

伝 熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

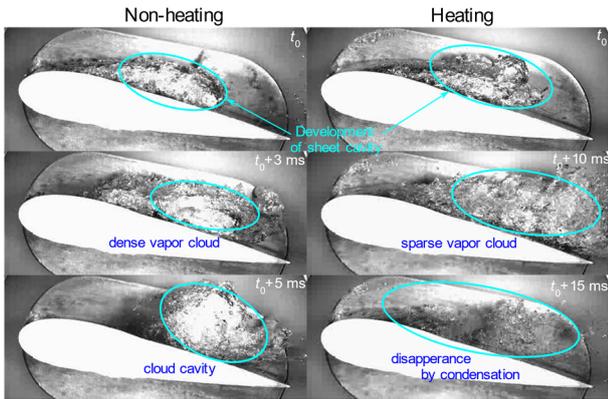
ISSN 1344-8692 Vol. 63, No. 265
2024. 10

Thermal Science and Engineering

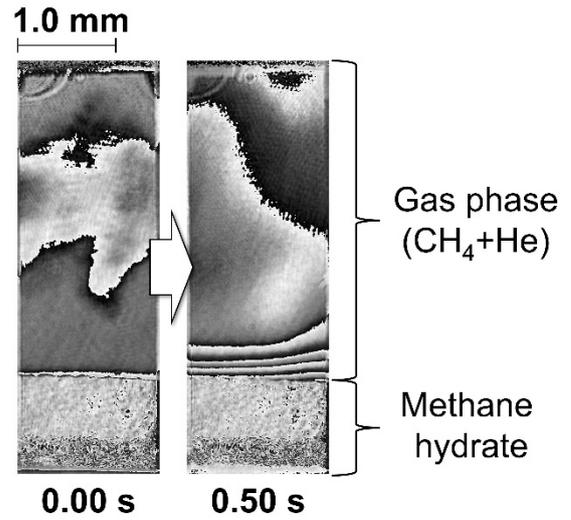
ISSN 0918-9963 Vol. 32, No. 1-4
2024. 10



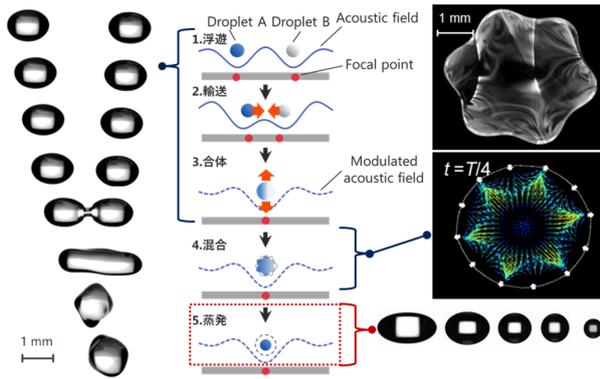
◆特集：混相流の伝熱



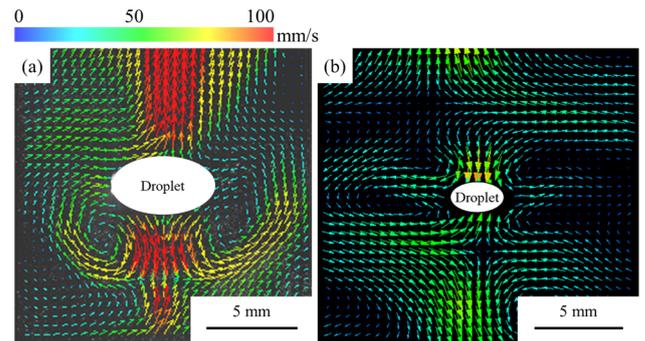
非加熱および加熱条件でのキャビテーションの様相 (特集記事「流動キャビテーションの熱的特性 (岡島淳之介)」より)



メタンハイドレート分解過程における固気界面近傍の非定常密度変化の計測例 (特集記事「光学干渉計による固気液相界面近傍での熱物質輸送現象の実験的計測 (神田雄貴)」より)



音場による非接触流体マニピュレーション (特集記事「浮遊液滴の蒸発ダイナミクス (長谷川浩司)」より)



浮遊液滴周囲の流動場: (a) 水液滴, (b) エタノール液滴 (特集記事「浮遊液滴の蒸発ダイナミクス (長谷川浩司)」より)

伝 熱

目 次

〈巻頭グラビア〉

岡島 淳之介（東北大学），長谷川 浩司（工学院大学），
神田 雄貴（東北大学） ……表紙裏

〈第7回抜山記念国際賞〉

「第7回抜山記念国際賞」の選考経過と授賞式の報告

……………須賀 一彦（大阪公立大学） …… 1

〈特集：混相流の伝熱〉

流動キャビテーションの熱的特性 …… 岡島 淳之介（東北大学） …… 4

浮遊液滴の蒸発ダイナミクス …… 長谷川 浩司（工学院大学） …… 12

光学干渉計による固気液相界面近傍での熱物質輸送現象の実験的計測

……………神田 雄貴（東北大学） …… 18

〈ヒストリーQ〉

人と熱との関わりの足跡（その12）

ーボイラ製造における職人技（ボイラ屋の意気込みと心意気）

……………木下 正成（㈱ヒラカワ），小澤 守（関西大学） …… 25

人と熱との関わりの足跡（その13）ーボイラの水循環と気液二相流研究の展開ー

……………小澤 守（関西大学） …… 33

〈委員会報告〉

日本伝熱学会特定推進研究課題報告書

……………特定推進研究企画委員会 鹿園 直毅，白樫 了（東京大学） …… 55

〈行事カレンダー〉 …… 59

〈お知らせ〉

公益社団法人日本伝熱学会第63期（2024年度）臨時総会議事録 …… 61

第62回 日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集 …… 62

HTSJ 国際伝熱シンポジウム研究発表論文募集 …… 62

優秀プレゼンテーション賞（第62回日本伝熱シンポジウム）について …… 65

編集出版部会からのお知らせ …… 66

〈編集出版部会ノート〉 …… 69

Vol.63, No.265, October 2024

CONTENTS

< Opening-page Gravure: heat-page >

Junnosuke OKAJIMA (Tohoku University), Koji HASEGAWA (Kogakuin University),
Yuki KANDA (Tohoku University) Opening Page

< The Seventh Nukiyama Memorial Award >

Report on the Seventh Nukiyama Memorial Award (NMA)
Kazuhiko SUGA (Osaka Metropolitan University) 1

< Special Issue: Heat Transfer in Multiphase Flow >

Thermal Characteristics of Hydrodynamic Cavitation
Junnosuke OKAJIMA (Tohoku University) 4

Evaporation Dynamics of Levitated Droplet
Koji HASEGAWA (Kogakuin University) 12

Experimental Measurement of Heat and Mass Transport Phenomena Near Solid-Gas-Liquid Interfaces with
Laser Interferometry
Yuki KANDA (Tohoku University) 18

< History Q >

Footprints of the Relationship between Humans and Heat (Part 12)
- Craftsmanship in Boiler Manufacturing (The Passion and Spirit of Boiler Workers) -
Masanari KINOSHITA (Hirakawa Corporation),
Mamoru OZAWA (Kansai University) 25

Footprints of the Relationship between Humans and Heat (Part 13)
- Water Circulation Problems in Boilers and the Development of Two-Phase Flow Research -
Mamoru OZAWA (Kansai University) 33

< Committee Report >

Report of Specific Promotion Researches in Heat Transfer Society of Japan
Specific Promotion Research Planning Committee:
Naoki SHIKAZONO, Ryo SHIRAKASHI (The University of Tokyo) 55

< Calendar > 59

< Announcements > 61

< Note from the JHTSJ Editorial Board > 69

「第7回抜山記念国際賞」の選考経過と授賞式の報告

Report on the Seventh Nukiyama Memorial Award (NMA)

第7回抜山記念国際賞選考委員長 須賀 一彦 (大阪公立大学)
 The 7th NMA Committee Chair Kazuhiko Suga (Osaka Metropolitan University)
 e-mail: suga@omu.ac.jp

1. はじめに

日本伝熱学会が創立 50 周年を記念して創設した抜山記念国際賞 (Nukiyama Memorial Award, 以下 NMA) の第7回の授賞式は、2024年6月24日に中国上海市での ACTS 2024 (The 3rd Asian Conference on Thermal Sciences) において行われ、香港 Polytechnic 大学の Zuankai Wang 教授に授与されました。同日に受賞記念講演も開催されたので報告いたします。

2. NMA 選考委員会の構成と選考経過

NMA 選考委員会は、3名の日本国内委員と4名の国外委員から構成されます^[1]。国内委員は3回の選考に従事し、2回目は副委員長、3回目は委員長を担当します。国外委員は、2回の選考に従事しますので、毎回国内委員を1名、国外委員を2名新規に加えて委員会を構成します。第1回から第7回の選考委員会の構成を表1に示しますが、第7回の選考委員は、日本国内からは小生の他、小原 拓教授 (副委員長, 東北大), 店橋 護教授 (東工大), 国外からは Catherine Colin 教授 (Toulouse Inst. Fluid Mech., フランス), Janusz Szymd 教授 (AGH Univ. Krakow, ポーランド), Gang Chen 教授 (MIT, アメリカ), Chang-Ying Zhao 教授 (上海交通大, 中国) の4名でした。次回 (第8回) で

は、小生と欧州2名の計3名の委員が退任し、小原先生が選考委員長、店橋先生が副委員長となり、国内委員1名と国外委員2名の委員を補充することになります。

選考および授賞準備の経過は概ね以下のようです。

- 2023年1月～3月 選考委員会構成
- 2023年4月 理事会による選考委員会の承認
- 2023年6月1日 公募開始
- 2023年9月30日 応募締切
- 2023年10月～11月 選考委員会による評価および候補者の決定
- 2023年12月 理事会への報告および承認
- 2024年6月24日 ACTS 2024 (中国・上海) において授賞式および受賞記念講演

3. 選考プロセス

今回の選考では、前回よりも応募数が減少して世界4か国から5名にとどまりましたが、いずれも優劣つけがたい優秀な候補者でありました。前例に倣った選考方法は次の通りです。

まず選考委員全員が100点満点で、各自の基準でそれぞれの候補者を評価します。集計後、選考委員間における採点基準の偏りを補正するため、素点での集計表とは別に各委員による採点結果の

表1 抜山記念国際賞選考委員会

Board of the Nukiyama Memorial Award														
Year	Japan			International Board Member									Award Ceremony/Lecture	
	Chair	Vice-Chair	Member										Conference	Location
2012	K. Kasagi	M. Monde	H. Yoshida	A. Bar-Cohen	US	P. Cheng	CN	G.P. Celata	IT	S. Kandlikar	US	IFHT2012	Nagasaki	
2014	M. Monde	H. Yoshida	K. Okazaki	G.P. Celata	IT	S. Kandlikar	US	J.S. Lee	KR	T.W.Simon	US	IHTC2014	Kyoto	
2016	H. Yoshida	K. Okazaki	S. Maruyama	J.S. Lee	KR	T.W.Simon	US	P. Stephan	DE	X. Zhang	CN	IFHT2016	Sendai	
2018	K. Okazaki	S. Maruyama	Y. Takata	P. Stephan	DE	X. Zhang	CN	J.R. Thome	CH	J.H. Lienhard	US	IHTC2018	Beijing	
2020	S. Maruyama	Y. Takata	K. Suga	J.R. Thome	CH	J.H. Lienhard	US	Z.M. Zhang	US	S.J. Kim	KR	ACTS2021	Fukuoka	
2022	Y. Takata	K. Suga	T. Ohara	Z.M. Zhang	US	S.J. Kim	KR	C. Colin	FR	J. Szymd	PL	IHTC2023	Cape Town	
2024	K. Suga	T. Ohara	M. Tanahashi	C. Colin	FR	J. Szymd	PL	G. Chen	US	C.Y. Zhao	CN	ACTS2024	Shanghai	

平均点が 75 点となるように正規化した集計表も作成し、総合的に最上位から推薦候補 1 位, 2 位...と順位付けしました。結果, 上位 2 名は素点では同点で, 正規化した評価も非常に僅差で, どちらに授賞してもおかしくない状況でした。この結果を基に選考委員会で最終候補者を慎重に選出した後, 鈴木 洋副会長 (第 62 期) 経由で本会理事事に推薦し, 理事会において **Zuankai Wang** 教授を正式に受賞者として決定いたしました。

選考過程で **Z. Wang** 教授は, 凝縮伝熱や沸騰伝熱に多くの重要な業績があり, 中でも凝縮伝熱の劇的な改善策, 伝熱面上で液滴運動を自在に操る手法, 沸騰熱伝達を物理的極限まで高める方法, およびライデンフロスト効果の抑制など, 多くの課題に対し優れた成果をあげており, 授賞するにふさわしいと評価されました。

4. 授賞式と受賞記念講演

授賞式は 2024 年 6 月 24 日午前に, 上海で開催された ACTS 2024 の Opening Ceremony に引き続いての Award Ceremony セッションで行いました (図 1, 2)。受賞記念講演はプログラム編成の都合上, 同日午後にプログラムされた他のキーノートとの平行セッション (図 3) でのものでした。次回の IHTC で予定される第 8 回受賞記念講演は,



図 1 授賞式会場 (壇上は須賀)



図 2 授賞式の様子;

写真左: 須賀から Z. Wang 教授に賞状と盾を贈呈, 写真右: 謝意を述べる Z. Wang 教授

前回 (第 6 回) の受賞記念講演のようにプレナリイでの講演ができるように努力したいと思います。

Z. Wang 教授の受賞記念講演の様子を図 4 に示します。受賞業績の中心となったライデンフロスト効果の研究などを紹介され, 非常に分かり易い素晴らしい講演で, 講演の後も多数の質問を受けておられました。

5. おわりに

賞のステイタスは, その受賞者によって決まると言われております。NMA の受賞者は今回で 7 人目となりました。この賞は伝熱分野の学術賞としては後発ですが, 歴代の受賞者^[2]が全員世界トップクラスの優れた研究者であること, また, **Nukiyama** という名の知名度にも助けられて, 今や世界の伝熱コミュニティに広く認知された学術賞となりました。今回の選考でも, いわゆる泡沫候補はいっさいおらず, 応募者のレベルの高さを目の当たりにして, NMA のステイタスが世界に高く認められてきていると認識した次第です。

受賞者の **Z. Wang** 教授には, 今秋をめどに

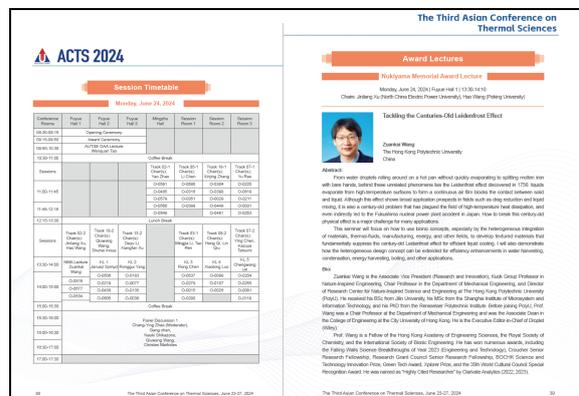


図 3 ACTS 2024 のプログラムから



図 4 受賞記念講演風景

Review Paper を Journal of Thermal Science and Technology (JTST)へ投稿することを約束してもらっておりますので、そう遠くない時期に、その優れた業績を網羅した論文を拝読できるものと期待しております。最後に、多忙の中多くの資料に目を通していただき、難しい選考にご尽力いただき

た選考委員の皆様には厚くお礼申し上げます。

参考文献

- [1] 岡崎健, 「第4回抜山記念国際賞」の経過と授賞報告, 伝熱 Vol.57, No. 241, pp.8-9
- [2] <https://www.htsj.or.jp/nukiyama>

流動キャビテーションの熱的特性 Thermal characteristics of hydrodynamic cavitation

岡島 淳之介 (東北大学)
Junnosuke OKAJIMA (Tohoku University)
e-mail: j.okajima@tohoku.ac.jp

1. はじめに

対象物から高密度で熱を輸送し温度を適切に維持する高熱流束冷却は、高性能計算機のプロセッサ、小型の熱交換器などで重要であり、その熱輸送能力の向上が求められている。さらに近年、熱交換器の小型化が進み、内部の流れが高速になり、キャビテーションによる流路の壊食の事例が報告されている[1]。そのため、冷却システムの高度化にむけて、高速流動場中の相変化流れの熱輸送能力とキャビテーション挙動の両面の解明が求められている。

冷却システム内の高速流動場において、キャビテーション流れは2つの熱的效果を伴う。キャビテーションを抑制する熱力学的自己抑制効果（以下、抑制効果）とキャビテーションを促進させる壁面加熱効果（以下、促進効果）である。抑制効果は流れ場中のキャビティの発達の要因となる気液界面で蒸発により流体が冷却され、局所的な飽和圧力の低下によりキャビティの発達が抑制される現象であり、流体機械にとっては好ましい効果とされている。促進効果は壁面からの入熱により蒸発が促進され、キャビティの成長が促進されるものである。促進効果は外部からの作用であるのに対し、抑制効果は流体に内在する効果であるため、状況によっては共存することが避けられない。

本稿では上記に示した流動キャビテーションが有する2つの熱的效果に関して、著者が近年行った研究を紹介する。

2. キャビテーション熱力学的自己抑制効果 [2]

2.1 緒言

抑制効果とは、主に極低温流体や高温水中において、キャビティが抑制される効果であり、キャビテーションの発生に伴い蒸発潜熱が奪われ、局所の温度低下に伴い飽和蒸気圧が低下することにより、蒸発が抑制されることに起因する。キャビティ体積の変化は流動因子によっても生じることから、その変

化のみでは抑制効果を評価することはできない。そこで、キャビティの内部温度計測により抑制効果の定量的な評価が行われてきた。Hord による熱電対での計測[3]や Niiyama らによるシリコンダイオードセンサーでの計測[4]が挙げられる。我々のグループはサーミスタをキャビティに直接挿入し、キャビティ内の温度を高精度に測定している[5-7]。さらに、Kato[8]や Fruman ら[9]により温度降下量を記述するモデルが提案されてきた。著者らの研究で Fruman らの温度降下量モデルは 80°C までの高温水のスーパーキャビテーションの温度降下量を表現できることが示された[5]。しかしながら、熱力学的自己抑制効果が強く発現する主流温度では評価できていない。本研究では、140 °C の高温水における NACA0015 翼形まわりに発生するスーパーキャビテーションの温度計測を通じて、温度降下量の新たなモデルを提案する。

2.2 温度降下量モデル

図1は本研究での解析モデルであり、Fruman らと同様にスーパーキャビテーションの界面におけるエネルギーバランスを考える。

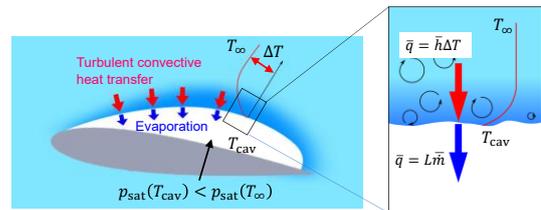


図1 キャビティ表面での熱伝達モデル
(Elsevier の許可を得て[2]より転載)

キャビティ内の温度は T_{cav} で一様とし、液相側に形成された温度境界層を通じて主流温度 T_{∞} の主流と熱をやり取りする過程は次式で表される。

$$\bar{q} = h(T_{\infty} - T_{cav}) = \bar{h}\Delta T, \quad (1)$$

ここで \bar{q} は平均熱流束 [W/m^2], \bar{h} は平均熱伝達率 [$W/(m^2 \cdot K)$] である。 ΔT は温度降下量であり、本研究で

定式化を目指す変数である。平均熱流束と平均蒸発質量流束との関係は次式となる。

$$\bar{q} = L\bar{m}. \quad (2)$$

局所蒸発質量流束は局所圧力 p と飽和蒸気圧 p_{sat} との差に比例すると仮定し、次式を得る。

$$\dot{m}_{\text{local}} = C_e(p_{\text{sat}}(T_{\text{cav}}) - p), \quad (3)$$

ここで飽和蒸気圧はキャビティ内温度を参照する。以上の3式が温度降下量推定モデルの基礎式となる。

キャビティの温度降下量が微小であるとし、式(3)の飽和蒸気圧を主流温度で展開し、キャビティ界面で平均化すると次式となる。

$$\bar{m} = \bar{m}_0 - C_e \frac{dp_{\text{sat}}}{dT} \Delta T, \quad (4)$$

ここで、式(9)最右辺の第1項は等温場での蒸発量に相当し、キャビテーション数と迎角で決まる。第2項はキャビティの温度低下により減少する蒸発量を表す。式(2)に式(9)を代入する。ここで Fruman らにならない、等温場の蒸発速度は主流速度に比例する[9]とし、また第2項にはクラペイロン-クラジウスの式を導入すると次式で表される。

$$q = C_Q \rho_V L U_\infty - C_e \frac{\rho_V L^2}{T_\infty} \Delta T. \quad (5)$$

次に式(1)について、キャビテーション界面での乱流熱伝達のヌセルト数 Nu において、コルバーンのアナロジーが成立し、摩擦係数が $Re^{-1/5}$ に比例すると仮定すると、式(1)は次式となる。

$$q \sim \frac{k}{L_c} Re^{0.8} Pr^{\frac{1}{3}} \Delta T. \quad (6)$$

式(5)と式(6)を組み合わせると、 ΔT の形を導くと次式になる。

$$\Delta T = \frac{\rho_V L}{C_t \rho_L C_{pL} Re^{-0.2} Pr^{\frac{2}{3}} + C_s \frac{\rho_V L^2}{U_\infty T_\infty}}, \quad (7)$$

ここで、 C_t および C_s は係数をまとめたものである。式(7)の右辺において、分子は蒸発により温度低下する度合いを表し、分母第1項はキャビティ界面における乱流熱伝達の程度、分母第2項はキャビティ内温度低下により蒸発量が減少し蒸発熱流束が低下する程度、すなわち熱力学的自己抑制効果による影響を表している。すなわち、乱流熱伝達が大きいくほど、主流と界面の温度差は小さくなり、また、熱力学的自己抑制効果により蒸発量が抑制されるほど、蒸発熱流束が低下し温度降下量が小さくなることを表している。

2.3 実験データでの検証

高温高圧水キャビテーションタンネル[5,7]の概略図を図2に示す。作動流体は、活性化フィルタを通して塩素イオンを取り除いた水道水である。試験部は幅20mm、高さ30mm、長さ330mmの矩形流路である。タンク上部はコンプレッサと真空ポンプに接続されており、実験装置全体の圧力を加圧状態から減圧状態まで広範囲に変化させることができる。これにより、室温から140℃の主流温度において、様々な形態のキャビテーションを発生させることが可能である。主流圧力は翼型中央から110mm上流位置の圧力トランスデューサ(PH-10KB, 共和電業製)で計測した。

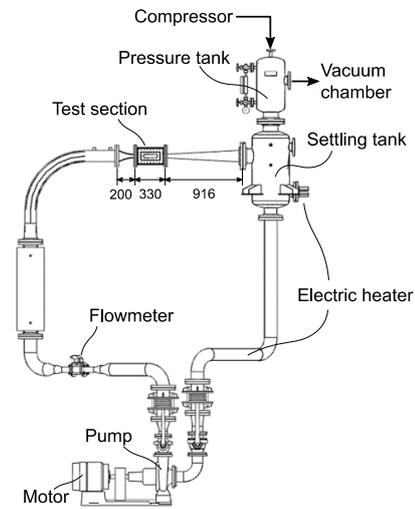


図2 高温高圧水キャビテーションタンネル (Elsevierの許可を得て[2]より転載)

本研究では、翼弦長は40mm、翼幅は20mmのNACA0015翼形を実験に使用した。迎角は12°とした。本条件でブロッケージ比は0.33である。図3に示すように、翼負圧面側のプローブでキャビティ内温度 T_{cav} 、翼圧力面側のプローブで主流温度 T_∞ の計測を行った。温度計測にはサーミスタプローブ(N317/BR14KA 103K/23300/RPS/3/SP, 日機装サーモ製)を用いた。時定数は液体中63%応答で200msである。サーミスタの電気抵抗の計測にはデジタル・マルチメータ(DMM4040, Tektronix Co., Ltd.)を用いた。また、個々のサーミスタは基準温度計に対して温度校正を行った。基準温度計として二次標準白金抵抗温度計(SSPRT, 5616-12, FLUKE Co., Ltd.)を用いた。本温度計測系の拡張不確かさ(包括係数 $k_u=2$)は40℃で16mK, 80℃で19mK, 140℃では29mKであった。本実験は主流速度を13.6m/s

で一定とし、準定常的な様相を示すスーパーキャビテーション状態にて、キャビテーション数 $\sigma = 1.0$ の流動条件で温度計測を行った。キャビテーション数は次式で定義される。

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_{\text{sat}}(T_{\infty})}{\frac{1}{2} \rho_L U_{\infty}^2} \quad (8)$$

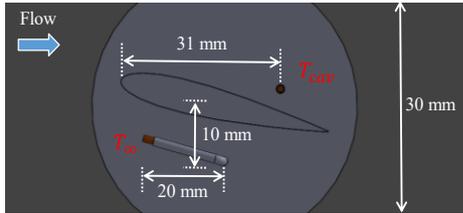


図3 NACA0015 翼形と温度計測位置
(Elsevier の許可を得て[2]より転載)

図4は実験結果とFurmanらの温度降下量モデル、本論文で提案する温度降下量モデルを比較したものである。なお、式(7)中の係数 C_t および C_s は実験値との差異を最小化するように修正Powell法を用いて算出した。Furmanらによる温度降下量(80℃まででフィッティング)したものが高温領域で過大評価しているのに対し、本論文で提案する温度降下量モデルは高温域での温度変化を表現できている。

図5は分母第1項と第2項の大きさを比較したものである。主流温度が低い場合は、第1項すなわち乱流熱伝達項が卓越している。これはキャビティ内の温度降下量が蒸発量の抑制の影響が小さいことを表している。一方で、高温領域では、特に110℃以上において、第1項と第2項の大きさが逆転しており、蒸発量抑制による蒸発熱流束の減少の影響が強くなることが示された。

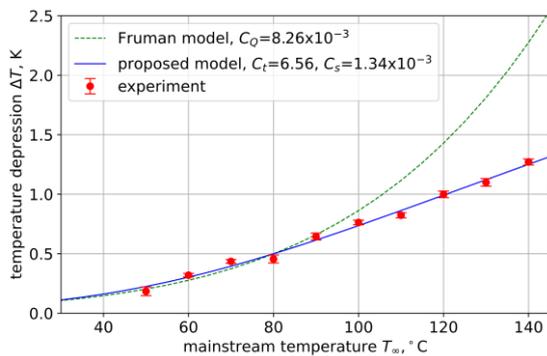


図4 提案モデル、Furman のモデル、実験データとの比較。(Elsevier の許可を得て[2]より転載)

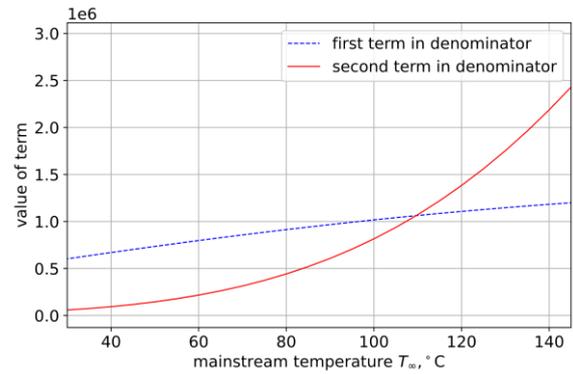


図5 提案モデルの分母の第1項および第2項の温度依存性。(Elsevier の許可を得て[2]より転載)

3. 加熱翼形まわりのキャビテーション[10]

3.1 緒言

促進効果とは、キャビテーションが生じる壁面を加熱することによってキャビティが成長する効果であり、加熱壁面から主流への伝達によってキャビティ内に蒸気が供給されることに起因する。加熱物体周りのキャビテーションの研究として、Arakeriらによる境界層可視化のための加熱[11]や、木本らによる円柱まわりのキャビテーションの熱伝達計測の事例[12]、Wangらによる物体温度に対するキャビテーションおよび流体力の変化の数値解析[13]が報告されているが、促進効果がキャビテーションの様相に与える影響や促進効果を考慮した現象の整理は行われていない。様々な流動様相を作り出せる翼形まわりのキャビテーションにおいて、壁面からの熱伝達がキャビテーション流れの与える影響を評価する。

3.2 実験装置および実験条件

図6に本実験で用いた加熱翼を示す。ナイロン製の保持部に銅製の翼形を固定している。翼形内部には定格900Wの窒化アルミヒーターを設置した。加熱翼の代表温度は、翼負圧面側に設置した熱電対により計測した温度を用いた。実験装置は2.3節で説明した高温高圧水キャビテーションタンネルを用いた。実験は主流温度90℃、迎角12°、加熱量860W、主流温度で定義したキャビテーション数3.0–4.1で行った。キャビテーション数3.0–4.1を実現する主流流速と主流圧力の組み合わせ3条件を表1のように設定した。

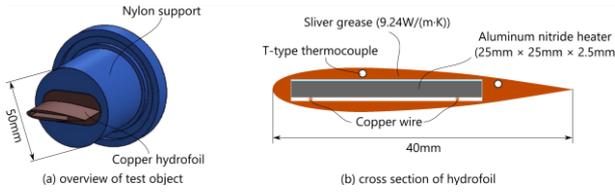


図6 ヒーターを内蔵した NACA0015 翼形 (Elsevier の許可を得て[10]より転載)

表1 加熱翼キャビテーション実験の条件

	condition I	condition II	condition III
σ [-]	3.0-4.1		
U_∞ [m/s]	4.5-5.5	5.5 (const.)	6.8-8.0
p_∞ [MPa]	0.11(const.)	0.11-0.13	0.16(const.)

3.3 実験結果

図7(a)に各実験条件における非加熱時の平均キャビティ長さを示す. 各条件で流速や圧力が異なるが, キャビテーション数を用いることで, キャビティ長さを統一的に記述できていることがわかる. 一方で, 図7(b)に示すように, 加熱条件下では各条件でキャビティ長さが大きく異なることがわかる. 条件3はほぼ非加熱と同等であり, もっとも主流が低速である条件1の長さが最大となっている. 図8に非加熱と加熱時のキャビテーションの様相の違いを示す. 図に示すように, 加熱による蒸発量の増加によりキャビティの長さが増加していることがわかる. さらに, 加熱条件の方で気泡が疎に分散している様子も見られた. また, キャビテーションの非定常性の変化も観察された. 非加熱条件では, 一般的な非定常キャビテーションの形態であるシートクラウドキャビテーションが見られた一方で, 加熱条件下では, 凝縮によりキャビティが消滅する様子

が見られた. 図7(c)の加熱翼温度の計測結果から翼温度が流動条件に影響を受けており, その結果キャビティの成長を変化させていることがわかる. そこで, キャビテーション数に翼温度の影響を補正し, キャビティ長さの統一表示を試みる.

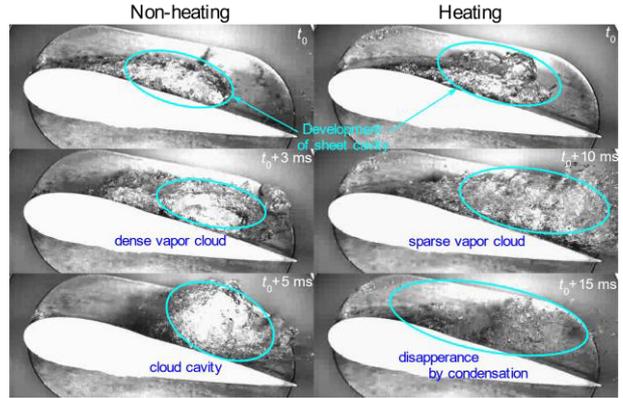


図7 非加熱および加熱条件下でのキャビテーションの様相 (Condition I, $\sigma = 3.0$) . (Elsevier の許可を得て[10]より転載)

3.4 加熱による促進効果のモデル化

加熱翼まわりのキャビテーションは, 図9に示すように状態変化が進行, すなわち, 図9中の Δp 相当のキャビテーション数が減少すると考える. よって, 加熱によるキャビテーション数の補正は次式となる.

$$\sigma^* = \frac{p_\infty - p_{\text{sat}}(T_\infty) - \Delta p}{\frac{1}{2}\rho_L U_\infty^2} = \sigma - \sigma_T. \quad (9)$$

Δp はクラペイロン-クラジウスの式を用いると流体の温度変化 ΔT で表現できる.

