

伝 熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

ISSN 1344-8692 **Vol. 59, No. 248**
2020. 7

Thermal Science and Engineering

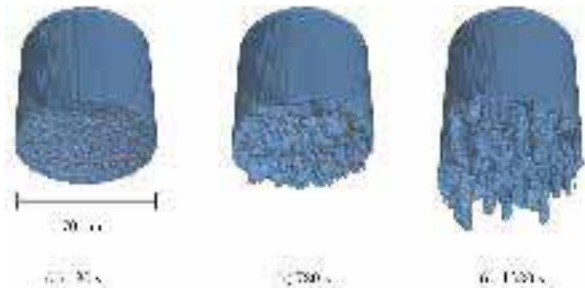
ISSN 0918-9963 **Vol. 28, No. 3**
2020. 7

HETSJ

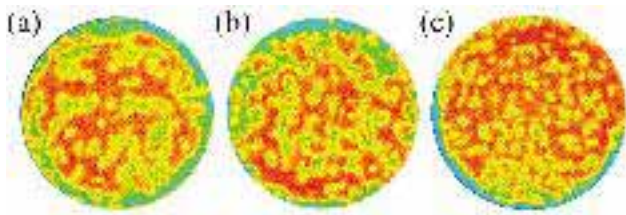
特集：ポラス体内における伝熱・流動・物質輸送現象と応用の最前線



(a) 3次元RB対流 ($Ra = 3360$)



(b) 3次元RT対流 ($Ra = 21,300$)



(c) Ra 数とフィンガー数密度 ((a) $Ra = 11,300, 2100$ s;
(b) $Ra = 16,600, 1800$ s; (c) $Ra = 21,300, 1440$ s)

図: RT対流のXCT可視化

(特集記事: 東京工業大学・末包哲也 提供)

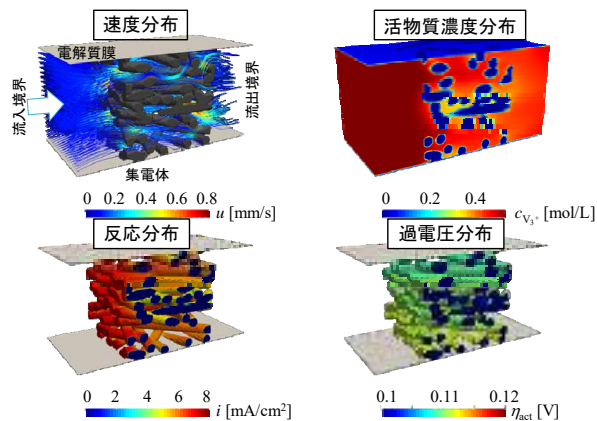


図 レドックスフロー電池のファイバー電極内反応流動解析結果

(特集記事: 大阪大学・津島将司 提供)

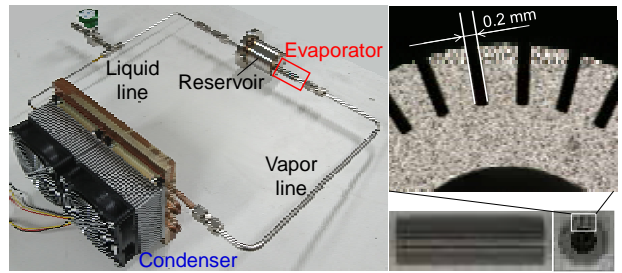


図 高熱流束LHPおよびウィック
(特集記事: 名古屋大学・長野方星 提供)

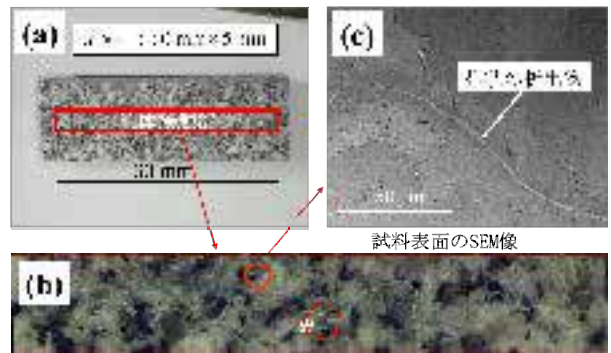


図 花崗岩表面における析出の様子
(特集記事: 東北大学・新堀雄一 提供)

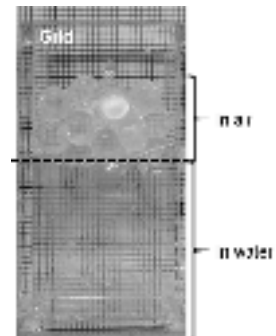


図 MEXFLONペブルと純水とのインデックス
マッチングの様子

(特集記事: 山口東京理科大学・海野徳幸 提供)



図 一方向性ポーラス銅

(左: ロータス銅, 右: 爆発圧着ポーラス銅管)

(特集記事: 山口東京理科大学・結城和久 提供)

伝 熱

目 次

〈巻頭グラビア〉

末包 哲也 (東京工業大学), 津島 将司 (大阪大学), 長野 方星 (名古屋大学), 新堀 雄一 (東北大学), 海野 徳幸 (山口東京理科大学), 結城 和久 (山口東京理科大学) ……	表紙裏
--	-----

〈新旧会長挨拶〉

第 58 期を振り返って……………	高田 保之 (九州大学) ……	1
第 59 期会長就任にあたって……………	花村 克悟 (東京工業大学) ……	2

〈第 32 回日本伝熱学会賞〉

第 58 期 (令和元年度) 表彰選考委員会からの報告 …………… 表彰選考委員会 委員長 須賀 一彦 (大阪府立大学) ……	3
日本伝熱学会学術賞を受賞して…………… スルブリス ドナタス (東北大学), 大森 健史, 楠戸 宏城, 山口 康隆 (大阪大学) ……	5
日本伝熱学会学術賞を受賞して・川口 靖夫 (東京理科大学), 原 峻平 (同志社大学), 塚原 隆裕 (東京理科大学), A.J. Maxson (オハイオ州立大学) ……	6
日本伝熱学会学術賞を受賞して…………… 鈴木 洋, 日出間 るり (神戸大学) ……	7
日本伝熱学会学術賞を受賞して …………… 塚田 隆夫, 久保 正樹, 庄司 衛太, 福山 博之 (東北大学), 杉岡 健一 (富山県立大学) ……	8
日本伝熱学会技術賞を受賞して…………… 羽鳥 仁人 (ベテル), 加藤 英幸, 八木 貴志 (産総研), 大槻 哲也 (ベテル) ……	9
日本伝熱学会奨励賞を受賞して…………… 喜多 由拓 (九州大学) ……	10
日本伝熱学会奨励賞を受賞して…………… 塘 陽子 (九州大学) ……	11
日本伝熱学会奨励賞を受賞して…………… 桑田 祐丞 (大阪府立大学) ……	12
日本伝熱学会奨励賞を受賞して…………… 小田切 公秀 (宇宙航空研究開発機構) ……	13

〈特集：ポラス体内における伝熱・流動・物質輸送現象と応用の最前線〉

特集：ポラス体内における伝熱・流動・物質輸送現象と応用の最前線 …………… 結城 和久 (山陽小野田市立山口東京理科大学) ……	14
多孔質体内における熱・物質移動に関する数理モデルならびに応用研究 …………… 佐野 吉彦 (静岡大学) ……	15
多孔体界面乱流のスケーリング…………… 須賀 一彦 (大阪府立大学) ……	21
多孔質内流動における不安定性現象 …… 末包 哲也 (東京工業大学) ……	27
電池デバイスにおける究極の電極構造を目指して： 固体高分子形燃料電池とレドックスフロー電池への取り組み …………… 津島 将司, 鈴木 崇弘 (大阪大学) ……	33

放射性廃棄物処分場周辺の亀裂流動場において生成する 自己修復性バリアとその核種閉じ込め性	新堀 雄一 (東北大学)	40
多孔体内気液熱流動理解に基づくループヒートパイプの高性能化	長野 方星 (名古屋大学)	46
屈折率整合法を用いた微細構造体周りの流れ場の3次元可視化技術 及び光触媒リアクターへの新展開	海野 徳幸 (山陽小野田市立山口東京理科大学), 佐竹 信一 (東京理科大学)	52
一方向性ポーラス体を用いた高熱流束機器のサーマルマネージメント	結城 和久 (山陽小野田市立山口東京理科大学)	59

〈エデュケーションQ〉

ニュートンの冷却法則 (その4) - 自然対流実験 -	圓山 重直 (八戸高専), 守谷 修一 (東北大学)	69
--------------------------------------	----------------------------------	----

〈第57回日本伝熱シンポジウム〉

第57回日本伝熱シンポジウム開催 (中止) 報告	多田 幸生 (金沢大学)	74
--------------------------------	--------------------	----

〈行事カレンダー〉		79
-----------------	--	----

〈お知らせ〉

公益社団法人日本伝熱学会第58期 (2019年度) 総会議事録		80
2020年度 日本伝熱学会 学術賞・技術賞・貢献賞・奨励賞候補者推薦募集のお知らせ		82
・事務局からの連絡		83

〈編集出版部会ノート〉		87
-------------------	--	----

CONTENTS

< Opening-page Gravure: heat-page >

Tetsuya SUEKANE (Yokyo Institute of Technology), Shohji TSUSHIMA (Osaka University), Hosei NAGANO (Nagoya University), Yuichi NIIBORI (Tohoku University), Noriyuki UNNO (Sanyo-Onoda City University), Kazuhisa YUKI (Sanyo-Onoda City University)	Opening Page
--	--------------

< New and Former Presidents' Addresses >

The 58th Term in Retrospect Yasuyuki TAKATA (Kyushu University)	1
Inauguration Address as the 59th President Katsunori HANAMURA (Tokyo Institute of Technology)	2

< The 32nd Heat Transfer Society Awards >

Report from the Award Selection Committee of the Heat Transfer Society of Japan, 2019 Kazuhiko SUGA (Osaka Prefecture University)	3
On Receiving Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan Donatas SURBLYS (Tohoku University), Takeshi OMORI, Hiroki KUSUDO, Yasutaka YAMAGUCHI (Osaka University)	5
On Receiving Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan Yasuo KAWAGUCHI (Tokyo University of Science), Shumpei HARA, (Doshisha University), Takahiro TSUKAHARA (Tokyo University of Science), Andrew J. MAXSON (The Ohio State University)	6
On Receiving Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan Hiroshi SUZUKI, Ruri HIDEMA (Kobe University)	7
On Receiving Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan Takao TSUKADA, Masaki KUBO, Eita SHOJI, Hiroyuki FUKUYAMA (Tohoku Univ.), Ken-ichi SUGIOKA (Toyama Prefectural Univ.)	8
On Receiving Technical Achievement Award of the Heat Transfer Society of Japan Kimihiro HATORI(Bethel), Hideyuki KATO, Takashi YAGI(AIST), Tetsuya OTUKI(Bethel)	9
On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan Yutaku KITA (Kyushu University)	10
On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan Yoko TOMO (Kyushu University)	11

On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan Yusuke KUWATA (Osaka Prefecture University)	12
On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan Kimihide ODAGIRI (Japan Aerospace Exploration Agency)	13

<Special Issue: Newest Topics on Heat Transfer, Fluid Flow, and Mass Transport in Porous Media, and the applications >

Newest Topics on Heat Transfer, Fluid Flow, and Mass Transport in Porous Media, and the applications Kazuhisa YUKI (Sanyo-Onoda City University)	14
Mathematical models and applications on heat and mass transfer in porous media Yoshihiko SANO (Shizuoka University)	15
Scaling Turbulence Over Porous Media Kazuhiko SUGA (Osaka Prefecture University)	21
Instabilities in Fluid Flows in Porous Media Tetsuya SUEKANE (Tokyo Institute of Technology)	27
Can we realize the ultimate electrode structure in battery devices? An approach for PEFCs and RFBs. Shohji TSUSHIMA, Takahiro SUZUKI (Osaka University)	33
Nuclide Confinement Self-healing Barrier Formed in Crack Flow Field around Radioactive Waste Repository Yuichi NIIBORI (Tohoku University)	40
Performance Enhancement of Loop Heat Pipe based on Understanding of Thermo-Fluid Characteristics on Porous Media Hosei NAGANO (Nagoya University)	46
3D visualization of the fluid flow around micro obstacles using index matching method and a new development for photocatalytic reactor Noriyuki UNNO (Sanyo-Onoda City University), Shin-ichi SATAKE (Tokyo University of Science)	52
Thermal Management of High Heat Flux Equipment with Unidirectional Porous Media Kazuhisa YUKI (Sanyo-Onoda City University)	59

<Education Q>

Newton's Law of Cooling, Part 4, Experiment on Natural Convection Shigenao MARUYAMA (INT, Hachinohe College), Syuichi MORIYA (Tohoku University)	69
--	----

<The 57th National Heat Transfer Symposium of Japan >

Report of the 57th National Heat Transfer Symposium of Japan (Cancellation of Symposium) Yukio TADA (Kanazawa University)	74
--	----

<Calendar >	79
--------------------------------	----

<Announcements >	80
-------------------------------------	----

<Note from the JHTSJ Editorial Board >	87
---	----

第 58 期を振り返って
The 58th Term in Retrospect



高田 保之 (九州大学)
Yasuyuki TAKATA (Kyushu University)

昨年 5 月に徳島の第 56 回日本伝熱シンポジウムで第 58 期会長に就任した時は、令和という新元号の時代が幕開けした直後で、世の中も希望に満ち溢れた時期でありました。年明けに福井で行われた日中伝熱シンポジウムも計画通りに開催され、2 月に入る頃も新型コロナウイルスの影響がこれほど深刻になるとは全く想像しておりませんでした。

メールやホームページですすでご案内した通り、第 57 回日本伝熱シンポジウムは中止することになりました。これは本会発足以来、まったく経験したことのない出来事であり、会員の皆様にとって最も重要な行事が中止になったことは非常に残念でなりません。中止に至った経緯や対応については多田実行委員長のご報告をご参照ください。また、本年 11 月に開催する予定だったアジア熱科学会議 (ACTS2020) も 2021 年に延期することになりました。

さて、私の会長就任時に、(1)持続可能な財務体質の構築、(2)本会の国際的なプレゼンスの向上、(3)若手会員の活動を奨励すること、の 3 点を第 58 期における活動の重点事項として設定いたしました。(1)については財務部会で綿密な検討をいただき、本会の持続的な活動継続への見通しが得られたと考えております。(2)については、昨年 9 月にアジア数値熱流体会議 (ASCHT2019)、前述の日中伝熱シンポジウムを実施いたしました。また、披山記念国際賞も本会のプレゼンス向上に大きな役割を果たしています。今後 2、3 年で本会主催行事として実施する国際会議を複数設定しており、大小の国際研究集会の企画を継続的に実施していく必要があります。このような国際研究集会の企画で若手会員が中心になって活動することが(3)の成果であると確信します。

研究集会用の論文投稿 WEB システムは、年々改良が進んでおります。第 58 回の日本伝熱シンポジウムでも活用されましたが、菊川先生 (東北大)、桃木先生 (長崎大) を中心に継続的に改良を行っており、本会活動の強力なツールになっておりま

す。本会主催の国際会議として太陽エネルギー国際シンポジウム (SOLARIS2021, 議長: 松原幸治 (新潟大)), Micro and Nano Flows (MNF2022, 議長: 中部主敬 (京大)), Nano-Micro Thermal Radiation (NanoRad2023, 議長: 戸谷剛 (北大)) が計画されています。本会としても、今後このようなトピカルな国際研究集会の開催を通じて世界の伝熱コミュニティにおける我が国のプレゼンスを向上していくことが重要です。

さて、来年本会は創立 60 周年を迎えます。平井理事 (東工大) に検討いただき、ほぼ企画案が固まってまいりました。来年の第 58 回日本伝熱シンポジウムにおいて特別企画として実施される予定です。

この 1 年を振り返ってみますと、新型コロナウイルスの影響以前と以後では、状況が全く異なっていました。影響が出る前までは、いろんな行事も順調に推移しておりました。2 月に入ってから状況は一変し、中止になってしまった行事や活動は枚挙に暇がありません。しかしながら、こういう状況だからこそできることもあるのではないのでしょうか。オンライン講義の準備で忙しいという話も耳にしますが、呑み会や出張が無くなって、たっぷり時間がとれる方も多いのではないのでしょうか。このような時に、新しい研究テーマを考えたり、熱力学や伝熱学の専門書をじっくり読んで勉強することもできます。オンライン会議システムを活用すれば小規模の研究集会を割と簡単に開催することができます。実際にいくつかのセミナーや小規模な研究集会がオンライン上で開催されております。知恵を絞れば学会活動も可能なのです。研究活動において、研究集会における情報交換は実に重要であります。会員諸氏におかれましては、新しい方法を活用して、今後も活発な活動の継続をお願いする次第です。

最後に、本会の活動に協力いただきました会員諸氏に感謝申し上げます。ありがとうございました。

第 59 期会長就任にあたって
Inauguration Address as the 59th President



花村 克悟 (東京工業大学)

Katsunori HANAMURA (Tokyo Institute of Technology)

5月30日にWebシステムにより開催されました本学会の総会において第59期会長を拝命いたしました。

新型コロナウイルス(COVID-19)の影響を受け、第57回日本伝熱シンポジウムが中止となり、総会もWebでの開催となりました。その影響は大きく、社会的な活動や経済活動、人や物の動き方まで変え、“新しい日常(新しい生活様式)”を構築するなど、100年に1度といわれるほどの変革を模索することを突き付けられています。この困難をどのように乗り越えられるのか、ウイルスとの戦いなのか共生なのか、その対応が問われているように思われます。今期はこのような状況のなかで学会の活動をどのように維持し社会への発信も継続するか、といった大きな課題に挑戦するときと受け止めています。皆様のご協力のもとにこの重責を担いたいと思います。

そこで、すでに“テレワーク”として大学での講義・研究ゼミ、企業内の営業・打合せ、さらに就活の面談などに使われているWebシステムを学会として用意(契約)することとし、学会員あるいは一般の研究者や学生への情報発信サービスと、学会運営上の財政面とのバランスを考慮した仕組みなどを模索したいと思います。そのためには逐次、リモートでの開催を進めながら修正するといった学会運営が必要に思います。その手始めとして、中止となった伝熱シンポジウムのオーガナイズドセッション(OS)を各々のオーガナイザーが中心となって“Webinar Work Shop(仮称)”などを開催することを検討したいと考えています。むしろリモートだからこそ可能となる発表方法や質疑応答方法を見いだせば新たな会議方式の1つとして定着することにもなります。学会として年内は集まったの会議を行わない方針を打ち出しましたので、本会の各種研究会、各支部の総会やセミナー、講習会、その他の会議にもリモートで

の開催を試行していただきたいと思います。そしてリモートでの開催のほうが相応しい会議においては、ポストコロナ禍においても仕組みの整備とともに継続してよいと思います。

また、本会の運営は、先に中止となった伝熱シンポジウムや講習会さらに国際会議や国際シンポジウムなどの事業により得られた収入を特定費用準備資金として次の事業に割り当てるといった、常に資金を流動(キャッシュフロー)させることによりその財政が成り立っています。そのため、今期のような事業の中止や延期は、この運営を困難にすることを意味します。逆に事業規模が大きければ、このキャッシュフローも大きく、活発な運営と活動ができることとなります。今期に掲げるリモート会議事業が少しでも本会の運営に貢献できることを期待したいと思います。

本会の事業は基本的に会員の研究活動のうえに成り立っているため、研究機関における活動の自粛は本会の事業活動にも影響を与えます。数値計算などリモートで進められる研究への影響は少ないと思いますが、実験がメインの研究への影響は極めて大きいものと推察します。逆に、研究の手を止めてこのウイルスに関わる研究テーマを考えるチャンスとも受け取れます。飛沫の飛散や対流などの数値計算結果がすでに公表されていますが、その水分が蒸発した後、ウイルス1個1個(大きさ100nm)が独立に浮遊しているのかそれとも凝集しているのか、それによりマスクで捕集できるウイルス数も変わってきます。さらにウイルス1個を検出し、個人の体調や持病を照らし合わせて侵入の諾否を判定するといった、共生に向けてのセンシングも興味あるところです。まずは感染防止に配慮して研究を進めつつ、こうした着想(思いつき)をリモートにて議論することも一興に思います。皆様の柔軟な発想に期待したいと思います。どうぞよろしくお願い申し上げます。

第 58 期（令和元年度）表彰選考委員会からの報告

Report from the Award Selection Committee of the Heat Transfer Society of Japan, 2019

表彰選考委員会 委員長

須賀 一彦（大阪府立大学）

Kazuhiko SUGA (Osaka Prefecture University)

e-mail: suga@me.osakafu-u.ac.jp

1. 日本伝熱学会賞

令和元年度 日本伝熱学会賞 学術賞, 技術賞, 奨励賞および貢献賞の選考結果についてご報告いたします。第 58 期では昨年の 12 月 6 日に応募を締め切りまして, 学術賞 7 件, 技術賞 2 件, 奨励賞 9 件, 貢献賞 1 件の推薦・自薦の応募がありました。締め切り後に選考委員会におきまして厳正なる審査を行い, 最終的に学術賞 4 件, 技術賞 1 件, 奨励賞 4 件, 貢献賞 1 件を受賞候補者として 4 月の理事会に推薦いたしました。各賞の受賞者は以下のとおりであります。授賞対象者の所属は申請書・推薦書受領時のものであり, 順不同・敬称略で記載しています。

授賞式は新型コロナウイルス感染症蔓延の影響で残念ながら, 日本伝熱学会第 58 期総会がオンライン開催となったため, 総会終了後に受賞者を紹介する形で行い, 賞状・盾は郵送でのお渡しとなりました。

1.1 学術賞 (Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan)

- 1) 代表研究者: 山口 康隆 (大阪大学)
共同研究者: Surblys Donatas (東北大学)
大森 健史 (大阪大学)
楠戸 宏城 (大阪大学)

「分子動力学解析を介したミクロな力学と熱力学の統合による濡れの物理の解明」

第 53 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, D221, D222, 2016

第 56 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, D312, H132, 2019

- 2) 代表研究者: 川口 靖夫 (東京理科大学)
共同研究者: 原 峻平 (同志社大学)

塚原 隆裕 (東京理科大学)

Andrew J. Maxson (オハイオ州立大学)

「粘弾性流体の流動と伝熱特性の解明に関する業績」

第 52 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, G312, 2015

第 54 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, E114, 2017

- 3) 代表研究者: 鈴木 洋 (神戸大学)
共同研究者: 日出間 るり (神戸大学)
「新規硬殻マイクロカプセル化蓄熱材に関する研究」

第 55 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, P1440, 2018

- 4) 代表研究者: 塚田 隆夫 (東北大学)
共同研究者: 久保 正樹 (東北大学)
庄司 衛太 (東北大学)
福山 博之 (東北大学)
杉岡 健一 (富山県立大学)

「溶融 Cu 基合金の伝熱・流動特性の解明及び相分離構造との相関に関する研究」

第 52 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, SP309, 2015

第 56 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, J212, 2019

1.2 技術賞 (Technical Achievement Award of the Heat Transfer Society of Japan)

- 1) 代表研究者: 羽鳥 仁人
(株)ベテル ハドソン研究所)
共同研究者: 加藤 英幸
(産業技術総合研究所)
八木 貴志

(産業技術総合研究所)
大槻 哲也
(株式会社ベテル ハドソン研究所)

実行委員会総務幹事

2. 名誉会員の顕彰

1.3 奨励賞 (Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan)

- 1) 受賞者名：喜多 由拓 (九州大学)
「濡れ性勾配をもつ超撥水面上の液滴可動性」
第 55 回日本伝熱シンポジウム講演論文集,
P1438, 2018
- 2) 受賞者名：塘 陽子 (九州大学)
「透過型電子顕微鏡を用いた水の気液界面のナノスケール直接観察」
第 55 回日本伝熱シンポジウム講演論文集,
P1418, 2018
- 3) 受賞者名：桑田 祐丞 (大阪府立大学)
「粗面乱流予測に向けた革新的粗面モデルの開発」
第 55 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, J321,
2018
- 4) 受賞者名：小田切 公秀
(宇宙航空研究開発機構)
「多孔体界面熱輸送メカニズム理解に基づくループヒートパイプ高熱流束化の研究」
第 56 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, D133,
2019

1.4 貢献賞 (Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan)

- 1) 受賞者名：金田 昌之 (大阪府立大学)
「第 7 回アジア数値熱流体シンポジウム 2019

第 58 期では名誉会員として、以下の 3 名の方々 (順不同、敬称略) を前出のように総会終了後に紹介し、名誉会員証は郵送でのお渡しとなりました。いずれも本会の発展に大きな貢献をされた方々であります。

- 1) 近久 武美 (北海道職業能力開発大学校)
第 57 期会長, 第 52 期副会長, 第 46 - 48, 50 - 51 期理事
- 2) 飛原 英治 (東京大学)
第 50 - 51 期副会長, 第 55 期理事
- 3) 圓山 重直 (八戸工業高等専門学校)
第 53 期副会長, 第 41 - 42, 48 - 49, 51 期理事

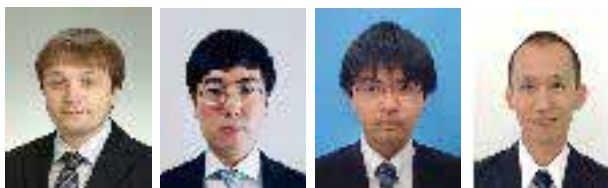
3. 文部科学大臣表彰の推薦

令和 2 年度科学技術分野での文部科学大臣表彰について、本会からの推薦者はいませんでした。

4. 謝辞

日本伝熱学会賞ならびに文部科学大臣表彰の選考には、本会第 58 期表彰選考委員会委員の皆様の多大な協力を頂戴しました。また、募集に対して本会会員の多くの方々から推薦・応募をいただきました。この場をお借りして、関係各位に深く御礼申し上げます。

日本伝熱学会学術賞を受賞して
*On Receiving Scientific Contribution Award
 of the Heat Transfer Society of Japan*



スルブリス ドナタス (東北大学), 大森 健史, 楠戸 宏城, 山口 康隆 (大阪大学)
Donatas SURBLYS (Tohoku University), Takeshi OMORI, Hiroki KUSUDO, Yasutaka YAMAGUCHI (Osaka University)
e-mail: yamaguchi@mech.eng.osaka-u.ac.jp

このたびは 2019 年度日本伝熱学会学術賞受賞の栄誉を賜り、誠に光栄に存じます。身に余る賞をいただき、気の引きしめる思いですが、まずは、ご推薦くださいました方々、ならびに選考委員会の皆様に心より御礼申し上げます。

受賞の対象となった研究は、「分子動力学解析を介したミクロな力学と熱力学の統合による濡れの物理の解明」です。濡れは、沸騰をはじめとする相変化伝熱を支配する基礎的な現象ですが、連続体の観点から見たときには、気液、固液、固気の 3 つの相界面という不連続面が交わる接触線の挙動を含むため、その取り扱いが極めて難しいことは周知の通りです。濡れのマクロの解釈の土台となる Young の式は 1805 年に遡りますが、面白いことに、この年は Carnot が 9 歳、Clausius や Thomson に至ってはこの世に生を受けていない時点のものであり、当然ながら熱力学ではなく力学的なモデルとして提案されています。その後、Gibbs、Guggenheim、Tolman などによる相界面の熱力学的な解釈、Kirkwood による統計力学的な解釈、de Gennes による濡れのモデル化など、歴史的な大科学者が界面の研究に取り組んでおり、国内では、小野周先生が先駆者として名著[1]を残されており、本研究も、伝熱分野の諸先輩方の業績を加えた「巨人」の肩の上に立たせていただいたものです。

連続体ではなく、ミクロの分子動力学法 (MD) により濡れを扱う研究は、計算機の発達とともに 1990 年代から取り上げられ始めました。本研究[2-4]は、固体面に置かれた分子スケールの液滴やメニスカスについて、MD により得られる分子運動というミクロの情報を応力場というマクロの概念に接続した上で、接触線近傍に設定した検査面に対する力学的なバランスを詳細に追い、これを熱力学的な思考実験と組み合わせることで、固液、固気の界面張力を抽出したものです。これにより Young の式

に対するミクロスケールでの解釈を示し、その成立条件を固体から受けるピンング力を含めた形で明確に示すことに成功しました。また、熱力学積分法を導入することで、固体から流体を準静的に引き剥がす際に必要となる付着仕事というかたちで固液、固気の界面自由エネルギーを抽出し、これが上記の思考実験と整合することを示しました。これにより、特に単純流体以外では計算負荷等の観点からは困難な応力場の抽出という計算を介さずに界面張力が求まり、水-SiO₂系という実在系における界面自由エネルギーの算出にも適用しています。任意に設定した検査体積に働く運動量の保存、あるいは等温等圧系での準静的な仕事が自由エネルギー変化に相当することなど、機械系の学部の講義で習得する基礎的な内容を用いましたが、これらは、ある意味では、物理、化学ではなく、古典力学を結集した機械系の背景が活かされたものと感じております。

末筆になりますが、本研究に際し、多大なる助言、ご協力をいただきました Darmstadt 工科大学の F. Müller-Plathe 氏、F. Leroy 氏、東北大学の菊川豪太氏、ともに研究を進めた研究室の卒業生である小川和也氏、西田翔吾氏、新垣英亮氏、日角友香氏、古田悠真氏、菊地智洋氏、今泉優太氏、および基礎的な研究に理解を示し、共同研究により経済的なサポートをいただきました大日本印刷株式会社の黒田孝二氏、藤村秀夫氏、中島但氏、香川勝氏に、この場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

- [1] 小野周, 表面張力, 共立出版 (1980).
- [2] Kusudo, H., Omori, T., Yamaguchi, Y., *J. Chem. Phys.*, **151** (2019), 154501.
- [3] Yamaguchi, Y., Kusudo, H., Surblys, D., Omori, T., Kikugawa, G., *J. Chem. Phys.*, **150** (2019), 044701.
- [4] Surblys, D., Leroy, F., Yamaguchi, Y., Müller-Plathe, F., *J. Chem. Phys.*, **148** (2018), 134707.

