、改造前振動現象は起こっていた。比較的低い出力状態で出力の校正時、出力レベルを一定にするよう制御棒の自動制御を行っていたが、自動制御系に時間遅れ要素があった為に出力の2パーセント程度の振動現象が観測された。この炉では、炉内の数カ所に配置されている中性子検出器で検出した信号は、

ほぼ同位相であり空間一様モードで振動していると考えられる。林らは制御系へのフィードバックゲイン調整を行い、振動の様子の変化を観測した。これはリミット・サイクル振動の臨界点近傍で分岐パラメータを動かすことに対応する。われわれはこれらの中性子揺らぎの時系列データ $n(t)$ を用い、タケンスの埋め込みの方法を使って2次元位相空間の再構成を行い、この振動現象を複素標準型確率非線形モデル、

$$\frac{dA}{dt} = gA - h|A|^2A + F(t) \quad (13)$$

(ここで、 $g = g_r + ig_i$, $h =$ 正の実数、 $F(t) = F_r(t) + iF_i(t)$ と仮定) を用いてシステム同定を行った⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。原子炉のモデルは相乗性雑音を有する確率微分方程式で記述されることはすでに述べたが、(13)式で相加性雑音を有するになっているのは、変数変換と揺らぎが小さいという事実を用いた帰結である。

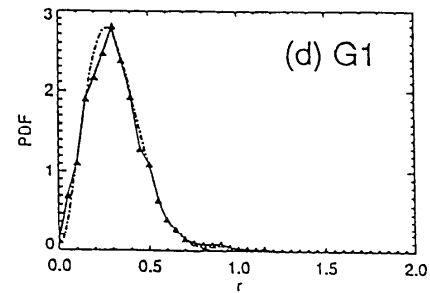
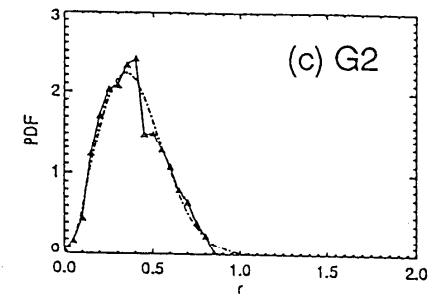
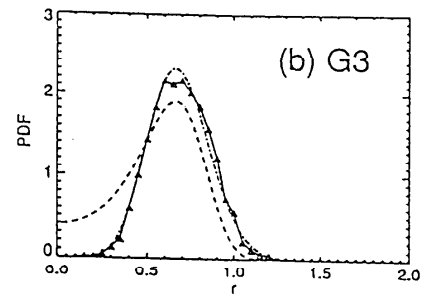
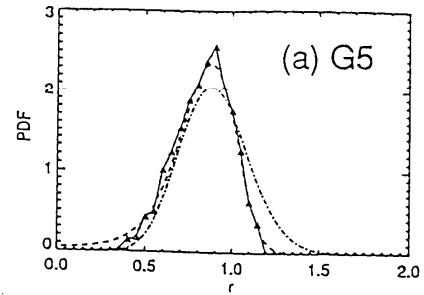
非線形ダイナミクスの一般論によれば、リミットサイクル振動の臨界点近傍では複素標準型で系がよく記述されるはずであるが、(13)式でうまくシステム同定できるのはリミットサイクル振動が十分発達した領域で観測した信号の場合であり、臨界点に近い程うまくゆかない。最も臨界点に近いデータの場合には、間欠的な振動となっており、少なくとも、もう1つ自由度の数を増やさなければいけないことは明らかである。いま、この間欠的な振動を除外して考えると、対称性の破れ $g'A^*$, $h'|A|^2A^*$ を考慮したモデルで良く記述できる事がわかった。すなわち、対称性の破れは振幅 $r (= |A|)$ と位相 $\theta (= (1/2i) \ln(A^*/A))$ 運動の分離を不可能にしており、互いに相乗雑音として影響を与えあっている。しかし、フィードバック係数 γ 等が定数ではなく揺らいているという可能性も否定できない。

Fig. 1(a): 実験で得られた確率密度関数 $W_s(r)$

(実線+三角印) と理論関数の比較。ゲイン5は相加性雑音を有する系に対応する(14)であてはまる。しかし、それ以外はすべて相乗性雑音を有する場合の(15)式でうまくあてはめられる。(G1: $a=1.6$, $b=11.0$; G2: $a=1.7$, $b=7.2$; G3: $a=7.2$, $b=8.2$; G5: $a=10.0$, $b=6.5$)

(a),(b)の破線... (14)式によるあてはめ

(a),(b),(c),(d)の一点鎖線... (15)式によるあてはめ



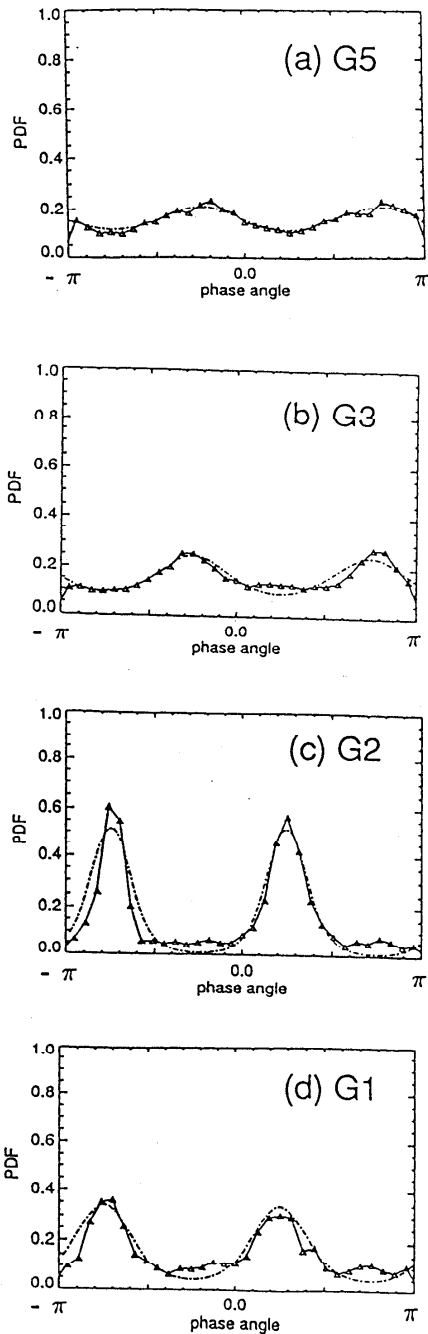


Fig. 1(b) 実験で得られた確率密度関数 $W_s(\theta)$ (実線と三角印) と理論関数の比較。すべて (16) 式でうまくあてはめられる (G1: $c=1.0$; G2: $c=2.0$; G3: $c=0.5$; G5: $c=0.3$)。ゲイン5は位相分布が一様とする近似が許される。

この場合の実験データの確率密度関数は非ガウス分布となっており、振幅分布は

$$W_{sa}(r) = W_0 \exp\{ar^2 - br^4\} \quad (14)$$

または、

$$W_{sp}(r) = W_1 \exp\{a \log r - br^2\} \quad (15)$$

位相分布は

$$W_{st}(\theta) = W_2 \exp\{-c \cos 2\theta\} \quad (16)$$

(W_0, W_1, W_2 は規格化定数) でよくあてはめられた。図1にその結果を示す。少数自由度のカオス力学モデルからは特に $W_{sp}(r)$ のような分布関数は得られず、あてはめもうまくゆかない。その理由は、 $W_{sp}(r)$ を与える確率微分方程式を非線形変換して、シュレディンガー型の固有値問題に変換してみると、固有値として、離散固有値と、連続固有値の両方を有することがわかる。大自由度系では連続固有値は散逸を伴う輻射波、自由波の存在と結び付いて、このような分布が出現しやすい理由が理解できる。NSRR では非ガウス分布が得られている事実は、ここでの不安定空間モードの次元が比較的低い事を物語っている。

発振が起こったいくつかのBWRで、空間均一モードが不安定化している場合、臨界点近傍では、同様のことが起こる可能性があるが確認はされていない。一方、スウェーデンのBWR等で観測されたビートをうって振動している炉出力のバースト事象では、中性子揺らぎはガウス分布に近い確率密度関数になっていることが知られている。流量の時間変動も振動しているが同様の特性を持つと考えられる。これは、空間次元が高い系である事を示唆する。

それでは、なぜそのような現象が起こるのだろうか？ NSRR で観測された実験データを解析する時に使った確率中心多様体方程式に拡散項を導入して空間依存確率中心多様体方程式とし、これを用いて定性的な説明を実行しよう。

われわれ中性子屋の立場は中性子揺らぎの実験データを観測し、中性子揺らぎのダイナミクスを熱水力方程式を厳密に扱わない確率非線形方程式を基礎として演繹しようとしている。一方、熱水力屋は熱水力の方程式から不安定性その他諸々の結果を抽出しようと考えて研究している。多くの場合、中性子場の方程式は単に熱水力の方程式にぶらさがっているだけの存在で、ほとんどの解析では線形化して伝達関数の形で取り扱われている。そのような取り扱いでは出力の値も決め

られないし、中性子の揺らぎがサブポアソン統計に従う ($\sigma^2 < \langle N \rangle = N_0$) という結果も演繹できないことに注意しておく。

熱水力方程式を厳密に扱わず、過剰に単純化した我々のモデルや演繹の方法が現実の現象をうまく表現できているのだろうか？ NSRR の実験データの解析では拡散項を無視した確率複素標準型の方程式を用い、また、非線形項の係数を実数に限定してシステム同定を行ったが、これは、時間遅れフィードバックを有する1成分非線形モデルから導びかれた。この方程式を一般化する為と、同様の方程式がもっと一般的な非線形偏微分方程式の組から導出される事を示す為、中性子の2群拡散方程式、燃料温度と冷却材温度を考慮した2領域の熱拡散方程式、及び気液2相流の基礎方程式である2流体モデル等を採用し、これに逐次摂動法を利用して漸近評価するとリミットサイクル振動の発生点近傍で次のような空間依存複素数標準型のモデルを得る⁽²⁶⁾：

$$\frac{dA}{dt} = D\nabla^2 A + gA - h|A|^2 A + F(r, t) \quad (17)$$

ここで、一般に D, g, h の3つの係数は複素数となり、また、複素数の揺動力の項は空間依存性を考慮していない場合と同様に現象論的に導入した。拡散係数も複素数になる理由は中性子のエネルギーを2群としたため、また、熱や流体の非可逆的循環が存在するためであり、原子炉の炉出力振動現象が平衡から遠くはずれた状態になっておりフィードバック結合によって物質やエネルギーの閉じた流れが振動の持続に寄与しているためである。

この方程式がリミットサイクル振動の臨界点近傍で正しい事を認めると様々な事が予測される。まず、この方程式を振幅 R と位相 Θ の方程式に書き直してみよう：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} R &= D_R[\nabla^2 R - R(\nabla\Theta)^2] \\ &- D_I[R\nabla^2\Theta + 2(\nabla R)(\nabla\Theta)] \\ &+ g_R R - h_R R^3 + F_R(r, t) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \Theta &= D_R[\nabla^2\Theta - 2R^{-1}(\nabla R)(\nabla\Theta)] \\ &+ D_I[R^{-1}\nabla^2 R - (\nabla\Theta)^2] \\ &+ g_I R - h_I R^2 + F_\Theta(r, t) \end{aligned} \quad (19)$$

拡散係数が複素数になっている為に対称性の破れ $g' A^*$, $h'|A|^2 A^*$ を考慮せずとも、振幅と位相は本質的に分離不可能である事がわかる。しかも、お互いに相乗雑音として影響を与えあうことがわかる。また、この空間拡散の存在によって、系の固有振動数は振幅の時空変化や位相の時空変化に依存して変動する事が理解される。

さらに、興味深い点は振幅の空間変動がほとんど無視できる場合でも、すなわち、空間一様モードが支配的である場合でも、位相の運動は確率非線形方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \Theta = D_R \nabla^2 \Theta - D_I (\nabla \Theta)^2 + \Omega_0 + F_\Theta(r, t) \quad (20)$$

(ここで、 $\Omega_0 = g_I - \frac{h_I g_R}{h_R}$) に従い非線形現象となる点であろう。 $v(r, t) = \nabla \Theta(r, t)$ と置けば、確率ナビエ・ストークス方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} v = D_R \nabla^2 v - D_I v(\nabla v) + \nabla F_\Theta(r, t) \quad (21)$$

に帰着する。揺動力のない1次元のナビエ・ストークスの方程式(バーガース方程式)はホップ・コール変換により拡散方程式に帰着されるが、原子炉の場合安全研究炉(NSRR)での解析で明らかになったように、揺動力項は無視できない。たとえ、1次元問題としても、相乗性雑音を有する拡散方程式となり、本質的に線形問題に帰着できない。振幅と位相の結合が強く存在する場合には一層複雑になることが予想される。

さらに、もし、(18), (19) 式で位相が不安定になると、すなわち、条件

$$1 + \frac{h_I D_I}{h_R D_R} < 0. \quad (22)$$

が満たされると、時空変動はさらに複雑になることが期待される。ここでは、境界条件を無視した取り扱いにより考察したが、境界条件を入れた考察も同様に可能である。

5. まとめと展望 われわれは、中性子の揺らぎに注目した解析を通じて原子炉内でおこる複雑な現象の本質を粗視化して大局的にとらえ、揺らぎに潜んでいた原子炉の非線形特性の安定性に果す役割を明かにした。また、不安定系のシステム同定(パラメータ推定)の方法を示したばかりでなく、リミット・サイクル振動の臨界点近傍での原子炉出力の間欠的振動の特性を空間依存確率中心多様体方程式を用いて理解できる可能性を示した。

しかし、複雑系の場合、空間的に均質な媒質で物理系で用いられた一般理論がそのまま使えない場合が

多い。注意しなければならない点は複雑系としての原子炉の場合、雑音原強度の均一性の破れ、すなわち、揺動力 $F(r, t)$ の時空相関関数の空間依存性が、空間均質モデルで推定したパラメータに重大な影響を与える場合がしばしばみられる。現在、「空間モードを複数考慮した確率モデルでどこまで現象の理解が可能か？」や「気液2相流の運動をカオス振動子の集合」とみなした” Coupled Map Lattice ”アプローチ⁽²⁷⁾により間欠的振動現象の発生と空間次元、空間不均一性の影響、さらにガウス性の保存の関係等も検討中である。

並列計算機の発展により、計算科学が急速に進展する可能性が期待されている。しかし、現状では、平均場の運動をシミュレートしており、3次元の揺らぎの特性まで模擬できるところまで計算機のパワーがあるわけではないし、2相流のダイナミクスのポイド率の確率密度関数まで実験を再現する程精密な計算ができる段階まで至っていない。複雑系の解析には新しい理論的方法による実データの解析と組織的な数値シミュレーションの両方が不可欠であり、得られた範例から普遍法則をみいだす必要がある。

参考文献

- (1) 合原一幸編著 (1990) 「カオス」サイエンス社.
- (2) 合原一幸編著 (1994) 「応用カオス」サイエンス社.
- (3) F. Takens (1981) in *Dynamical Systems and Turbulence*, Lecture Notes in Mathematics Vol. **989**, p366, Edited by D.A. Rand and L. S. Young, Springer.
- (4) 齋藤慶一 (1970) 「炉雑音の理論 (I)」 JAERI-1187.
- (5) 大塚益彦 (1972) 「原子炉物理」 共立出版.
- (6) K. Saito, "On the Theory of Power Reactor Noise", *Ann. Nucl. Energy*, **1** 31-48, 107-128, 209-221 (1974).
- (7) H. Konno, K. Hayashi and K. Shinohara, *Ann. Nucl. Energy* **17**, 317 (1994).
- (8) A.Z.Akcasu, *Nucl. Sci. and Engng*, **10**, 337 (1961).
- (9) M.M.R. Williams, "Random Processes in Nuclear Reactors", Pergamon, Oxford (1974).
- (10) B. G. Bergdahl et al., *Ann. Nucl. Energy*, **6**, 509 (1989).
- (11) 横溝修, 日本原子力学会「炉物理夏の学校資料集」 pp.77-94.
- (12) O. Yokomizo et al., *Nuclear Engng. and Design* **99**, 41 (1987).
- (13) O. Muto et al., *Nucl. Engng. and Design* **120**, 227 (1990).
- (14) O. Yokomizo, *J. Nucl. Sci. Technol.* **27**, 230 (1990).
- (15) Y. Takeuchi et al., *J. Nucl. Sci. Technol.* **29**, 337 (1992).
- (16) J. March-Leuba and J. M. Rey, *Nuclear Engineering and Design* **145**, 97 (1993).
- (17) J. March-Leuba and E. D. Blakeman, *Nucl. Sci. Engng.*, **107** (1991).
- (18) 平野雅司、新谷文将, 原子力工業, 36巻 (1990).
- (19) F. Araya et al., *Nucl. Technol.*, **93** 82 (1991).
- (20) H. Konno and K. Saito, *J. Nucl. Sci. Technol.* **19**, 20 (1982) 及びその引用文献.
- (21) H. Konno and K. Saito, *J. Nucl. Sci. Technol.* **9**, 291 (1982) 及びその引用文献.
- (22) H. Haken, "Synergetics", Springer, Berlin (1980).
- (23) 林光二他、(1984) JAERI-M 84-056; JAERI-M 84-137.
- (24) H. Konno, K. Hayashi and K. Shinohara, *Ann. Nucl. Energy* **21**, 337 (1994).
- (25) H. Konno, K. Hayashi, *Ann. Nucl. Energy* **23**, 33 (1996).
- (26) H. Konno, "Non-Linear Space-Time Behaviours of Space-Dependent Stochastic Center Manifold in Power-Reactor Dynamics", *Proc. of SMORN VII*, June, 1995, Vol. 2, Chapt. 12.5.
- (27) H. Konno, R. Kozma and M. Kitamura, **23**, 119 (1996).