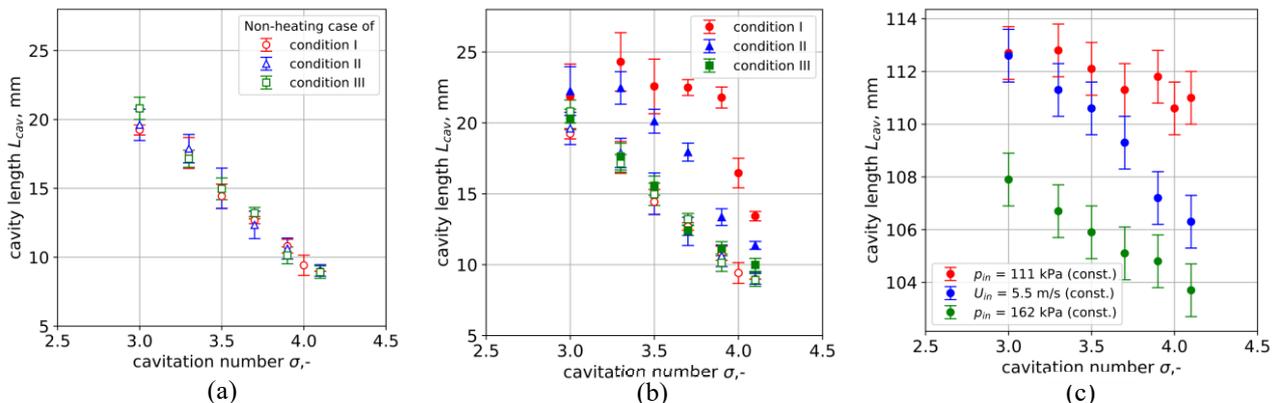


図8 (a)各実験条件における非加熱時の平均キャビティ長さ, (b)各実験条件における加熱時および条件3□の非加熱時の平均キャビティ長さ, (c)加熱時の翼温度. (Elsevier の許可を得て[10]より転載)

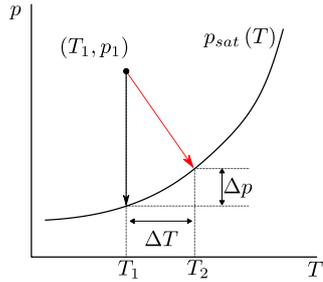


図9 加熱翼キャビテーションの状態変化
(Elsevierの許可を得て[10]より転載)

ここで、流体の温度変化 ΔT は、図10に示すようなキャビテーションが成長する翼面まわりの温度境界層の平均温度であると考え、このモデルではキャビテーションの成長過程は考慮せず、キャビテーションが発達するための駆動力として流体温度を考慮するため、以下の議論は単相流の対流伝熱を考える。加熱面近傍の流体温度 T_f を次式で近似する。

$$T_f = T_\infty + \eta \frac{\dot{Q}}{\dot{m} c_{pL}} \quad (10)$$

ここで、 η は翼近傍で加熱される流体の割合であり、事前の推定は困難である。伝熱量を対流伝熱の熱流束、質量流量を主流流速で表すと次式となる。

$$\Delta T \sim \frac{Nu k_L (T_w - T_\infty) l^2}{\rho_L U_\infty l^2 c_{pL}} \sim \frac{Nu \alpha_L}{U_\infty C} (T_w - T_\infty) \quad (11)$$

式(11)を式(9)に代入すると、次式が得られる。

$$\sigma^* = \sigma - A \frac{Nu \alpha_L}{\rho_L U_\infty^3 C} \frac{dp_{sat}}{dT} (T_w - T_\infty) \quad (12)$$

ここで A は実験データにより決定する。図11に図7(a)および(b)のデータを式(12)で導出した加熱補正キャビテーション数を用いて整理した結果を示す。なお、 Nu は平板の乱流対流伝熱の式を用いた。加熱補正キャビテーション数により、非加熱および加熱条件のキャビティ長さを統一的に記述できることが示された。式(12)より、加熱効果は壁面温度が高く、流速が低いほど大きくなること、また、飽和蒸気圧線の勾配に比例することが示唆された。

本研究に引き続いて、Yangらは加熱により、非定常キャビテーションからスーパーキャビテーションへの遷移の直前に、非加熱時には見られないキャビテーション形態が観察されたこと[14]、加熱されたベンチュリノズルの実験によりキャビティ前縁部の温度上昇がキャビテーション様相を変化させること[15]を報告している。

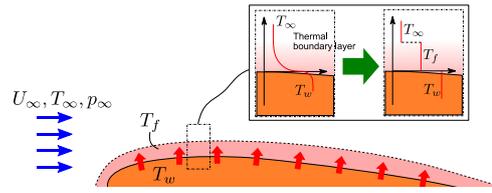


図10 加熱翼まわりの温度境界層のモデル化
(Elsevierの許可を得て[10]より転載)

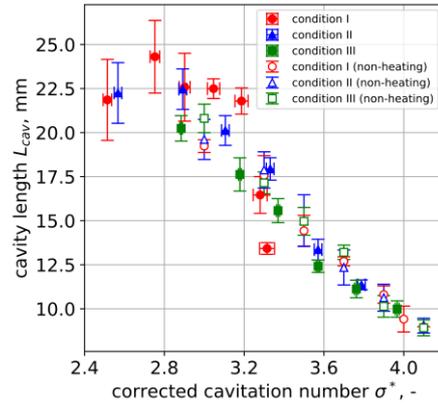


図11 加熱補正キャビテーション数によるキャビティ長さの統一表示 ($A=120$)
(Elsevierの許可を得て[10]より転載)

4. 抑制効果と促進効果の相互作用[16]

4.1 緒言

以上のように、キャビテーションの熱的特性として、抑制効果と促進効果があり、それぞれ独立に研究がなされてきたが、両者を同時に取り扱った例はなく、抑制効果と促進効果の関係は不明である。そこで本研究では、2つの相反する熱的效果の関係を明らかにすることを目的とし、加熱ノズル内キャビテーションを対象とし、非加熱時のキャビティ長さの比較から主流温度と抑制効果の関係を、加熱量を変化させることで加熱量と促進効果の関係について調査した。

4.2 実験装置

本実験は前節同様に、2.3節で説明した高温高压水キャビテーショントンネルを用いた。試験部には図12のように、絞り部を設けノズルを形成した。その形状はGopalanらの論文[17]を参考に設計し、無酸素銅を用いて製作した。試験体の背面に7本のカードリッジヒーターを挿入した。本試験体の最大加熱量は1,520 Wである。試験体側面には温度計測用のT型熱電対を9点挿入した。温度計測位置は

壁面から 1.5 mm の深さで、スロート入口から出口にかけて等間隔に設けた 9 点である。キャビテーション発生時における温度分布の計測結果から、主流の影響を受けず、測定点がキャビティに覆われていることを満たすことを考慮して、壁面の代表温度としてスロート部入口から 3.3 mm 後流の場所にあたる 3 番目の温度データをノズルの代表温度とした。



図 12 加熱ノズルの形状[16]

作動流体は溶存酸素量がおよそ 25% の水道水を用いた。レイノルズ数を 6.73×10^5 で一定とし、流速と主流温度を変化させた。また、加熱実験では、主流温度 53, 60, 70, 83 °C の 4 条件において、ヒーターの出力を 380 W (25%), 760 W (50%), 1,140 W (75%), 1,520 W (100%) と変化させた。すべての条件において主流圧力を低圧状態から上昇させ、キャビテーションの形態を観察、撮影し、壁面表面温度を測定した。キャビテーション数 σ は式(8)で定義される。実験では複数のキャビテーションの形態が発生したが、キャビティ長さの比較の容易さから、スロート壁面にキャビティが付着し長さの変動が少ないシートキャビテーションのみに着目した。

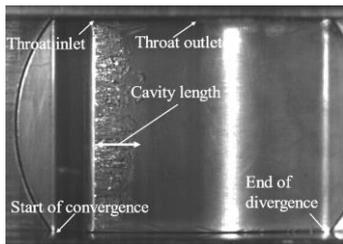


図 13 ノズルに発生するキャビテーションの様相 (主流温度 70 °C, $\sigma=1.30$, 非加熱) [16].

4.3 実験結果

非加熱時のキャビテーション数とキャビティ長さの関係を図 14 に示す。非加熱時のキャビティは同 σ において主流温度が高いほど小さくなる。これは抑制効果によりキャビティ長さが短くなるためである。ここで、キャビティ長さが 3–6 mm の範囲に対して、抑制効果が生じていないと考えられる主

流温度 50 °C の σ を σ_0 、他条件の σ を σ_{NH} とし、同 L_{cav} における σ_{NH} と σ_0 との差を $\Delta\sigma_{TD}$ と定義する。 $\Delta\sigma_{TD}$ は抑制効果の大きさを表すパラメータとなり、図 16(a) のように主流温度に対して増加する。

加熱条件でのキャビテーション数とキャビティ長さの関係を図 15 に示す。加熱時は全体が高 σ 側に移動しており、さらに加熱量が大きくなるほどキャビティが大きく成長している。キャビティ長さが 4–6 mm の範囲に対して、同主流温度において、非加熱時の σ を σ_{NH} 、加熱時の σ を σ_H とし、同 L_{cav} における σ_H と σ_{NH} との差を $\Delta\sigma_{HT}$ と定義する。 $\Delta\sigma_{HT}$ は壁面加熱効果の大きさとなり、図 16(b) のように主流温度と加熱量に対して増加する。

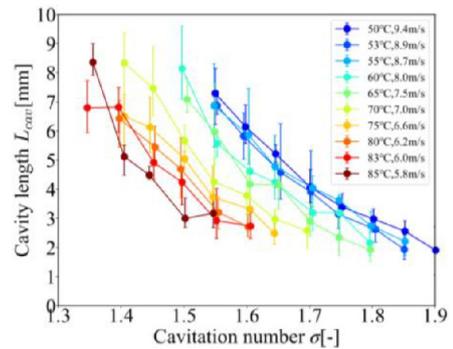


図 14 非加熱での各主流温度におけるキャビティ長さの変化[16].

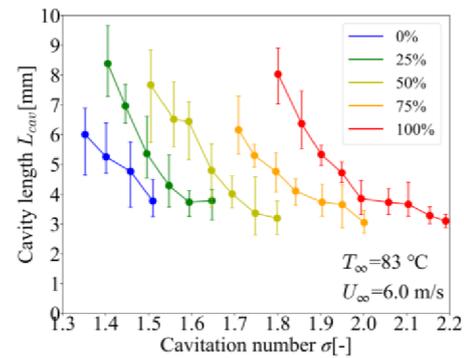


図 15 加熱条件での各加熱量に対するキャビティ長さの変化[16].

ここでキャビティの促進・抑制の程度を表す指標として、 $\Delta\sigma$ を次式のように定義する。

$$\Delta\sigma = \sigma_H - \sigma_0 = \Delta\sigma_{HT} - \Delta\sigma_{TD} \quad (13)$$

$\Delta\sigma$ が正のときはキャビティの成長、 $\Delta\sigma$ が負のときはキャビティの抑制を表している。さらに、 $\Delta\sigma = 0$ はキャビティの促進量と抑制量がつりあうこと

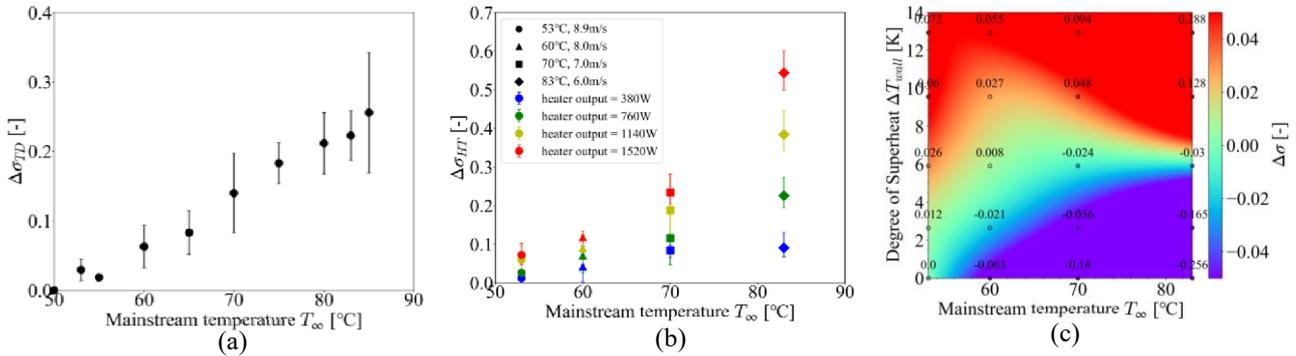


図 16 (a) 主流温度に対する非加熱における抑制効果の大きさ, (b) 主流温度に対する加熱による促進効果の大きさ, (c)キャビティ抑制・促進マップ[16].

を示す. 図 16(c)に各 T_{∞} と壁面の過熱度 ΔT_{wall} における $\Delta\sigma$ の関係を示す. プロット上の数字は実験で求めた $\Delta\sigma$ の値を示しており, また $\Delta\sigma$ の二次元データを双三次補間法より補間し値ごとに色付けしている. 図 16(c)より, 主流温度や過熱度によって, キャビティの成長, 抑制の程度に差があることがわかる. さらに $\Delta\sigma = 0$ の位置, すなわち緑色の領域に着目すると, 主流温度によってキャビティを最低限抑制するのが可能な過熱度は異なり, 60 °Cから 70 °C付近で極大値をとることが示唆された.

5. まとめ

高温水のスーパーキャビテーション内の温度計測を行い, 実験結果を説明する温度降下量モデルを新たに提案した. Fruman らのモデルでは考慮されていない熱力学的自己抑制効果による蒸発量減少の効果を含めてモデルを構築した. 二つの実験係数を有する式が導出され, 主流温度 50°Cから 140°Cにわたるスーパーキャビテーションでの温度降下量を表現することができた. 提案したモデルに含まれる乱流熱伝達項と熱力学的自己抑制効果による蒸発量抑制項を比較したところ, 主流温度 110°Cで両者が逆転することが示された.

加熱機構を有した NACA0015 翼形まわりのキャビテーション流れの実験を行った. 非加熱時と加熱時のキャビテーションの様相を比較し, 流速が小さいほど, 翼温度が上昇し, キャビテーションが成長した. 壁面からの伝熱を考慮したキャビテーション数の補正を提案した. 係数を調整することで, 等温場および加熱場のキャビティ長さを統一的に表現できる可能性を示唆した.

相反する 2 つの熱的效果である抑制効果と促進効果の関係を明らかにすることを目的とし, キャビ

ティ長さの変化に基づき実験的に調査した. 抑制効果を打ち消すだけに必要な過熱度は, 主流温度が 60 °Cから 70 °C付近のとき極大値をとることが示された.

参考文献

- [1] Ning, Y., et al., Visualization of Cavitation Behavior around the Fin in the Heat Exchanger, *Proceedings of Sixteenth International Conference on Flow Dynamics*, (2019) 776.
- [2] Okajima, J., et al., Temperature depression model for cavitating flow with thermodynamic suppression effect in high-temperature water, *Int. Commun. Heat Mass. Transf.*, 151 (2024) 107229.
- [3] Hord, J., Cavitation in liquid cryogenes. 2: Hydrofoil, (1973), NASA CR-2156.
- [4] Niiyama, K., et al., Experimental investigation of thermodynamic effect on cavitation in liquid nitrogen, *Proc. CAV2012*, (2012) 153-157.
- [5] 伊賀由佳, 山口優貴, 高温水中の翼形キャビテーションの内部温度, *日本機械学会論文集*, 82 (2016) 15-00548.
- [6] 羽入田卓, et al., 高温水キャビテーション内部温度計測による熱力学的抑制効果に関する実験的研究, *日本機械学会論文集*, 87 (2021) 21-00102.
- [7] Iga, Y., et al., Thermodynamic Suppression Effect of Cavitation Arising in a Hydrofoil in 140°C Hot Water, *J. Fluids Eng.*, 145 (2022) 011207.
- [8] Kato, H., Thermodynamic effect on incipient and developed sheet cavitation, *Proceedings of the International Symposium on Cavitation Inception*, 16 (1984) 127.

- [9] Fruman, D. H., et al., Estimation of thermal effects in cavitation of thermosensible liquids, *Int. J. Heat Mass Tran.*, 42 (1999) 3195.
- [10] Okajima, J., et al., Experimental study of cavitating flow influenced by heat transfer from heated hydrofoil, *Int. J. Multiphas. Flow*, 155 (2022) 104168.
- [11] Arakeri, V. H., and Acosta, A. J., Viscous Effects in the Inception of Cavitation on Axisymmetric Bodies, *J. Fluids Eng.*, 95 (1973) 519.
- [12] 木本日出夫, 隅田嘉裕, キャビテーション発生時の流路内円柱の熱伝達特性, 日本機械学会論文集 B 編, 52 (1986) 2312.
- [13] Wang, Y., et al., Numerical Investigation of Drag Reduction by Heat-enhanced Cavitation, *Appl. Therm. Eng.*, 75 (2015) 193.
- [14] Yang, N., et al., Change in Cavitation Regime on NACA0015 Hydrofoil by Heating the Hydrofoil Surface, *J. Fluids Eng.*, 145 (2023) 071201.
- [15] Yang, N., et al., Experimental Study of the Cavitating Flow on an Independently Heated Venturi Nozzle, *J. Fluids Eng.*, 146 (2024) 111303.
- [16] 佐藤航太, 岡島淳之介, 熱力学的自己抑制効果と壁面加熱がノズル内キャビテーションに及ぼす影響, 混相流, 37 (2023) 86.
- [17] Gopalan, S., and Katz, J., Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation, *Phys. Fluids*, 12 (2000) 895.
-

浮遊液滴の蒸発ダイナミクス Evaporation dynamics of levitated droplet

長谷川 浩司 (工学院大学)
Koji HASEGAWA (Kogakuin University)
e-mail: kojihasegawa@cc.kogakuin.ac.jp

1. はじめに

液滴の振る舞いは、その見た目のシンプルさとは裏腹に、多面的で複雑が故に魅力的である。それは界面が存在するからに他ならない。界面が関与する濡れ性や蒸発に代表されるような相変化挙動を理解することは、多岐に及ぶ物理的、化学的、生物学的プロセスにおいて益々重要性が高まっている[1]。産業応用上では、冷却技術、インクジェットプリンティング、コーティング、淡水化技術をはじめ、DNA 合成、生化学アッセイ、医療診断などと関連付けられ、多様性に満ちている[2]。蒸発現象を研究する場合、一般に対象とされる固体基板上的液滴は日常でもありふれた存在である反面、相変化のメカニズムに固気液三相が関与し、気液界面での輸送現象に固体表面の濡れの問題が連成するために、現象理解の障壁（と同時に魅力）となっている。

そこで、液滴の蒸発現象自体を純粋に観察するには完全な自由界面を有するように液滴を浮遊させた状態にするのが理想的である。そのような手法の1つとして、本報で紹介する音場浮遊法が知られている[3]。当該手法は、任意の空間に形成させた音響定在波中の節付近に、容器を用いることなく非接触でサンプルを保持・操作可能とする[4]。音を浮遊源としているために、入力周波数を変更することで、対象サンプルに印加可能な力は $\text{pN}\sim\text{mN}$ 、また操作可能なサイズは $\mu\text{m}\sim\text{mm}$ となり、対象範囲の拡大が可能である点が特長である[5]。

筆者は、音場浮遊法を駆使した非接触流体マニピュレーション (Lab-in-a-drop) の実現に向けて、図1に示すような複数液滴の浮遊・輸送・合体・混合・蒸発といった、液滴の動的な現象を機構論的に理解し、精緻に予測および制御するための研究を進めてきた[6]。本報では、筆者らの研究成果を中心に、特に音場浮遊液滴の蒸発ダイナミクスに焦点を当て、これまでに得られた知見および今後の展望等を概説したい。

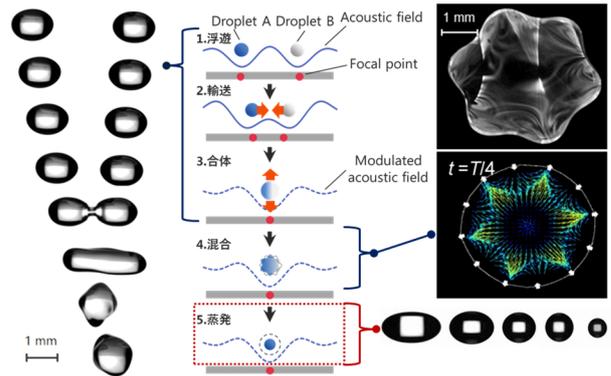


図1 音場による非接触流体マニピュレーション

2. 音場浮遊法の原理

音場浮遊法は、任意の空間内に形成した音響定在波中にサンプル（流体や固体）を配置し、液滴界面に作用する音響放射圧によりサンプルを空中に非接触で浮遊させる方法である[4]。

図2に(a)音場浮遊の模式図、(b)計測した音圧分布、(c)浮遊液滴の静止画の一例を示す[6]。音波を発振する下部ホーンと上部リフレクター間で音響定在波を形成する。適切な音圧分布が得られたことを確認した後に、サンプルを音響定在波の節付近に配置することで浮遊を実現する。浮遊可能なサンプルのサイズは音の波長によって制約され、本研究で用いた周波数が 19.3 kHz の音波を印可した場合、体積等価直径換算で $1\text{--}3\text{ mm}$ 程度の液滴が浮遊する。

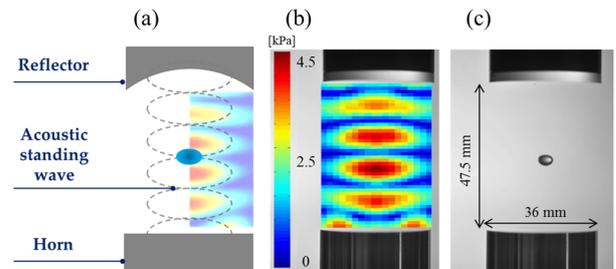


図2 音場浮遊法の原理：
(a) 模式図、(b) 音圧分布、(c) 液滴浮遊[6]

特に流体である液滴を安定的に浮遊させるには、液滴のサイズおよび流体物性を踏まえて印可する音圧を調整する必要がある。印可音圧が不十分である場合には音響放射圧で液滴を支えることができずに液滴は落下する。一方、音響放射圧が閾値を超える場合には、液滴界面が不安定化し、微粒化に至る[7]。蒸発現象には、周囲温度および相対湿度の影響が明瞭に表れる。本報で示す結果の実験条件は、周囲温度が約 25°C、相対湿度が約 50%としている。

3. 浮遊液滴の蒸発過程

図 3 に水およびエタノール液滴の浮遊中の蒸発過程を示す。図中には任意の時刻でのエタノール液滴の静止画を示す[8]。液滴の界面を明瞭に撮影するために、バックライト法を用いて、高速度カメラで液滴を撮影し、その画像群をコンピュータで画像処理して液滴に関する界面情報を定量化した。図中の縦軸は、液滴の各時刻の体積等価直径 d を初期体積等価直径 d_0 で除して二乗した無次元断面積 $(d/d_0)^2$ とし、横軸は時刻 t を秒で示す。プロットでそれぞれ水液滴 (○) とエタノール液滴 (▽) の蒸発過程の実験値を表している。同時に、対応する赤の実線と青の破線で拡散律速の蒸発モデル d^2 -law[9] で得られる水液滴とエタノール液滴に対する蒸発過程の予測値を併記している。 d^2 -law は、以下の式 (1) で表される。

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = 1 - \frac{8DM}{\rho_d R} \left(\frac{P_s}{T_s} - \frac{P_\infty}{T_\infty}\right) \frac{t}{d_0^2} \quad (1)$$

ここで、 D は拡散係数、 M はモル質量、 ρ_d は液滴密度、 R は気体定数、 P は蒸気圧、 T は温度、添え字の s は液滴界面、 ∞ は周囲気体を示す。

水液滴の場合、定性的には式(1)に基づく予測値と実験値のいずれも線形な蒸発過程を示しているものの、両者を定量的に比較すると、全時刻にわたり僅かに実験値の方が無次元断面積の減少が速く、実験では予測よりも蒸発が僅かに促進された。この原因は次章で議論する音響流に起因する。一方、エタノール液滴の場合、約 200 秒までは実験値が予測値より僅かに蒸発が促進されたことに加え、以降の時刻では両者が明瞭に乖離した。線形な蒸発過程の予測に対して、実験では蒸発速度が途中から鈍化することで非線形な蒸発過程が明らかとなった。

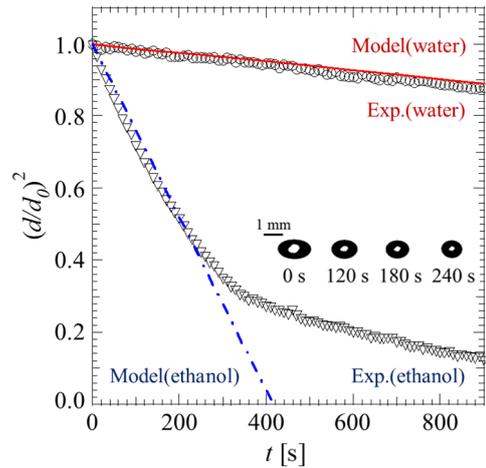


図 3 浮遊時点で単成分浮遊液滴の蒸発過程[8]

エタノール液滴が非線形な蒸発過程を示した原因として、周囲湿度の影響が考えられる。すなわち、水溶性のエタノール液滴の蒸発に伴い、周囲水蒸気が液滴界面を通じて凝縮し、液滴が 2 成分化したと推測される。仮説を検証するために、水、エタノールに加え、水溶性 (メタノール、アセトン) および非水溶性 (ヘキサン、ペンタン) の揮発性流体を用いた結果を図 4 に示す[10]。図中の黒塗りのプロットで示す水液滴と非水溶性液滴 (ヘキサン、ペンタン) の場合には線形に蒸発した一方、水溶性液滴 (エタノール、メタノール、アセトン) の場合には非線形な蒸発過程を示した。周囲湿度を制御した低湿度 (5%) の環境下では、音場浮遊させた水溶性液滴の場合でも線形な蒸発過程を示すことから湿度の影響が検証されている[11]。

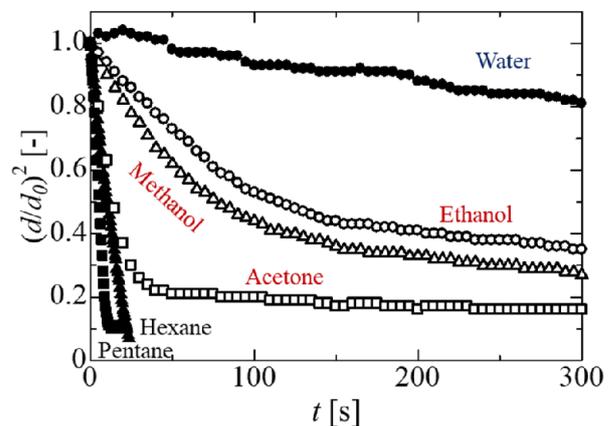


図 4 水溶性および非水溶性液滴の蒸発過程[10]

以上より、水溶性液滴(エタノール、メタノール、アセトン)では、浮遊直後には単成分であった液滴が揮発性成分の蒸発に伴い周囲水蒸気が凝縮しはじめ、水との2成分液滴となる。このことを踏まえ、蒸発モデル d^2 -lawによる予測と実験値の差分が水蒸気の凝縮による液滴の体積増加であると仮定し、筆者らは式(1)を2成分系に拡張した。その結果、高揮発性かつ水溶性流体単成分系から水溶液の2成分系に遷移する液滴の蒸発過程を予測可能であることを示している[10]。

さらに検証を進めるため、浮遊液滴の初期濃度をパラメータとして、図5に示す水・エタノール2成分系液滴の蒸発過程を調べた[12]。2成分液滴として水とエタノールを質量パーセント濃度で予混合した10, 50, 70 wt%エタノール水溶液を用いた。比較対象として図3で示した水とエタノールの実験値も再掲する。全体としては、初期濃度の増加に応じて蒸発過程は線形的から非線形的に遷移することがわかる。ここでは代表値として青プロットで示す50 wt%エタノール液滴に着目する。50 wt%エタノール液滴の蒸発過程は、エタノール単成分液滴と同様に2段階変化の非線形的挙動を示し、特に2段階目の蒸発速度は水とほぼ同様であることがわかる。蒸発速度が変化する遷移時刻は、エタノール液滴より100秒程度早い180秒付近であり、50 wt%エタノール液滴中のエタノール成分が蒸気圧差により水成分よりも優先的に蒸発したことで、エタノール成分の消失と共に周囲の水成分が凝縮し、結果として50 wt%エタノール液滴から水液滴へと遷移した。

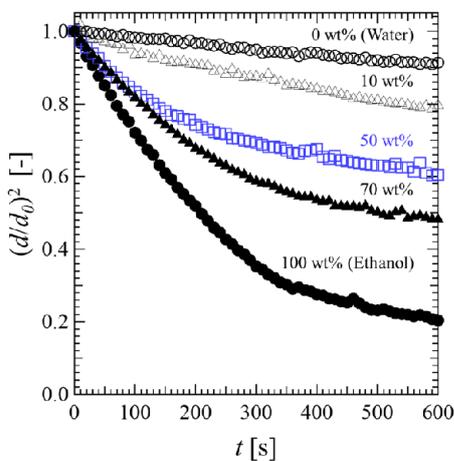


図5 エタノール水溶液の蒸発過程[12]

4. 浮遊液滴周囲の流動場

風が良く吹いている場合に洗濯物が乾くのを助けるように、液滴の蒸発においても周囲流動場が明らかな影響を及ぼすことは想像に難くない。とりわけ音場浮遊する液滴の周囲には特有の音響流が生じることが知られている[13]。しかし、その知見の多くは理論、数値解析による予測であるため、流動場の時空間情報の実験的理解が限定されている。

そこで筆者らは、PIVを用いて浮遊液滴周囲の流動場の可視化計測を行った。得られた液滴周囲の流動場(平均速度ベクトル図)の一例を図6に示す[8]。図中の白楕円は液滴を示している。図6(a)に示す水液滴周囲の流動場について、液滴下部に注目すると1対の渦構造が存在する。この渦構造は液滴界面近傍に存在することから、界面更新による蒸発促進が予測され、図3で議論したように予測値と実験値の差異を説明するものと考えられる。

一方、図6(b)に示す揮発性流体であるエタノール液滴周囲の流動場について、当該PIV計測では明瞭な渦構造は特定されなかった。しかしながら、水液滴とエタノール液滴界面近傍での流動方向が「逆転」していることが興味深い。それぞれの液滴界面の上下部に注目すると、水液滴では液滴から流出する方向であるのに対して、エタノール液滴では液滴に流入する方向に流れが生じている。周囲流動場の発生メカニズムとしては、液滴界面近傍の音響境界層(Stokes layer)内で形成される循環流動によって液滴周囲の流動が駆動されることが理論的に示されている[14]。当該理論を前提とすれば、エタノールの蒸発に伴い液滴周囲にエタノール蒸気が顕著に増加し、音響境界層に影響を及ぼしたことが想像される。

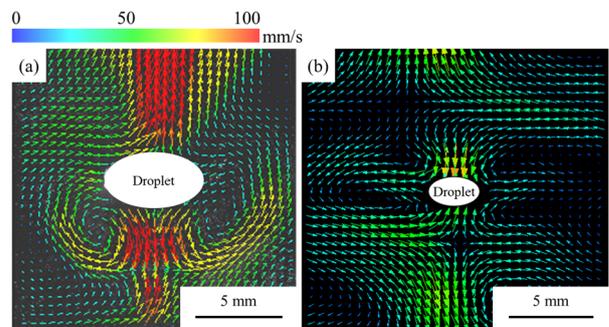


図6 浮遊液滴周囲の流動場：
(a) 水液滴、(b) エタノール液滴[8]

そこで、高空間分解能下で浮遊液滴周囲の流動場を把握するために、顕微鏡レンズを用いて界面近傍を可視化した結果を図 7 に示す[8]. 顕微鏡レンズによる液滴界面近傍の拡大撮影によって、PIV 計測における検査窓内のトレーサー粒子数が減少するため、図 6 で示したような流動構造をベクトル図としての再現は困難である. そこで、撮影画像を 2 値化し、100 枚分 (0.1 秒間) を多重露光した画像を作成した. また顕微鏡レンズを用いたことで主に液滴左側のみを撮影対象として限定した. 図 7(a) に示す水液滴の場合、粒子は液滴側部から流入し、液滴上下部に流出することが確認され、これは図 6(a) の流動場と一致する. 一方の図 7(b) に示すエタノール液滴の場合には、図 6(b) で述べたように液滴上下から流入し、液滴側部に流出することが確認されただけでなく、液滴界面近傍に循環渦 (図中の circular vortex) の存在が明らかとなった.

蒸発に伴う時空間変化を捉えるために、図 5 の 50 wt%エタノール液滴に対応する蒸発過程中的の外部流動構造の遷移を図 8 に示す[8]. 液滴注入直後の $t = 0$ 秒において、液滴の界面近傍に循環渦が発生し、エタノール液滴と同様の流動構造を示している. 図 5 で示した遷移時刻である 180 秒の時点では、循環渦のスケールはやや小さくなるもののエタノールの流動構造を示し、遷移点後である 300 秒の時点では更に小さくなるものの同様であった. 遷移時刻以降の十分に時刻が経過した 600 秒の時点で循環渦は消失しており、水と同様の流動構造を示している. このことは、浮遊する 50 wt%エタノール液滴中のエタノール成分の優先蒸発に伴い、液滴内部のエタノール成分は消失したものの、液滴界面近傍でのエタノール蒸気の残留が考えられる. この場合、液滴は水に遷移したものの、周囲に存在するエタノール蒸気が引き続き音響境界層に影響を及ぼしたものと推測される. 本実験体系で周囲気相が空気であることを仮定した場合、音響境界層 $\delta (= (2\nu/\omega)^{1/2})$ の厚さは約 $16 \mu\text{m}$ と見積もられる[14]. ここで、 ν は気相の動粘度、 ω は音波の角周波数を示す. しかしながら、浮遊液滴界面近傍の音響境界層内部を十分な時空間分解能下で実験的に可視化するのは困難である. 現時点では液滴サイズ程度の空間スケールでの流動場の計測に留まっており、実験的解明は計測技術の開発も含めた継続的な課題と捉えている.

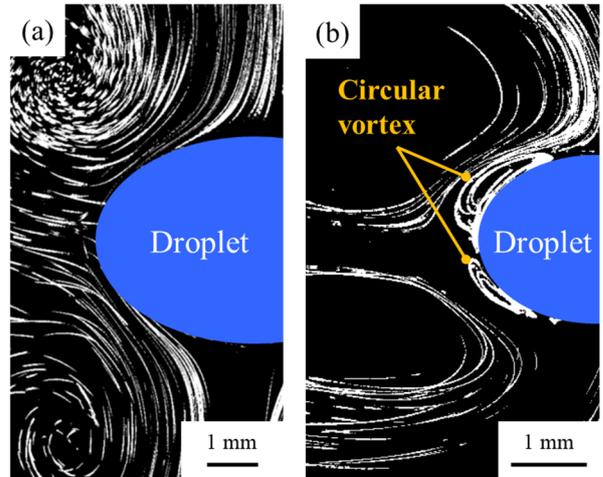


図 7 浮遊液滴界面近傍の流動場：
(a) 水液滴、(b) エタノール液滴[8]

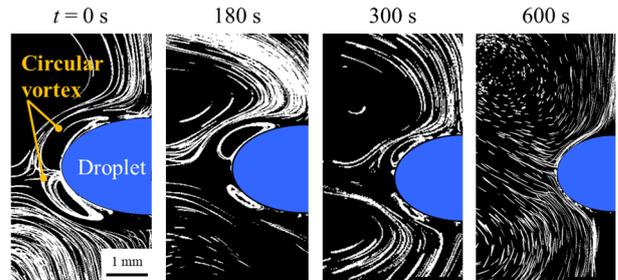


図 8 50 wt%エタノール水溶液周囲の流動構造遷移[8]

前述の結果に基づき、揮発性が周囲流動構造に及ぼす影響を定量化するために、飽和蒸気圧をパラメータとしてエタノール以外の各種アルコール類およびアルカン類液滴を用いて同様の計測を行った. その上で循環渦の特性を示す物理情報として界面近傍での流速および循環渦の厚さを計測した結果を図 9 に示す[15]. ここで図 9(b) の縦軸は、挿入図で示す循環渦の厚さ δ を液滴の初期体積等価直径 d で除した無次元厚さを採用している. また循環渦の存在が確認されなかったデカン、ノナン、ペンタノール、ブタノール、プロパノール液滴の結果は図 9(b) 中に存在しない. 結果から、浮遊させたアルコール類およびアルカン類液滴のいずれにおいても飽和蒸気圧の上昇に伴って液滴界面近傍の速度および循環渦が減少する. これは図 7 および図 8 で示した液滴の蒸発に伴う周囲気相成分が周囲流動に影響することをより一般的に裏付ける.