日本伝熱学会学術賞を受賞して
*On Receiving Scientific Contribution Award of the
 Heat Transfer Society of Japan*



川口靖夫¹, 原 峻平², 塚原隆裕¹, A.J. Maxson³ (1.東京理科大学, 2.同志社大学, 3.The Ohio State Univ.)
Yasuo KAWAGUCHI¹, Shumpei HARA², Takahiro TSUKAHARA¹, Andrew J. MAXSON³
(1.Tokyo University of Science, 2.Doshisha University, 3.The Ohio State University)
e-mail: yasuo@rs.tus.ac.jp

このたび、第 58 期学術賞をいただき、大変光栄に存じます。筆者にとって伝熱学会は修士学生のころから 40 年以上にわたって憧れの学会です。普段から私たちの仕事を見てくれていた先生方、ご推薦いただきました先生方に感謝申し上げます。

私たちのグループではこれまで粘弾性流体乱流の独特な流動と伝熱現象に注目し、実験と数値シミュレーションを続けてきました。抵抗低減流れではニュートン流体の層流とも乱流とも異なる流動状態が現れ、それにつれて対流伝熱も大きく変化します。伝熱シンポジウムでは 1997 年から報告を始め、諸先生方に議論していただく機会を得ました。研究の過程で LDV, PIV による乱流統計量、乱流構造、また熱伝達特性、乱流熱流束、物質伝達特性と乱流物質流束の測定と解析を行い、また塚原准教授を中心にして DNS による数値シミュレーションと乱流モデルの提案を行いました。

近年では PIV による空間中での変動速度分布をもとに粘弾性流体乱流の抵抗低減につながる組織構造のパターン同定に成功しました(第 52 回伝熱シンポジウム、後に *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 63 (2017), 56-66.)。界面活性剤水溶液の中ではコヒーレント運動が弱くなり、乱流せん断力や熱流束が 0 に近い値をとります。その様相をさらに詳しく調べるための基盤は名古屋工業大学の長野先生らの業績で、洗練された熱線風速計技術を駆使して 2 方向速度と温度の変動を捉え、そこから乱流伝熱に貢献する速度変動の遷移パターンを探っていくものでした (Nagano, Tagawa, *J. Fluid Mech.*, 305 (1995), 127-157.)。いつも温顔で接して下さった長野先生の先駆的な研究が私たちの進む道を照らしてくれたように思います。

界面活性剤による抵抗低減は地域冷暖房など熱搬送系への応用が期待されていましたが、熱交換器の性能低下が懸念されていました。オハイオ州

立大学 (OSU) の J.L. Zakin 教授にご縁があって、筆者は 1997 年から 1 年間研究室に滞在して伝熱促進の研究をする機会を頂きました。Zakin 先生とは実験結果と併せてチェコでの実証実験の経験や欧米での研究状況について議論を続けていきました。Zakin 先生の化学物質に対する興味と知識、レオロジーの知識、実用研究への強い意欲、研究に妥協しない姿勢には大きな刺激を受けました。それとともに私の家族ぐるみでよく遊びに連れて行ってもらったことが忘れられません。

熱搬送系に対する界面活性剤添加の利得と損失をプラス・マイナスで評価すると、ポンプ動力削減 (+)、伝熱低下 (-)、伝熱促進 (+)、伝熱促進による動力損失 (-) といった形で、単純に「有効」「無効」と二分化できず複雑な判断を必要とします。ニュートン流体の伝熱促進方法とは異なる発想のそれであっても、伝熱低下というボトルネックを打開できれば全体の有効性を高められるとわかっていたのですが、はっきりした結論を得ないまま 20 年が過ぎてしまいました。

2016 年に当時理科大の博士課程学生だった原さんが OSU に 9 週間滞在し、Zakin 先生とその Ph.D 学生であった Maxson さんで行った研究が、抵抗低減流れに特化した伝熱促進技術をエクセルギー伝達効率の観点から評価しようというものでした(第 54 回伝熱シンポジウム、後に *Int. J. Heat and Mass Transfer* 130 (2019), 545-554.)。この出版により長い間の疑問点に整理がついたことになりました。しかし成果を喜んでもらえるはずの Zakin 先生が出版を待たずお亡くなりになったことは返す返すも残念なことでした。

最後になりましたが、この研究を継続するにあたって多くの先輩方、研究室の若手研究者や歴代の学生諸君の力がなければここまで到達することはできませんでした。心からお礼申し上げます。

日本伝熱学会学術賞を受賞して
On Receiving Scientific Contribution Award of the
Heat Transfer Society of Japan



鈴木 洋, 日出間 るり (神戸大学)

Hiroshi SUZUKI, Ruri HIDEWA (Kobe University)

e-mail: hero@kobe-u.ac.jp, hidema@port.kobe-u.ac.jp

この度は大変栄誉ある日本伝熱学会学術賞を授与していただき、誠に光栄です。ご選考いただきました皆様には感謝いたします。

今回受賞させていただきました研究は「新規硬殻マイクロカプセル化蓄熱材に関する研究」です。私どもは未利用熱を利用するための技術として蓄熱技術に注目して研究をしておりました。未利用熱を利用するためには、熱の需要と供給に関する空間・時間・温度の3つのギャップ(サーマルギャップ)問題の解決が必要です。本研究は特に需要と供給の空間的熱ギャップを埋めるための技術である潜熱輸送の確立を目指したものです。

潜熱輸送とは、蓄熱材微粒子を、水などに分散させて熱輸送を行う技術であり、わずか10~20%の微粒子を分散させることにより、水などの顕熱輸送に比べて3倍程度の熱を輸送することができます。このことにより輸送のためのポンプ動力を大幅に削減することが可能となります。また相変化時に温度変化が小さい特性(温度維持性)を有しており、このことにより高伝熱が得られます。

しかし蓄熱材微粒子の結晶成長制御が難しく、管閉塞を引き起こす問題がありました。このことを解決するために、機械的強度、化学的安定性に優れたシリカを外殻に有するマイクロカプセル化蓄熱材を考案しました(図)。直径20 μm程度の本硬殻マイクロカプセル内部には、様々な蓄熱材を内包することができます。さらに相変化温度以下となっても固体化しないという過冷却現象が問題となり、実用化が困難であるとされてきた水和物系の蓄熱材を本カプセルに内包すると、不思議なことに過冷却が消失する現象が見出されました。そのメカニズムはいまだ十分には明らかになっていませんが、この特性から潜熱輸送のみならず、蓄熱槽等で静的に用いる潜熱蓄熱材としても優れ

た素材であることが明らかとなりました。その成果は第55回伝熱シンポジウムで発表するとともに、国際誌で公表してさせていただきました。

受賞者の一人(鈴木洋)は、平成元年度、まだ日本伝熱研究会であった時代に、故・京都大学名誉教授の鈴木健二郎先生とともに、「円柱によりかく乱を受ける乱流境界層」の実験的研究によって本賞をいただきました。当時は教職についたばかりで駆け出しであり、かかる名誉を受けるほどの研究者ではありませんでした。年号が変わり、令和元年度、再び本賞を授与された奇縁に、恩師・鈴木健二郎先生を想わずにられません。学生時代、駆け出し研究者時代にご指導いただきました鈴木健二郎先生のご冥福をお祈りするとともに、心からの感謝の意を表させていただきます。

また、研究開始当初に様々な有益なご指導をいただいた神戸大学名誉教授の薄井洋基先生、本研究にご協力いただきました神戸大学の村直人先生、西山覚先生、浅野等先生、菰田悦之先生、市橋祐一先生、堀江孝史先生、谷屋啓太先生に謝意を表します。さらに日本潜熱工学研究会、蓄熱技術社会実装研究会の皆様には感謝いたします。

最後になりましたが、COVID-19の被害にあわれた皆様に謹んでお見舞い申し上げます。

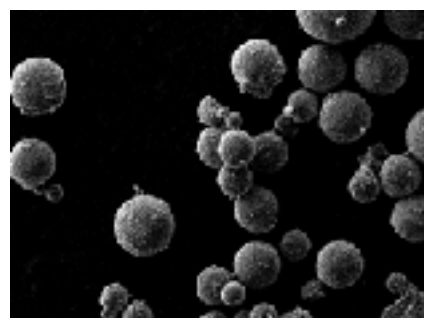


図 硬殻マイクロカプセル化蓄熱材

日本伝熱学会学術賞を受賞して
*On Receiving Scientific Contribution Award
 of the Heat Transfer Science of Japan*



塚田 隆夫, 久保 正樹, 庄司 衛太, 福山 博之 (東北大学), 杉岡 健一 (富山県立大学)
*Takao TSUKADA, Masaki KUBO, Eita SHOJI, Hiroyuki FUKUYAMA (Tohoku Univ.),
 Ken-ichi SUGIOKA (Toyama Prefectural Univ.)
 e-mail: tsukada@pcel.che.tohoku.ac.jp*

この度は、栄誉ある日本伝熱学会学術賞をいただきまして誠にありがとうございました。誠に光栄に存じます。審査いただきました表彰選考委員会の皆様をはじめ、関係者の皆様に厚く御礼申し上げます。

今回賞をいただいた研究は、「熔融 Cu 基合金の伝熱・流動特性の解明及び相分離構造との相関に関する研究」であり、Cu 基合金の過冷却凝固プロセスの解析に不可欠な熔融 Cu 基合金の熱物性測定を行うとともに、Cu 基合金の過冷却凝固時に発現する相分離現象、特に熔融試料内対流と相分離構造との相関の解明を行った研究です。その成果は、第 52, 56 回日本伝熱シンポジウムにて発表するとともに、*Scr. Mater.*, *Metall. Mater. Trans. B*, *Int. J. Thermophys.* に掲載されました。

Cu-Co, Cu-Fe のような Cu 基合金は、過冷却域に準安定な二液相分離域を有するため、過冷却状態から凝固すると、相分離により一方の相が他方に分散した凝固組織（相分離）構造を誘起でき、その構造に由来した新奇な特性をもつ材料の創成が期待できます。相分離構造への影響因子として、組成、冷却速度、過冷却度に加え、過冷却時の熔融試料内対流が考えられますが、対流の影響に関する研究は限られていました。これは、過冷却域を含む広範な温度範囲で高温の熔融金属内対流を制御する手段が無いためでした。そこで、我々は試料内対流を制御し、相分離構造との関係を明らかにしたいとの思いから本研究に取り組みました。

ここで過冷却状態にある高温の熔融金属内の対流制御を可能にしたのは、高温融体の熱物性測定技術として、我々が以前開発した静磁場重畳電磁浮遊技術です。交流磁場で熔融試料を浮遊することにより無容器で高過冷却度を達成できるだけでなく、静（直流）磁場により熔融試料内の対流を制御・抑制できる世界に類のない技術です。開発

にかなりの時間を要しましたが、これまで熔融 Si, Fe をはじめ、多くの熔融半導体、金属、合金の比熱、熱伝導率、放射率の測定を行ってきました。

熱物性測定を進める過程で、この無容器（過冷却域）での測定技術、さらには対流制御技術という独自技術を熱物性測定に留めず、例えば新機能を有する材料創製プロセスの開発等へ展開できないかと模索していたところ、多元系合金の過冷却凝固時の相分離構造と熔融試料内対流との相関に関する研究が、その重要性にもかかわらずほとんど無いことに気づき、本研究に至りました。

本研究の具体的成果としては、熔融 Cu-Co, Cu-Fe の垂直分光放射率、熱伝導率、特に組成依存性の測定に成功し、ごくわずかな Co あるいは Fe の添加によりこれら熱物性値が著しく変化することを明らかにしたことです。また、中性子 CT を利用することにより、Cu-Co 合金の相分離構造の非接触、非破壊 3D 可視化に初めて成功するとともに、静磁場印加による熔融試料内対流（主に電磁流体力学的 (MHD) 対流）の精密制御下での過冷却凝固実験及び熔融試料内対流の数値シミュレーションを通して、相分離構造と試料内対流の相関、特に MHD 対流の層流-乱流遷移により相分離構造が著しく変化することを明らかにしました。現在は、熔融 Cu 基合金の相分離構造を俯瞰できるように、対象を広げ、対流を含めた種々の影響因子を軸とするプロセス空間に相分離構造をマッピングし、プロセス-構造相関マップを作成できないかと、研究を進めています。

本研究を進めるにあたり、様々な分野の研究者の方々からのご助言、そして多くの学生の方々のご協力をいただきました。改めて心よりお礼申し上げます。これからも研究を通して、伝熱分野に少しでも貢献したいと思っておりますので、よろしくお願ひ申し上げます。

日本伝熱学会技術賞を受賞して
On Receiving Technical Achievement Award
of the Heat Transfer Society of Japan



羽鳥 仁人 (ベテル) , 加藤 英幸, 八木 貴志 (産総研) , 大槻 哲也 (ベテル)
Kimihiro HATORI(Bethel), Hideyuki KATO, Takashi YAGI(AIST), Tetsuya OTUKI(Bethel)
e-mail: k-hatori@btl-hrd.jp

このたび日本伝熱学会第 58 期技術賞を賜りました。由緒ある賞を受賞し誠に光栄に存じます。表彰選考委員会の先生方ならびに技術賞に推薦して下さいました花村克悟先生に、紙面をお借りして深く御礼申し上げます。

今回受賞対象となりました技術は、「サーモウェーブアナライザ TA33/35 (スポット周期加熱放射測温法熱拡散率測定装置)」です。株式会社ベテルは照明器具向け資材や射出成形部品の製造メーカーとして、主に大手メーカーの下請けを行ってまいりましたが、1999 年から自社ブランド商品の開発のため、産業技術総合研究所の技術移転及び共同研究により熱物性計測機器の開発を行っております。

2006 年には、ユーザビリティに配慮した実用測定装置の開発が始まります。従来の熱物性測定装置は、試料と熱電対の接着や、試料外形の加工など、ユーザーには手間や時間のかかる作業が必要であったため、「測定が簡単な装置」をコンセプトに開発を行いました。また、近年開発される材料は各種の機能性が付加される一方で構造も複雑化しており、熱物性についても異方性や不均一性の評価ニーズが高まっており、使いやすさだけでなく高機能性を持つ装置としました。

この装置の機構的な特徴について述べます。図 1 のようにレーザーを周期変調してスポット的に試料に照射し、裏面の温度変化を放射温度計により検出します。レーザーの照射と信号の検出を非接触で行うことにより熱電対などの接触式温度センサの取り付けが不要となるとともに、センサの熱容量の影響を受けません。信号の検出点を任意に移動できることから、加熱点に対する信号の検出点が変わるため、試料の厚み方向と面内方向の熱拡散率がそれぞれ求められます。また、サンプルを独立して変位させるステージを設置することで、試料の場所ごとの熱拡散率変化が計測可能と

なり、等高線グラフ表示することで「熱拡散率分布」の可視化が可能です。従来から厚み方向のみ、面内方向のみの熱拡散率を測定する装置はありましたが、同一の機器で同一の試料から、厚み方向および面内方向の熱拡散率が測定できる製品はありませんでした。また、局所的な熱拡散率変化を計測する装置も一部の特殊なものをのぞいて存在していませんでした。

本装置は各種のサーマルインタフェースマテリアルや高熱伝導性樹脂の熱拡散率測定に最適です。特にスマートフォンやノートパソコンの放熱材料として使われるグラファイトシートについては厚み方向と面内方向で熱拡散率が 100 倍程度異なることから、厚み方向と面内方向の熱拡散率の両方が計測できるサーモウェーブアナライザを使用した計測が最適です。2016 年にはグラファイトシートメーカーや市場からの要望により本装置の原理を用いたグラファイトシートの熱拡散率測定方法の標準化作業が開始され、2018 年には JISR7240 として規格化されました。本技術のニーズは非常に高く、日本国内のみならず、中国、米国をはじめとして各国への販売を行っております。

本賞の名に恥じぬよう、放熱材料の正確な熱拡散率計測技術の開発を通じて、エネルギーの効率利用や各種デバイスの安全性や信頼性の向上に貢献して参ります。引き続きご指導ご鞭撻いただくと幸いです。

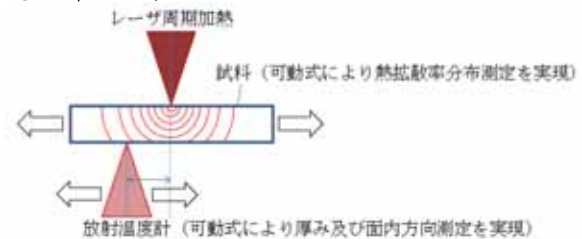


図 1 スポット周期加熱放射測温法の模式図

日本伝熱学会奨励賞を受賞して

*On Receiving Young Researcher Award
of the Heat Transfer Society of Japan*



喜多 由拓 (九州大学)

Yutaku KITA (Kyushu University)

e-mail: kita@mech.kyushu-u.ac.jp

このたび、栄誉ある日本伝熱学会奨励賞を賜りましたこと、誠に光栄に存じます。COVID-19の影響のため直接ご挨拶することが叶いませんが、ご推薦、ご選考くださいました先生方ならびに関係者の方々、これまで学会を通して議論させていただいた皆様にこの場をお借りして厚く御礼申し上げます。

受賞対象となりました、「濡れ性勾配をもつ超撥水面上の液滴可動性」の研究は、私が英国エディンバラ大学への留学中、Khellil Sefiane 教授のもとで行ったものです。シリコンウエハ上に異なる配列のマイクロピラーをステップ状に配置することで「濡れ性の境界」を作り、そこに置かれた液滴がどのように移動するかを詳細に調べました。

微細加工やコーティング技術の発展に伴い、濡れ性を自在に制御した機能性表面は幅広く応用され、伝熱工学分野でも馴染みとなりつつあります。中でも私は、表面微細構造による濡れ性勾配面を用いた自動液滴輸送に興味を持ちました。この手の試みは2006年頃から見られますが、液滴が自発的に動いたかどうかは研究者によってまちまちで、一般的な移動条件は分かっていませんでした。

そこで、私は撥水处理を施した一枚のシリコンウエハ上に数十通りの異なる寸法・ピッチをもつマイクロピラーを格子状に配置し、その境界に10 μ Lの水 droplet を置いてその動きを観察しました。面の組合せによって結果はやはりまちまちで、液滴が境界からより密にピラーが配置された（より親水）面に移動することもあれば、その場に佇む場合もありました。高速度カメラで観察してみると、液滴は尺取虫のように上下運動しながら一歩ずつ移動していて、動けない液滴はピラーによって後ろ足をピンギングされていたようでした。そこで、ピラーの配置とピンギング力の関係を調べ、マイクロピラーの断面周長/ピッチ < 1 で液滴が移動するという条件を見つけました。さらに液滴が移動する過程における表面自由

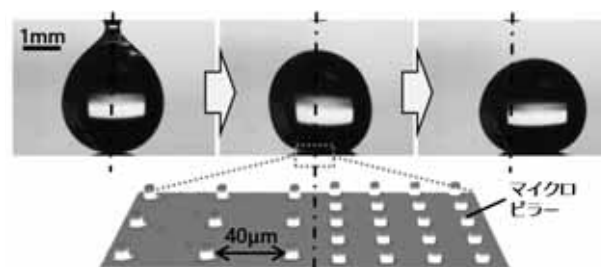


図 1 微細構造パターン上の液滴挙動

エネルギーの変化を解析し、自発的移動の条件を一般的な理論として提案しました。これは液滴輸送表面の設計において重要な知見であると考えます。

留学中は尺取虫のように動く液滴をずっと見つめる日々でした。エネルギー解析においては液滴にとってどの面が一番（熱力学的に）Comfortable なのか、英語の特性かも知れませんが、まるで液滴に意思があるかのように議論を進めるので、愛着が湧いてきたのは良い思い出です。本研究を通して濡れ現象に関する理解と興味が深まり、現在の研究にも存分に活かされています。留学の機会を与えてくださり、考察において貴重なご助言をいただきました九州大学高田保之教授に深く感謝申し上げます。

昨年1月からは九州大学の助教に着任し、本研究に加えて、液滴の気液相変化現象やそれに伴う内部対流に関する基礎研究を展開しています。液滴は単純に見えて、様々な熱流体・界面現象がマルチスケールの連成する大変複雑な系です。これを一つ一つ解明し能動的に制御することで、液滴の新たな機能と価値を創出していきたいと思います。さらに最近では、伝熱工学の重要問題である噴霧冷却におけるクエンチ現象について液滴の観点から解明に取り組んでいます。今後も研究・教育を通して伝熱工学の発展に微力ながら貢献できるよう一層の精進を重ねて参りますので、ご指導、ご鞭撻のほどよろしくお願い申し上げます。

日本伝熱学会奨励賞を受賞して

*On Receiving Young Researcher Award
of the Heat Transfer Society of Japan*

塘 陽子 (九州大学)

Yoko TOMO (Kyushu University)

e-mail: ytomo@mech.kyushu-u.ac.jp

この度は、日本伝熱学会第 58 期総会におきまして、日本伝熱学会奨励賞という大変名誉ある賞をいただきまして、誠に光栄に存じます。この場をお借りして、これまでご指導くださいました先生方、ご審査頂いた選考委員会の先生方、ならびにこれまで伝熱シンポジウムにおきまして議論させていただいた皆様方に厚く御礼申し上げます。この受賞を励みに今後も伝熱分野へ少しでも多く貢献できるよう努めて参ります。

今回、受賞対象となりました「透過型電子顕微鏡を用いた水の気液界面のナノスケール直接観察」は、私が九州大学大学院博士課程在籍時に九州大学工学研究院の高橋厚史教授のご指導のもとで行った研究です。具体的には、透過型電子顕微鏡 (TEM) を用いた可視化によって、カーボンナノチューブ (CNT) 内のナノスケール空間で特異的に出現する水の界面現象の解明を目指しました。

ナノ空間の流体はナノフルイディクスとして近年注目されています。これまでに、CNT 内では水分子のスリップによる高速移動や水分子の規則的な整列が起こると報告されています。このようなバルクの水とは異なる現象を活用した従来技術の大幅な性能向上や新技術開発が期待されており、活発に研究が行われていますが、実験は困難で、特に、現象理解に最も有効な手段の一つであるその場観察は世界的に見てもほとんど行われていません。そこで、TEM で直径 10 nm ほどの気泡をその場観察した経験から、CNT 内の水も同じように観察できるのではと考えたのが出発点です。

まず、もともと撥水性の CNT 内に水を内包する方法を開発しました。具体的には、カップスタック型 CNT を酸素プラズマ処理によって親水化して水中で超音波分散しました。一般的には、TEM は乾いた試料しか観察することができないと考えられますが、本研究で、複数の CNT 内で水は完全

には蒸発せず薄膜の状態に残っていることを偶然にも初めて発見することができました。さらに、内壁に架橋した水膜の厚さは最小で数 nm であり、薄膜の安定性に関する DLVO 理論で予想されるよりもはるかに小さいことを明らかにしました。メカニズム解明には、分子動力学シミュレーション結果との比較による定量的な議論が必要であると考えますが、実験手法も含め、本研究で得られた成果は、これまで直接見ることはできなかった空間スケールで現象を見たという点で、ナノチャンネルや多孔質体などの非常に小さい空間における界面現象の理解に有用であると期待しております。

実験を行うにあたり、多くの方々からご協力を賜りました。親水化のアイディアは、九州大学の生田竜也氏との議論の中で生まれました。本研究の要である TEM 観察は、九州大学超顕微解析研究センターで行わせていただき、高分解能の画像をとるまでに幾度となくセンター職員の皆様からご助力賜りました。また、観察は一日がかりなので、いつも職員室で昼食をご一緒させていただきました。実験結果の考察では、高橋教授をはじめ九州大学の高田保之教授、Edinburgh 大学の Khellil Sefiane 教授、当時高田グループのポストドクだった Alexandros Askounis 博士 (現在は East Anglia 大学の講師) と議論させていただきました。改めて、心より御礼申し上げます。

最後になりましたが、私は 2019 年 4 月に九州大学工学研究院機械工学部門の助教に着任し、研究視野を広げるべく、新たに、生体材料の熱輸送特性に関する研究に取り組んでいます。今後は、博士課程で習得した観察技術や知識を活かして、新しい研究テーマにも挑戦したいと考えております。微力ではございますが、伝熱工学の発展に貢献できるよう精進して参りますので、これからもご指導ご鞭撻のほどよろしくお願い申し上げます。

日本伝熱学会奨励賞を受賞して

*On Receiving Young Researcher Award
of the Heat Transfer Society of Japan*

桑田 祐丞 (大阪府立大学)

Yusuke KUWATA (Osaka Prefecture University)

e-mail: kuwata@me.osakafu-u.ac.jp

この度は、日本伝熱学会第 58 期総会におきまして、日本伝熱学会奨励賞という大変名誉ある賞を頂戴し心より光栄に存じます。このような名誉ある賞を受賞できたのも、ひとえに学生時代の指導教員の先生方、研究室のスタッフの皆様、ご推薦していただきました先生方、ご審査くださいました選考委員の皆様、ならびに伝熱シンポジウムにおきまして議論させていただきました皆様方のおかげと存じます。厚く御礼を申し上げます。

今回受賞させていただきました題目「応力方程式モデルによる巨視的粗面乱流モデル」に関する研究は、私が教員としてキャリアをスタートさせた 2016 年より東京理科大学理工学部機械工学科の川口靖夫教授とともに取り組んで参りました。

壁面に接する乱流熱流動において、微細な表面粗さでさえも摩擦係数や熱伝達に多大な影響を及ぼし、船舶や航空機をはじめとして様々な機器の性能や寿命を大きく変化させることが知られています。そのため、表面粗さが運動量や熱輸送に与える影響に関する研究は、古くから精力的に行われてきました。これまで、表面粗さが壁面摩擦抵抗に与える影響に関しては、対象の粗さを同等の効果を持つ砂粒径に置き換えた等価砂粒径を用いて現象の整理が行われており、現在においても等価砂粒径を用いて摩擦抵抗の見積もりが行われています。この等価砂粒径は粗さの幾何的な情報から決定されるのではなく、対象とする粗さ面を用いた流動抵抗の計測実験によって算出されます。これまでの多くの研究者や技術者によって等価砂粒径は広範に渡ってデータベース化されており、現在ではハンドブックなどから等価砂粒径を参照することが可能です。

しかし、経年劣化に伴って生じる粗さに関しては、粗さの形態が機器の運転条件や期間に大きく依存するために、単純なデータベース化が困難となります。そこで、私は等価砂粒径を用いずに粗

面乱流を予測する手法の開発を行って参りました。具体的開発した手法は、空間・レイノルズ平均の 2 重平均系における乱流方程式に粗面効果を組み込んだモデル方程式群を解く方法です。開発した方法は、粗面の構造を忠実に再現して流動解析を行うのではなく、粗面の影響を取り入れた乱流モデルを用いて巨視的な粗面流動解析を行います。そのため、粗面の構造を忠実に再現した流動解析に比べて飛躍的に解析コストを抑えることが可能となります。開発手法では、等価砂粒径の代わりに、粗面の幾何的な情報をインプットすることで粗面乱流の解析が可能となります。

モデルを構築するにあたっては、2 重の平均操作を施した乱流方程式を扱う必要があり、輸送方程式に現れる途方もない数の未知相関項のモデル化には大変苦心しました。幸いにも、本手法の元となるアイデアは学生時代に開発した多孔体乱流モデルと類似しており、当時の研究で得られた知見を応用しながらモデル開発を進めることができました。また、モデルの肝となる粗面効果に関する項に関しては、川口教授と何度も議論を重ねて半理論的なモデル式を構築するに至りました。モデル評価に関しても、学生時代に開発した格子ボルツマン法を用いた DNS コードが大いに役に立ち、順調にモデル開発を進めることができました。

本受賞のもとになった成果は、大阪府立大学に在学していた際の学生時代の指導教員である須賀教授、東京理科大学の川口教授をはじめ、多くの研究室スタッフの支えのもとに得られたものであり、皆様方には今一度深く感謝申し上げます。現在は、巨視的粗面乱流モデルの精度や汎用性向上のために多くの研究を行うとともに、伝熱予測の為の展開を進めているところであります。今後も伝熱工学の発展に微力ながら貢献できるように精進してまいりますので、これからもご指導のほどよろしくお願い申し上げます。

日本伝熱学会奨励賞を受賞して

*On Receiving Young Researcher Award
of the Heat Transfer Society of Japan*

小田切 公秀 (宇宙航空研究開発機構)

Kimihide ODAGIRI (Japan Aerospace Exploration Agency)

e-mail: odagiri.kimihide@jaxa.jp

この度、大変名誉ある日本伝熱学会奨励賞を頂き、誠に光栄です。このような賞を賜りましたのは、これまでご指導頂いた先生方や、ご推薦、ご選考頂いた先生方ならびに関係者の方々、これまで日本伝熱シンポジウムにおいて議論やご助言を頂いた皆様をはじめ多くの方々のお陰だと存じております。この場をお借りして、厚く御礼申し上げます。

受賞対象となりました「多孔体界面熱輸送メカニズム理解に基づくループヒートパイプ高熱流束化の研究」は、私が名古屋大学大学院博士課程在籍時に長野方星教授のもとで取り組んだ研究です。ループヒートパイプ (LHP) は、毛細管力駆動型の気液二相熱輸送デバイスであり、無電力で長距離熱輸送が可能といった特長を有します。省エネかつ高効率に熱輸送が可能なることから、宇宙分野および民生分野において幅広く注目を集めています。本研究は、LHP の受熱部の蒸発器多孔体気液界面における熱輸送メカニズムを明らかにし、高熱流束 LHP の設計手法確立を目指したものです。

LHP の熱輸送限界は、原理的には駆動源となる蒸発器多孔体の最大毛細管力によって決定されます。しかし実用上は、高熱流束条件において多孔体で生じる気液界面後退に伴って熱抵抗が増大し、急激な温度上昇が生じることが動作限界を決定していました。これまで多孔体における熱流動挙動や界面後退メカニズム、その制御手法が明らかになっておらず、LHP 高熱流束化のボトルネックになっていました。このような課題に対し、私はマイクロスケール赤外・可視観測手法により多孔体相変化過程における熱流動現象を計測することから研究を始めました。研究開始当初は、赤外観察によって熱流束に伴う熱伝達特性変化は捉えたものの、熱伝達性を支配する因子を明らかにできない状態が続きました。特に、熱伝達性が著しく低

下する熱流束における界面挙動は、何度実験を重ねても変化を捉えることが困難でした。装置構成・観察条件を変え、実験をしては上手くいかずという日々を数か月過ごし途方に暮れ始めていた頃、半分意図せず視野がほとんど暗くなるような光源設定にしたことがありました。すると、それまで着目していなかった領域(蒸気排出溝の内部)に加熱面と多孔体を繋ぐ影がうっすらと見え、さらに熱伝達性能が著しく低下する熱流束条件でその影がはじけるようにして消失する過程を捉えたのです。研究をさらに進めていき、この影が重要な熱伝達を担う液架橋であること、液架橋が消失することで急激な熱伝達性能低下が生じることが明らかとなりました。また、多孔体における相変化熱流動挙動は3つの様式に分類されることや、伝熱促進効果の高い薄液膜蒸発と核沸騰を共存できる界面構造を形成することで、従来よりも5~6倍高い熱伝達性能が得られることを明らかにしました。さらに理論モデルおよび実験によって、固気液三相界線長の増大と濡れ性向上が、LHP 高熱流束化の指針であることを示すことができました。これらの基礎的知見を LHP に適用することで、システムレベルで実用上の動作限界を大きく向上させ、 18.2 W/cm^2 の高熱流束条件での熱輸送を達成しました。今後は、界面構造制御による LHP のさらなる高熱流束化、熱スイッチ機能を始めとする多機能化に向けて研究を発展させていきたいと考えています。

2019年4月から宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所で博士研究員として、気液二相熱流体を用いた熱輸送技術を軸に宇宙機熱制御手法の高度化の研究に取り組んでいます。学術研究、工学応用の双方に取り組み、伝熱学の発展に貢献できるよう精進して参りますので、今後ご指導、ご鞭撻のほど何卒よろしくお願い申し上げます。

特集：ポラス体内における伝熱・流動・物質輸送現象と応用の最前線
Newest Topics on Heat Transfer, Fluid Flow, and Mass Transport in Porous Media, and the applications

結城 和久 (山陽小野田市立山口東京理科大学)
Kazuhisa YUKI (Sanyo-Onoda City University)
e-mail: kyuki@rs.socu.ac.jp

私的な昔話に伝熱特集号の紙面を使用させて頂くこと御容赦頂ければ幸いです。22年前、当時、上司であった東北大学・戸田三朗先生の提案から金属ポラス体を用いた核融合炉ダイバータの冷却研究を始めました。戸田先生のポラス体利用の着眼点と発想の本質について直接お伺いしたのは研究を開始して10年以上も経った山口県のある居酒屋で、その奇想天外さと意外性に驚かされたのを覚えています。このダイバータ冷却研究をきっかけに、日本伝熱シンポジウムの「多孔質層(当時のセッション名そのまま)」なるセッションに1999年から参加するようになりました。当時のセッションでは、ポラス体内カオス、数値モデル開発、数値シミュレーション、MRIによる流動可視化、反応層での熱移動、輻射変換体などなど、文字通り多岐にわたる研究が報告され、新参・若輩研究者の心を魅了させるに余りあるものでした。その後、ポラス研究にのめり込むなかで、静岡大学・中山顕先生が言われた「全ての伝熱現象はポラス伝熱の漸近挙動を扱っているに過ぎない(多少の聞き違いは御容赦を)」 「教育効果の高いポラス伝熱」という御話や、更には多くの斬新なポラス応用に刺激を受けながら現在に至っています。今回、本伝熱学会誌にて「ポラス体内における伝熱・流動・物質輸送現象と応用の最前線」という特集号を発刊できること、諸先輩方へご報告させて頂くとともに、改めて厚く御礼を申し上げる次第です。

さて、多くの書籍・論文でポラス体は「大きささまざまな非常に多くの孔を有する材料」と定義され、その特徴として表面積の大きさが挙げられます。しかしながら、ひとえにポラス体と言ってもその構造は多様で、ポラス体を記述するためのパラメータとして一般に導入される「気孔率」や「気孔径」だけでは全てのポラス体の熱物性・力学特性・内部流動特性を“一般化”することは

困難です。ここにポラス体の学術的面白さの本質があります。その一方で、多岐にわたる応用研究が並行して進められてきたことも事実で、用途と要求性能を理解して使い分ければ期待以上の成果が得られることも多く、ここにポラス応用の工学的面白さがあります。もともとフィルター、断熱材、建材、濾過助剤、吸着剤などの用途が多かったポラス体も、現在では様々な特性を生かしてバイオリアクタ、ガス分離、電極、マイクロバブル生成、触媒などほぼ全ての分野で応用されています。本誌が対象とする伝熱分野でも、製品化で成功した事例として、最新のスマートフォンでも多用されるヒートパイプが挙げられます。まさに斬新なアイデアが、理論と精密なモノづくりにより具現化された最たる例と言えるでしょう。

近年、日本の精度の高いモノづくりは、制御された焼結技術、化学反応、更には3Dプリント技術などにより、非等方化を含む孔構造の空間制御や表面活性の担持、ナノポラス体の創生をも可能としています。すなわちポラス体が有する非常に高い潜在ポテンシャルを、我々の発想次第で無限に引き出せる新たなフェーズを迎えていることを意味しています。遊び心からの発想が未踏の性能を発現させることも大いに期待できるでしょう。その斬新な発想を具現化するには、先述のヒートパイプ開発のように、学術の探究と精緻なモノづくりの相乗効果が必要不可欠です。

本特集号では、ポラス体内伝熱・流動・物質輸送研究の最前線として、数値シミュレーション、複雑・複合現象、最新応用事例まで計8本もの論文を寄稿頂きました。いずれも今後新たなフェーズを迎えるポラス応用の基盤となり得る研究です。著者の先生方へ厚く御礼申し上げますとともに、本特集号が関連する研究者・エンジニアの一つのバイブルとなり、ポラス体を応用した新しい日本のモノづくりに貢献できれば最大の喜びです。

多孔質体内における熱・物質移動に関する数理モデルならびに応用研究
Mathematical models and applications on heat and mass transfer in porous media

佐野 吉彦 (静岡大学)
 Yoshihiko SANO (Shizuoka University)
 e-mail: sano.yoshihiko@shizuoka.ac.jp

1. はじめに

多孔質体とは無数の細孔を持つ構造体であり、熱機器に広く利用されている。一般的に、多孔質体内の伝熱を扱う際は、構造体の複雑さから微小構造体周りの伝熱に注目するのではなく、構造体を均質材料としてフィルタリングした、いわゆる“みかけの伝熱”に注目することが多い。しかし、本来の伝熱現象は微小構造体周りで生じており、微小構造体周りの伝熱が構造体全体の伝熱を支配する。ここに、多孔質体内伝熱の複雑さがある。

本稿で紹介する局所体積平均理論はこのジレンマを解消するために考案され、大きな空間に存在する微小構造体周りの伝熱に着目して、マイクロ場とマクロ場を数学的に連成する理論である[1-3]。この理論を活用することで、理論的に多孔質構造の伝熱モデルが作成でき、そのモデルは古くから使われてきた経験モデルと整合性をとれることが多い。

筆者はこれまで、局所体積平均理論を伝熱のみならず、バイオ工学、医療工学、食品工学などの学際分野へ、その応用を進めてきた。本稿では、まず、局所体積平均理論を活用した巨視的（みかけの）支配方程式の導出法を紹介するとともに、みかけの熱伝導率や多孔質体界面での熱伝達について言及する。さらに、局所体積平均理論の活用事例として、これまでの筆者の研究活動の中から太陽熱発電[4, 5]、コーヒーの抽出[6]、人工腎臓[7, 8]の研究を紹介する。

2. 理論

2.1 局所体積平均理論

局所体積平均理論の説明にあたり、図1に示す多孔質体内を連続的に流れる流れに注目し、流体と構造体の伝熱を考える。ここで、流体相と固体相では、以下のエネルギー式が成立するとする。

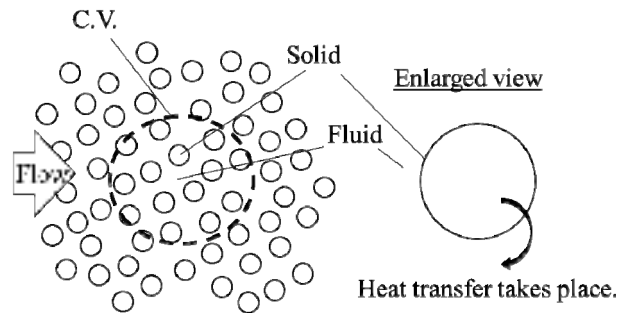


図1 多孔質体内伝熱とコントロールボリューム

流体相：

$$\frac{\partial \rho_f c_{pf} T}{\partial t} + \frac{\partial \rho_f c_{pf} u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_f \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (1)$$

固体相：

$$\rho_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_s \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_h \quad (2)$$

ここで、添え字の f と s は流体相と固体相を示す。多孔質体内の伝熱を解析するにあたり、全領域にて、上記の微視的なエネルギー式を計算できれば、局所体積平均理論は必要ない。しかし、無数の構造体から成る多孔質体では必然的にその計算コストが増え、直接計算は現実的ではなくなる。

そこで、局所体積平均理論の出番である。図1に示す多孔質体内に体積 V のコントロールボリューム C.V. を考え、従属変数 ϕ の実質平均量を以下で定義する。

$$\langle \phi \rangle^{phase} \equiv \frac{1}{V_{phase}} \int_{V_{phase}} \phi dV \quad (3)$$

ここで、 V_{phase} は C.V 内で各相が占める体積であり、流体の空間占有率 ε は気孔率と呼ばれる。

$$\varepsilon = V_{phase} / V \quad (4)$$

今、従属変数を実質平均量とその偏差に分解する。

$$\phi = \langle \phi \rangle^{phase} + \tilde{\phi} \quad (5)$$

スペースの都合上、局所体積平均理論の導出は他の専門書[1-3]に任せるが、局所体積平均理論では以下の諸法則が成立する。

$$\langle \phi_1 \phi_2 \rangle^{phase} = \langle \phi_1 \rangle^{phase} \langle \phi_2 \rangle^{phase} + \langle \tilde{\phi}_1 \tilde{\phi}_2 \rangle^{phase} \quad (6)$$