熱流体における非線形力学研究

—研究動向と文献サーベイ—

庄司 正弘 (東京大学工学部)

1. 「非線形熱流体研究会」

伝熱学会では平成7年4月より2年間の予定で熱流体分野における非線形現象の実験、解析、モデル化の手法を学習研究するための研究会が発足している。非線形力学については数理物理分野での研究はかなり進んでいるため、この分野の第一線の研究者でありCMLの提案者としてよく知られる金子邦彦氏(東大教養, 基礎物理)に主査をお願いし、基礎事項についての講義をお願いしている。また数学の分野から確率論, エルゴード性などが専門の篠原昌彦氏(東京女子大)にも会員外委員として参加をお願いしている。

伝熱工学は熱と流れが関わる複雑な現象を研究対象としている。そして、こうした複雑現象の解明と制御は今世紀中には解決できない(と思われる)最大の課題であるが、非線形力学はその解決に不可欠な学問体系であり、研究のパラダイムシフトの可能性さえも考えられる種類のものである。しかも、われわれは工学者あるいは技術者としていずれ、その体系を合目的に駆使していく必要に迫られると予想される。非線形力学の持つ意味や必要性、重要性などについてここで充分論述する余裕はないが、既に工学の各分野では積極的な取り込みがなされている。「非線形熱流体研究会」はそうした問題点の把握、基礎知識の学習などを当面の目的としているが、将来的には非線形力学に立脚した新しい実験手法、解析手法、モデル化手法などを伝熱研究の現場に取り入れる端緒になればと期待している。なお、本学会と深い関係にある混相流学会においては、山口昌哉氏(応用数学)のご協力の下「混相流の非線形ダイナミッ

クス研究会」(世話人:竹中信幸, 塩見洋一)が、また機械学会熱工学部門では「熱流動現象の能動制御調査研究分科会」(主査:笠木伸英)が設けられ、本研究会と同種の活動が活発に行われている。

2. 非線形カオス力学研究の状況

非線形力学に関する研究は理学, 工学は勿論, 他の広い分野で近年極めて活発であり, 年間数百編以上の論文が発表されていると推察される。したがって, それらすべてについて概観することは到底不可能であるが, 現況を把握する意味で主要英文学術誌に掲載されたおよそ千編の論文につき年次別に整理してみたのが図1である。最近の文献は十分に調査できていないが, ローレンツの先駆的な研究以来, 論文数は年と共に着実に増加しており, この傾向は今後も続くも

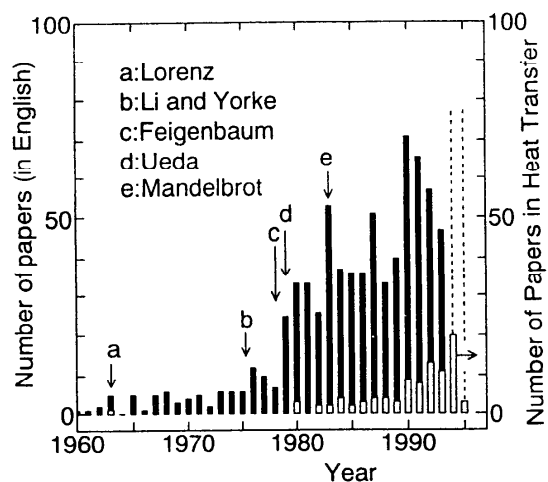


図1 研究論文数の年度別推移
(白棒は熱流体, 伝熱に関連の論文数)

のと予想され、研究の活発さが見て取れる。白棒で示された熱流体や伝熱の研究も活発とは言えないものの上記と似た傾向にある。なお、図には特に非線形力学研究史上重要な数個の研究論文の発表時期を示してある。一方、非線形力学、カオスやフラクタルに関する書物も近年内外で多数出版されている。邦書については書店あるいは出版物案内などで明らかなので、ここでは参考までに、主要な英文書籍に限ってそのリストを文末に示してある。それら書籍の出版年度を調べると図1と非常に似た傾向にあり、基礎研究の進展と共に理論体系や知識の整理もかなりの程度進んできていることがうかがえる。

非線形力学、カオスやフラクタルに関する工学的入門書に関しては、たとえば文末の書籍リストにあるNayfehら⁽³⁾、Ottら⁽⁴⁾、Moon⁽¹²⁾の著書などを最新のものとして推薦したい。また、コンピュータを用いて具体的な例題計算をしながら基礎的事項を学ぶにはBakerとGollubの著書⁽³¹⁾、あるいは邦書の下條隆嗣著「カオス力学入門」近代科学社などが適当であろう。カオス研究の歴史と発展について記されたJames Gleick, "Chaos-making a new science" Penguin Booksは読物として優れており、和訳本(上田監修, 大貫昌子訳「カオス—新しい科学をつくる」新潮文庫)もあるので一読をお薦めしたい。

3. 伝熱に関連した研究状況

伝熱分野における非線形力学、カオスやフラクタルの研究はまだそれほど多くはなく、現段階で知識や内容を統一的、系統的に整理するにはやや無理がある。このような状況にあって、本特集号に執筆されている中西重康(龍谷大)、澤井徹(高松高専)、竹中信幸(神戸大)や小沢守(関西大)らの混相流に関する研究、細川巖、小泉博義(電通大)らの熱対流に関する一連の研究、飯田誠一、小河原加久治(北大)らの熱対流あるいは乱流の制御に関する一連の研究は伝熱分野における我が国での先駆的研究として特記できる。

以下には伝熱に関連した従来の研究約百編につき、キーワード的ながら簡単な紹介をしていきたい。

(1) レビュー論文：熱対流のカオス⁽³⁵⁾、熱対流カオスと分岐⁽³⁾、液体ヘリウム中のベナール対流実験⁽³⁹⁾、乱流への遷移とカオスへのルート⁽³⁷⁾、側面加熱空洞内の熱対流とカオス⁽⁵⁾、沸騰二相流で見られるカオスとフラクタル⁽⁷⁹⁾、熱カオスに対するエンジニアとしての見方⁽⁴⁾、地球物理学的流体力学におけるカオス⁽¹⁰¹⁾、海洋循環などに関連した不安定傾圧系のカオス⁽⁹³⁾などについてのレビュー論文がある。

(2) 熱対流の研究：熱対流における非線形カオス挙動に関連して、移流と熱伝達の促進⁽¹⁾、非線形熱対流⁽²⁸⁾、自然強制複合対流におけるカオスへのルート⁽⁵⁸⁾、オープンチャンネル内対流の数値シミュレーション⁽²⁾、水平円柱まわりの自然対流⁽⁸⁾⁽¹²⁾⁽¹⁴⁾、自然循環ループの実験⁽²⁵⁾と理論⁽²⁴⁾と動的挙動⁽³¹⁾、熱サイフォン⁽³³⁾、高レイリー数ブルーム⁽¹⁷⁾、乱流の数値実験⁽²³⁾、挙動判別⁽¹⁸⁾、パターン認識と解分岐制御⁽⁷⁾、密閉ループ内の自然対流⁽³⁴⁾⁽³⁶⁾、側壁温度が変動する密閉空間の熱対流⁽²⁹⁾、バッフル付き矩形空間に内部発熱がある場合⁽¹⁹⁾、長方形流路内⁽¹³⁾⁽⁵¹⁾、加熱回転円筒内⁽¹⁵⁾および回転二重円筒間の複合対流⁽⁵⁴⁾、ねじりテープ挿入管内の相流熱伝達⁽²⁶⁾、水平円管内の複合乱流⁽⁵⁰⁾の研究がある。特にレイリー・ベナール対流は典型的な非線形熱対流であるため、そのパターンやカオスへのルート、間欠性などについては詳細な数理物理的研究⁽⁴²⁾⁻⁽⁴⁸⁾があり、概説⁽³⁸⁾、不安定モデルの提案⁽⁶⁾、非定常三次元数値解析⁽²²⁾、乱流遷移⁽⁵⁶⁾の研究、側壁の影響⁽⁴⁰⁾、粘弾性流体の場合⁽⁹⁾、複合対流場での問題などが調べられ、またCVD⁽²⁰⁾、核融合における磁場下など応用上の問題なども扱われている。その他、二成分対向流⁽¹⁶⁾、円柱を横切る流れ⁽⁵⁵⁾や、気泡の非線形振動⁽⁶⁸⁾、気泡力学⁽⁶⁷⁾などの研究もある。

(3) 多孔質と流動層の研究：多孔質内の流れと伝熱、各種流動層内の流れの非線形挙動に関し、分岐現象⁽⁵⁹⁾、熱伝達の非線形モデル⁽⁶⁰⁾、内部発熱がある系のカオスへのルート⁽¹¹⁾、固気⁽⁶²⁾および気液流動層⁽⁶¹⁾の研究がある。

(4) 混合と伝熱促進の研究：流体のカオスの運動は混合と攪拌を促すため、伝熱も促進される。

このために、熱伝達の促進度⁽⁶⁴⁾、コイル条管系における熱伝達増進⁽⁶⁵⁾、熱伝達と物質伝達の促進⁽⁹²⁾が調べられ、楕円環状流路⁽⁶³⁾、偏心回転円筒間⁽⁵³⁾、楕円物体間⁽⁴⁹⁾などの空間での混合と熱伝達が研究されている。また、応用と関連し、熱交換器⁽⁵²⁾、反応器のダイナミクス⁽⁶⁶⁾の研究があり、プロセス工学への適用⁽²⁷⁾が検討されている。

(5) 沸騰と沸騰二相流の研究：プール沸騰に関し、CMLモデルによるパターン認識⁽⁷⁴⁾⁽⁸⁵⁾、細線での挙動⁽⁷³⁾、核沸騰の数値モデル⁽⁷²⁾の研究がある。強制流動系の研究として、蒸発管内の熱水力学的不安定問題⁽⁷⁸⁾⁽⁸⁸⁾、混合流体の有限振幅進行波⁽⁵⁷⁾、沸騰二相流の密度波振動⁽⁷⁵⁾⁽⁸³⁾⁽⁸⁶⁾⁽⁸⁷⁾⁽⁹¹⁾、二相物理系のカオス成分に関する研究⁽⁷⁷⁾の他、原子炉内の熱流動に関係した振動沸騰現象⁽⁸²⁾⁽⁸⁹⁾⁽⁹⁰⁾、ホットレッグUベント内の自然循環流と二相フラッシング⁽⁹⁸⁾の研究、液体窒素による薄膜冷却に関連した研究⁽¹⁰⁰⁾などもある。

(6) その他：1次元多体古典系の熱伝導のカオス特性⁽⁶⁹⁾、格子モデルによる不可逆性の検討⁽⁹⁶⁾、統計力学に基づいた熱力学性質⁽⁹⁷⁾が調べられている他、分散系での熱放射⁽⁷¹⁾、予混合燃焼⁽⁹³⁾、原子炉燃料棒⁽³⁰⁾、ゲルマニウム半導体⁽⁹⁵⁾、タングステン単結晶⁽⁹⁴⁾などで見られるカオス挙動の研究、あるいはマントル対流における熱輸送とカオスの研究⁽¹⁰²⁾などがある。

最後に、本稿は筆者が「非線形熱流体研究会」の幹事を務めているということから、書かせて頂いたが、この内容が多少とも読者の方々のご参考になれば幸いである。

参考文献

書籍リスト (*は編集を示す)

(1)*Guran, A. and Inman, D. J. ed., Stability, Vibration and Control of Structures, World Scientific, Singapore, 1995. (2) Nayfeh, A. H. and Balachandran, B., Nonlinear Interactions, Wiley, NY, 1995. (3) Nayfeh, A. H. and Balachandran, B., Applied Nonlinear Dynamics: Analytical, Computational, and experimental Methods, John Wiley & Sons, 1995. (4) Ott, E., Sauer, T. and Yorke, J. A., Coping with Chaos, Wiley, NY, 1994. (5) Rand, R. H., Topics in Nonlinear Dynamics with Computer Algebra, Gordon and Breach Science Publishers,

Langhorne, 1994. (6) Abarbanel, H. D. I., Rabinovich, M. I. and Sushchik, M. M., Introduction to Nonlinear Dynamics for Physicists, World Scientific, Singapore, 1993. (7) Mullin, T., The Nature of Chaos, Oxford University Press, 1993. (8) Field, R. J. and Gyorgyi, L., Chaos in Chemistry and Biochemistry, World Scientific, Singapore, 1993. (8) Ott, E., Chaos in Dynamical Systems, Cambridge University Press, 1993. (9) Palis, J. and Takens, F., Hyperbolicity and Sensitive Chaotic Dynamics at Homoclinic Bifurcations, Cambridge University Press, 1993. (10) *Schlomiuk, D. ed., Bifurcations and Periodic Orbits of Vector Fields, Kluwer, Boston, 1993. (11) Peitgen, H. O., Jurgens, H. and Saupe, D., Fractals in the Classroom, Part one: Introduction to Fractals and Chaos, Springer-Verlag, NY, 1992. (12) Moon, F. C., Chaotic and Fractal Dynamics: An Introduction for Applied Scientists and Engineers, John Wiley & Sons, 1992. (13) Abraham, R. H. and Shaw, C. D., Dynamics: The Geometry of Behavior, Addison-Wesley, Redwood City, California, 1992. (14) Drazin, P. G., Nonlinear Systems, Cambridge University Press, 1992. (15) Froyland, J., Introduction to Chaos and Coherence, Institute of Physics Publishing, Bristol, England, 1992. (16) Lichtenberg, A. J. and Leiberman, M. A., Regular and Chaotic Dynamics, Springer Verlag, 1992. (17) Medved, M., Fundamentals of Dynamical Systems and Bifurcation Theory, Adam Hilger, NY, 1992. (18) Tufillaro, N. B., Abbott, T. and Reilly, J., An experimental Approach to Nonlinear Dynamics and Chaos, Addison-Wesley, Redwood City, California, 1992. (19) Ueda, Y., The road to Chaos, Aerial Press, Santa Cruz, 1992. (20)*Kim, J. H. and Stringer, J. ed., Applied Chaos, Wiley, NY, 1992. (21) Schroeder, M., Fractals, Chaos and Power law: Minutes from an Infinite Paradise, W. H. Freeman and Company, NY, 1991. (22) Hale, J. K. and Kocak, H., Dynamics and Bifurcations, Springer Verlag, NY, 1991. (23) Marek, M. and Schreiber, I., Chaotic Behavior of Deterministic Dissipative Systems, Cambridge University Press, 1991. (24) Stupnicka, W. S. and Troger, H. ed., Engineering applications of Dynamics of Chaos, Springer Verlag, 1991. (25) Triger, H. and Steindl, A., Nonlinear Stability and Bifurcation Theory: an Introduction for Engineers and Applied Scientists, Springer Verlag, 1991. (26) *Seydel, R., Schneider, F. W., Kupper, T. and Troger, H. ed., Bifurcation and Chaos, Verlag, Boston, 1991. (27) Wiggins, S., Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos, Springer-Verlag, 1990. (28) Rasband, S. N., Chaotic Dynamics of Nonlinear Systems, John Wiley & Sons,