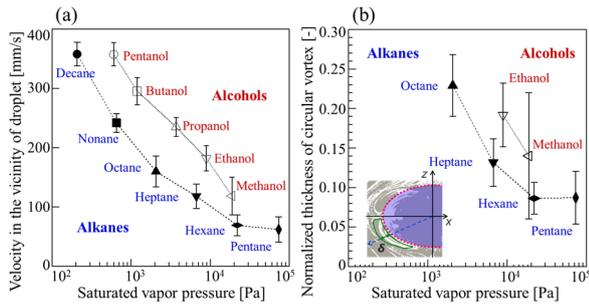


図9 揮発性液滴界面近傍の循環渦：
(a) 代表速度，(b) 循環渦厚さ[15]

5. 浮遊液滴周囲の濃度場

前節で述べたように、揮発性成分の蒸発に伴う周囲気相の濃度分布が流動構造に影響を及ぼす。そこでマッハ・ツェンダー干渉計を用いて蒸発する浮遊液滴の周囲濃度分布の非接触計測を試みた[15]。

図10に各液滴周囲の位相分布の可視化結果を示す。計測では液滴周囲の蒸気成分の変化に伴う密度変化を捉えており、ここでは画像処理で再構成した時間平均の位相分布を示す。本条件では、音場による媒質の振動および蒸発冷却に伴う周囲気相の温度変化の影響に由来する密度変化は無視可能であることを事前検証している。飽和蒸気圧 P_{sat} をパラメータとして、(a)デカン、(b)ノナン、(c)オクタン、(d)ヘプタン、(e)ヘキサン、(f)ペンタンの6種類のアルカン類液滴周囲の位相分布を示している。結果から、飽和蒸気圧の上昇に伴い蒸発が顕著になる(d)ヘプタン、(e)ヘキサン、(f)ペンタン液滴の赤道付近で明瞭な位相変化が確認できる。これは前述の流動場との対応が想像されると同時に、先行研究の数値解析結果とも符合する[16]。

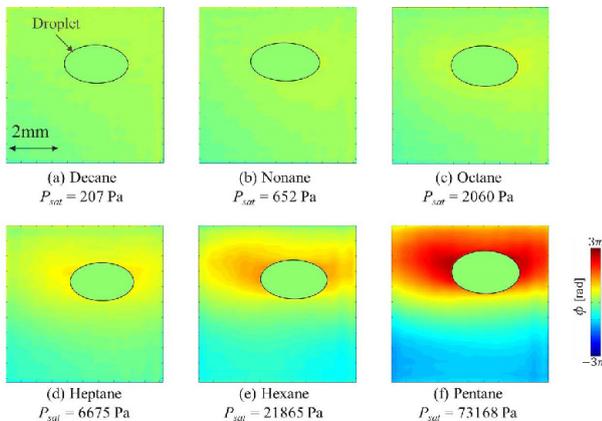


図10 各液滴周囲の位相分布の可視化[15]

得られた結果を定量的に比較するために、各液滴近傍での位相変化を図11に纏める[15]。ここで、挿入図中で示すように各浮遊液滴の端部での位相変化量を代表値とした。図10に示したアルカン類に加えて、アルコール類液滴の結果も含めている。この結果からも飽和蒸気圧の上昇に伴い、位相変化が増大することがわかる。前述のように、液滴の蒸発に伴う周囲気相成分の変化が周囲流動に及ぼすことに加えて、液滴界面近傍の濃度分布は液滴の蒸発自体や界面近傍の音波の振る舞いにも影響を及ぼすことが推測される。

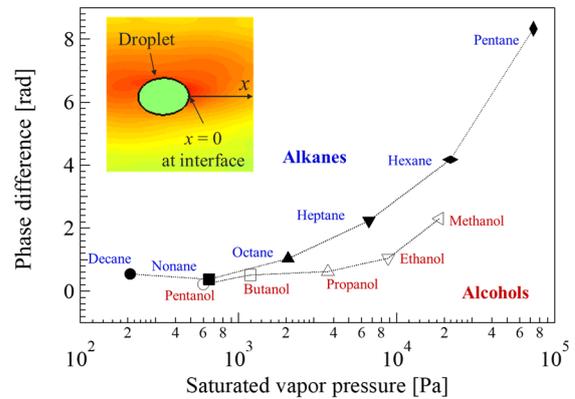


図11 各液滴近傍での位相変化[15]

6. 浮遊液滴界面近傍の境界層厚さ

揮発性成分の蒸発に伴う液滴界面近傍の物性変化は、浮遊液滴の蒸発ダイナミクスを決定付ける境界層厚さに直接的な影響をもたらす。

図12(a)に計測や理論を基に見積もった各境界層厚さを示す[17]。図中縦軸には各境界層厚さを液滴径で除した無次元境界層厚さを示す。併記している循環渦の厚さは前述と同様に計測結果である。それ以外の温度境界層厚さ[18]、拡散境界層厚さ[13]、音響境界層厚さ[14]は、周囲気相の動粘度 ν_{eva} の変化を考慮して推定した上で無次元化している。図中の破線は気相の濃度変化がない場合の空気に対する音響境界層厚さを示している。いずれの無次元境界層厚さも飽和蒸気圧の上昇に伴って減少する。特に、音響境界層厚さが増加することから、層内の流動が変化することが予測される。その結果、液滴周囲の循環渦も連動して変化したと推察される。

得られた空間スケールを基に、音場浮遊液滴周囲の構造の模式図を図12(b)に示す[17]。数mmサイズの浮遊液滴の界面近傍では、音場印可に伴う十

μm 程度の音響境界層が存在し、駆動される流動は液滴の蒸発を促進し、周囲物性を動的に変化させる。伴って数十 μm 程度の拡散境界層、数百 μm 程度の温度境界層ならび周囲の流動構造（循環渦）が形成されると考えられる。つまり、音で誘起される流れが蒸発に影響を及ぼすとともに、蒸発に伴う周囲の物性変化が流動構造にも影響を及ぼすというマルチスケールな連成問題である。これは、小さな液滴が内包する大きな学術的挑戦と筆者は捉えている。

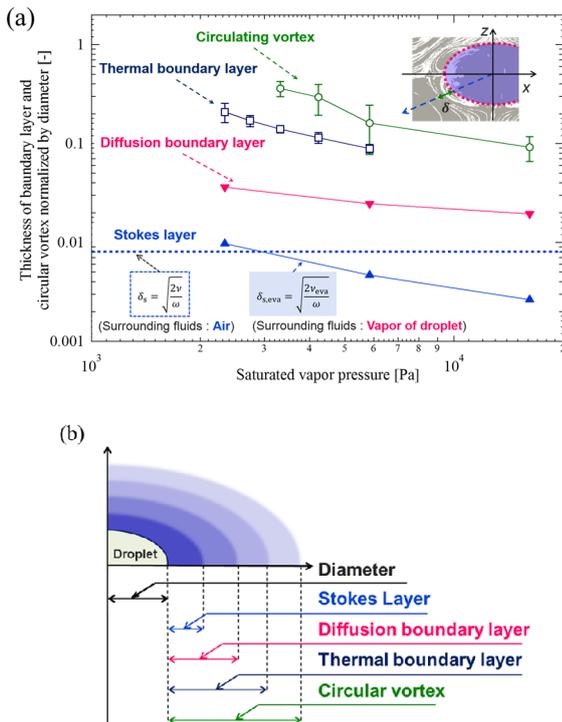


図 12 浮遊液滴界面近傍の境界層厚さ：(a) 無次元境界層厚さ、(b) 周囲構造[17]

7. おわりに

本稿では、音場中に浮遊する液滴の界面、流動、気相成分を可視化した結果を中心に蒸発ダイナミクスを概説した。音響場で駆動される流動場は蒸発を促進し、濃度場を時空間発展させると同時に、気相の濃度変化が音響場および流動場、蒸発挙動に影響を与える。すなわち、音響場、流動場および濃度場が連成する物理現象を対象にしていることが特徴である。紙幅の都合でご紹介できなかったものの、液滴の伝熱特性や界面安定性も重要なトピックである。Full story としては温度場や界面動力学とのより複雑な連成問題であるということと豊富な

Open question が溢れている点を強調したい。

近年では、蒸発で誘起される乳化に伴う液液相分離[19]や凝固[20]、化学反応[21]等の応用を志向した学際的広がりも魅せている。本稿で取り上げた蒸発ダイナミクスには、音響場、流動場、温度場、濃度場、界面動力学等が織り成す混相流現象が集約されている。その魅力を多少でもお届けできれば嬉しい。

参考文献

- [1] Wang, Z. et al., Phys. Rep., **960** (2022) 1.
- [2] Wilson, S. K. and D'Ambrosio, H. M., Annu. Rev. Fluid Mech., **55** (2023) 481.
- [3] Yarin, A. L. et al., J. Fluid Mech., **356** (1998) 65.
- [4] Morris, R. H. et al., Phys. Fluids, **31** (2019) 101301.
- [5] Dholakia, K. et al., Nat. Rev. Phys., **2** (2020) 480.
- [6] 長谷川浩司, 音響場を駆使した浮遊液滴の非接触マニピュレーション, 混相流, **37** (2023) 29.
- [7] Yang, Z. et al., Ultrason. Sonochem., **98** (2023) 106480.
- [8] 石井光, 長谷川浩司, 金子暁子, 阿部豊, 音場浮遊液滴の内外流動構造と物質輸送現象, 日本機械学会論文集 B 編, **78** (2012) 1696.
- [9] Schiffter, H. and Lee, G., J. Pharm. Sci., **96** (2007) 2274.
- [10] Niimura, Y. and Hasegawa, K., PLOS ONE, **14** (2019) e0212074.
- [11] Wakata, Y. et al., J. Fluid Mech., **984** (2024) A17.
- [12] Hasegawa, K. et al., npj Microgravity, **2** (2016) 16004.
- [13] Yarin, A. L. et al., J. Fluid Mech., **399** (1999) 151.
- [14] Zhao, H. et al., J. Acoust. Soc. Am., **106** (1999) 3289.
- [15] Kobayashi, K. et al., Phys. Fluids, **30** (2018) 082105.
- [16] Bänsch, E. and Götz, M., Phys. Fluids, **30** (2018) 037103.
- [17] 合田篤, 長谷川浩司, 金子暁子, 金川哲也, 阿部豊, 音場浮遊液滴の周囲流動場と界面輸送現象, 混相流, **28** (2015) 539.
- [18] Shitanishi, K. et al., Microgravity Sci. Technol., **26** (2014) 305.
- [19] Mitsuno, M. and Hasegawa, K., Phys. Fluids, **36** (2024) 033328.
- [20] Chen, H. et al., Phys. Fluids, **34** (2022) 092108.
- [21] Zang, D. et al., Adv. Colloid Interface Sci., **243** (2017) 77.

光学干渉計による固気液相界面近傍での
熱物質輸送現象の実験的計測

*Experimental Measurement of Heat and Mass
Transport Phenomena Near Solid-Gas-Liquid
Interfaces with Laser Interferometry*

神田 雄貴 (東北大学)
Yuki KANDA (Tohoku University)
e-mail: y.kanda@tohoku.ac.jp

1. はじめに

蒸発や凝縮、凝固などの相変化、また化学反応において、相界面における熱物質輸送現象は重要な物理現象である。熱物質輸送現象を理解する上で、相界面近傍における温度/濃度の分布や勾配、また熱伝達率や熱拡散率、拡散係数といったパラメータは不可欠な情報である。

相界面での熱物質輸送現象を実験的に評価する上で、特に流れを伴う場合は、レーザーによる光学的可視化手法をはじめとする非接触な計測手法が有効である。本稿では特に光干渉計による固気液相界面における熱物質輸送現象の計測例について、著者が取り組んできたマッハツェンダー干渉計による計測例を主として紹介する。また計測例として、著者が現在取り組んでいる超臨界流体中における熱輸送現象計測についても紹介する。

2. 光干渉計による熱物質輸送現象の計測手法

2.1 光学的可視化手法について

光学的可視化手法は、熱物質輸送現象を評価するための有効な手法の一つであり、特に相界面における輸送現象の評価において、非接触で界面近傍の物理情報を計測できる利点をもつ。

熱物質輸送現象の光学的可視化手法の一例を表1にまとめる。表1に示す可視化手法は、温度/濃度変化による媒体の屈折率変化を計測する手法である。一般に屈折率は密度の関数であるため、密度と温度や濃度の関係が明らかであれば、屈折率の分布から温度場や濃度場を導出できる。一方で、温度や濃度の変化が時空間的に共存するような系では、どちらか一方を別な計測手法や数値計算等で評価せねば、温度や濃度を特定できない。例として、熱電対などで温度情報が明らかとなっていれば、得られた屈折率(=密度)の分布から濃度分布を評価できる[1]。また媒体中での熱と物質の拡散速度の違いで情報を分離することも可能である。

表1 光学的可視化手法の一例

光学計測手法	特徴
シャドウ グラフ法	<ul style="list-style-type: none"> 計測領域に垂直に平行光線をあて、通過した光を直接スクリーン上に投影する方法 密度の二次勾配に比例する明暗の像を計測
シュリーレン 法	<ul style="list-style-type: none"> 計測領域に垂直に平行光線をあて、通過した光を収束させ、ナイフエッジを用いてスクリーンに投影する方法 密度勾配に比例する明暗の像を計測
マッハツェン ダー干渉計	<ul style="list-style-type: none"> 平行光を二つに分け、二つの平行光間の光路差を計測 干渉縞の解析により密度分布を得る
ホログラフィ 干渉計 (二重露光法)	<ul style="list-style-type: none"> ホログラムを用いて干渉縞を得る 干渉縞の解析により密度分布を得る

2.2 マッハツェンダー干渉計

本稿では、光学的可視化手法の中でも著者がこれまでの研究で扱ってきた、マッハツェンダー干渉計 (Mach-Zehnder interferometer) について詳しく紹介する。

マッハツェンダー干渉計は、流れ、温度、濃度の場の変化をリアルタイムで可視化する手法の一つである。本干渉計は、開発に携わった Ludwig Mach と Ludwig Zehnder の二人の名前に因んで[2, 3]。マッハツェンダー干渉計は、シンプルな光学系でありながら、光の干渉を利用することで高精度かつ定量的に温度や濃度の変化を評価できる。また特徴として、試料に対し光が一回しか通らないシングルパスであること、二本の光路をミラーやビームスプリッターで独立に操作して任意の干渉縞を作成できることが挙げられる。

マッハツェンダー干渉計の概略図を図1に示す。マッハツェンダー干渉計では、レーザー光源から

放出された光がレンズによってコリメートされる。レーザー光はビームスプリッターによって試験光と参照光に分割され、試験領域に温度や濃度の変動による密度分布が存在すると、密度と屈折率の関係から試験領域に屈折率分布が生成される。この屈折率分布が試験光と参照光の間に式(1)の光路長差を引き起こす。ここで Δl は光軸方向 z における光路長差[m], n は屈折率[-], 添え字 t と r はそれぞれ試験光, 参照光を意味する。したがって、試験光を再び参照光に重ねると、それらの間の光路長差に応じて干渉が発生する。重ね合わせた光をスクリーンやカメラで検出することで干渉縞画像を得ることができ、干渉縞の解析により、試験部の各点における密度の情報を得ることが可能となる。

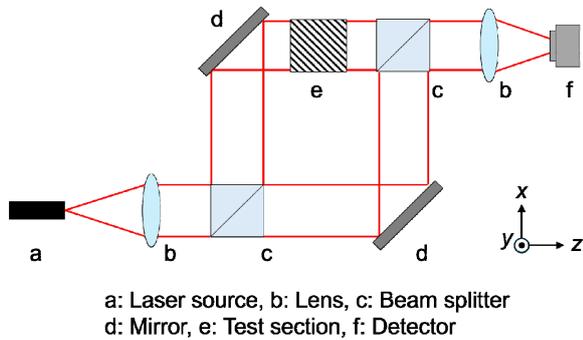


図1 マッハツェンダー干渉計の概略図

$$\Delta l = \int_{-\infty}^{\infty} (n_t - n_r) dz \quad (1)$$

マッハツェンダー干渉計で計測する干渉縞は、二つに分岐した光の光路長差に対応するため、光路長が等しい場合は、図2(a)のような均一な輝度をもつ画像が取得できる。これを無限遠と呼ぶ。一方で、無限遠の状態からミラーを任意に傾けると、図2(b)のように任意の本数の干渉縞画像を取得できる。

取得した干渉縞の解析方法として、無限干渉法と有限干渉法がある。無限干渉法では、先の無限遠の状態を初期状態として、試験領域の屈折率変化に応じた干渉縞、すなわち等屈折率線の本数や分布から、密度変化を評価する。有限干渉法では、あらかじめ基準となる干渉縞をつくり、密度変化が生じたときに現れる干渉縞の移動量から密度変

化を取得する。以下の本稿においては、無限干渉法を用いた計測例を紹介する。

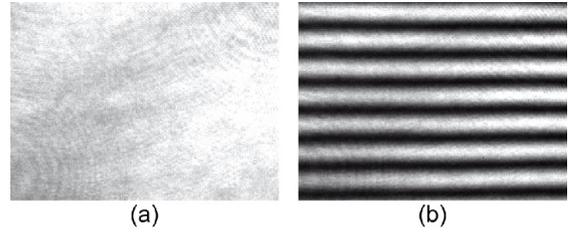


図2 マッハツェンダー干渉計で計測した干渉縞 (a) 二つに分けた光路長が等しい場合(無限遠), (b) ミラーを任意に傾けて取得した干渉縞画像の例

2.3 位相シフト干渉計

無限干渉法において、密度変化は干渉縞の本数や明暗に依存するため、対象とする媒体中での密度変化が小さく、屈折率の変化が微小な場合、有意な干渉縞を計測できず密度変化を評価できない。

干渉縞の本数は、式(1)から屈折率の光軸方向への積分値と関係するため、式(1)から試験領域の光路を長く設定すれば良い。しかしながら、実験的な空間の制限がある場合には適用できない。

本稿では、画像処理により干渉縞の情報量を増やすことで密度変化に対する解像度を向上させる手法である、位相シフト技術を紹介する。位相シフト技術では、異なる偏光角度を持つ干渉縞画像を、3 step 法などのアルゴリズムを用いてデジタルデータに変換する。これにより、例として8 bit デジタル画像であれば、干渉縞の明暗で示された屈折率分布を256段階の色階調として表現できる。

位相シフト技術では、複数の異なる偏光角を持つ干渉縞画像を取得する必要がある。例として、 piezoelectric 素子でミラーを定位相分だけ機械的にずらして干渉縞を取得する方法[4]や、偏光子を導入することで時間あるいは空間的に異なる偏光角度を持つ干渉縞画像を取得する方法[5, 6]がある。位相シフト技術の詳細な原理については本稿では割愛させていただくが、以下の節においては、位相シフト技術を導入したマッハツェンダー干渉計 (以下、位相シフト干渉計, Phase-shifting interferometer) を用いた熱物質輸送現象の計測例を紹介する。

3. 相界面近傍での熱物質輸送現象計測の例

3.1 気液界面

位相シフト干渉計による計測において、気液界面に試験光を透過させ、気液界面にて温度や濃度変化による屈折率分布が生じれば、干渉縞の移動や本数の変化を観測できる。ここで無限干渉法においては、単一波長のレーザー光源を用いて計測する場合、気相と液相の屈折率の違いから、どちらか一方の相のみを無限遠の状態にできるため、どちらか一相に着目した計測となる。

気液界面での計測例として、著者の研究グループが実施した窒素と水の気液界面で生じる非定常熱輸送現象の計測を紹介する。本研究では、気相側で無限遠状態をつくり、気液界面から気相中における非定常熱輸送現象を評価した。なお液滴内部はレーザー光の散乱により光を透過してしない。

本研究では、耐圧チャンバー内に水滴を設置し、3 MPaの窒素空間内で保持した後に、気相の圧力を2 MPaに急減圧させ断熱膨張冷却を発生させた。これにより窒素と水滴の気液界面には温度差が生じる。本研究では位相シフト干渉計と検出器として高速度カメラを用いることで、図3に示す窒素と液滴の気液界面近傍にて、減圧後0.1秒で生じた干渉縞の計測に成功している[7]。気相中の濃度や圧力の変化がないと仮定すると、この干渉縞は温度分布を意味する。

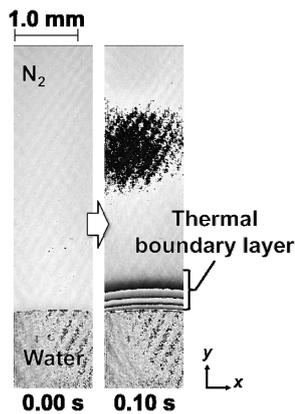


図3 位相シフト干渉計による窒素と水の気液界面における非定常熱輸送現象の計測例

図3の位相シフト画像では、8 bit デジタル画像としているため、1本の干渉縞は0-255の階調を持ち、2本目の干渉縞では256-511の情報をもつ。

これに従って干渉縞の輝度値を足していくと、図4のように気液界面から気相にかけての屈折率分布(図4では光軸方向の積分値である光路長差分布としている)、すなわち見かけの温度分布を示すことができる。

ここで計測における注意点を紹介したい。マッハツェンダー干渉計や位相シフト干渉計で計測する光学情報は式(1)のとおり、光軸方向への積分値である。例えば、温度であれば[K・m]の次元をもつ。光軸方向に試験領域、および生じる密度分布が一次的に一様である場合は、光軸方向の長さ[m]で除すればよい。一方で、図3のような球面であればアーベル変換などの積分変換を用いて情報を算出する必要がある[7, 8]。

また無限干渉法にて干渉縞から得る屈折率分布は、相対的な分布であるため、取得した屈折率分布から密度や温度分布を評価するためには初期値や境界値を用いる必要がある。例えば、気体を液体に溶解させるような系において、ヘンリーの法則を用いて気液界面での濃度が推算できる場合、気液界面から遠方位置の濃度が明らかであれば、屈折率分布を濃度分布に置き換えることができる。

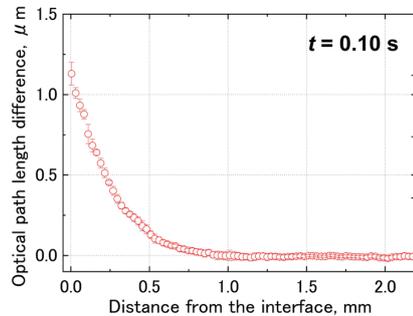


図4 窒素と水の気液界面における光路長差分布(t = 0.10 s)

一方で、境界すなわち界面での値が未知の場合、屈折率と密度の関係式を用いて、取得した屈折率分布を密度分布に変換する必要がある。

典型的な屈折率と密度の関係式であるLorentz-Lorenz式を式(2)に示す[9]。

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N \alpha \quad (2)$$

ここで、 n は屈折率[-]、 N は単位体積当たりの分子数[1/m³]、 α は分子の平均分極率[m³]である。

ここで気体中の場合は、より簡便な Gladstone-Dale の式を用いることができる[10].

$$n = 1 + K\rho \quad (3)$$

ここで、 K は Gladstone-Dale 定数[m³/kg]、 ρ は気体の密度[kg/m³]である。Gladstone-Dale 定数はガス種と光源の波長によって異なる定数である。

また非極性の気体に対しては、ローレンツ振動子モデルを用いた以下の関係式を用いることができる[11].

$$n = \left[1 + \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right]^{0.5} \quad (4)$$

ρ_0 は標準状態における気体の密度[kg/m³]、 ω は電磁波の振動数[Hz]、 ω_p はプラズマ振動数[Hz]、 ω_0 はガス分子の共振振動数[Hz]である。

これらの屈折率と密度の関係式を用いることで、計測した屈折率分布から密度分布を計算できる。対象が気体の場合、圧力が一定であれば、状態方程式から温度を算出できる。

ただし、これらの式は屈折率と密度の間の線形関係を仮定しているため、密度や圧力が高い条件や極性分子を対象とする場合、この関係が非線形となるなど、適用の限界があることに注意したい。なお、液体中における屈折率と密度の関係については、分子間相互作用が屈折率に影響するため、経験的に得られたデータを用いることが多い[12].

以上では、境界値や屈折率と密度の関係式を用いることで、干渉縞から得る屈折率分布から密度や温度の分布を評価する方法を示した。ただし、干渉縞から計測できるのはあくまで気液界面近傍の情報であり、計測する二次元画像において、気液界面に一番近い位置にあるピクセルが持つ情報が、空間的に計測し得る情報の限界であることに注意したい。しかしながら、現在市販されている検出器（カメラ等）は、安価なものでも高い空間解像度を有するものが多く、図 3 の例では、8.83 μ m/pixel の空間解像度で干渉縞を可視化している。光学系の倍率や検出器の空間解像度次第で

はあるが、位相シフト干渉計を用いることで μ m 以下の空間解像度で気液界面での温度・濃度情報を実験的に評価できる。これは相界面での熱物質輸送現象の理解において強みであると考えられる。

3.2 固気/固液界面

次に固気/固液界面での計測例を紹介する。固気/固液界面での輸送現象の計測において、固体中はレーザー光を透過しないため、干渉計で可視化するのには、気相/液相側の輸送現象である。すなわち、前節の気液界面の扱いと同様であり、式(3)の Gladstone-Dale の式などを用いて、屈折率分布から気相/液相の温度・濃度分布を算出する。

位相シフト干渉計を用いた固気/固液界面での熱物質輸送現象の計測について、これまでに著者は、水中におけるメタンハイドレート（固液界面）や、液滴周りに生成したメタンハイドレート（固気界面）における分解時の非定常密度場変化に着目した研究を実施してきた[13, 14]. 本稿では、固気界面におけるメタンハイドレートの分解現象を計測例として以下で紹介する。

メタンハイドレートは、水とメタンガスから生成する包摂化合物であり、相平衡条件に則り、水とメタンガスの気液界面にてハイドレート(固体)が生成する[15]. 本研究では、メタン-ヘリウム混合ガス空間において、親水加工をしたガラス基板上に水の液膜を設置し、気液界面上にメタンハイドレートを生成させた (4.8 MPa, 274 K). 気相側を相平衡条件以下に減圧 (3.7MPa→3.1 MPa, 274 K) することで、メタンハイドレートを分解させ、固気界面からメタンを解離させた。減圧直後の分解過程における固気界面近傍の非定常密度変化を位相シフト干渉計にて計測した例を図 5 に示す。

ここで本実験系においては、減圧直後から数秒で分解が完了するため、高速度カメラでの撮影を行っている。高速度カメラには位相シフト技術を実行するために、特殊な偏光プリズム[8, 14]を組み込んでいる。

本研究では、1 ms および 3.88 μ m/pixel の時空間解像度にて、メタンハイドレート分解における固気界面近傍の非定常密度変化を可視化することに成功した。メタンハイドレートは分解の際に、固体表面にてガス分子の解離と吸熱反応による熱輸送が生じる。本研究で計測した非定常密度変化に

は、さらに気相の減圧による温度変化の情報も含まれている。2.1 節で述べたように、温度と濃度が混在する場において、干渉計で得る密度情報から直接温度や濃度のみを特定するためには、別な計測手法や数値計算などの援用が必要である。著者の研究では、数値シミュレーションを用いて実験で想定される断熱膨張や吸熱反応による温度変化、およびメタン解離による濃度変化から総密度変化を導出し、実験結果と比較することで、分解現象における反応速度と物質拡散についての議論を達成した。数値シミュレーションを含む詳細については、著者の原著論文を参考にされたい[14]。

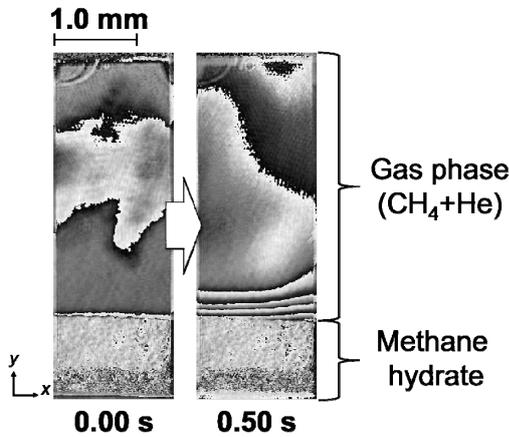


図5 メタンハイドレート分解過程における固気界面近傍の非定常密度変化の計測例

3.3 超臨界流体中での輸送現象

最後に、相界面からは少し脱線するが、著者が現在取り組んでいる超臨界流体中での熱物質輸送現象の計測について紹介したい。

超臨界流体は気体と液体の中間的な性質をもつことが多く、密度は気体と比して高い値を有する。そのため、光干渉計を用いて温度や濃度変化を評価する場合、屈折率と密度の関係を導出することが、しばし困難になる。しかしながら、いくつかの研究グループでは、Lorentz-Lorenz 式を適用することで、超臨界二酸化炭素中の温度場計測や屈折率の評価を実施している[16, 17]。

著者の研究グループでは、超臨界二酸化炭素について、密度変化が比較的小さい Gas-like の条件 (7.5 MPa, 320.5 K) にて Gladstone-Dale の式を仮定して、温度場の推定を試みている[18]。

図6に超臨界二酸化炭素中での非定常熱輸送現象の計測例を示す。本研究では、耐圧可視化セルに超臨界二酸化炭素を充填し、壁面を加熱することで温度差を与え、温度分布の可視化を行った。

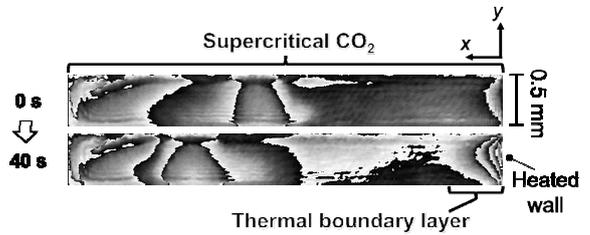


図6 超臨界二酸化炭素中での非定常熱輸送現象の計測例

計測した図6の干渉縞から光路長差の分布を導出した結果を図7に示す。ここで数値シミュレーションにて温度場を推算し、Gladstone-Dale の式を仮定して光路長差を導出し比較している。比較の結果、実験結果は数値計算とよく一致していることが確認できた。

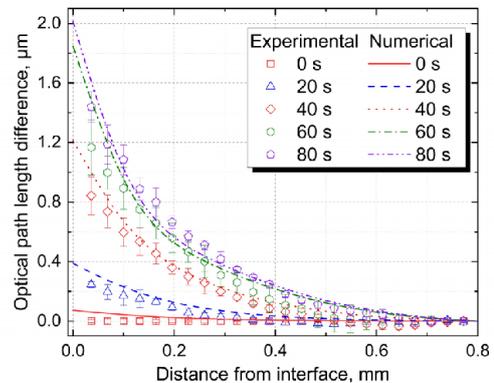


図7 超臨界二酸化炭素中での光路長差の分布

Gas-like の条件に対し、臨界点近傍においては、超臨界流体の密度が数倍程度大きくなり (例：超臨界二酸化炭素にて、7.5 MPa, 320.5 K で 201.5 kg/m³, 7.7 MPa, 305 K で 611.3 kg/m³)、微小な温度変化に対する密度変化、すなわち屈折率変化がより大きくなる、また Lorentz-Lorenz 式などの屈折率と密度の関係式の適用が難しくなるなど、光干渉計における計測の課題がある。したがって、臨界点近傍における輸送現象の精緻な評価については、超臨界流体中の精緻な温度制御に加えて、

臨界点近傍における屈折率と密度の関係を明らかにすることが課題であると考える。

4. むすび

本稿では、相界面における輸送現象の実験的評価手法として、光学的可視化手法を紹介し、特にマッハツェンダー干渉計や位相シフト干渉計の特徴、および固気液相界面における計測例や課題を紹介した。

位相シフト干渉計は、相界面における温度や濃度分布を理解できることに加え、境界層や勾配の時空間変化から、熱伝達率や拡散係数などの伝熱に関する重要なパラメータを導出できる非常に強力なツールである。一方で、温度と濃度が時空間的に同時に変化する系での温度/濃度変化の理解や、超臨界流体のような高圧・高密度環境下においては、計測および評価手法について未だ課題がある。これらの課題については、相界面における輸送現象の理解を深めるため、著者の今後の研究課題として、継続して取り組んでいきたい。

謝辞

本稿で紹介した研究の一部は、日本学術振興会科学研究費助成事業 若手研究 (22K14187) の助成を受けて実施しました。また、小宮敦樹教授をはじめとする共同研究者の皆さまにこの場をお借りして感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 柏木孝夫, 黒崎晏夫, 二階勲, 臭化リチウム水溶液中への水蒸気吸収過程における熱および物質拡散, 日本冷凍協会論文集, Vol. 1(1), 89-98, (1984).
- [2] Mach, L., "Ueber einen Interferenzrefraktor," *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, Vol. 12, 89-93 (1892).
- [3] Zehnder, L., "Ein neuer Interferenzrefraktor," *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, Vol. 11, 275-285, (1891).
- [4] Watt, D. W., Vest, C. M., "Digital interferometry for flow visualization," *Exp. Fluids*, Vol. 5, 401-406, (1987).
- [5] Komiya, A., Maruyama, S., "Precise and short-time measurement method of mass diffusion

- coefficients," *Exp. Therm. Fluid Sci*, Vol. 30, 535-543, (2006).
- [6] Torres, J.F., Komiya, A., Shoji, E., Okajima, J., Maruyama, S., "Development of phase-shifting interferometry for measurement of isothermal diffusion coefficients in binary solutions," *Opt. Lasers Eng.*, Vol. 50(9), 1287-1296, (2012).
- [7] Kanda, Y., Shoji, E., Chen, L., Okajima, J., Komiya, A., Maruyama, S., "Measurement of transient heat transfer in vicinity of gas-liquid interface using high-speed phase-shifting interferometer," *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, Vol. 89, 57-63, (2017).
- [8] Shoji, E., Komiya, A., Okajima, J., Kawamura, H., Maruyama S., "High-speed phase-shifting interferometry using triangular prism for time-resolved temperature measurement," *Appl. Opt.*, Vol. 54 (20), 6297-6304, (2015).
- [9] Born, M., Wolf, E., "Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light," 7th (Expanded) edition, Cambridge University Press, (1999).
- [10] Merzkirch, W., "Flow visualization," 2nd edition, Elsevier, (2012).
- [11] 円山重直, "光エネルギー工学", 養賢堂 (2004).
- [12] Maruyama, S., Shibata, T., Tsukamoto, K., "Measurement of thermal and solutal diffusivity by rapid heat-transfer control system and real-time phase-shift interferometer", *17th Japan Symposium on Thermal Properties*, D305, (1996).
- [13] 神田雄貴, 江目宏樹, 岡島淳之介, 小宮敦樹, 塚田隆夫, 円山重直, "気液界面におけるメタンハイドレートの生成および解離の濃度場計測," 第52回日本伝熱シンポジウム講演論文集, I132, (2015).
- [14] Kanda, Y., Komatsu, H., Okajima, J., Maruyama, S., Komiya, A., "Evaluation of rate-determining step of methane hydrate decomposition by measurement of transient heat and mass transfer near solid-gas interface," *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 149, 119191, (2020).
- [15] Sloan, E.D., Koh, C.A., "Clathrate Hydrate of