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right\rangle^{phase} = \frac{1}{\varepsilon_{phase}} \frac{\partial \varepsilon_{phase} \langle \phi \rangle^{phase}}{\partial x_i} + \frac{1}{V_{phase}} \int_{A_{int}} \phi n_i dA \quad (7)$$

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial t} \right\rangle^{phase} = \frac{\partial \langle \phi \rangle^{phase}}{\partial t} \quad (8)$$

ここで、 A_{int} は C.V.内の流体-固体界面の面積であり、 n_i は流体-固体界面における流体側から固体側へ向く法線方向の単位ベクトルである。

2.2 巨視的エネルギー式の導出

上記の局所体積平均理論の諸法則に則り、巨視的エネルギー式を導出する。エネルギー式(1)と(2)を図1のC.V.内で空間平均を施すと、以下の巨視的なエネルギー式を得ることができる。

流体相：

$$\begin{aligned} & \rho_f c_{pf} \varepsilon \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \rho_f c_{pf} \frac{\partial \varepsilon \langle u_j \rangle^f \langle T \rangle^f}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\varepsilon k_f \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x_j} + \frac{k_f}{V} \int_{A_{int}} T n_j dA - \rho_f c_{pf} \varepsilon \langle \tilde{u} \tilde{T} \rangle^f \right) \quad (9) \\ &+ \frac{1}{V} \int_{A_{int}} k_f \frac{\partial T}{\partial x_j} n_j dA - \frac{\rho_f c_{pf}}{V} \int_{A_{int}} u_j T n_j dA \end{aligned}$$

固体相：

$$\begin{aligned} & \rho_s c_s (1-\varepsilon) \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left((1-\varepsilon) k_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial x_j} - \frac{k_s}{V} \int_{A_{int}} T n_j dA \right) \quad (10) \\ &- \frac{1}{V} \int_{A_{int}} k_f \frac{\partial T}{\partial x_j} n_j dA + \frac{\rho_f c_{pf}}{V} \int_{A_{int}} u_j T n_j dA \end{aligned}$$

このエネルギー式は非熱平衡モデル (2 エネルギー式) であり、固体-流体間での熱交換が存在する。つまり、この非熱平衡モデルを解くことで、それ

ぞれの相の温度場を解析できる。一方、微細構造から成る多孔質体では、比表面積が大きく、流体-流体間では局所熱平衡状態となる。

$$\langle T \rangle = \langle T \rangle^f \cong \langle T \rangle^s \quad (11)$$

この仮定の下、式(9)と式(10)を整理すると、局所熱平衡下での巨視的エネルギー式を得る。

$$\begin{aligned} & (\varepsilon \rho_f c_{pf} + (1-\varepsilon) \rho_s c_s) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \rho_f c_{pf} \frac{\partial \varepsilon \langle u_j \rangle^f \langle T \rangle}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\varepsilon k_f + (1-\varepsilon) k_s \right) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \right. \\ & \quad \left. + \frac{k_f - k_s}{V} \int_{A_{int}} T n_j dA - \varepsilon \rho_f c_{pf} \langle \tilde{u} \tilde{T} \rangle^f \right) \quad (12) \end{aligned}$$

これは熱平衡モデルであり、解析対象に応じて非熱平衡モデルとの使い分けを推奨する。しかし、これら巨視的エネルギー式を解くには、面積積分項などにミクロスケールの情報が含まれており、次節以降に一般的なモデリングを紹介する。

2.3 みかけの熱伝導率

式(12)の右辺括弧内の第一項と第二項はみかけの熱伝導に関連する。第一項に示すみかけの熱伝導率は熱の伝わる方向に対して構造体が並列に並んだ際の有効熱伝導率を示す。一方、第二項目は構造体の迷路性を示し、第一項で得られた熱流束の補正を行う Tortuosity 項である。一般的に、みかけの熱伝導とは第一項と第二項の熱流束を合わせた伝熱であり、以下でモデリングをする。

$$k_{stag} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} = (\varepsilon k_f + (1-\varepsilon) k_s) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} + \frac{k_f - k_s}{V} \int_{A_{int}} T n_j dA \quad (13)$$

ここで、 k_{stag} は流体が静止しているときの淀み熱伝導率である。流体を連続体として多孔質構造を考えた場合、幾多の多孔質構造はあれど、その淀み熱伝導率の大きさは、最大値を示す並列モデルと最小値を示す直列モデルの間に存在する。

$$\text{並列モデル(最大): } k_{stag} = (\varepsilon k_f + (1-\varepsilon) k_s) \quad (14)$$

$$\text{直列モデル(最小): } k_{stag} = \left(\frac{\varepsilon}{k_f} + \frac{1-\varepsilon}{k_s} \right)^{-1} \quad (15)$$

また、淀み熱伝導率を理論的に求めることは可能であり、発泡多孔質体などの三次元格子構造では、Summation law[9]よりその淀み熱伝導率は以下で

与えられる。

$$k_{stag} = \frac{(1-\varepsilon)}{3} k_s + \frac{(2+\varepsilon)}{3} k_f \quad (16)$$

一方、非熱平衡モデルを使用する場合は、淀み熱伝導率を固体相と流体相で以下のように分解する必要がある。

$$\text{固体側： } k_{stag,s} = (1-\varepsilon^*) k_s \quad (17)$$

$$\text{流体側： } k_{stag,f} = \varepsilon^* k_f \quad (18)$$

ここで、 ε^* は有効気孔率であり、以下で定義される[10]。

$$\varepsilon^* \equiv \frac{k_s - k_{stag}}{k_s - k_f} \quad (19)$$

なお、多孔質体構造によっては、淀み熱伝導率が異方性を示す構造もあるので注意を要する。

2.4 機械的分散係数

式(9)の右辺括弧内の第三項は機械的分散に関連する。多孔質体内に流れが生じると、流体は構造体を通り抜ける際に機械的に混合される。図2に多孔質体の有無における流体中のインクが広がるイメージを示す。多孔質体内の流れでは機械的分散により、多孔質体がない場合に比べて、流れ方向およびその垂直方向にインクは拡散する。そこで、機械的熱分散項は拡散係数の上昇として、勾配拡散に基づき以下でモデリングする。

$$k_{dis} \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x_j} = -\varepsilon \rho_f c_{pf} \langle \tilde{u}_j \tilde{T} \rangle^f \quad (20)$$

ここで、 k_{dis} は機械的分散係数である。粒子充填層では、流れ方向の機械的分散係数は流速に比例することが知られている[11]。

$$\frac{k_{disx}}{k_f} = 0.5 \left(\frac{\varepsilon \langle u \rangle^f d_p}{\alpha_f} \right) \quad (21)$$

ここで、 d_p は粒子径である。この機械的分散係数は流れが遅い場合では無視できるが、流れが速くなるとその値は決して無視できない大きさとなる。また、機械的分散係数には方向性があり、流れに沿う成分 k_{disx} はそれに垂直な成分より大きく、構造体にもよるが、その値は10~20倍の差が生じることが知られている[10]。

Effect of Mechanical Dispersion on Diffusion

Pure flow



Flow through porous media

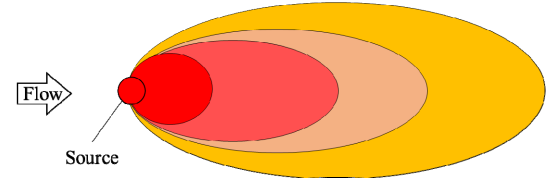


図2 インクの拡散から見た機械的分散の効果

2.5 多孔質界面の熱伝達率

式(9)と式(10)の右辺第二項は流体-固体界面での熱伝達に関連しており、界面での熱流束の連続性を保証している。そのため、この項はニュートンの冷却則より、以下でモデリングをする。

$$a_{sf} h_f (\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f) = \frac{1}{V} \int_{A_m} k_f \frac{\partial T}{\partial x_j} n_j dA \quad (22)$$

ここで、 a_{sf} と h_f は比表面積と界面熱伝達率である。界面熱伝達率は構造体で様々な表現式が提案され、粒子充填層ではWakaoの式が知られている[12]。

$$\frac{h_f d_p}{k_f} = 2 + 1.1 \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{\varepsilon \langle u \rangle^f d_p}{\alpha_f} \right)^{0.6} \quad (23)$$

一方、発泡金属体では界面熱伝達率が流速に比例する報告[13]があり、伝熱促進材料として期待されている。なお、複雑な構造体では、比表面積の計測が困難であり、界面熱伝達率の代わりに体積熱伝達率 $h_v (= a_{sf} \times h_f)$ を使用する場合がある。また、固体の熱抵抗を加味した総括熱伝達率を使用する場合もあるので解析対象に応じて選択する。

2.6 浸み出し流れによる熱輸送

式(9)と式(10)の右辺第三項は流体-固体界面を通過する流体の浸み出しによる熱の流入出を示している。Sano and Nakayamaは流体-固体界面を通過する単位体積あたりの染み出し流量 ω を採用し、この項を以下でモデリングした[8]。

$$\rho_f c_{pf} \omega \langle T \rangle^f = \frac{1}{V} \int_{A_m} \rho_f c_{pf} u_j T n_j dA \quad (24)$$

2.7 非熱平衡モデルと熱平衡モデル

ここまでで紹介したモデルに基づき、非熱平衡モデルを以下で書き改める。

流体層：

$$\begin{aligned} & \rho_f c_{pf} \varepsilon \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \rho_f c_{pf} \frac{\partial \varepsilon \langle u_j \rangle^f \langle T \rangle^f}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\varepsilon^* k_f + \varepsilon k_{dis_k}) \frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x_k} \right) - \rho_f c_{pf} \omega \langle T \rangle^f \\ & - a_{sf} h_f (\langle T \rangle^f - \langle T \rangle^s) \end{aligned} \quad (25)$$

固体相：

$$\begin{aligned} (1 - \varepsilon) \rho_s c_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left((1 - \varepsilon^*) k_s \frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial x_k} \right) \\ &+ \rho_f c_{pf} \omega \langle T \rangle^f - a_{sf} h_f (\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f) \end{aligned} \quad (26)$$

また同様に、熱平衡モデルは以下で与えられる。

$$\begin{aligned} (\varepsilon \rho_f c_{pf} + (1 - \varepsilon) \rho_s c_s) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} &+ \rho_f c_{pf} \frac{\partial \varepsilon \langle u_j \rangle^f \langle T \rangle}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left((k_{stag} + \varepsilon k_{dis_k}) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_k} \right) + (1 - \varepsilon) S_h \end{aligned} \quad (27)$$

以上が、局所体積平均理論による多孔質体の巨視的エネルギー式の導出法である。

3. 応用研究

3.1 太陽熱発電への応用

タワー型太陽熱発電とは太陽光追尾型反射鏡で太陽光をレシーバーに集光させ、空気を加熱して発電用蒸気を作る発電法である(図3参照)。そのレシーバーは高い熱交換性能が要求され、SiC 発泡多孔質体が導入されている。Sanoらは局所体積平均理論を活用して、レシーバーの一次元伝熱解析を実施した[4, 5]。この解析では、前述のみかけの熱伝導、迷路性、機械的熱分散、熱伝達に加え、流体の圧縮性、輻射熱を加味して計算を行った。

レシーバー内の流体相と固体相は局所非熱平衡状態として、低マッハ数近似の下で空間平均を施し、巨視的な運動量の式 (Forchheimer-Darcy 則) とエネルギー式を導いた。

$$-\frac{d\langle p \rangle^f}{dx} = \frac{R}{\langle p \rangle^f} \left(\frac{\langle \mu \rangle^f}{K} G + bG^2 \right) \langle T \rangle^f \quad (28)$$

$$\begin{aligned} & c_p G \frac{d\langle T \rangle^f}{dx} \\ &= \frac{d}{dx} \left(\varepsilon^* \langle k_f \rangle^f + \varepsilon k_{dis_{xxx}} \right) \frac{d\langle T \rangle^f}{dx} - h_v (\langle T \rangle^f - \langle T \rangle^s) \end{aligned} \quad (29)$$

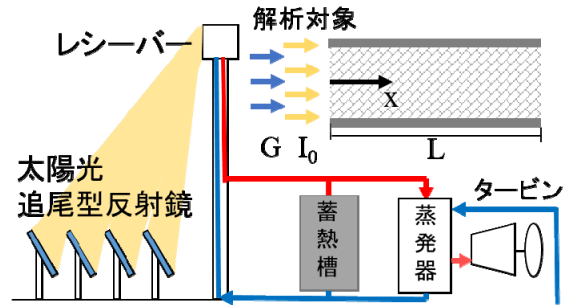


図3 タワー型太陽熱発電と解析対象

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left((1 - \varepsilon^*) k_s + \frac{16\sigma}{3\beta} (\langle T \rangle^s)^3 \right) \frac{d\langle T \rangle^s}{dx} \\ & - h_v (\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f) = 0 \end{aligned} \quad (30)$$

ここで、 G 、 K 、 b はそれぞれ質量流量、透過率、Forchheimer 係数である。また、 β と σ は吸収係数と Stephan-Boltzmann 定数であり、放射熱流束は Rosseland 近似を採用した。なお、粘性係数および空気の熱伝導率は Maxwell 近似を採用し、その温度依存性を考慮した。

式(28-30)には厳密解が存在し、Sanoらはレシーバー内の流体相と固体相の温度分布およびレシーバー効率の厳密解を導出した(詳細は[4]を参照)。図4は厳密解より得られた温度場を示す。非熱平衡モデルを採用したことにより、レシーバー内の非熱平衡から熱平衡に至る温度場を解析できていることが分かる。また、Sanoらはこの解析解に基づき、レシーバーの最適構造設計法も提案した[5]。

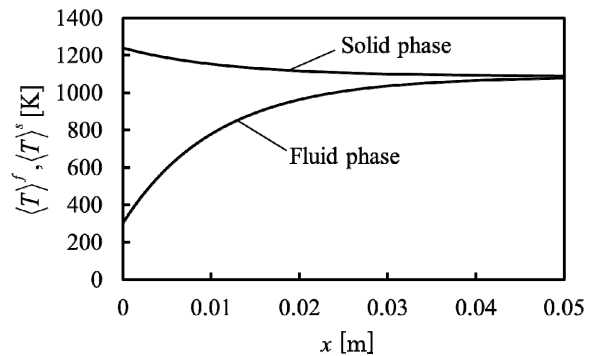


図4 レシーバー内の温度分布

3.1 コーヒー抽出への応用

コーヒーの抽出過程は、コーヒー豆層に注ぎ込まれた熱水がコーヒー豆粒子層を通過する間に生じる物質移動である。Sanoらは局所体積平均理論を活用して、コーヒー抽出の物質移動を再現する巨視的支配方程式群を導出し、家庭用抽出器にお

けるコーヒー抽出の厳密解を導出した[6]. この解析では、熱と物質移動の相似性を活かし、巨視的物質移動の式を以下で与えた.

$$\varepsilon \frac{\partial \langle c \rangle^f}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle c \rangle^f}{\partial x_j} \quad (31)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\varepsilon^* D_f \frac{\partial \langle c \rangle^f}{\partial x_j} + \varepsilon D_{dis} \frac{\partial \langle c \rangle^f}{\partial x_j} \right) - a_{sf} h' (\langle c \rangle^f - \langle c \rangle^s)$$

$$(1-\varepsilon) \frac{\partial \langle c \rangle^s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((1-\varepsilon^*) D_s \frac{\partial \langle c \rangle^s}{\partial x_j} \right) - a_{sf} h' (\langle c \rangle^s - \langle c \rangle^f) \quad (32)$$

ここで、 D と h' は拡散係数と物質移動係数である. 家庭用の少量抽出器では、抽出器内で濃度分布が生じにくいことから、上記の物質移動の式を抽出器内で積分し、さらに、コーヒー豆体積 V に対してお湯流量 Q を供給した際の、抽出時間 t に対する抽出器から排出されるコーヒーの成分濃度 \bar{c}_f の厳密解を以下として導出した.

$$\frac{\bar{c}_f - c_{fin}}{\bar{c}_{f0} - c_{fin}} = \exp\left(-\lambda \frac{Q}{V} t\right) \quad (33)$$

ここで、抽出速度因子 λ およびその関数に含まれる無次元数 Ca は以下で与えられる.

$$\lambda = \frac{(\varepsilon Ca + 1) - \sqrt{(\varepsilon Ca + 1)^2 - 4\varepsilon^2 Ca}}{2\varepsilon} \quad (34)$$

$$Ca = \frac{a_{sf} h' V}{\varepsilon(1-\varepsilon)Q} \quad (35)$$

無次元数 Ca 内に含まれる V : コーヒー豆の使用量, Q : お湯流量, a_{sf} : 豆粒径, h' : 豆周りの流速, ε : ダンピングに対応し, Sano らはこの無次元数はコーヒー抽出過程を支配する無次元数として“Café Number”と命名した. また、極細挽き豆を使用するエスプレッソ抽出では抽出速度因子 λ は 1 に漸近する. そのため、上記のモデルはエスプレッソコーヒーにも適用できる.

図 5 はドリップコーヒー抽出での理論と実験で得られたカフェイン酸濃度のフラクション経時変化を示す. 本解析解は実験結果を良好に再現しており、局所体積平均理論を活用することで、食品の抽出過程を解析できることが分かった. また、Sano らはドリップコーヒーのみならず、浸漬抽出や工場抽出での解析法も提案しており、既に、実用化が進んでいる.

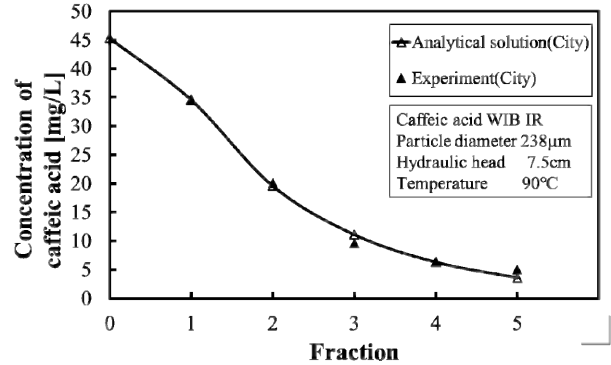


図 5 ドリップ抽出のカフェイン酸濃度の経時変化

3.2 人工腎臓への応用

人工透析は腎臓の機能を人工的に代替する医療行為である. ダイアライザーと呼ばれる人工腎臓が用いられ、その構造は中空糸状の透析膜が数千本充填されている (図 6 を参照). 人工透析の血液浄化過程は、中空糸内側を流れる血液と外側を流れる透析液との物質移動であり、拡散と限外濾過に基づき血中毒素が透析液側へ排出される.

Sano らは、ダイアライザーを血液、透析液、透析膜相から成る多孔質体と捉え、局所体積平均理論を活用して血液浄化過程の解析解や治療条件の選定法を提言してきた[7, 8]. この解析では、多孔質体は 3 つの相で構成され、透析膜を介した浸み出し流れがある点がこれまでとは異なる.

それぞれの相の体積分率の下、ダイアライザー内を空間平均すると、人工透析における巨視的支配方程式群を得ることができる. なお、ダイアライザーの構造上、血液浄化過程は血液と透析液の対向流下での一次元的な物質移動と考えることができる. そこで、本稿では、人工透析の血液浄化過程を示す一次元解析モデルを紹介する.

連続の式:

$$\frac{d\varepsilon_b \langle u \rangle^b}{dx} = -\frac{d\varepsilon_d \langle u \rangle^d}{dx} = -\omega = -a_b L_p (\langle p \rangle^b - \langle p \rangle^d) \quad (36)$$

運動量の式:

$$-\frac{d\langle p \rangle^b}{dx} - \frac{\mu}{K_b} \varepsilon_b \langle u \rangle^b = 0 \quad (37)$$

$$-\frac{d\langle p \rangle^d}{dx} - \frac{\mu}{K_d} \varepsilon_d \langle u \rangle^d = 0 \quad (38)$$

物質移動の式：

$$\frac{d}{dx} \varepsilon_b \langle u \rangle^b \langle c \rangle^b = -a_b h'_b (\langle c \rangle^b - \langle c \rangle^m) - \omega \langle c \rangle^b \quad (39)$$

$$\frac{d}{dx} \varepsilon_d \langle u \rangle^d \langle c \rangle^d = -a_d h'_d (\langle c \rangle^d - \langle c \rangle^m) + \omega \langle c \rangle^m \quad (40)$$

$$a_b h'_b (\langle c \rangle^b - \langle c \rangle^m) + a_d h'_d (\langle c \rangle^d - \langle c \rangle^m) + \omega (\langle c \rangle^b - \langle c \rangle^m) = 0 \quad (41)$$

ここで、添え字の b, d, m は血液、透析液、膜相を示す。また、連続の式内の L_p は膜透過係数であり、圧力差で浸み出し流れが生じる。すなわち、連続式の右辺はゼロにはならず、浸み出し流れによる流速の変化を解析できる。また、物質移動の式では拡散と限外濾過の物質移動を考慮していることが分かる。

Sano らはダイアライザー内の速度分布および濃度分布を理論的に明らかにした（詳細は[9]を参照）。図7はその速度分布および濃度分布を示し、妥当性は臨床結果より確かめている。以上より、局所体積平均理論を活用することで、3相以上の多孔質体でも十分に解析できることが分かった。

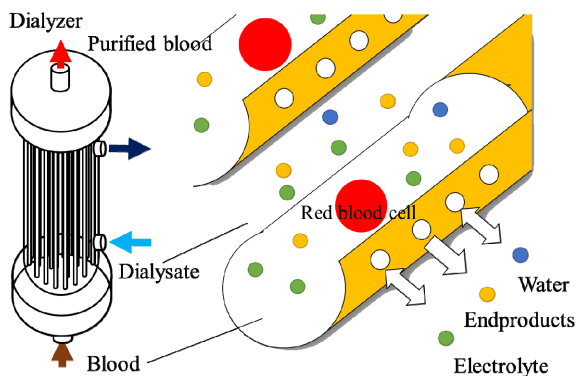


図6 人工透析における物質移動現象

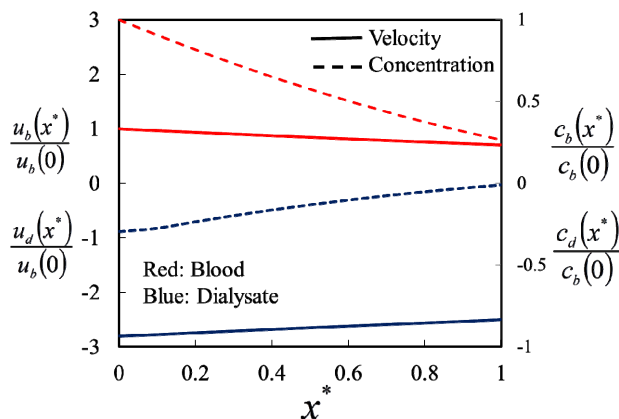


図7 ダイアライザー内の速度分布と濃度分布

4. おわりに

多孔質体機器の設計・開発において、度々、その内部の熱・物質移動をブラックボックス化して、多孔質体の出入口の情報のみを扱うケースを見かける。本稿で紹介した局所体積平均理論は多孔質体の内部にスポットライトを当て、設計・開発を容易にする。本稿では触れていないが、数値解析を活用することで、みかけの熱伝導率などの巨視的モデル定数を同定することができ、理論的側面より新たな多孔質体が日々開発されている。もし多孔質体の熱流動解析の機会があれば、局所体積平均理論の活用を検討されては如何であろうか。

謝辞

執筆に当たりアドバイスを下さった静岡大学の中山顕教授・桑原不二郎教授に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Cheng, P., *Advances in Heat Transfer* 14, Academic Press, New York, (1978).
- [2] Vafai, K., and Tien, CL., *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 24 (1981) 195-203.
- [3] Nakayama, A., *PC-aided numerical heat transfer and convective flow*, CRC Press, (1995).
- [4] Sano, Y. et al., *ASME TRANS. J. Solar Energy Eng.*, **134-2** (2011) 021006.
- [5] Sano, Y. and Iwase, S., *Open Journal of Heat, Mass and Momentum Transfer*, **1** (2013) 1-12.
- [6] Sano, Y. et al., *Journal of Food Engineering*, **263** (2019) 1-12.
- [7] Sano, Y. and Nakayama, A., *ASME TRANS. J. HEAT TRANSFER*, **134** (2012) 072602-11.
- [8] Sano, Y., *Interdisciplinary Information Sciences*, **22-2** (2016) 215-227.
- [9] Bai, X. and Nakayama, A., *Applied Thermal Engineering*, **160** (2019) 114011.
- [10] Yang, C. and Nakayama, A., *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **53** (2010) 3222-3230.
- [11] Yagi, S. and Kunii, D., *AIChE Journal*, **6** (1960) 97-104.
- [12] Wakao, N., and Kauei, S., *Gorden & Breach Sci. Pub.*, N.Y. (1982).
- [13] Fu, X. et al., *Experimental Thermal and Fluid Science*, **17** (1998) 285-293.

多孔体界面乱流のスケーリング Scaling Turbulence Over Porous Media

須賀 一彦 (大阪府立大学)

Kazuhiko SUGA (Osaka Prefecture University)

e-mail: suga@me.osakafu-u.ac.jp

1. はじめに

多孔体は、比表面積が大きいので多くの工業製品に活用されていることは周知であるが、多孔体内部の流れもさることながら、その界面流動についても分かっていることは限られている。多孔体は種類や構造が多岐にわたり、複雑で構造パラメータも多いため、そもそも多孔体界面流動に統計的な規則性や秩序構造があるのかという疑問もある。そこで、筆者らは特に高空隙率多孔体の界面乱流に注目し、系統的な計測と数値解析を実施することで、多孔体界面乱流の特性を明らかにし、その規則性と規格化パラメータを見出そうと努力してきた。したがって、本稿では筆者らの研究[1-10]で明らかになったことを中心に述べるとともに今後の研究について展望する。

2. 多孔体流れの数学的記述

2.1 相平均と多孔体パラメータ

多孔体界面流れを扱う場合でも、当然だが多孔体内部の流れを考慮しなければならない。統計的には、図 1 に示すような REV (Representative Elementary Volume) と呼ばれる多孔体の特徴構造を最小限含む領域での体積平均が基本である。ここでは ΔV による全相平均と ΔV_f による流体相平均が定義され、変数 ϕ の流体相平均は

$$\langle \phi \rangle^f = \frac{1}{\Delta V_f} \int_{\Delta V_f} \phi dv, \text{ Dispersion: } \tilde{\phi} = \phi - \langle \phi \rangle^f \quad (1)$$

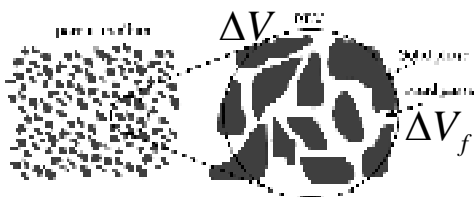


図 1 多孔体の REV (Representative Elementary Volume)

と定義される。そして、空隙率を $\phi = \Delta V_f / \Delta V$ として全相平均は $\langle \phi \rangle = \phi \langle \phi \rangle^f$ と表される。

つぎに重要なパラメータである透過率は Darcy–Forchheimer 方程式[11]

$$\langle u_i \rangle = -\frac{K_{ij}}{\mu} \frac{\partial \langle p \rangle^f}{\partial x_j} - F_{ij} \langle u_i \rangle \quad (2)$$

からテンソル量 K_{ij} と定義され、Forchheimer テンソルは $F_{ij} = \rho C_{ij}^f |\langle \mathbf{u} \rangle| / \mu$ と係数テンソル C_{ij}^f を用いて表される。

2.2 二重平均方程式

統計平均する際、流れの変数にはレイノルズ平均と体積平均を重ねて行う二重平均[11]

$$\overline{\langle \phi \rangle^f} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{1}{\Delta V_f} \int_{\Delta V_f} \phi dv \right) dt \quad (3)$$

が施される。ここで、揺動しないリジッドな多孔体の場合、平均操作の順序は問われない、つまり $\overline{\langle \phi \rangle^f} = \langle \overline{\phi} \rangle^f$ である。したがって、N-S 方程式に二重平均を施した DANS (Double Averaged N-S) 方程式は、均質な多孔体に対し

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi \langle \bar{u}_k \rangle^f}{\partial x_k} &= 0, \\ \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle^f}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle^f \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle^f}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle^f}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i \rangle^f}{\partial x_j^2} \\ -\frac{1}{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\phi \left(\underbrace{\langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle^f}_{\text{分散応力}} + \underbrace{\langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle^f}_{\text{空間平均Re応力}} \right) \right] &- \bar{f}_i \end{aligned} \quad (4)$$

となる。ここで抗力 f_i は体積平均から生じる項で、分散応力、空間平均レイノルズ応力とともにモデル化の対象となる[3]。なお、本稿では、 $U = \bar{u}$ のように変数の大文字をレイノルズ平均量、面平均量を体積平均と区別して $[\phi], [\phi]^f$ と記述する。

3. 多孔体界面乱流の平均速度分布

3.1 滑り速度と摩擦係数

多孔体は、表面に空孔（ポア）が露出している
ので、多孔体界面には平均速度に滑りが現れる。
図 2 は大きなポア径を持つ $\phi = 0.7$ の非等方多孔
体層 ($\phi_{xy} = 0.08$) を底面に敷いた高さ H のチャンネル
内平均速度分布の計測結果を示すものである[7].
(ここで $\phi_{\alpha\beta} = \sqrt{K_{\alpha\alpha} / K_{\beta\beta}}$ である.) 図 2(a) で滑り速
度 (多孔体界面 $y=0$ 上に外挿した速度) に着目す
ると、層流では極めて小さいが、乱流に遷移後
($Re_b \geq 3600$) の分布では大きな値を示す一方、顕
著なレイノルズ数の影響はみられないことが分か
る。滑り速度は多孔体の構造、主に空隙率によ
って変化するが、少なくとも等方、非等方の構造を
問わず、空隙率 0.7~0.8 の 8 種類の多孔体の計測
[1,7,9] では、常に同様の傾向が観察されている。
このように、空隙率の大きな多孔体層では界面
に大きな滑り速度があるにもかかわらず、図 3 に
示すように $\phi_{xy} > 1.0$ の非等方であっても滑面平板

に比べてはるかに大きな摩擦抵抗を示すとともに
乱れも大きい[8]. (図 3 中の透過率レイノルズ数
 Re_K については後述.)

3.2 対数速度分布

図 2(b) に示すような多孔体界面上速度分布の対
数速度分布を議論する際、図 2(c) にその定義を
図示する原点シフト量 d と粗さスケール h を用いた

$$[U]^{p+} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y+d}{h} \right) \quad (5)$$

が用いられる。ここで多孔体界面上の摩擦速度を
 u_τ^p として、 $[U]^{p+} = [U] / u_\tau^p$ である。図 2(b) 中の赤
線は式(5)の速度分布へのフィッティングを示し
ている。こうすることで計測された速度分布から
対数則パラメーター d, h, κ を得ることができる。
これらパラメーターが多岐にわたる流れ場におい
て何で整理できるか議論が重ねられてきた。当初
は透過率 $K = K_{kk} / 13$ を基準にした透過率レイノル

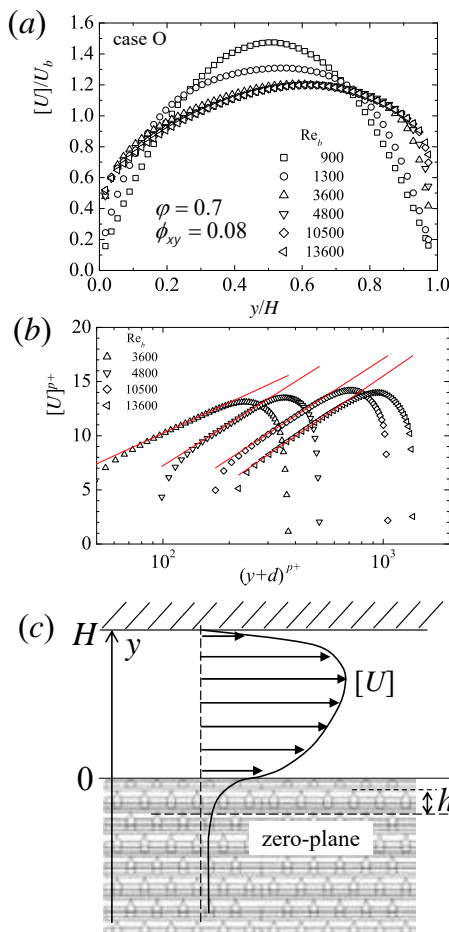


図 2 多孔体チャンネル内平均速度分布の計測結果

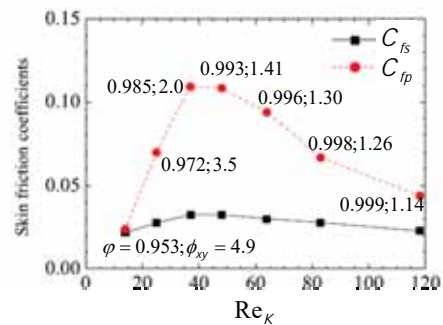


図 3 多孔体チャンネル DNS の摩擦係数: 多孔体
界面 C_{fp} , 平板 C_{fs}

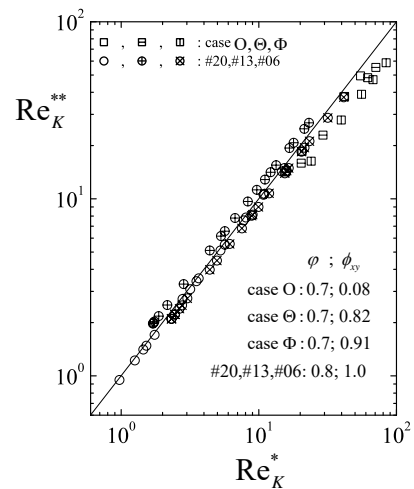


図 4 一般化透過率レイノルズ数とポアレイノ
ルズ数の相関

ズ数 $Re_K (= u_r^p \sqrt{K} / \nu)$ と相関があると報告された [1,5,13]. これらの議論は透過率テンソルに方向性のない $K_{xx} = K_{yy} = K_{zz}$ の等方多孔体についての結果であり、非等方多孔体では修正が必要である [7].