1990. (29) Arrosmith, D. K. and Place, C. M., An Introduction to Dynamical Systems, Cambridge University Press, 1990. (30) Rasband, S. N., Chaotic Dynamics of Nonlinear Systems, Wiley, 1990. (31) Baker, G. L. and Gollub, J. P., Chaotic Dynamics, Cambridge University Press, 1990. (32) Devaney, R. L., Chaos, Fractals, and Dynamics, Addison-Wesley, 1990. (33) El Naschie, M. S., Stress, Stability and Chaos, McGraw-Hill, 1990. (34) Falconer, K., Fractal Geometry: Mathematical Foundations and Application, John Wiley and Sons, 1990. (35) Stupnicka, S. W., The Behavior of Nonlinear Vibrating Systems, Vol.1 and 2, Kluwer, Dordrecht, Netherlands, 1990. (36) Wiggins, S., Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos, Springer Verlag, 1990. (37)*Mittleman, H. D. and Roose, D. ed., Continuation Techniques and Bifurcation Problems, Birkhauser Verlag, Boston, Massachusetts, 1990. (38) Jackson, E. A., Perspectives of Nonlinear Dynamics, Vol.1, Cambridge University Press, 1989. (39) Tabor, M., Chaos and Integrability in Nonlinear dynamics, Wiley, NY, 1989. (40) Nicolis, G. and Prigogine, I., Exploring Complexity, an Introduction, W. H. Freeman, 1989. (41) Jackson, E. A., Perspectives of Nonlinear Dynamics, Vol.1, Cambridge University Press, 1989. (42) Cvitanovic, P., Universality in Chaos, Adam Hilger, NY, 1989. (43) Devaney, R. L., An Introduction to Chaotic Dynamical Systems, 2nd ed., Benjamin/Cummings, 1986,1989. (44) Devaney, R. L., An Introduction to Chaotic Dynamical Systems, Addison-Wesley, NY, 1989. (45) Parker, T. S. and Chua, L. O., Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems, Springer Verlag, NY, 1989. (46) Ruelle, D., Chaotic Evolution and Strange Attractors, Cambridge University Press, 1989. (47) Ruelle, D., Elements of Differentiable Dynamics and Bifurcation Theory, Academic Press, 1989. (48) Barnsley, M., Fractals Everywhere, Academic Press, 1988. (49) Feder, J., Fractals, Plenum Press, 1988. (50) Hagedorn, P., Nonlinear Oscillations, 2nd ed., Oxford University Press, 1988. (51) Seydel, R., From Equilibrium to Chaos: Practical Bifurcation and Stability Analysis, Elsevier, 1988. (52) Wiggins, S., Global Bifurcations and Chaos, Springer Verlag, 1988. (53)*Lee, Y. C. ed., Evolution, Learning, and Cognition, World Scientific, Singapore, 1988. (54)*Salam, F. M. A. and Levi, M. L., Dynamical Systems Approaches to Nonlinear Problems in Systems and Circuits, SIAM, Philadelphia, 1988. (55) Moon, F. C., Chaotic Vibrations: An Introduction for Applied Scientists and Engineers, Wiley, NY, 1987. (56) Haken, H., Advanced Synergetics, Springer Verlag, Berlin, 1987. (57) Hsu, C. S., Cell to Cell Mapping: A Method of Global Analysis for Nonlinear Systems, Springer Verlag, NY, 1987. (58) Keller, H. B., Lectures on Numerical Methods in Bifurcation Problems, Springer Verlag, 1987. (59) Thompson, J. M. T. and Stewart, H. B., Nonlinear Dynamics and Chaos, John Wiley & Sons, 1986. (60) Holden, A. V., Chaos, Princeton University Press, 1986. (61) Peitgen, H. O. and Richter, P. H., Beauty of Fractals, Springer Verlag, NY, 1986. (62) Thompson, J. M. T. and Stewart, H. B., Nonlinear Dynamics and Chaos, Wiley, Chichester, England, 1986. (63) Kaneko, K., Collapse of Tori and Genesis of Chaos in Dissipative Systems, World Scientific, Singapore, 1986. (64)*Pnevmatikos, ed., Dynamical Systems and Singularities, North-Holland, Amsterdam, 1986. (65)*Sarkar, S. ed., Nonlinear Phenomena and Chaos, Adam Hilger, Boston, 1986. (66) Hayashi, C., Nonlinear Oscillations in Physical Systems, Princeton University Press, 1985. (67) Sanders, J. A. and Verhulst, F., Averaging Methods in Nonlinear Dynamical Systems, Springer Verlag, 1985. (68) Golubinsky, M. and Schaeffer, D. G., Singularities and Groups in Bifurcation Theory, Vol 1, Springer-Verlag, 1985. (69) Kress, M. G., Dimensions and Entropies in Chaotic Systems: Qualification of Complex Behavior, Springer Verlag, 1985. (70) *Fisher, P. and Smith, W. ed., Chaos, Fractals, and Dynamics, Marcel Dekker, NY, 1985. (71)*Mayer-Kress, G. ed., Dimensions and Entropies in Chaotic Systems, Springer Verlag, 1985. (72) Berge, P., Pomeau, Y. and Vidal, C., Order Within Chaos: Towards a Deterministic Approach to Turbulence, John Wiley and Sons, 1984. (73)*Kuepper, T., Mittleman, H. D. and Weber, H., Numerical Methods for Bifurcation Problems, Birkhauser Verlag, Boston, 1984. (74) Mandelbrot, B. B., The Fractal Geometry of Nature, W. H. Freeman, NY, 1983. (75) Gukenheimer, J. and Holmes, P., Nonlinear Oscillations, Dynamical Systems, and Bifurcations of Vector Fields, Vol.42, Springer-Verlag, 1983. (76) Lichtenberg, A. J. and Lieberman, M. A., Regular and Stochastic Motion, Vol.38, Springer-Verlag, 1983. (77) Kubicek, M. and Marek, M., Computational Methods in Bifurcation Theory and Dissipative Structures, Springer Verlag, 1983. (78)*Barenblatt, I., Iooss, G. and Joseph, D. D., Nonlinear Dynamics and Turbulence, Pitman, Marshfield, Massachusetts, 1983. (79) Stewart, I., Les Fractals, Berling Press, 1982. (80) Sparrow, C. T., The Lorenz Equations: Bifurcations, Chaos, and Strange Attractors, Springer Verlag, 1982. (81) Hassard, B. D., Kazarinoff, N. D. and Wan, Y. H., Theory and Applications of Hopf Bifurcation, Cambridge University

Press, 1981. (82)*Allgower, E. L., Glashoff, K. and Peitgen, H. O. ed., Numerical Solution of Nonlinear Equations, SpringerVerlag, 1981. (83) Iooss, G. and Joseph, D. D., Elementary Stability and Bifurcation Theory, Springer Verlag, 1980. (84) Smale, S., The Mathematics of Time: Essays on Dynamical Systems, Economic Processes, and related Topics, Springer Verlag, 1980. (85) Helleman, R. H. G. ed., Nonlinear Dynamics, New York Academy of Science, 1980. (86)*Holmes, J. ed., New Approach to Nonlinear Problems in Dynamics, SIAM, Philadelphia, Pennsylvania, 1980. (87) *Hellemann, R. H. G. ed., Nonlinear Dynamics, NY Academy of Sciences, 1980. (88) Nayfeh, A. H. and Mook, D. T., Nonlinear Oscillations, John Wiley & Sons, 1979. (89) Iooss, G., Bifurcation of Maps and Applications, North-Holland, 1979. (90)*Hoppensteadt, F. C., ed., Nonlinear Oscillations in Biology, American Mathematical Society, Providence, Rhode Island, 1979. (91) Mandelbrot, B. B., Fractals, Form, Chance, and Dimension, W. H. Freeman, San Francisco, 1977. (92) *Markley, N. G., Martin, J. C. and Pirrizzo, W. ed., The Structure of Attractors in Dynamical Systems, Springer Notes in Mathematics, Springer-Verlag, NY, 1977. (93)*Rabinowitz, P. H., Applications of Bifurcation Theory, Academic Press, 1977. (94) Vainberg, M. M. and Trenogin, V. A., Theory of Branching of Solutions of Nonlinear equations, Noordhoff, Leyden, 1974. (95) Hale, J. K., Oscillations in Nonlinear Systems, McGraw-Hill, 1963. (96)*Lasalle, J. P. and Lefschetz, S. ed., Nonlinear Differential Equations and Nonlinear Mechanics, Academic Press, 1963. (97) Minorsky, N., Introduction to Nonlinear Mechanics, J. W. Edwards, Ann Arbor, Michigan, 1947. (98) Jackson, E. A., Perspectives of Nonlinear Dynamics, Vol. 1 and 2, Cambridge University Press. (99) Stupnicka, W. S., The Behavior of Nonlinear Vibrating Systems, Vol. 1 and 2, Kluwer Academic Publications, Dordrecht, The Netherlands.

伝熱関連分野の文献

(1) Chaotic Advection and Heat Transfer., Sen, M. and Chang, H. C., ASME HTD, Vol.298, pp.27-33, 1994. (2) Simulation of Nonlinear Oscillations of Laminar Forced Convection Cooling with Zero Mean Oscillatory Flow in an Open Channel., Huang, H. J. Yang, K. T. and Nee, V. W., ASME HTD, Vol.298, pp.19-25, 1994. (3) Chaos in Heat Transfer: a Brief Introduction and Overview, Nonlinear Dynamics and Bifurcation., Dorning, J. J., ASME-HTD, Vol.298, pp.9-18, 1994. (4) An Engineer's Perspective on Chaos., Bau, H. H., ASME-HTD, Vol.298,

pp.1-7, 1994. (5) Onset of Unsteadiness, Routes to Chaos and Simulations of Chaotic Flows in Cavities Heated from the Side: a Review of Present Status., Le, Qu. R. P., Inst. Chem. Eng. Symp. Ser. No.135, Vol.1, pp.281-296, 1994. (6) Chaotics of Thermocapillary Driven Flow past Marangoni Instability., Arpaci, V. S., Kao, S. H. and Chai, A. T., ASME-AMD, Vol.184, pp.25-32, 1994. (7) 熱対流のパターン認識による解分岐制御に関する研究, 飯田誠一, 小河原加久治, 古沢智, 日本機械学会論文集 B, Vol.60, pp.4045-4051, 1994. (8) 天井近くで加熱されて水平円柱まわりの自然対流のカオスの挙動. 小泉博義, 細川巖, 三好弘孝, 日本機械学会論文集 B, Vol.60, No.578, pp.3448-3455, 1994. (9) Chaos and Overstability in the Thermal Convection of Viscoelastic Fluids., Khayat, R. E., J. Non-Newtonian Fluid Mech., Vol. 53, pp. 227-255, 1994. (10) Route to Chaos in Porous Media with an Internal Heat Source., Islam, M. R., ASME-HTD, Vol.245, pp.39-45, 1993. (11) 天井近くに置かれた水平加熱円筒周りの自然対流のカオスの挙動, 小泉博義, 細川巖, 三好弘孝, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol.30th, No.Pt 1, pp.211-213, 1993. (12) Unsteady Behavior and Mass Transfer Performance of the Combined Convective Flow in a Horizontal Rectangular Duct Heated from Below., Koizumi, H. and Hosokawa, I., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.16, pp.3937-3947, 1993. (13) 水平加熱円筒周りの自然対流のカオスの挙動 円筒上方にある水平板の影響, 小泉博義, 細川巖, 三好弘孝, 日本機械学会全国大会講演論文集, Vol.71th, No.Pt D, pp.1-3, 1993. (14) An Investigation of Transient Mixed Convection Heat Transfer of Cold Water in a Tall Vertical Annulus with a Heated Rotating Inner Cylinder., Ho, C. J. and Tu, F. J., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.11, pp.2847-2859, 1993. (15) Unsteady Thermosolutal Opposing Convection of Liquid - Water Mixture in a Square Cavity. II. Flow Structure and Fluctuation Analysis., Chang, J. and Lin, T. F., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.36, No.5, pp.1333-1345, 1993. (16) Comparison of Steady - state and Strongly Chaotic Thermal Convection at High Rayleigh Number, Hansen, U., Yuen, D. A. and Malevsky, A. V., Phys. Rev. A, Vol.46, No.8, pp.4742-4754, 1992. (17) リカレントネットにおける熱対流力学系の挙動識別, 古沢智, 小河原加久治, 飯田誠一, 日本機械学会北海道支部講演会講演概要集, Vol.33rd, pp.61-63, 1992. (18) Mixed Convection Analysis in Large Baffled Rectangular Chambers with Internal Heat Sources., Yerkes, K. L. and Faghri, A., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.35, No.5, pp.1209-1228, 1992. (19) Control of the Formation of Benard Cells in a Horizontal Rectangular

- Duct Heated from Below., Mori, Y., Hosokawa, I. and Koizumi, H., *Waerme Stoffubertrag*, Vol.27, No.4, pp. 195-200, 1992. (21) 下面加熱の水平長方形管内複合対流中のベナード渦の生成制御に関する研究 -カオス特性を中心として, 小泉博義, 細川巖, 日本機械学会論文集 B, Vol.58, No.547, pp.891-897, 1992. (22) Unsteady Three-dimensional Benard Convection: Light - scattering, Statistics and Chaos., Ryrie S. C., *Fluid Dyn. Res.*, Vol.9, No.1/3, pp.19-57, 1992. (23) カオスの熱対流の制御に関する数値実験., 小河原加久治, 飯田誠一, 吉井桂一, 日本機械学会全国大会講演会講演論文集, Vol.69th, No.Pt C, pp.149-150, 1991. (24) Cellular Structure in a Natural Convection Loop and Its Chaotic Behaviour. II. Theory., Sano, O., *Fluid Dyn. Res.*, Vol.8, No.5/6, pp.205-220, 1991. (25) Cellular Structure in a Natural Convection Loop and Its Chaotic Behaviour. I. Experiment., Sano, O., *Fluid Dyn. Res.*, Vol.8, No.5/6, pp.189-204, 1991. (26) ねじりテープを挿入した直円管内層流熱伝達の数値解析., 青山善行, 水上紘一, 二神浩三, 土方邦夫, 日本機械学会全国大会講演会講演論文集, Vol.69th, No.Pt B, pp.556-558, 1991. (27) The Simulation of Chaotic Advection for Application to Process Engineering., Roberts, E. P. L., *Chem. Eng. Res. Des.* Vol.69, No.3, pp.208-210, 1991. (28) Non-linear Heat Convection and its Obukhov's Model., Kracik, J. and Neniska, V., *Czech. J. Phys.*, Vol.40, No.12, pp.1306-1327, 1990. (29) Period Doubling and Chaos in a Thermal Convection Loop with Time Periodic Wall Temperature Variation., Wang, Y. and Bau, H. H., *Heat Transf* 1990, Vol 2, pp.357-362, 1990, International Heat Transfer Conference(9th), Jerusalem. (30) Chaotic Fluid Conditions in a Natural Convection Loop with Sodium. (Chaotisches Fluidverhalten in einem Natrium-Naturkonvektionsloop), Seifritz, W., *Kerntechnik*, Vol.55, No.5, pp.297-301, 1990. (31) Dynamical Behavior of Natural Convection in a Single-phase Loop., Ehrhard, P. and Mueller, U., *J. Fluid Mech.* Vol.217, pp.487-518, 1990. (32) 下面加熱の水平長方形管内複合対流中のベナード渦の生成制御に関する研究 -レイノルズ数500以下の発達域での実験-, 小泉博義, 細川巖, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol.27th, No.Pt 1, pp.208-210, 1990. (33) The Effect of Axial Conduction on a Thermosyphon with Prescribed Heat Flux., Sen, M., Ramos, E., Trevino, C. and Salazar, O., *J Mech Ser B*, Vol.8, No.1, pp.57-72, 1989. (34) Successive Transitions in Thermal Convection within a Vertical Enclosure., Chikhaoui, A., Marcillat, J. F. and Sani, R. L., *ASME-HTD*, Vol.99, pp.29-35, 1988. (35) 熱対流系のカオス., 八幡英雄 (広島大理), 日本機械学会誌, Vol.91, No.840, pp.1151-1156, 1988. (36) Dynamisches Verhalten der Naturkonvektion in Geschlossenen Kreislaeuften., Ehrhard, P., *Kernforschzent Karlsr.(Ger)*, No.KFK-4373, pp.133, 1988. (37) Steady States : Keys to Classifying the Routes to Chaos., Shirer, H. N. and Wells, R., *ASME-HTD*, Vol.54, pp.11-16, 1985. (38) 自由度の大きいカオスへのアプローチ -熱対流系のカオス, 佐藤信一, 佐野雅己, 沢田康次, 電子通信学会技術研究報告, Vol.84, No.167, pp.19-24(NLP84-23), 1984. (39) Convection and Turbulence in Liquid Helium I., Libchaber, A., *Physica B C*, Vol.109/110, pp.1583-1589, 1982. (40) ベナール対流におけるカオス -特に容器の側壁の影響について, 松葉育雄, 日本物理学会誌, Vol.35, No.9, pp.779-782, 1980. (41) Deterministic Non-periodic Flow., Lorenz, E. N., *J. Atmos. Sci.*, Vol.20, pp.130-141, 1963. (42) Wave Vector Field of Convective Flow Patterns., Heutmaker, M. S. and Gollub, J. P., *Phys. Rev. A*, Vol.35, pp.242-260, 1987. (43) Characterization of Hydrodynamic Strange Attractors., Swinney, H. L. and Gollub, J. P., *Physica D*, Vol.18, pp.448-454, 1986. (44) Order within Chaos., Berge, F., Pomeau, Y. and Vidal, Ch., John Wiley and Sons, NY, p.179, 1984. (45) Dimension of Strange Attractors: An Experimental Determination for the Chaotic Regime of Two Chaotic Systems, *J. Phys. Lett.*, Vol.44, pp.897-902, 1983. (46) A Rayleigh Benard Experiment: Helium in a Small Box, Libchaber, A. and Maurer, J., *Nonlinear Phenomena at Phase Transitions and Instabilities*, ed. by Riste, T., pp.259-286, 1982. (47) Many Routes to Turbulent Convection, Gollub, J. P. and Benson, S. V., *J. Fluid Mech.*, Vol.100, pp.449-470, 1980. (48) Intermittency in Rayleigh-Benard Convection., Berge, P., Dubois, P., Mannville, P. and Pomeau, Y., *Le Journal de Physique Lettres*, Vol.41, L-341-L345, 1980. (49) Sur le Chaos Lagrangien Dans une Cuve Elliptique., Saadjan, E., Chassaing, M. I., Midoux, N. and Andre, J. C., *J Phys 3*, Vol.5, No.2, pp.175-196, 1995. (50) Turbulence et Chaos Dans un Conduit Horizontal Soumis a un Phenomene Deconvection Mixte., Abid, C., Papini, F. and Ropke, A., *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.38, No.2, pp.287-294, 1995. (51) Buoyancy Induced Flow Transition in Mixed Convective Flow of Air through a Bottom Heated Horizontal Rectangular Duct., Hung, G. C. C. and Lin, T. F., *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.37, No.8, pp.1235-1255, 1994. (52) Heat Exchanger Design Based on Chaotic Advection., Peerhossaini, H., Castelain, C. and Le Guer, Y., *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol.7, No.4, pp.333-344, 1993. (53) Heat Transfer Enhancement due to Slender Recirculation and Chaotic Transport between Counter-