- Natural Gases,” 3rd edition, CRC Press, (2008).
- [16] Zhang, Y., Chen, L., Wu, Q., Yang, D., Kanda, Y., Zang, J., Komiya, A., Huang, Y., “Preliminary measurements of transient boundary heat transfer process under supercritical pressures using pixelated phase-shifting interferometry,” *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, Vol. 138, 106396, (2022).
- [17] Tang, H., Gulari, E., Rothe, E.W., “Large mirage effect in supercritical CO₂,” *J. Supercrit. Fluids*, Vol. 18(3), 193-200, (2000).
- [18] Kanda, Y., Ito, H., Chen, L., Komiya, A., “Optical visualization of heat transfer in supercritical carbon dioxide under near-critical, liquid-like, and gas-like conditions,” *Phys. Fluids.*, Vol. 35(6), 067108, (2023).
-

人と熱との関わりの足跡（その12）

—ボイラ製造における職人技（ボイラ屋の意気込みと心意気）—

Footprints of the Relationship between Humans and Heat (Part 12)

- Craftsmanship in Boiler Manufacturing - The Passion and Spirit of Boiler Workers -

木下 正成 (株ヒラカワ), 小澤 守 (関西大学)

Masanari KINOSHITA (Hirakawa Corporation), Mamoru OZAWA (Kansai University)

e-mail: ozawa@kansai-u.ac.jp

1. はじめに

1853年（嘉永6年）浦賀に来航したペリー艦隊の蒸気船は日本に大きな衝撃を与えた。わが国では時の政府（幕府、のちに明治政府）が率先して列強に追いつくことを目指して艦艇用を中心として蒸気機関、ボイラ、兵器、さらには造船、造船所建設などの技術の習得を行ったが、それらは海軍伝習所、長崎製鉄所（のちに長崎造船所）、のちの海軍工廠などに限定されていた。その後、殖産興業の一環として、一般産業用ボイラについて関西でもボイラ造りを推進するようになった[1]。ボイラ製造は当初は鍛冶屋の職域であった。海外から導入したボイラを参考に見よう見まねで製造を始めた。まさしく職人技であった。本稿はボイラ製造に様々な機械技術がかなりのレベルまで導入され、鋼板の接続に溶接が主として用いられるようになった1950年代までに焦点を絞って現場技術について述べるものである。

2. 中小型ボイラ造り

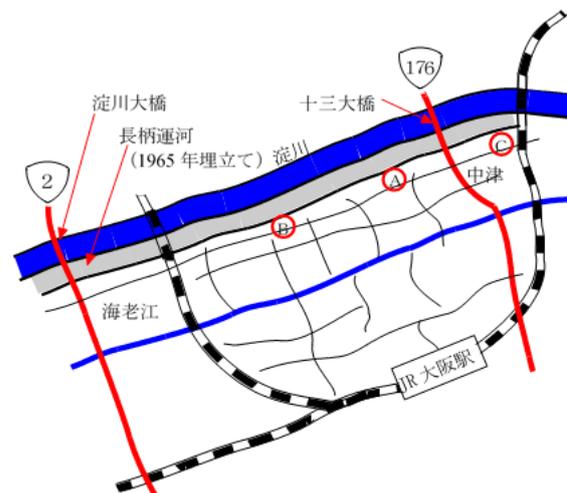
日本の物づくりの歴史を概観すると、木造では宮大工、金属加工では刀鍛冶の技術が代表的であろう。1543年頃に渡来した鉄砲を手にした刀匠が1年で国産の鉄砲を作った。まさしく職人技としか言いようがない。職人技の伝承は「教える」のではなく、見て覚える、技術を盗めと言われてきた。実質上、経験と勘と忽（コツ）であり教えるのが難しいのが実態であった。「教える」のではなく経験させることが重要であるともいえる。このことは現在でも通用するところがある。当初のボイラ製造、特に中小型のボイラではそのような色彩が強かった。

中小型ボイラ造りについては1900年代では鍛冶屋（いわゆる農鍛冶）が担っていた。彼らは、元来、大八車の外輪、馬具、クワ、カマ、スコップ等運搬用や農業用の器具の製造や修理等が主な

生業であり、ハンマー、ヤスリ、タガネや加熱用の空気源であるフイゴ（手動送風機）と火造り場を持っていた。彼らは金属を焼いたり曲げたりはお手のものであり、中小型ボイラ製造には適していたともいえる[2]。

3. 輸送（交通）事情

1900年当時の日本国内の道路はまだ狭く、砂利道で凸凹が多かった。ボイラ造りに必要な鋼材は幅も広く、また長尺であることから重量物の陸上輸送はかなり困難で、海上輸送が適していた。図1は淀川改修のために作られた堤防横の長柄運河とボイラ製造企業の創業時の配置を示している。大阪ではこの長柄運河に沿って図中の3社が1908～1918年に相次いで創業した[2]。



- A: 1908年 高尾鐵工所創業(1944年 豊中市移転)
(現: 株式会社 高尾鉄工所)
- B: 1912年 平川鐵工所創業
(現: 株式会社 ヒラカワ)
- C: 1918年 颯波鐵工所創業
(現: 株式会社 サツパボイラ)

- 1937年 吉峰工業所創業
(現: 株式会社 よしみね)
- 1938年 田熊汽罐製造株式会社創業
(現: 株式会社 タクマ)

図1 中小型ボイラ製造発祥の地（関西）

材料は船から工場へ、完成したボイラは工場から船へコロ引きの人海戦術で輸送した。敷板、コロ（丸太）等は金属では滑りやすく危険であることから高価な檜木を使用していた。なおこの長柄運河は1960年頃まで輸送に利用されていたようだが1970年前半に埋め立てられた[2].

4. 初期のリベット接続ボイラ

4.1 コルニッシュボイラ

コルニッシュボイラは図2に示すように外筒の内部に炉筒を1本取付け、本体周囲に耐火レンガを積み上げた構造である[3]. 図3に示すように本体中央部の炉筒内火格子（ロストル）で上下二分し、下部から燃焼用空気を吸い込み、上部に石炭を投炭し燃焼させる。高温ガスは炉筒を通過し後部で左右に分かれ上部煙道でボイラ本体外筒と熱交換し、前部で下部煙道に入りボイラ外筒と熱交換を行い、煙道部に設置されているダンパで燃焼排ガス量をコントロール（手動）し、煙突から大気中に放出させる。排ガスダンパによって煙突の通風力（ドラフト）を調整することは燃焼用空気量をそして燃焼量を調整することになる。

当時のコルニッシュ、ランカシャ、機関車型ボイラ等の運転は全くの手動運転であった。ボイラの圧力計の変化状態を確認し、圧力低下が認められればバランスウエイトで空気量を調整し、それに見合う石炭を投入する。蒸気圧が上昇すればバランスウエイトで排ガスダンパを絞って燃焼量を少なくする。また、たえず水面計の水位を確認し、必要に応じインゼクタで給水を行う。従って、一人での運転は困難で複数のオペレータで運転を行っていた。



図2 コルニッシュボイラ
(株ヒラカワ、ボイラ歴史記念館)

4.2 ランカシャボイラ

図4に示すように外筒の内部に炉筒2本取付けることで燃焼室が2か所となる以外はコルニッシュ

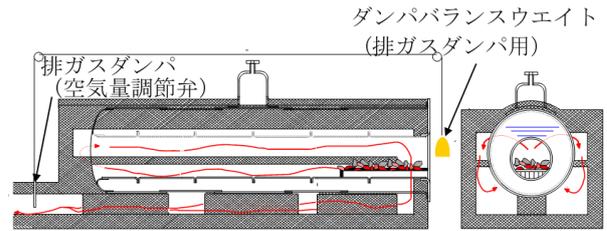


図3 コルニッシュボイラにおける燃焼ガスの流れ

ボイラと同様にボイラ本体の周囲に耐火煉瓦を積み上げている。また燃焼用の空気量調整は煙突の通風力による誘引通風方式であり排ガスダンパで調整される。燃焼ガスに晒される炉筒と外筒には温度差があり、熱収縮率が異なって熱応力による損傷リスクがある。また炉筒は水側の圧力を受けるため、強度強化と長い炉筒の中央部でのたるみ等の抑制のために炉筒を複数のセグメントに分割し、図4中に示すアダムソン継手で連結されている。

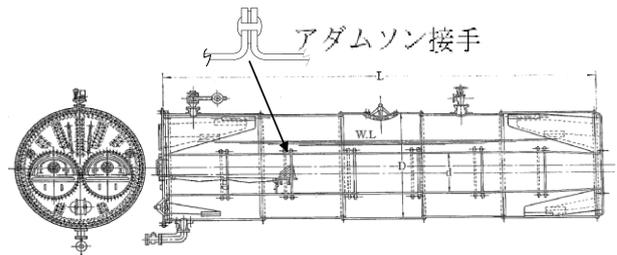


図4 ランカシャボイラの構造とアダムソン継手



図5 機関車型ボイラ(ケワニボイラ)
(株ヒラカワボイラ歴史記念館)

4.3 機関車型ボイラ

図5に示す機関車型ボイラの上部は丸形で、燃焼室を構成する側面は平面であり、煙管部分は円筒形状である。角型燃焼室部分で石炭を燃焼し、燃焼ガスは円筒部の煙管を通り煙道煙突から大気中に放散させる。燃焼についてはコルニッシュ、ランカシャボイラ同様、煙突の通風力（ドラフト）による誘引通風方式による。機関車型ボイラは胴

体や燃焼室の側面は平面部の補強にはネジステーが採用されている。ネジステーの腐食や内外の平面部の熱応力によるネジステーの損傷や割れ等を知らせることを目的にネジステーの中心部に「知らせ穴」と称する小さな穴をあけている。

以上のボイラは基本的に石炭焚きであり、これらに共通する運転停止処理を行っていた。具体的には、蒸気漏れで水位が低下する可能性があり、通常運転



図6 蒸気機関車の投炭状況



(a) 競技風景



(b) 投炭量の計量

図7 投炭状況と投炭競技
(第8回全国投炭競技大会, 1954.11,
於滋賀県立瀬田工業高校) [4]

時より水位を高めに給水を行っておく。また石炭の着火にかなり時間がかかることから翌朝の石炭に即点火できるように火格子上に火種を確保する必要がある。火格子上に石炭の残り火を灰で包み火種

を残すのが最良で、これを「埋火」という。

我が国では現在、一部の路線で観光用に運転されている図6の機関車(SL)を除いて、中小型ボイラで石炭焚き(投炭)はまず皆無であろう。石炭燃焼の効率的かつ安定的な燃焼を求めるには、ロストルの大きさにもよるが、適量の石炭投入と平均的な厚さに分散させることが必要である。投炭の技術向上などを目的として、当時、競技が行われていた(図7参照)。スコップのさばき方で決まるボイラオペレータの技術でありそれらを競う競技会であった。

5. ボイラ製造過程

5.1 野書き

以下、著者の一人(木下)が経験あるいは先輩諸氏から聞いたかつてのボイラ製造過程について順次説明する。まずボイラに用いた鋼材は一般的に3×6(サブロク, 3尺×6尺, 1尺≒33cm), 4×8(シハチ, 4尺×8尺), 5×10(ゴトウ, 5尺×10尺)などと呼ばれた大きさであった。短い線は定規と竹筆で引いたが数mの長い鋼材に直線を引くのは定規では困難であり、図8のように木工大工と同じく墨ツボが使われていた。墨ツボを使わなくなったのは自動切断機が主流になったことによる。

5.2 曲げ加工

ローラの曲げ範囲から外れる部分の曲げ加工については、図9に示すようにアテビシを数人のハンマー打ち職人が代わる代わる叩き、端曲げ加工を行う。次いで端曲げされた鋼板を図10のように3本方式の曲げローラにセットし、上側のローラで鋼板を抑えてローラを人力で回転させることで円筒形に曲げる。



図8 墨つぼによる長い直線野書き



図9 ハンマーによる端曲げ加工

5.3 管板の曲げ加工(焼き曲げ)

鋼材を部分的に火造り(コークス)で加熱し、R

型に乗せ、その上に重しを乗せて周りを大きな木ハンマーで叩き曲げる(図11参照)。焼き加減と叩く速さが重要であった。火造りで焼いている時間帯はハンマー打ち職人の休憩時間でもあった。

曲げ加工は昔の刀鍛冶の技術がそのまま引き継がれていた技法と考えられる。焼き加減やどこをどのような強さで叩くかについて指示を与えるボーション(指示役)に従って、数人のハンマー打ち職人が代わる代わる叩き曲げていく。左利きのハンマー打ちは貴重な存在で、日当が幾らか優遇されていた時期もあったという。

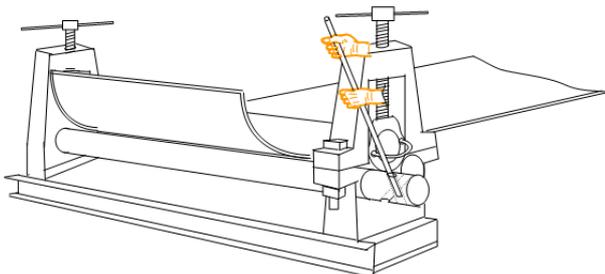


図10 ローラによる曲げ加工

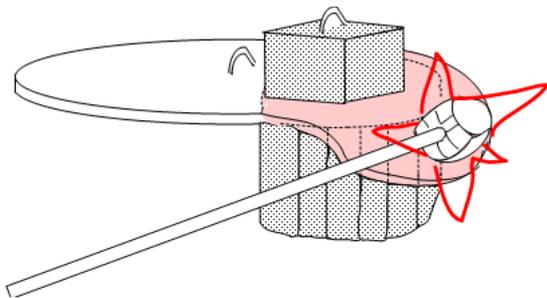
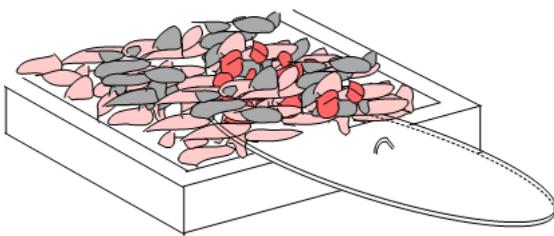


図11 管板の曲げ加工

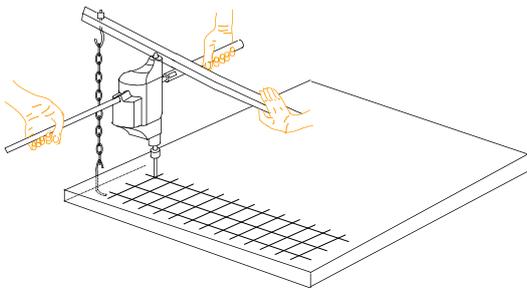


図12 小径の穴あけ作業



図13 管穴の実例(株ヒラカワ製造部による)

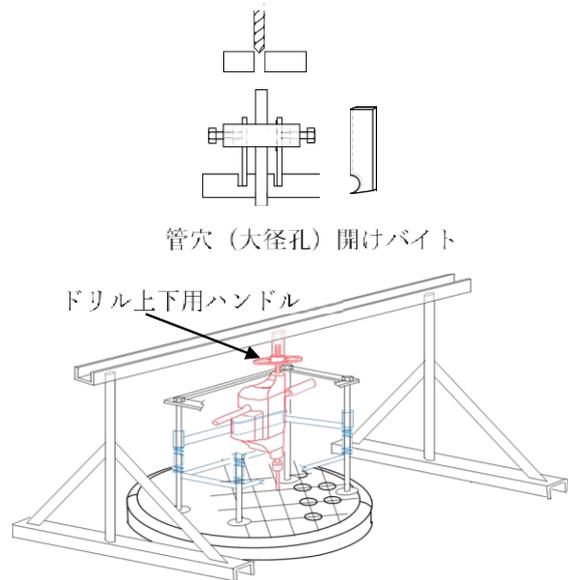


図14 鋼板穴あけ作業

5.4 穴あけ加工

大きな鋼板はボール盤に乗せることは困難であり、リベット等の多くの小径穴あけ時には穴開け位置に罫書きポンチを打ち、大きな電気ドリルを二人で持ち梃子の応用でドリルの上をレバーで抑えて穴あけを行った(図12)。ベテランと新人のコンビでの作業であるが新人のドリルの持ち方が悪いと「何してる!」と怒鳴られながらの作業であったと記憶している。

一方、図13に示す管穴などの大径穴の場合には、大型のドリルを上下させられる枠に組み込み、ドリルを抑えられるアーチの中に入れてドリル先端に切削バイトを取付けての穴あけ作業となる。まず中心を得るための小径穴を開け切削バイトが振れないようなジグを用いる(図14)。バイトの設定で穴径が決まるので、バイトの設定寸法の合わせ方かなりの技術が要求される。

5.5 リベット(カシメ)作業

リベット打ち作業は4~5人チームで行う。リベ

ットは約 1000~1200°Cまで加熱するが温度は実測ではなく職人の目視(勘)による。焼きすぎると強度低下や溶けて使えないし、温度が低いと十分なカシメが出来なくなり接合が不可となる。

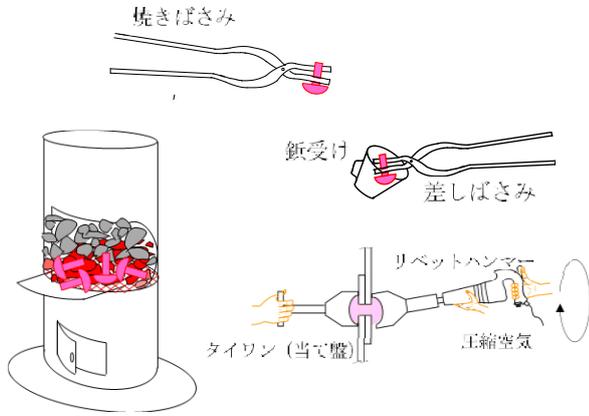


図 15 リベット作業

リベットは図 15 に示すように小型のコークス炉で焼き、適温状態で焼きばさみで投げ、鉞受けで受け取り、差しばさみで穴に差し込み、当盤(タイワン)で抑えてリベットハンマーで素早く打ち込み、最後にリベットハンマーを傾けリベット先端を鋼材に密着させる。真っ赤に赤熱したリベットを投げる側、受ける側、それをかしめる側すべてに早業が求められた[5]。作業場には狭い場所もあり、火傷や足の踏み外し等に対する安全対策が本来必要であるが、当時にはそのような配慮はあまり重視されていないように思う。

5.6 鋼板重ね部の段差対策

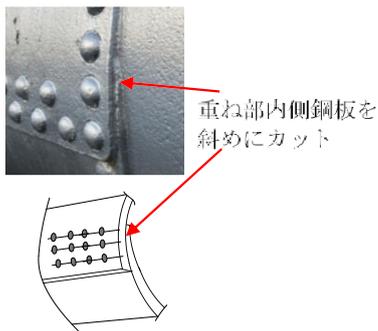


図 16 重ね合わせ部分

円筒形の繋ぎ目は板厚の関係で大きな隙間ができる。これらの隙間を作らないためには内側に入る円筒形の端を斜めにタガネとエアハンマーで切った。ハツリ部分は真っ直ぐで反対側の鋼材

と密着させる技術は大変な職人技であった。

5.7 コーキング(漏れ止め)作業

リベット接合が始まった頃のボイラでは製造後に水を入れただけで接合部から水が噴き出す状態であったという。もちろん大きな漏れは止めていたが、小さい漏れは錆等が詰まり自然に漏れは止まっていた。リベット接合部の漏れ対策には鉛、麻、紙等の挿み込み、さらには馬糞、糖をボイラ内に入れて漏れ止めを行っていた[6]。

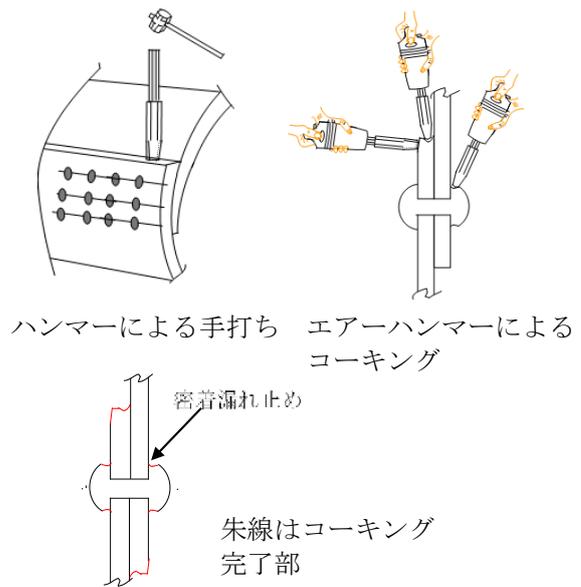


図 17 コーキング作業

コーキングとは図 17 に示すように接続部の鋼材の端を先丸や先角のタガネで叩き、鋼材の端を隣り合う鋼材の平面部に密着させて漏れを止める技法である。コーキングの歴史は不明であるが、鋼材の接合部やリベット部等の漏れ対策としてずいぶん前から実施されていた[7]。

5.8 エキスパンダ加工(コロ上げ)

管板に管を差し込み管内面から押し上げて固着させるエキスパンダ加工は 19 世紀中ごろに開発された。図 18 に示すエキスパンダを管内に差し込み回転させることで管を上げながら自身も内部へ進む自己送り機能を有した優れたものである。加工法は簡単と思われがちだが、締め付ければ良いと言うものではなく、管穴周辺の変化状況を確認しながらの締め付けが重要である。一般には拡管率で管理されているがこれで十分とは言えない。つまり管と管穴の公差や表面の仕上がり状態と締め

付け加減等は漏れの有無に大きく影響する。現在、使用圧力 12.3 MPa, 最高温度 400 °C以下で実用されている。現状でも経験に依存しているところがあり、科学的に裏付けられた作業方法の検討が必要であろう。



右回転で管を拡げながら前進, 左回転で抜ける

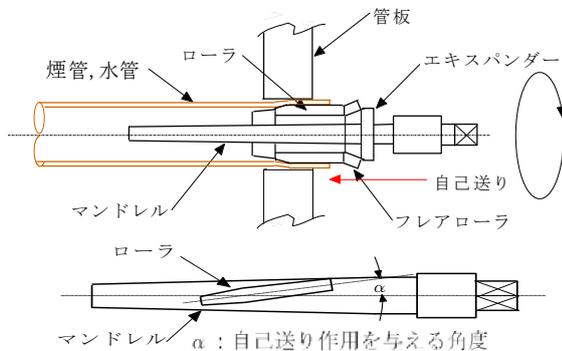


図 18 エキスパンダ作業とエキスパンダ[8]

5.9 ボイラの溶接

1890 年頃, 金属アーク溶接が開発された。我が国には 1914 年に金属アーク溶接が導入され, 1935 年頃から被覆アーク溶接棒が採用されている。当初は溶接の技術や溶接の施工技量また検査方法等も含め信頼性に欠けていた。ボイラの溶接については 1937 年に日本機械学会と日本溶接協会の両者で蒸気罐溶接規格制定委員会を設置し, 約 4 年の年月をかけて規格案を作成し, 1941 年に委員会決定した。1948 年に「汽罐及び特殊汽罐電弧 (アーク) 溶接規格」が制定された。溶接不良には, 内部欠陥 (ブローホール, スラグ巻き込み, 溶け込み不良, ピンホール) また, 材料側によるラミネーション, サルファクラック等による割れ, さらに外部欠陥 (アンダーカット, オーラップ, クラック) 等がある。

溶接の検査はテストピースの破壊 (強度) 検査と X線検査があるが, 外側は目視検査のみである。従って, 溶接の信憑性は溶接士個人の信頼性に頼らざるを得ない部分もある。現在, ボイラ溶接士資格取得者であっても 2 年ごとの資格更新に際しては, 実技試験でテストピースの溶接を行い, 曲げ試験等に合格することが求められている。

当初は被覆アーク溶接のみであったが 1933 年にアメリカで開発されたサブマージアーク溶接 (商品名ユニオンメルト) が 1950 年代に輸入された。これは厚鋼の溶接に適していたが使いこなせるまでに時間がかかった。また, 溶接ワイヤー (芯線) とフラックスは別々に供給することから先端部に大きなワイヤリールとフラックス投入用のホッパが必要であり, かなり大きな装置であった。従って, 内面は開先を取り被覆アーク溶接 (手溶接) で時間はかかるが多層盛りを行い, 外側はアークエアガウジングでハツリ, サブマージアーク溶接一層盛りとし, 短時間で終了させていた。サブマージアーク溶接の場合には溶け込みが深いために開先を小さくできる。例えば薄板 10~12 mm 程度までであれば I 型開先で溶接裏ハツリ両面溶接とし, 厚板 12 mm 以上では Y 型開先で溶接裏ハツリ両面溶接とした。

サブマージアーク溶接機は自走出来ないためにメーカーがマニピュレータ等の製作を行い, 幾らか内面の溶接が可能となったが, 溶接用ワイヤーやフラックス供給用のホッパ等が装備され装置が大きく胴内面の溶接は困難であった。しかし現場の溶接士の提案でフラックスのポッパーを無くし空気圧による供給が提案され, その技術は特許登録され, 小径胴内 (約 500 mm) のサブマージ溶接が可能となり生産性向上につながった[9-11]。

6. 炉筒煙管ボイラの開発 (平川鐵工所)

1953 年(株)平川鐵工所は図 19 に示す炉筒煙管ボイラ MP-100 を開発した。重油, ガス専焼で設計, ボイラ効率 85%以上, 重油, ガス切替専焼バーナ搭載, 誘引通風方式。ボイラ本体等の構造は複雑化してきたが周囲にレンガ積みが無くなることで

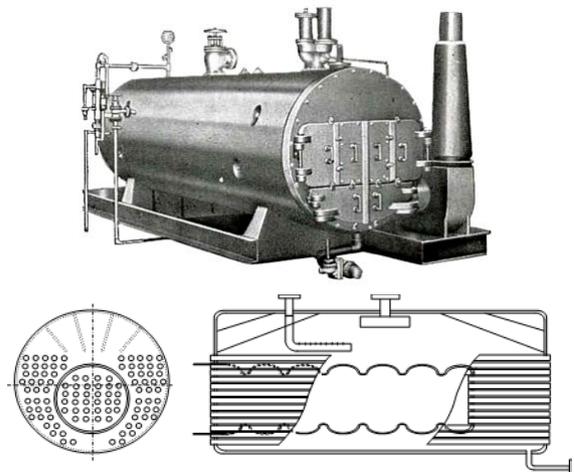


図 19 炉筒煙管ボイラ MP-100 (平川鐵工所の資料による)

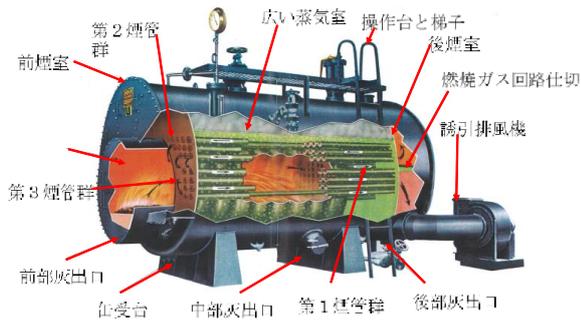


図20 MP-300型炉筒煙管ボイラ
(平川鐵工所の資料による)

設置費用や設置場所に経費が掛からなくなる。特に燃費(効率)の向上が大きなメリットになった。

石炭、重油、ガス焚き等が可能なボイラとして1955年に図20のMP-300型が開発された。油焚き、ガス焚きについてはMP-100型同様であるが、従来の投炭方式の燃焼装置の設置や石炭の自動投入装置(移動式ストーカ)の取付けも可能であった。

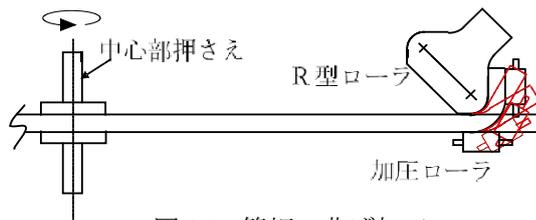


図21 管板の曲げ加工

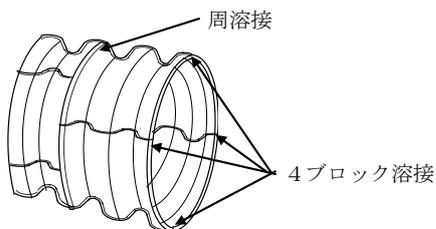


図22 1/4分割による波型炉筒の製作(1/4で2~3山を分割加熱水圧プレスで加重加工, 分割の4個を溶接繋ぎ合わせ円筒型にする, 何個も継ぎ足し一本の波型炉筒を製作)

1960年代に入ると、それまで管板の曲げ加工に火造りで焼き、叩き曲げていたものを冷間での曲げ可能な図21のようなベンディングローラ(アメリカ製)を購入(1961年)した。最初は平面そのものが大きくゆがみ商品にならなかったが数週間かけて何とか商品に使えるようにした。また波型炉筒は熱膨張収縮が容易である、外圧に強い、伝熱面積が大きくなる等のメリットで採用されているが、当初は図22のように4分割を組み合わせる製作方法を用いていた。真円度も悪く製作工数が多いにも

多くなっていた。平川鐵工所では、図23の熱間加工ローラを1960年頃購入し、作業時間の短縮と真円精度向上につながった。最初は丸くなるどころか楕円径(卵型)になり炉筒としては使い物にならなかったが、訓練の末、数週間後には丸い波型炉筒が完成し商品化が可能となった。

最後に(株)ヒラカワにおけるボイラ開発の歴史を表1に取りまとめた。(株)ヒラカワは1912年に創業し、当初はコルニッシュ、ランカシャ、機関車型ボイラなどを製造していたが、1944年から平川独自の水管ボイラ、立型ボイラ、炉筒煙管ボイラや燃焼装置等を数年おきに開発してきた。最近ではボイラ自体の開発はやや少なくなったがこれまで開発してきたボイラや様々な機器をシステムとして組み合わせ、ゼロカーボン社会を視野に入れつつ、効率向上等に取り組んでいる。このような状況はヒラカワのみの状況というより、中小ボイラメーカー全般の傾向であり、その意味で表1は日本の産業状況の反映とも言えるものである。



図23 熱間ローラによる波型炉筒製作
((株)ヒラカワの資料による)

7. おわりに

我が国におけるボイラ製造は、海外製品の導入から始まって、見よう見まねで鍛冶屋が製造していた時代を経て、様々な工作機械の導入、接合技術の発展、コンピュータ技術の導入など折々の新規技術を組み込みながら現在に至っている。そのボイラ製造の初期段階ではまさに職人の技と勘に頼った製造方法をとっていた。本稿では大阪を中心として発展してきた中小型ボイラ製造の職人技ともいべき当初の現場技術の一端を紹介した。著者の一人は約60年に亘ってボイラ製造現場にいたが、ここに記載した内容のうち著者が経験した以前の内容については先輩などからの伝聞に基づいたものであることをお断りしておきたい。現在の高度に発達したボイラ技術も、当初は現場の職人の創意と工夫、多くの失敗の克服の上になり立っていることを特に若い世代の会員諸氏に少しでも理解いただけたとしたり、それは著者らの望外の喜びである。

表 1 (株)ヒラカワにおけるボイラ開発史

1912年	創立	1971年	2000型（戻り燃焼方式ガス焚）炉筒煙管ボイラ
1922年	コルニッシュボイラ	1974年	HPG型高圧（100kg/cm ² ）蒸気発生器
1922年	ランカッシャボイラ	1979年	AD型炉筒煙管ボイラ
1933年	機関車型（ケワニ）ボイラ	1981年	ADW型炉筒煙管ボイラ
1944年	平川～HK-A～B型水管式ボイラ	1982年	MINY型（小規模）炉筒煙管ボイラ
1949年	平川～立て型ボイラ	1984年	サイレントボイラ（ガス蒸気ボイラ）
1953年	100型炉筒煙管ボイラ（誘引通風燃焼方式）	1986年	MINYターボチャージャ型ボイラ
1955年	300型炉筒煙管ボイラ（誘引通風燃焼方式）	1995年	JP型（JAFI理論）水管ボイラ
1960年	500型炉筒煙管ボイラ（加圧通風燃焼方式）	1995年	JF型（JAFI理論）炉筒水管ボイラ
1961年	KLEIN型小型炉筒煙管ボイラ（4パス）	1996年	JS型（JAFI理論）貫流ボイラ
1964年	700型炉筒煙管ボイラ（加圧通風燃焼方式）	2009年	HKM型貫流ボイラ
1965年	UR型炉筒煙管ボイラ（平衡通風燃焼方式）	2011年	CG型潜熱回収ボイラ
1967年	800型（戻り燃焼方式）炉筒煙管ボイラ	2021年	FG-2000型（小規模）炉筒煙管ボイラ
1968年	WTP型水管式ボイラ		

参考文献

- [1] 日本ボイラ協会大阪支部，五十年の歩み(1997).
 [2] 日本ボイラ協会大阪支部，中小型ボイラの変遷に関する調査研究報告書 (1992).
 [3] 日本ボイラ協会滋賀支部講習会資料：ボイラの概要 (1982).
 [4] 日本ボイラ協会滋賀支部，五十年の歩み(1997).
 [5] 橋本良昭，リベット接合の歴史，東京技術士会報，Vol. 5, No. 1, 第 5 号提言する技術士集団，（一社）東京技術士会 (2021).
 [6] 船用機関学会機関史編集委員会編，船用機関史，船用ボイラにおける給水処理の発達（本資料は未刊であるが，小澤守，蒸気罐発達史，クラフティヴ電子出版 (2023)に採録）.
 [7] 江刺弘之，刹那の鍛造胴にリベット締め鏡板～リベット締めドラムから溶接構造ドラムへの技術革新の狭間で，ボイラ研究，No. 435 (2022), pp. 25-32.
 [8] エキスパンダ加工研究会，エキスパンダ加工技術総覧，丸善 (1966).
 [9] 三田常夫，アーク溶接技術発展の系統化調査，技術の系統化調査報告 第 23 集, No. 4 (2016), pp. 391-528.
 [10] 蒸気罐溶接規格制定委員会，蒸気罐溶接規格，熔接協會誌，Vol. 12, No. 11 (1942), pp. 394-412.
 [11] 村西良昌，高能率な大入熱サブマージアーク溶接法，神戸製鋼技報，Vol. 63, No. 1 (2013), pp. 27-31.