抗力は、粘性抵抗と形状抗力の和として

$$f_i = \phi \nu K_{ij}^{-1} \langle u_j \rangle^f + \phi \nu K_{ik}^{-1} F_{kj}^{-1} \langle u_j \rangle^f \quad (6)$$

と表すが [11], 体積平均レイノルズ応力項の輸送方程式 (本稿では示さない) には抗力項などの多孔体パラメーターを含む項は現れない [3]. したがって、乱流時に多孔体内部の透過率が平均速度分布に直接影響を与えるのは、式 (4) 中の抗力項

$$\bar{f}_x = \phi \nu K_{xx}^{-1} \langle \bar{u}_x \rangle^f + K_{xx}^{-1} \left\{ C_{xx}^F \left(\langle \mathbf{u} \rangle \langle \bar{u}_x \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle' \langle u_x' \rangle \right) + C_{xy}^F \langle \mathbf{u} \rangle' \langle u_y' \rangle \right\} \quad (7)$$

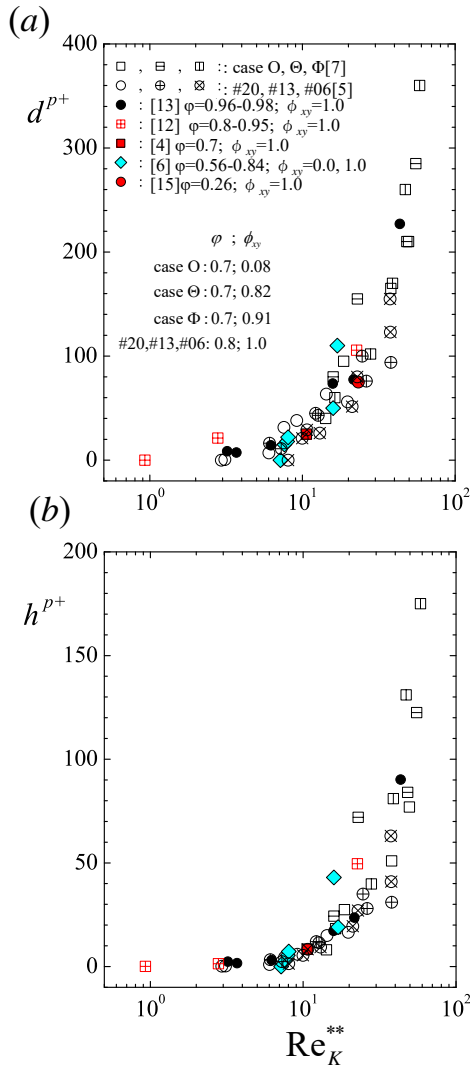


図5 対数則パラメーター

を介してであることが分かる。したがって、主流方向透過率 K_{xx} が主として影響していることになり、透過率レイノルズ数は $Re_{K_{xx}} (= u_r^p \sqrt{K_{xx}} / \nu)$ と修正すべきことが理解できる。このことは、乱れの大きさが主流方向透過率に依存して大きくなることにも対応している [7]. さらに、空隙率の影響を加味するため、Kozeny-Carman 方程式および Darcy 方程式から導き出される多孔体長さスケールを Macdonald らの実験式 [14] で修正した

$$d_{Kx} = [\{180(1-\phi)^2 / \phi^3\} K_{xx}]^{1/2} \quad (8)$$

を代表スケールにした一般化透過率レイノルズ数 $Re_K^* = u_r^p d_{Kx} / \nu$ を用いれば非等方多孔体を含めた多くの多孔体界面乱流の対数則パラメーターが整理できることが分かった [7].

しかしながら、 d_{Kx} は、堅穴が多数空いているような多孔体や深い溝を持った d 型粗面のような流れ方向の透過率 K_{xx} がゼロの多孔体では、値がゼロとなって代表スケールを表現できない。そこで、筆者らはそのような多孔体でも整理できる代替パラメーターの探索を行った結果、図 4 に示すように多孔体空孔径の流れ方向径 D_{px} を用いたポアレレイノルズ数 $Re_K^{**} = cu_r^p D_{px} / \nu$ が Re_K^* と 100 以下の範囲で強い相関を持つことが分かった [7]. ここで、 $Re_K^{**} = Re_K^*$ を与える係数は $c=1/3.8$ である。このポアレレイノルズ数と原点シフト量 d と粗さスケール h の関係は、図 5 に示されるように他者の計算 [12] や実験 [13,15] を含めて、等方多孔体の場合 [4,5,6,12,13,15] も非等方多孔体の場合 [6,7] も関係なく強い相関が見られる。

いっぽう、カルマン定数は図 6 に示されるように多くの場合、0.4 を大きく下回るが、 Re_K^{**} との

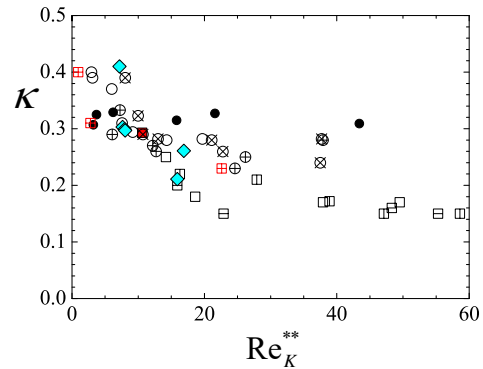


図6 カルマン定数；記号は図5(a)参照

相関は d や h ほど強くない。これは図 2(c)に分かるように d や h が多孔体層表面下のパラメータであるのに対し、 κ が乱流境界層の混合長 κy の係数であることから、界面より上方では、透過率などの多孔体パラメータの影響は弱いと考えるのが妥当である。

4. 多孔体界面乱流の構造

4.1 ケルビン-ヘルムホルツ不安定波

多孔体界面流れでは、平均速度分布が図 2(c)に図示するように界面下で変曲点を持つことから不安定化し、良く知られたケルビン-ヘルムホルツ (KH) 不安定による渦が生成される。図 7 に格子ボルツマン法を用いた直接数値解析 [4] による圧力場の POD モードを示すように、この渦はスパン方向に広がるロール渦を形成しながら流れて行き、

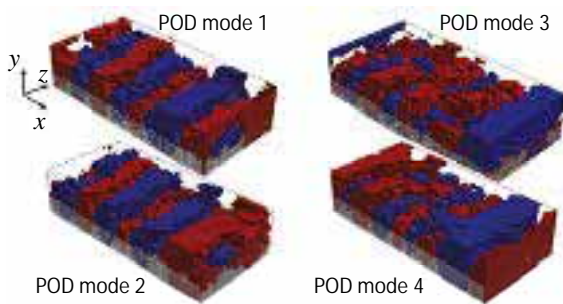


図 7 多孔体界面乱流 DNS における圧力場の POD モード； $\phi = 0.71, \phi_{xy} = 1.0$

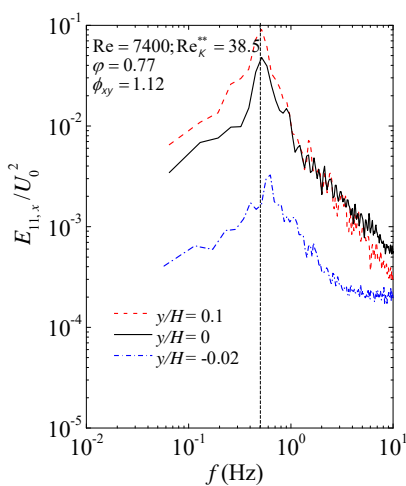


図 8 多孔体界面乱流のパワースペクトル分布の計測結果 (ピーク値に対応するのが KH 波の周波数と考えられる)

横波となって観察される。

この波の特徴は、井桁構造のような整った構造の場合、実験においても図 8 のようにパワースペクトルからも明瞭に観察できる [9]。しかし、一般には変動速度の主流方向 2 点相関から得ることができる。図 9 に波長 λ_x^{p+} と摩擦レイノルズ数

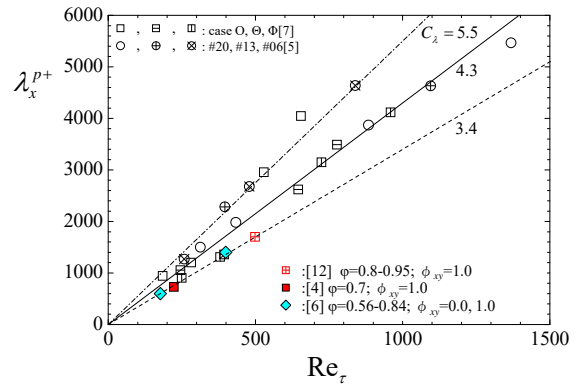


図 9 KH 波の波長と摩擦レイノルズ数

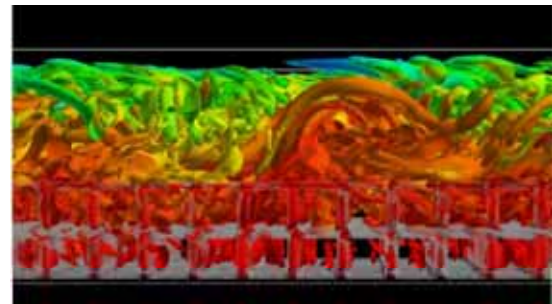


図 10 DNS による速度勾配第 2 不変量； $\phi = 0.84, \phi_{xy} = 1.0$

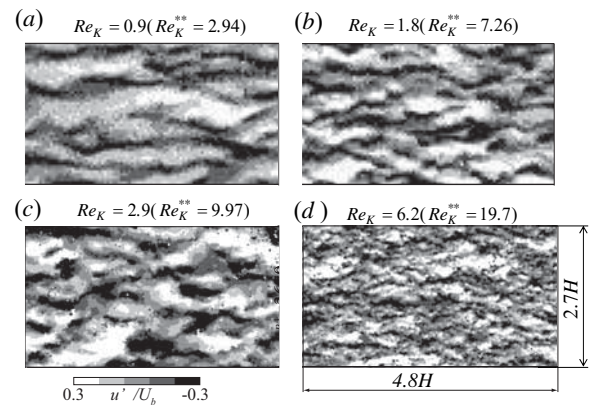


図 11 多孔体の界面上 ($y^{p+} = 20$) の変動速度分布の計測結果； $\phi = 0.8, \phi_{xy} = 1.0$

$Re_\tau = u_\tau^* \delta / \nu$ との相関を示す。発達混合層の KH 波の波長は、 $C_\lambda = \lambda_x / \delta$ が $3.5 \leq C_\lambda \leq 5$ の値であると報告[16]されているが、図 9 では等方多孔体の場合[4,5,12]も非等方多孔体の場合[6,7]も混在して $C_\lambda = 3.4 - 5.5$ の間に集約されており、概して発達混合層と同じ特徴を示すことが分かる[7].

4.2 縦渦構造

多孔体界面上でも図 10 に示すように固相の端から縦渦が成長する[10]. しかし, KH 波と干渉し, 波に乗って上方に巻き上げられたり, 多孔体の中に押し込められたりするので, 流れ方向に細く伸びたストリーク構造は成長しにくい[2]. そこで一定の高さで輪切りにすると, 図 11 のように, レイノルズ数が大きくなっていくにつれてストリーク的な縞模様はかき消されて検知されなくなる[5].

そこでこの縦渦の幅について, よく知られた平板チャネル/境界層のものとは比べたのが, 図 12 である. 計測で得られた平板チャネルのストリーク間隔 λ_z と文献[17]のデータは $(y+d)^{p^+} \approx 30$ まで $\lambda_z \approx 100$ であるが, 壁から離れるに従い一本の曲線に乗って大きくなっていく. いっぽう, 多孔体界面においても $(y+d)^{p^+} \approx 200$ まで平板のデータと重なった分布を示すが, その後間隔は極端に大きく広がり, 秩序だった縞構造は維持されていないと考えられる.

5. まとめと今後の展望

本稿で多孔体界面乱流に規則性や秩序構造があるのかという疑問については, 少しは回答できたのではないと思う. まとめると, 多孔体界面での流れは, 平均速度には大きな滑り速度が生じるが, 一般に KH 波によって乱れは, 大きく成長し, 摩擦抵抗は滑面のそれに比べてかなり大きく, 乱れの大きさは流れ方向の透過率に依存する. そして, スケーリングについて言えることは,

- (1) 多孔体界面での滑り速度は乱流ではかなり大きく, 空隙率が 0.7 を超える場合, バルク速度の 3~4 割にも達する. しかし, 乱流ではこの割合のレイノルズ数依存性はないか, もしくは低い.
- (2) 平均速度分布を片対数軸で示した対数速度分布のパラメーターの中で, 原点シフト量 d と粗さスケール h は, 主流方向透過率を長さスケールの基準とした一般化透過率レイノルズ

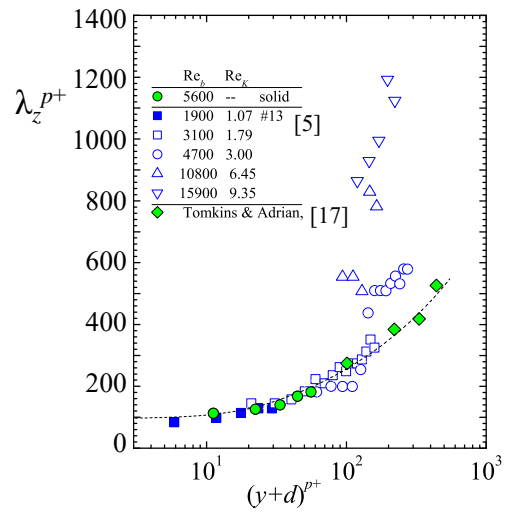


図 12 縦渦の間隔; $\phi = 0.8, \phi_{xy} = 1.0$

数 Re_κ^* もしくはポアレレイノルズ数 Re_κ^{**} との相関が強く, スケーリングできるが, カルマン定数 κ に関しては相関が強いとは言えない.

これは, κ が乱流境界層における混合長のパラメーターであることから, 界面より離れるにしたがい, 透過率などの多孔体パラメーターの支配は及ばないと考えられるからである.

- (3) 多孔体界面に成長する KH 不安定波の特性は, 多孔体の構造パラメーターとは相関がないように見え, 境界層厚さでスケリングした場合, 発達混合層の波長とほぼ同じ範囲に分布する.
- (4) 多孔体界面でも縦渦は生成されるが, KH 波との干渉により, 長く伸びたストリーク構造は形成されにくい. しかし, 生成される縦渦の幅は平板境界層のそれと同程度であり, ここでも多孔体の構造の影響は見られない.

多孔体の界面乱流では, 滑りがあっても通常は乱れが大きくなり, 摩擦抵抗は増える. しかし, 非等方多孔体で主流方向の透過率をかなり大きく ($\phi_{xy} \gg 1.0$) 設定した数値解析では, 摩擦抵抗が劇的に低減したとの報告もある[18]. 残念ながら, そこでは多孔体内流動はモデル化・簡略化されて厳密な流れ場は解かれていない. そこで多孔体内構造も全て解像した厳密な DNS で $\phi_{xy} > 1.0$ の条件を筆者らも議論したが[8], $\phi_{xy} \gg 1.0$ の条件だけでは図 3 に示されるように摩擦抵抗は増大する.

乱れと摩擦抵抗増大の主要因は、KH 波の成長であると考えられる。そこで、KH 波を抑制し、乱流摩擦抵抗を減少させる条件を線形安定性解析と数値計算で検討した研究も行われている[19]。そこで提案された条件は、 $\phi_{xy} > 1$, $\phi_{xz} > 1$, かつ Re_{Ky} ($= u_{\tau}^p \sqrt{K_{yy}} / \nu$) が 0.38 以下であるが、 Re_{Ky} があまりにも小さく、実際に乱流で達成できる条件か疑問が残る。しかし、筆者らは多孔体の構造に何らかの工夫を施して、KH 波の成長を抑制することができれば、乱流抵抗を制御できるのではないかと期待している。

参考文献

- [1] Suga, K., Matsumura, Y., Ashitaka, Y., Tominaga, S. and Kaneda, M., Effects of wall permeability on turbulence, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **31** (2010) 974-984.
- [2] Suga, K., Mori, M. and Kaneda, M., Vortex structure of turbulence over permeable walls, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **32** (2011) 586-595.
- [3] Kuwata, Y. and Suga, K., Progress in the extension of a second-moment closure for turbulent environmental flows, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **51** (2015) 268-284.
- [4] Kuwata, Y. and Suga, K., Lattice Boltzmann direct numerical simulation of interface turbulence over porous and rough walls, *Int. J. Heat Fluid Flow* **61** (2016) 145-157.
- [5] Suga, K., Nakagawa, Y. and Kaneda, M., Spanwise turbulence structure over permeable walls, *J. Fluid Mech.*, **822** (2017) 186-201.
- [6] Kuwata, Y. and Suga, K., Direct numerical simulation of turbulence over anisotropic porous media, *J. Fluid Mech.*, **831** (2017) 41-71.
- [7] Suga, K., Okazaki, Y., Ho, U. and Kuwata, Y., Anisotropic wall permeability effects on turbulent channel flows, *J. Fluid Mech.*, **855** (2018) 983-1016.
- [8] Kuwata, Y. and Suga, K., Extensive investigation of the influence of wall permeability on turbulence, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **80** (2019) 108465.
- [9] Suga, K., Okazaki, Y. and Kuwata, Y., Characteristics of turbulent square duct flows over porous media, *J. Fluid Mech.*, **884** (2020) A7.
- [10] Nishiyama, Y., Kuwata, Y. and Suga, K., Direct numerical simulation of turbulent heat transfer over fully resolved anisotropic porous structures, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **81** (2020) 108515.
- [11] Whitaker, S., Flow in porous media I: a theoretical derivation of Darcy's law, *Transp. Porous Med.*, **1** (1986) 3-25.
- [12] Breugem, W. P., Boersma, B.J. and Uittenbogaard, R. E., The influence of wall permeability on turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.*, **562** (2006) 35-72.
- [13] Manes, C., Poggi, D. and Ridol, L., Turbulent boundary layers over permeable walls: scaling and near-wall structure, *J. Fluid Mech.*, **687** (2011) 141-170.
- [14] Macdonald, I. F., El-Sayed, M. S., Mow, K. and Dullen, F. A. L., Flow through porous media: the Ergun equation revisited, *Ind. Engng. Chem. Fundam.*, **3** (1979) 199-208.
- [15] Detert, M., Nikora, V. and Jirka, G. H., Synoptic velocity and pressure fields at the water-sediment interface of streambeds, *J. Fluid Mech.*, **660** (2010) 55-86.
- [16] Dimotakis, P. E. and Brown, G. L., The mixing layer at high Reynolds number: large-structure dynamics and entrainment, *J. Fluid Mech.*, **78** (1976) 535-560.
- [17] Tomkins, C. D., and Adrian, R. J., Spanwise structure and scale growth in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, **490** (2003) 37-74.
- [18] Rosti, M. E., Brandt, L. and Pinelli, A., Turbulent channel flow over an anisotropic porous wall - drag increase and reduction, *J. Fluid Mech.*, **842** (2018) 381-394.
- [19] Gómez-de Segura, G. and García-Mayoral, R., Turbulent drag reduction by anisotropic permeable substrates - analysis and direct numerical simulations, *J. Fluid Mech.*, **875** (2019) 124-172.

多孔質内流動における不安定性現象

Instabilities in Fluid Flows in Porous Media

末包 哲也 (東京工業大学)

Tetsuya SUEKANE (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: tsuekane@es.titech.ac.jp

1. 二酸化炭素地下貯留とトラップメカニズム

パリ協定における世界的な合意事項となっている産業革命前に対する気候変動を 2.0 °C より十分に低く抑えるという目標の達成は、再生可能エネルギーや原子力の大量導入だけでなく、省エネルギー、燃料転換、植林を用いてもなお難しく、温室効果ガス排出抑制のギャップを埋める技術として二酸化炭素地下貯留 (CCS) が期待されている。北海に位置するノルウェーのスライプナーガス田では天然ガスに不純物として混入している CO₂ を分離回収して、海底地下 1,000m 程度の深さの帯水層に年間 100 万トンのペースで貯留が行われている [1]。このほかに現在 20 件弱の CO₂ 地下注入が行われているが、その大部分は原油増進回収 (EOR) に関連している。日本では現在、苫小牧沖合の海底下に CCS の実証試験が行われている。

地下 1,000m の深さにおける典型的な温度圧力はおよそ 50 °C、10 MPa であり、この条件で CO₂ は超臨界状態になっている。比重は 0.7-0.8 程度で比較的高密度に貯留が可能であるが、水より軽くまた粘性が低いために浮力による漏洩が懸念される。CCS 技術の安全性、CO₂ の長期挙動を予測するためには岩石多孔質内部における CO₂ のトラップメカニズムの理解が重要になる。

スライプナーの場合、貯留層は新生代に属する弱い凝結性を有するウツシラ砂層で、非常に高い空隙率 (35-42%) と透過率 (> 1 D) を有している。1996 年の注入開始以降、CO₂ は浮力により厚さ 200m を有するウツシラ砂層内を上昇しているが、砂層上部の分厚い不透過層に阻まれ水平方向へ広がっている。これは、天然ガスなどの炭化水素資源が数百万年以上の地質年代スケールに渡り貯留されてきたものと同じメカニズムであり、CCS の開始直後はこの不透過層 (キャップロック、帽岩) による物理トラップが主なトラップメカニズムになる (図 1)。次いで、残留ガストラップ、

溶解トラップ、鉱物固定が順次働くと考えられている。これらについて、多孔質内流動の不安定現象と関連して、以下に述べる。

2. 残留ガストラップ (毛管圧トラップ)

非混和性の二相を考えると多孔質に対する濡れ性の違いから、濡れやすい相 (WP) と濡れにくい相 (NWP) に区別することができる。通常、石英などを主成分とする岩石には CO₂ が NWP で水が WP であるが、深度 5,000 m に相当するような高温高压条件において濡れ性が逆転するとの報告も見られるようになってきている [2]。また、炭酸塩岩 (中東の大規模油層は炭酸塩岩が多い) は CO₂ が WP である場合が多い。貯留層工学では、WP が流入・流出する過程をそれぞれ、吸収 (imbibition)・排水 (drainage) と呼び区別する。CO₂ が NWP であるときに、CO₂ が例えば浮力により移動すると代わりに WP である水が流入する。

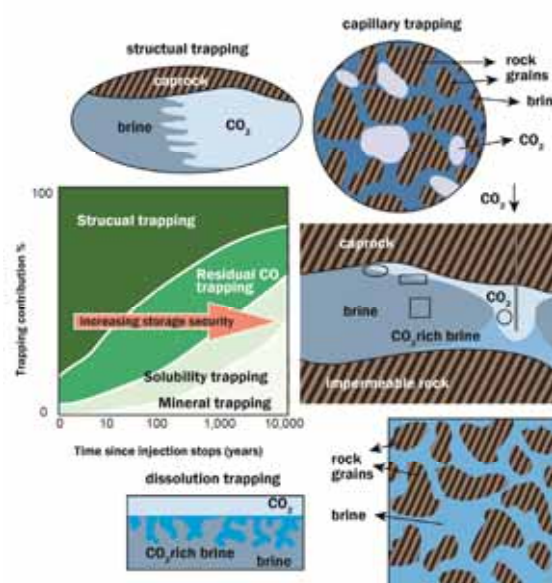


図 1 トラップメカニズムの推移

この吸収過程において、NWP である CO₂ は多孔質から全量が流出することができず、当初の連続状態から分断され切り離された気泡は多孔質内部にトラップされる。水の中で CO₂ は多孔質に対して濡れにくいために気泡状態となるが、界面張力のため気泡は球形を保とうとする。多孔質のスロート部分など、狭い流路面積部を通過するためには変形する必要があるが、界面張力のため変形できないとき、気泡は多孔質内部にトラップされてしまう。このメカニズムを残留ガストラップあるいは毛管圧トラップと呼ぶ。原油回収では貯留層内の圧力を維持するために水注入を行うが、このメカニズムは原油回収効率を低下させることが知られている。

毛管力と粘性せん断力の比としてキャピラリー数は $Ca = \mu_i u_i / \sigma$ (μ_i : 注入された流体の粘性と速度, σ : 界面張力) で定義される。 $Ca = 1.0 \times 10^{-6}$ で CO₂ で満たされた多孔質に水が注入され、CO₂ がトラップされたとする。この CO₂ を取り出すために、水の注入流速を 10 倍、100 倍と上げたとしても CO₂ 気泡をほとんど動かすことができない。貯留層条件（透過率）にもよるが、高い注入流速は高い圧力勾配を招くため、CO₂ 気泡を移動させるより前に、貯留層破壊圧力に到達してしまう。このように、いったん CO₂ が分断され気泡状態でトラップされると可動化は難しく、安定的にトラップされる。原油回収の場合、これを克服するために、界面活性剤攻法が用いられる。

残留ガストラップ量は多孔質の性質（空隙率、

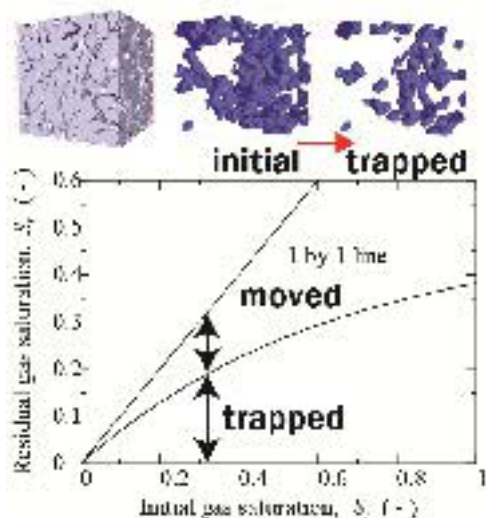


図2 初期ガス状態とトラップ状態

透過率、濡れ性、配位数、ポアスロート比、不均質性、非等方性など)、注入条件 (Ca 数)、初期状態 (NWP, WP の分布状態や飽和率) に依存する。経験的に NWP の初期飽和率と残留ガス飽和率の関係としてランドの式が知られている[3, 4]。例えば、NWP の初期飽和率が 30 % と低い場合、すなわち、多孔質の空隙の 30% が NWP で、残りの体積が WP で占められている場合、WP が流入しても、NWP の流出はほとんど起こらず、ほぼその全量がトラップされる (図 2)。一方、NWP の飽和率が 100 % と高い場合、40 % 程度の NWP がトラップされ、60 % は流出する。前述の物理トラップは主要なトラップメカニズムではあるが、キャップロックは必ずしも伏せたお椀のようなドーム構造を有している必要は無く、ある程度の上昇を阻害できれば、水平方向へ広がる過程において残留ガストラップにより、CO₂ はトラップされることを期待することができる。また、CO₂ と水の同時注入などの手法により、CO₂ の初期飽和率を制御できればより効果的に残留ガストラップを働かせることができる (後述する鉱物固定とも関連する)。さらに、検出不可能な断層からの漏洩などの事象に対する修復手法として、水圧入法などを考えることができる。一般的に残留ガス飽和率は初期ガス飽和率に対して単調に増加すると考えられている。これは原油採掘のための貯留岩コアに対する水攻法試験データから経験的に導かれているため、凝結性岩石のみを対象としているためではなかろうか。一方、サンドパックのような非凝結性多孔質の場合、全体的に残留ガス飽和率が低くなり、かつ、ある初期ガス飽和率でピークを示すような傾向があるように感じている。

そもそも、初期ガス飽和率はどのように決定されるのであろうか? CCS を例にとり、貯留層は最初、WP である水で満たされているとする。ここに NWP である CO₂ を注入する場合を考える。CO₂ 注入流速が非常に低い場合、すなわち、Ca 数が極めて小さく、流動が粘性力に対して毛管力支配になる場合、CO₂ は CO₂ が占有している空隙に隣接する水で満たされたポアののうち、もっとも面積が大きいスロート (最も毛管侵入圧力が低いスロート) を通じて侵入する。以下同様に、隣接スロートから大きいものを選択し浸透すると初期に仮にフラットであった界面は複雑に変形し、CO₂ が局

所的に浸透するパターンを生じる。この不安定現象をキャピラリーフィンガリング (CF) と呼ぶ。

一般的な場合として、二次元正方格子を考える。格子点はすべて WP で満たされている。格子点に乱数を振り、ランダムに格子点を NWP に置き換える。隣接する格子が NWP で繋がっている場合、これを一つのクラスターと見なす。考えている 2 次元格子の上辺と下辺が一つのクラスターでつながった場合、これをパーコレーションという。WP を絶縁体、NWP を導電体と考えると、上辺と下辺の間は絶縁状態であったが、パーコレーションの瞬間に導体へと相変化する。このような転移現象は普遍的に広くみられる現象であり、この臨界の瞬間にどのようなことが発生するか広範な研究がすでに行われている (パーコレーション理論[5])。例えば、パーコレーションはサイトの占有率が 0.592746 で起こり、そのときのクラスターのフラクタル次元は 91/48 である。上述の CO₂ 浸透はインページョンパーコレーション (IP) [6] と呼ばれる物理モデルであり、パーコレーション理論との関連が詳細に調べられている。

CO₂ の注入速度が小さい場合は、CF が発生する。流速 (Ca 数) が大きくなると流れ方向に平均的な圧力勾配が発生し、CF が抑制される。CO₂ のトラップは気泡に作用する粘性力と毛管侵入圧の大小関係で決まり、定性的な考察や IP により、存在で

きる気泡の圧力勾配方向に長さにある有限の上限があることが知られている。

流速を増加させると CF が抑制され、CO₂ の浸透が安定化するかというところではない。実験の容易さ、可視化のしやすさから多孔質の代わりにヘレシヨウセルが用いられる。2 枚のガラス板の間 (ギャップ 1mm 程度) にハチミツ (高粘性流体) を満たす。中心から空気 (低粘性流体) を注入すると、空気は同心円状に広がらず、界面に複雑なフィンガリングパターンが現れる (図 3)。このような、高粘性流体を低粘性流体で置換する際に界面に発生する現象をヴィスカスフィンガリング (VF) という。VF は粘性比 $M = \mu_i / \mu_d$ (μ_i : 置換される流体の粘性) が小さいほど顕著に発生し、 $M > 1$ である “好ましい状態” では発生しない。この、“(un-)favorable” は主観的表現でありつつ、査読論文でもイタリックにしてよく用いられる。

CF と VF がどのようなせめぎあいの状態にあるのか、Ca と M をパラメーターとしてダイアグラムにまとめられている (図 3) [7, 8]。ここでは、浮力の影響を無視してきたが、重力が加わると問題はさらに複雑になる。浮力と表面張力の無次元数としてボンド数 (エトベス数と同じ定義だが、多孔質の世界ではボンド数の名称が使われる) が導入され 3 次元ダイアグラムを構築することになる。

3. 溶解ガストラップ

キャップロックの下の貯留層内部に CO₂ が物理トラップされている。貯留層の CO₂ で満たされていない部分は水で飽和しており、浮力のため二相界面は水平平面であるとする (図 4)。界面において CO₂ は水に溶解する。CO₂ 飽和水は CO₂ フリーの水に比べて重い密度差自然対流が発生する。対流の発生に要する時間および界面での物質輸送特性により、CO₂ が水に溶解するために要する時間が決定される。CO₂ が溶解した状態では浮力の影響が無くなるため漏洩のリスクが著しく低下する。よって CCS の安全性や長期挙動評価に自然対流の物質輸送特性理解が必須となる。

ではこの自然対流は理想的な状況においてどのようにモデル化するのが適切であろうか？ひとつの例はレイリーベナール (RB) 対流であろう。矩形密閉容器中の多孔質を考え、上面に密度変化 (溶解でも温度変化のいずれでもよい) を仮定する。

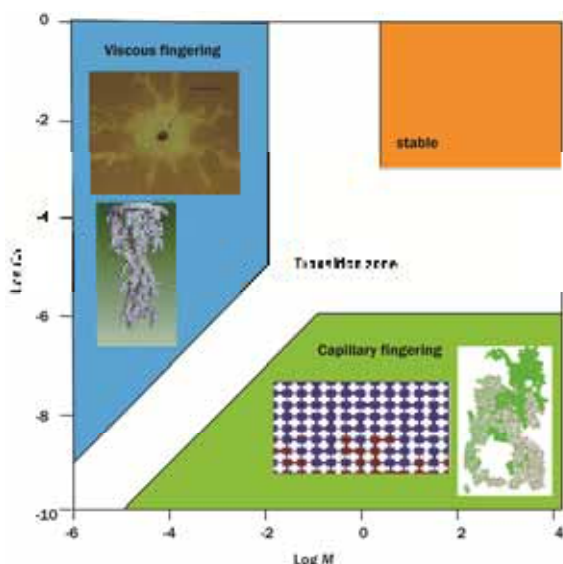


図 3 流動様式ダイアグラム[7, 8]. CF-2 次元 IP の数値シミュレーション[9] 3D-XCT 可視化 [10], VF-2 次元ヘレシヨウセルと 3D-XCT 可視化[11]

イメージとしては、水と CO₂ の非混和性界面（境界条件としては鉛直方向速度成分がゼロ，せん断力の連続）を固体壁面（すべての方向の速度成分 0）においているようなモデル化になっている。RB 対流については数値シミュレーションを用いた研究が数多く存在し，計算機能力の進展とともにより高いレイリー数での計算が行われ，3 次元計算への発展も行われつつある[12, 13, 14]。一方，筆者の主観では多孔質中の RB 対流の実験は意外に難しく，①温度変化による密度変化を用いると，2 次元実験では断熱が難しい，②溶解の境界条件をそもそも作りにくい，ために代替的な簡易実験が行われている。固体壁境界条件を用いる代わりに，水とアルコールのような二相を用いる。アルコールの密度は水の密度より小さいために，多孔質中で水平界面を作ると（これを作るのも難しい），重力的に安定状態となるが，アルコールと水が混和すると密度上昇が生じ，対流が発生する。図 5a はこの方法により多孔質中に発生する対流を可視化した様子である[15]。

自然対流の様子は実際の自然界でも地熱勾配による対流として観察されている。また，自然対流とは異なるが，地表付近の水分の凍結溶解の繰り返しにより，小石が輸送され地表にベナールセルのような模様が見れる「パターンドグラウンド」[18]も類似の現象である。ドイツでは天然ガス地下貯留や圧搾空気による蓄エネルギーに用いられる岩塩ドーム（ダイアピル）は長時間にわたるクリープ変形により地層構造そのものに対流パターンが発生した結果である。

もう一つのモデルパターンはレイリーテラー対流 (RT) であろう (図 4)。重力下の多孔質中で上下二相が存在するとする。混和性二相である，

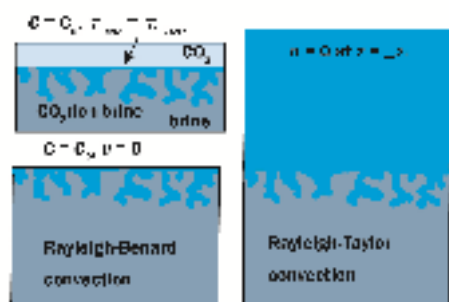


図 4 RB 対流と RT 対流モデル。

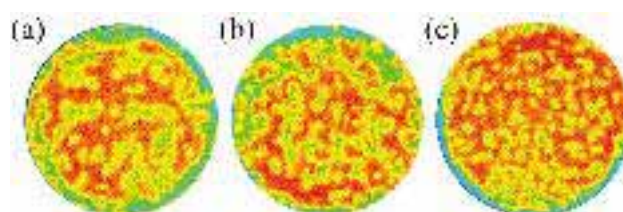
水（下）と塩水（上）が界面で 2 相に分かれており，ある瞬間から自然対流が発生するとする。疑問 1：このとき代表長さは何が適切か？先の RB 対流の場合，代表長さに領域高さを取るために，つい，実験装置は有限であるため装置高さを取りたくなる。しかし，解析的には左右境界は周期境界，上下境界は無遠とする事ができる。実は，対流開始時間を議論する場合，代表長さは混和性二相の界面厚さを取るのが適切で，シャープな密度勾配を有する薄い界面（濃度勾配層）ほど対流開始時間は短くなる。疑問 2：仮想的に無限に広い空間での RT 対流を考えるとどうなるのか？初期界面を上下に移動する物質輸送量に定常値は存在するのか，それとも無限大に発散するのか？上昇流と下降流の水平方向の配置，フィンガーの間隔の平均値（長さスケール）は時間的に無限に発散するように思える。物質は初期界面から離れた位置から供給されるため徐々に薄まるが，フィンガーは徐々に太くなるため，初期界面を横切る流



(a) 3 次元 RB 対流 ($Ra = 3360$) [15]。



(b) 3 次元 RT 対流 ($Ra = 21,300$) [16, 17]



(c) Ra 数とフィンガー数密度 ((a) $Ra = 11,300, 2100$ s; (b) $Ra = 16,600, 1800$ s; (c) $Ra = 21,300, 1440$ s).