- rotating Eccentric Cylinders., Ghosh, S., Chang, H. C. and Sen, M., *J. Fluid Mech.*, Vol.238, pp.119-154, 1992. (54) Quasi - periodic and Chaotic Flow Regimes in a Thermally Driven Rotating Fluid Annulu., Read, P. L., Bell, M. J., Johnson, D. W. and Small, R. M., *J. Fluid Mech.*, Vol.238, pp.599-632, 1992. (55) The Crisis of Transport Measures in Chaotic Flow past a Cylinder., Karniadakis, G. E. and Triantafyllou, G. S., *Phys. Fluids A*, Vol.1, No.4, pp.628-630, 1989. (56) Bifurcation from Steady to Toral Solutions in Fluid Flow Models., Wells, R. and Shirer, H. N., *ASME-HTD*, Vol.94, pp.11-21, 1987. (57) Finite - Amplitude Traveling Wave Convection in Binary Fluid Mixtures., Surko, C. M., Kolodner, P., Passner, A. and Walden, R. W., *Physica D*, Vol.23, No.1/3, pp.220-229, 1986. (58) A Comparison of Routes to a Strange Attractor in One-dimensional Local Models of Turbulent Free and Forced Convection., McDonough, J. M. Buell, J. C. and Bywater, R. J., *Pap. Am. Soc. Mech. Eng.*, No.84-WA-HT-16, pp.11p, 1984. (59) Bifurcation Study of Convective Heat Transfer in Porous Media. Part II: Effect of Tilt on Stationary and Nonstationary Solutions., Ryland, D. K. and Nandakumar, K., *Phys. Fluids A*, Vol.4, No.9, pp. 1945-1958, 1992. (60) Heat Transfer in Porous Media: Experiments and Physical Model., Dybbs, A. and Ling, J. X., *ASME-HTD*, Vol.96, No.Vol.1, pp.723-733, 1988. (61) Deterministic Chaotic Behavior of Heat Transfer in Gas Fluidized Beds., Pence, D. V., Beasley, D. E. and Riester, J. B., *ASME-HTD*, Vol.271, pp.105-114, 1994. (62) The Chaos Characteristic of the Gas-solid Flow and heat Transfer in Fluidized Bed., Yuan, Z., Shen, X. and Xu, Y., *Gongcheng Re-Wuli Xuebao*, Vol.14, No.2, pp.203-207, 1993. (63) Chaotic Mixing in an Elliptical Annular Region. (Mélange chaotique dans une cuve elliptique), Saadjian, E., Gastou-Chassaing, M. I., *Approche theorique. Rev. Gen. Therm.*, Vol.34, No.397 pp.7S-16S, 1995. (64) Heat Transfer Enhancement in Coiled Tubes by Chaotic Mixing., Acharya, N., Sen, M. and Chang, H. C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35, No. 10, pp.2475-2489, 1992. (65) Heat Transfer Enhancement by Chaotic Mixing., Sen, M. and Chang, H. C., *P0999A PB Rep*, PB-92-190305, pp.103p, 1991. (66) The Dynamics of Coupled Nonisothermal Continuous Stirred Tank Reactors., Mankin, J.C. and Hudson, J. L., *Chem. Eng. Sci.*, Vol.41, No.10, pp.2651-2661, 1986. (67) Numerical Integration Methods in Gasbubble Dynamics., Kamath, V. and Prosperetti, A., *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.85, No.4, pp.1538-1548, 1989. (68) 内部状態を考慮した気泡の非線形振動., 松本洋一郎, 渡部正夫, *東京大学工学部総合試験所年報*, Vol.46, pp.263-268, 1987. (69) One-dimensional Classical Many-Body System Having a Normal Thermal Conductivity., Casati, G., Ford J., Vivaldi, F. and Visscher, W. M., *Phys. Rev. Lett.*, Vol.52, No.21, pp.1861-1864, 1984. (70) Hierarchical q - State Potts Models with Periodic and Aperiodic Renormalization Group Trajectories., Erzan, A., *Phys. Lett. A*, Vol.93, No.5, pp.237-240, 1983. (71) Radiative Heat Transfer in a Highly Disperse Layer., Leitsina, V. G. Levdansky, V. V., Martynenkoo, G. and Pavlyukovich, N. V., *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser. No.135*, Vol.2, pp.93-97, 1994. (72) Nonlinear Aspects of High Heat Flux Nucleate Boiling Heat Transfer. Part II: Results., Sadasivan, P., Unal, C. and Nelson, R., *US DOE Rep. LA-UR-94-725*, p.35, 1994. (73) 沸騰現象に対するカオス力学的アプローチ, 庄司正弘, 根岸紀明, 河野太治, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol.31st, No.Pt 2, pp.421-423, 1994. (74) Coupled Map Lattice Model for Boiling., Yanagida, T., *Phys. Lett. A*, Vol.165, No.5/6, pp. 405-408, 1992. (75) 沸騰二相流の非線形密度波振動, 竹中信幸, 藤井照重, 川西聡, 日本機械学会関西支部定時総会講演会講演論文集, Vol.69th, No.Pt 2, pp.45-46, 1994. (76) Experimental Phase Trajectories in Boiling Flow Oscillations., Delmastro, D. and Clausse, A., *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol.9, No.1, pp.47-52, 1994. (77) The Analysis of Chaotic Instability in a Boiling Channel., Chang, C. J., Lahey, R. T. Jr, Bonetto, F. J. Drew, D. A. and Embrechts, M. J., *ASME-HTD*, Vol.260, pp.53-57, 1993. (78) 蒸発管における熱水力学的不安定流動のカオス挙動に関する実験的研究., 中西重康, 沢井徹, 山内庄司, *日本機械学会論文集 B*, Vol.59, No.557, pp. 204-211, 1993. (79) An Application of Fractal and Chaos Theory in the Field of Two-phase Flow & Heat Transfer., Lahey, R. T. Jr., *Waerme Stoffubertrag*, Vol.26, No.6, pp. 351-363, 1991. (80) Experimental Investigation of Nonlinear Phenomena in Two-phase Flow Oscillations., Delmastro, D. and Clausse, A., *ASME-FED*, Vol.99, pp. 427-431, 1990. (81) Applications of Fractal and Chaos Theory in the Field of Two-phase Flow and Heat transfer., Lahey, R. T. Jr., *ASME-FED*, Vol.99, pp.413-425, 1990. (82) Dynamic Chaos in a Reactor with a Regulation System, Postnikov, N. S., *Atomic Energy*, Vol.77, No.1, pp.493-500, 1994. (83) The Analyses of Nonlinear Instabilities in Boiling Systems, Garea, V. B., Chang, C. J., Bonetto, F. J., Drew, D. A. and Lahey, R. T., *Proc. Int. Conf. Nuclear Systems Thermohydraulics*, Pisa, Italy, 30 May-June 2, 1994. (84) Self-sustained Oscillations and Chaotic Transitions in Current-carrying Thin HTSC-films Cooled by Boiling Nitrogen, Skokov, V. N., Koverda, V. P. and Semenova, N. M., *Physics Letters A*, Vol.193, No.2,

- pp.144-147, 1994. (85) Phenomenology of Boiling: A Coupled Map Lattice Model, Yanagida, T., *Chaos*, Vol.2, No.3, pp.343-350, 1992. (86) The Analysis of Periodic and Strange Attractors during Density-wave Oscillations in Boiling Flow, Clause, A. and Lahey, R. T., *Chaos, Solitons and Fractals*, Vol.1, No., pp.167-178, 1991. (87) The Analysis of Chaotic Density-wave Oscillations, Takenaka, N., Lahey, R. T. and Podowski, M. Z., *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.63, pp.197-198, 1991. (88) A Simple Model for the Study of Dynamics Instabilities in Steam Generators, LeCoq, G., Metaich, M. and Slassi-Sennou, M., *Nucl. Eng. Design*, Vol.122, pp.41-52, 1990. (89) A Pair of Chaotic Attractors in Four-Loop PWRs, Friedlander, M. A., *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.61, pp.432-434, 1990. (90) Stability of Boiling Water Reactor Limit Cycle: Bifurcations and Chaotic behavior, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.60, pp.345-346, 1989. (91) A Chaotic Attractor in a Periodically Forced Two-phase Flow System, Rizwanuddin, Dorning, J. J., *Nuclear Science and Engineering*, Vol.100, No.4, pp.393-404, 1988. (92) Applications of Chaotic Heat and Mass Transfer Enhancement., Acharya, N., Sen, M. and Chang, H. C., *AIChE Symp. Ser.(Am. Inst. Chem. Eng.)*, Vol.88, No.286, pp.44-49, 1992. (93) From Traveling Waves to Chaos in Combustion., Bayliss, A. and Matkowsky, B. J., *SIAM J. Appl. Math.*, Vol.54, No.1, pp.147-174, 1994. (94) Релаксация температуры и амплитуды электромагнитной волны в вольфраме в условиях статического скин-эффекта. РИHKФРИЧ А.Б., *Fiz Met Metalloved*, No.2, pp.27-34, 1992. (95) Spontaneous Resistance Oscillations in p-Germanium at Low Temperatures and Their Spatial Correlation., Roehricht, B., Parisi, J., Peinke, J. and Huebene, R. R. P., *Z Phys B Condens. Matter*, Vol.66, No.4, pp.515-521, 1987. (96) Irreversibility and Interatomic Potentials in One-dimensional Lattice Models., Machida, M. and Kaburaki, H., *Mol. Simul.*, Vol.12, No.3/6, pp.435-439, 1994. (97) A Note on the Attainability of States by Equalizing Processes., Zylka, C., *Theor. Chim. Acta.*, Vol.68, No.5, pp.363-377, 1985. (98) Spatio-temporal Complexities and Chaos in a Two-phase Flashing Flow., Rajkovi, M., Riznic, J. R. and Ishii, M., *Nucl. Eng. Des.*, Vol.149, No. 1/3, pp.53-66, 1994. (99) 小特集 核融合 磁気ベナール対流の簡約化モデルとそのシミュレーション, 今井仁司, 中村正彰, *シミュレーション*, Vol.12, No.2, pp.99-106, 1993. (100) Detection of Chaotic Motion Components in the Parameters of Physical Systems., Guimaraes, L. and Perez, R. B., *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.63, pp.212-213, 1991. (101) Chaos in Geophysical Fluids. I. General Introduction., Hide, R., *Philos. Trans R Soc. Lond. A*, Vol.348, No.1688, pp.431-443, 1994. (102) Heat Transfer and the Onset of Chaos in a Spherical, Axisymmetric, Anelastic Model of Whole Mantle Convection., Solheim, L. P. and Peltier, W. R., *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, Vol.53, No.4, pp.205-255, 1990. (103) Transitions to Chaos in Unstable Baroclinic Systems; a Review, Klein, P., *Fluid Dynamics Research*, Vol.5, No.4, pp.235-254, 1990.

微小径アークジェットによる精密プラズマ切断

桜木 俊一 (小松製作所)

1. はじめに

コマツファインプラズマ加工機に搭載されているG940トーチは、板厚6mm以下の薄物板金の任意形状精密切断が可能であり、その加工精度は1kW級CO₂レーザ加工機に匹敵する。これは、アークプラズマジェットを噴射するノズル口径を0.6mm以下にすることによって実現したものであり、レーザ切断よりもはるかに低コストな精密切断が可能である。

2. 従来プラズマトーチの技術的課題

板金の切断に用いられる移行式アークジェットは、ノズル口径を小さくしてジェット径を絞ろうとすると、ノズル孔以外に不正放電経路を生じ、ノズルを損傷させる現象が発生する(図1参照)。これは、ダブルアークと呼ばれ、トーチ内部でアークを安定的に保持できなくなることに起因する。アークは、トーチ内部で、旋回気流の遠心力が作る中心低圧領域に安定保持されるが、ノズル径縮小にともなうガス流量の低下により、アークの保持能力も低下し不安定となる。

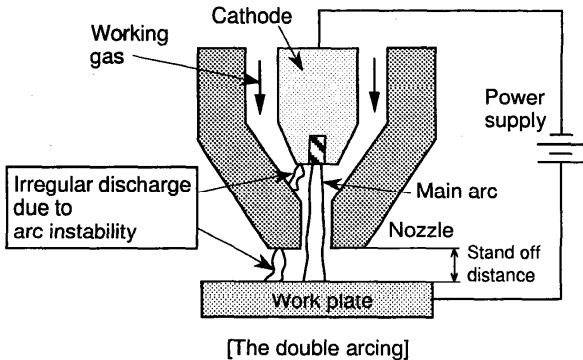


図1. 移行式プラズマトーチのダブルアーク現象

3. ファインプラズマG940トーチの特徴

コマツファインプラズマトーチG940は、低ガス流量下でのアーク安定化技術に様々な特徴を持つ。図2

にG940トーチ主要部の構造模式図を示す。本トーチの特徴は次のようなものである。

(i) トーチの中心軸と垂直な平面上でスワラー噴出孔を穿孔し、作動ガスをスワラー内壁面に対してほぼ接線方向に噴出させることにより、低流量でも強力な旋回気流を発生することができる。

(ii) ノズルスロートの上流部に円筒状の混合空間を設け、この空間寸法を最適化することにより、旋回流の持つ遠心力を最も効果的に発生させるようにした¹⁾。これにより、流量低下にともなうアークの不安定化を防止することが可能になった。

(iii) トーチ内アーク柱に平行な磁場を作用させることにより、アークの不規則な揺らぎを防止し、切断面傾斜角の変動の少ない安定した切断が可能になった²⁾。

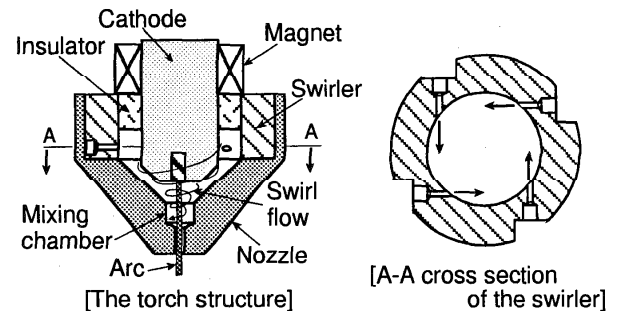


図2. コマツG940トーチの主要部構造

4. G940トーチの切断品質

極めて高いエネルギー密度を有するアークジェットを発生させることができるため、ドロスの付着の少ない高品質切断が可能である³⁾。

【参考文献】

- 1) Sakuragi, S., 九大総理工研究科報告, 17 (1995) 229.
- 2) 桜木, 九大総理工研究科報告, 17 (1995) 367.
- 3) 桜木, 鶴巻, 高温学会誌, 21 (1995) 75.

公開講演会「私たちの生活と熱」の報告

公開講演会実行委員会

最近、学会がどのように社会に貢献し得るかとの問いかけが盛んになされている。むろん学会はその目的とする学術研究を行うことによって社会に貢献するものであるが、その成果を社会に普及することもまた重要である。これまで大学や産業界に対してはそのような活動はかなり活発に行われて来たが、一般社会に対してはほとんど行われていなかった。そこで、今回は、日常の生活の中で「熱」との関わりが強い主婦や、小学生（高学年）、中学生を対象に公開講演会を開催した。以下にその内容と開催経過を報告する。

公開講演会「私たちの生活と熱、
（住むとき着るとき食るとき）」

日時 平成7年10月14日（土）

14:00～16:30

場所 文京シビックホール

主催：（社）日本伝熱学会

共催：日本学術会議熱工学連絡委員会

協賛：文京区教育委員会

後援：東京ガス（株）、東京電力（株）

1. あいさつ（笠木企画部会長（東京大学））

私たちは、毎日の暮らしの中で衣服、料理、天候等様々な形で「熱」と関わりを持っています。我々の「日本伝熱学会」は、このような「熱」について勉強や研究をして未来の地球をより住みやすく心地よいものにしたいと考えている人々の集まりです。今日は、これから三人の講師の先生方のお話を通して、私たちの生活の中での熱エネルギーの上手な使い方を考えて見たいと思います。

2. 「衣服と熱」

中島利誠（お茶の水女子大学）

私達が衣服の「着心地が良い」と思うとき、

実に様々な要因が影響しています。まず服ざわりや衣服内の温度水分量のような物理的要因がありますが、それ以外にもその衣服がその時のTPOや時代のファッションにも適合したものでなければなりません。これらの内、物理的要因、特に熱的要因について見ると、衣服はその土地の気候の影響を強く受けます。世界的にも、東京とロンドンでは気候は大きく異なり、たとえばロンドンでは夏もそんなに気温が上がらないので、「サマーセーター」が用いられたりします。また、アラビア半島に住むベドウィンの人達は、暑い中でダブダブの服を着ていますが、これによって日光の放射熱をさえ切ると共に、身体と衣服の間の水分や熱の移動をうまくコントロールすることができます。汗は、暑いときに身体から熱を放射するために重要な働きをします。いくら暑いからといっても、衣服を着ずに汗がポタポタ落ちるようでは、せっかくの発汗も有効ではありません。適切な衣服を身につけていて、汗が衣服に吸われ時々衣服が皮膚に触れる状態の方が涼しいのです。

この発汗作用によって、人間は100℃以上のサウナ風呂の中にも入ることができますが、寒い方には有効な対策は持っていません。人体の中心の温度（深部温度）は37℃に保たれています。これが29℃まで低下すると人間は凍え死にます。通常は、この深部温度は±2℃程



中島 利誠 先生

度に保たれなければなりません。これを、私達は適切な衣服を身に着けることによって実現しています。

人体と周囲の環境との熱交換には三つの形態があります。それは、「熱放射」「熱伝導」そして「対流」です。私はかつてアメリカにいた時、寒い所に行くのでセーターを着て行ったところ、同僚のイタリア人は薄手のブロードのワイシャツ一枚で来たことがありました。その日は風が強かったので、私はセーターを着ていても大変寒い思いをしました。ところがイタリア人は平気な顔をして寒くないと云っていました。これは、セーターは目がつまっていないので風が肌にあたるのに対し、目のつまったブロード地は、風をさえ切って肌の表面に動かない空気層を保つからだったのです。

このように身体の周りの空気層の役割は大切です。空気層の厚みが10mmを越えると対流が生じてしまうので、暖かく着るにはそれ以下の静止した空気層を作ることが重要です。また冬にはネクタイやえり巻きをすることによって、暖かい空気層が逃げることを防ぐことができます。

最近、衣服に新しい材料を使うことにより、より暖かくする工夫がされています。たとえば炭化ジルコニウムを含む繊維は他から受けた熱を遠赤外線として放射するため、身体には大変暖かく感じられます。これは一種のエネルギー変換を利用した例といえます。このように身のまわりの熱の移動は私達の快適な生活に大切な役割をはたしていることを、知っていただきたいと思います。

3. 「加熱と料理の味」

渋川 祥子（横浜国立大学）

私達は、料理をするときに加熱することが大変多くあります。これはむろん衛生的な面もありますが、おいしくなったり、栄養的にも良い効果があるためです。一般に主な栄養素には「炭水化物」、「たん白質」、「脂肪」の三つ

の種類があります。この内、たん白質はおさしみや生卵のように生でも食べられ、かえって生の方が消化が速いのですが、炭水化物（でんぷん）は、生のままでは消化が悪くほとんど食べられません。最初は、でんぷんはかたい粒子の形をしていますが、加熱すると70℃前後ででんぷん自体がふくれると共に、90℃前後で周囲の組織もやわらかくなります。また、アミラーゼが作用してでんぷんが糖に変わり、甘みが出て来ます。