人と熱との関わりの足跡（その13）
 —ボイラの水循環と気液二相流研究の展開—

Footprints of the Relationship between Humans and Heat (Part 13)
 - Water Circulation Problems in Boilers and the Development of Two-Phase Flow Research -

小澤 守 (関西大学)
 Mamoru OZAWA (Kansai University)
 e-mail: ozawa@kansai-u.ac.jp

1. はじめに

本稿は第二次世界大戦後に始まった我が国における気液二相流研究の開始時から、およそその体制が整った1980年中盤、すなわち1947年からの約40年間に焦点をあて、その中心的存在であった関西地区での二相流研究の展開を概観するものである。ボイラの水循環に関しては1920年に出版されたMünzingerの均質流モデルに基づく理論的研究[1]が最初とわかっていよう。ただし気液二相流と認識された研究が行われた最初は1920年代の末期のErnst Schmidtのグループによるものであろう。その目的は、当時すでに大容量ボイラを中心であった自然循環原理に基づく水管ボイラの水循環問題解決のためであった。本稿では自然循環ボイラの水循環問題に端を発した二相流研究の発展の歴史を辿る。

2. ボイラの水循環

自然循環ボイラでは
 $[循環力] = [降水管の流動抵抗] + [上昇管の流動抵抗]$

によって水の循環が駆動される。加熱量（燃焼量）の増加とともに蒸発管内のクオリティ、直接的にはボイド率が増加、降水管と蒸発管（上昇管）との水頭差が大きくなり、上昇管内の流動抵抗の増加を凌駕して、循環流量は増加する。しかし加熱量がある程度大きくなると上昇管内の流動抵抗（摩擦損失）が大きくなり、水頭差に対応するには循環流量が低下しなければバランスしないことになる。しかも自然循環ボイラでは上昇管出口のボイド率が0.7~0.75程度を超えると、のちに述べる密度波振動が生じ、安定運転限界が存在する。

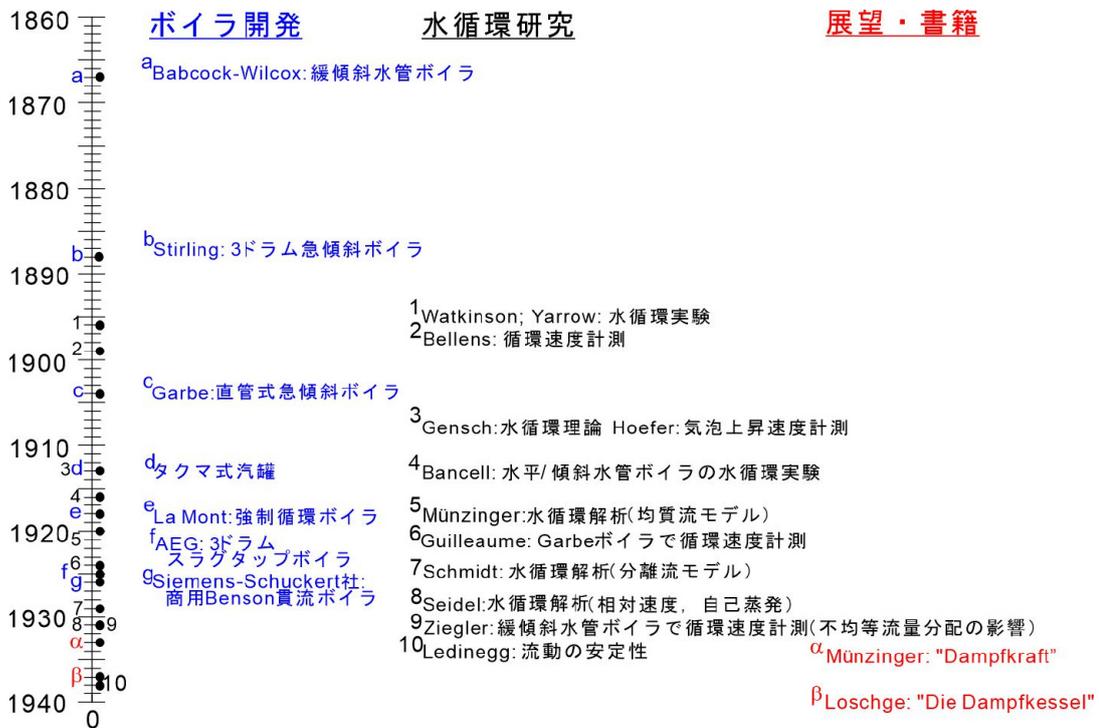


図1 ボイラの水循環に関する研究開発の経緯

つまりは自然循環ボイラの水循環設計には管内のボイド率分布，二相流の摩擦損失，これらの時間平均値ならびにダイナミクス（時間変動特性）の解明が必須の要件となる。

図1に1860年代を起点として，ボイラ開発，主として自然循環ボイラの主だった開発の経緯，対応した水循環研究の経緯，さらに研究開発の展望や代表的な書籍を示す。なおここで取り上げているのは著者が重要と判断したもののうちさらに代表的と選別したもののみであり，偏りがあるかもしれないが，全体的な流れは理解できるものと考えている。

図中の●にはアルファベット，数字，ギリシャ文字がついている。それぞれボイラ開発，水循環研究，展望・書籍の各項目に対応する。各種ボイラがどの年代で開発あるいは初出したかがわかる。1860年から1940年までの間で，行われた多くの研究は，水循環を意図しながらも気液二相流という観点からは希薄であった。つまりは相対速度の存在などに対する認識はあったものの水循環の定式化までに至ったものは1920年のMünzingerの水循環計算[1]が最初であった。

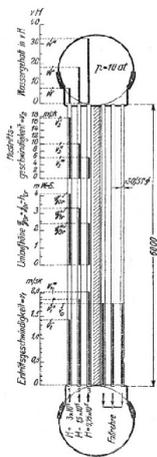


図2 Münzingerの水循環モデル[1]

図2はMünzingerが用いた自然循環モデルを示す。実際のボイラでは水管は垂直のみならず傾斜，水平などの部分もあるが，彼のモデルではすべて垂直とし，水管の上下端に蒸気ドラム，水ドラムが想定されている。中央の斜線が施された断熱壁を挟んで右の管群は降水管，左が上昇管である。水循環の基本は先に記載した関係式であるが，これを具体的に示せば次のようになる。

$$h^F - h = \left[h_e^F + h_R^F + \xi \frac{v_1^2 \rho_w}{\rho_0 g} \right] + [h_e + h_{Be} + h_R + h_B + h_a]$$

ここで h は水頭，上付きの F は降水管， e は入口， B, Be は加速， R は摩擦， a は出口を表す。また λ は管摩擦係数， v は流速， g は重力加速度， ρ_w は飽和水の密度， ρ_0 は4°Cの基準密度， d は管内径で降水管も上昇管も等しいと仮定， ξ, ζ は係数，添え字1は蒸発管入口での値，2は蒸発管出口での値， L を降水管，上昇管の長さとする。各項は，降水管，上昇管入口損失：

$$h_e = h_e^F = 1.1 \frac{\rho_w}{2\rho_0 g} v_1^2$$

$$\text{降水管での摩擦損失： } h_R^F = \frac{\lambda}{2\rho_0 g} \frac{L}{d} \rho_w v_1^2$$

上式中括弧内第3項目は降水管から水ドラムへ流入に伴う圧力回復項である。一方，上昇管側では降水管と同じ入口損失があるとする。

$$\text{上昇管入口での加速損失： } h_{Be} = \frac{\rho_w}{2\rho_0 g} v_1^2$$

$$\text{蒸発管での摩擦損失： } h_R = \frac{1}{2d\rho_0 g} \int_0^L \lambda v^2 \rho dl$$

$$\text{蒸発管での加速損失： } h_B = \frac{\rho_2 v_2^2}{\rho_0 g} - \frac{\rho_w v_1^2}{\rho_0 g}$$

$$\text{蒸発管出口での出口損失： } h_a = \zeta \frac{\rho_2 v_2^2}{2g\rho_0}$$

気液二相流を均質流モデルで表現すると

$$h_R^F = \frac{\lambda}{2\rho_0 g} \frac{L}{d} \rho_w v_1^2$$

$$h_R = \frac{1}{2d\rho_0 g} \int_0^L \lambda v^2 \rho dl = \frac{1}{\rho_0 g} \frac{\lambda}{2d} \rho_w v_1^2 L \left[1 + \frac{x_2}{2} \left(\frac{\rho_w - \rho_D}{\rho_D} \right) \right]$$

ρ_D は飽和蒸気の密度， x_2 は上昇管出口のクオリティである。降水管および上昇管の水頭はそれぞれ

$$h^F = \frac{\rho_w g}{\rho_0 g} L = \frac{\rho_w}{\rho_0} L$$

$$h = \frac{1}{\rho_0 g} \int_0^L \rho g dl = \frac{L\rho_w}{\rho_0} \frac{\rho_D}{\rho_w - \rho_D} \frac{1}{x_2} \ln \left[1 + \left(\frac{\rho_w - \rho_D}{\rho_D} \right) x_2 \right]$$

これらの結果から水循環特性は例えば図3に示す

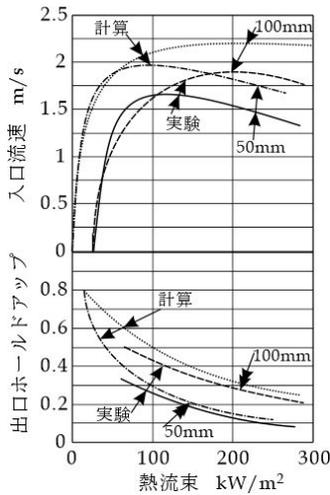


図3 自然循環特性 (データは[1]による)

ようになる。

循環速度は加熱量の増加とともに増加し、最大値に達したのち今度は減少に転じる。管内径が小さいほうが、摩擦損失への影響が顕著であり、最大値に達する加熱量は低くなるなど、定性的な特性はこのモデルでも把握はできるが、実験ではある程度加熱しないとほとんど動かないことや絶対値に差異がある。この点については Münzinger 自身も気液間の相対速度の存在などが原因であるとの認識は持っていたが、彼は研究者というよりより実務家、設計者的な側面が強く、解析モデルの詳細を詰めるよりは設計計画の大局的な指針を示す方向に活動を広げていったように思う。彼の集大成ともいえるべき Dampfkraft [2]が1933年(第2版, 第3版は1949)に出版されてからも少なくとも90年以上経過しているが、その基本的なコンセプトはいまなお活用できる。

蒸発管内の二相流をのちに分離流モデルといわれる形式でモデル化を行ったのが Ernst Schmidt [3]である。急傾斜ボイラ、あるいは上昇管高さがある程度大きくなると、蒸発管に沿って静圧が低下し、当然飽和温度も低下して自己蒸発が発生す

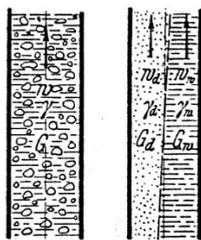


図4 Schmidt の二相流モデル[3]

る。したがって気液間の相対速度と自己蒸発を考慮したモデルの形成が不可欠であるとの認識から図4に示すような二相流のモデル化を行った。左が本来の二相流、右が単一の界面で両相が区切られたモデルである。添え字 d は蒸気相、 w は液相を表す。

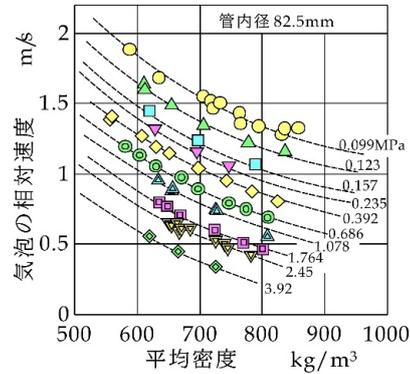


図5 Behringer の実験結果 [4]

Schmidt の弟子の Behringer は試験部が 6.1 m、全長が 13 m の実験装置を用いて気相の相対速度を実験的に求めた[4]。相対速度の実験結果を図5に例示しておく。相対速度はおおよそ平均密度に対して $w_{Dr} = C/\rho$ で近似でき、気相速度は

$$w_D = \frac{G}{f\rho} + w_{Dr}$$

と表される。さらに自己蒸発の影響は

$$c = \frac{dx}{dp} = \frac{1}{s_D - s_w} \frac{ds_w}{dp}$$

これらを用いて降水管と上昇管の圧力バランスから循環速度は解析的に次式のように与えられる。

$$\frac{w_0^2}{2} = \frac{y_a - 1 - (1+B) \ln \frac{y_a + B}{1+B}}{A(m + ny_a)}$$

ここで

$$y_a = \frac{\rho_w}{\rho_a}, A = \frac{D}{\left(\frac{G}{f} + C\right) \frac{\rho_D}{\rho_w - \rho_D} - \frac{c}{\rho_w} \left(\frac{G}{f}\right)^3}, B = \frac{cgG\rho_w}{Df}$$

$$m = 2\zeta + \frac{3}{2}\lambda \frac{\ell}{d}, n = 2 + \frac{1}{2}\lambda \frac{\ell}{d}$$

なお f, G, D は気相の通過面積、質量流量、単位体積当たり蒸気発生量である。

3. 我が国における事業用火力発電所建設の経緯 産業発展は発電電力量の増加に大きく依存する。

図6は1907年(明治40年)以降の我が国の発電設備容量の推移である[5-7]。2010年以降, 新エネ(再生可能)の急激な増加が認められるが, 実際の発電量を指しているわけではない。明治~昭和初期に海外から導入されたボイラは6割超がBabcock & Wilcox社製であった(表1)[8-10]。もちろん国産ボイラがなかったわけではなく, タクマ(田熊汽罐製造)が2位の位置についている。その他の国内企業のうち三菱長崎はGarbe缶や自主開発の3ドラム型, 三菱神戸はセクショナル缶, 日立はヤロー缶などを製造していた[11]。

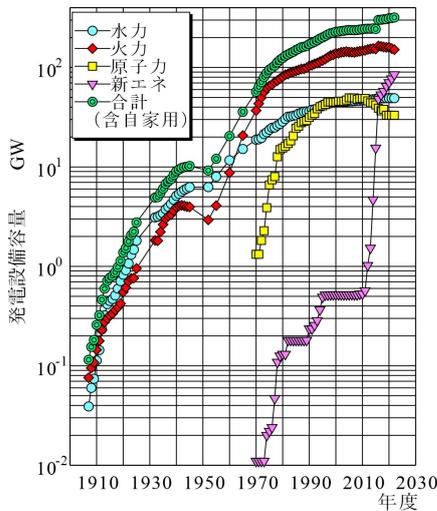


図6 発電設備容量の推移 [5-7]

表1 汽罐統計 (データは山崎[10]による)

水管ボイラ	内務省 社会局	1936年 汽罐統計	1940年 汽罐統計
Babcock & Wilcox	1320缶	984缶	980缶
タクマ	177	244	419
Garbe	105	18	21
Heine	77	32	69
Stiring	47	33	36
Elicity	34	32	18
Sulzer	27	13	8

内務省社会局のデータは1933~34年頃にとられたもの, また汽罐統計は厚生省による

1933~1940年頃の国内ボイラ数は表1のようになっている。明治期から1940年代まで通してみても, 水管ボイラについてはタクマや池田式を除いて圧倒的に海外からの輸入あるいはライセンス生産であった。このような状況は第二次世界大戦後も継続される。1950年代になってもボイラに関しては表2のように海外各社の技術が導入され, 政

表2 1950年代の技術提携 [11,12]

会社名	海外企業
三菱重工	Combustion Engineering, Sulzer Brothers
バブコック日立	Babcock & Wilcox
石川島播磨	Foster Wheeler, Sulzer Brothers
横山工業	VKW (Bensonボイラ)
汽車製造	VKW (Bensonボイラ)
川崎重工	La Mont
タクマ	Sulzer Brothers, Clayton

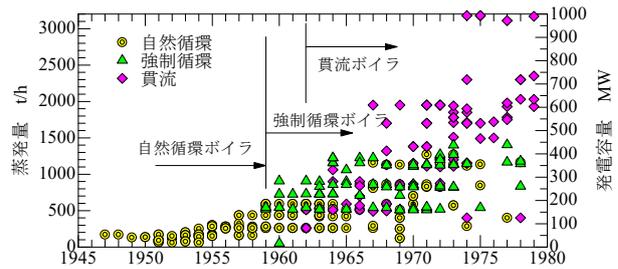


図7 戦後日本の発電所の発電容量と蒸発量の推移 (各年度の最大容量でボイラ形式を区分, データは宇治田, 玉井[12]による)

府も積極的に推進していた。

戦後復興はまず発電所建設から始まったといっても過言ではない。図7は1946年以降1979年までの間に建設された発電用水管ボイラの蒸発量を年度に対して示したもので, 記号によってボイラの形式, すなわち自然循環ボイラ, 強制循環ボイラ, そして最大級の貫流ボイラを区別している。

敗戦後から1959年まで, 新造の火力発電所のボイラの蒸発量はせいぜい500 t/hで, ほとんどが自然循環ボイラであった。1959年には日本で初めて強制循環ボイラが建設された。この頃の最大級の蒸発量は1200~1300 t/hでほとんどが強制循環ボイラであった。火力発電で貫流ボイラが出現したのは1962年が最初であるが, 強制循環ボイラを超えて2000 t/hの蒸発量になったのは1967年で, 以降, 最大の蒸発量はすべて貫流ボイラによるものとなった。1974年には蒸発量は3200 t/h程度にまで達し, 発電容量としては1000 MWとなった。

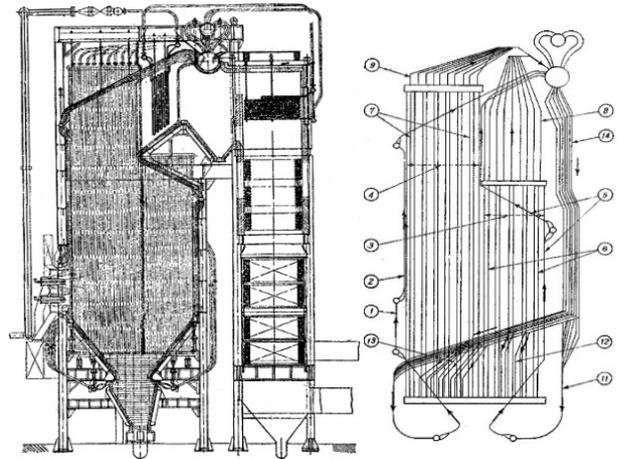
全体を概観して, 自然循環ボイラは蒸発量500 t/h, 圧力13 MPa程度, 強制循環では蒸発量1400 t/h程度まで, 圧力16.5 MPa, 貫流ボイラが主力になるのは1200 t/h以上で圧力は25 MPaである。なお戦後復興期には, 我が国のボイラはほとんどが自然循環ボイラであり, なかでも最新鋭はほとんど

が技術導入によるものであった[12].

4. 我が国における水循環と二相流研究の嚆矢

上記のような状況の中で、石谷清幹のリーダーシップの元、赤川浩爾をはじめとする大阪大学のグループが当時主流であった自然循環ボイラの水循環設計基準を構築するために気液二相流問題に1947年頃から取り組んだ。降水管は基本的には単相流であり、問題は上昇流の気液二相流にあった。均質流モデルに関しては先に Münzinger の著書[2]あるいはその翻訳（高瀬謙一訳、ミュンチングル蒸気原動力、上下、コロナ社(1939)）があったし、Schmidt の論文なども当然公表されていた。しかし石谷らがあえて水循環の研究に取り組んだのは以下のような事情による。

石谷の「最近つくられるボイラは、陸用船用をとわず、いずれも旧来の形式を脱却した新形式になってしまった。新設計ボイラに対する安全を確保する必要に迫られて、ボイラメーカーでも使用者側でも水循環に対する関心が大いに高まってきたのは当然の勢いである。所が水循環は計算するにしても実験するにしても容易にはできないし、求められた結果を見てそれでよいのかどうかを判断することがまたむずかしい。」（『ボイラの水循環』[13]の序文）との記述にあるように、原理的には Münzinger [1]や Schmidt [3]の研究成果を実ボイラに展開すればいいのではあるが、実ボイラの水管配置などが解析モデルから大きく離れていて、また燃焼室での取熱にもかなりの分布があり、単純なモデルを適用するには限界がある。またボイラが技術導入の成果であるにしても自ら設計基準を構築せずして我が国の技術の発展はない。実際、石谷・赤川の『ボイラの水循環』[13]に掲載された当時の実用自然循環ボイラの構造を見てみると図8のように水管配置は先に示したモデルほど単純ではなくかなり複雑である。しかも本数が非常に多い。側壁、前壁、後壁の降水管と蒸発管がそれぞれペアになっており、図8の場合には蒸発管の管外径は大半が82.6mm、降水管は101.6mmである。全体をうまくほぐしてやるとある程度の単純化が可能であるようにも見える。そこで彼らは問題になるのはやはり蒸発管内の気相の相対速度と自己蒸発の問題であると判断して、気液二相流の研究を開始した。



番号	名称	管外径 mm	本数	流速 m/s
1	前壁蒸発管(A)	82.6	56	1.16
2	前壁蒸発管(B)	82.6	30	1.22
3	側壁蒸発管	82.6	33	1.03
4	側壁蒸発管	82.6	44	1.29
5	後壁蒸発管	82.6	86	1.24
6	側壁短絡管	101.6	8	0.9
7	側壁短絡管	101.6	15	1.68
8	側壁上昇管	101.6	8	3.94
9	側壁上昇管	101.6	10	4.66
10	前壁降水管	101.6	24	2.71
11	後壁降水管	101.6	22	3.11
12	側壁降水管	101.6	5	3.62
13	側壁降水管	101.6	8	2.02

図8 自然循環ボイラの構造と水循環回路 [13]

表3 ボイラ水循環の根本問題[14]

I. 流動現象	A. 推進要因	1. 汽水混合物の平均密度 (相対速度)
		2. 熱負荷・熱負荷分布
	B. 制止要因	3. 摩擦損失
		4. 形状による損失
		5. 給水・缶水管理
	C. 流動現象	6. 圧力分布
		7. 速度分布
		8. 汽水分布 (ボイド率分布)
	D. 安定問題	9. 単一管
		10. 並列管
		11. 圧力・流速変動の影響
II. 影響	E. 管壁温度 (材料強度) に対する影響	
	F. 腐食に対する影響	
	G. スケール付着に対する影響	

具体的な彼らの研究成果について述べる前に、ボイラにおける水循環問題の全体像を見ておこう。表3は1955年の石谷、赤川によるボイラの自然循環に関する研究と設計にかかわる総合的な取り組みの記事[14]中に記載されたもので、ボイラの水循環問題の全体像が端的に表されている。すなわちボイラの水循環を流動現象と影響（原著では効果）に分類し、流動現象の範疇では、水循環を促

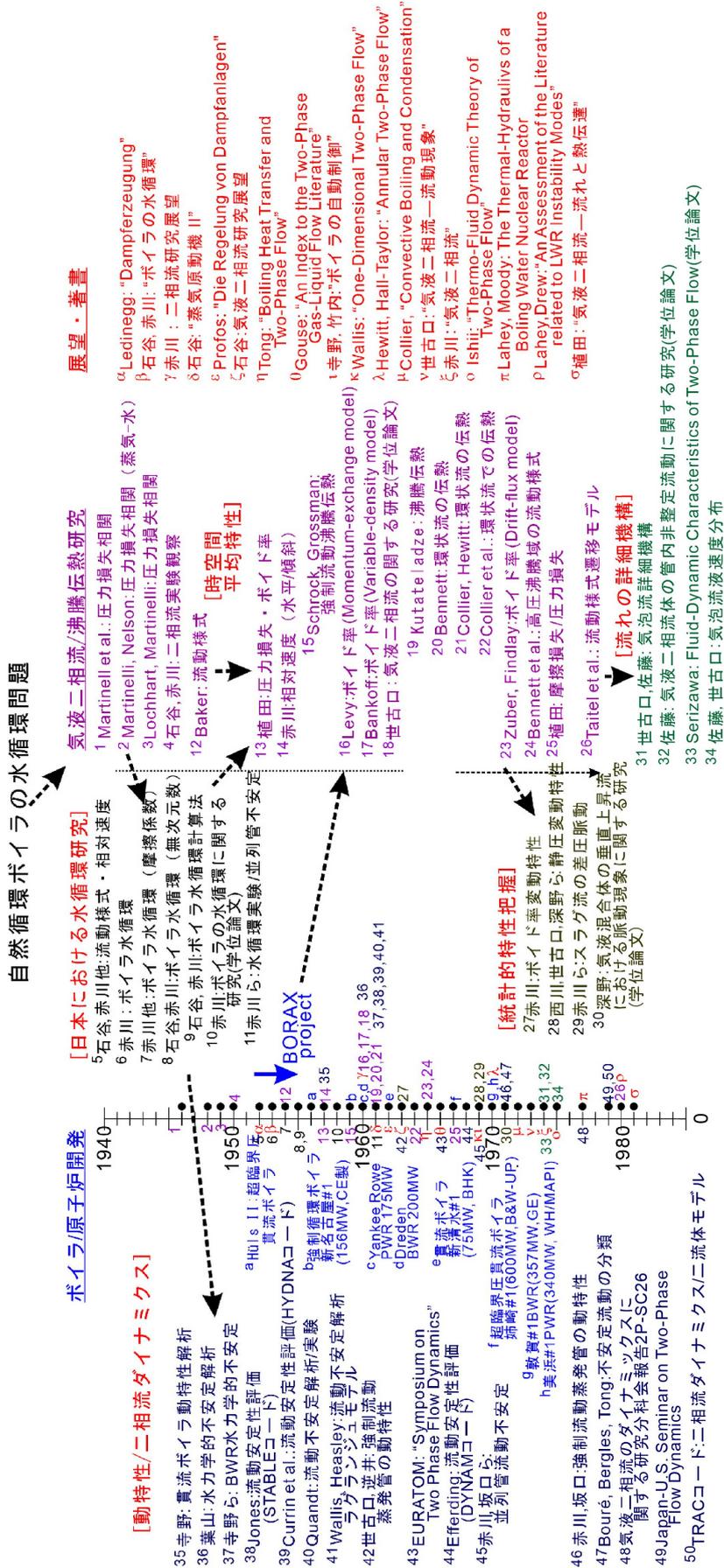


図9 気液二相流研究の系譜 (1940年～1980年頃)

進する要因, 制止する要因, 流動状態, 流れの安定問題を取り上げている. また水循環は, 管壁温度の変動, 腐食, スケール付着にも影響する. つまりはボイラの目的は安定した蒸気発生で, そのためには安定な水循環が確保されねばならず, ここに挙げた項目が水循環問題の基本と位置付けたのである.

石谷, 赤川らが気液二相流の研究を始めたほぼ同時期に米国など海外では現在でも広く利用されている研究成果が出ていた. 図9は先に示した図1の続きである. 1940年代後半にはMartinelliら[15], Martinelli & Nelson[16]などが圧力損失相関の提案を行っている. 二相流実験の多くは空気と水や空気と油などを用いて行われた. Marinelli & Nelson [16]はいわゆる分離流モデルを展開して, 蒸気-水に適用可能な著名な相関線図を提案した. Lochhart & Martinelli [17]は等温二相流用に

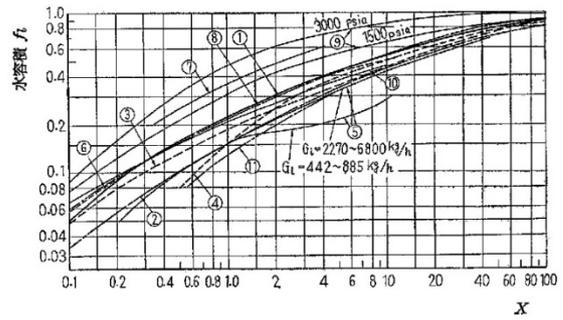
$\phi_L^2 = \Delta p_{TP} / \Delta p_L$, $\phi_G^2 = \Delta p_{TP} / \Delta p_G$, $X^2 = \Delta p_L / \Delta p_G$ の関係で相関を提示した. ここで Δp_L , Δp_G は液相, 気相がそれぞれ単独で管を満たして流れる時の圧力損失である. いま液相, 気相の体積流束を j_L , j_G と定義すると

$$\Delta p_L = \frac{\lambda_L}{2d} \rho_L j_L^2 L, \quad \Delta p_G = \frac{\lambda_G}{2d} \rho_G j_G^2 L$$

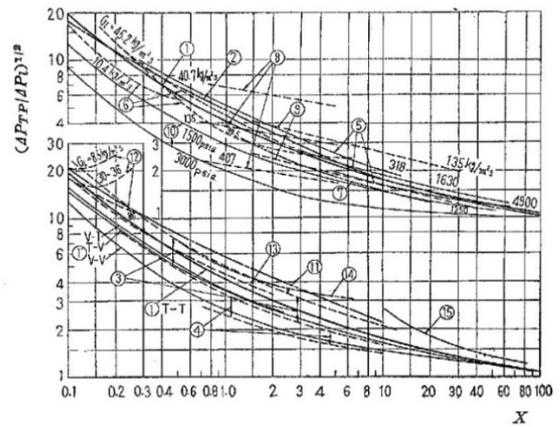
である. 管摩擦係数はレイノルズ数の大きさに応じて層流, 乱流があるので, 液相, 気相が乱流 (tt) 液相: 層流, 気相: 乱流 (vt), 液相: 乱流, 気相: 層流 (tv), とともに層流 (vv)の場合があり, これをChisholm[18]はそれぞれに対して, $C=20, 12, 10, 5$ のパラメータを与え, 次式で近似している.

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$$

戦後占領政策の一環として設置されたCIE図書館(のちにアメリカ文化センター)などを通じて海外の情報がわずかながら入手できるという状況の中で, 1947年頃から石谷と赤川は独自に考案した試験部を透明ガラス管(内径50.5mmと24.0mm, 長さ1400mm)で構成した実験装置で, 空気-水二相流の実験を開始した[19]. ボイド率は試験部下部のコックを急閉して管内の水位から算出した. のちに赤川は彼の展望記事[20]の中でこの当時のホールドアップ(1-ボイド率)相関式の比較を行っている. 併せて摩擦損失についても示しておこう.



(a) ホールドアップ



(b) 摩擦損失

図10 ホールドアップと摩擦損失についての各種相関式の比較[20]

図10の横軸は先に定義したLockhart-MartinelliパラメータX, 番号は様々な相関式に対応している. 相関式間でかなりの幅があり, どれを使用して設計すればいいのか判断に困るが, この状況は現在でも基本的に同様である. ただしほとんどの相関式が空気-水二相流実験に基づいており, 設計においては蒸気-水系の実圧のデータに基づいた評価に注意を払う必要がある. なお均質流モデルは低圧では実験結果と相違が大きい, 高圧, 高質量速度領域では十分な精度を有している[21].

気液二相流においては気相流束の低いところで気泡が分散して流れる気泡流, 大気泡が交互に通過するスラグ流(当時, ピストン流と呼んでいた), さらに高速で気相が液滴を伴って中心部を流動する環状流などが目を引く. 流れの構造は当然ボイド率や圧力損失に関係し, そのため流動様式の観察も重要な分野であった. その代表がいわゆるBaker線図[22]である. ただしこの線図は水平流に対するものであり, 垂直流では当然異なったものになる. 流れの幾何学的構造は基本的には体積流

量で決まると考えれば、気相、液相の体積流束で表現するのが最も簡単に思える。現在では垂直流に対する流動様式図としては Mishima-Ishii[23], Taitelら[24]などがよく利用されている。

さて石谷, 赤川による先の装置での相対速度の実験結果の一例を図 11 に示しておく[19].

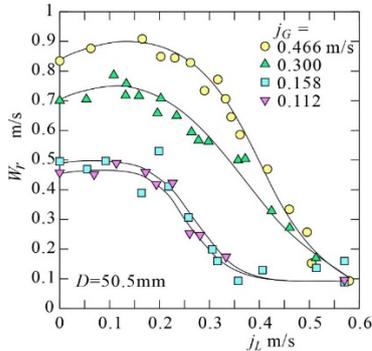


図 11 石谷と赤川による相対速度の実験結果 (データは[19]による)

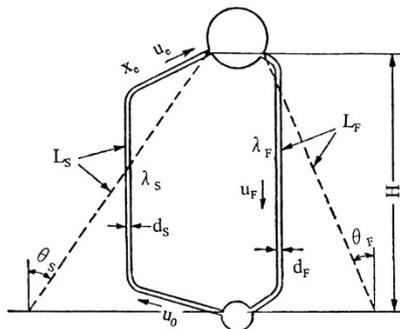


図 12 石谷, 赤川の自然循環モデル[13]

図 12 は水循環の基本モデルである[13]. 図中 $L_S, L_F, \theta_S, \theta_F$ はそれぞれ蒸発管, 降水管の等価長さ, および蒸発管, 降水管の等価傾斜角, d_S, d_F, H は蒸発管内径, 降水管内径, 降水管高さ, u_S, u_F, u_0, u_e は蒸発管流速, 降水管流速, 蒸発管入口流速, 蒸発管出口流速, $\lambda_S, \lambda_F, x_e$ 蒸発管, 降水管の管摩擦係数, 蒸発管出口クオリティである。

このモデルに基づいて運動量バランスを定式化し, 相対速度や自己蒸発の影響を加味した水循環の基本的な定式化ののち, 実際のボイラのデータを用いて係数を決定した結果を図 13, 14 に示している。蒸発管担当蒸発量, 降水管担当蒸発量に対して蒸発管内径, 降水管内径が 20~120 ata にわたって示されている。図中のプロットは各種ボイラの実績値である。これら二つの特性を取りまとめて,

ボイラ水循環の設計指針としたものが図 15 に示す線図[25]である。ここで G_{ds}, G_{df} は蒸発管 1 本あたり最大連続蒸発量, 降水管 1 本あたり最大連続蒸発量[kg/h], K_S 蒸発管担当蒸発量の無次元特性数, 陸用ボイラで 0.15~0.29, 平均 0.22, 船用ボイラでは 0.2~0.9, K_F 降水管担当蒸発量の無次元特性数 0.2~1.2, 平均 0.6, θ_S, θ_F 等価蒸発管, 等価降水管の傾斜角である

$$K_S = \frac{G_{ds}}{d_S^{2.5} \rho_G} \sqrt{\frac{\lambda_S}{g \cos \theta_S}}, \quad K_F = \frac{G_{df}}{d_F^{2.5} \rho_G} \sqrt{\frac{\lambda_F}{g \cos \theta_F}}$$

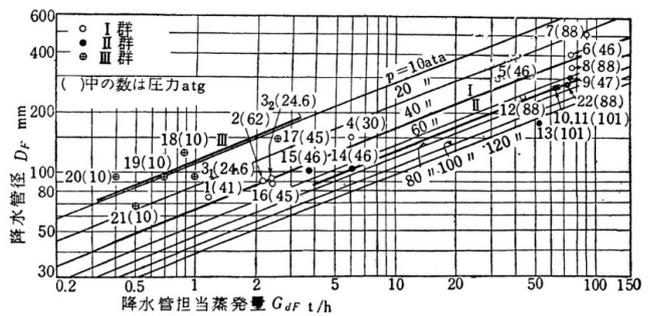


図 13 石谷, 赤川による降水管特性[13]

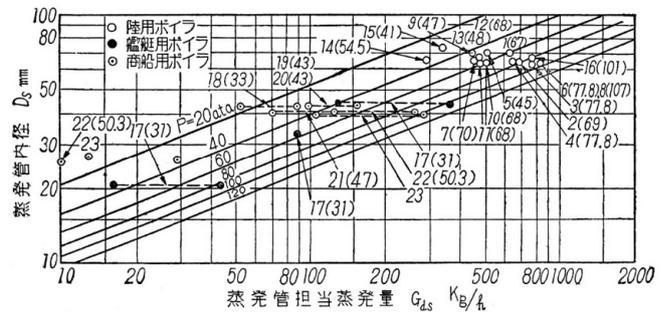
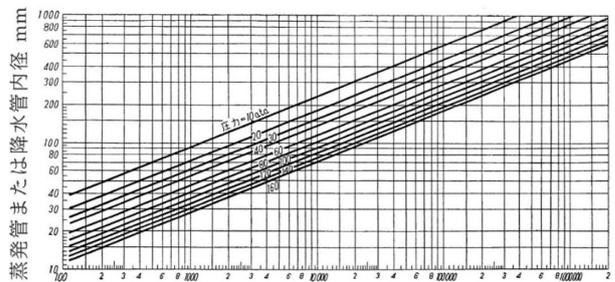


図 14 石谷, 赤川による蒸発管特性[13]



$$\frac{1}{K_S \sqrt{\cos \theta_S}} \sqrt{\frac{\lambda_S}{0.024}} G_{ds} \text{ または } \frac{1}{K_F \sqrt{\cos \theta_F}} G_{df} \text{ kg/h}$$

図 15 石谷, 赤川による水循環特性[25]

5. 二相流及び伝熱研究概観

石谷, 赤川らが水管ボイラの水循環問題に取り組み始めてから, 一応の成果が得られた 1950 年代初頭, 米国を中心として活発な二相流研究がすでに始まっていた. 沸騰水型原子炉の開発であった. その典型が 1952 年から事実上始まった BORAX プロジェクト[26]であった. 商用沸騰水型原子炉の熱出力密度は 50 MW/m^3 , 火力発電では 2000 t/h の蒸発量の燃焼室熱負荷は 300 kW/m^3 であるのに対しておおよそ 170 倍である. つまり冷却喪失が極めて重要で, 時間的余裕も火力に比べて非常に短い. また炉心ではボイド率が熱出力に直結するため, ボイド率の正確な評価も欠かせなかった. そのような背景から, 図 16 に示す Gouse のデータ[27]にあるように, 二相流研究は急激に増加していった. なお, 図中には 1940 年以前の二相流研究の初期段階の代表的な研究論文の公表時期を合わせて示している. また ASME の Transaction に見る伝熱研究論文数の推移もプロットしており, 二相流研究とほとんど同期している.