図 5 RT 対流の XCT 可視化

束の濃度は一定値になるような予感がする。濃度には上限（初期値）が存在し、一方、薄まると対流そのものが止まってしまう。また対流速度もある一定値 ($k\Delta\rho g/\mu$) に落ち着くように思える。

疑問3：RT対流とRB対流は本質的にどこが異なるのであろうか？基礎方程式を見比べると両者の相違は無く、境界条件と代表長さの取り方にわずかな相違がある。RB対流に線形安定解析を適用すると、分散関係式を求める際に微分方程式の解析解を容易に求めることができる。一方、RT対流の場合、境界条件のわずかな違いに起因して、容易に解析解が得られず、複雑な手法の適用が必要になる。RB対流に対する安定解析や数値シミュレーションによる物質輸送特性に関する多数の研究があるのに対して、RT対流に対する研究はほとんど見ることができない。一方で、上述のVFでは、粘性および密度が異なる二相界面が垂直方向に移動する状態に対して理論解析が行われる。界面移動速度がゼロを仮定するとRT対流の状況に相当する[19, 20]。

疑問4：非混和性のRT対流は？乾燥した土壌に降雨があり、鉛直方向への浸透が発生した場合に相当する。現象としては、密度差による不安定性と上述のCFのトレードオフ状態になると推察される。上に空気、下に水があるような密度的に安定な状態においても毛細管現象によりフラットな界面は安定になりえず、初期状態をどのように想定するかという問題がある。さらに、疑問1で論じた代表長さである界面厚さが消失し、レイリー数に代わる無次元数をどのように定義するかという問題がある。空隙スケールのキャピラリー数が用いられる場合もある。

円管内のポアズイユ流れでは放物型速度分布に起因して見かけの拡散現象が発生する。多孔質ではこのテイラー分散に加え、媒質の複雑性による分散が発生する。従来の分散現象のモデル化は、強制対流に対して行われており、無次元分散係数がペクレ数の関数として経験式にまとめられている。一方、混和性自然対流では降下および上昇するフィンガー間のせん断速度場で分散現象が発生する[15-17]。RT対流（RB対流）の流れ場を支配する無次元数はレイリー数である。分散係数を求めるにはレイリー数とペクレ数（あるいは代表速度）をつなぐ関係式が必要であるが、モデルが全

く存在しない。これをかろうじて求めた（閉じた形になっていない）のが文献[17]である。そもそも一様流動場で求めた分散係数がせん断場に適用できるのかという疑問がある。また、クエット流れのような一様せん断場を流体では実現しやすいが、多孔質流れでクエット流れ(?)を実現することは実験的に非常に難しい。

4. 鉱物固定

水に溶解したCO₂は苦土鉱物、超苦土鉱物と反応して鉱物固定化される[21, 22]。炭酸水(pH=3-5)により、玄武岩や橄欖岩に多く含まれる輝石のようなケイ酸塩が溶出する。溶解により生じたカチオンはCO₂($\Delta_f G = -393.5$ kJ/mol)と反応して炭酸塩鉱物（カルサイト(CaCO₃, $\Delta_f G = -1207$ kJ/mol)、マグネサイト(MgCO₃)、ドロマイト(CaMg(CO₃)₂)など)を作り、プロトンはその析出を促進する。苦土岩、超苦土岩は地球上に普遍的に見られ、ほとんどの海床(~70%)や地表(>5%)は玄武岩で構成されている。我が国でも北海道などに広範な蛇紋岩層群(蛇紋岩+橄欖岩+ブルーサイト→蛇紋岩+マグネサイト→マグネサイト+滑石→マグネサイト+石英と風化反応が進む)がある。

これまでの常識ではこれらの鉱物化学反応の進行は極めて遅く、CO₂の鉱物固定には数万年から数百万年のオーダーの時間を要すると考えられてきた(図1)。2016年にこの常識を覆す研究が報告された[23]。2012年からアイスランドの地熱発電所近くで230トンのCO₂が水に溶解した状態で地下約500m(20-50°C)の玄武岩層に注入された。2年以内に95%以上のCO₂が鉱物固定化されることが発見された。このCarbFixプロジェクト(EU出資)はアップスケールされ現在も継続している。炭酸水状態で圧入しているため、注入性能が低いことに注意しなければならない。注入性能を維持しながら大規模な圧入を実現するために、鉱物の溶脱と析出反応、これらと多孔質の透過率変化などの知見が今後必要になる。

参考文献

- [1] Falcon-Suarez, I. et al. "CO₂-brine flow-through on an Utsira Sand core sample: Experimental and modelling. Implications for the Sleipner storage field", *Intern. J. Greenh. Gas control* 68 (2018):

- 236-246.
- [2] Iglauer, S., et al. "CO₂ wettability of seal and reservoir rocks and the implications for carbon geo-sequestration." *Water Resources Research* 51.1 (2015): 729-774.
- [3] Suekane, T. & Nguyen, H.T. "Relation between the initial and residual gas saturations of gases trapped by capillarity in natural sandstones." *J Fluid Sci. Tech.* 8.3 (2013): 322-336.
- [4] Rasmusson, K., et al. "Residual trapping of carbon dioxide during geological storage—Insight gained through a pore-network modeling approach." *Intern. J. Greenh. Gas control* 74 (2018): 62-78.
- [5] Stauffer, D., and Aharony, A. *Introduction to percolation theory*. Taylor & Francis, 2018.
- [6] Wilkinson, D., and Willemsen, J.F. "Invasion percolation: a new form of percolation theory." *J Phy. A: Math. and General* 16.14 (1983): 3365.
- [7] Lenormand, R, et al. "Numerical models and experiments on immiscible displacements in porous media." *J Fluid Mech* 189 (1988): 165-187.
- [8] Hu, Y. et al. Experimental study of immiscible fluid displacement in three-dimensional porous media: Phase diagram, *Advances in Water Resources* 140 (2020): 140, 103584.
- [9] Zhang, C. et al. Pore scale simulations of Haines jump and capillary filling in randomly distributed pore structures with implications for CO₂ geological storage, *J. MMIJ*, (2020) to be published.
- [10] Patmonoaji, A. et al. Tree-dimensional fingering structures in immiscible flow at the crossover from viscous to capillary fingering, *J. Multiphase Flow*, 112, (2020) 103147
- [11] Suekane, T., et al. Three-dimensional viscous fingering in miscible displacement in porous media, *Phy Rev Fluids*, 2, 103902, (2017)
- [12] Huppert, H.E., and Neufeld J.A. "The fluid mechanics of carbon dioxide sequestration." *Annual Rev Fluid Mech* 46 (2014): 255-272.
- [13] Emami-Meybodi, Hamid, et al. "Convective dissolution of CO₂ in saline aquifers: Progress in modeling and experiments." *Intern. J. Greenh. Gas control* 40 (2015): 238-266.
- [14] Pau, GS.H. et al. "High-resolution simulation and characterization of density-driven flow in CO₂ storage in saline aquifers." *Advances in Water Resources* 33.4 (2010): 443-455.
- [15] Wang, L., et al. Three-dimensional structure of natural convection in a porous medium: Effect of the dispersion on finger structure, *Intern. J. Greenh. Gas control* 53 (2016) 274-283
- [16] Nakanishi, Y., et al. "Experimental study of 3D Rayleigh-Taylor convection between miscible fluids in a porous medium" *Advances in Water Resources*, Vol. 97, (2016): pp. 224-232.
- [17] Wang, L., et al. "Effect of diffusing layer thickness on the density-driven natural convection of miscible fluids in porous media: Modeling of mass transport", *J Fluid Sci Tech* Vol. 13, No. 1, (2018)
- [18] Gleason, Kevin J., et al. "Geometrical aspects of sorted patterned ground in recurrently frozen soil." *Science* 232.4747 (1986): 216-220.
- [19] Homsy, G.M. "Viscous fingering in porous media." *Annual Rev Fluid Mech* 19.1 (1987): 271-311.
- [20] Manickam, O., and Homsy, G.M. "Fingering instabilities in vertical miscible displacement flows in porous media." *J Fluid Mech* 288 (1995): 75-102.
- [21] Pan, S.-Y., et al. "An innovative approach to integrated carbon mineralization and waste utilization: A review." *Aerosol Air Qual. Res* 15 (2015): 1072-1091.
- [22] Snæbjörnsdóttir, S.Ó., et al. "Carbon dioxide storage through mineral carbonation." *Nature Reviews Earth & Environment* (2020): 1-13.
- [23] 二ノ宮淳, ほか, 蛇紋岩体の地化学環境を利用した CO₂ 固定研究, 粘土科学, 46(2007) 28-32.
- [24] Matter, Juerg M., et al. "Rapid carbon mineralization for permanent disposal of anthropogenic carbon dioxide emissions." *Science* 352.6291 (2016): 1312-1314.

電池デバイスにおける究極の電極構造を目指して： 固体高分子形燃料電池とレドックスフロー電池への取り組み

Can we realize the ultimate electrode structure in battery devices? An approach for PEFCs and RFBs.

津島 将司, 鈴木 崇弘 (大阪大学)

Shohji TSUSHIMA, Takahiro SUZUKI (Osaka University)

e-mail: tsushima@mech.eng.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

燃料電池や二次電池などの電気化学エネルギー変換デバイスにおいて、電極はポーラス(多孔質)構造を有する。電気化学反応は表面反応であることから、電極を多孔質構造とすることで反応面積が増加し、デバイスとしての反応量の増大につながるためである。しかしながら、電池デバイスの性能向上、という観点からは、単純に反応面積を増やせばよい、ということにはならない。電気化学反応の進行には、反応物質(活物質と呼ばれる)の輸送に加えて、電荷の輸送が必要なためである。すなわち、多孔質電極内を様々な媒質が占めることにより、活物質、イオン、電子などの輸送が実現され、それぞれの媒質の体積割合ならびに3次元構造が電池性能に影響を及ぼすこととなる。

そこで、次のような問いが生じる。

問い1:「電極の多孔質構造はどうあるべきか」

これに答えるためには、対象とする系を定め、評価指標を設定する必要がある。電気化学エネルギー変換デバイスの場合、コストや耐久性なども評価指標となるが、エネルギー損失を最小化することを評価指標とすると、電極の多孔質構造を最適化することでセル電圧を最大化する問題と捉えることができる。実験と計算のいずれにおいても膨大な数の文献を見出すことができる[1-6]。しかしながら、燃料電池や二次電池において、この問いに対する一般化された答え、すなわち、系を構成する物質が与えられた場合に最大変換効率はいくらになるのか、に対する答えはいまだ得られていない。平衡論で考えれば、ギブス自由エネルギーから化学電池における最大仕事は求まる。ここでの問いは、現実の不可逆過程を含んだ電気化学反応系において、単位時間、単位空間当たりの反応量が規定された場合の最大変換効率はいくらであり、その時の物質の空間配置はどのようなものであるか、ということである。

次に、この問いに対する答えが得られ、目標とすべき多孔質構造が定まった場合に、さらなる問いが生じる。すなわち、

問い2:「電極としてつくることができるのか」

ここでは、物質および材料を出発点として、既存または新規の製造プロセスを用いた具体的なものづくりとしての方法論が対象となる。

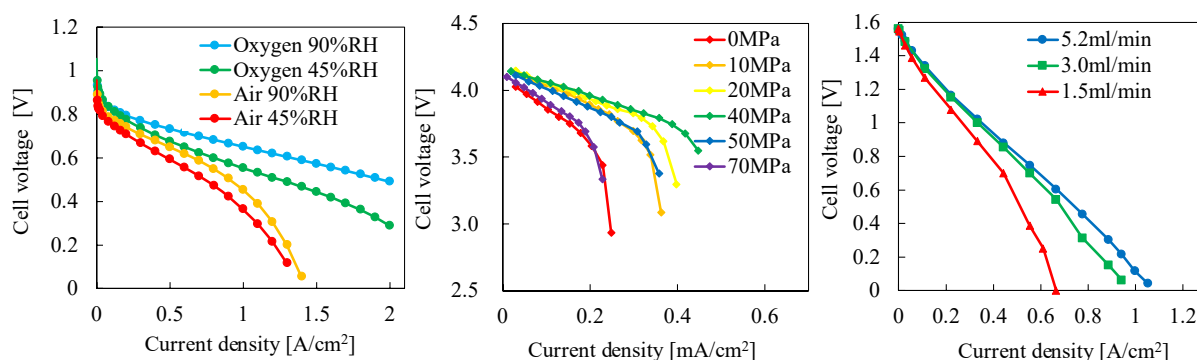
この二つの問いに答えることが、「究極の」電極を実現することであると考え、我々のグループでは研究を進めている。本稿では、固体高分子形燃料電池とレドックスフロー電池を対象とした取り組みについて紹介させていただく。不十分かつ断片的な内容にとどまることをお詫びしつつ、究極の電極についてともに考えていただければ幸いである。

2. 電池デバイスの性能

電池デバイスの性能を表す指標としてエネルギー変換効率を考えると、運転状態におけるセル電圧があげられる。図1は、固体高分子形燃料電池、リチウムイオン電池、レドックスフロー電池、のそれぞれについて、発電または放電状態におけるセル電圧を計測した例である。いずれも、横軸には電池の単位面積当たりの電流値、すなわち電流密度をとり、縦軸には、それぞれの電流密度におけるセル電圧をプロットしている。電流密度が0のときは、電池として発電または放電や充電をしていない状態であり、このときのセル電圧を開回路電圧(Open circuit voltage, OCV)と呼び、 E_{OCV} で表すと、セル電圧 V は、次式で表すことができる。

$$V = E_{OCV} - \eta_{act} - \eta_{ohm} - \eta_{conc} \quad (1)$$

ここで、 η_{act} 、 η_{ohm} 、 η_{conc} は電池の作動に伴って生じる、電気化学反応、イオン・電子輸送、反応物質不足、に起因する電圧降下を表しており、それぞれ、活性化過電圧、抵抗過電圧、濃度過電



(a) 固体高分子形燃料電池 (b) リチウムイオン電池(放電時) (c) レドックスフロー電池(放電時)

図1 電気化学エネルギー変換デバイスの電流-電圧特性の例

圧と呼ばれる。電圧降下分は不可逆損失に相当するため、エネルギー変換効率を高めるためには、これらを低減することが求められる。図1のようなプロットを電流(密度)-電圧特性と称し、電池の作動に伴う電圧降下挙動が明示的に示されるため、電池の性能評価ならびにその特性を知るうえで重要となる。

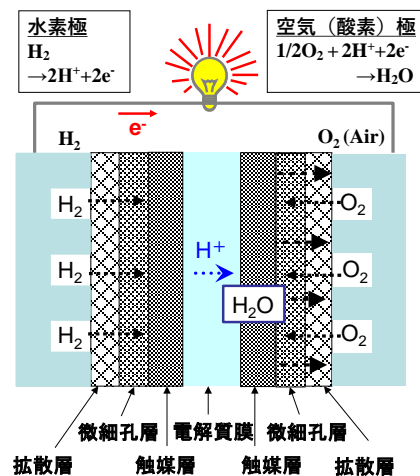
固体高分子形燃料電池(図1(a))では、供給ガス条件の違い(空気(Air)または酸素(Oxygen)、高湿度(90%RH)または低湿度(45%RH))により、セル電圧が異なる。空気供給時に高電流密度域でセル電圧が急激に低下するのは、反応物質である酸素の不足によるものであり、多孔質電極の酸素輸送特性および生成水排出特性を向上させることができれば、セル電圧の低下を抑制することができる。図1(b)はリチウムイオン電池の放電時の電流-電圧特性であり、電極作製時のプレス圧の影響を調べたものである。プレス圧に最適値があることがわかる。これは、低プレス圧では粒子同士の接触が不十分のために電子輸送が阻害され、高プレス圧では空隙がつぶされるためにイオン輸送の阻害が生じるためである。レドックスフロー電池の例(図1(c))では、電池へ供給する電解液流量により、セル電圧が異なる。この違いは電極表面における活物質(バナジウムイオン)濃度が電解液流量によって異なることに起因する。放電反応に伴い電極表面に濃度境界層が形成されるためである。

これらの電流-電圧特性は、いずれも電極構造に大きく影響されるものであり、それぞれの系について最適な電極構造を明らかにし、それを実現するための研究開発が、実験と計算の双方から進められている。以下では、固体高分子形燃料電池、

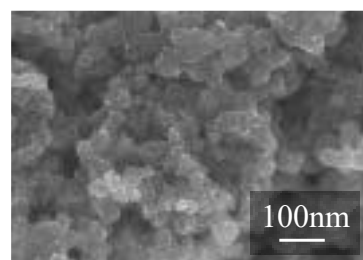
およびレドックスフロー電池についての我々のグループの取り組みを示す。

3. 固体高分子形燃料電池における多孔質電極構造の解析と制御

固体高分子形燃料電池の断面構造の模式図を図2(a)に示す。図中の触媒層が多孔質電極であり、触媒である白金ナノ粒子を担持した炭素粒子(白金担持カーボン)とイオン輸送を担う高分子であるアイオノマーから構成されている。電極内の空隙は気相(水素、空気、水蒸気)および液相(凝



(a) 物質輸送と断面構造



(b) 触媒層の電子顕微鏡像

図2 固体高分子形燃料電池の模式図と触媒層構造

縮生成水)の輸送を担う。触媒層の電子顕微鏡像の例を図2(b)に示す。直径50nm程度のカーボン粒子表面に直径5nm程度の白金ナノ粒子が担持されており、それを覆うようにアイオノマーが被覆している様子が見て取れる。ここで、触媒層の作製方法として、図3のように、触媒層を構成する材料を混合・分散したのちに塗工・乾燥する手法がよく用いられる。プロセスの各段階において、環境条件も含めると操作パラメータは多く、電極性能は一連のプロセスを経て形成される多孔質構造に大きく依存する[7-9]。

電極作製時の操作パラメータが電極構造そして電池性能に及ぼす影響を基礎的に明らかにするためには、作製された触媒層の構造と輸送特性の関係を調べる必要がある。触媒層の厚さは10μm程度であり、その物質輸送特性を単体として計測することは容易ではない。

図4は、マイクロ流体デバイスを用いた触媒層のガス輸送特性計測システムである[10]。触媒層付き電解質膜(Catalyst Coated Membrane, 図中のCCM)の片側にマイクロ流路(流路長さ4mm, 流路幅400μm)を距離(リブ幅に相当)100μmで平行に配置し、それぞれに窒素と空気を供給する。窒素供給流路の出口における酸素濃度を計測することで、2本の平行流路間の触媒層における酸素拡散を定量的に評価し、実効拡散係数 D_{eff} を算出する。さらに、多孔質電極の屈曲度 τ_i を次式より求める。

$$\tau_i = \frac{D_{bulk} \varepsilon_i}{D_{eff}} \quad (2)$$

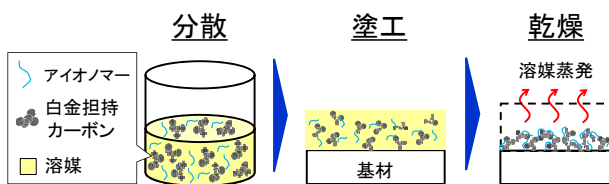


図3 固体高分子形燃料電池の多孔質電極(触媒層)の作製プロセスの例

ここで、 ε_i は触媒層の空隙率であり、電子顕微鏡法($i=SEM$)または窒素吸着法($i=N_2$)により算出する。それぞれの方法を比較することで、孤立細孔の有無などについて考察することが可能となる[11]。表1は、触媒層にカーボンナノチューブ(CNT)を添加する効果について調べたものである[12]。カーボンブラックの代替としてCNTを15%付与すると、実効拡散係数が増加することがわかる。さらに、CNT無添加の場合(CNT0%)においては、SEM法とN2法で屈曲度は異なっていることから孤立細孔の存在が示唆される。その一方で、CNTを添加することでこの違いは解消され、触媒層内の全細孔がガス輸送に寄与するようになったものと考察される。異形材料の混合による多孔質構造制御の可能性を示すものと考えられる。

触媒層内の物質輸送を促進する多孔質構造を構築する手法として、インクジェット印刷の適用があげられる。図5は、インクジェット印刷により、触媒層にマイクロ溝を構築したものである。これまで、多孔質構造内に形成されるマイクロラックは均一な触媒層の構築という観点からは抑制すべきものと考えられてきたが、近年、燃料電池内の液水輸送経路として振舞うことが明らかになっている[13]。この知見にもとづき、積極的にマイクロ溝を構築したものが、図5に示す触媒層である。高電流密度域において良好な発電特性を示すことが報告されており、触媒層の多孔質構造における新たな設計因子となることが期待される[14]。

ここで、最適なマイクロ溝の間隔について考えると、触媒層内で発生した水の輸送を担うのに必

表1 CNT含有率と実効拡散係数

	CNT 0%	CNT 15%
D_{eff} [cm ² /s]	0.041	0.078
τ_{SEM} [-]	3.2	1.3
τ_{N_2} [-]	2.2	1.1

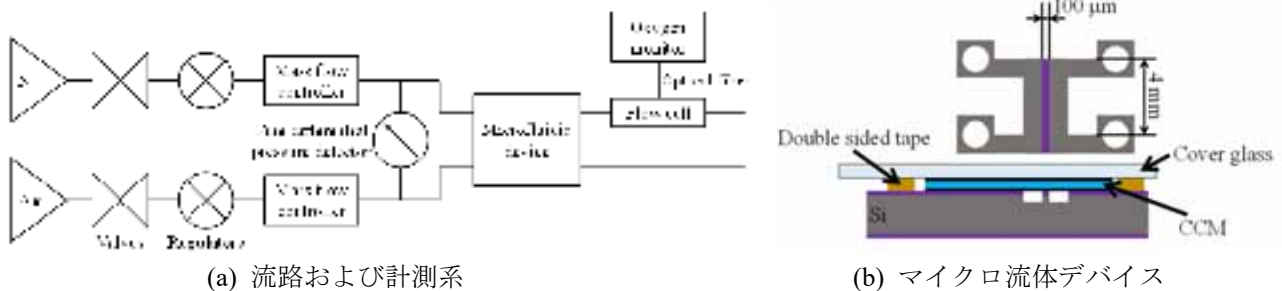


図4 触媒層ガス輸送特性計測システムの模式図

要かつ十分な間隔ということとなる。生成水がすべて凝縮し液体水となると仮定すると、多孔質である触媒層内の水輸送については、多孔質の空隙率 ε_{CL} 、絶対透過係数 k_{CL} と相対透過係数 k_r 、ならびに、液体水の密度 ρ_L と粘性係数 μ_L 、そして、飽和度 s_L と圧力 p_L を用いて、次式で表すことができる[15].

$$\partial_t[\varepsilon_{CL}\rho_L s_L] + \nabla \cdot [\rho_L \mathbf{u}_L] = Q_L \quad (3)$$

$$\mathbf{u}_L = -\frac{k_{CL}k_r(s_L)}{\mu_L} \nabla p_L \quad (4)$$

Q_L は触媒層内における凝縮水の生成を表す項である。これを解くためには、飽和度と圧力の関係式が必要となる。例えば、液体水の毛管圧力 p_C と気相の圧力 p_G 、および触媒層中での液体水の表面張力 σ_L 、接触角 θ_{CL} を用いた次の関係式が用いられる。

$$p_C = p_G - p_L = \sigma_L \cos\theta_{CL} \sqrt{\frac{\varepsilon_{CL}}{k_{CL}}} J(s_L) \quad (5)$$

$$J(s_L) = \begin{cases} 1.417(1 - s_L) - 2.120(1 - s_L)^2 + 1.263(1 - s_L)^3, & \text{if } \theta_{CL} < \pi/2 \\ 1.417s_L - 2.120s_L^2 + 1.263s_L^3, & \text{if } \theta_{CL} \geq \pi/2 \end{cases} \quad (6)$$

これらの式を用い、さらに、マイクロ溝における液体水輸送を矩形流路内流れと仮定することでマイクロ溝間隔の影響を解析することができる。その結果、触媒層厚さが 8 μm の場合、マイクロ溝同士の間隔が 1000 μm より大きくなると溝の効果がほとんど得られなくなると見積もられた[14].

式(4)における相対透過係数は液体飽和度の関数であり、式(6)は Leverett 関数と呼ばれる多孔質内の二相流動に対してよく用いられるモデル式である。しかしながら、触媒層への適用可能性については、いまなお議論が続けられている。加えて、実際の触媒層においては、アイオノマーの空間分布や偏析なども指摘されており[16]、空隙率、絶対透過係数、接触角などの構造パラメータの空間

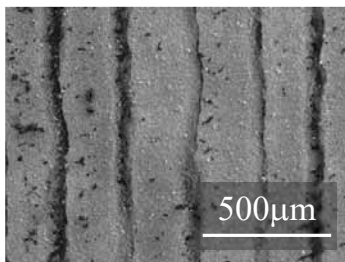


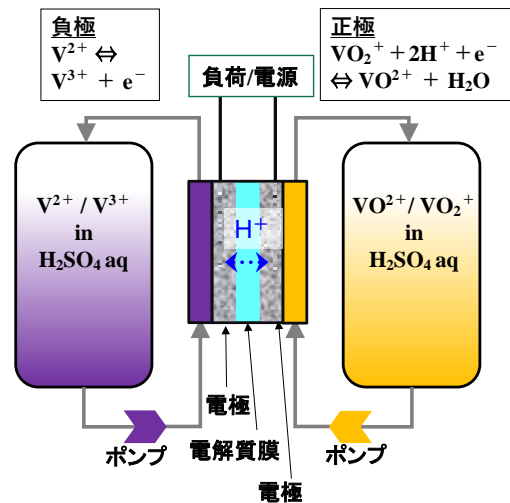
図 5 マイクロ溝を有する触媒層表面の電子顕微鏡像

分布の影響も考慮する必要がある。究極の電極構造を数理モデルから導出し、実験により実証するためには、実験と計算ともに、さらなる研究の進展が求められる。

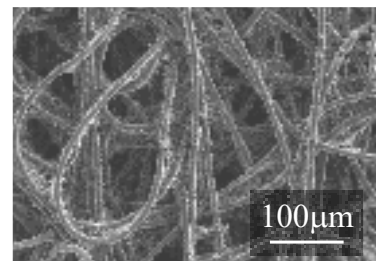
4. レドックスフロー電池におけるファイバー電極構造の解析と制御

レドックスフロー電池は大規模電力貯蔵用として期待されている[17]. 図 6 に構成と電極の例を示す。リチウムイオン電池などの通常の蓄電池とは異なり、溶液中のイオンが活物質であり、外部タンクに貯蔵することができる。電池（セル）本体へはポンプを駆動して供給する。活物質としては、金属イオンから最近では有機物に至るまで、様々な物質が提案され、活発に研究が進められている[18]. 図では、バナジウムイオンを用いた系を示している。

我々のグループでは、電極相界面の極限利用を目的として、従来とは異なる薄型多孔質電極と櫛歯構造流路を導入することで、レドックスフロー電池の性能向上を実現している[19]. ここで電極



(a) 物質輸送と断面構造



(b) ファイバー電極の電子顕微鏡像

図 6 レドックスフロー電池の模式図とファイバー電極構造

材料は、直径 $10\ \mu\text{m}$ 程度の炭素ファイバーから構成される多孔質電極である (図 6(b)). 活物質を含んだ電解液を移流により多孔質電極に輸送するため、図 1(c)で示したように、電解液流量が電池性能に影響を及ぼすこととなる。すなわち、電解液流量の低下とともに、セル電圧が低下していくことがわかる。電気化学反応による過電圧 (= エネルギー損失) を低減するためには、電極の反応面積を増大することが効果的であり、炭素ファイバー電極では空隙率の低下またはファイバー径を減少させることに相当する。しかしながら、このような方法では多孔質電極の流動抵抗の増大をもたらす。電解液の供給にはポンプ動力が必要であり、電池システムとしてみると、ポンプ動力の増大は、エネルギー損失の増大となる。そのため、セル本体で許容できる圧力損失としてある値を設定すると、先に述べたファイバー電極の空隙率の低下やファイバー径の減少といった方法は供給する電解液流量の減少を招くこととなる。充放電に伴いファイバー周囲にはバナジウムイオンの濃度境界層が形成される[19]. ファイバー表面における活物質濃度を高く保つためには、物質伝達を促進する必要があり、反応表面積の増大と平行して、ファイバー電極内での電解液の速度を高く保つことが求められる。

ファイバー電極の構造特性を表す主なパラメータとして、ファイバー直径 d 、空隙率 ϵ 、電極厚さ t 、があげられる。これらのパラメータがセル電圧に及ぼす影響を調べるのに数値解析は有効であり、図7は2次元反応流動解析の例を示している。下部から負極と正極のそれぞれの活物質が電解液とともに流入し、多孔質電極を透過する系である (図 7(a)). 電気化学反応により電極内の活物質濃度が低下する。図7(b)では、電極表面の活物質濃度をバルク濃度で除すことで正規化したものを示している。先に示した図1(c)における供給流量が $3.0\ \text{mL/min}$ の条件について計算したものであり、電極全域において、電極表面濃度がバルク濃度に比べて、 $0.5\sim 0.1$ にまで低下していることが見て取れる。この電極表面における活物質濃度の低下が、セル電圧低下の要因と考察される。

さらに、電極の構造特性パラメータがセル電圧に及ぼす影響を調べると、いずれについても、最適値があることが示されている。すなわち、ファイバー直径については、表面積の増大と圧力損失の増大

という相反関係がある。空隙率と電極厚さについても、同様の傾向が見出された[20]. セル性能を最大化する電極構造パラメータを求めようとする、これらのパラメータを同時に最適化することが必要となる。さらに、薄型多孔質電極は櫛歯構造流路とともに導入されるものであるため、流路構造も取り入れて、セルとしての最適化を進める必要がある。

図 8 は、電極のファイバー直径、空隙率、厚さ、に加えて、櫛歯構造流路の間隔 l と流路割合 λ の 5 つをセルの構造パラメータとして最適化計算を行った結果である。試行初期において、ファイバー直径と空隙率はそれぞれ $10\ \mu\text{m}$ と 0.84 とし、最終的に $2.4\ \mu\text{m}$ と 0.88 という結果が得られた[20].