いま、なべの中にお湯をわかし、ジャガイモをゆでるときのことを考えます。熱は一たんお湯に伝わった後、対流でジャガイモの表面に伝わり、その後熱伝導でジャガイモの内部に伝わります。このとき、丸ごとのジャガイモでは中心までやわらかくなるのに50分位かかりますが、10mm角に細かく切れれば、15分でゆで上がります。しかし、丸ごとゆでると、時間をかけている間に糖への変化が進み、日くおいしく出来上がります。石焼きイモはあたためた石で加熱するのでとくに時間がかかり、それでおいしく焼けるのです。他方電子レンジで加熱すると中から加熱するので4～5分位の短時間であたたまります。そのため、甘さは少なくなります。むろん急いでいるときには、細かく切ったり電子レンジを使うことも必要です。このように料理の仕方に一つのきまりはなく、それぞれの場合に応じて使い分けることが重要です。

次にプリンを作る場合を考えます。プリンは卵と牛乳と砂糖を蒸して固めるのですが、ちょ



渋川 祥子 先生

うど78℃で卵のたん白質が凝固します。これが高温になりすぎると「すだち」といって、表面も荒れて、網目状に固まってしまいます。通常はなべの底で沸騰させた水からの蒸気でこれを加熱する訳ですから、気を付けないと凝固が進みすぎてしまいます。そこで、なべのふたを少し開けたり、プリン型の底に小さなお皿を置く等の工夫をします。つまり、プリンや茶碗蒸しを上手に作るのがむずかしいのは、100℃位の蒸気を使って80℃の加熱をしようとする点にあるといえます。

次に魚を焼くときのことで、通常魚は直接ガスの火にかざして焼くことはなく、その中間に金属や石綿の網を入れます。これは網からの熱放射によって魚を加熱するのでほど良くこげ、また中まではあまり加熱されすぎずたん白質の変成が進みすぎることがありません。その他、水中でなく空気中で加熱するため、魚のくさみも放散するという効果もあります。

最近ケーキを作ったりするのにオーブンが用いられることが多くなりました。オーブンで加熱する場合には、たとえば180℃で30分というように加熱の条件を定めます。しかし、実際にはオーブンにもいろいろな種類があり、条件を同じにしてもケーキの仕上がりは大変異なります（実験結果のスライド）。ケーキの中の温度を同じ93℃まで加熱した実験でも、ふく射成分の多いオーブンで時間をかけて（20分）加熱した方が、強制対流式で比較的短時間（15分）で加熱するよりよくふくらみ、表面もきれいに仕上がります（実験結果のスライド）。

料理には加熱ということが欠かせません。とくに加熱の仕方によって美味しい料理の出来上がりも左右されます。料理の方法には、昔からの知恵が伝えられて来ました。私達はそれがどうしてなのかということ、調べてきました。今日はそのいくつかの例をご紹介しましたが、これからも美味しい料理を作る際の熱の働きを調べてたいと思っています。

4. 「くらしとエネルギー」

平田 賢（芝浦工業大学）

小さい頃から風邪をひくと額に手を当てて「熱がある」といわれました。「熱」とはいったい何でしょうか。熱は見えませんが熱もエネルギーの一種で、私達の生活にはエネルギーが欠かせません。中国では、家畜や人間の排泄物から出るメタンガスを、料理や灯火に使っています（スライド）。この他、風の力によっても発電をすることができます（スライド、風車（かざぐるま）を使った実演）。天然ガスも重要なエネルギー源です（スライド）。エネルギーには、核エネルギー、化学エネルギー、機械エネルギー、電気エネルギー、光エネルギー等があり、そして熱もエネルギーの一種なのです。

あらゆるエネルギーの総量は一定です。つまり、決してなくなることはありません。それは自動車走らすためやこのホールの電燈を灯すために使われたエネルギーはどこへ行ってしまふのでしょうか。エネルギーの総量は変わらないのですから、エネルギーは姿を変えて行って最後にすべてが常温の熱になってしまうのです。つまりエネルギーの総量は変わらないのですが、温度が下がってしまうのです。いったん低いところに落ちた水はひとりではもとの高いところに戻らないように、いったん常温まで落



「日本では、体温が高いことを熱があるという」、と講演される平田 賢先生

ちてしまったエネルギーは、ひとりで高温のエネルギーに戻ることはありません。このことは非常に大切なことです。私達日本人は子供の頃から、「体温が高い」ということを「熱がある」といわれ育っているため、「熱」と「温度」の区別がはっきりしていません。英語では「熱がある」ことを "I have a temperature." といっています。

水力発電の場合を考えましょう。山の上から海まで流れ下る河川には、何段ものダムと発電所がつくられていて、落差を有効に使いきるようにして発電が行われています。

これと同じように、熱も温度の高いところから低いところへと流れ下ります。常温まで下りきってしまった熱は、決してひとりでは高温に戻れません。したがって熱は高温から低温まで、順に上手に使うべきなのです。高温の熱はタービンを回して発電をすることができます（風車を使った実演）。しかし実際には1500℃のガスの炎で直接45℃の風呂をわかしたり、25℃の室内暖房に使ったりしています。これは大変もったいないことなのです。大阪や東京の新しいビルでは、最近これが改善され始めました（スライド）。これらの建物では、高温のガスの熱でまずタービンを回して発電をした後に冷暖房や給湯を行って、有効に熱を利用しています。アメリカでは、家庭用にもまず発電をしてから給湯をする装置が利用されています。日本でもそのような装置が最近製造され始めました（スライド）。

最後に日本全体のエネルギーの流れを見てみましょう（スライド）。まず投入されたエネルギーの内40%が発電に使われ、60%がその他のエネルギーに使われます。これらは、家庭用や運輸用等に使われますが、最終的に見ると有効に使われたのは34%で、残りの66%は損失となっています。損失の方が2倍も大きいのです。この一番の原因は発電の温排水をそのまま捨てている点にあります。高温のエネルギーで発電し、低温になったところで暖房や給

湯に使えば、もっと有効にエネルギーが利用できます。省エネルギーというと電灯をまめに消したり、無駄に自動車を動かさないといったことが強調されています。このような「節約」もむろん重要ですが、「熱」と「温度」をしっかりと区別して、「熱」を高い温度から低い温度まで有効に使いきることも大切であることを理解していただきたいと思います。

開催経過

この講演会の計画は、元来前期の企画部会によってなされたものであったが、5月の役員改選に伴い今期の企画部会に引き継がれた。また計画が具体化するにつれて、関東支部もその地域的特徴から、このような企画に協力することとなり、次のように実行委員会が組織された。

委員長 笠木伸英（今期企画部会長，東大）

委員 庄司正弘（前期企画部会長，東大）

飛原英治（東大），丸山茂夫（東大）

井上満（東大），古田和史（東大）

河村洋（関東支部担当理事，東理大）

また準備及び当日には、東大機械工学科の笠木・鈴木研、庄司・丸山研、斉藤・飛原研の学生諸君による多数のボランティアのご協力を得た。

会場は、交通の便や、使用料の点から、新しく完成した文京区の施設である文京シビックホールを使うこととした。ここは、後樂園ドームの真向かいにあり、交通の便も極めて良く、また使用料も低廉であった。開催日は学校が休みとなる第2土曜日を選び、半年前からの予約開始日に、幸い予約も確保できた。内容は、「衣、食、住」とすることとし、前記の三名の講師の方々に依頼した。対象は、家庭の主婦と小（高学年）学生及び中学生とした。高校生は、おそらく受験や学校の活動で来られないと思われ、お母さんが子供さんと来られるケースと生活科学等のサークルに所属する中学生が何人か連れだって来るケースを想定したものである。

講演会は、東電電力館派遣の石田泰絵さんの軽快な司会を得て、三名の講師の方々から前記のような非常に適切かつ興味あるご講演をいただいた。実際、来場者へのアンケートの回答でも、講演内容は面白かったとするものが大部分であり、好評であったといえる。しかし、対象者についてはもっと範囲をしぼり、それともなって広報の方法にも工夫を加えるべきとの意見が多かった。これは、実行委員会で行った講演会を振り返った会合での結論とも同一であった。

広報としては、まず文京区及びその近辺の小中学校（約250校）にダイレクトメールとして、オリジナルのポスター（A2版）及びチラシ（A4版）を作成し、送付した。また、文京区教育委員会には協賛をお願いし、文京区シビックセンターにポスターを掲示していただいた他、エネルギーの実際の供給者である東京電力（株）及び東京ガス（株）には後援をお願いし、ご快諾をいただいた。両社には、それぞれの広報誌に掲載をしていただいた他、東京電力（株）からは、上述のように同社電力館のスタッフを司会のために派遣していただいた。さ

らに両社からは、当日配布するそれぞれの啓蒙的なパンフレットやテイクアウトのご提供もいただいた。この他、読売、産経、東京、日刊工業、日本工業、サンケイリビング新聞の各紙へも講演会の案内が掲載された。しかし、講演会当日の参加者は約50名で、以上のような広報努力に比しては、必ずしも十分な参加数は得られなかったと考えている。このように広報については、不特定のグループを対象とする広報活動のむずかしさを痛感した。今後は、たとえば対象を限定し、かつある地域に密着した形にする方法や、他の団体の企画に協力する形での開催等も検討されて良いと考えられる。

また、講演会の模様は、文京ケーブルテレビが収録し、10月30日から11月1日まで昼夜6回にわたって文京区内CATVふれあい7チャンネルで放映された。これによって、相当数の方々に講演会の内容をお伝えすることができたと考えている。さらにこのビデオは、本学会の各支部にお送りすると共に、実行委員（河村）までご一報いただければ、各会員にも自由にご利用いただくこととしているので、ご活用いただければ幸いである。

（文責 河村 洋）

編集後記

第34期編集委員会委員長 増岡 隆士 (九工大)

新年あけましておめでとうございます。平素「伝熱研究」の編集にご協力を頂き有難うございます。本年もどうぞよろしく願いいたします。

本1月号は〈名誉会員の顕彰〉に始まります。名誉会員の皆様方の伝熱学会発展へのご尽力、伝熱工学の進展へのご貢献に心からの敬意を表します。

〈随想〉欄が、本号からスタートしました。名誉会員西川兼康先生には、超臨界圧ボイラ開発に関連し、臨界域伝熱特性の解明にあられた研究の経緯について御執筆を頂きました。〈小特集〉に関しては、「小特集にあたって」と題する趣旨紹介は、これまで編集委員会名としてきましたが、小特集担当編集委員が編集委員会を代表して執筆いたしました。小特集がますます発展する方向でご支援をお願いいたします。本特集には、低エネルギーにおける”引き伸ばし”と”折り曲げ”による混合、熱対流の渦パターン形成とカオス化等について解説され、沸騰現象における気泡の成長・合体と離脱の過程に生じる時間的・空間的非線形挙動については米国・英国・日本の研究者の協力による他に例をみない解説、気液二相流の流動様式と非線形挙動、沸騰二相流における混相密度波の非線形振動におけるカオスの挙動、熱流体における非線形力学研究の研究動向と文献サーベイというそれぞれ貴重な解説を頂きました。担当編集委員の飛原委員の指摘のように本特集が伝熱の新しい観点を与えるものとして会員の皆様に歓迎されると期待しております。また編集委員会では、研究・技術開発の最新情報の充実のため、〈研究トピックス〉欄の毎号掲載を目指しておりますが、本号では、アークジェットによる精密プラズマ切断に関してご紹介頂きました。研究会活動、支部活動についてもご報告を頂きました。会告・行事については、WWWサイト (<http://htsj.mes.titech.ac.jp/htsj.html>) で最近の情報をご覧になれます。〈賛助会員紹介〉欄もできるだけ早くスタートさせたいと考えておりますので、

ご協力をお願い致します。ご多忙の中をそれぞれの記事を御執筆を頂きました皆様に御礼申し上げます。

なお、Thermal Science & Engineering Vol.4, No.1は、"Thermal Engineering for Global Environmental Protection"と題する特集号として別冊で発行されます。

「伝熱研究」はA4判になって2年経過しました。本誌各頁にヘッダーをつけるとともに、記事のタイトル頁に簡単な飾りを入れ、4月号から体裁を若干変更することを検討しています。これに関連して、85頁のように「原稿の書き方」を改訂いたしました。4月号原稿からこの書式で原稿本体の部分を取りますと、ヘッダー（各記事題目等）とフッター（巻号頁等）は印刷台紙とともに別途準備してオフセット印刷致します。原稿のフォーマットにご留意下さるようお願い致します。

〈研究レビュー〉の充実など検討事項が数多くありますので、会誌の内容、企画につきまして、会員の皆様からの積極的なご提案を歓迎いたします。お問い合わせ等、各号担当の編集委員（連絡先：1995年10月号）または増岡までお寄せください。

Thermal Science and Engineering

Vol.4, No.1

1996

別冊号として発行

<地方研究グループ活動報告>

東北研究グループ

昨年度は機械学会の熱工学講演会の主催のため、秋季セミナーのみの開催であったが、今年度は春と秋の2回のセミナーと共催講演会の合計3件を行った。

1. 「1995 春季伝熱セミナー（仙台）報告」

テーマ：『地球環境問題とエネルギー』

日時：平成7年6月29日（木）

会場：東北大学青葉記念会館

主催：東北大学工学部機械航空工学科

実行委員長 斎藤 武雄 教授

参加者：正員 34名、学生 26名、計 60名

・講演会

(1)人間活動と地球温暖化

中澤 高清氏（東北大学理学部）

(2)海洋におけるCO₂の動態とプランクトン

谷口 旭氏（東北大学農学部）

(3)広域ネットワークによるエネルギーの

有効利用と地球環境問題

矢部 彰氏（工技院機械技術研究所）

上記の3講演終了後、講師を囲んで有志が懇親会を行った。

テーマからも予想されるように、これまでの伝熱の範囲に止まらず、かつ、これからの研究にも関連する領域からのお話が多く、非常に面白かった。

懇親会（参加者約20名）でも、個々の間での興味あるお話が続き、企画の良さを感じた。

2. 「1995 秋季伝熱セミナー（安代）報告」

日時：平成7年10月21日（土）

～22日（日）

会場：岩手県安代町細野地区活性化センター

開催：岩手大学工学部応用分子化学科

実行委員長 泉 正明 助教授

参加者：正員等28名、学生20名、計48名

内容：10月21日・講演会

(1)衝突噴流沸騰熱伝達に関する研究

鎌田 長幸（八戸高専）

(2)秋水の生い立ちについて

横山 孝男（山形大学）

(3)二段燃焼炉を用いた高負荷低NO_x燃焼

に関する研究

稲村 隆夫（東北大学）

(4)地熱開発とその利用

佐藤 公彦（日本重化学工業）

(5)我が国のエネルギー環境問題の動向

紺谷 和夫（岩手県工業技術センター）

・夕食会（懇親会）

10月22日・朝食会、散策、解散

秋のセミナーは仙台地区以外で、かつ、1泊することによって広い東北地区会員の交流を深めることを目的とするので、例年に倣った日程であった。話題は上記のように、大学関係者の研究的なテーマと企業等からの応用的・展望的な内容となり、盛沢山ではあったが、参加者は熱心に聴講し質問・討論も活発であった。

特に印象に残ったことは、本学会の会長および副会長をされた武山颯郎先生（東北大学名誉教授）と一色尚次先生（東京工業大学名誉教授）のお二人がご参加下さったことで、懇親会でも若い学生諸君が両先生から色々のお話を伺うことができ地区のセミナーの良さが出た会であったと思う。

また、これに続く二次会が各宿泊棟で行われ、特に学生間の交流が深められたと感じた。

3. 「特別講演会」（共催）

日時：平成7年12月7日（木）

会場：東北大学流体科学研究所

題目：Transport of Particle in Shear Flow

講演者：Dr. Uwe Schaflinger

（ウイーン工科大学・流体力学熱伝達研究所）

出席者：約25名（うち、当学会員10名）

講演概要：固液二相流における粒子の複雑な挙動、堆積相の形成やその不安定性などについて、実験・数値計算の両面から詳細に述べたものである。

（東北地区グループ理事 山田悦郎）

東海支部活動報告

支部設立総会と記念講演会

平成7年8月5日の第34期第2回理事会において規約等が承認されたので、標記設立総会及び記念講演会を開催した。参加者は、支部会員の約半数にあたる55名、賛助会員2名および学生等会員外65名の計122名であった。

日時：平成7年9月18日（月）

会場：名古屋大学シンポジオン

設立総会（14時～14時30分）

設立準備委員会の経過報告の後、支部規約等の承認がなされ、支部第1期支部長に名古屋大学の藤田秀臣教授を選出した。支部財政基盤の確立まで、伝熱研究会東海グループ時代の事業を基本的に継承していくことが確認された。

記念講演会（14時30分～16時30分）

演題「化学熱を利用する熱技術」

名古屋大学 架谷 昌信教授

演題「乗員の温熱生理からのエアコン開発」

豊田中央研究所 藤掛 賢司氏

講演要旨は、架谷先生は「化学反応を利用したエネルギー変換・ヒートポンプ・熱輸送の原理と技術開発の問題点」の解説、藤掛氏は「センサーを利用してより快適性を重視し、地域などを考慮したエアコンのトータル制御の技術開発の将来展望」について行われた。