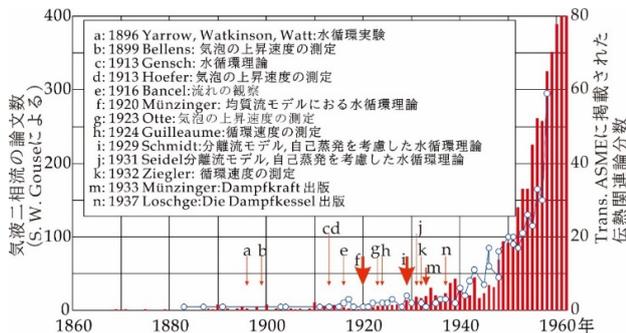


図 16 Gouse による二相流に関する研究論文数の推移 (データは[27]による)

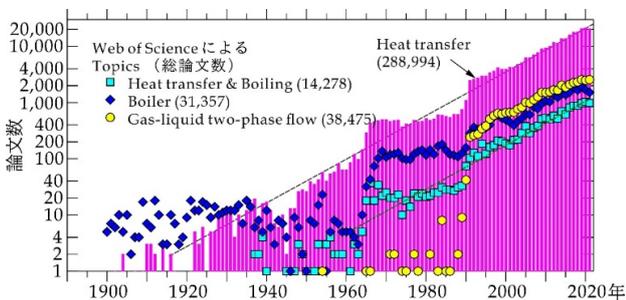


図 17 Web of Science による伝熱, 二相流, ボイラなどの論文数の推移 (Gouse の二相流の論文数と差異があるが, おそらく検索基準の違いや Web 上に掲載されていないなどの原因が関係していると思う)

図 17 は Web of Science を用いて, Heat Transfer, Heat Transfer & Boiling, Boiler, Gas-liquid two-phase flow の各キーワードで検索して, 論文数をプロットしたものである. Heat transfer に関しては 1920 年頃から現在に至るまで, 片対数グラフ上でほぼ直線的に増加している. ボイラ研究は 1970 年以降, 二相流研究は 1990 年以降, この伝熱研究とほとんど同じ傾きで推移しているのは大変興味深い. なお赤川は『ボイラの水循環』(1953)[13]が出版されたとき, 二相流問題はおおよそ片付き, これ以上の研究の必要性はないと思っていたと述懐していた. 二相流研究の牽引がボイラから原子力に代わっていたが, 当時そのような情報に触れることが困難な社会的状況が続いていたのだろう.

6. 時空間平均特性に関する研究

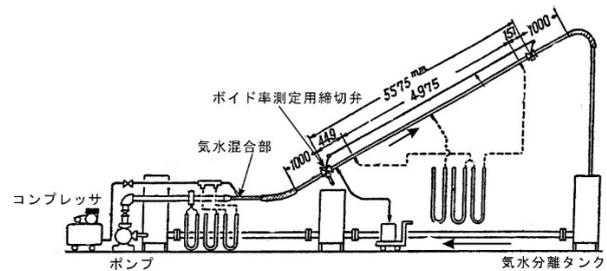


図 18 赤川らの傾斜管実験装置[28]

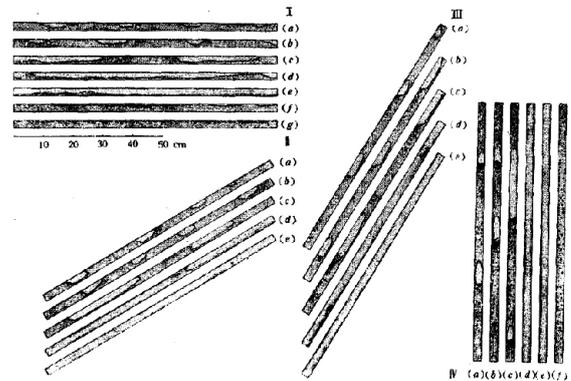


図 19 水平, 傾斜, 垂直の各管路における流動様式[28]

ボイラの水管配置には垂直のみならず水平や傾斜部分も少なからず存在する. 燃焼室周りを弦巻式に蒸発管を配置することも行われている. 気液二相流は密度の大きく異なる 2 相からなっていることから, 流れの構造も重力の影響を大きく受けることは容易に想像できる. 赤川らはそのような

考えからか、水平から垂直まで変化が可能な空気水系実験装置を作成し、そこでの二相流特性、特に相対速度並びに摩擦損失特性[28]を実験的に求めた。その装置を図 18 に、観察された流動様式のスケッチを図 19 に示す。同じ頃に東大では植田辰洋が垂直管での圧力損失、ボイド率に関する実験を行っている[29]。この当時のボイド率測定（相対速度の同定）には図 18 にも描かれているが、管路の 2 箇所遮断弁を取り付け、急速に遮断することによっていた。そのようにして得られるボイド率を予測する理論モデルの検討がなされた。ただし流れを 1 次元とし、時空間平均特性としてのボイド率であり圧力損失である。このことは Martinelli などと同様であった。そのようなボイド率を求めるための基本的な理論を展開した事例を次に示しておこう。

まず GE の Levy は気液間で運動量交換が行われるとしたいいわゆる Momentum exchange model [30] を提案した。詳細は Levy の論文を参照いただくとして、ここではその概略だけ紹介しておこう。

気液二相それぞれの運動方程式は

$$dp + \rho_L V_L dV_L = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{LTP} - \rho_L g(\sin \theta) dy$$

$$dp + \frac{1}{A_G} d(A_G \rho_G V_G^2) + \frac{V_L}{A_G} d(A_L \rho_L V_L) = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{GTP} dy - \rho_G g(\sin \theta) dy$$

この 2 式から圧力項を消去して変形すると

$$\frac{G^2}{\rho_L} d \left[\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \rho_L}{\alpha \rho_G} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} \right] = \alpha \left[\left(\frac{dp}{dy} \right)_{GTP} - \left(\frac{dp}{dy} \right)_{LTP} + (\rho_L - \rho_G) \sin \theta \right] dy$$

ここで摩擦項と重力項を合わせて

$$\left(\frac{d\psi}{dy} \right)_{GTP} = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{GTP} - \rho_G g \sin \theta$$

$$\left(\frac{d\psi}{dy} \right)_{LTP} = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{LTP} - \rho_L g \sin \theta$$

とおくと

$$\frac{G^2}{\rho_L} d \left[\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \rho_L}{\alpha \rho_G} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} \right] = \alpha \left[\left(\frac{d\psi}{dy} \right)_{GTP} - \left(\frac{d\psi}{dy} \right)_{LTP} \right] dy$$

いまもしクオリティ、ボイド率、密度が一定あるいは変化するとしても非常に緩やかに少しだけ変化すると仮定すれば、左辺は近似的に 0 となり、結果的に

$$\left(\frac{d\psi}{dy} \right)_{GTP} = \left(\frac{d\psi}{dy} \right)_{LTP}$$

これが Levy のいう Momentum exchange model の基礎となっている。これが成立すれば、

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \rho_L}{\alpha \rho_G} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} \right] = 0$$

クオリティ x が 0 の時、ボイド率 α も 0 とすれば

$$\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \rho_L}{\alpha \rho_G} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} = 0$$

これで解析的にボイド率がクオリティと関係づけられたことになる。

$$x = \frac{\alpha(1-2\alpha) + \alpha \sqrt{(1-2\alpha)^2 + \alpha \left[2 \frac{\rho_L}{\rho_G} (1-\alpha)^2 + \alpha(1-2\alpha) \right]}}{2 \frac{\rho_L}{\rho_G} (1-\alpha)^2 + \alpha(1-2\alpha)}$$

なおのちに Levy は混合長モデルを用いて断面内速度分布を考慮したモデルを構築している。

先の Levy の論文と同じ年に世古口は 1 次元のエネルギー式を用いて、消費エネルギー最小の原則からボイド率を定式化した論文を報告した[31]。これも Levy と同様に 1 次元の場の方程式に基づくものであり、我が国においても基本的に同様なアプローチがなされていたことは注目に値する。世古口は二相流では単相流で顕在化する摩擦損失に加えて、気相のかく乱によるエネルギー損失があると考えた。二相流のエネルギー式は

$$dp + \rho_m g dh + \alpha \frac{1}{2} \rho_m w_m^2 + \left(\frac{\lambda_m}{2Dg} w_m^2 + \zeta \sigma \right) \rho_m g dl = 0$$

ここで $p, \rho_m, h, w_m, \lambda_m, D, l, \alpha, \sigma, \zeta$ はそれぞれ圧力、二相流の平均密度、管路の高さ、平均流

速, 管摩擦係数, 管内径, 管長, 加速損失修正係数, 圧力脈動として顕在化する二相流における乱れによるエネルギー損失 (圧力損失) に対応する無次元数, 実験で求められる修正係数である. 平均密度, 平均流速, 動粘性係, 管摩擦係数はレイノルズ数準拠の单相流摩擦係数として次のように与える.

$$\rho_m = f_G \rho_G + f_L \rho_L, w_m \rho_m = w_{L0} \rho_L + w_{G0} \rho_G,$$

$$w_m = \frac{j_{L0} \rho_L + j_{G0} \rho_G}{f_L \rho_L + f_G \rho_G}, v_m = \frac{f_L \rho_L v_L + f_G \rho_G v_G}{\rho_m},$$

$$\lambda_m = a \text{Re}_m^n = a \left(\frac{D w_m}{v_m} \right)^n$$

次元解析と実験との比較から, 水平流に対して全圧力損失, 脈動損失, 相対速度はそれぞれ

$$\frac{\Delta p}{\rho_m g \Delta L} = \frac{\lambda_m}{2gD} w_m^2 + \frac{\Delta p_p}{\rho_m g \Delta L} = \frac{\lambda_m}{2gD} w_m^2 + 0.055 \sigma_h$$

$$\frac{\Delta p_p}{\rho_m g \Delta L} = 0.055 \sigma_H = 0.055 \frac{v_L^{0.15} j_{L0}^{0.75} w_r^{1.40}}{g^{1.15} D^{1.40}}$$

$$w_r = \frac{j_{G0}}{f_G} - \frac{j_{L0}}{f_L}$$

垂直流では

$$\frac{\Delta p}{\rho_m g \Delta L} = \frac{\Delta p_f}{\rho_m g \Delta L} + \frac{\Delta p_p}{\rho_m g \Delta L} = \frac{\lambda_m}{2gD} w_m^2 + 0.015 \sigma_h$$

$$\frac{\Delta p_p}{\rho_m g \Delta L} = 0.015 \sigma_v = 0.015 \frac{j_{L0}^{0.7} w_r^{1.30}}{gD}$$

エネルギー損失は

$$E_T = E_f + E_p = (\Delta p_f + \Delta p_p) F w_m$$

で与えられる. ここで気液二相流は全散逸エネルギーが気体体積率について最小になるようになる. つまり

$$\frac{dE_T}{df_L} = \frac{dE_f}{df_L} + \frac{dE_p}{df_L} = 0$$

の関係から水平管, 垂直管それぞれ

$$F_1 = 0.154 \sigma_H, F_1 = 0.039 \sigma_v$$

ここで

$$F_1 = \frac{(2-n)}{gD} \lambda_m \frac{j_{L0} w_r}{f_L \left(\frac{j_{G0} f_L^2}{j_{L0} f_G^2} + 1 \right)}$$

図 20 にこのようにしてもとめたホールドアップ

f_L の実験結果との比較を示している. 世古口モデルは次元解析的な部分も含むが, 脈動損失の定式化を行い, ボイド率を損失エネルギーとの関連で求めた最初の研究と位置付けられる. その点で非常に貴重な研究であると思うが, 残念ながら機械学会関西支部第 35 期定時総会講演会の前刷り [32] 以外には公表されていないようである.

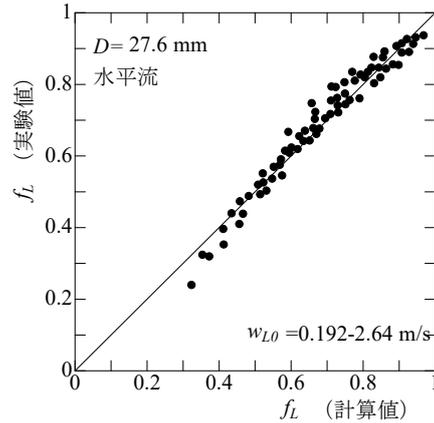


図 20 世古口によるホールドアップの実験値と計算値の比較[31]

同様な考え方でボイド率の定式化を行ったものに Zivi の Principle of minimum entropy production (1964) [33]がある. 摩擦による壁面での散逸エネルギーと運動エネルギーの和が最小となるとの考え方である. また環状噴霧流において液滴を含む気相の速度ヘッドと液膜の速度ヘッドが等しいとの考え方に基づいて, Smith はボイド率の推算式を提案した[34].

さて, 断面内には気泡流であれ環状流であれ, 速度分布とボイド率分布が存在する. そのような分布を考慮して, ボイド率の定式化を行ったのが Bankoff の Variable density model [35]である. Bankoff は速度分布とボイド率分布を

$$u_y / u_m = (y/R)^{1/m}, \alpha_y / \alpha_m = (y/R)^{1/n}$$

ここで $u_y, u_m, \alpha_y, \alpha_m, y, R$ はそれぞれ壁から y の位置における二相混合物の速度, 断面中心での速度, y の位置でのボイド率, 中心でのボイド率, 壁からの距離, 管半径である. これらを用いて平均ボイド率を求めた結果が

$$\bar{\alpha} = K \frac{j_G}{j_G + j_L}, K = \frac{2(m+n+mn)(m+n+2mn)}{(n+1)(2n+1)(m+1)(2m+1)}$$

で与えられるとした. 速度とボイド率に断面内分

布を与えた最初のモデルであろう。

この Bankoff のモデルをさらに一般化したのが Zuber & Findlay の Drift-flux model[36]である。Zuber らは局所の気相速度を $v_G = j + V_{Gj}$ とおき、混合物の体積中心速度とドリフト速度の和とした。これにボイド率をかけて

$$j_G = \alpha v_G = \alpha j + \alpha V_{Gj}$$

断面平均をとると

$$\langle j_G \rangle = \langle \alpha v_G \rangle = \langle \alpha j \rangle + \langle \alpha V_{Gj} \rangle = \frac{Q_G}{A}$$

ここでボイド率分布とそこでの体積流束をかけて平均をとったものが実際の流れを表す、分布を考慮した流れの特性値になると考えるのである。

$$\begin{aligned} \frac{j_G}{v_G} &= \frac{\langle \alpha v_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle} + \frac{\langle \alpha V_{Gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \\ &= \frac{\langle j_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle \alpha j \rangle \langle j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} + \frac{\langle \alpha V_{Gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \end{aligned}$$

ここで右辺第 1 項中の $\frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} = C_0$ とし、これを

Distribution parameter と呼んでいる。この時

$$\frac{\langle j_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \langle j \rangle + \frac{\langle \alpha V_{Gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle}$$

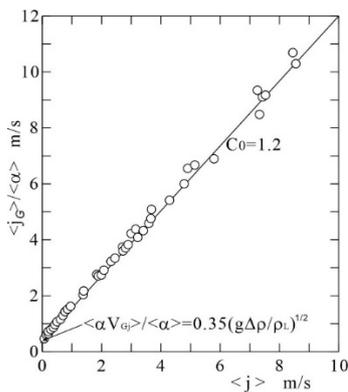


図 21 Drift-flux model によるボイド率の相関[36]

図 21 はこのようにして整理されたボイド率の実験結果で、直線の傾きが C_0 、 y 軸の切片がボイド率で重み付けしたドリフト速度(上式右辺第 2 項)に該当する。さらに重要なのは質量保存の式にこの Drift-flux model を適用し、

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + C_K \frac{\partial \alpha}{\partial z} = 0, C_K = j + V_{Gj} + \alpha \frac{\partial V_{Gj}}{\partial \alpha}$$

で表されるボイド伝播方程式を誘導し、ボイド波が Kinematic wave の速度で伝播することを示したのである。ボイド波つまりは運動学的密度波である。これがのちに述べる密度波振動のメカニズムを考えるうえで重要な役割を果たす。

我が国で貫流ボイラの商用機が出現したのが 1962 年であるが、海外ではそれに先立って 1926 年に Siemens-Schuckertn Werke に Benson ボイラが建設され、1957 年には CE 製 Sulzer mono-tube ボイラが運開、1959 年には Eddystone 1 号機が運開している。そのような時代背景を受けて、石谷と赤川も世界と将来の動向を読み解き、貫流ボイラに関する研究を開始した。そして 1955 年には蒸発量分布、圧力分布の計算法を提示している[37]。

貫流ボイラでは出力当たり保有水量が自然循環ボイラなどドラム式に比べてかなり小さい。すなわち各種の外乱に対して圧力や温度が敏感に反応する。逆に言えばボイラの制御が欠かせないのである。貫流ボイラの開発過程でこの問題について多くの研究が行われたのは当然で、それらについては次節において流動の安定性に関する議論をまず行い、そのあとで動特性やボイラの制御に関する説明を行う。

7. 流動の安定性と二相流ダイナミクス

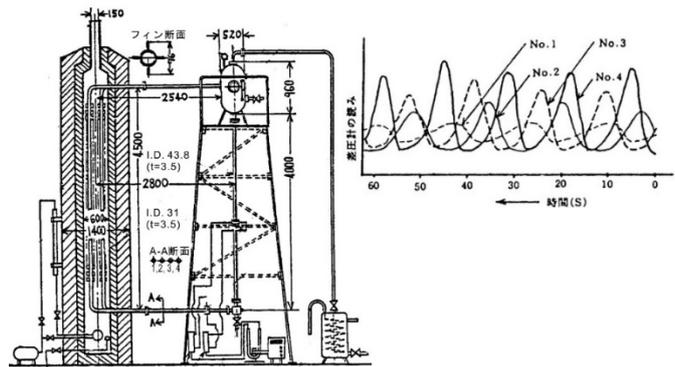


図 22 自然循環実験装置と脈動波形[38]

赤川らは自然循環ボイラの水循環研究の一環として、図 22 に示す 4 本並列管の自然循環実験装置を製作した[38]。実験装置は蒸気ドラムと水分配ヘッドからなり、蒸発管長さ 4.9 m の装置であった。この装置を用いて実験を行ったところ管 1 と

2で逆位相, 管3と4で逆位相. 1と3で90°程度の位相のずれ, 結果的に4本が90°ずつ位相のずれた脈動が発生した. このような位相のずれは様々な様相を示す. たとえば4本の場合, 2本ずつが組になり, それらが180°位相のずれたものも発生する. 並列管の本数が増えるとますます多様なモードの振動が発生し, その結果, ヘッド間差圧は一定という境界条件を与えることになる[39], これが密度波振動の解析でヘッド間差圧一定のもとで1本について解析すれば, 多数並列管での脈動解析に対応するという考えにつながる.

実用ボイラでの脈動の記録は石谷の著書[25]にも記載されている. 図23に示す低負荷時の脈動は気泡の発生のたびごとに循環が間欠的に発生した結果であり, 高負荷時の脈動は降水管の流量変動はない状態のもとで並列管間において密度波振動が発生したものである.

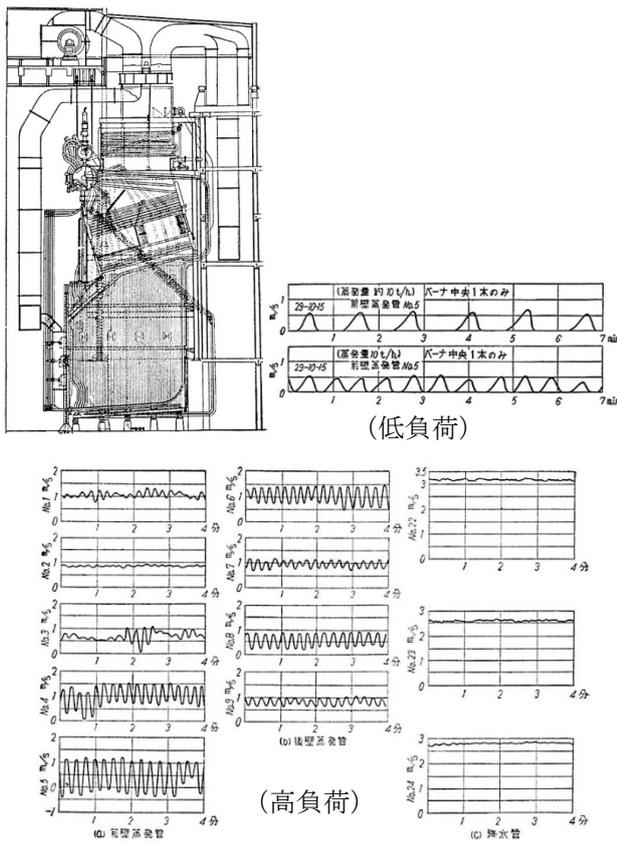


図23 名古屋発電所 Babcock & Wilcox CTM ボイラ (110t/h, 2.41MPaG, 390°C)における流動脈動 [25]

不安定流動については海外ではボイラに対する問題もさることながら BWR において特に重要であった. わが国でも 1960 年当初には早くも葉山[40]や寺野[41]が BWR の水力学的不安定について検討をおこない, Currin[42]や Jones[43]による流動不安定解析コードが公表されている. また Wallis & Heasley [44]はラグランジュモデルを用いて流動安定性の極めて明晰な解析を行っている. これは解析的アプローチの一つの典型とみることができる.

このような流動安定性問題は自然循環系のみならず貫流ボイラあるいは貫流型蒸気発生器などでも大きな問題となり, 二相流ダイナミクス研究としての大きな流れが形成された. その典型は 1967 年に開催された EURATOM 主催の Symposium on Two-Phase Flow Dynamics [45]である. 残念ながらこの会議には日本からの発表は全くなく, 彼我の実力差を見せつけられる結果になったと思う. 著者も 5 年ほど遅れて, この時の Proceedings の青焼き版を読んだ.

このシンポジウムでは二相流の不安定流動, 圧力波伝播など二相流のダイナミクス全般が議論され, 現在においても内容に古びた感じがしない. その意味で二相流ダイナミクスの原典ともいえる. その後不安定流動に関しては DYNAM コード[46]が開発されたが, いずれも分布定数系の微分方程式 (質量, エネルギー, 運動量) の定常状態からの微小変動を考え, 方程式を線形化し, ラプラス変換を施し, 周波数領域で安定性を評価するものが大部分であった. 表4に当時の代表的な安定解析コードを示しておこう.

話が前後するが, 二相流系の不安定流動の分類が Bouré らによって報告された[47]のちには, その分類を指標にして研究が行われるようになった. 表5は Bouré らの分類に準拠しながらもより簡便な形にまとめなおしたものである.

若干さかのぼるが, 赤川にも貫流ボイラを念頭に不安定流動に関する実験を行っていた[48]. 同実験のテスト部を図24に示す. コイル状に蒸発管を巻き, 高さを押さえて長さを大きく, すなわち位置損失を小さく押さえて摩擦損失が支配的になるように設計されている. 動的挙動を考えると, 位置損失と摩擦損失は異なった位相特性を有しており, 問題を単純化したいという考えと, Sulzer

表 4 安定解析コード

Code or Authors	Heat flux	Heater dynamics	Subcooled boiling	Two-phase model	Superheated region	Nuclear feedback
<u>線形解析/周波数領域</u>						
LOOP code (Davis & Potter 1967)	Uniform	No	No	Homogeneous model	Included	No
NUFREQ code Lahey & Yadigarogly 1973)	Arbitrary in SR, uniform in BR	No	No	Homogeneous model	No	Considered
Saha (1974)	Uniform	Considered	Considered	Drift-flux model	No	No
Nakanishi, Ozawa et al.(1978)	Uniform	No	No	Drift-flux model, homogeneous model if superheated region exists	Included	No
STABLE code (Jones 1961)	Arbitrary	Considered	Considered	Slip-flow model	No	No
DYNAM code (Efferding 1968)	Arbitrary	Considered	Considered	Slip-flow model	Included	No
<u>時間領域非線形解析</u>						
HYDNA code (Currin et al. 1961)	Arbitrary	Considered	Considered	Slip-flow model	Included	No
DEW code (Takitani & Sakano 1979)	Uniform or Heat exchange mode	Considered	No	Slip-flow model	Included	No

*SR: single phase liquid region, BR: boiling two-phase flow region

表 5 沸騰二相流系における機構論的分類

Category	Pattern	Mechanism	Feature
Negative resistance instability	Flow excursion or Ledinegg instability	Negative damping in first-order system	Transitional, significant flow mal-distribution appears in parallel-channel system
	Pressure drop oscillation	Dynamic interaction between flow excursion and accumulation mechanism of mass and momentum	Relaxation oscillation with large amplitude and long period
Time-delayed feedback instability	Density wave oscillation	Propagation delay of void wave and feedback effect provide negative damping	Oscillation, period comparable with residence time, appears in positive resistance region of pressure drop vs. flow rate
Thermal non-equilibrium instability	Geysering	Insufficient nucleation sites bring about large superheat followed by violent boiling	Relaxation oscillation if liquid refilling mechanism exists

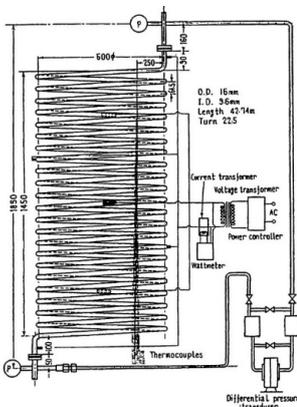


図 24 赤川の強制貫流蒸発管実験装置 (1965年頃) [48]

mono-tube ボイラなどでは蒸発管長さが 400 m にも達する場合があることに配慮したものであろう。貫流ボイラは、ドラム式などに比較して蒸発量当たりの保有水量が小さい。ボイラの動特性は保有水量の有する熱エネルギーの動特性と長大な管路での通過時間（滞留時間）が極めて重要な役割を果たす。そのようなボイラの動特性について体系的に述べた書籍は Th. Stein[49], のちに P. Profos [50]によるものが代表的であろう。わが国でも寺野と竹内による『ボイラの自動制御』[51]が発行されたのが 1969 年であった。Profos は動特性を図式解法によって見事に説明したが、古典制御理論

に基づいてボイラの動特性を分布定数系解析も含めて包括的に議論した寺野の研究も非常に重要である。寺野は、1957年という世界的にみてもかなり初期の段階で、貫流ボイラの動特性を分布定数系モデルに従って解析した[52]。1次元の質量、熱エネルギーの式において、定常値からの微小変動を考へることにより線形し、ラプラス変換を用いて解析、その後、逆変換して動特性を定式化した。1963年には世古口らが解析的研究を報告している[53]。動特性実験や解析に関してはボイラ製造の重工各社が行っており、1960年代に多くの論文が公表された。

8. 統計的特性

赤川らは1960年代初頭、垂直管で図25に示すボイド率変動を計測した[54]。スラグ流やチャーン流ではボイド率が大きく変動する。つまりは大気泡が交互に通過すること、あるいは大気泡が大きく乱れてその変動が顕在化することなどからも容易に理解できる。それに伴って差圧も大きく変動する。赤川はこのようなボイド率変動を特徴づけるパラメータを明らかにすることによって二相流の本来的に持つ変動特性が明らかにできると考えた。

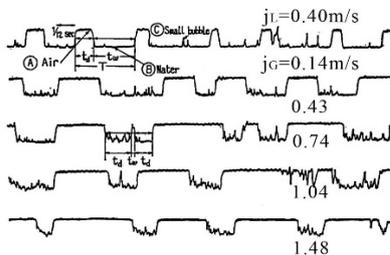


図25 赤川によるボイド率変動特性[54]

スラグ流に限らず二相流の変動特性を明らかにすることによって流動様式を同定することも可能になる。Jones & Zuber [55] はボイド率の変動特性と流動様式の関係性を明らかにし、とくにスラグ流やチャーン流では低ボイド率と高ボイド率の2か所にピークを持つ分布となることを明らかにした。のちに著者らは離散気泡モデルを用いて1次元流れのボイド伝播方程式と運動量の関係式を用いてそのボイド率変動パターンから流動様式の同定を行い、また圧力損失もほぼ予測できることを明らかにしている[56,57]。つまりはボイド率変動と圧

力損失は密接に関係していることの傍証でもある。この赤川の研究はのちにスラグ流の差圧変動の研究[58]へと発展した。

一方、西川、世古口、深野らは二相流の静圧変動特性について丹念な研究を行った[59]。その一例を図26に示しておこう。この研究はかつて世古口が提唱したモデルから発した二相流の本質を変動特性と見たことに端を発したものであろう。最終的にこの研究は深野の学位論文[60]につながったのである。

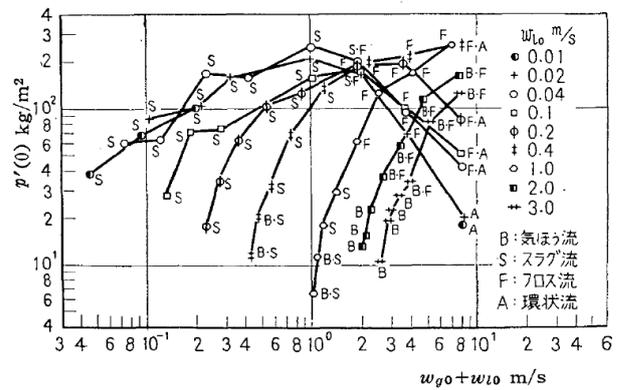


図26 西川、世古口、深野らの二相流の静圧変動特性[59]

これらはいずれも二相流の1次元特性であって、局所的な流れの特性が断面内で積分され、これが時間変動を伴う管長方向に積分された結果である。このような二相流の変動特性の研究は Jones & Zuber のように統計的な分析に供するか、あるいは個々の気泡の挙動を解明することによって変動の機構を明らかにする方向に向かうかに分かれる。前者のほうはボイド率あるいは差圧変動の計測によって内部が可視化できない管路であっても流動予測がある程度できることになる。後者のほうは流れの3D的特性を含む詳細機構に関するより分析的な研究に発展していくのである。

9. 流れの詳細機構

流れの詳細機構の代表的な研究として、環状流を主対象とした Hewitt らの研究は重要である。環状流はボイラや蒸気発生器において最も中心的な流れの形態であり、その液膜厚さや液滴の分布、量などが伝熱特性に大きく影響するからである。彼らの著書[61]に掲載されたデータを図27に示し

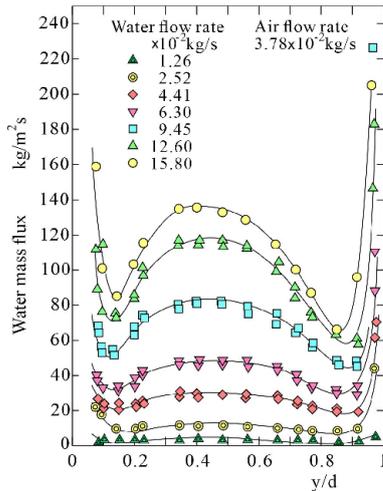


図 27 環状流における液相の質量流束 (データは[61]による)

ておこう。

我が国では世古口が中心となって環状流の液膜厚さや液滴分布が計測された。図 28 はその一例で、環状流における液膜の時間存在割合[62]を示している。また図 29 は環状流域での伝熱やドライアウトに関連し重要な特性である断面内液滴分布の測定結果[63]である。

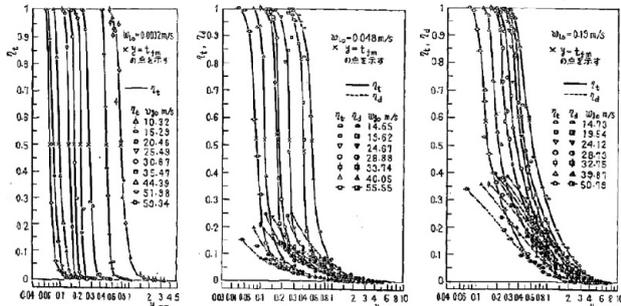


図 28 環状液膜の時間的存在割合[62]

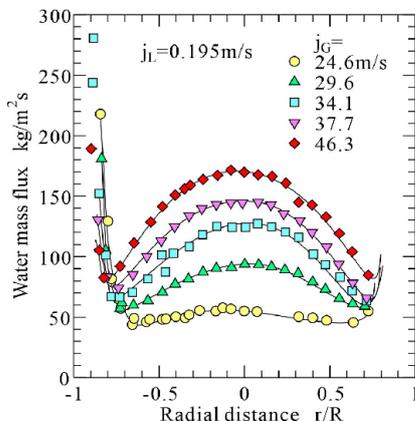


図 29 液滴流量の断面内分布 (データは[63]による)