多孔質電極を構造特性パラメータにより表し、最適化計算などを実施する場合、実際の電極と構造特性パラメータとの相違、さらには、計算に用いる透過係数、実効拡散係数、物質伝達係数などの輸送パラメータの妥当性が問題となる。構造特性パラメータについては、電子顕微鏡や X 線 CT などの分析技術の発展に伴い、多孔質構造を定量化するための手法は着実に進展している。その一

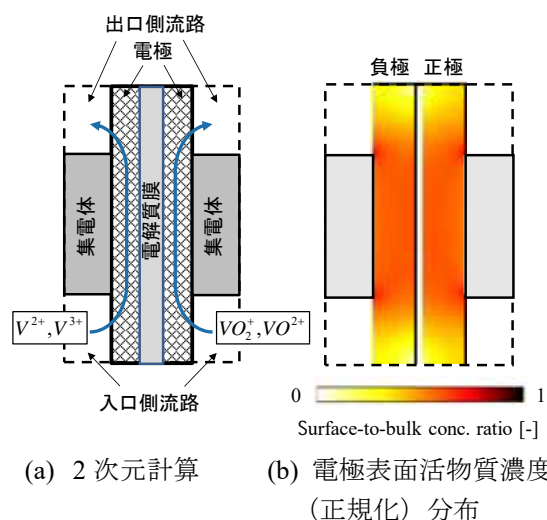


図 7 レドックスフロー電池の反応流動解析

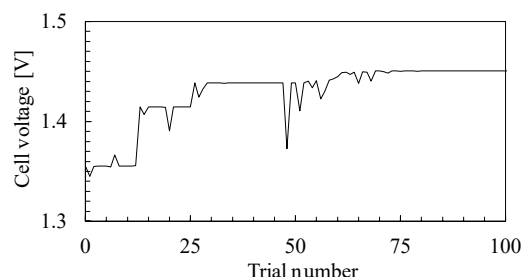


図 8 レドックスフロー電池の電極・流路構造の最適化計算結果

方で、輸送パラメータについては、実験に負うところが未だに大きい。

ファイバー積層構造を有する多孔質電極の物質伝達係数についてはいくつかの報告があり[21]、物質伝達係数 k_m 、ファイバー直径 d 、活物質イオンの拡散係数 D 、電解液の動粘度 ν 、電解液流速 $|\mathbf{u}|$ 、として、シャーウッド数 ($Sh = k_m d / D$) をレイノルズ数 ($Re = |\mathbf{u}| d / \nu$) とシュミット数 ($Sc = \nu / D$) で表す次式により、モデル化が行われる。

$$Sh = \chi \cdot Re^\zeta \cdot Sc^\xi = k_m d / D \quad (7)$$

係数 χ と指数 ζ と ξ は、ファイバー電極の多孔質構造により決定される。通常、実験を行いこれらの値を同定することが行われる。これを計算機上で行うことができれば、ファイバー電極についての最適構造の候補を効率的に絞り込むことが可能となる。

図9は、ファイバー電極の細孔スケールでの反応流動解析を実施したものである[22]。ファイバー電極 ($100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) を流入境界と流出境界から $50 \mu\text{m}$ の位置に配置し、電極内の流速分布、活物質濃度分布、局所反応量分布、過電圧分布の解析結果を示している。電解液流速、空隙率、ファイバー径などを変化させた場合の過電圧を比較することで最適なファイバー電極構造についての検討を行った。これまでのところ、ファイバー径が約 $2 \mu\text{m}$ 、空隙率が 0.8 程度の電極構造において、過電圧が最小化となる解析結果を得ている[22]。

しかしながら、現状では、いくつかの課題が残されている。すなわち、計算領域が実際のファイバー電極よりも小さく、実際のスケールを模擬しきれていない。加えて、実際のセル内においては、多孔質ファイバー電極は集電体側の流路構造によ

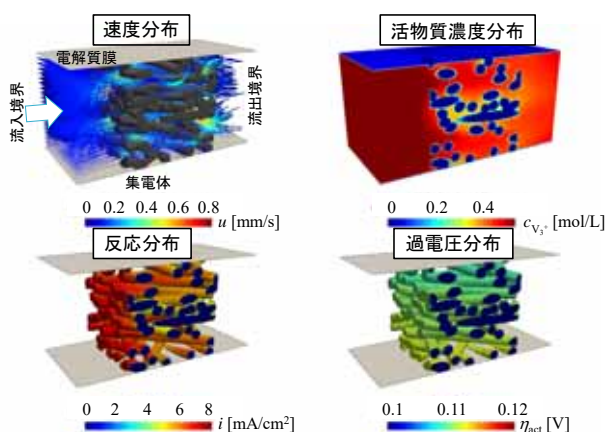


図9 レドックスフロー電池のファイバー電極内反応流動解析結果

る不均一な圧縮により、空隙率分布が形成される。さらに、セル全体の流路構造の最適化計算[23]と細孔スケールでの反応流動解析との統合についても課題がある。図6(b)で示したファイバー電極では結着材が炭素化した構造も見て取れるが、電極表面の微細構造の影響などもいまだ明らかではなく、微細ファイバー電極を用いた解析結果の検証についても途上である[24]。これらの一つ一つの知見を積み重ね、数理モデルとして構築し、ものづくりを進展させていくことで究極のファイバー電極を実現できるものと考え、研究を進めている。

5. まとめ

本稿では、電気化学エネルギー変換デバイスの性能の鍵となるポラス体、すなわち、多孔質電極について、我々のグループの取り組みを紹介した。究極の電極とは何か、どのように作るのか、については、研究者それぞれのアプローチがある。それらの知見を燃料電池や二次電池のようなデバイスとして実現するためには、個々の専門分野に加えて、分野を跨いで考えることで、これまで前提とされていた制約条件をも見直すことができると考えている。電気化学エネルギー変換デバイスは、学術としていまだ明らかでないことも多く、その一方で、社会から期待が寄せられており、やりがいと責任を感じて、研究を進めている。

謝辞

本研究を進めるにあたり、JSPS 科研費 18H01383, 18K13702, JST さきがけ「エネルギー高効率利用と相界面」(JPMJPR12C6) の助成を受けて行われた。また、本研究の一部は文部科学省ナノテクノロジープラットフォーム事業(大阪大学ナノテクノロジー設備供用拠点) [F-19-OS-0016] の支援を受けて実施された。関係各位に感謝いたします。

参考文献

- [1] Kulikovskiy, A. A., A model for Optimal Catalyst Layer in a Fuel Cell, *Electrochim. Acta*, **79** (2012) 31.
- [2] Wang, G. et al., Optimization of Polymer Electrolyte Fuel Cell Cathode Catalyst Layers via Direct Numerical Simulation Modeling, *Electrochim. Acta*, **52** (2007) 6367.
- [3] Friedmann, R. and Nguyen, T. V., Optimization of

- the Microstructure of the Cathode Catalyst Layer of a PEMFC for Two-Phase Flow, *J. Electrochem. Soc.*, **157** (2010) B260.
- [4] Lamb, J. et al., Adjoint Method for the Optimization of the Catalyst Distribution in Proton Exchange Membrane Fuel Cells, **164** (2017) E3232.
- [5] Vuppala, R. et al., Optimization of Membrane Electrode Assembly of PEM Fuel Cell by Response Surface Method, *Molecules*, **24** (2019) 3097.
- [6] Uchida, M., PEFC Catalyst layers: Effect of Support Microstructure on Both Distributions of Pt and Ionomer and Cell Performance and Durability, *Curr. Opin. Electrochem.*, **21** (2020) 209.
- [7] Suzuki, T. et al., Effects of Nafion® Ionomer and Carbon Particles on Structure Formation in a Proton-Exchange Membrane Fuel Cell Catalyst Layer Fabricated by the Decal-Transfer Method, *Int. J. Hydrog. Energy*, **36** (2011) 12361.
- [8] Suzuki, T. et al., Fabrication and Performance Evaluation of Structurally-Controlled PEMFC Catalyst Layers by Blending Platinum-Supported and Stand-alone Carbon black, *J. Power Sources*, **233** (2013) 269.
- [9] Suzuki, T. et al., Investigation of Porous Structure Formation of Catalyst Layers for Proton Exchange Membrane Fuel Cells and Their Effect on Cell Performance, *Int. J. Hydrog. Energy*, **41** (2016) 20326.
- [10] Suzuki, T. et al., Composition and Evaluation of Single-Layer Electrode Proton Exchange Membrane Fuel Cells for Mass Transfer Analysis, *J. Therm. Sci. Technol.*, **11-3** (2016) 16-00370.
- [11] Suzuki, T. et al., Effect of Blending Carbon Nanoparticles and Nano tubes on the Formation of Porous Structure and the Performance of Proton Exchange Membrane Fuel Cell Catalyst Layers, *J. Power Sources*, **286** (2015) 109.
- [12] 中田泰宏, 鈴木崇弘, 津島将司, 炭素材料の異なるPEFC触媒層におけるマイクロ流体デバイスをを用いたガス輸送特性計測, 熱工学コンファレンス2018講演論文集, (2018), I121.
- [13] Tsushima, S. and Hirai, S., An Overview of Cracks and Interfacial Voids in Membrane Electrode Assemblies in Polymer Electrolyte Fuel Cells, *J. Therm. Sci. Tech.*, **10-1** (2015) 1.
- [14] Tsushima, S. et al., Fabrication of Micro-Grooved Catalyst Layers in Polymer Electrolyte Fuel Cells by Inkjet Printing, The Ninth JSME-KSME Thermal and Fluids Engineering Conference, (2017) TFEC9-1678
- [15] Tsushima, S. and Hirai, S., In Situ Diagnostics for Water Transport in Proton Exchange Membrane Fuel Cells, *Prog. Energ. Combust.*, **37** (2011) 204.
- [16] Suzuki, T. et al., Analysis of Ionomer Distribution in Catalyst Layers by Two-Stage Ion-Beam Processing, *ECS Trans.*, **80-8** (2017) 419.
- [17] Perry, M. L. and Weber, A. Z., Advanced redox-flow batteries: a perspective, *J. Electrochem. Soc.*, **163** (2016) A5064.
- [18] Zhang, H. et al., Progress and Perspectives of Flow Battery Technologies, *Energy, Electrochem. Energy Rev.*, **2** (2019) 492.
- [19] 津島将司, 鈴木崇弘, 電極相界面極限利用を実現するレドックスフロー電池, 伝熱, **55-230** (2016), 41.
- [20] Tsushima, S. and Suzuki, T., Modeling and Simulation of Vanadium Redox Flow Battery with Interdigitated Flow Field for Optimizing Electrode Architecture, *J. Electrochem. Soc.*, **167-2** (2020) 020553.
- [21] Milshtein, J. D. et al., Quantifying Mass Transfer Rates in Redox Flow Batteries, *J. Electrochem. Soc.*, **164-11** (2017) E3265.
- [22] Tsushima, S. et al., Evaluating Effects of Fibrous Electrode Structure on Reaction and Transport Processes in Vanadium Redox Flow Batteries, Annual Meeting-Int. Coalition for Energy Storage and Innovation (2020).
- [23] Chen, C. H. et al., Computational Design of Flow Fields for Vanadium Redox Flow Batteries via Topology Optimization, *J. Energy Storage*, **26** (2019) 100990
- [24] 山本耕平, 増田祥平, 鈴木崇弘, 松本英俊, 津島将司, 電界紡糸炭素多孔質材料のレドックスフロー電池電極への適用, 第53回伝熱シンポジウム, (2016), B312.

放射性廃棄物処分場周辺の亀裂流動場において生成する 自己修復性バリアとその核種閉じ込め性

Nuclide Confinement Self-healing Barrier Formed in Crack Flow Field around Radioactive Waste Repository

新堀 雄一 (東北大学)

Yuichi NIIBORI (Tohoku University)

e-mail: yuichi.niibori@gse.tohoku.ac.jp

1. はじめに

放射性廃棄物の中には長い半減期を持つ核種が存在しており、それらの生活圏からの隔離は、国内外において検討が進められている[1]。日本のように、比較的地震の多い国では、特に活断層を避けることがサイト選択の前提となっており、これは、現在の地殻応力が、200 万年の間おおよそ安定しており、過去 40 万年の間に活動した断層は再び動きながら開放されるという知見を考慮している。加えて、処分場を地下に人工的に構築することから、そこでの局所的な応力の変化により新たな地下亀裂を生む可能についても、処分システムの性能評価では配慮する必要がある。

性能評価では、「基本シナリオ」として、所定期間後に、廃棄体から核種が地下水に徐々に漏洩し、人工的なバリアを経て、天然バリアである周囲の岩盤に移行し、最終的に生活圏に至る場合を考慮する。そして、上述のような新たな亀裂の生成とそれによる核種の漏洩についても、「変動シナリオ」(あるいは「厳しいシナリオ」)として評価を行う必要がある。著者らの研究グループでは、そのような新たな亀裂が生じて、処分場を構築する際に投入される多量のセメント成分により天然バリアを自己修復し、それが核種移行の抑制に寄与することに注目している。本論では、それらの成果を整理し、亀裂内での修復過程およびその核種の閉じ込め性(移行抑制効果)を物理的および化学的見地から紹介する。

2. 自己修復効果の実験的検討

2.1 マイクロフローセルによる実験

図 1 にマイクロフローセルの概要を示す[2]。ここでは図 1(a)に示すようにブロック状の岩石試料(花崗岩)をテフロンブロックと重ねる。その際、両者の間に厚み $80\ \mu\text{m}$ のテフロンシート(図 1(b))を挟み、そこにはスリットが入っている。テフロ

ンブロックには、このスリットに溶液を導く流路と排出する流路があり、岩石試料表面を流れる $80\ \mu\text{m}$ 幅の亀裂を再現する(一般に岩石中の亀裂幅は $0.1\ \text{mm}$ とされる)。本研究では、送り込む流体として、Ca イオンを含む高アルカリ溶液(pH 12.0 以上)を連続的に注入し、図 1(c)に示すように差圧計を用いて流路の透水性をモニタリングする。この溶液は、前述のように処分場を構築するセメント材料によってもたらされる高アルカリ地下水を模擬している。

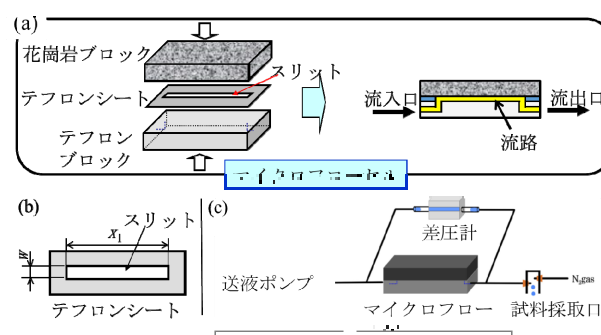


図 1 マイクロフローセルを用いた流路[2]

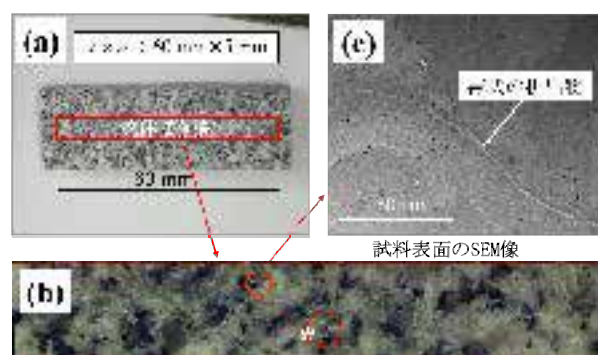


図 2 花崗岩表面における析出の様子[2]

図 2 に Ca 含有高アルカリ水の連続注入による表面の析出物の様子(pH 12.5, 流量 $2.0\ \text{mL/h}$, 140

h 後) の例を示す. (a)の流路部 (図 1(b)のスリットの部分) を拡大したのが図 2(b)であり, さらにそれを拡大したのが図 2(c)である. 図 2(b)にあるように, 帯状の析出物が観察され, 図 2(b)白い花印の部分は流体の迂回と考えられる帯状の析出物の輪も見られる. さらに図 2(c)のように帯状の析出物は, 花崗岩を構成する鉱物の粒界を跨る形で存在している. これらの結果は, 花崗岩の表面の流れ易い部分を選択的に流体が流れ, 析出を生じていることを示唆する. 図 3 はこれらの析出物をデジタルマイクロスコープにより観察した結果である. 析出物の高さは一様でないことが分かる.

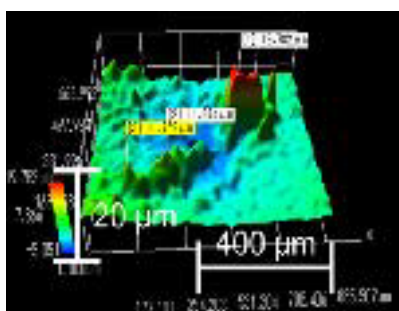


図 3 デジタルマイクロスコープのよる析出物

本実験のように一定流量での実験では, 析出物の量が多くなると, 流入圧力が高くなり, 析出物の一部を断続的に流路外に排出する. 本研究では, マイクロフローセルから流出する溶液の化学成分も追跡した. その結果, Ca および Si の流出が確認され, 他の金属イオンの濃度は検出限界以下であった. さらに, Ca 濃度は流入させた濃度とほぼ変わらず, pH も 12.0 以上であり, その低下も僅かであった. 一般に pH が 9.5 以上になるとケイ酸 (H_4SiO_4) の溶解度が上昇することが知られており [3,4], そのような条件下で安定な二次鉱物はカルシウムシリケート水和物 (Calcium Silicate Hydrate: 以下 CSH と呼称) となる[2].

なお, ここでは詳細は割愛するが, 花崗岩を構成する鉱物は石英, 長石, 斜長石および黒雲母であり, その他の不純物が 5%程度含まれる. ケイ酸の溶解速度は各鉱物によって異なり, 石英は比較的ケイ素の溶解速度が小さい[3]. そのため, Ca イオン含有高 pH 流体を花崗岩表面に流すと, 石英表面には Ca の濃縮は相対的に少なく, 他の鉱物に Ca と Si が多く存在することも走査型電子顕

微鏡によるエネルギー分散型 X 線分光(SEM-EDX)から確認している.

これまでの国内外の放射性廃棄物の処分に関連する研究では, 処分場周辺の pH はセメントの利用により 10 万年以上に亘り 10 以上とされ, CSH はそのような環境において長期に安定に存在する [5-8]. セメント系材料の主成分も CSH であるが, その場合の Ca/Si モル比は 1.6 以上となる. 前述において CSH を「二次鉱物」と呼称したのは, セメント成分の Ca 成分が溶脱し, Ca/Si モル比が減少していることを考慮したためであり, 実験的には Ca/Si モル比 0.83 が安定であることが指摘されている [8]. なお, 地下水の pH が高く維持されるのは, セメント間隙水中の K イオンおよび Na イオンに起因し, それらの濃度は 0.1 M (=mol/L)程度であり, Ca イオンの 10^2 倍の濃度を持つ.

当研究グループではマイクロフローセルの実験により, 透水性の変化についても確認している. 図 4 に, 浸透性の時間変化と温度との関係を示す [6]. この図のように, 温度が上昇するにつれ, 透水性の減少が顕著になる. ここでの温度は, 一般的な地温勾配 0.3 K/m および地層処分深度が 500 m から 1000 m になることを考慮し, 地表温度が 288 K とすると, 1000 m 深度で 318 K 程度になることを想定している. 本研究では, 二次鉱物として CSH の析出が流体の局所的な流れに従って逐次生じることを, 自己修復性を有すると呼称している.

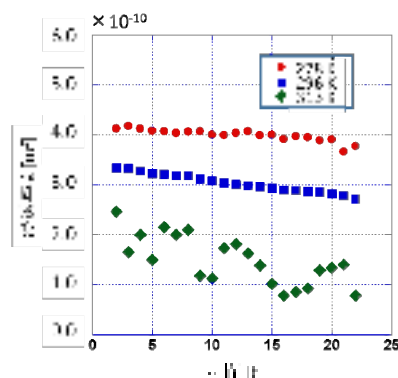


図 4 透水性の時間変化(流量:2.0 ml/h, pH:12.3) [6]

ここでの透水性はダルシー則に基づく浸透率 k (m^2)によって表している. 亀裂内流動の解析では, 浸透率 k と有効の亀裂幅 b (m)との関係は $k=b^2/12$ を用いることがしばしば行われることから, 本研

究でも、近似的にその関係式を用いると、流路全体の浸透性を表す有効亀裂幅の時間変化を得ることができる。さらに、析出反応を Ca 濃度の一次反応式で表されるとすると、時間 t における有効亀裂幅 b_t との関係は、ここでは

$$\rho_s s_a (b_0 - b_t) = s_a k_R \int_0^t C_{Ca} dt \quad (1)$$

により表してみる。(1)式において、左辺の ρ_s [mol/m³] は析出物の密度であり、ゲルに近い状態の水和物の析出物(後述)として大気圧下室温での水の密度を近似的に与える。また、 S_a は析出する花崗岩表面の面積 [m²]、そして、 b_0 は初期の有効亀裂幅 [m] である。つまり、左辺は亀裂表面への析出量を亀裂幅の変化から表している。一方、右辺は、析出反応速度から析出量を示しており、 k_R は析出速度定数[m/s]、そして、 C_{Ca} は Ca イオン濃度[mol/m³]である。いま、Ca 濃度は、流入濃度と流出濃度との間で僅かな差であることから、流れ方向において一様とし。また、時間によっても変化が僅かなために一定とすると、(1)は

$$b_t = b_0 - \frac{k_R C_{Ca}}{\rho_s} t \quad (2)$$

となり、 b_t の時間変化から k_R を求めることができる。その結果、これらの温度範囲において、 k_R の値は 0.6 mm/s から 3.0 mm/s であった。これらの値からアレニウスプロットを経て得られる見かけの活性化エネルギーは 32.0 kJ/mol となった。ここで重要なことは、CSH には Ca イオンのみならず、Si イオンが必要になることである。Si は、前述のように、pH 9.5 以上となるとケイ酸の溶解度が上昇することから、この実験では Si は花崗岩(ケイ酸およびケイ酸塩鉱物からなる)から供給されることになる。いま、Si の溶解速度が CSH の析出速度を律速しているとすると、(1)式の右辺は、時間以外は定数と見なして、Si の溶解速度についての 0 次反応[3,4]を反映していることにもなる。既往の研究により、石英の溶解速度の活性化エネルギーは 45.5 kJ/mol [3]、そして、アモルファスシリカのその値は 77~85 kJ/mol [4]と報告されており、上述の見かけの活性化エネルギーは比較して小さい。この理由は、析出挙動において物質移動を無視することはできず、析出物の一部の系外への流出に整合すると考えている。

実際の地下水およびセメント成分を考えると、

Al および Na イオンを含むことも考えられる。その場合、Ca-Si 系水合物(CSH)に加え、Ca-Al-Si 系水合物および Ca-Na-Al-Si 系水合物も考えられるが、いずれの水和物も pH 9.5 以上において安定である。したがって、処分場の建設に多量に用いられるセメント成分は、亀裂の透水性を低下させる働きがある。地下水は流動しやすい亀裂に流れ、そこで析出が生じると、他の流れ易いところに流れ、そこでも析出が生じる。この現象は、処分場周囲の透水性を低下させ、地下水は、処分場の周辺を迂回して、下流に流れることを意味し、核種が漏洩してもその生活圏への移行を遅延させることに繋がる。

3. CSH と核種との化学的な相互作用

3.1 CSH の化学的構造

図 5 に CSH の構造を模式図(左)および概観の写真(右(a)および(b))を示す。CSH は Ca/Si モル比によって若干異なるものの、基本はトバモライト構造をなす[7]。ここで、 Δ はシリカ(SiO₂)四面体を示し、CaO と互層構造をなしている。SiO₂ 四面体の架橋酸素数 n を Q^n として表し、ラマン分光スペクトルにより、その存在を確認することができる。一般に Ca/Si モル比の大きい 1.6 程度の場合、 Q^1 および Q^2 が存在し、Ca/Si モル比が低くなるにつれ、 Q^1 は減少し、 Q^2 のみとなる。すなわち、Ca/Si モル比の減少に伴い、シリカは重合する傾向にある。実際にラマン蛍光を測定すると Ca/Si モル比が 1.0 以下では Q^2 のみとなること、さらに Al が入ると、 Q^3 も確認される。前述のように、CSH はセメントの主成分から二次鉱物に至るまで Ca/Si モル比は変化することから、本実験では Ca/Si モル比も実験パラメータとする。

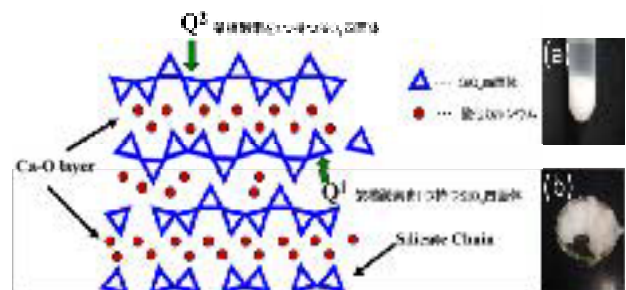


図 5 CSH の構造の模式図(左) [7]と調整後に遠心分離後の CSH の概観(右) ((a)遠沈管内の白の沈殿物, (b)遠沈管からシャーレに採った沈殿物)

3.2 CSH と核種との化学的相互作用

著者らの研究グループはこれまで、様々な核種と CSH との化学的相互作用を調べてきた[9-13]. その際、特徴的なことは CSH を乾燥させることなく、核種（金属イオン）との相互作用を追跡することにある。これまで、一旦乾燥させたセメントおよびコンクリートと核種との相互作用を調べた結果は多く存在するが、Ca イオンが抜けた Ca/Si モル比が 1.0 以下の CSH を、冠水環境を考慮して乾燥過程を経ずに核種との相互作用を調べた事例は極めて少ない。一例として、Am と化学的相似性を持つ Eu との相互作用について述べる。Am-241 および Am-243 は各々432 年および 7,370 年の半減期を持つ α 核種 (α 線を放出する核種) である。但し、Am のような α 核種を含む実験廃棄物は、各研究機関において保管することが義務づけられ、廃棄物の低減の観点から、同族元素である Eu の安定同位体を実験では利用した。

Eu は pH の比較的低い領域 (pH<6) では、3 価の陽イオンとして存在するが、pH が高くなるにつれ、加水分解して Eu(OH)₃ として沈殿する。これまでの処分システムの性能評価では、加水分解種は地下水とともに移行しないとしてきたが、コロイド状となって、地下水とともに移行することも考慮する必要がある。他方、Eu は所定の波長のレーザーにより励起し、安定化する際に蛍光を生じることが知られており、本研究では、CSH と共存する場合としない場合の Eu の蛍光減衰の挙動を調べた。

図 7 に Eu の蛍光減衰の挙動を示す[9]. ここで、縦軸は、蛍光の相対強度であり、横軸は時間(単位は ms)である。この図から分かるように、CSH が共存すると共存しない濾液 (CSH を遠心分離後の上澄み液に Eu を加えた溶液) に比較して、明らかに Eu の減衰が遅くなる。一般に、蛍光は水溶液において励起金属イオンの周辺に多く存在する OH 振動子に速やかに蛍光が吸収されることから、図 7 の結果は、濾液の場合に比較して金属イオンの周囲に OH よりも CSH が隣接していることを示す。すなわち、CSH と共存する系では少なくとも一部の Eu は CSH と化学的に相互作用し、より安定化している。このことは、Eu が加水分解種として地下水とともに移行するのではなく、亀裂中に生成する CSH と化学的相互作用を示し、Eu の移行を地下水の流れに比較して遅くすることを意味

している。この図では CSH と Eu との反応時間を 7 日間とした結果であるが、これを 2 ヶ月間にするるとさらに、蛍光減衰強度の対数は時間に対して直線的になり、Eu と CSH と相互作用が顕著となることを示した[10].

このような蛍光減衰の寿命 τ [s] は、一般に

$$I_F = I_{F0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3)$$

と表される。ここで、時間 t [s] における I_F は蛍光強度であり、 I_{F0} は初期の蛍光強度となる (図 6 の縦軸は I_F/I_{F0} となる)。1 ms から 2 ms の間で求まる蛍光寿命 τ は、濾液の場合と比較して、CSH と共存すると 10 倍以上となり、これは Ca/Si モル比が 0.4 から 1.6 の条件において同様にみられる[9,10].

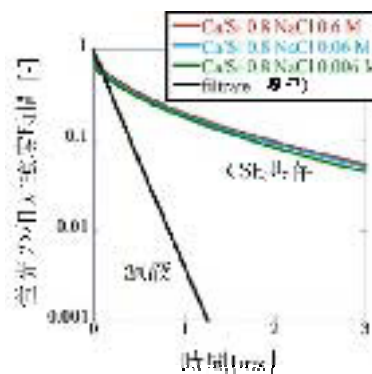


図 6 CSH と共存する場合の Eu の蛍光減衰挙動[9] (Ca/Si モル比:0.8, 液固比:20, 温度: 298 K)

本研究グループでは、3 価の陽イオンである Eu に加え、1 価の陽イオンである Cs (Cs-137 および Cs-135 はそれぞれ 30 年および 230 万年の半減期を持つ) に加えて、Cs-137 および Cs-135 が崩壊して生じる Ba (2 価の陽イオン) との共存系における CSH との相互作用も確認している[11]. さらに、最近では陰イオンであるヨウ素についても検討を進めている。ヨウ素イオンは地下還元雰囲気では、ヨウ化物イオン I⁻となるが、地表に近い場合および水の放射性分解がある場合などの酸化雰囲気ではヨウ素酸イオン IO₃⁻になる。後者は陰イオンのオキソ酸イオンと分類される。一般に、陰イオンの形態を取る核種は、亀裂表面が負に帯電していることから、固相との相互作用は極めて小さく、地下水の流れとほぼ同様に移行し、生活圏に到達するとされてきた。I-129 の半減期は 1,570 万年であり、ウランより重たい核種 (Trans Uranium

Nuclide) を含む, いわゆる TRU 廃棄物の中において生活圏での線量を支配する核種とされている (I は TRU ではないが, 再処理工場からの放射性ヨウ素の拡散を防ぐために用いる銀吸着材に存在し, TRU 廃棄物にその吸着材が含まれている) [5].

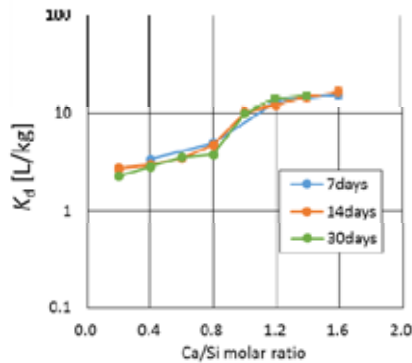


図7 CSHへのヨウ素酸イオンの収着分配係数[12] (液固比:20, 温度: 298 K, NaCl 添加なし)

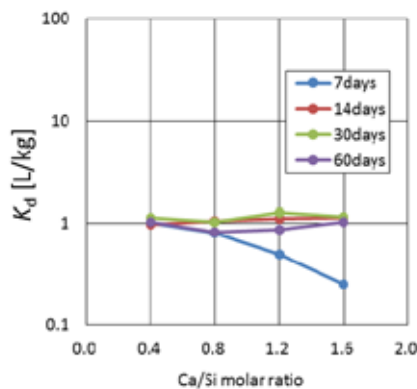


図8 CSHへのヨウ化物イオンの収着分配係数[13] (液固比:20, 温度: 298 K, NaCl 添加なし)

図7および図8はヨウ素とCSHとの相互作用を示すものである. ここでNaCl添加なしとは淡水系の地下水を想定している. 図7に示すヨウ素酸イオンの方が, 図8に示すヨウ化物イオンとの化学的相互作用が強いこと, また, 何れに場合も, これまでの性能評価において用いる収着分配係数(0.1 L/kg)[5]よりも10倍以上の値となることを示している. 収着分配係数 K_d [L/kg] の定義は, c を液相中の着目核種の濃度[mol/L], そして, 固相中の着目核種の濃度[mol/kg]とすると

$$K_d = \frac{s}{c} \quad (4)$$

となる. 収着分配係数 K_d は局所的な平衡定数であ

り, 液相中の核種の濃度が定まると固相中の核種の濃度も定まることを意味する. この値を用いて遅延係数 $R_d[-]$ は

$$R_d = 1 + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \rho_s K_d \quad (5)$$

と定義される. ここで, ρ_s は固相の密度[kg/m³], そして ε は間隙率[-]であり, 単位体積当たりの間隙の体積を示す. ε の値は 0 以上 1 以下の区間にあり, 亀裂内にも亀裂充填鉱物(固相)が存在していることを想定している. さらに, 遅延係数に加え, 核種の崩壊(崩壊定数 λ [1/s]) を考慮した地下水の移流および分散効果に伴う基礎方程式は

$$\varepsilon \frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{u}{R_d} \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{D_e}{R_d} \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - \lambda c \quad (6)$$

となる. ここで, u は亀裂内のダルシー流体流速[m/s], D_e は有効分散係数 [m²/s] (化学工学の分野では, 有効混合拡散係数と呼称する). 遅延係数は(5)式の定義から1以上であることから, (6)式は, 着目する核種がその固相との収着により非収着性の核種に比較して遅延して移行することを意味する. この物質収支式では, 核種と固相との化学的相互作用(収着反応)の速度が, 移流および分散による物質移動速度に比較して十分に大きいことを仮定している. すなわち, 多孔質体の熱移動でしばしば適用される局所熱平衡と同様に, 液相と固相との物質について, (4)式の説明において述べたように, 収着反応の局所平衡を仮定している.

これまでの性能評価ではヨウ素については前述のように $K_d=0.1$ L/kg を与えているが, 本実験ではヨウ化物イオンではほぼ 1.0 L/kg となっており, ヨウ素酸イオンにおいてはさらに大きい. 但し, ヨウ化物イオンの場合は, 実験初期の調整時の溶液中の濃度と実験終了後の溶液中の濃度がほぼ等しく, CSHの形成によって用いられる水和水に含まれるヨウ素がCSH(固相)側に存在する. 一般に, 地下水は大別すると海水系の地下水および淡水液の地下水が存在し, 前者には mM オーダでのヨウ素が含まれている. その場合には, 水和水中のヨウ化物イオンは同位体希釈が生じ, その効果を別途考慮する必要がある. 他方, ヨウ素酸イオンの化学形態の場合, ヨウ化物イオンに比較して大きな収着分配係数を持つことから, 単に水和水に含まれるだけでなく, 静電的な化学的相互作用

が存在し、塩水系の地下水においても遅延効果を持つことが NaCl 共存系(NaCl 濃度 0.6 mol/L)の実験から明らかになっている[12].

4. まとめ

以上、放射性廃棄物処分場周辺の亀裂流動場において生成する自己修復性バリアとその核種閉じ込め性についての概略を述べてきた。ここでの着眼点は、地下環境のみならず、処分システムの建設には多量のセメント系材料を投入することにある。また、本論で述べた CSH と核種との化学的相互作用は、周囲に自由水の多く存在する系において顕著に現われる。すなわち、CSH は、地下水によって満たされている環境(冠水環境)において、周囲の金属イオンを固定化してより化学的に安定になる。これまでのセメント系材料の検討では、主に地上で利用を考慮しており、冠水環境かつ Ca/Si モル比 1.0 以下での CSH の挙動には着目してこなかった。今後、本研究グループでは、これらの結果をより系統的に整理し、自然環境に置かれる処分システムの頑健性についてさらに明らかにしたいと考えている。

謝辞：本論は、山口東京理科大学教授の結城和久先生の勧めにより執筆させていただくことができました。また、本論の成果の一部は、日本学術振興会 科学研究費 課題番号 17H01371 および 25630425 による支援を得たものであり、併せて深甚なる謝意を表します。

参考文献

- [1] Niibori, Y., Chapter 6 Radioactive Waste Disposal in Radioactive Waste Engineering and Management edited by S. Nagasaki and S. Nakayama, Springer (2015).
- [2] Niibori, Y. et al., Deposition of Calcium-Silicate-Hydrate Gel on Rough Surface of Granite from Calcium-rich Highly Alkaline Plume, Scientific Basis for Nuclear Waste Management XXXV (Materials Research Society Proceedings), **1475** (2012) 349.
- [3] Dove, P. M., Kinetic and thermodynamic controls on silica reactivity in weathering environments, *Reviews in Mineralogy Volume 31*, Mineralogical Society of America (Washington, D.C), 235-290, (1995).
- [4] Niibori, Y. et al., Dissolution Rates of Amorphous Silica in Highly Alkaline Solution, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **37-4** (2000) 349.
- [5] 電気事業連合会・核燃料サイクル開発機構, TRU 廃棄物処分技術検討書—第2次 TRU 廃棄物処分研究開発取りまとめ, JNC TY1400-2005-013 (2005).
- [6] Chida, T. et al., Influences of Temperature on Permeability Changes of Flow-paths Altered by Highly Alkaline Ca-rich Groundwater, Proc. of WM2015 Conference, Paper ID 15192 (2015).
- [7] 千田太詩, 船橋泰平, 齋藤雄太, 新堀雄一, 高塩濃度冠水環境におけるカルシウムシリケート水和物の安定性に関する研究, 原子力バックエンド研究, **22-2** (2015) 29.
- [8] Baston, G. et al., Calcium silicate hydrate (C-S-H) gel dissolution and pH buffering in a cementitious near field, *Mineralogical Magazine*, **76** (2012) 3045.
- [9] Funabashi, T. et al., Sorption Behavior of Eu(III) into CSH Gel in Imitated Saline Groundwater, Proc. of WM2012 Conference, Paper ID 12145 (2012).
- [10] Y. Niibori, M. Narita, A. Kirishima, T. Chida, H. Mimura, *Mechanical Engineering Journal*, 1(4), 1-7 (2014).
- [11] Saito, Y. et al., Interactions of Cesium and Barium Ions with Calcium Silicate Hydrate under the Condition Saturated with Saline Water, Proc. of WM2015 Conference, Paper ID 15247 (2015).
- [12] Onodera, H. et al., Sorption Behavior of Iodate Ions on Calcium Silicate Hydrate under a High Saline Condition, Proc. of WM2018 Conference, Paper ID 18176 (2018).
- [13] Tago, H. et al., Sorption Behavior of Iodide Ions on Calcium Silicate Hydrate Formed under the Condition Saturated with Saline Water, Proc. of WM2017 Conference, Paper ID 17069 (2017).