講演終了後、記念パーティーが行われた。

熱・流体特別セミナー

日時：平成7年10月2日（月）

会場：名古屋工業大学機械工学科

講演：Experimental and Numerical Investigations of

Variable Density Turbulent Jets

Professor F. Anselmet

Universite d' Aix-Marseille, France

名古屋工業大学主催で、東海支部共催で行われ、約40余名の参加者があった。

東海伝熱セミナー

—熱工学研究における実験的手法の実際と問題点—

日時：平成7年11月10日（金）～11日（土）

会場：愛知レクリエーションセンター「三河ハイツ」

（日本勤労福祉センター）

実行委員長：豊田工業大学 海野紘治助教授

参加者は、大学・学生関係が50名、企業関係が12名の計62名であった。

プログラム

11月10日

◎小型冷凍機による低温生成と極低温における計測

井上 龍夫（アイシン・コスモス研究所）

◎ディスクブレーキにおける摩擦面温度の測定

清水 信吾（トヨタ自動車）

◎傾斜板による壁面伝熱促進の研究

畔柳 功（日本電装）

◎空調機用熱交換器に用いられる内面溝付鋼管およびアルミニウムフィン材の高性能化の現状

佐々木直栄（住友軽金属）

◎航空宇宙分野における伝熱研究

中川 博高（三菱重工）

11月11日

◎ガソリン機関の筒内ガス温度計測

秋濱 一弘（豊田中研）

◎希薄気体の熱流実験と計測

山本 昌弘（三重大学・院）

◎熱流体実験における温度変動計測技術

辻 俊博（名古屋工業大学）

◎高温ガス温度の測定法の現状と問題点

若井 和憲（岐阜大学）

（東海支部担当理事 熊田雅弥）

北陸信越研究グループ活動報告
平成7年度秋季講演会

標記講演会が富山県立大学および呉羽ハイツで開催された。特別講演2件およびトピックス講演6件が行なわれ、合わせて、公開実験および富山県立大学の見学を行った。参加者数は、企業4名、大学・高専32名、学生15名の計51名であった。

日時 平成7年10月20日(金), 21日(土)

会場 富山県立大学および呉羽ハイツ

特別講演

(1) 演題 「乱流熱伝達：ベナール対流と乱流燃焼の事例」

講師 筑波大学学際領域研究センター客員研究員
柘植 俊一 先生

(2) 演題 「雪と電磁波の関わり」

講師 富山工業専門学校電気工学科助教授
貴堂 靖昭 先生

グループ講演

(1) クラスターの衝突におけるエネルギー変換

小島 聡* (富山大院), 岩城敏博 (富山大)

(2) 光ファイバ濃度センサによる水溶液の二重拡散対流の計測

日向 滋* (信大織), 姫野修廣, 桜井正幸,
山寺進悟 (信大織院)

(3) $Al_2-SiC-ZrO_2-TiC$ 系及び Si_3N_4-SiC 系複合材料の熱膨張率

竹越栄俊 (富山大工), 竹部元章(立山アルミ),
保要庄伸* (富山大院), 平澤良男 (富山大工),
井上茂夫 (リケン)

(4) フィン付き円管からの熱伝達の数値解析

穴戸 彰* (新潟大院), 佐野浩一 (コロナ),
前川 博 (新潟大), 小林睦夫, 高野 剛

(5) 主流乱れ影響下のよどみ点熱伝達 (実験)

平野順士* (新潟大院), 前川 博 (新潟大),
小林睦夫, 高野 剛

(6) 蓄熱式ヒートポンプ空調最適運用システムの開発

石田哲義* (北陸電力)

公開実験及び富山県立大学の見学

公開実験 衝撃波の反射現象の実験

見学場所 富山県立大学構内

特別講演：

(1) 乱流熱伝達の基礎的取り扱いに関連して、古典論での一様等方性の仮定のもつ欠点、直接シミュレーションでの乱流のフラクタル性の表現に対する欠点が平易に解説された。これらの欠点を補うため、打ち切り条件 (closure condition) 以外すべて "第一原理" だけで構成される二点相関量の6次元空間場での支配方程式が説明された。そして、ベナール乱流を例にこの取り扱いの有効性、特に、小さな渦の取り扱いに対する優位性が述べられた。乱流現象におけるフラクタル性と平均

化の物理的意味について質疑応答があった。

(2) レーザ光を中心とした電磁波と雪との関係として、積雪内および降雪時におけるレーザ光伝搬の特性が解説された。また、応用例の一つとして山岳遭難者の探索システムについて紹介され、実用品としての開発および冬山での実験の困難さについて説明がなされた。空气中に比べて雪中内の電磁波の速い伝搬理由について質疑応答があった。

グループ講演：

講演(1)では、蒸発・凝縮過程の基礎となるクラスターの衝突を理解するために、二次元分子動力学法によりクラスターの衝突シミュレーションを行い、クラスターの凝集・分裂の様子およびエネルギー変換について報告された。クラスターの粒子数とポテンシャルエネルギーの深さに対する物理的意味について質疑応答があった。

講演(2)では、水溶液の二重拡散対流の解明を目的として、光ファイバ式濃度センサーと熱電対を用いて自然体流場での溶液内濃度・温度分布が測定された。これにより、二重拡散による対流渦の生成・消滅過程がより明らかとなった。センサーの挿入による流れ場への影響について質疑応答があった。

講演(3)では、切削工具材料として有用である $Al_2-SiC-ZrO_2-TiC$ 系及び Si_3N_4-SiC 系のセラミックス複合材料の熱膨張率が測定された。構成成分の熱膨張が等方的で、体積弾性率も等しいと仮定した計算値と実験値の比較により、これらの焼結体がほぼ等方性を示すことが示された。熱膨張率などの熱物性に与える焼結の影響について質疑応答があった。

講演(4)では、拡大伝熱面の伝熱性能を簡便に計算することを目的として、円管に無限放射状のフィンをもつ場合の対流熱伝達が数値解析された。流れ場に対するフィン間隔の影響、上流・下流における拡大伝熱面の機能が簡単なモデル化でも予想されることが報告された。厳密解との比較およびカルマン渦領域への発展の可能性について質疑応答があった。

講演(5)では、よどみ点の熱伝達が主流乱れにより増大する機構を明らかに目的で、流れに垂直に置かれた平板のよどみ点熱伝達率と速度および温度場の関係が示された。主流乱れは速度境界層に比べて温度境界層に顕著な影響を与えることが示された。加速による再層流化について質疑があり、よどみ点近傍の減速流が確認された。

講演(6)では、電力負荷の平準化を目的として、夜間電力を利用した蓄熱式ヒートポンプ空調の運用システムとホテルでの実際運転について報告され、本システム導入の有効性が示された。設備費を含む本システムの有効性およびホテルの特異性について質疑応答があった。

公開実験及び富山県立大学の見学：

鈴木研究室 (富山県立大) で、凹凸表面への斜め衝撃波の反射に対する公開実験が催された。合わせて、大学構内の見学を行った。

(北陸信越研究グループ担当理事 青木和夫)

関西支部活動報告

関西支部は定時総会・講演討論会を初めとして、若手の会、伝熱セミナー、伝熱技術フォーラムなど活発な活動を続けております。以下に平成7年度1月までの活動内容を報告いたします。

1. 第2回定時総会・講演討論会

日時：平成7年4月21日 10:00-17:20

会場：関西大学100周年記念会館第一特別会議室
(出席者約70名)

講演：

- (1) LNG 冷熱利用の現状と最近の気化技術の動向
久角喜徳 (大阪ガス)
- (2) 逆環状流の熱流動
竹中信幸 (神戸大学)
- (3) 代替フロンとトライボロジー
萩原茂喜 (ダイキン工業)
- (4) 格子ボルツマン法による多孔質内の熱流体解析
稲室隆二, 山村方人,
萩野文丸 (京都大学)
- (5) 希薄気体流における境界現象について
神吉達夫 (姫路工業大学)
- (6) クラスレート水和物を伴う液体CO₂の噴出・貯留
ならびに溶解拡散挙動
平井秀一郎, 岡崎健,
土方邦夫 (東京工業大学)

総会：15:40-16:20

特別講演：宇宙における事故調査

前田弘 (京都大学名誉教授)

懇親会：100周年記念会館内レストラン紫紺にて
(出席者約40名)

2. 講演討論会

日時：平成7年9月29日 13:00-16:30

会場：神戸大学瀧川記念学術交流会館 (出席者45名)
(関西支部企画委員会・若手の会共同企画、若手の会第12回会合を兼ねる)

講演：

(1) 代替フロン空調機の現状と課題

隅田嘉裕 (三菱電機)

混合冷媒R32/R125/R134aを中心として空調機での組成変化や伝熱特性について論じた。

(2) 代替冷媒に対応した空調用熱交換器の性能計算

木戸長生 (松下冷機)

代替冷媒を用いた熱交換器の伝熱特性について説明した。

(3) 中性子ラジオグラフィによる混相流機器の可視化技術

浅野 等 (神戸大学)

中性子ラジオグラフィの原理を説明し、冷凍機への適用例を示した。

(4) 固体燃焼シミュレーション

安田俊彦 (日立造船)

産業廃棄物焼却用ロータリ・キルン炉の開発設計支援用シミュレーションモデルについて説明した。

(5) ボイラ炉内熱流動解析

井上健司 (川崎重工業)

炉内燃焼ガスの速度、温度の分布、混合特性等に及ぼすバーナ旋回力バーナの流量分配などの影響について論じた。

懇親会：瀧川記念学術交流会館にて (出席者30名)

3. 講演討論会

日時：平成7年12月7日 14:00-17:00

会場：京都工芸繊維大学学生会館 (出席者30名)

講演：

(1) 垂直円柱からの強制対流膜沸騰熱伝達

濱 勝彦 (京都大学)

大気圧から5気圧程度で比較的遅い流れの中でのR-113の膜沸騰熱伝達について説明した。

(2) 加速器の伝熱研究への応用(陽子イオンビームによる可視化)

高橋 修 (京都大学)

加速器の利用について概説し、陽子線ラジオグラフィを用いた可視化の適用例を示した。

(3) 分散性混相流の素過程解明にむけた1つのアプローチ

萩原良道 (京都工芸繊維大学)

変形する分散相(単一粒子)と乱流の相互作用の

解明を通じて混相乱流を理解する試みについて論じた。

懇親会：大学会館食堂にて (出席者15名)

4. 若手の会

(1) 第11回会合

日時：平成7年6月2日 14:00-17:00

会場：川崎重工神戸本社

運営方針などについて討議、講演討論会の検討。

(2) 関西支部講演討論会/第12回会合(平成7年9月29日開催)を企画・運営した。

(3) 第13回会合

日時：平成8年1月26日

会場：神戸製鋼所淡路ゆうなぎ荘

講演：

(1) 住友精密のプレートフィン熱交換器の紹介

久田憲宏(住友精密)

(2) 帝人エンジニアリングのガス処理設備の紹介

大歳淳(帝人エンジニアリング)

(3) 未定

末永潔(三菱重工業)

5. '95 伝熱セミナー

日時：平成7年8月25日, 26日

場所：関西地区大学セミナーハウス

参加者：71名

内容：

[1] 伝熱流体利用機器の現状と要素技術

・ボイラ燃焼室の相似則

西川栄一(神戸商船大学)

・空気液化分離装置における熱交換器の現状と課題

坂上誠一(日本酸素)

・住宅空調の今後と伝熱

瀬下裕(三菱電機)

[2] 人間の生活に及ぼす温熱環境の影響

・熱環境の快適性評価のための人体熱モデル

竹森利和(大阪ガス)

・空調空間における人間の温熱快適性評価

児玉久(松下電器)

[3] ミクロスケールの伝熱現象を探る

・ミクロスケールでみた気体分子と固体表面との伝熱現象 加藤征三(三重大学)

・分子動力学法による相界面現象のシミュレーション 丸山茂夫(東京大学)

・分子熱流体における実験手法について—その開発と応用— 井上剛良(九州大学)

[4] 21世紀へ向けての伝熱研究

・新しい伝熱・流動研究への道を求める方法について思うこと 赤川浩爾(神大名誉教授)

・将来の伝熱に関する研究開発の課題選定についての私見 藤江邦男(新明和工業)

[5] 計測法を極める

・光学的精密温度計測に関する検討

平野光(大阪ガス)

・画像処理による速度場計測

西野耕一(横浜国立大学)

・感温液晶懸濁法による自然対流の可視化と速度場、温度場の同時計測

小澤守(関西大学)

・ガスタービン燃焼器への伝熱可視化技術の適用例

石田克彦(川崎重工業)

6. 伝熱技術フォーラム

(1) 平成7年度第1回例会

日時：平成7年6月28日 14:00-17:20

見学会(14:00-16:00)：大阪南港コスモスクエア熱供給施設とATC(アジアトレードセンター)

講演会(16:00-17:20)：ATCコンベンション2(6F)

圧力エネルギー回収発電 杉山修(大阪ガス)

高効率ゴミ発電 中島浩(大阪ガス)

(参加者約50名)

懇親会(17:30-19:30)：WTC49階ルピナスB

(参加者 24名)

(以上 関西支部担当理事 萩野文丸)

中国四国研究グループ活動報告

○平成7年度第1回研究討論会

標記研究討論会が山口大学にて開催され、6件の研究発表と討論があり、参加者は30名であった。

日時：平成7年4月28日（金）

会場：山口大学地域共同研究開発センター

- (1)「傾斜上昇環状流のホールドアップと摩擦損失に及ぼす傾き角の影響」逢坂昭治（徳島大工）
- (2)「凹面に衝突する気体噴流」
須藤浩三（広島大工）、檜原秀樹
- (3)「乱れ強さが最大に増幅されるプリファーマード」
栗間諄二（山口大工）
- (4)「脈動流中の円柱周りの流動と熱伝達率」
菊池義弘（広島大工）、鈴木洋、北川正範、
中元幸二、西田孝志
- (5)「密閉容器に満たされた2成分ガス系の二重拡散対流における振動現象」西村龍夫（山口大工）、
若松幹生、国次公司
- (6)「凝固低温潜熱蓄熱物質の温空気による放冷熱特性に関する研究」稲葉英男（岡山大工）、
佐藤憲二

○中国四国伝熱セミナー・岡山

標記セミナーが岡山大学にて開催され、企業・大学側から12件の講演、総参加者は85名であった。

日時：平成7年9月1日（金）～2日（土）

会場：岡山大学自然科学研究科

- (1)「水を冷媒とするヒートポンプ」
遠藤肇（三井造船）
高温ヒートポンプの開発動向と現在行っている吸収式冷凍機と蒸気圧縮機を組み合わせたハイブリット型の新冷凍サイクルに関する研究の紹介があった。
- (2)「熱エネルギーの効率的輸送」
平嶋雅雄（三井金属エンジニアリング）
従来より蒸気機器の開発や熱エネルギーの貯蔵・輸送な冷水・温水・蒸気などの紹介と特に熱エネルギーの配管輸送に関する技術的現状や経済性に対する解説がなされた。
- (3)「電気事業における省エネルギー技術開発」
三巻利夫（電力中央研究所）

新型火力発電の性能解析、動的シミュレーションなどのシステム評価技術の解説と電気事業における各種のエネルギー機器の省エネルギー技術の動向と将来展望についても言及された。

- (4)「印刷機ドライヤにおけるエネルギー回収形脱臭システムの開発」原田昌博（三菱重工業）
オフセット輪転印刷機に関連して燃焼式脱臭装置からの廃熱を印刷機ドライヤの乾燥熱源に用いる省エネルギー形システムの開発状況の説明がなされた。
- (5)「鉄鋼業におけるエネルギーの有効利用」
福井雅康（川崎製鉄）

製鉄プロセス機器の省エネルギーの技術開発に関連して製鉄法の違いによる省エネルギーの現状と将来型省エネルギー製鉄法について解説された。

- (6)「キャンパスソーラーシステムの開発の現状」
高橋 敬（パテジソン）
液膜流の物質伝達や熱伝達率向上に関連して布膜に流水させた場合の融雪に関する報告と製品開発における技術特許のあり方についても述べられた。

大学側から次のような講演と研究室紹介があった。

- (1)「液相流動床を応用した熱交換器とその特徴」
橋詰健一（広島工大）
- (2)「鳥取大学伝熱研究室における研究紹介」
田辺征一（鳥取大工）
- (3)「徳島大学における研究室紹介」
森岡 斎（徳島大工）
- (4)「広島大学工学部熱工学研究室における数値的アプローチ」鈴木 洋（広島大工）
- (5)「ビールの発泡は沸騰か？」水上紘一（愛媛大工）
- (6)「山口大学応用熱工学における研究」
宮本政英（山口大工）

○平成7年度第2回特別講演会並びに見学会

標記講演会及び見学会が、新居浜市にて開催され、参加者は18名であった。

日時：平成7年11月24日（金）

会場：愛媛県新居浜市総合科学博物館（見学会場）
・特別講演「紫外線と紫外線吸収膜」

二神浩三（日本テクニカルシステム）

（中国四国研究グループ担当理事 稲葉英男）

九州支部活動報告

九州支部では例年にならって伝熱セミナー、講演会を実施中であります。伝熱セミナーは、国民宿舎「しかのしま苑」で10月20日泊まり込みで行ないました。講演者は博士過程学生や助手、講師層にお願いすることにして、若手層の参加を募ることにしました。その結果、一般21名、学生29名、一般招待2名の計52名（含女子学生1名）の参加を得ることができました。

講演内容の紹介を簡単に行なってみます。

1. 九大・総理工・D2・田川俊夫氏は、立方体容器内の液体金属の自然対流に対する外部磁場効果を報告されました。
2. 九大・工・白川英観氏はVOF法による相変化を伴う熱流動を沸騰する気泡について数値解析し、ビデオを使って可視化しています。
3. 福岡大・工・助手・藤野淳市氏はシリコンゴム、ポリプロピレン、ポリエチレン、乾燥砂層の熱伝導率を伝熱加熱して求める実験方法を提案されました。その結果、精度±5%程度で求められるとしています。
4. 九工大・工・D3・Yaohua ZHAO氏は沸騰熱伝達におけるマイクロ・マクロ液膜モデルについて報告しました。
5. 大分大・工・講師・岩本光生氏はチョコラルスキー法結晶成長融液のルツボ内対流の振動特性の実測と解析について報告しました。
6. 熊本大・自然科学・D3・草野剛嗣氏は多孔質体内におかれた冷却円筒まわりの凝固過程を境界適合座標を用いて精度良く数値解析できることを示しました。
7. 佐賀大・理工・助手・光武雄一氏は狭い巾広い流路内を強制沸騰対流する問題において、蒸発の影響の少ないサブクール条件下の気泡により誘起される対流効果について報告した。
8. 長崎大・工・教授・金丸邦康氏は長崎大学で現在構築中のインターネットシステムについて紹介され、九州地区内の伝熱研究者のネットワークシステムを