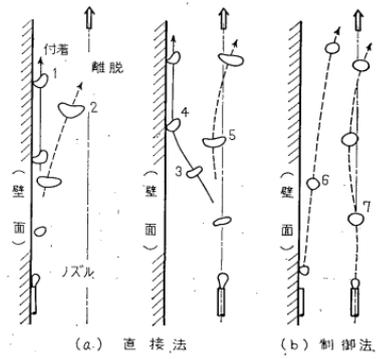


図 30 気泡発生後の挙動[64]

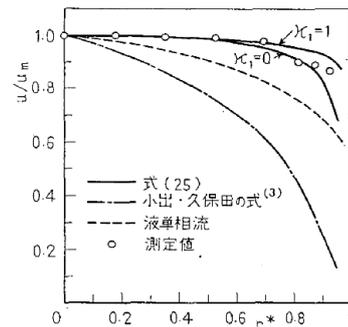


図 31 垂直管内気泡流中の液速度[66]

世古口と佐藤は気泡流の詳細機構について報告した[64-66]。図 30 のスケッチは単純にノズルから気泡を発生させた場合と、気泡形状、サイズを制御して導入した場合とで発生直後の気泡の挙動が異なることを示している。気泡の形状と流れとの干渉によって気泡の断面内移動や結果的にボイド率が影響されることを端的に示した。さらに佐藤らは液相中の乱流による応力と気泡運動による攪乱による応力に分けて議論を展開し、流体力学的手法を導入してボイド率分布と液速度分布を関連付け、気泡流の基本的な構造を定式化した。この段階でボイド率分布や速度分布が完全に解けたわけではないが、相互関係を明確にした点において先駆的な研究であった。図 31 は結果の一例で、気泡流中の液速度分布の実験結果と計算結果の比較が行われている。これらの結果を含んだ佐藤の学位論文[65]が 1974 年に提出され、くしくも同じ年に Serizawa も気泡流のボイド率分布に関する成果を学位論文[67]として提出している。図 32 は気泡流からスラグ流に至る範囲で断面内ボイド率分布を求めた結果である。丹念な実験によって気泡流域では Wall peak のデータが示されている。これらの研究を契機として特に気泡流域においてはその

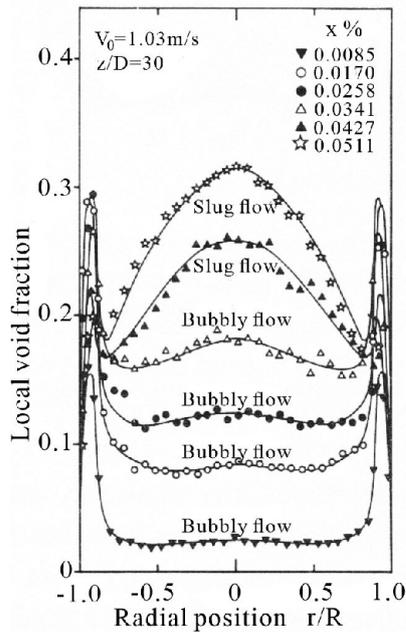


図 32 断面内ボイド率分布[67]

乱流構造の計測やモデル化が進行し、詳細構造の一側面が明らかになった。なおスラグ流域では当然ながら Center peak の分布になるが、これは時間平均値であり、実際には先に示したように大きな変動を伴っており、時空間にわたって変動するボイド分布を 2 次元平面上で議論するのは難しいと言わざるを得ない。そのような大変動や複雑な乱流構造、局所非定常性があっても時空間平均値があれば十分に役立つ場合も多くある。逆に変動そのものが問題となる場合にはその限りではない。

10. 気液二相流研究会、シンポジウムなど

気液二相流研究は大阪大学を中心として始まったが、その流れを受けて日本機械学会関西支部には相互の情報交換、海外の状況報告、既存のデータの評価などを目的として 1960.5.16 主査:菅原菅雄、幹事:石谷清幹、田伏敬三、佐藤俊、赤川浩爾として二相流研究分科会が設置された。その後 1967 年から 1973 年までは特に学会に依拠しない形での二相流研究会、1973 年から 1975 年は再び機械学会の下で二相流ダイナミクスに関する研究分科会 (2P-SC26)、1977 年機械学会関西支部気液二相流に関する研究懇話会、1981 年機械学会気液二相流に関する調査研究分科会、2001 年には気液二相流技術・調査検討懇話会、2007 年機械学会関西支部気液二相流技術懇話会と切れ目なく継続

的に活動した。その活動の成果として、1977 年には『気液二相流のダイナミクスに関する研究』[68]、1989 年には『気液二相流技術ハンドブック』[69] (コロナ社)、2006 年にその改訂版である『改訂 気液二相流技術ハンドブック』[70]を上梓した。また 1980 年には関西支部シンポジウム「気液二相流」を開催し、広く全国から研究者が集結し、講演件数は 28 件であった。これはのちに 1981 (27 件)、1982 (30 件)、1983 (23 件)、1985 (33 件)、1986 年 (29 件) の合計 6 回開催された。二相流研究会、研究懇話会で活動したメンバーの一部は、同時並行的に学術会議水力学水理学研究連絡委員会に設置された混相流小委員会の重要メンバーとして混相流シンポジウムの開催 (1982 年第 1 回、以降毎年継続的に 1986 年第 5 回まで実施) に尽力した。その活動は混相流学会設立 (1987 年) の前年まで継続した。また 1979 年には日米科学協力事業の一環として「二相流ダイナミクスに関する日米セミナー」(日本側代表: 石谷清幹、米国側代表: A. E. Bergles) を開催し、米国から A. E. Bergles, S. G. Bankoff, J. Weisman, R. T. Lahey, Jr., O. C. Jones, G. Yadigaroglu の 6 名、国内から約 40 名の研究者が参加した。そこで議論された内容は 2 年後の 1981 年に “Two-Phase Flow Dynamics” [71] として出版された。このシリーズの日米セミナーはその後も日米交互に定期的で開催されている。

11. 終わりに

第 2 次世界大戦後、我が国の産業復興には電力システムの再構築が不可欠であり、水管ボイラ、すなわち自然循環ボイラが国内技術はもちろん先進的な海外技術の導入によって盛んに建設された。海外技術であっても自ら設計建設できる能力確保のためには、水循環の設計基準が必要で、そのような観点で我が国においても気液二相流研究が開始された。石谷や赤川の努力によって、二相流研究に基づいた水循環設計手法が確立されたが、その当時、米国などではすでに BWR や PWR 開発が進行しており、そのために気液二相流研究は急速に増加していた。わが国の二相流研究はそのような世界の情勢から若干おくれた面もあったが、逆に先進的な面もあったのは間違いない。本稿はそのような気液二相流研究の発端から創成期、さらには応用研究も含めた発展期の状況について、

1980年初頭までの範囲で振り返った。二相流研究は時空間平均特性、二相流の変動の統計的特性把握、さらに流れの詳細な機構へと順次研究が進化していった。同時にシステムとしてのダイナミクス、不安定流動やボイラの動特性、原子炉の熱水力ダイナミクスなどの研究が展開された。1970年半ばには Ishii などによって二流体モデルの基本的枠組みが構築され[72]、TRAC などのように大規模な熱水力評価コードが開発された[73]。その後、様々な計測手段の開発と進化、モデルの深化と計算機の能力の飛躍的向上によって二相流の詳細な機構が解明され続けている。

参考文献

- [1] Münzinger, F., Untersuchungen an Steilrohrkesseln - Der Wasserumlauf in Steilrohrkesseln, VDI Zeitschrift, Band 64, Nr. 25 (1920), s. 453-457.
- [2] Münzinger, F., Dampfkraft, Verlag von Julius Springer, Berlin (2. Aufl. 1933, 3. Aufl. 1949).
- [3] Schmidt, E., Der Wasserumlauf in Steilrohrkesseln, Festschrift "Fünfundzwanzig Jahre Technische Hochschule Danzig", Verlag Kafemann, Danzig (1929), s.231-250.
- [4] Forschungsheft 365 - Beilage zu Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens - Wasserumlauf in Dampfkesseln, VDI-Verlag (1934).
本論文集には Ernst Schmidt, Ähnlichkeitstheorie der Bewegung von Flüssigkeitsgasgemischen, s.1-3, Philipp Behringer, Steiggeschwindigkeit von Dampfblasen in Kesselrohren, s. 84-12 および Wolfgang Schurig, Wasserumlauf in Dampfkesseln und Bewegung von Flüssigkeitsgasgemischen in Rohren, s.13-23 が含まれている。
- [5] 電気事業講座編集委員会編, 電気事業発達史, エネルギーフォーラム (2007).
- [6] 電力政策研究会編, 電気事業法制史, 電力新報社 (1985).
- [7] 資源エネルギー庁, エネルギー白書, 各年度.
- [8] 山口歩, 1890~1930 の日本の火力発電所ボイラー市場を Babcock & Wilcox 社が独占した過程とその技術的理由, 科学史研究 II, Vol. 31, No. 181 (1992), pp. 9-18.
- [9] 松本壽, III. 蒸気罐 蒸気機関 蒸気タービン復水器國産蒸気タービン發電機装置並に水管式汽罐装置について, 機械學會誌, Vol. 34, No. 166 (1931), pp. 188-211.
- [10] 山崎喜一郎, 汽罐燃料の選擇, 汽罐研究, Vol. 1, No. 1 (1935), pp. 36-46.
- [11] 寺本憲宗, ボイラ技術の系統化調査, 国立科学博物館 (2007).
- [12] 宇治田惣次, 玉井幸久, ボイラ技術の歩み, 火力原子力発電, Vol. 31, No. 12 (1980), pp. 1315-1367.
- [13] 石谷清幹, 赤川浩爾, ボイラの水循環, コロナ社(1953), 訂正増補版(1959).
- [14] 石谷清幹, 赤川浩爾, ボイラの自然循環, 研究と設計の現状通論と無次元特性数の提案, 機械学会誌, Vol. 58, No. 439 (1955), pp. 587-592.
- [15] Martinelli, R. C., Putnam, J. A., Lockhart, R. W., Two-Phase, Two-Component Flow in the Viscous Region, Trans. American Instn. Chem. Engrs., Vol. 42 (1946), pp. 681-705.
- [16] Martinelli, R. C., Nelson, D. B., Prediction of Pressure Drop during Forced-Circulation Boiling of Water, Trans. ASME, Vol. 7(1948), pp. 695-702.
- [17] Lockhart, R. W., Martinelli, R. C., Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes, Chem. Eng. Progress, Vol. 45, No. 1 (1949), pp. 39-48.
- [18] Chisholm, D., Laird, A. D. K., Two-Phase Flow in Rough Tubes, Trans. ASME, Vol. 80, No. 2 (1958), pp. 276-286.
- [19] 石谷清幹, 赤川浩爾, 武田克巳, 永田和彦, 気水混合物の流動, 第1報 流動の様式と相対速度, 機論, Vol. 18, No. 72 (1952), pp. 31-18.
- [20] 赤川浩爾, 気液二相流の研究の展望, 機械学会誌, Vol. 63, No. 495 (1960), pp. 559-567
- [21] Collier, J. G., Convective Boiling and Condensation, McGraw-Hill, Maidenhead (1972).
- [22] Baker, O., Simultaneous Flow of Oil and Gas, Oil & Gas J., Vol. 53 (1954), pp. 185-190.
- [23] Mishima, K., Ishii, M., Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-Phase Flow in Vertical Tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 5 (1984), pp. 723-737.
- [24] Taitel, A., Barnea, D., Dukler, A. E., Modeling Flow Pattern Transitions for Steady Upward

- Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes, *AIChE J.*, Vol. 26, No. 3 (1980), pp. 345-354.
- [25] 石谷清幹, 蒸気原動機 II, 山海堂 (1957) (ボイラ要論, 1961).
- [26] Kramer, A. W., *Boiling Water Reactors*, Addison-Wesley Pub., Reading (1958), pp. 45-131.
- [27] Gouse, Jr., S. W., *An Index to the Two-Phase Gas-Liquid Flow Literature*, MIT Press, Cambridge (1966).
- [28] 赤川浩爾, 気水混合物の流動 (第 2 報, 水平管および傾斜管上向流における相対速度; 第 3 報, 水平管および傾斜管上向流における摩擦損失), *機論 (第 2 部)*, Vol. 23, No. 128 (1957), pp. 285-291, pp. 292-298.
- [29] 植田辰洋, 気水混合流に関する研究 (垂直上昇管について), *機論 (第 2 部)*, Vol. 23, No. 132 (1957), pp. 553-558.
- [30] Levy, S., Steam Slip – Theoretical Prediction from Momentum Model, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 82 (1960), pp. 113-124.
- [31] 世古口言彦, 気液二相流に関する研究, 大阪大学学位論文 (1960).
- [32] 石谷清幹, 世古口言彦, 藤原泰弘, 山本立, 気水二相流の脈動損失について, 機械学会関西支部第 35 期定時総会講演会 (1960), pp. 45-46.
- [33] Zivi, S. M., Estimation of Steady-State Void Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 86 (1964), pp. 247-252.
- [34] Smith, S. L., Void Fraction in Two-Phase Flow: A Correlation Based upon an Equal Velocity Head Model, *Proc. Instn. Mech. Engrs*, Vol. 186 Pt. 1, No. 36 (1969-70), pp. 647-664.
- [35] Bankoff, S. G., A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow with Particular Reference to Steam-Water Flow, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 82 (1960), pp. 265-272.
- [36] Zuber, N., Findlay, J. A., Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow System, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 87 (1965), pp. 453-468.
- [37] 石谷清幹, 赤川浩爾, 強制貫流蒸気管における流動の研究 (第 1 報 計算法, 第 2 報 計算法の適用例), *機論 (第 2 部)*, Vol. 21, No. 112 (1955), pp. 943-954.
- [38] 赤川浩爾, ほか 4 名, ボイラ水循環の実験 (第 2 報 循環の脈動), 機械学会関西支部第 36 期定時総会講演会 (1961), pp. 87-89.
- [39] Nakanishi, S., Ozawa, M., Ishigai, S., The Modes of Flow Oscillation in Multi-Channel Two-Phase Flow Systems, S. Kakac, M. Ishii eds, *Advances In Two-Phase Flow and Heat Transfer – Fundamentals and Applications*, Vol. II, Martinus Nijhoff Pub., Boston (1983), pp. 709-723.
- [40] 葉山真治, 動力用原子炉の動特性の研究, *KAP-No. 3 (1960-61); KAPNo. 4 (1961-62)*, 沸騰チャンネル内の水力学的不安定 (第 1 報), *機論*, Vol. 28, No. 195 (1962), pp. 1607-1614.
- [41] 寺野寿郎, 黒須顕二, 村山雄二郎, 奥村幸輝, 沸騰水型原子炉の水力学的不安定, 自動制御研究会配布資料 (1961); *機論 (第 2 部)*, Vol. 28, No. 195 (1962), pp. 1597-1605.
- [42] Currin, H. B., Hunin, C. M., Rivlin, L., Tong, L. S., HYDNA-Digital Computer Program for Hydrodynamic Transients in a Pressure Tube Reactor or a Closed Channel Core, CVNA-77, Westinghouse Electric (1961).
- [43] Jones, A. B., Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel (SATBLE code), KAPL-2170, KAPL-2208 (1961), KAPL-2290 (1963), KAPL-3070 (1964).
- [44] Wallis, G. B., Heasley, J. H., Oscillation in Two-Phase Flow System, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 83 (1961), pp. 363-369.
- [45] EURATOM, Symposium on Two Phase Flow Dynamics, Eindhoven (1967).
- [46] Efferding, L. E., DYNAM A Digital Computer Program for Study of the Dynamic Stability of Once-Through Boiling Flow with Steam Superheat, GAMD-8656, Gulf General Atomic (1968).
- [47] Bouré, J. A., Bergles, A. E., Tong, L. S., Review of Two-Phase Flow Instability, *ASME Paper 71-HT-42 (1971)*, *NED*, Vol.25 (1973), pp.165-192.
- [48] 赤川浩爾, 気液二相流研究史と関連技術—気液二相流研究史の私観, 学術出版印刷 (2007).

- [49] Stein, Th., *Regelung und Ausgleich in Dampfanlagen*, Verlag von Julius Springer, Berlin (1926).
- [50] Profos, P., *Die Regelung von Dampfanlagen*, Springer, Berlin (1962).
- [51] 寺野寿郎, 竹内元, ボイラの自動制御, オーム社 (1969)
- [52] 寺野寿郎, 強制貫流ボイラの過渡特性, 運輸技術研究所報告, Vol. 7, No. 10 (1957), pp. 207-251.
- [53] 世古口言彦, 逆井実, 強制流動ボイラにおける蒸発部圧力応答, 機論, Vol. 29, No. 206 (1963), pp. 1713-1724.
- [54] 赤川浩爾, 気液二相流のボイド率変動特性に関する研究 (第1報), 機論, Vol. 29, No. 201 (1963), pp. 924-931.
- [55] Jones, O. C., Zuber, N., The Interrelation between Void Fraction Fluctuations and Flow Pattern in Two-Phase Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2 (1975), pp. 273-306.
- [56] 伊藤浩二, 井上満, 小澤守, 庄司正弘, 気液二相流の流動様式の簡易遷移モデル, 機論 (B), Vol. 70, No. 689 (2004), 151-158.
- [57] 網健行, 梅川尚嗣, 小澤守, 庄司正弘, 離散気泡モデルによる二相流ダイナミクスの解明, *Thermal Science & Engineering*, Vol. 15, No. 4 (2007), pp. 197-209.
- [58] 赤川浩爾, 浜口八朗, 坂口忠司, 碓哲二, 気液二相スラグ流の差圧脈動に関する研究 (第1報-第3報), 機論 (第2部), Vol. 36, No. 289 (1970), pp. 1520-1542.
- [59] 西川兼康, 世古口言彦, 池田久志, 深野徹, 気液二相流の脈動現象に関する研究, 第1報 垂直上昇管内静圧変動を構成する2要素; 西川兼康, 世古口言彦, 深野徹, 第2報 垂直上昇管内静圧変動特性と流動様式との関係, 機論 (第2部), Vol. 35, No. 271 (1969), pp. 582-590; pp. 591-596.
- [60] 深野徹, 気液混合体の垂直上昇流における脈動現象に関する研究, 九州大学学位論文 (1971).
- [61] Hewitt, G. F., Hall-Taylor, N. S., *Annular Two-Phase Flow*, Pergamon Press, Oxford (1970).
- [62] 世古口言彦, 西川兼康, 中里見正夫, 西英俊, 金氏顕, 気液環状二相流の液膜に関する研究, 機論, Vol. 39, No. 317(1973), pp. 313-323.
- [63] 世古口言彦, 気液二相流一流動現象, 伝熱工学の進展 I, 養賢堂(1973), pp. 173-355.
- [64] 世古口言彦, 佐藤泰生, 本田達, 気泡流の研究 (第1報, 垂直上昇流における疎な気泡群について), 機論, Vol. 40, No. 333(1974), pp. 1395-1403.
- [65] 佐藤泰生, 気液二相流体の管内非整定流動に関する研究, 九州大学学位論文 (1974).
- [66] 佐藤泰生, 世古口言彦, 気泡流の液速度分布に関する研究, 機論 (第2部), Vol. 41, No. 351 (1975), pp. 3215-3223.
- [67] Serizawa, A., *Fluid-Dynamic Characteristics of Two-Phase Flow*, 京都大学学位論文 (1974); Serizawa, A., Kataoka, I., Michiyoshi, I., *Turbulent Structure of Air-Water Bubbly Flow – II, Local Properties*, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2 (1975), pp. 235-246.
- [68] 気液二相流のダイナミクスに関する研究, 日本機械学会二相流のダイナミクスに関する研究分科会 (2P-SC26) 成果報告書, (1977).
- [69] 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, コロナ社 (1989).
- [70] 日本機械学会編, 改訂 気液二相流技術ハンドブック, コロナ社 (2006).
- [71] Bergles, A. E., Ishigai, S. eds., *Two-Phase Flow Dynamics*, Hemisphere, New York (1981).
- [72] Ishii, M., *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*, Eyrolles, Paris (1975).
- [73] TRAC-PIA, *An Advanced Best-Estimate Computer Program for PWR LOCA Analysis; Safety Code Development Group, Energy Division, Los Alamos Scientific Laboratory, NUREG/CR-0665, LA-7777-MS (1979)*
- 図1, 図9, 表4中に記載の文献その他参考文献
- * The Babcock & Wilcox Co., *Steam-Its Generation and Use*, 22 ed., New York (1890).
 - * Watkinson, W. H., *Circulation in Water-Tube Boilers*, *Journal of the American Society for Naval Engineers*, Vol. 8, No. 3 (1896), pp. 489-500.
 - * Bellens, Ch., *Zeitschrift des Vereines deutscher*

- Ingenieure, Band 43, Nr. 52 (1899), s. 1637.
- * The Stirling Co., Stirling – A Book on Steam for Engineer, New York (1905).
 - * Gensch, M., Berechnung, Entwurf und Betrieb rationeller Kesselanlagen, Verlag von Julius Springer, Berlin (1913).
 - * Hoefler, K., Untersuchungen über Strömungsvorgänge im Steigrohr eines Druckluftwasserhebers, VDI Zeitschrift, Band 57, Nr. 30 (1913), s. 1174-1182.
 - * Bancel, Paul A., Circulation in Horizontal Water Tube Boilers, The Journal of the American Society of Mechanical Engineers, Vol. 38, No. 1 (1916), pp. 17-21.
 - * Barnes, Eleanor C. (Lady Yarrow), Alfred Yarrow - His Life and Work, Edward Arnold & Co., London (1923), pp. 123-138.
 - * Guillaume, M., Erfahrungen und Forderungen des praktischen Kesselbetriebes, VDI Zeitschrift, Band 68, Nr. 9 (1924), s. 185-193, Nr. 11, (1924), s. 255-264.
 - * Seidel, H., Die Berechnung des Wasserumlaufes in Kesselrohrbündeln und ihre Bedeutung für die Konstruktion von Wasserrohrkesseln, Dissertation von der Technischen Hochschule München (1931).
 - * Ziegler, Korrosionsschäden an 45-atü-Kesseln und ihre Beseitigung, Mitteilungen der Vereinigung der Grosskesselbesitzer, Heft 32 (1931), s. 121-127.
 - * Loschge, A., Die Dampfkessel, Verlag von Julius Springer, Berlin (1937).
 - * Ledinegg, M., Unstabilität der Strömung bei natürlichen und Zwanglauf, Die Wärme, Band 61, Nr. 8 (1938), ss. 891-898.
 - * 菅原菅雄, 蒸気罐及蒸気原動機, 丸善 (1941).
 - * 石谷清幹, 赤川浩爾, 気水混合物流動の研究, 化学機械, Vol. 14, No. 6 (1950), p. 273.
 - * Ledinegg, M., Dampferzeugung, Springer-Verlag, Wien (1952)
 - * 赤川浩爾, 相対速度および不均一加熱を考慮したボイラ水循環計算法 (第1報), 機論, Vol. 19, No. 88 (1953), pp. 40-44.
 - * 赤川浩爾, 小泉倫吉, 相対速度および不均一加熱を考慮したボイラ水循環計算法 (第2報 気液混合物の摩擦係数), Vol. 20, No. 92 (1954), pp. 280-285.
 - * 赤川浩爾, ボイラの水循環に関する研究, 京都大学学位論文 (1958).
 - * Schrock, V. E., Grossman, L. M., Forced Convection Boiling Study, Final Report on Forced Convection Vaporization Project, USAEC Rep. TID-14639 (1959).
 - * Kutateladze, S. S., Boiling Heat Transfer, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 4, (1961), pp. 31-45.
 - * Bennett, J. A. R., Collier, J. G., Pratt, H. R. C., Thornton, J. D., Heat Transfer to Two-Phase Gas-Liquid Systems, Part I, Steam/Water Mixtures In the Liquid Dispersed Region in an Annulus, Trans. Instn. Chem. Engrs, Vol. 39 (1961), pp. 113-126.
 - * Collier, J. G., Hewitt, G. F., Data of Vertical Flow of Steam-Water Mixture in the Annular and Dispersed Glow Region, Part II. Film Thickness and Entrainment Data and Analysis of Pressure Drop Measurements, Trans. Instn. Chem. Engrs, Vol. 39 (1961), pp. 127-136.
 - * Quandt, E. R., Analysis and Measurement of Flow Oscillation, Chem. Eng. Symp. Ser. No. 32, Vol. 57, Heat Transfer, Buffalo (1961), pp. 111-126.
 - * 石谷清幹, 気液二相流研究の現状, 機械学会誌, Vo. 66, No. 528 (1963), pp. 58-66.
 - * Collier, J. G., Lacey, P. M. C., Pulling, D. J., Heat Transfer to Two-Phase Gas-Liquid Systems, Part II, Further Data on Steam/Water Mixtures in the Liquid Dispersed region in an annulus, Trans. Instn. Chem. Engrs, Vol. 42 (1964), pp. 127-139.
 - * Tong, L. S., Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow, John Wiley & Sons, New York (1965).
 - * Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsley, H. A., Keyes, S. K. F., Lacy, P. M. C., Flow Visualization Studies at High Pressure, AERE-R4874 (1965).
 - * 植田辰洋, 気液混合物の垂直管内上昇流について-第1報, 流れに対する実験と考察, 第2報, 摩擦損失とボイド率に対する考察, 機論 (第2部), Vol. 33, No. 248 (1967), pp. 601-610, pp. 611-618.
 - * Davis, A. L., Potter, R., Hydraulic Stability: An Analysis of the Cause of Unstable Flow in Parallel Channels, Proc. the Symposium on Two-Phase Flow Dynamics, Eindhoven, Vol. 2, Session 9

- (1967), pp. 1225-1266.
- * Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, New York (1969).
 - * 赤川浩爾, 坂口忠司, 河野誠, 西村雅晴, 並列蒸発管系の流量分配と流動の安定性に関する研究, 機論 (第2部), Vol. 36, No. 292 (1970), pp. 2104-2115.
 - * 赤川浩爾, 坂口忠司, 強制流動蒸発管系における摩擦損失に関する研究 (第2報, 動特性の理論的研究; 第3報, 動特性の実験的研究), 機論 (第2部), Vol. 37, No. 295 (1971), pp. 526-534, pp. 1212-1219.
 - * Lahey, Jr., R. T., Yadigaroglu, G., NUFREQ, A Computer Program to Investigate Thermo-Hydrodynamic Stability, NEDO-13344, GE (1973).
 - * Saha, P., Thermally Induced Two-Phase Flow Instabilities, Including the Effect of Thermal Non-Equilibrium between the Phases, PhD diss., Georgia Institute of Technology, Atlanta (1974).
 - * 赤川浩爾, 気液二相流, コロナ社 (1974).
 - * Lahey, Jr., R. T., Moody, F. J., The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor, American Nuclear Society, Downers Grove (1977).
 - * Nakanishi, S., Ozawa, M., Ishigai, S., Mizuta, Y., Analytical Investigation of Density Wave Oscillation, Technology Report, Osaka University, Vol. 28, No. 1421 (1978), pp. 243-251.
 - * Takitani, K., Sakano, K., Density Wave Instability in Once-Through Boiling Flow System (III) – Distributed Parameter Model, J. Nuclear Science and Technology, Vol. 16, No. 1 (1979), pp. 16-29.
 - * 二相流ダイナミクスに関する日米セミナー (1979), 論文は[69]に採録.
 - * Lahey, Jr., R. T., Drew, D. A., An Assessment of the Literature related to LWR Instability Modes, NUREG/CR-1414 (1980).
 - * 植田辰洋, 気液二相流一流れと熱伝達, 養賢堂 (1981).
 - * 中西重康, 自然循環ボイラの簡略流動計算法, 機論 (B), Vol. 52, No. 479 (1986), pp. 2682-2688.
 - * Ishigai, S. ed., Steam Power Engineering, Cambridge University Press, New York (1999).
 - * 石谷清幹, 赤川浩爾, 中西重康, 西川栄一, 藤井輝重, 小澤守, 蒸気動力, コロナ社 (1989).
 - * Ozawa, M., Asano, H., Advances in Power Boilers, Elsevier, Amsterdam (2021).
 - * 小澤守, 蒸気罐發達史, クラフティヴ電子出版 (2023).

日本伝熱学会特定推進研究課題報告書
*Report of Specific Promotion Researches
In Heat Transfer Society of Japan*

特定推進研究企画委員会

鹿園 直毅 (委員長・東京大学)

白樫 了 (主査・東京大学)

Specific Promotion Research Planning Committee

Naoki SHIKAZONO (Chairperson, The University of Tokyo)

Ryo SHIRAKASHI (The University of Tokyo)

1. はじめに

特定推進研究企画委員会は、2023年度まで約10年間にわたって、我が国の抱える科学技術的課題や将来の発展が期待される研究開発課題について検討を進めてまいりました。これまでに、12件の特定推進研究課題が選定されています。このたび「細胞内における熱・物理的環境」(主査:白樫了, 東京大学)につきまして、最終報告が提出されました。2年間余りにわたって本活動にご尽力いただきました委員各位に心より敬意を表します。以下、この課題のエグゼクティブサマリーを記載し、会員の皆様に検討結果の概要をご紹介します。なお、過去に終了した課題も含め、報告書の詳細につきましては、それぞれの主査までお問い合わせください。

(<http://www.htsj.or.jp/announcement/1010.html>)

2. 「細胞内における熱・物理的環境」

HTSJ-FY2022-11

主査:白樫 了 (東京大学)

aa21150@iis.u-tokyo.ac.jp

日本伝熱学会特定推進研究「細胞内における熱・物理的環境」(2020年6月1日~2022年6月30日)は、伝熱工学や熱工学以外の学術分野の研究者や学協会との連携を深め、学際的研究の開発を目的として設置された。この目的を実現する為に、生物物理、薬学、医学分野の研究者に委員として御参加頂いた。本研究課題では、予め3つのテーマを定め、これらのテーマについて議論をするワークショップ(WS)の開催を主たる活動とした。WSでは、主として工学分野以外の研究者を講師としてお招きして、その後のパネルディスカッションを通じてテーマの理解を深めた。

医療や生命科学の飛躍的な発展は、「物質」である生体分子に関する情報を網羅的に測定するプロテオームやゲノム等のオミックス解析・測定法の進展に拠るところが大きい。一方で、細胞内でおきている生体分子の輸送や、細胞内で発現している熱やエネルギー状態等の「現象」に対応する物理環境の把握は未だ途上にあり、生命現象をより高度に把握する上で、重要性を増しつつある。近年では、生体内の分子・ナノスケールにおける物理環境として温度や体内の全域に常在する水の状態に着目して、それらの情報を統合して生命現象や生理状態の反応を捉える温度生物学や **Water biology** を提唱する生物・医学分野の研究者が現れており、新たな生命科学の知見を獲得しつつある。しかしながら、細胞内の様なソフトマターに満たされた $10\mu\text{m}$ 以下の空間内における温度等の物理的状态量や、熱伝導率や粘性、拡散係数といった物理的状态に関わる“物性”を、生きたまま測定することは、従来の手法では困難である。また、これらの物理現象と生命現象の関係について理解が及んでいないことも課題の一つとなっている。例えば、生物物理・生命科学分野の研究では、細胞内の局所が周囲温度に比べて数 $^{\circ}\text{C}$ ほど、定常的に高温になっているという測定結果が数多く発表されている。この現象に対する熱力学、伝熱学的な解釈や生命現象としての意味の解明は、全く未解決である。即ち、測定結果を実現する熱伝導は、細胞の実測される発熱量を考慮すると、熱伝導率が水の熱伝導率の 10^{-5} 程度である必要があり、伝熱工学的には無条件には肯定できない(図1左)。一方で、風邪や炎症では、体内の一部の温度が数 $^{\circ}\text{C}$ 高くなることや、恒温動物は高い産熱があること等はよく知られており、体内の高温に生理学的意

味があることは明らかである。

本研究課題は、この問題を切り口として、細胞内に象徴される生体内の分子・ナノスケールの熱・物理環境や伝熱現象について、その測定手法や測定される値の物理的理解と生理学的意義を、医学・生命科学分野の研究者と共に議論することで、伝熱に携わる研究者がこれまでに対象とし得なかった生体内の分子・ナノスケールの熱・物理環境の測定・解析技術への展開や、上述した「物理現象」のオミックス解析の進展に寄与することを目指した。また、生体(細胞)内は人工物と異なり、生命活動に従って物理的状态が自然に変化するため、測定対象の状態を制御することが困難な系である。その様な系の分子・ナノスケールの伝熱現象について、その生理学的意義を理解し、測定・解析技術の開発に取り組むことで、伝熱工学の応用範囲の拡大も期待した。具体的には、以下の3つのテーマについて、WSを開催した。

1. 細胞内の温度・熱：生命科学(細胞(分子)生理学)分野で開発された細胞内温度の測定方法(蛍光プローブ等)の原理と、それにより新たに得られた細胞内の熱環境の知見を伝熱分野の研究者が理解し、伝熱分野で行われている局所微小領域の熱環境(熱輸送・発熱等)・温度の測定や計算方法を見直し、細胞内の「局所温度」の物理的意味や測定の可能性について議論をした。

このWSを通じて、「局所温度」は何らかの熱・エネルギー状態の変化に関わる物理量を測定しているとの共通認識を得た。但し、種々の“温度計”

が直接測定している物理量から「局所温度」を算出するまでの熱・物理現象を見直す必要があることや、“温度計”と熱平衡していると思われる生体分子群の構造変化に伴う発・吸熱、構造変化の緩和時間等を考慮する必要があるとの結論を得た。

2. 生体の温度感知、産熱の機序と生理学的意味：生体が温度を感知する機序(温度感受性TRPチャネルの作動原理・特性)・産熱の機序(細胞内で発熱がおきる場所・機構)、生体により感知された温度が引き起こす生理学的変化と意味(体温調整中枢との関係等)について、医学、生命科学分野の研究者に伝熱シンポジウムの特定推進研究OSで御講演頂き、当該分野では温度や熱をどの様に捉えているかを、広く伝熱学会員に紹介した。

3. 生命科学(分子・細胞生理学)や臨床応用において把握(測定)すべき細胞内の物理環境：脳内の水の流れとアルツハイマー等の疾患の関係、生殖細胞の分化能と、生殖細胞内の水分子運動状態や温度の関係について講演を行い、臨床応用において細胞内の「局所温度」や水分子の状態・輸送が、物理的なバイオマーカーになり得る可能性について議論した。以上の活動で課題の中心的話題となった、測定技術の例を図1に示した。

以上の活動を終了するにあたり、異分野交流を末長く継続し、学際領域の研究探査の機会を維持する為に、伝熱学会研究会「細胞内熱ダイナミクス研究会」を設置し、生体における熱現象を研究する生命科学、生物物理、医学分野の研究者で構成される Biothermology 研究会との交流を開始し

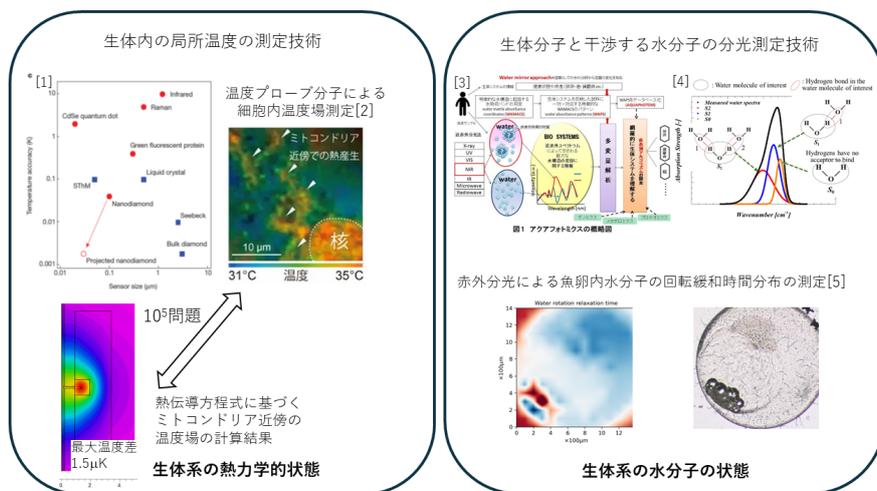


図1 細胞内の熱・水の状態の測定技術例

た. 具体的には, Biothermology 研究会の年会 (2023 年現在, 参加費無料) の招待講演に, 伝熱学会の会員を講師として招聘していただく一方で, 日本伝熱シンポジウムのセッション「バイオ伝熱」において, Biothermology に関連する研究者による招待講演を行う活動を始めた. また, 3 回の WS は動画として記録されており, 将来的には研究課題の理解の助けとなる資料として, 委員会で管理・利用することを予定している.