多孔体内気液熱流動理解に基づくループヒートパイプの高性能化

Performance Enhancement of Loop Heat Pipe based on Understanding of Thermo-Fluid Characteristics on Porous Media

長野 方星 (名古屋大学)

Hosei NAGANO (Nagoya University)

e-mail: nagano@nuae.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

近年の電子機器の進展は目覚ましく、5G、ウェアラブル端末、自動運転、自動車や航空機の電動化など、我々のライフスタイルを変革するような技術が創出されつつある。これに伴い熱制御要求も厳しくなっており、より小型、軽量かつ高度な冷却技術や、無電力で熱制御する技術が求められる。そのような背景のもと、著者はループヒートパイプ熱輸送デバイスの研究に取り組んできた。ループヒートパイプ (Loop Heat Pipe, LHP) は毛管力を駆動力として流体を循環し、気液相変化を利用して熱輸送を行う二相流体ループである[1]。無電力で動作し、従来のヒートパイプと比べて長距離、大量熱輸送が原理的に可能であることから、省エネで高効率な熱輸送デバイスとして高いポテンシャルを有している。本技術の実利用はまだ宇宙分野に限定されているが、幅広い分野への応用に向けて研究開発が活発に行われている。著者らの研究グループも、これまでモバイル機器、自動車排熱利用、住宅太陽熱利用を目的に、厚さ 1mm 以下の超薄型 LHP、5.5kW の大容量 LHP、熱輸送距離 10m の長距離 LHP、高さ 4m の抗重力 LHP 等を実証し、LHP の適用範囲拡大に取り組んできた[2]。このように LHP は電力無しで自在に熱を運べ、適用範囲も広い魅力的なデバイスであるが、さらなる性能向上に向けてのボトルネックとして、単位面積当たりの受熱量、すなわち熱流束が低い点があげられる。例えば類似技術のループ式サーモサイフォン (LTS) は数百 W/cm² の熱流束に対応するのにに対し、LHP ではそれより 1 桁程度小さい。その理由は、LTS は沸騰現象を積極的に利用しているのに対し、LHP では多孔体表面近傍で生じる蒸発現象を利用しており、多孔体表面で沸騰が支配的になると、急激に性能が低下するためである。LHP の高熱流束化を実現するためには、多孔体表面で形成される気液界面での熱流動挙動を正しく理解し、理想的な相界面状態を創成することが重要である。

LHP 多孔体界面での熱流動現象に関する研究はいくつか先行研究が存在するが[3-5]、計測スケールや観測波長が限定されているため、総合的な理解に至っていない。そこで本稿は、多孔体表面近傍での熱流動理解および高熱流束化に向けた著者らの取り組みを紹介する。まず LHP の性能を支配する多孔体の物性について述べ、次に多孔体界面での熱流動現象について、可視および赤外域でのマイクロスケール観察で得られた知見を紹介する。さらに、本知見に基づく LHP の高熱流束化の事例を紹介する。

2. LHP の性能を支配する多孔体物性

LHP の構造を図 1 に示す。蒸発器、蒸気管、液管、凝縮器、リザーバより構成されている。蒸発器内には毛管力が発生し、ポンプの役割を果たす数 μm の多孔体 (ウィック) が設置されている。ウィックには熱源と良好な接触が生れるように蒸発器容器に密着している部分と、発生した蒸気が通過できる蒸気グルーブが存在する。

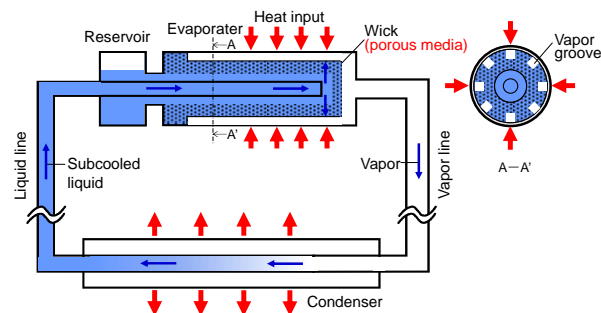


図 1 LHP の概念図

蒸発器に熱が供給されると蒸発器容器を介してウィックが温められる。ウィックに浸透した流体が飽和温度に達した時、蒸気が発生する。蒸気は蒸気グルーブを通過して蒸気管に輸送され、凝縮器に到達する。凝縮器内で蒸気は凝縮し、凝縮器出口ではサブクール液となる。サブクール液は液管を介してリザーバへと導かれる。リザーバからの戻り液はウ

$$P_{cap_lim} \geq P_{cap} = \Delta P_{wick} + \Delta P_{loop} \pm P_{head}$$

Capillary limiy

$$2 \cdot \frac{\sigma}{1} \cdot \frac{\cos \theta}{1} \cdot \frac{1}{r_p}$$

Fluid prop Wettability Wick prop

Wick pressure loss

$$\frac{\mu_L}{\rho_L \lambda} \cdot \frac{1}{K} \cdot \frac{t_w}{A_w} \cdot \frac{Q_{ev}}{1}$$

Fluid prop Wick prop Shape Power

Loop pressure losses

$$\frac{128}{\pi} \cdot \frac{Q_{ev}}{1} \sum_i \left(\frac{\mu_i}{\rho_i \lambda} \cdot \frac{L_i}{D_i^4} \right)$$

Power Fluid prop Shape

Liquid pressure

$$(\rho_L - \rho_V)gh$$

Fluid prop

A : Area θ : Contact ang
 D : Diameter K : Permeability
 h : Head λ : Latent heat
 L : Length μ : Viscosity
 Q : Power ρ : Density
 t : Thickness σ : Surface ten:

図2 LHP動作時の圧力バランス

Wick表面へと導かれ、再び気化する。この一連の循環の中で、多孔体で発生する毛管力 P_{cap} は、流体が多孔体を通過するときの圧力損失 ΔP_{wick} 、ループ配管内を通過するときの圧力損失 ΔP_{loop} 、ならびに水圧 P_{head} と図2のようにバランスする。

毛管力限界 P_{cap_lim} は多孔体の細孔半径 r_p 、流体の表面張力 σ 、多孔体と作動流体の接触角 θ により決定される。 ΔP_{wick} は Darcy の法則から、浸透率 K に反比例する。浸透率は Kozeny-Carman の式で示されるように、細孔径と空隙率と相関がある。また、 ΔP_{loop} は Darcy-Weisbach の式で求められ、図2では説明を単純化するため気相、液相ともに層流の発達流れを仮定している。また、蒸発熱量 Q_{ev} は熱負荷 Q_{app} から熱損失を差し引いた量となる。単純化のため、熱損失は Wick を介して蒸発器から CC に伝わる伝導熱リーク Q_{hl} のみと近似すると、

$$Q_{ev} = Q_{app} - Q_{hl} \quad (1)$$

$$Q_{hl} = \frac{k_w \Delta T}{t_w} A_w \quad (2)$$

となる。ここで k_w は多孔体の実効熱伝導率である。 k_w は様々な推算式が提案されているが、いずれの推算式も多孔体の細孔径 r_p 、空隙率 ϵ の関数となっている[6]。これらの式を無理やりまとめると、蒸発器に供給できる最大の熱流束 q_{Max} は、

$$q_{Max} = \frac{\left(\frac{2\sigma \cos \theta}{r_p} \pm (\rho_L - \rho_V)gh \right)}{\left(\frac{\mu t_w}{\rho \lambda K(r_p, \epsilon)} + \frac{128 A_w}{\pi \lambda} \sum \frac{\mu_i L_i}{\rho_i D_i^4} \right)} + \frac{k_w(r_p, \epsilon) \Delta T}{t_w} \quad (3)$$

となる。右辺第一項は蒸発熱量束、第二項は単位面積当たりの伝導熱リークである。これより、LHP の熱輸送性能を支配する多孔体物性は、細孔径 r_p 、浸透率 K 、空隙率 ϵ 、熱伝導率 k_w ならびに作動流体との濡れ性で決まる接触角 θ の 5 つであること、最大性能を示すための多孔体特性は一意には決まらず、LHP の形状や姿勢に大きく依存することが分かる。

3. LHP の最大熱流束および蒸発熱伝達率

前述の理解に基づき LHP の設計が可能となる。しかし、実際に見積もることが難しい特性として、蒸発器内の蒸発熱伝達率と、多孔体表面で沸騰が生じたときの蒸気圧力損失があげられる。図3は LHP の実験と過渡モデルとの比較である[7]。熱負荷を増大させた際に、実験と計算では熱源温度に乖離が生じているのが確認できる。これは、Wick と蒸発器容器の接触面に蒸気層が生成されたため、蒸発熱伝達率が低下したためと考えられる[8]。図4にポアネットワークモデル (Pore Network Model, PNM) により求めた LHP の蒸発器内の多孔体表面近傍の温度分布、圧力分布、蒸発量分布を示す[9, 10]。低熱負荷時には Wick 内は全て液で満たされており、蒸発は主に Wick、加熱面、蒸気グルーブの三相境界線で起きていることが見て取れる。一方、高熱流束負荷時には気液界面が後退し、蒸気層が形成される。蒸気層は熱抵抗となるため、加熱部の温度は急激に上昇する。このように PNM から蒸発熱伝達率低下のメカニズムが説明できるが、詳細な熱流動現象や、遷移過程を正確に把握するためには、蒸発器の多孔体表面近傍での気液相変化過程を実際に観察して理解する必要がある。

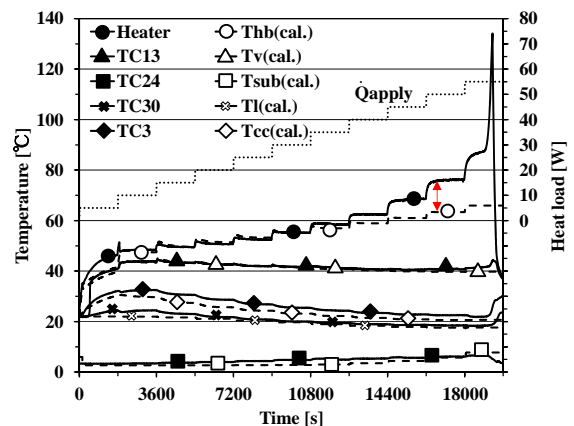


図3 LHP 実験と過渡解析との比較[7]

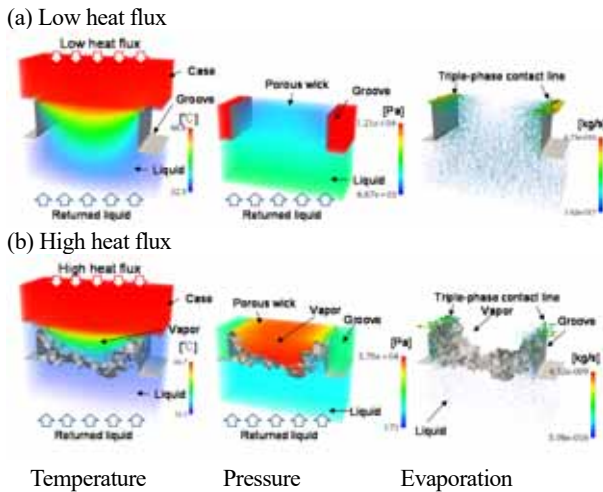


図4 (a)低熱負荷時および(b)高熱負荷時における多孔体界面での温度分布, 圧力分布, 蒸発量分布

4. 多孔体の気液熱流動観察およびモデル化

LHP のウィック構造の一部を切り出した試験体を用いて, 気液熱流動挙動を顕微赤外カメラおよびデジタルマイクロスコープを用いて観察した例を紹介する[11]. 表 1 に多孔体試料の特性を示す. 細孔径, 空隙率, 浸透率等の多孔体物性は全て実測により得ている. 作動流体にはエタノールを用い, 試料の接触面温度が 100 °C に到達する時の熱流束 (= 供給熱量/加熱板面積) を最大熱流束と定義した.

表 1 多孔体試料の特性

Name	SS1.0 μm	SS4.5 μm	SS22 μm
Cross section			
SEM			
Pore radius, μm	1.0	4.4	22.5
Porosity, -	0.57	0.56	0.71
Permeability, m^2	1.3×10^{-13}	2.5×10^{-13}	1.0×10^{-11}
Material	SS316L		
Size, mm	W15 \times h5 \times D10		
Channel, mm	W1 \times h1 \times D10		

図 5 に赤外域および可視域での観察結果の一例を示す. 赤外観察からは温度分布情報が, 可視観察からは気液界面の位置および相変化様式の情報がそれぞれ得られる. 両波長域での観察結果を組み合わせることで, (4)式で定義される蒸発熱伝達率と気液界面挙動の関係を明らかにできる.

$$h_{evap} = \frac{q_{app}}{T_h - T_v} \quad (4)$$

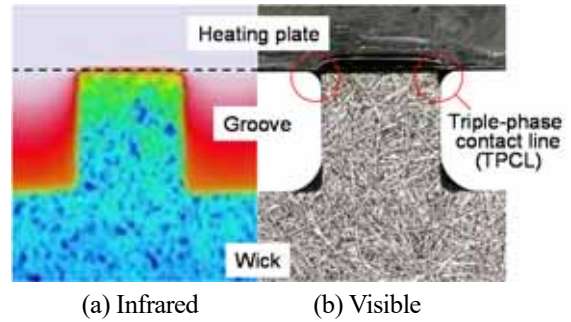


図 5 赤外および可視観察結果例

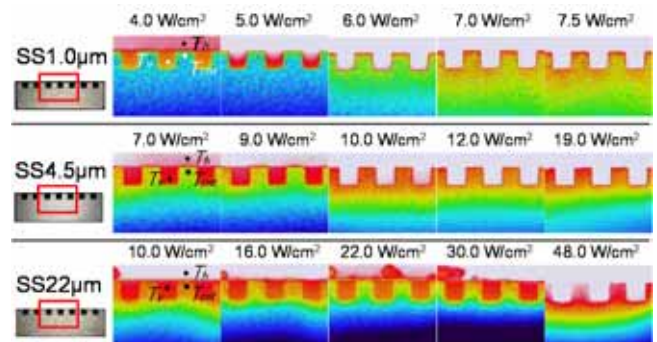


図 6 顕微赤外観察結果

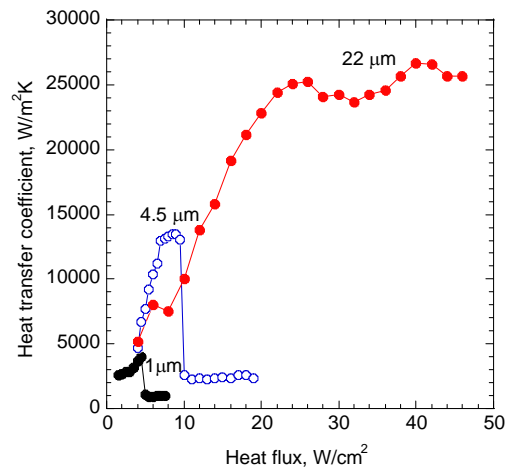


図 7 蒸発熱伝達率の熱流束依存性

図 6, 7 に各試料の顕微赤外面像ならびに蒸発熱伝達率の熱流束依存性の結果を示す. 細孔径が大きいほど最大熱流束および蒸発熱伝達率が高いことが見て取れる. これは, 細孔径 r_p が大きいほど毛管力限界 P_{cap_lim} は低下するが, 浸透率 K が増大することにより多孔体を通過する圧力損失 ΔP_{wick} がそれ以上に低下するためである. また, 熱流束に応じて 3 つの相変化モードが存在し, 各モードで蒸発熱伝達率が大きく変化することが見て取れる. 各モードで

の熱流動状態を図8を用いて説明する。まず低熱流束(図8(a))では、三相界線で液体架橋が形成され、薄液膜蒸発により気液相変化が生じる。次に中熱流束(図8(b))では、三相界線で微小な液架橋が保持され薄液膜蒸発が継続した状態で、多孔体と加熱板の接触面で核沸騰が生じ、その複合効果により最も高い熱伝達率を示す。さらに高熱流束(図8(c))では、液架橋が消失し、加熱面と多孔体の接触界面に蒸気層が生成され、接触熱抵抗増大により熱伝達係数が著しく低下する。

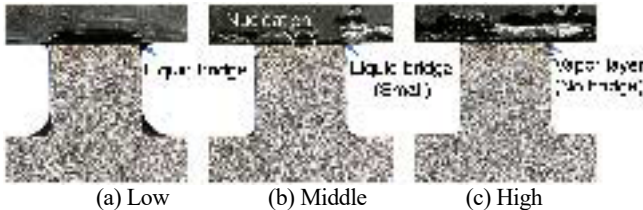


図8 熱流束変化に伴う相変化モードの変化

本可視化結果をもとに構築した各相変化モードの熱流動モデルを図9にまとめる[12]。低熱流束においては、液架橋内部の伝導伝熱量 Q_{cond} と表面の蒸発熱量 Q_{ev} がバランスする関係から蒸発熱伝達率が得られる。中熱流束においては、熱負荷 Q_{app} が液架橋表面での蒸発熱 Q_{ev1} と核沸騰伝熱量 Q_{ev2} の2つに分かれる。個別に求まる加熱面温度が等しくなる関係から Q_{ev1} と Q_{ev2} の比が決定される。高熱流束にお

いては、多孔体内の細孔を円筒型細孔に単純化し薄液膜蒸発理論を適用している。これらのモデルで算出した蒸発熱伝達率は図10に示すように実験結果と良好な一致を示した。

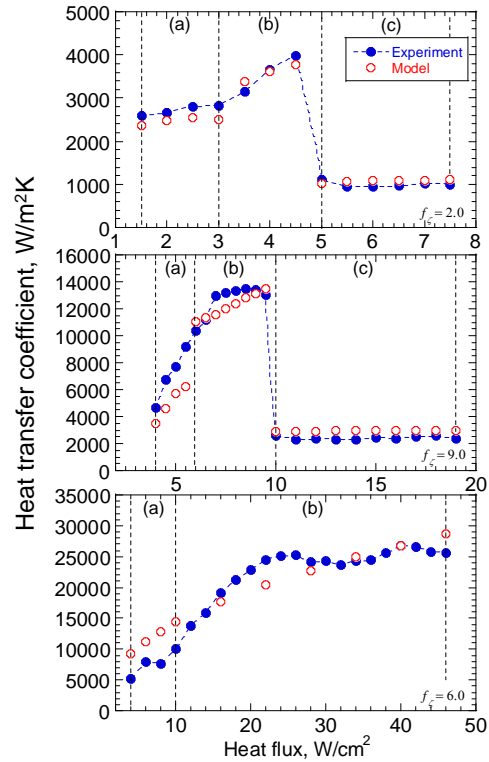


図10 蒸発熱伝達率の実験と計算との比較

<p>(a) Low Heat Flux</p>	<p>① Meniscus radius of liquid bridge</p> $r_{men} = \sigma \left[\frac{vL_{base}}{K} \frac{\dot{m}}{A_{base}} + \frac{vL_{fin}}{K} \frac{\dot{m}}{A_{fin}} + \rho_l g (L_{base} + L_{fin}) \right]^{-1}$ <p>② Liquid film thickness and interface temperature</p> $\delta_l(\eta) = r_{men} \cos \theta_1 - \sqrt{r_{men}^2 - (r_{men} \sin \theta_1 + \eta)^2}$ $T_\delta(\eta) = T_h + \frac{\delta_l(\eta)}{k_l} \left(\frac{2\alpha}{2-\alpha} \right) \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi R}} \left[\frac{P_s(T_v)}{\sqrt{T_v}} - \frac{P_\delta(\eta)}{\sqrt{T_\delta(\eta)}} \right]$ <p>③ Balance between Q_{cond} and Q_{ev}</p> $\frac{Q_{apply} - Q_{loss}}{n_{fin} n_{bridge}} = k_l \frac{n_b}{n_b} \frac{T_h - T_\delta(\eta)}{\delta_l(\eta)} L_{bridge} d\eta$ <p>④ Predicted h_{ev}</p> $h_{ev} = \frac{q_{apply}}{T_h - T_v}$
<p>(b) Middle Heat Flux</p>	<p>Q_{apply} is divided into Q_{ev1} and Q_{ev2}</p> <p>Q_{ev1} is calculated by ①~③.</p> <p>Q_{ev2} is calculated by Nishikawa-Fujita equation.</p> $\frac{h_{ev} l}{k_l} = 6.24 (f_p X)^{2/3} \quad X = \left[\left(\frac{1}{M^2 N} \right) \frac{c_{pl} \rho_l g}{k_l \sigma \lambda \rho_v} \right]^{1/2} a_{ev-2} l^{3/2}$ <p>Q_{ev1} to Q_{ev2} ratio is calculated by iterative computation.</p>
<p>(c) High Heat Flux</p>	<p>The contact heat transfer coefficient (h_{cnt}) is estimated by experimental result. Predicted h_{cal} is calculated by</p> $h_{cal} = \left[\frac{1}{h_{cnt} A_h} + \frac{1}{h_{ev} A_{ev}} \right]^{-1} A_h^{-1}$

図9 各相変化モードにおける多孔体気液界面熱流動モデル

5. 高熱流束化指針

多孔体熱流動モデルから、蒸発熱伝達率の増大には以下の2点が重要であることが分かる。一つは、薄液膜領域を増大させるために加熱面および多孔体と作動液との接触角 θ 、 θ_c を下げることで、つまり濡れ性を向上させることである。多孔体の濡れ性向上の効果は式(3)からも説明できるが、加熱面との濡れ性向上が有効であることは本研究の大きな知見である。多孔体および加熱面の濡れ性を改善した場合の蒸発熱伝達率向上については参考文献[13, 14]を参照されたい。

そしてもう一つは、PNMの結果から示唆されていたように[15]、溝本数 n_{fin} と液架橋数 n_{bridge} を増やし、薄液膜蒸発が生じる三相界線を長くすることである。受熱面積を一定にしたまま蒸気グルーブ本数を増やし、三相界線を2倍、5倍に増加した場合の顕微赤外画像、および蒸発熱伝達率と最大熱流束の変化をそれぞれ図11, 12に示す。三相界線長さが増加することで、蒸発熱伝達率および最大熱流束が増大する傾向が見て取れる。

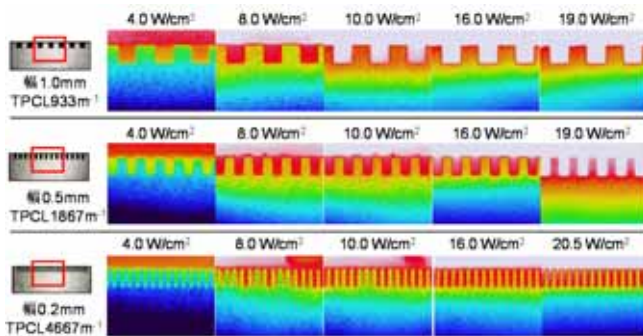


図11 顕微赤外観察結果

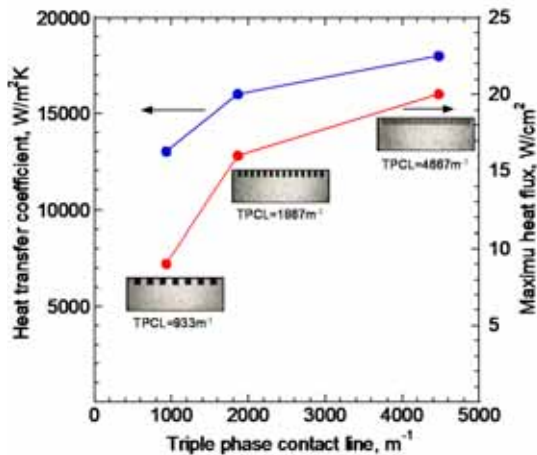


図12 蒸発熱伝達率および最大熱流束の溝幅依存性

6. 高熱流束 LHP への適用

本知見を LHP 設計に応用し、高熱流束化を図った研究を紹介する[16]。図13に高熱流束型 LHP およびウィックの写真を示す。受熱面積は 4.7cm^2 、熱輸送距離は 400mm である。ウィックには細孔径 $4.5\mu\text{m}$ の SUS316 材を用い、幅 0.2mm の蒸気グルーブを30本設けている。作動流体には純水を用いた。

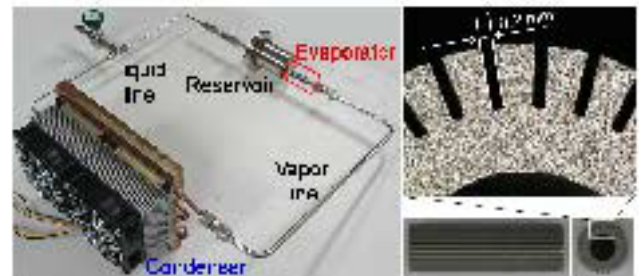


図13 高熱流束 LHP およびウィック

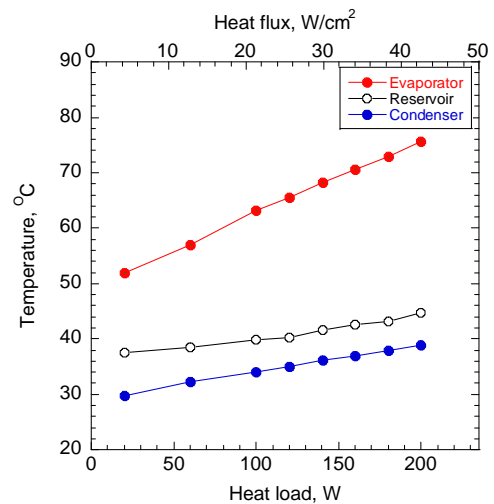


図14 熱負荷と温度の関係

図14に高熱流束 LHP への熱負荷量と動作温度の関係を示す。最大熱輸送量 200W 、熱流束換算で 42.5W/cm^2 まで安定して動作し、そのときの蒸発熱伝達率は $25000\sim 34000\text{W/m}^2\text{K}$ であった。比較のため図15に様々な LHP の最大熱流束と熱輸送距離の関係を示す。ウィックの材質、作動流体、管径が異なるため定量的な比較はできないが、全体の傾向として、式(3)で示されたように、熱輸送距離が長い LHP ほど最大熱流束が低いことが見て取れる。本研究の 400mm の熱輸送距離で最大熱流束 42.5W/cm^2 は LHP としては高い性能を有していることがお分かりいただけるだろう。

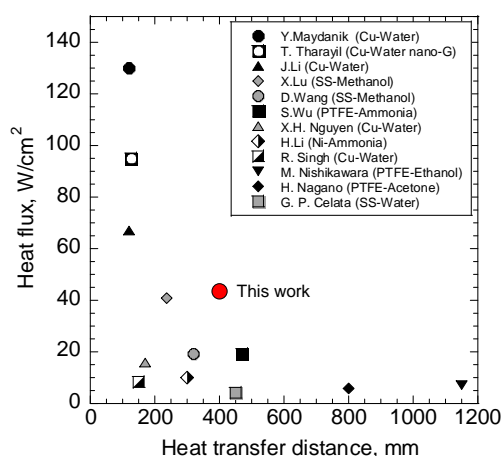


図 15 高熱流束 LHP の研究事例

7. おわりに

本稿では LHP の多孔体気液界面での熱流動理解に基づく LHP 高熱流束化に関する研究について、著者らの取り組みを紹介した。著者の夢は長距離と高熱流束を両立できる LHP (例えば熱輸送距離 10m, 最大熱流束 $100\text{W}/\text{cm}^2$) を自在に設計できることであるが、その道は果てなく遠い。

最後に、本稿で紹介した研究成果は当研究室卒業生である西川原理仁博士 (現豊橋技科大/Worcester Polytechnic Institute), 小田切公秀博士 (現宇宙科学研究所/Jet Propulsion Laboratory) はじめ研究室学生の知と汗と涙の結晶であることを付し謝意を表す。

参考文献

- [1] Ku, J., Operational Characteristics of Loop Heat Pipes, SAE Technical Paper, 1999-01-2007 (1999).
- [2] 例えば Mitomi, M. and Nagano, H., Long-Distance Loop Heat Pipe for Effective Utilization of Energy, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **77** (2014) 777.
- [3] Liao, Q. and Zhao, T. S., A Visual Study of Phase-Change Heat Transfer in a Two Dimensional Porous Structure with a Partial Heating Boundary, *Int. J. Heat Mass Transf.* **43** (2000) 1089.
- [4] Mottet, L. et al., Three Dimensional Liquid and Vapor Distribution in the Wick of Capillary Evaporators, *Int. J. Heat Mass Transf.* **83** (2015) 636.
- [5] Launay, S. and Mekni, N., Specifically Designed Loop Heat Pipe for Quantitative Characterization, *Proc. 15th IHPC, Clemson* (2010) 25–30.
- [6] Kaya, T. and Goldak, J., Numerical Analysis of Heat and Mass Transfer in the Capillary Structure of a Loop Heat Pipe, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **49** (2006) 3211.
- [7] Nishikawara, M. et al., Transient Thermo-Fluid Modeling of Loop Heat Pipes and Experimental Validation, *J. Thermophys. Heat Transf.*, **27-4** (2013) 641.
- [8] Nishikawara, M. and Nagano, H., Numerical Simulation of Capillary Evaporator with Microgap in a Loop Heat Pipe, *Int. J. Therm. Sci.*, **102** (2016) 39.
- [9] 西川原理仁, 長野方星, ポアネットワークモデルを用いたループヒートパイプ蒸発器の気液熱流動挙動の解析 (多孔体内気液分布と熱伝達特性), *Therm. Sci. Eng.*, **23-4** (2015) 71.
- [10] Nishikawara, M. et al., Formation of Unsaturated Regions in the Porous Wick of a Capillary Evaporator, *Int. J. Heat Mass Transf.* **89** (2015) 588.
- [11] Odagiri, K. et al., Microscale Infrared Observation of Liquid-vapor Interface Behavior on the Surface of Porous Media for Loop Heat Pipes, *Appl. Therm. Eng.*, **126-5** (2017) 1083.
- [12] Odagiri, K., Nagano, H., Characteristics of Phase-Change Heat Transfer in A Capillary Evaporator based on Microscale Infrared/Visible Observation, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **130** (2019) 938.
- [13] Oka C. et al., Effect of Wettability of A Porous Stainless Steel on Thermally Induced Liquid-Vapor Interface Behavior, *Surf. Topogr. Metrol. Prop.*, **5-4** (2017) 044006.
- [14] Odagiri, K. et al., Thermo-Fluid Dynamics in a Wettability-Enhanced Evaporator based on Microscale Infrared/Visible Observations, *Proc. Joint 19th IHPC and 13th IHPS, Pisa* (2018).
- [15] Nishikawara, M. et al., Numerical Study on Heat-Transfer Characteristics of Loop Heat Pipe Evaporator Using Three-Dimensional Pore Network Model, *Appl. Therm. Eng.*, **126-5** (2017) 1098.
- [16] 秋月祐樹ほか, 電子機器への搭載を目指した高熱流束ループヒートパイプの研究, *Therm. Sci. Eng.*, **27-1** (2019) 25.

屈折率整合法を用いた微細構造体周りの流れ場の 3次元可視化技術及び光触媒リアクターへの新展開

3D visualization of the fluid flow around micro obstacles using index matching method and a new development for photocatalytic reactor

海野 徳幸 (山陽小野田市立山口東京理科大学), 佐竹 信一 (東京理科大学)
 Noriyuki UNNO (Sanyo-Onoda City University), Shin-ichi SATAKE (Tokyo University of Science)
 E-mail: unno@rs.socu.ac.jp

1. はじめに

多孔質体 (porous media) を用いると非常に大きな表面積が得られるという事実は誰の目にも明らかである。化学反応や伝熱現象はその効率が表面積に依存するであろうということはすぐに想像できることから、古くから電池の電極部分や熱交換器等の分野に多孔質体の使用が検討され実際に使われてきた。しかし、多孔質体の莫大な表面積のすべてが有効に機能しているのか? という問いになると、即答することは難しい。孔径は小さいほうが総表面積は増えるかもしれないが、一方で圧力損失も大きくなり物質は多孔質体内を通りにくくなる。多孔質体のある一部分に流れが無ければ、多孔質体とその流れがない部分にある流体との温度差はやがてゼロに近づく。温度差のないところには熱の流れは生じない。結果として、せっかく増やした表面積に見合っていない伝熱促進効果しか得られなくなる。そこで、伝熱性能向上に有効な多孔質体形状を模索し、性能を最大化するために数々の実験がなされ、相関式の提案がなされてきた。より精度の高い物理モデルと相関式の構築が可能になれば、製品の実設計を簡単にすることができるからである。

上述の理由から、多孔質体内の構造やその内部の流れを可視化したいという要求は強く、これまでに種々の可視化技術が提案されてきた。2次元流れ場が観測できる X 線透視法 (X-ray radiography) [1], 中性子透視法 (Neutron radiography) [2] に始まり, 3次元流れ場の観測も可能にする X 線ステレオグラフィ (X-ray stereography) [3] などがまずあげられる。これらは、近年の3次元観測の代表技術であるトモグラフィ時に必要な画像再構成のための演算が必要なく、高速度撮影が可能である。一方、コンピュータ演算速度の向上のおかげで、そのトモグラフィでも高解像度での3次元計測が可能になりつつある。

X 線マイクロトモグラフィ (X-ray microtomography) [4] や中性子トモグラフィ (Neutron tomography) [5] などがある。μm スケールの空間解像度が得られる反面、時間解像度に関してはまだ改善の余地が見られる。さらに、核磁気共鳴画像法 (Magnetic resonance imaging, MRI) [6] を用いた可視化技術も注目を集めている。ただし、これらの技術は X 線源や中性子線源を用意する必要があり管理が難しかったり、強磁場が得られる超電導磁石型 MRI の場合には冷却に寒剤が必要で維持費が高かったりと、実施のハードルがとても高い。実施が比較的容易な電気容量トモグラフィ (Electrical capacitance tomography) [7,8] や電気インピーダンストモグラフィ (Electrical impedance tomography) [9] などもあるが、空間解像度に改善の余地があるようである。

研究室や開発レベルで実施可能な多孔質体内の流れ可視化技術として、屈折率整合法 (Index matching method, 以下 IM 法と呼ぶ) を用いた粒子画像流速測定法 (Particle image velocimetry, PIV) がある。時間および空間解像度の高さと、実施の容易さのバランスに優れており、幅広く使われている技術である [10-13]。IM 法に用いられる物体と作動液の組み合わせにはいくつかのパターンがある。Table 1 に代表的な組み合わせを示す。他の組み合わせは既報 [14] に詳しく紹介されている。

Table 1. IM 法に使われる物質の組み合わせ例

物体	作動液	屈折率
アクリル	ヨウ化ナトリウム水溶液	1.49
ウレタン	グリセロール+水 +ヨウ化ナトリウム	1.49
石英ガラス	シリコンオイル	1.46
ポリジメチル シロキサン	グリセロール水溶液 (60-70wt%)	1.4

一見 IM 法に用いられる組み合わせは無数にあるように感じられるが PIV と組み合わせる場合、作動液に対して①物体やトレーサー粒子、実験系の他の部品を腐食しない、②毒性や可燃性が低いなど取り扱いが容易、③蛍光波長での透過率が高い、④コストが低い、などといった制約条件があり、これを考えると過去実際に実施されている組み合わせは偏っているようである。とりわけ、実験系によっては作動液を数十～数百リットルを用意する必要があり、安全性とコスト面（廃液処理を含めて）で問題になることが多い。そこで、純水（屈折率 1.33）を用いた IM 法が重要になっており、そのための物質側の材料選定が必要である。

純水と屈折率が近い材料としては、ポリアクリルアミド水ゲルやアガロース水ゲルの報告がある[15]。アクリルアミドは毒性が高いのに対し、アガロースは寒天の主成分で安全性が高い。しかし、アガロースゲル自体は脆く、透明度が低いと報告されている。ゲルではなく機械的強度があり、純水と屈折率の等しい他の材料として、MEXFLON が報告されている[16]。また、近年、取扱および成型の容易な UV 硬化樹脂 MYPOLYMER も市販されている。

ところで、PIV 法により多孔質体のような構造体周りにおいてマイクロスケール・ナノスケールの 3 次元的な流れを追うためには特殊な手法を用いる必要がある[17]。例えば、ステレオカメラによる方法があるが、キャリブレーションが容易ではないということと、解像度が数十 μm スケールである。数 μm スケールの 3 次元可視化技術としては顕微鏡を使ったデフォーカス法もある。3 つの穴が開いたアパーチャーを用いてデフォーカス方向（レンズに対して奥行き方向）を識別する方法である。しかし、デフォーカス像として 3 つの像が見えるのでトレーサー粒子濃度が高くなり粒子が互いに近くなると、3 つの像の組み合わせがどれか分からなくなってしまう。そこで、筆者らの研究グループでは、サブ μm スケールの 3 次元可視化を可能にする Micro digital holographic particle tracking velocimetry (μ -DHPTV) を開発し研究している[18]。さらに、ナノスケールの 3 次元可視化技術としてエバネッセント光を使った、Multilayer nano-particle tracking velocimetry (MnPTV) [19]についても応用研究を行っている。

近年、筆者らのグループでは IM 法とこれらの可視化技術を融合した手法を開発した。今回、多孔質体の可視化応用に向けて、これらの手法をいくつか紹介するとともに、多孔質体と IM 法の組み合わせによる新たな工業的展開として光触媒リアクターの開発状況について述べる。

2. マイクロ領域における 3 次元可視化技術

Fig.1 はインライン方式による μ -DHPTV の構成を示す模式図である。ホログラムを形成するため光源にはコヒーレントなレーザー光を用いており、これをビームエキスパンダーを使って観測領域に拡大する。あるいは、顕微鏡の対物レンズに直接ビーム光を入射することもでき、この時は大抵ビームエキスパンダーは不要である。拡大されたレーザー光はトレーサー粒子を含むテストセクションを通過後、ハイスピードカメラの撮影素子面に投影される。ここで、ビームの直進光とトレーサー粒子周りで生じた回折光が干渉することで、ホログラムが形成される。オフアクシス方式に比べ粒子像の S/N 比が低いなどのデメリットもあるが、何より光学系がコンパクトになり微小なテストセクションであっても光軸合わせが簡単であることからインライン方式を採用している。得られたホログラム像をコンピュータ上で再構成することで X-Y-Z 位置が同時に決定できる。複数のホログラム像を連続処理し、PTV にて流れ場を 3 次元可視化できる。

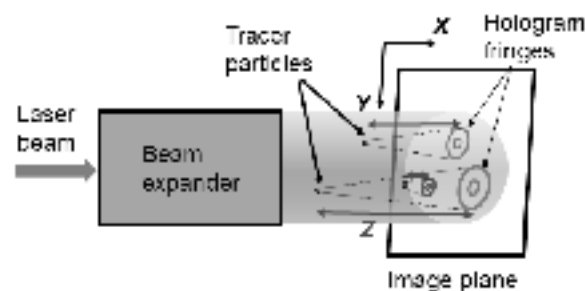


Fig.1 インライン方式によるホログラム撮影法

ここで問題になるのが、テストセクションでのレーザー光の屈折や散乱である。せっかくホログラムが形成されても、その像が歪んでしまえば粒子位置を決定することができない。そこで、IM 法を組み合わせ、伝熱特性に優れたペブル充填管[20]内を可視化した結果を最初に紹介する。

Fig.2 に μ -DHPTV によるペブル充填管内流れを可視化した実験の構成図を示す。まず、過去に多く報告があり IM 法として実績のあったヨウ化ナトリウムとアクリルの組み合わせで実験した[21].