つくることが提案された。現在、既に本システムは稼働しており、今後益々発展するものと予想される。

9. 九産大・工・教授・柳井田勝哉氏は長年の蓄積を持たれている気中高速水噴流の特性とか、これを応用した各種水力破碎工程、その機構などについて示され、感銘を与えた。

10. München工科大学・教授・habil. J. STRAUB氏は無重力実験による沸騰とか、物性値測定などについて明快に精力的に講演された。

最後の2件はビールつきの夕食後であったが、参加者は大変熱心に聞かれ質疑も活発に行なわれた。

夜はいくつかの部屋で深夜まで放談会が続き、有意義なセミナーとなった。

12月1日には、九州支部講演会を九州大学筑紫キャンパスで行なった。参加者は50名に達し、予想以上に盛会となった。講演を以下簡単に紹介する。

1. 佐賀大学・理工・助教授・富良明男氏はドイツ滞在中のお仕事で、鉛直円管内を流れる混合媒体の限界熱流束は純媒体より高くなり、ある組成比で極大値を持つことが示された。
2. 九人・機能研・助手・山城光氏は、回転液中紡糸法による金属細線の製造過程と細線の断面の型との関係などについてビデオを使って研究紹介がされた。
3. 九大・機能研・教授・尾添紘之は磁場下の液体金属の自然対流とチョコラルスキー結晶成長の紹介を行なった。
4. ペンシルベニア大学・名誉教授・S. W. Churchill氏による円管路内流れの抵抗係数の相関式、速度分布のモデル式、またこれらの一般化などについて特別講演があった。
5. 九州大学・工学部・教授・福田研二氏による沸騰水型原子炉の領域不安定性の問題について、並列N本チャンネル沸騰二相流の安定性解析によるBWR不安定現象の発生機構について解析ならびに模擬実験が紹介された。

(九州支部担当理事 尾添紘之)

第33回日本伝熱シンポジウム

- ・開 催 日 平成8年5月15日(水)～5月17日(金)
- ・会 場 新潟県民会館(新潟市1番堀通り町3-1)
メルパルク新潟(新潟市川岸町2-1-7)
新潟県土地改良会館(新潟市川岸町1-38-3)
JR白山駅から徒歩約15分,
または「市役所前」バス停から徒歩約10分
- ・シンポジウム
参加費 一般 事前申込:7,000円 当日申込:8,000円
学生 事前申込:3,000円 当日申込:4,000円
(いずれも講演論文集代は含みません)
- ・講演論文集 1セット 8,000円, ただし郵送の場合には送料700円を加算
(日本伝熱学会員には1セットを無料進呈します。今年度の講演論文集配付要領は次ページお知らせのように従来と変わっています。)
- ・懇 親 会 日時 5月16日(木) 18:00～20:00
会場 メルパルク新潟
会費 事前申込:7,000円 当日申込:8,000円
(ご夫妻でご参加の場合は、1名分の会費)
- ・参加申込方法 本号に挟み込みの郵便振替払込用紙を各人一名につき一枚づつお使いになり、通信欄に「氏名(ふりがな)、会員・会員外の別、勤務先または学校名、参加費、懇親会費(ご夫妻でご参加の場合はその旨を明記)、講演論文集代金(準早分以外)、払込合計金額」をご記入の上、その合計金額をご送金下さい。参加証は前日・当日受付にてお渡しいたします。また、原則として領収書の発行を省略し、郵便振替払込票兼受領書をもってかえさせていただきます。なお、E-mailアドレスをお持ちの方は払込人住所欄にメールアドレスもご記入ください。
- ・事前申込締切
申 込 先 平成8年4月15日(月) (消印有効)
郵便振替口座 00600-2-13010
第33回日本伝熱シンポジウム準備委員会
- ・参加・講演の
問合わせ先 〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050番地
新潟大学工学部
第33回日本伝熱シンポジウム準備委員会
前 川 博
電 話:025-262-6715 FAX:025-262-7260
E-mail:sympo@tmtherm.eng.niigata-u.ac.jp
<http://tmtherm.eng.niigata-u.ac.jp/~sympo/index.html>
インターネットを利用できる方は上記ホームページもご覧下さい。
プログラムなどの最新情報を随時掲載します。
- ・前日受付 新潟県民会館1F展示ホール
5月14日(火) 12:00～17:00
- ・当日受付 新潟県民会館1F展示ホール
5月15・16日(水・木) 8:30～17:00
5月17日(金) 8:30～15:00

プレシンポ・レクチャーコース(予告)

- ・日 時 5月14日(火) 13:30~18:00
- ・会 場 メルパルク新潟(新潟市川岸町 2-1-7)
- ・定 員 150名
- ・参 加 費 一般 2,000円, 学生 1,000円(当日, 会場で申し受けます)
- ・講 義 「精密レーザー計測(仮題)」前田昌信氏(慶応大)
「環境伝熱(仮題)」植田洋匡氏(九大)
- ・申 込 み 参加をご希望の方は, 氏名, 所属, 一般・学生の別, 連絡先を明記の上,
5月8日までに, 企画部会幹事 飛原英治 宛 FAX(03-3815-8356)
又は E-mail(hihara@mech. t. u-tokyo. ac. jp) にてお申込み下さい。

第33回日本伝熱シンポジウムでは講演論文集の事前配布を中止させていただきます!

第33回日本伝熱シンポジウムでは、原稿締切日からシンポジウム開催日までの期間が短くなったため、前回まで行ってきた講演論文集の事前配布サービスは中止させていただきます。どうぞご了承をお願い致します。したがって、シンポジウムに参加される全ての方々は、会場受付で講演論文集をお受け取り下さい。不参加者には従来どおり、シンポジウム終了後に準備委員会から講演論文集をお送りします。

日 本 伝 熱 学 会 会 員		日 本 伝 熱 学 会 非 会 員	
不 参 加 者	参 加 者	参 加 者	不 参 加 者
講演論文集は シンポジウム終了 後に無料で送付し ます	講演論文集は会場 お受け取りください		講演論文集は シンポジウム終了後、 希望者に送付します 1セット 8,700円 (送料込み)
	1セットを無料進呈	有料(注参照) 1セット 8,000円	
講演論文集の追加注文は1セット 8,700円(送料込み)でお受けします。			

注: ただし、オーガイズドセッションの論文著者でシンポジウムに参加された非会員には1セットを無料進呈します。

第33回日本伝熱シンポジウム・宿泊のご案内

「第33回日本伝熱シンポジウム」にご参加の皆様には便宜をはかるため、下記の通り宿泊のご案内をさせていただきます。別紙申し込み用紙に必要事項をご記入のうえお申し込みください。

■ 宿泊

◆お一人様 1泊朝食付き（税・サービス料含む）

ランク	ホテル名	シングル	ツイン
A	オークラホテル新潟	13,500円	12,000円
	ホテル新潟	12,000円	11,000円
B	イタリア軒	12,000円	11,000円
	新潟グランドホテル ディアメント新潟	11,600円	10,600円
C	マルコーイン新潟	10,100円	9,300円
	万代シルバーホテル	〃	〃
	新潟東映ホテル	9,000円	8,200円
D	新潟東急イン	〃	〃
	新潟ワシントンホテル	〃	〃
	ホテル金寿	〃	〃
D	ミナミプラザホテル	8,500円	7,500円
	ニイガタステーションホテル	〃	〃
	新潟パークホテル	7,500円	6,800円

- ※ ご希望のランクを宿泊申込書にご記入下さい。
- ※ 尚、ご希望宿泊先が満室の場合は、こちらで調整させていただきますのでご了解ください。
(延泊希望の方は、ご相談をお受けしますので、別紙申込書の備考欄にお書き添えください。)
- ※ 弁当(お茶付き・1,000円)ご希望の方は、別紙申込書にご記入下さい。当日の販売はございませんので事前にお申込下さい。

- ・ お申込方法 別紙申込書に必要事項をご記入のうえ、下記宛て郵送ください。また、お申込はファックスでもお受けしております。
- ・ お申込締切 平成8年4月15日(月)
- ・ お支払方法 お申込受付後、4月下旬に宿泊券・弁当券・請求書をお送りします。
5月1日(水)までに下記口座へお振込みください。

郵便振替 口座番号：00610-8-2489

※振込み手数料は
お客様にて
ご負担願います

加入者名：日本交通公社新潟支店

- ・ 取消料 ○取消・変更等は必ずFAX・郵送でご連絡ください。

宿泊14日前～8日前	宿泊7日前～前々日	宿泊日前日	宿泊日当日
10%	20%	50%	100%

お申込お問い合わせ先

JTB新潟支店
新潟市古町通6番町959 〒951
TEL:025(223)4822 FAX:025(223)7889

『第33回日本伝熱シンポジウム』
宿 泊 申 込 書

申込代表者名				所 属					
電 話				取消にともなう返金先口座					
F A X				銀行			支店		
書類送付先住所 (〒)				口座番号			口座名義		
(フリガナ)	部屋	宿 泊				弁 当 ★			同 室 者 名
お名前	タイプ	14日	15日	16日	17日	15日	16日	17日	
例) ニイガタケロウ 新 潟 太 郎	㊟ T	A	A	A	A	㊟	㊟	㊟	
	S T								
	S T								
	S T								
	S T								
	S T								
備 考:									

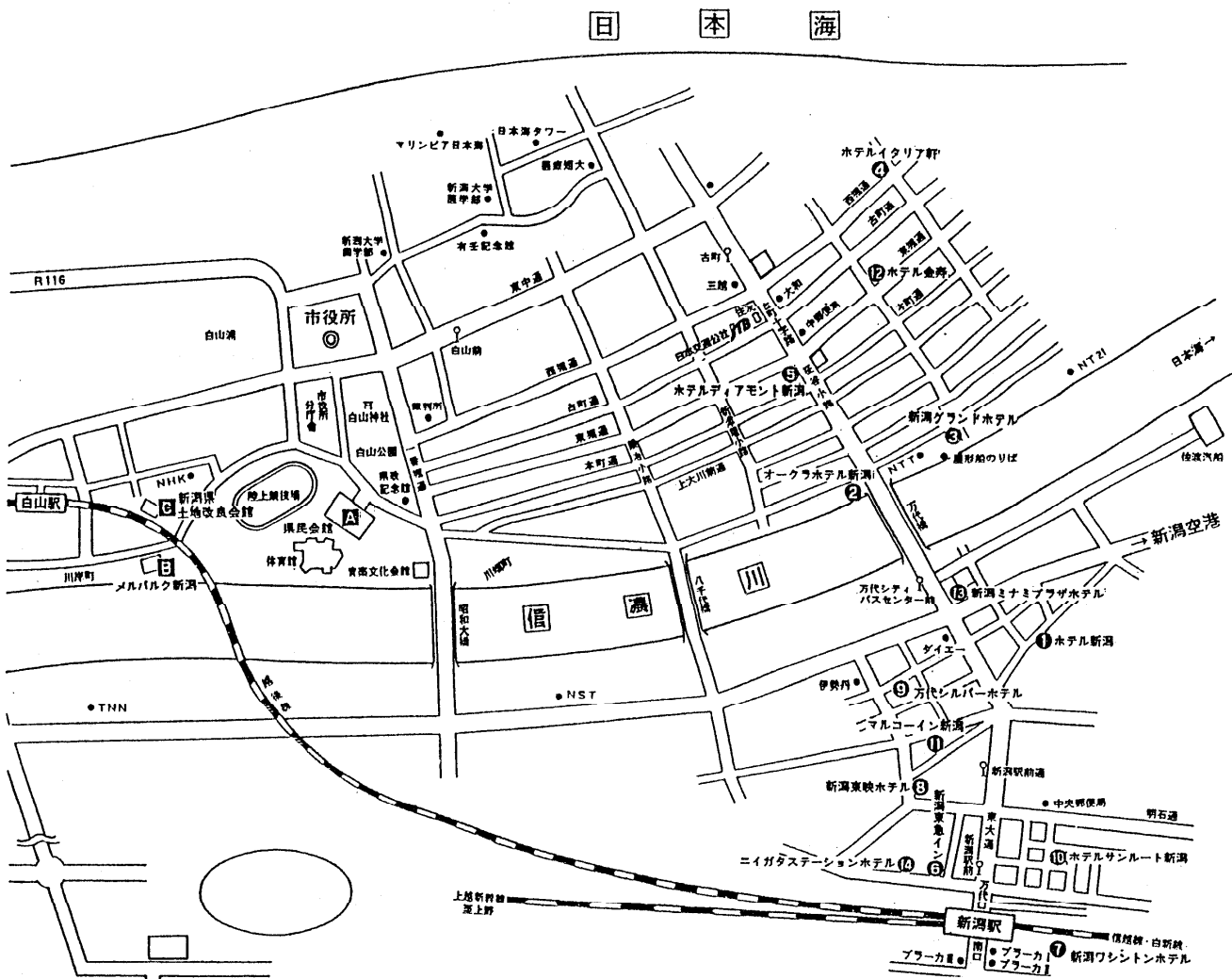
★弁当の引渡しは、㊟：県民会館、㊟：土地改良会館にかぎりますので、どちらかをご指定ください。
(メルパルク新潟でのお弁当引渡しはできませんのでご了承ください。)

- ※ S(シングル)、T(ツイン)のいずれかに○をつけてください。
- ※ ツインをお申し込みの場合、同室希望者をお知らせください。
- ※ お申込締切は、平成8年4月15日(月)です。
- ※ この申込書をファックス、又は郵送で下記宛てお送りください。

送り先：J T B 新潟支店「日本伝熱シンポジウム」係
新潟市古町通6番町959 〒951
TEL：025(223)4822
FAX：025(223)7889

宿泊ホテル・会場案内図

JTB からのお知らせ



No.	ホテル名	No.	ホテル名
①	ホテル新潟	⑨	万代シルバーホテル
②	オークラホテル新潟	⑩	ホテルサンルート新潟
③	新潟グランドホテル	⑪	マルコーイン新潟
④	ホテルイタリア軒	⑫	ザ・ホテル金寿
⑤	ホテルダイヤモンド新潟	⑬	新潟ミニミプラザホテル
⑥	新潟東急イン	⑭	ニイガタステーションホテル
⑦	新潟ワシントンホテル	⑮	新潟パークホテル
⑧	新潟東映ホテル		

会場名	
A	新潟県民会館
B	メルパルク新潟
C	新潟県土地改良会館

北海道伝熱セミナー

日時：平成8年3月6日（水）13時～16時

場所：北海道大学工学部 原子工学科会議室（3階A359室）

講演題目・講演者：

「気体の加熱層流化現象」

アイダホ国立工学研究所 主任研究員 Dr. D. M. McEligot

「軽水炉シビアアクシデント時の伝熱・物質移動現象」

日本原子力研究所 室長 杉本 純

なお、セミナー後、お二人の講師を囲みまして懇親会（3500円）を予定しております。
申込は下記までお願い致します。

問い合わせ、申込先：北海道大学工学部原子工学科

杉山 憲一郎 TEL & FAX 017-706-6663

日本伝熱学会関西支部 第3回定時総会・講演討論会

日本伝熱学会関西支部は題記の支部総会・講演討論会を開催いたします。とりわけ支部会員各位にはよろしくご出席くださいますようお願い申し上げます。

日時：平成8年4月26日（金）10:00-17:20

会場：関西大学100周年記念会館第一特別会議室

564吹田市山手町3-3-35

電話：06-386-3008（100周年記念会館）

06-368-1121（大学代表）

（阪急千里線－北千里行－関西大学

前下車，梅田側改札を出てすぐ）

講演：

（10:00-12:00）司会 小澤 守（関西大学）

（1）ゴミ焼却プラントにおける伝熱工学上の諸問題について

芝川重博（タクマプラント計画本部）

（2）空調用空冷熱交換器の実際

蛭子 毅（ダイキン工業機械技術研究所）

（3）原子燃料における熱水力設計

吉国正明（原子燃料工業炉心計画部）

（13:30-15:30）司会 加治増夫（大阪大学）

（4）ベナール対流における2次元平面对流パターンの数値シミュレーション

井上義朗（大阪大学基礎工学部）

（5）レーリー散乱による乱流拡散火炎の2次元温度および流速同時測定

小宮山正治，宮藤章，

高城敏美（大阪大学工学部）

（6）流動脈動時の蒸発管のドライアウト現象

梅川尚嗣（関西大学工学部）

総会：（15:40-16:20）

特別講演：（16:30-17:40）

司会 高城敏美（大阪大学）

企業における研究・大学における研究

白木万博（関西大学工学部教授）

懇親会：（17:40-19:30）100周年記念会館内

レストラン紫紺（懇親会費5,000円）

第28回乱流シンポジウム
第7回計算流体シンポジウム 論文募集
第1回環境流体シンポジウム

開催日：1996年7月29日（月）～31日（水）

会場：工学院大学（新宿校舎）

申込締切：1996年3月31日（日）必着

論文原稿提出締切：1996年6月12日（水）

参加費：事前登録 会員(学生)3000円(1000円)、非会員(学生)4000円(2000円)

会場登録 会員(学生)4000円(2000円)、非会員(学生)5000円(3000円)

論文集代：会員 4000円、非会員 6000円

申込・問合せ先：（社）日本流体力学会

〒152 東京都目黒区原町 1-16-5

TEL 03-3714-0427 FAX 03-3714-0434

第24回可視化情報シンポジウム講演募集

開催日：平成8年7月16日（火）～18日（木）

場所：国立教育会館（東京都千代田区霞が関）

講演内容：一般講演

- ①可視化技術の開発・研究
- ②可視化手法の応用例
- ③可視化情報処理(CAFVを含む)
- ④その他可視化情報に関するもの

オーガナイズドセッション

- ①音響・振動
- ②スポーツ工学における可視化
- ③カー・分光画像理解
- ④マイクロ現象とその可視化
- ⑤バーチャルリアリティー

講演申込締切日：平成8年3月9日（土）必着

問合せ先：〒169 新宿区百人町2-16-13

（社）可視化情報学会

TEL.03-3364-1762 FAX.03-3364-3919

Announcement and Call for Papers
PSFVIP-1 : The 1st Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing
Honolulu, Hawaii, USA, February 2-7, 1997
Sponsored by Pacific Center of Thermal-Fluids Engineering(PCTFE)

Papers describing current research on flow visualization and image processing from principles to applications are hereby solicited. Those pertaining to fundamental techniques and applications are appropriate. Topics include, but are not limited to, flow-field visualization, surface flow visualization, computer-assisted flow visualization, graphical display of data sets, digital image processing and others.