生命科学, 生物物理, 医学分野における熱・伝熱に関わる研究の様子を知りたい方や, 同分野の研究者との交流を希望する会員は, 上記の 2 つの講演会への参加はもちろん, 「細胞内熱ダイナミクス研究会」への参加も歓迎する. この様な継続的な異分野との交流を通じて, 本研究課題に限定されない学際的な研究テーマが創生されることを希望する.

参考文献

- [1] Kucsko, *et al.* “Nanometre-scale thermometry in a living cell,” *Nature* **500**, 54–58 (2013).
- [2] Okabe, K., *et al.* Intracellular temperature mapping with a fluorescent polymeric thermometer and fluorescence lifetime imaging microscopy. *Nat Commun* **3**, 705 (2012).
- [3] 慶応義塾大学医学部薬学部薬理学教室 HP, <http://www.pharm.med.keio.ac.jp/research/index.html>
- [4] 白樫 了: 誘電・近赤外分光による保護物質・タンパク質水溶液における水の分子運動および水素結合状態の測定, 低温生物工学会誌 vol.66, No.2, 73-81 (2020).
- [5] 川合晃生, 白樫 了, FT-IR による魚卵内水分子の結合状態の測定, 日本機械学会 第 33 回バイオフィロンティア講演会講演予稿集, (PDF) 2B07 (2022)

行事カレンダー

本会主催行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合せ／ウェブサイト	掲載号
2024年					
12月					
5(水)	計測技術 ～測定の不確かさ評価と装置の校正～	2024年 11月21日(木)		日本伝熱学会事務局 E-mail : office@htsj.or.jp https://www.htsj.or.jp/committee/lecture/20241204keisokugijutsu/	10月号
2025年					
5月					
14(水)～17(土)	第62回 日本伝熱シンポジウム HTSJ 国際伝熱シンポジウム	2025年 1月10日(金)	2025年 2月28日(金)	第62回 日本伝熱シンポジウム実行委員会事務局(東京科学大学 工学院 機械系内) E-mail : symp2025@htsj-conf.org https://pub.confit.atlas.jp/ja/event/htsj2025	10月号

本会共催、協賛、後援行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2024年					
10月					
4(金)	見学会付き講習会「DXとGXのパラドックス～DX推進によるエネルギー需要増と見過ごされた論点～」	2024年 9月12日(木)		日本機械学会動力エネルギーシステム部門 担当：伊澤百合子 E-mail : izawa@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/event/24-109/	
5(土)～6(日)	日本機械学会 熱工学カンファレンス 2024	2024年 7月1日(月)	2024年 8月16日(金)	日本機械学会出版販売グループ 担当：宮田 E-mail : miyata@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/conference/tedconf24/index.html	
10(木)	第1回 燃焼工学講座			日本燃焼学会事務局： E-mail : office@combustionsociety.jp https://eventpay.jp/event_info/?shop_code=2468550402521822&EventCode=2558762339	
22(火)	水・蒸気性質シンポジウム (JPAPWS2024)	2024年 8月30日(金)	2024年 9月19日(木)	日本水・蒸気性質協会(JPAPWS) 徳島事務局：篠原 E-mail : office@jpapws.org https://www.jpapws.org/jpapws2024	
23(水)～24(木)	第52回日本ガスタービン学会 定期講演会	2024年 7月22日(月)	2024年 9月13日(金)	日本ガスタービン学会 E-mail : gtsj-office@gtsj.org https://www.gtsj.or.jp/html_calender/teiki52-takamatu_boshuu.html	
24(木)	プラントの熱流体力学 ー混相流・配管流れ・安全設計ー	2024年 10月18日(金)		日本機械学会総合企画グループ 担当：佐藤綾乃 E-mail : sato@jsme.or.jp Tel : 03-4335-7615 https://www.jsme.or.jp/event/24-99/	
26(土)	日本機械学会関東支部山梨講演会	2024年 9月2日(月)	2024年 9月20日(金)	日本機械学会関東支部 E-mail : ishizawa@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/event/2024-190710/	
28(月)～30(水)	第45回日本熱物性シンポジウム	2024年 6月28日(金)	2024年 8月4日(日)	日本熱物性学会事務局 E-mail : matsuuraa@iis.u-tokyo.ac.jp https://jstp-symp.org/symp2024/	
30(水)	サーマルマネージメント研究会 2024 年度第1回公開研究会	定員になり次第 締め切り		エレクトロニクス実装学会 担当：石川 彰一 E-mail : ishikawa@jiep.or.jp Tel : 03-5310-2010 Fax : 03-5310-2011 https://www.jiep.or.jp/tech-committees/pdf/20241030.pdf	
11月					
5(火)	第13回エネルギー・マテリアル融合領域シンポジウム「カーボンニュートラルに向けたエネルギー利用技術の動向と最先端蓄熱材料」	2024年 10月25日(金)		北海道大学大学院工学研究院附属エネルギー・マテリアル融合領域研究センター 担当：岸本相子 Tel : 011-706-7196 E-mail : a.kishimoto@eng.hokudai.ac.jp https://www.eng.hokudai.ac.jp/news/publication/conference/?file=cf2024_003	
12(火)～13(水)	日本機械学会関西支部第394回講習会「実務者のための流体解析技術の基礎と応用」	2024年 11月5日(火)		日本機械学会関西支部 E-mail : info@kansai.jsme.or.jp https://jsmekansai.org/Seminar/kou394.html	

行事カレンダー

17(日), 30(土)	2024年度計算力学技術者(CAE技術者)資格認定事業(17(日) 固体力学分野, 振動分野, 30(土) 熱流体力学分野上級アナリスト認定試験実施)	2024年 8月27日(火) ～9月13日(金)		日本機械学会事業企画グループ 担当: 松田 E-mail: matsuda@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/cee/	
25(月)～27(水)	第62回燃焼シンポジウム	2024年 8月9日(金)	2024年 10月4日(金)	大阪大学赤松研究室 シンポジウム事務局: 山田 E-mail: sympo62@combustionsociety.jp https://www.combustionsociety.jp/sympo62/	
25(月)～28(木)	第15回マイクロ・ナノ工学シンポジウム	2024年 7月31日(水)	2024年 10月8日(火)	日本機械学会マイクロ・ナノ工学部門 担当: 大通千晴 E-mail: daitu@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/event/24-75/	
28(木)～29(金)	第13回潜熱工学シンポジウム	2024年 10月4日(金)	2024年 10月25日(金)	第13回潜熱工学シンポジウム 実行委員長: 中曾浩一(岡山大学) E-mail: knakaso@okayama-u.ac.jp https://www.cc.okayama-u.ac.jp/latentheat/13thLatentHeatSymp/	
29(金)	日本機械学会関西支部ステップアップ・セミナー2024「技術者によるAI活用と関わり方」	2024年 11月22日(金)		日本機械学会関西支部 E-mail: info@kansai.jsme.or.jp https://jsmekansai.org/Seminar/stepup2024.html	
29(金)	2024年度計算力学技術者(CAE技術者)資格認定事業(各分野1級試験実施)	2024年 7月23日(火) ～8月8日(木)		日本機械学会事業企画グループ 担当: 松田 E-mail: matsuda@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/cee/	
12月					
5(木)～6(金)	2024年度計算力学技術者(CAE技術者)資格認定事業(5(木) 熱流体力学分野2級・振動分野2級, 6(金) 固体力学分野2級試験実施)	2024年 7月23日(火) ～8月8日(木)		日本機械学会事業企画グループ 担当: 松田 E-mail: matsuda@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/cee/	
14(土)	第26回スターリングサイクルシンポジウム	2024年 8月19日(月)	2024年 10月28日(月)	(一社)日本機械学会エンジンシステム部門 事務担当: 渡邊 E-mail: watanabe@jsme.or.jp https://www.jsme.or.jp/event/24-76/	
2025年					
1月					
10(金)	共通基盤技術シンポジウム2025 ～クライオ電子顕微鏡技術を活用した液状材料・プロセス研究の新展開～			化学工学会 材料・界面部会事務局 渡邊貴一(岡山大学) E-mail: scej-dmi@okayama-u.ac.jp 日本顕微鏡学会 液状材料の微細構造研究部会 高橋真一(兵庫県立大学) E-mail: takashin181@gmail.com https://microscopy.or.jp/jsm2022/wp-content/uploads/2024/09/f8a2d2142ea91a3fd4d6e291a1c867ca.pdf	
14(火)～15(水)	The 1st A3 Nano & Thermal Energy Engineering Workshop			企画メンバー: Yaerim Lee, The University of Tokyo E-mail: yaerim@photon.t.u-tokyo.ac.jp	
14(火)～17(金)	GXI-International Symposium on Zero-Carbon Energy Systems (GXI-ZES)		2024年 10月15日(火)	国際会議 GXI-ZES 事務局 E-mail: gxi-zes@zc.iir.titech.ac.jp https://gxi-zes.org/	
5月					
5月 14(水)～17(土)	IUTAM Symposium on Machine Learning in Diverse Fluid Mechanics			Symposium Chair: Koji Fukagata (Keio Univ.) Co-organizer: Yoshiyuki Tagawa (Tokyo Univ. of Agriculture and Technology) https://iutam-mlf2025.org/	
7月					
21(月)～25(金)	Turbulence, Heat and Mass Transfer 2025 (THMT'25)	2024年 11月30日(土)	2025年 4月30日(水)	Chair: K. Suga, Osaka Metropolitan Univ., Japan Co-Chair: M. Tanahashi, Institute of Science Tokyo, Japan OC-Secretary: K. Iwamoto, Tokyo Univ. of Agriculture https://www.thmt-25.org/	

公益社団法人日本伝熱学会第 63 期(2024 年度)臨時総会議事録

1. 日 時 2024 年 6 月 27 日(木)16:30～17:00
2. 場 所 東京大学工学部 2 号館 312 号室およびオンライン(Zoom)
3. 正会員数 1,000 名
4. 出席者 694 名(うち出席者 47 名、委任状出席 619 名、電磁的議決権行使 28 名)。定款第 30 条の定めるところにより、これは定足数である正会員数の過半数(501 名)を上回り、総会は成立した。

5. 議事経過

定款第 28 条により須賀一彦会長が議長となり、以下の議案について逐次審議した。

なお、電磁的議決権行使 28 名のうち 27 名からは、第 1 号議案、第 2 号議案ともに賛成を得た。

第 1 号議案 第 62 期(2023 年度)収支決算修正の件

議長より、総会議案の第 3 号議案第 62 期(2023 年度)収支決算の修正について諮り、賛成多数をもって可決した。

第 2 号議案 議事録署名人専任の件

議長より、本日の議事の経過を議事録にまとめるにあたり、議長に加えて議事録署名人 2 名を選任したい旨の提案があり、協議の結果、平井秀一郎氏、鈴木雄二氏の 2 名を選任し、賛成多数をもって可決した。

以上により、本日の議事を終了した。

2024 年 6 月 27 日

公益社団法人日本伝熱学会第 63 期(2024 年度)臨時総会

議長

須賀 一彦

須賀一彦

議事録署名人

平井 秀一郎

平井 秀一郎

議事録署名人

鈴木 雄二

鈴木 雄二

第 62 回 日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集
HTSJ 国際伝熱シンポジウム研究発表論文募集

第 62 回 日本伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 店橋 護

主幹事 齊藤卓志

幹 事 長澤 剛

HTSJ 国際伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 伏信一慶

主幹事 村上陽一

幹 事 兒玉 学

第 62 回の日本伝熱シンポジウム(以下, 伝熱シンポ)を, 以下のとおり沖縄県にて開催いたします。なお, 2025 年度は日本伝熱学会のさらなる国際化を促すことを目的に, HTSJ 国際伝熱シンポジウム(以下, 国際シンポ)を伝熱シンポとともに開催いたします。多くの皆様にご参加いただけますようお願い申し上げます。なお, 伝熱シンポと国際シンポのいずれかに参加申込まただければ, 両方にご参加いただけます。

開催日: 2025 年 5 月 14 日(水)~17 日(土)

会 場: 沖縄コンベンションセンター (<https://www.oki-conven.jp/>)

所在地 〒901-2224 沖縄県宜野湾市真志喜 4-3-1 電話番号 098-898-3000

アクセス 那覇空港あるいは那覇バスターミナルからバスを利用

バス便の多い真志喜バス停から会場までは 900 m, 徒歩約 11 分

交通アクセス情報 (<https://www.oki-conven.jp/access/>)

講演申込締切: 2025 年 1 月 10 日(金)

講演論文原稿提出締切: 2025 年 2 月 28 日(金)

早期参加申込締切: 2025 年 4 月 4 日(金)

申込は下記のホームページより:

<https://pub.conf.it.atlas.jp/ja/event/htsj2025>

【シンポジウムの形式】

- 講演発表形式として
 - a) 通常の一般セッション(口頭発表, 伝熱シンポは日本語あるいは英語, 国際シンポは英語のみ)
 - b) オーガナイズドセッション(口頭発表, 伝熱シンポは日本語あるいは英語, 国際シンポは英語のみ)
 - c) 伝熱シンポにおいて, 学生および若手研究者を対象とする優秀プレゼンテーション賞セッション(日本語あるいは英語)を実施。
- 伝熱シンポの講演あたりの割当時間は, 15 分(発表 10 分, 個別討論 5 分)で, 各セッションの最後に総合

討論の時間(5分×セッション内の講演件数)を設ける予定です。

- 国際シンポの講演あたりの割当時間は、15分(発表10分、個別討論5分)の予定です。
- 優秀プレゼンテーション賞セッションについては、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞(第62回 日本伝熱シンポジウム)について」をご参照下さい。

【講演申込方法】

- 伝熱シンポの一般セッションと優秀プレゼンテーション賞セッションの講演者(登壇者)は、日本伝熱学会会員(ただし、賛助会員と特別賛助会員は除く)に限ります。講演者が日本伝熱学会会員でない場合は、会員申込と会費納付を行って下さい(オーガナイズドセッションについては、オーガナイザーの指示に従って下さい)。
- 国際シンポの講演者(登壇者)は、日本伝熱学会会員(ただし、賛助会員と特別賛助会員は除く)であることが望ましいですが、非会員でも構いません。
- 原則としてウェブによる申込に限らせて頂きます。本シンポジウムで準備するウェブサイトから必要なデータを入力して下さい。ウェブによる申込ができない場合には、実行委員会事務局にお問い合わせ下さい。
- 申込では、まず、伝熱シンポでの発表か、国際シンポでの発表かを選択します。その後、一般セッション、オーガナイズドセッション、優秀プレゼンテーション賞セッション(伝熱シンポのみ)のいずれで発表するかを選択して下さい。優秀プレゼンテーション賞セッションに申込の場合には、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞(第62回 日本伝熱シンポジウム)について」をご参照下さい。
- 伝熱シンポに発表申込される方は、論文要旨(日本語で200~250字)を入力して下さい。講演論文集の抄録として科学技術振興機構(JST)のデータベースに登録します。また、国際シンポに発表申込される方は、Abstract(英語で150~200 words)を入力して下さい。
- 講演発表申込は、伝熱シンポと国際シンポを通じて、講演者1名につき1題目とさせていただきます。ただし、異なる内容について両シンポでの発表を希望される方は、実行委員会事務局にお問い合わせ下さい。
- 講演の採否およびセッションへの振分けは、実行委員会にご一任下さい。

【講演論文集電子版】

- 講演論文集として電子版のみを発行し、冊子版は発行しません。
- 講演論文集電子版を参加者に配布します。なお、参加できなかった日本伝熱学会員には、講演論文集電子版をネットからのダウンロードを基本として配布します(ダウンロードが困難な会員は事務局へお申し込み下さい)。
- 講演論文または講演アブストラクトのいずれかの原稿(伝熱シンポは日本語あるいは英語、国際シンポは英語)を提出して頂きます。講演論文はA4サイズで2~6ページ、講演アブストラクトはA4サイズで1ページとします。
- 講演論文原稿の執筆要綱は会誌1月号の「お知らせ」と本シンポジウムのホームページに掲載します。
- 講演論文原稿は、原則としてPDFファイルで提出して頂きます。
- 原稿提出締切日までに提出されなかった講演論文・講演アブストラクトは、講演論文集電子版およびウェブに掲載されません。

【参加登録費等】

- 参加登録費(早期参加申込締切:4/4, 以下の内容は伝熱シンポと国際シンポで共通)

会員一般(不課税, 早期申込:14,000 円, 4/5 以降の申込:17,000 円)

協賛学会員一般(課税, 早期申込:15,400 円(うち消費税 1,400 円), 4/5 以降の申込:18,700 円(うち消費税 1,700 円))

非会員一般(課税, 早期申込:18,700 円(うち消費税 1,700 円), 4/5 以降の申込:22,000 円(うち消費税 2,000 円))

会員学生(不課税, 早期申込:8,000 円, 4/5 以降の申込:9,000 円)

非会員学生(課税, 早期申込:9,900 円(うち消費税 900 円), 4/5 以降の申込:11,000 円(うち消費税 1,000 円))

※特別賛助会員は 1 口につき 3 名, 賛助会員は 1 口につき 1 名, 参加登録費が無料になります。

※講演論文集電子版は参加者全員に配布されます。

【意見交換会】

- 開催日: 2025 年 5 月 16 日(金)

- 会 場: ラグナガーデンホテル(〒901-2224 沖縄県宜野湾市真志喜 4-1-1)

- 参加費(早期参加申込締切:4/4)

一般(早期申込:9,900 円(うち消費税 900 円), 4/5 以降の申込:13,200 円(うち消費税 1,200 円))

学生(早期申込:4,950 円(うち消費税 450 円), 4/5 以降の申込:7,150 円(うち消費税 650 円))

- 意見交換会終了後, 那覇市内までの帰りの送迎バスを運行する予定です。

【ご注意】

- 講演論文原稿提出締切後の講演申込の取消しおよび講演論文原稿の差替えは, シンポジウムの準備と運営に支障をきたしますのご遠慮下さい。

- 講演申込は共著者の許可を得てから行って下さい。

- 論文題目と著者名が, 講演申込時と論文提出時で相違しないように特にご注意下さい。

- 口頭発表用として実行委員会事務局が準備する機器は, 原則としてプロジェクタのみとさせていただきます。パーソナルコンピュータは各自ご持参下さい。

- 参加登録費, 意見交換会参加費等は参加取消しの場合でも返金いたしません。

- 本シンポジウムに関する最新情報については, 随時更新するホームページでご確認下さい。

【お問い合わせ先】

第 62 回 日本伝熱シンポジウム実行委員会事務局

(東京科学大学 工学院 機械系内)

E-mail: symp2025@htsj-conf.org

優秀プレゼンテーション賞（第 62 回日本伝熱シンポジウム）について

日本伝熱学会 学生会委員会
委員長 春木 直人

第 62 回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で、若手研究者および学生を対象とした優秀プレゼンテーション賞セッションを設けます。日頃の研鑽の成果を披露するチャンスとして、奮ってご応募下さい。

- 開催日：(予定) 令和 7 年 5 月 14 日 (水), 15 日 (木) シンポジウム第 1 日, 第 2 日
- 発表形式：発表者 1 名あたり、発表内容をまとめたポスタープレゼンテーションを行う形式をとる予定です。
- 対象：企業・大学・研究機関等の技術者・研究者で、令和 7 年 4 月 1 日現在で 28 歳以下の方、または、申込当日に学生である方。
- 応募資格：発表者は日本伝熱学会の会員（正員・学生員）に限ります。発表者が日本伝熱学会会員でない場合は、早期参加申込締切までに会員申込と会費納付を行ってください。なお、本セッションで発表する方は、応募資格を必ず満たす必要があります。また、過去に本賞を受賞された方は応募することはできません。
- 応募件数：大学に所属する学生の場合：指導教員（同じ所属大学に限る）あたり 1 名（1 件）
大学以外の研究機関、企業に所属する場合：研究グループあたり 1 名（1 件）
とします。
- 応募方法：第 62 回日本伝熱シンポジウム発表申込時に、本誌掲載の講演申込方法に従って、“優秀プレゼンテーション賞”を選択し、“指導教員または研究グループ長等”を入力してください。
なお、講演論文原稿の様式については一般セッションと同様のものとします。
- 審査・選考方法：複数名の審査員による評価に基づいて選考し、受賞者を決定します。
- 表彰：受賞者はシンポジウム第 3 日の学会総会で表彰されます。



編集出版部会からのお知らせ —各種行事・広告などの掲載について—



インターネットの普及により情報発信・交換能力の比類ない進展がもたらされました。一方、ハードコピーとしての学会誌には、アーカイブ的な価値のある内容を手にとって熟読できる点や、一連のページを眺めて全貌が容易に理解できる点など、いくら電子媒体が発達してもかなわない長所があるのではないかと思います。ただし、学会誌の印刷・発送には多額の経費も伴いますので、当部会ではこのほど、密度のより高い誌面、すなわちハードコピーとしてぜひとも残すべき内容を厳選し、インターネット（HP：ホームページ、ML：メーリングリスト）で扱う情報との棲み分けをした編集方針を検討いたしました。

この結果、これまで会告ページで取り扱ってきた各種行事・広告などの掲載につき、以下のような方針で対応させていただきたく、ご理解とご協力をお願いする次第です。

対象	対応	具体的な手続き (電子メールでの連絡を前提としています)
本会（支部）主催による行事	無条件で詳細を、会誌とHPに掲載、MLでも配信	申込者は、記事を総務担当副会長補佐協議員（ML担当）、広報委員会委員長（HP担当）あるいは編集出版部会長（会誌担当）へ送信してください。
関係学会や本会会員が関係する組織による 国内外の会議・シンポジウム・セミナー	条件付き掲載 会誌：1件当たり4分の1ページ程度で掲載（無料） HP：行事カレンダーに掲載しリンク形成（無料） ML：条件付き配信（無料）	申込者は、まず内容を説明する資料を総務担当副会長補佐協議員に送信してください。審議の結果、掲載可となった場合には総務担当副会長補佐協議員より申込者にその旨通知しますので、申込者は記事を編集出版部会長（会誌担当）と広報委員会委員長（HP担当）に送信してください。
大学や公的研究機関の人事公募（伝熱に関係のある分野に限る）	会誌：掲載せず HP：条件付き掲載（無料） ML：条件付き配信（無料）	申込者は、公募内容を説明する資料を総務担当副会長補佐協議員に送信してください。審議の結果、掲載可となった場合には総務担当副会長補佐協議員より申込者にその旨通知しますので、申込者は記事を広報委員会委員長（HP担当）に送信してください。
一般広告 求人広告	会誌：条件付き掲載（有料） HP：条件付き掲載 (バナー広告のみ、有料)	申込者は、編集出版部会長（会誌担当）または広報委員会委員長（HPバナー広告担当）に広告内容を送信してください。掲載可となった場合には編集出版部会長または広報委員会委員長より申込者にその旨通知しますので、申込者は原稿を編集出版部会長または広報委員会委員長に送信してください。掲載料支払い手続きについては事務局からご連絡いたします。バナー広告の取り扱いについては http://www.htsj.or.jp/wp/media/36banner.pdf をご参照下さい。

【連絡先】

- ・総務部会長：大宮司 啓文（東京大学）：daiguji@thml.t.u-tokyo.ac.jp
- ・編集出版部会長：佐々木 直栄（日本大学）：sasaki.naoe@nihon-u.ac.jp
- ・広報委員会委員長：渡部 弘達（立命館大学）：hirowtnb@fc.ritsumeji.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐協議員：李 敏赫（東京大学）：mlee@mesl.t.u-tokyo.ac.jp
- ・事務局：村松佳子：office@htsj.or.jp

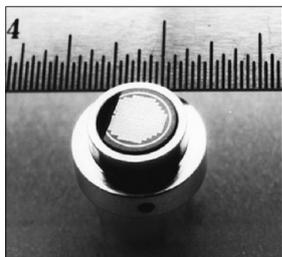
【注意】

- ・原稿は Word ファイルまたは Text ファイルでお願いします。
- ・HP はメンテナンスの都合上、掲載は申込月の翌月、また削除も希望掲載期限の翌月程度の時間遅れがあることをご承願います。
- ・ML では、原則としてテキスト文の送信となります。pdf 等の添付ファイルで送信を希望される場合はご相談ください。

熱流束センサー

熱流束センサーは、熱エネルギーの移動密度 (W/cm^2) に比例した直流電圧を出力します。
弊社の製品は、大変手軽に高速・高精度で熱流量の測定をすることができます。
特に応答速度の早いこと、センサーからの出力レベルが高いことが特徴で、
熱流束マイクロセンサー (HFM) では、応答速度最高6マイクロ秒を達成しています。

熱流束 マイクロセンサー



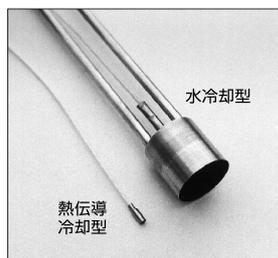
特徴

- 最高速の応答 (約 6μ 秒)
- $850^{\circ}C$ まで外部冷却不要
- 低雑音 / 高感度
- 熱流束と温度を測定
- 伝導、対流、輻射に等感度

使用例

- エンジン内壁の熱伝達状態観察
- ロケットエンジンのトラブル実験
- タービンレード熱風洞試験
- 自動車用エアバッグ安全性試験
- ジェットエンジンバックファイヤー試験

サーモゲージ

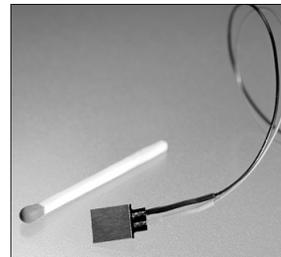


センサー本体の構造は、薄膜フォイル・ディスクの中心と周囲の温度差を測定する、差動型熱電対をとっています。フォイル・ディスクはコンスタントで作られており、銅製の円柱形ヒートシンクに取り付けられています。水冷式は取付け場所の自由度が高く長時間の測定が可能です。

使用例

- 焼却炉・溶鉱炉の熱量測定
- 火災実験の際の輻射熱ゲージ
- バーナーなど熱源の校正用基準器
- 着火性・燃焼性試験 (ISO5657, 5658, 5660)
- 米国連邦航空局のファイヤー・スモークテスト

gSKIN® 熱流束センサー



「gSKIN®」熱流束センサーはセンサー自身の表面を通過する熱流束を29対の超高感度な熱電対を用いて測定します。センサーは、 $72m^2$ の広さを持ち、厚さは $0.4mm$ です。レベル-0パッケージの最適化ポリマーと1レベルパッケージの金属の構造になっています。

使用例

- 電気・電子機器内の発熱・放熱状態測定
- 熱交換器の効率測定
- パイプの放熱状況測定
- 暖房および換気自動システムの測定
- 熱移動/熱放出の即時応答測定

熱流束センサー 校正サービス

熱流束センサーの校正作業をお引き受けいたします。校正証明書は米国基準局NISTにトレーサブルです。校正設備の物理的な制約で、お引き受けできない場合もあります。ご相談ください。



センサテクノ株式会社

URL

www.senstech.jp

〒106-0031 東京都港区西麻布3-24-17 霞ビル4F
TEL: 03-5785-2424 FAX: 03-5785-2323

E-mail

info@senstech.jp



■ CAPTEC 社日本総代理店 ■ MEDTHERM 社輸入販売店 ■ ITI 社輸入販売店

当社は、独自の高度技術を持つ、海外メーカーの熱計測機器をご提供致しております。

CAPTEC 社(フランス)

CAPTEC(キャプテック)社は、独自の高度技術により、低熱抵抗で高感度な熱流束センサーを開発・製造致しております。環境温度が変化しても感度は常に一定で、熱流束値に比例した電圧を高精度に出力します。

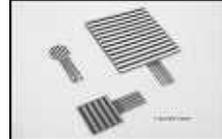
輻射センサーは、輻射熱のみを計測する画期的なセンサーです。特注形状も承っております。

熱流束センサー



サイズ: 5×5mm～300×300mm
 厚み: 0.4mm (平面用・曲面用)
 温度範囲: -200～200°C
 応答速度: 約 200ms
 オプション: 温度計測用熱電対内蔵
 形状: 正方形・長方形・円形
 特注品: 高温用・高圧用・防水加工

輻射センサー



サイズ: 5×5mm～50×50mm
 厚み: 0.25mm
 温度範囲: -200～250°C
 応答速度: 約 50ms
 オプション: 温度計測用熱電対内蔵
 形状: 正方形・長方形・円形
 波長領域: 赤外/可視+赤外

MEDTHERM 社(アメリカ)

MEDTHERM(メドサーム)社は、これまで30年以上にわたり、高品質の熱流計及び超高速応答の熱電対を提供してまいりました。航空宇宙・火災・燃焼分野における豊富な実績を有しています。用途に応じ、様々な形状・仕様の製品を製造可能です。

熱流計/輻射計



熱流束範囲: 0.2-4000Btu/ft²sec(フルスケール)
 サイズ: 1/16インチ(約1.6mm)～1インチ(約25.4mm)
 最高温度: 200°C(水冷なし)/1500°C(水冷)
 出力信号: 0-10mV(DC・線形出力)
 直線性: ±2%(フルスケールに対して)

応答速度: 50ms以下*
 再現性: ±0.5%
 較正精度: ±2%
 オプション: 輻射窓・視野角指定等

*応答速度は、熱流束レンジによって異なります。

超高速応答同軸熱電対

本同軸型熱電対は、第1熱電対のチューブの中に第2熱電対ワイヤーが挿入された同軸構造になっています。第2熱電対ワイヤーは、厚み0.0005インチ(約0.013mm)の特殊なセラミックで絶縁コーティングされています。プローブ先端の熱電対接点は、厚み1～2ミクロンの金属皮膜で真空蒸着されており、最高1マイクロ秒の応答速度を実現しています。



【主な用途】
 表面温度及び表面熱流束計測
 風洞試験・エンジンシリンダー・エアコンプレッサー等

【最小プローブ径】
 0.015インチ(約0.39mm)

【熱電対タイプ】
 T型(銅/コンスタンタン) -270°C～+400°C
 J型(鉄/コンスタンタン) -210°C～+1200°C
 E型(クロメル/コンスタンタン) -270°C～+1000°C
 K型(クロメル/アルメル) -270°C～+1372°C
 S型(白金10%ロジウム/白金) +200°C～+1700°C

ITI 社(アメリカ)

ITI(International Thermal Instrument Company)社は、1969年の設立以来、高温用熱流板や火災強度熱流計など、特殊な用途に対応した製品を提供しています。特注品の設計・製造も承っております。

高温用熱流板



最高温度: 980°C
 応答速度: 0.1s
 直径: 8mm～25.5mm 厚み: 2.5mm

水冷式 火災強度熱流計



最高温度: 1900°C
 応答速度: 0.1s
 最大熱流束レンジ: 0～3000W/cm²

当社取扱製品の適用分野

- 伝熱一般
- 温熱環境
- 炉・ボイラー
- 航空宇宙
- 火災
- 燃焼
- 各種エンジン

有限会社 テクノオフィス

〒225-0011 神奈川県横浜市青葉区あざみ野 3-20-8-B
 TEL. 045-901-9861 FAX. 045-901-9522
 URL: <http://www.techno-office.com>

編集出版部会ノート

Note from the JHTSJ Editorial Board

本号では、編集出版部会長の佐々木直栄先生に代わり、本号の特集を担当いたしました岡部孝裕が編集出版部会ノートを執筆いたします。本特集号では、「混相流の伝熱」をテーマに、流動キャビテーション、浮遊液滴の蒸発、相界面近傍の熱物質輸送に関わる研究トピックを3件、ご寄稿いただきました。いずれのご研究も、先進的な可視化技術や解析手法を駆使し、複雑な現象を見事に捉えており、深い感銘を受けました。特に、得られた可視化結果の美しさは、複雑な混相現象を研究する上での大きな魅力の一旦であると改めて感じさせていただきました。

最後になりましたが、ご多忙の中、本特集号の執筆を快くお引き受けいただきました岡島淳之介先生、長谷川浩司先生、神田雄貴先生に、心より御礼申し上げます。

岡部 孝裕 (弘前大学)

Takahiro OKABE (Hirosaki University)

e-mail: oka@hirosaki-u.ac.jp

企画・編集出版担当副会長 永井 二郎 (福井大学)

編集出版部会長 佐々木 直栄 (日本大学)

委員

(理事) 齊藤 泰司 (京都大学)

(協議員) 大西 元 (公立小松大学), 岡部 孝裕 (弘前大学), 柏木 誠 (早稲田大学), 小糸康志 (熊本大学), 仮屋 圭史 (佐賀大学), 古川 琢磨 (八戸工業高等専門学校), 地下 大輔 (東京海洋大学)

TSE チーフエディター 鈴木 雄二 (東京大学)

TSE 編集幹事 李 敏赫 (東京大学)

編集出版部会 連絡先: 〒963-8642 福島県郡山市田村町徳定字中河原1番地

日本大学 工学部機械工学科

佐々木 直栄

Phone: 024-956-8695

E-mail: sasaki.naoe@nihon-u.ac.jp