The official language is English. Initial selection will be based on submitted abstracts of about 500 English words. The abstracts should contain: (1) paper title, (2) five key words, (3) authors' names, affiliations and full address of all authors, and (4) name, address, phone and fax numbers or E-mail address of the author to whom subsequent correspondence should be directed. The abstract should contain sufficient information to enable the scope and nature of the paper to be assessed. Final acceptance will be based on review of the full length manuscript. All accepted papers will be published in the proceedings to be distributed at the symposium. After a formal review, those papers presented at symposium will be published in the Journal of Flow Visualization and Image Processing.

May, 1, '96 Three copies of abstract due	June 1, '96 Notification of abstract acceptance
Aug.15, '96 Three copies of full-length manuscript due	
Oct. 1, '96 Notification of final paper acceptance	Nov. 1, '96 Camera-ready manuscript due

Abstracts should be sent to the Conference Chairman : Professor S. Mochizuki
Dept. of Mechanical Systems Eng., Tokyo University of Agriculture and Technology
Nakacho, Koganei, Tokyo 184, JAPAN Phone/Fax +81(Japan)423 88 7088
Home Page of PSFVIP-1 : <http://www.cc.tuat.ac.jp/~psfvip-1/>

For further information, inquire at the above address or at the following: Professor Wen Jai Yang
Dept. of Mechanical Eng. & Applied Mechanics, 2150 G. G. Brown Lab., University of Michigan,
Ann Arbor, Michigan 48109, USA Phone +1(USA) 313 764 9910 Fax +1(USA) 313 747 3170

The Second World Congress of Nonlinear Analysts

主 催 : International Federation of Nonlinear Analysts (IFNA)
開催日 : 1996年7月10日~17日 開催地 : アテネ (ギリシャ)

◎オーガナイズドセッション申込およびアブストラクト締切

March 15, 1996

○ Preregistration at early reduced rates

January 31, 1996

○ Preregistration at late reduced rates

April 30, 1996

会議の詳細な情報は、以下のWWWサイトでご覧になれます。

Second World Congress of Nonlinear Analysts (<http://www.fit.edu/math/wcna96.html>)

本会議へのお問い合わせは、下記までご連絡下さい。

〒804 北九州市戸畑区仙水町1番1号

九州工業大学工学部設計生産工学科

増岡 隆 士

電話 : 093-884-3139 (ダイヤルイン) FAX : 093-883-2524

E-mail : masuoka@mech.kyutech.ac.jp

30

「伝熱研究」原稿の書き方

42 mm

伝熱 太郎 (伝熱大学)

(1行)
(2行)
(3行)
(4行)
(5行)
(6行)
(7行)
(8行)

1. 「伝熱研究」用原稿の標準形式

用紙サイズ：A4 縦長 (210mm×297mm), 横書き
 余白サイズ：上余白 30 mm, 下余白 30 mm
 左余白 20 mm, 右余白 20 mm
 コラム：2段組とします。
 1コラム長 80 mm, コラム間隔 10 mm
 活字サイズ：10 ポイント (10×0.3514=3.514 mm) の
 全角文字を標準とします。英文字・
 数字には半角文字が好ましい。
 1行の字数：1段あたり23文字程度
 行送り：15ポイント (15×0.3514=5.271 mm)
 1頁あたり45行となります。

2. 「伝熱研究」用原稿作成上の注意

- (1) 印刷は原稿からそのままオフセット印刷で行いますので、この点を考慮の上、写真・図表等には特に注意して鮮明なものをご使用ください。
- (2) 原稿枚数は原則として最大10枚 (図表込み) を越えないでください。
- (3) 原稿は出力フォーマットに従って作成の上編集委員会までご送付ください。
- (4) 図表は、原稿内に直接張り込んでください。
- (5) 原稿の頁数は各頁の上すみに青鉛筆で薄く1/8, 2/8のように記入してください。
- (6) 本手引きの各種寸法及び文字数等は、お手持ちのワープロの機能によっては、必ずしもこれらを満足できないかもしれません。このような場合には適宜これにできるだけ近くなるように、原稿をおつくりくださいますようお願い申し上げます。

22.5 ポイント行間あるいは半行を挿入

15 ポイント行間

15 ポイント行間

題目の部分は、編集委員会で作成いたしますので、8行の空白 (=42 mm) を用意しておいてください。また、表題・氏名・所属の和文および英文は別紙にご用意下さい。なお、2頁目以降は、最初の行から2段組で本文をお書きください。

22.5 ポイント行間あるいは半行を挿入

22.5 ポイント行間あるいは半行を挿入

その他の事項

- ・この原稿形式は、1996年4月号より採用されることになりました。
- ・可能ならば、字体に関しては、本文には明朝体を使用し、見出しにはゴシック体を使用してください。

20

20

30

「伝熱研究」会告の書き方

印刷は原稿からそのままオフセット印刷を行いますので、鮮明な原稿にしてください。大きさは、この外枠に入るように縦117mm以内横176mm以内に収まるようにしてください。この範囲に入らないものは、「伝熱研究」原稿の書き方に従ってください。

117mm

176mm

事務局からの連絡

1. 学会案内と入会手続きについて

【目的】

本会は、伝熱に関する学理技術の進展と知識の普及、会員相互及び国際的な交流を図ることを目的としています。

【会計年度】

会計年度は、毎年4月1日に始まり翌年3月31日までです。(但し、「伝熱研究」の巻と表紙の色は1月号から10月号までの一年間同じです)

【会員の種別と会費】

会員種別	資格	会費(年額)
正会員	伝熱に関する学識経験を有する者で、本会の目的に賛同して入会した個人	8,000円
賛助会員	本会の目的に賛同し、本会の事業を援助する法人またはその事業所、あるいは個人	1口 30,000円
学生会員	高専、短大、大学の学部および大学院に在学中の学生で、本会の目的に賛同して入会した個人	4,000円
名誉会員	本会に特に功勞のあった者で、総会において推薦された者	0円
推薦会員	本会の発展に寄与することが期待できる者で、当該年度の総会において推薦された者	0円

【会員の特典】

会員は本会の活動に参加でき、次の特典があります。

- 「伝熱研究、THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」を郵送します。
(本年度発行予定：4月号、7月号、10月号、1月号)
・正会員、学生会員、名誉会員、推薦会員に1冊送付
・賛助会員に口数分の冊数送付
- 「日本伝熱シンポジウム講演論文集」を無料でさしあげます。
・正・学生・名誉・推薦の各会員に1部、賛助会員に口数分の部数
(但し、伝熱シンポジウム開催の前年度の3月25日までに前年度分までの会費を納入した会員に限る)

【入会手続き】

正会員または学生会員への入会の際は、入会申込用紙にご記入の上、事務局宛にファックスまたは郵送で送り、郵便振替にて当該年度会費をお支払い下さい。賛助会員への入会の際は、入会申込用紙にご記入の上、事務局宛にファックスまたは郵送でお送り下さい。必要があれば本会の内容、会則、入会手続き等についてご説明します。賛助会員への申込みは何口でも可能です。

(注 意)

- ・申込用紙には氏名を明瞭に記入し、難読文字にはJISコードのご指示をお願いします。
- ・会費納入時の郵便振替用紙には、会員名(必要に応じてフリガナを付す)を必ず記入して下さい。会社名のみ記載の場合、入金の取扱いができず、会費未納のままとなります。
- ・学生会員への入会申込においては、指導教官による在学証明(署名・捺印)が必要です。

2. 会員の方々へ

【会員増加と賛助会員口数増加のお願い】

個人会員と賛助会員の増加が検討されています。会員の皆様におかれましても、できる限り周囲の関連の方々や団体に入会をお誘い下さるようお願いいたします。また、賛助会員への入会申込み受付におきまして、A(3口)、B(2口)、C(1口)と分けております。現賛助会員におかれましても、できる限り口数の増加をお願いいたします。

【会費納入について】

会費は当該年度内に納入してください。請求書はお申し出のない限り特に発行しません。会費納入状況は事務局にお問い合わせ下さい。会費納入には折込みの郵便振替用紙をご利用下さい。その他の送金方法で手数料が必要な場合には、送金額から減額します。フリガナ名の検索によって入金事務処理を行っておりますので会社名のみで会員名の記載がない場合には未納扱いになります。

【変更届について】

(勤務先、住所、通信先等の変更)

勤務先、住所、通信先等に変更が生じた場合には、巻末の「変更届用紙」にて速やかに事務局へお知らせ下さい。通信先の変更届がない場合には、郵送物が会員に確実に届かず、あるいは宛名不明により以降の郵送が継続できなくなります。また、再発送が可能な場合にもその費用をご負担頂くことになります。

(賛助会員の代表者変更)

賛助会員の場合には、必要に応じて代表者を変更できます。

(学生会員から正会員への変更)

学生会員が社会人になられた場合には、会費が変わりますので正会員(正会員)への変更届を速やかにご提出下さい。このことにつきましては、指導教官の方々からもご指導をお願いします。

(変更届提出上の注意)

会員データを変更する際の誤りを防ぐため、変更届は必ず書面にて会員自身もしくは代理と認められる方がご提出下さるようお願いいたします。

【退会届について】

退会を希望される方は、退会日付けを記した書面にて退会届(郵便振替用紙に記載可)を提出し、未納会費を納入して下さい。会員登録を抹消します。

【会費を長期滞納されている方へ】

長期間、会費を滞納されている会員の方々は、至急納入をお願いします。特に、平成6年度以降の会費未納の方には「伝熱研究・THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」の送付を停止しており、近く退会処分が理事会で決定されます。

3. 事務局について

次の業務を下記の事務局で行っております。

事務局
(業務内容)
i) 入会届、変更届、退会届の受付
ii) 会費納入の受付、会費徴収等
iii) 会員、非会員からの問い合わせに対する応対、連絡等
iv) 伝熱シンポジウム終了後の「講演論文集」の注文受付、新入会員への「伝熱研究・THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」発送、その他刊行物の発送
v) その他必要な業務
(所在地)
〒113 東京都文京区湯島2-16-16
社団法人日本伝熱学会
TEL,FAX: 03-5689-3401
(土日、祝祭日を除く、午前9時～午後5時)

(注 意)

- 事務局への連絡、お問い合わせには、電話によらずできるだけ郵便振替用紙の通信覧やファックス等の書面にてお願いします。
- 学会事務の統括と上記以外の事務は、下記にて行なっております。

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学 工学部 機械科学科 斎藤彬夫
TEL:03-5734-2167、3308 FAX:03-5734-2167、2893

日本伝熱学会正会員・学生会員入会申込み・変更届用紙

- (右の該当に○を記入) 1. 正会員・学生会員入会申込み書
 2. 変更届 (書面による届出のみ受け付け)
 ・楷書体で明瞭に記入
 ・氏名にふりがなを付す
 ・通信文は余白に記入
 ・申込み時に郵便振替にて会費納入

0	申込年月日	1	9	9	年	月	日
1	会員資格	正・学					
2	氏名						
3	ふりがな						
4	生年月日	1	9	年	月	日	
5	名称						
6	〒						
7	勤務先						
8	所在地						
9	TEL						
10	FAX						
11	〒						
12	住所						
13	TEL						
14	自宅						
15	TEL						
16	通信先**	勤務先・自宅					
17	学位						
18	最終出身校						
19	卒業年次	T・S・H					
20	専門分野	← (下記の専門分野の番号)					
21	学生会員の場合	指導教員名	***	印			

- 専門分野
 1: 自然対流 2: 強制対流 3: 熱伝導 4: 凝縮 5: 沸騰・蒸発 6: 湿相流
 7: 物質移動 8: 反応・燃焼 9: 放射 10: 熱物性 11: 熱交換器 12: 流動層
 13: 蓄熱 14: 冷凍・空調 15: 内燃機関 16: ガス-液体 17: 蒸気機関 18: 原子力
 19: 太陽熱 20: 環境 21: その他 ()
 例: 電子機器の冷却、生体伝熱、分子動力学等

- * 学生会員入会申込者は学校名、学部、学科、研究室名、学年 (M2、D3など) を記す。
 ** 郵送物発送先として通信先を必ず記入する。
 *** 学生会員入会申込者は、指導教員の署名・捺印を受ける。

日本伝熱学会 賛助会員新規入会申込み届用紙

0	申込年月日	1	9	9	年	月	日
---	-------	---	---	---	---	---	---

※ご記入に際しての注意
 日本伝熱学会からの郵送物は代表者にお送りしておりますので、代表者の所属に変更がありましたら、書面にて事務局宛ご連絡下さるようお願いいたします。

1	会員資格	賛助会員					
2	代表者氏名						
3	ふりがな						
4	名称 (所属)						
5	代表者	〒					
6	〒						
7	所在地						
8	勤務先						
9	TEL						
10	FAX						
11	〒						
12	口数	口					
13	共通・専用						

日本伝熱学会入会のご案内

1. 本学会の会計年度は毎年4月1日Eから翌年3月末日までです。
2. 賛助会員の会費は1080,000円/年で、申し込みは何口でも結構です。申し込み口数により、次のように分けております。
 A (3口)、B (2口)、C (1口)
 会員ごなりすと「伝熱研究」をお申し込み口数1口につき1部無料でさしあげます。「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等をお申し込み口数1口につき1部無料でさしあげます。
 この伝熱研究は通常、年4回 (4、7、10、1月号) 発行しております。
 但し、日本伝熱シンポジウム講演論文集につきましては、前年度の会費を年度未だに完納された会員に限り当該年度のものも無料でさしあげます。
 尚、年度途中で入会の方には該年度の都合でお送りできない場合もありますので、あらかじめご承知おき下さい。
3. 本学会では、事務作業簡素化のために会費の領収書の発行は郵便振替や銀行振込の控をあてていますが、簡単な書式の領収書をご用意できますが、それ以外の場合には貴社ご指定の書式をご送付下さいますようお願いいたします。
 申込書送付先: 〒113 東京都文京区湯島 2-16-16
 社団法人日本伝熱学会事務局 TEL, FAX: 03-5689-3401
4. 会費の払込先:
 (1) 郵便振替の場合 - 郵便振替口座 00160-4-14749 社団法人日本伝熱学会
 (2) 銀行振込の場合 - 第一勧業銀行 大岡山支店 普通預金口座 145-1517941 社団法人日本伝熱学会
 (3) 現金書留の場合 - 上記の事務局宛に御送金下さい。

複写をされる方に

本誌に掲載された著作物を複写したい方は、著作権者から複写権の委託を受けている次の団体から許諾を受けて下さい。

学協会著作権協議会内日本複写権センター支部
〒107 東京都港区赤坂 9-6-42-704
Phone 03-3475-4621/5618
Fax 03-3403-1738

Notice about photocopying

In the U.S.A., authorization to photocopy items for internal or personal use, or the internal or personal use of specific clients, is granted by [copyright owner's name], provided that designated fees are paid directly to Copyright Clearance Center. For those organizations that have been granted a photocopy license by CCC a separate system of payment has been arranged.

Copyright Clearance Center 27, Congress St.
Salem, MA 01970
Phone (508)744-3350
Fax (508)741-2318

平成7年度の「伝熱研究」の出版には、平成7年度科学研究費補助金「研究成果公開促進費」の補助を受けています。

伝 熱 研 究

ISSN 0910-7851

(Journal of The Heat Transfer Society of Japan)

Vol.35, No.136

1996年1月発行

発行所 **社団法人 日 本 伝 熱 学 会**

〒113 東京都文京区湯島2-16-16

電話 03(5689)3401

Fax. 03(5689)3401

郵便振替 00160-4-14749

Published by

The Heat Transfer Society of Japan

16-16, Yushima 2-chome, Bunkyo-ku,

Tokyo-113, Japan

Phone, Fax: +81-3-5689-3401

伝熱研究 Vol. 35, No. 136

〈顕彰〉

名誉会員の顕彰..... 総務部会 1

〈随想〉

研究開発の思い出..... 西川兼康 (九州電力) 2

〈小特集：非線形力学と伝熱研究〉

小特集にあたって..... 第34期編集委員 飛原英治 (東大) 5

ラグランジアン乱流によるカオスの混合..... 飯田誠一・小河原加久治 (北大) 6

対流とカオス..... 細川 巖 (電通大) 14

Nonlinear Dynamics in Boiling Phenomena

R. Nelson (Los Alamos National Lab.), D. Kenning (Oxford Univ.) and M. Shoji (Univ. of Tokyo) 22

気液二相流の非線形挙動 —カオス解析を中心に—

..... 中西重康 (龍谷大)・澤井 徹 (高松高専) 35

沸騰二相流の非線形振動におけるカオス..... 竹中信幸 (神戸大) 43

巨大な複雑系としての原子炉の非線形挙動..... 金野秀敏 (筑波大) 48

熱流体における非線形力学研究 —研究動向と文献サーベイ—..... 庄司正弘 (東大) 55

〈研究トピックス〉

微小径アークジェットによる精密プラズマ切断..... 桜木俊一 (小松製作所) 63