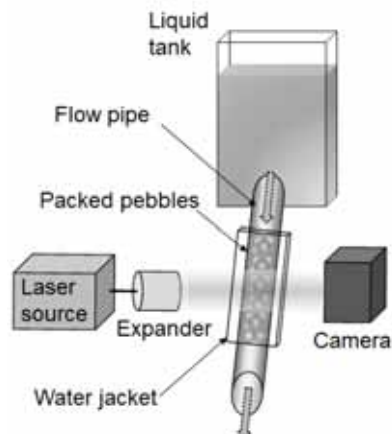


Fig.2 ペブル充填された円管内流れに μ -DHPTV を応用したセッティング例^[21]

Fig.3 に示すのは、レーザー光照射下でのヨウ化ナトリウム溶液に浸ったペブルの実際の様子である。よく研磨されたペブルがある四角に囲った部分の部分がほとんど透明に見えるのに対し、その他のペブルは表面粗さが大きいいため少し光って見える。屈折率自体は小数点3ケタ目までを狙ってヨウ化ナトリウム濃度を調整している。それでも、ペブル充填管のように複雑で光路が長い場合、表面粗さが荒いと散乱により白く光ってしまうようである。よく研磨したペブル球周りで撮影したホログラム像を Fig.4 に、コンピュータ上で再構成した後 PTV により平均流速ベクトル分布を求めたものを Fig.5 に示す。ペブルが存在する領域にはベクトルが現れず、IM 法を用いても μ -DHPTV が成立することを示した。

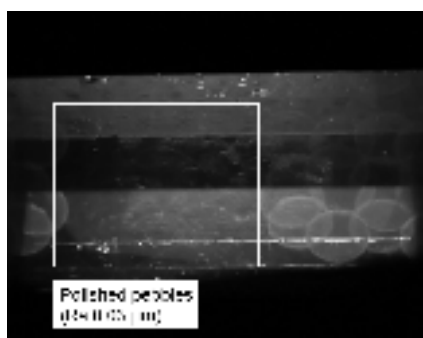


Fig.3 レーザー光照射下でアクリルペブルの見え方（ヨウ化ナトリウム水溶液中）

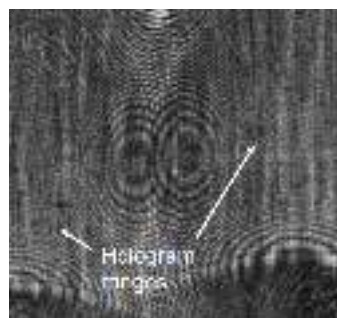


Fig.4 IM 法を使ってペブル充填管越しに撮影したホログラム像

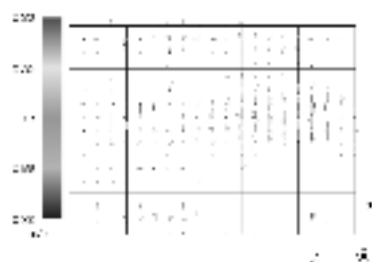


Fig.5 ペブル周りのヨウ化ナトリウム溶液の平均流速ベクトル分布

次に、表面が滑らかな MEXFLON 球を用意して水を用いた IM 法にも取り組んだ。Fig.6 に水中及び空気中での MEXFLON 球の見え方を示す。空気中では背面の格子模様が歪んでいるのに対し、水中では屈折率が整合し、まったく歪んでいないことが分かる。紙面の都合上、ここでは詳細を割愛させていただくが、アクリル製ペブルよりもさらに詳細な流れ場の観測に成功していることを発表済みである[22]。さらに、冒頭に述べた MYPOLYMER により作成したマイクロ構造物周りにおいても μ -DHPTV が適用可能であることが分かっている[23].

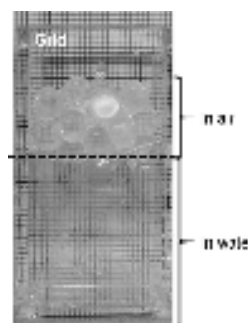


Fig.6 MEXFLON ペブルと純水とのインデックスマッチングの様子

3. ナノ領域における3次元可視化技術

ここでは、IM法をMnPTVに応用した例を紹介する。まず、3次元可視化の原理を説明する(Fig.7)。基板にスライドガラスなどを用いて、その中にレーザー光を入射させる。この時全反射(Total internal reflection, TIR)条件下で照射されると、対面にエバネッセント光が発生する。このエバネッセント光を照明光源として蛍光粒子を光らせる。生じたエバネッセント光の強度は基板から離れると指数関数的に減少するため、基板の極近傍のみが明るく照らされることになる。この特性を利用して、蛍光粒子の発光強度からその高さ位置を求める手法である。

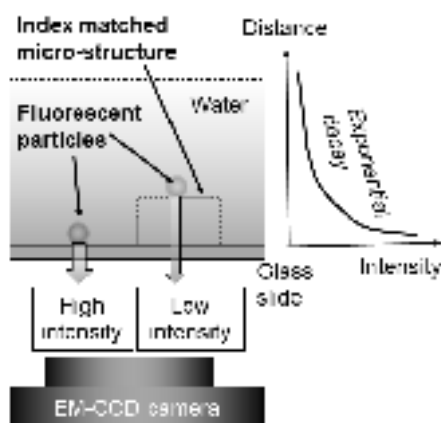


Fig.7 TIRによるエバネッセント波を使った蛍光トレーサー粒子観察の原理

観測にあたっては、減衰曲線をあらかじめ校正する必要がある、この時にすでにIM法が使用されている。当初は、成膜されたMgF₂ナノ薄膜と1-propanolが用いられていた。筆者らのグループでは、MEXFLON製のナノ薄膜にこれを置き換えて、水での校正を可能にした[24, 25]。

そして、成膜したMEXFLONナノ薄膜に対してさらにナノインプリント技術(Fig.8)を用いて追加加工を行うことでマイクロパターンの形成にも成功した。ナノインプリントは、あらかじめ電子ビームリソグラフィなどによってマイクロ・ナノスケールのパターンが形成されたモールドを対象とする薄膜に押し付けて、対象物にモールド通りのパターンを転写する技術である。幸いなことに、MEXFLONは熱可塑性であるため、ナノインプリントに適した材料であった。

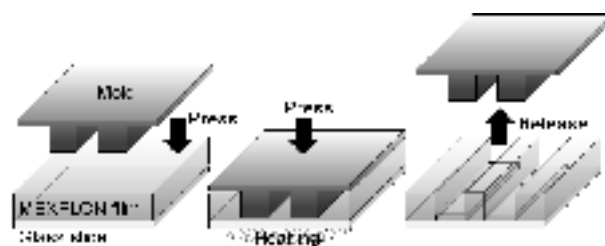


Fig.8 ナノインプリントによるマイクロパターン形成プロセス

これらの技術の組み合わせによって当初はMnPTVの校正時にのみ用いられていたIM法が、観測時においても適用できるようになり微細構造体周りの水の流れやブラウン運動を可視化できるようになった(Fig.9(a))。詳細は既報を参照していただきたい[26]。

さらに近年、MYPOLYMERと呼ばれるUV硬化樹脂が開発された。この材料の硬化後の屈折率は水と同じ1.33になるようにあらかじめ調整されている。先に述べたモールドとスライドガラス基板で挟み込んでUV光を照射するだけで任意のパターンの形成が可能である。しかし、樹脂自体の粘性が高いため、通常のナノインプリント手法ではパターンの下に形成される厚い残膜により全反射面からの高さが高くなる。その結果、エバネッセント光の強度を著しく低下させ蛍光トレーサー粒子の観測が困難であった(Fig.9(b))。この課題に対しては、Liquid transfer imprint lithography (LTIL)と呼ばれる手法を用いて克服し、MEXFLON同様にMYPOLYMERを用いたMnPTVを可能にした[27]。

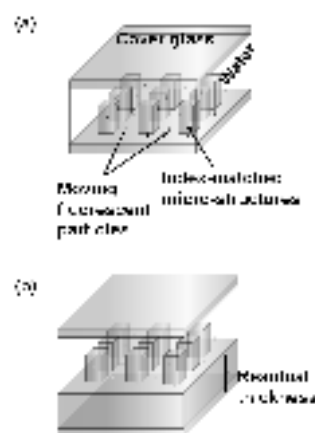


Fig.9 IM法を用いたMnPTVによる微細構造体周りの可視化の模式図

4. IM法を用いた光触媒リアクターの開発

多孔質体とIM法の組み合わせによる新たな工業的応用技術として光触媒リアクター開発について紹介する。光触媒は水などの浄化・殺菌に使われる。薬剤投入による殺菌よりも安全に処理することができ、細菌の死骸から発生した組織の破片や有毒な化学物質といった物についても分解することができるので、注目を集めている。従来の光触媒リアクターの様式を Fig.9 にまとめた。

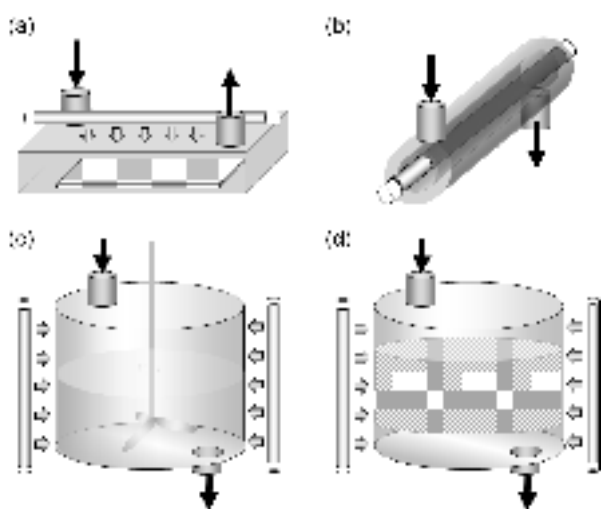


Fig.9 従来の光触媒リアクターの様式例: (a) プレート式, (b) 2重円管式, (c) バッチ式, (d) 充填層式

もっとも単純なプレート式は光触媒の表面への施工が簡単であるが、表面積を増やすためには装置の設置幅自体を大きくする必要がある。2重円管式では蛍光管からのUV光を無駄なく光触媒が担持された外管表面に当てることができる。またバッチ式は光触媒粒子を水中に分散させて処理を行う。特にナノ粒子光触媒を使用すると、水と光触媒との総接触面積は莫大なものになり非常に効率よく処理ができる。その反面、処理後の水には光触媒が残るためこれを分離する高性能フィルター及び高圧ポンプなどが必要となる。最後の充填層式は、充填物自体に光触媒を担持し、水と光触媒の接触面積を極大にすることで、処理効率とポスト処理の簡便化の両立を図ったものである。しかし、前述のとおり充填層と流体との間には通常屈折率差があり、内部にまでUV光を届かせる間に、集光・散乱してしまうことで、充填層すべ

ての表面で均一に反応を起こせるようにはならない。そこで、ガラスビーズを充填・融着させたガラス多孔質体を形成し、ガラス内部を紫外線の導光路とすることでこの問題を解決したリアクターが報告されている[28]。しかし、ガラスビーズを溶融させる装置サイズによってリアクターの大きさが決まり、また、洗浄などのメンテナンス時には融着してしまった多孔質構造が逆に問題となりえる。

上記の課題を解決するために、光触媒コーティングを行ったMEXFLON球を使ったIM法を考案した。そして、光触媒コーティングされたペブル充填管型のリアクターを試作した。Fig.10にその概念図を示す。

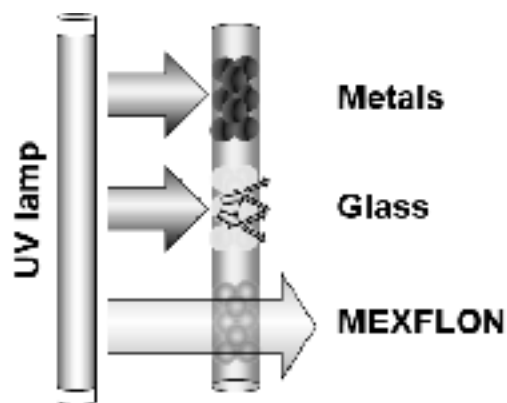


Fig.10 IM法によるペブル充填管内UV照射分布の改善

金属製のペブルでは、UV光が当たった表面でのみしか反応が起きないため、せっかくのペブル多孔質体としての表面積がまったく活用できない。一方で、ガラスペブルを用いた場合においては水中での屈折率差が大きい。そのため、球状のペブルによる集光効果が顕著に現れ、照射している面の裏側までUV光が届いたとしても局所的にしか当たっていない。対して、MEXFLONペブルを用いた場合にはペブル充填層の全表面積に対してまっすぐに透過したUVが照射され、効果的に光触媒反応が起こった。実験前に懸念されたことは、酸化チタン(TiO_2)を光触媒コーティングに用いており、この屈折率がガラスよりもさらに高いことであった。しかし、コーティング膜厚を非常に薄くすると、ペブルを通したUVの透過率は90%以上をキープできることがわかっている[29]。

最後に多孔質体と IM 法を組み合わせたペブル充填管光触媒リアクターの実施例を Fig.11 に示す。複数本のペブル充填管を用意し、リフレクターを備え付けることで UV 光の受光機会を増やす工夫を行っている。詳しい性能は既報を参照していただきたい[30]。原理的に、並列化が簡単なので期待する処理量や効率によってペブル充填管の長さや本数を変化させデザインすることができる。また、ペブルは融着されていないので取り外して洗浄・再コーティングすることも可能であり衛生面やリサイクルの観点でもメリットがあると考えられる。

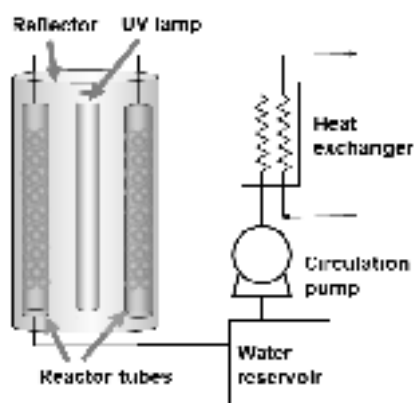


Fig.11 ペブル充填管を用いた光触媒リアクターの実施例

5. 結言

前半では多孔質体内の流れを可視化するために、IM 法を応用した技術としてマイクロスケール向けの μ -DHPTV およびナノスケール向けの MnPTV を紹介した。X 線などの大掛かりな装置がなくとも可視化が可能なこれらの技術は、多孔質体内の詳細な流れを明らかにするための強力なツールになると考えている。一方で、屈折率は温度によって変化するため、例えば伝熱現象を伴いながらの可視化は局所的な屈折率差が生まれ困難であることが推察される。このような体系化でも実施可能な技術開発が今後求められるであろう。

さらに後半では、多孔質体に対する IM 法を使った新たな展開の一つとして光触媒リアクターの試験例を紹介した。従来は観察手法の一つでしかなかった IM 法に、工業的アプリケーションとしての側面を見いだせたことはとても嬉しいことであった。このような新展開に今後も積極的にチャレンジしていきたい。

謝辞

本研究の一部は JSPS 科研費 26420158 の助成を受け実施された。ここに記して感謝の意を示す。実験にあたって量子科学技術研究開発機構 関洋治様には MEXFLON ペブルのご提供を頂き、東京理科大学 谷口淳教授にはナノインプリント技術によるパターン成型や光触媒コーティングに関してご協力を頂いた。心より御礼申し上げます。

最後に、ペブル充填管に関するご知見を多く賜り、本記事執筆の機会を頂きました山陽小野田市立山口東京理科大学 結城和久教授に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Roels, S., Carmeliet, J., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(25-26) (2006) 4762.
- [2] Cnudde, V., Dierick, M., Vlassenbroeck, J., Masschaele, B., Lehmann, E., Jacobs, P., Van Hoorebeke, L., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(1) (2008) 155.
- [3] Kingston, T. A., Morgan, T. B., Geick, T. A., Robinson, T. R., Heindel, T. J., *Flow Measurement and Instrumentation*, 39 (2014) 64.
- [4] Dobson, K. J., Coban, S. B., McDonald, S. A., Walsh, J. N., Atwood, R. C., Withers, P. J., *Solid Earth*, (4), (2016) 1059.
- [5] Dierick, M., Vlassenbroeck, J., Masschaele, B., Cnudde, V., Van Hoorebeke, L., Hillenbach, A., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 542(1-3), (2005) 296.
- [6] Granwehr, J., Harel, E., Han, S., Garcia, S., Pines, A., Sen, P. N., Song, Y. Q., *Physical review letters*, 95(7) (2005) 075503.
- [7] Matusiak, B., da Silva, M. J., Hampel, U., Romanowski, A., *Industrial & engineering chemistry research*, 49(5) (2010) 2070.
- [8] Voss, A., Hosseini, P., Pour-Ghaz, M., Vauhkonen, M., Seppänen, A., *Materials & Design*, 181, (2019) 107967.
- [9] Haegel, F. H., Zimmermann, E., Esser, O., Breede, K., Huisman, J. A., Glaas, W., Berwix, J.,

- Vereecken, H., Nuclear Engineering and design, 241(6) (2011) 1959.
- [10] Budwig, R., Experiments in fluids, 17(5) (1994) 350.
- [11] Stöhr, M., Roth, K., Jähne, B. Experiments in Fluids, 35(2) (2003) 159.
- [12] Hassan, Y. A., Dominguez-Ontiveros, E. E., Nuclear Engineering and Design, 238(11), (2008) 3080.
- [13] Butscher, D., Hutter, C., Kuhn, S., von Rohr, P. R., Experiments in fluids, 53(4) (2012) 1123.
- [14] Wright, S. F., Zadrazil, I., Markides, C. N., Experiments in Fluids, 58(9) (2017) 108.
- [15] Byron, M. L., Variano, E. A., Experiments in fluids, 54(2) (2013) 1456.
- [16] Someya, S., Ochi, D., Li, Y., Tominaga, K., Ishii, K., Okamoto, K. Applied Physics B, 99(1-2), (2010) 325.
- [17] Cierpka, C., Kähler, C. J., Journal of visualization, 15(1) (2012) 1.
- [18] Satake, S., Kunugi, T., Sato, K., Ito, T., Kanamori, H., Taniguchi, J., Measurement Science and Technology, 17(7) (2006) 1647.
- [19] Li, H., Sadr, R., Yoda, M., Experiments in Fluids, 41(2) (2006) 185.
- [20] Yuki, K., Okumura, M., Hashizume H., Toda, S., Morley, NB., Sagara, A., Journal of Thermophysics and Heat Transfer 22(4) (2008) 638.
- [21] Satake, S., Aoyagi, Y., Tsuda, T., Unno, N., Yuki, K., Fusion Engineering and Design, 89(7-8), (2014) 1064.
- [22] Satake, S., Aoyagi, Y., Unno, N., Yuki, K., Seki, Y., Enoda, M., Fusion Engineering and Design, 98 (2015) 1864.
- [23] Matsuda, Y., Kigami, H., Unno, N., Satake, S., Taniguchi, J., Journal of Photopolymer Science and Technology, 33(5) (2020) 557.
- [24] Unno, N., Maeda, A., Satake, S., Tsuji, T., Taniguchi, J., Microelectronic Engineering, 133, (2015) 98.
- [25] Nakata, S., Unno, N., Satake, S., Taniguchi, J., Microelectronic Engineering, 160 (2016) 81.
- [26] Unno, N., Nakata, S., Satake, S., Taniguchi, J. T Experiments in Fluids, 57(7) (2016) 120.
- [27] Unno, N., Kigami, H., Fujinami, T., Nakata, S., Satake, S., Taniguchi, J., Microelectronic Engineering, 180 (2017) 86.
- [28] Usami, H., Ohta, K., Inagawa, S., Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, 332 (2017) 595.
- [29] Kuniyasu, M., Unno, N., Satake, S., Yuki, K., Seki, Y., Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, 338 (2017) 8.
- [30] Myoga, A., Iwashita, R., Unno, N., Satake, S., Taniguchi, J., Yuki, K., Seki, Y., Optical Review, 25(3) (2018) 450.

一方向性ポーラス体を用いた高熱流束機器のサーマルマネジメント

Thermal Management of High Heat Flux Equipment with Unidirectional Porous Media

結城 和久 (山陽小野田市立山口東京理科大学)

Kazuhiisa YUKI (Sanyo-Onoda City University)

e-mail: kyuki@rs.socu.ac.jp

1. はじめに

ポーラス体は「大小様々な非常に多くの孔を有する材料」と定義され、その特徴である表面積の大きさを利用して様々な分野、たとえば化学プラント、建築、農業、環境、医療、生物分野等々で多用されている。特に本誌が対象とする伝熱工学の学問領域でも、ポーラス体内での液蒸発と毛細管現象による自立液供給を利用したヒートパイプ[1]やベイパーチャンバ[2]が電子機器の熱制御で活躍している。近年普及がめざましいスマートフォンにおいても、厚み1 mm程度の薄肉ヒートパイプが使用されているのは周知の事実である[3]。一方、近年の電子機器冷却では、発熱密度の増大と放熱コスト削減のため沸騰浸漬冷却が注目されている。特に、機能的形状・構造を有するポーラス体を冷却面に装荷して沸騰熱伝達の促進だけでなく限界熱流束の向上に注力した研究も多い。具体的事例についてはYuki[4]やMori[5, 6], Kandlikarら[7]のレビュー論文の参照をお勧めするが、Moriらのハニカムポーラス体[8]や不均一空間構造を有するポーラス体[9-11]、親水性や疎水性の機能を担持させたポーラス体[12, 13]など、液供給と蒸気排出の分離を試みた研究が多い。特筆すべき事項として、大気圧環境における水の飽和プール沸騰限界熱流束が5 MW/m²を超えるような成果もBaiら[14]やYukiら[15]によって得られており、潜熱輸送促進体としてポーラス体の高いポテンシャルが実証されている。その他、単相流における伝熱促進体として、ポーラス体を活用する試みも非常に多く、例えば、発泡金属体による熱伝達促進[16, 17]、輻射変換体としての利用[18, 19]、球充填管による伝熱促進[20, 21]などが挙げられる。

以上のように、単相・二相伝熱の双方において伝熱促進体として高いポテンシャルを有するポーラス金属を10 MW/m²レベルの高熱流束機器へ導入している研究も多い。例えば現在研究開発が進

む核融合炉のダイバータでは、核融合反応によって生成される α 粒子の流入等により定常的に10 MW/m²レベルの熱負荷を受ける。Sharafatら[22, 23]は、約400気圧に加圧されたHeガスの伝熱促進体として発泡金属を導入し、10 MW/m²を超える高い冷却性能を実証している。その他、10 MW/m²を超える高発熱密度電子機器の冷却技術として、JoshiらはPin-fin群マイクロチャンネル内での冷却液の相変化を活用する技術を提案している[24-26]。またナノポーラス体内での蒸発促進をガス衝突噴流でアシストする技術について検証している[27]。その他、ポーラス体の高熱流束環境への応用に関しては、Smakulskiらのレビュー論文にも記述があるので参照されたい[28]。当然ながら、これらの高熱流束機器では冷却性能の確保だけでなく、経済性と保全性を強く意識する必要があり、低流速・低ポンプ動力でのサーマルマネジメントが必要不可欠となる。

このような10 MW/m²レベルの効率的な除熱技術としてTodaとYukiは冷却液の蒸発潜熱を最大限に活用するため、EVAPORON (Evaporated Fluid Porous-Thermodevice) と呼ばれる冷却デバイスを提案した[29, 30]。その冷却原理は、冷却面上に装荷されたポーラス体内へ熱流と対向するように冷却液を圧送し、ポーラス体内マイクロチャンネルと表面積を活かして冷却液を積極的に相変化させるものである。ヒートパイプの様な毛細管現象に頼るのではなく、若干のポンピングにより熱流束に対応した最低限の液量をポーラス体内へ圧送して冷却するためポンプ動力の大幅な削減が期待できる。更に著者は、本技術ブレークスルーの最大の鍵が、ポーラス体内で発生する大量の蒸気の速やかな排出にあることを実証した[31]。続いて著者は、銅粒子焼結体内に蒸気排出用のサブチャンネルを装荷したEVAPORON-2 [32, 33]やポーラス上部に気液セパレータを装荷したEVAPORON-3

[34]を提案し、低ポンプ動力のもと 10 MW/m^2 を超える冷却性能を実証している。

以上総括すると、高熱流束環境の冷却技術としてポラス体を導入する場合、生成蒸気の排出を積極的に促すことが最も重要である。加えて冷却液の蒸発潜熱ポテンシャルを最大限に活用するためにはポラス構造の最適化も必要である。しかしながら、ひとえにポラス体と言っても、発泡金属、粒子焼結体や繊維焼結体、メッシュなど様々なポラス金属が存在する (Fig. 1 参照)。これらの異なる構造を有するポラス体の熱物性・力学特性を気孔率と気孔径だけで一般化することは通常できない。しかしながらポラス体内部での相変化伝熱を促進するためには、ポラス体の有効熱伝導率を高めて実効伝熱面積を拡大し、かつ生成蒸気のスリやかな排出を可能とする透過性能の高いポラス体を導入すべきであることは疑いようのない真実である。一般に、有効熱伝導率の増大と圧力損失の低減はトレードオフの関係にあるため、熱流束レベルと使用する冷媒に応じて導入するポラス体を決定すべきである。そこで本報では、まず、様々なポラス体に対する有効熱伝導率と絶対透過率について議論する。次いで、 10 MW/m^2 レベルの加熱環境における冷却技術として著者が提案した一方向性ポラス銅[35]の有効性を定量的に評価する。最後に、一方向性ポラス銅と伝熱面グループを組み合わせた流動系の冷却デバイス EVAPORON-4、さらに著者が初めて提案した自発的液供給効果 (ブリージング現象) による飽和プール沸騰限界熱流束促進技術について紹介する。

2. 様々なポラス体の熱伝導性能・透過性能

Fig. 2 はこれまで著者が使用してきた粒子焼結体、繊維焼結体、発泡金属の気孔率と気孔径の分布を表している。例えば、単純構造を有する等方性ポラス体の熱伝導性や透過性能に関しては、基本的にそれぞれのポラス体に対して気孔率と気孔径を基準にモデル化されることが多い。Fig. 2 からそれぞれのポラス体が、固有の気孔率と気孔径を有していることに気づく。例えば発泡金属やオープンセルは 90% を超える高い気孔率を有するものが殆どで、一方、マイクロスケールの気孔径を有するものについては著者の知る限り市

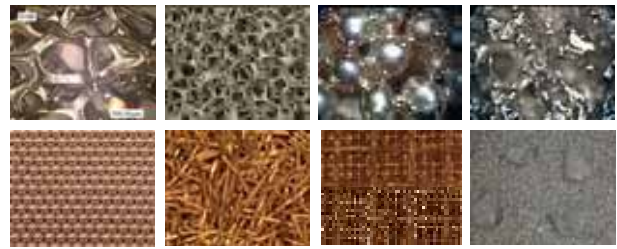


Fig. 1 Various kinds of porous media

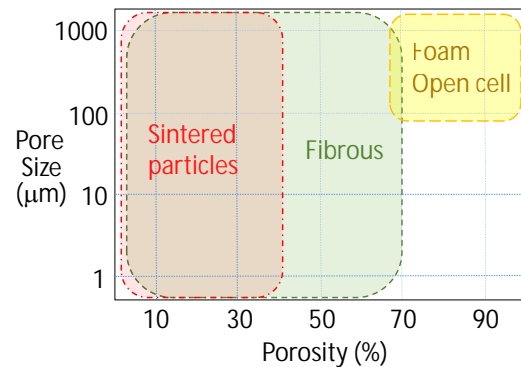


Fig. 2 Porosity and pore size of porous media

販されていないが、Unno らは高气孔率、マイクロ孔を有するポラス体を開発し、毛細管限界理論の通り蒸発伝熱促進に対して有効であることを実証している[36]。一方、粒子焼結体はその製造工程や充填構造から気孔率が $30\sim 50 \%$ のものが多く、気孔径もミクロンからミリオーダーまでと多様である。繊維焼結体についてはプレス度合いで気孔率の幅広い調整が可能であるが、繊維方向の制御が難しい。以下、冷却液の蒸発潜熱ポテンシャル活用の観点から、これら代表的なポラス体の有効熱伝導率と透過性能を議論する。

2.1 ポラス体の有効熱伝導率

ポラス体の熱伝導性を把握することは、実効的な伝熱面積を把握するために非常に重要である。これまで様々なポラス構造に対する予測式が構築されているが、一般に、ポラス体の有効熱伝導率 k_{eff} は、気孔率 ε によって重みづけされた以下の並列モデルをベースに議論できる。

$$k_{eff} = \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) k_s \quad (1)$$

ここで k_f, k_s はそれぞれ空隙部流体相の熱伝導率、ポラス固相の熱伝導率である。一点注意すべき

は, k_f , k_s はそれぞれバルクの熱伝導率ではなく, ポーラス構造の屈曲度を表す Tortuosity や焼結金属であれば焼結度に起因する熱抵抗を加味した熱伝導率である. いずれにしても, (1)式からポーラス体の有効熱伝導率が気孔率に大きく依存することが明らかである. 例えば気孔率の高い銅発泡金属では, 空隙部流体がガスで気孔率が 0.9 の場合, 有効熱伝導率は 40 W/m/K 足らずと試算されるが, 例えば Boomsma らのモデル式[37]から試算すると約 1 W/m/K 程度となる. 実際は発泡金属の製作方法によって有効熱伝導率は更に低くなるため, フィン効果による有効伝熱面積の拡大は特に液冷や沸騰冷却では期待できない. 発泡金属やオープンセルがガス流れの機械的分散促進および乱流促進体として利用される場合が多い所以である. 一方, 気孔率が比較的低い粒子焼結体については, 焼結度やプレスによって気孔率が 0.3 を下回るものも製作可能で, 高い有効熱伝導率を期待できる. 更に, 焼結の度合いによって粒子間に形成されるネック構造も有効熱伝導率に大きく影響する. 繊維焼結体については, 繊維方向に高い熱伝導性を有するが, 繊維方向と垂直方向に関しては, 粒子焼結体と同程度の有効熱伝導率であると考えられる.

ここで, Fig. 3 のような 1 辺の長さが 5 mm の立方体型の銅粒子焼結体を 5 mm × 5 mm × 50 mm の角柱で挟み込んだ計算体系をコンピュータ上に再現し, 熱伝導シミュレーションを実施する. 角柱下端面に熱流束 0.5 MW/m², 上端面温度として 100 °C の境界条件をそれぞれ与え, 角柱部および焼結粒子の側面に断熱条件を与える. 粒子焼結体が接触する二つの角柱端面の平均温度の差からフーリエ則により粒子焼結体の有効熱伝導率を評価する. 粒子径は 1.0 mm であり, 粒子の充填構造は単純立方構造である. 焼結時に粒子間に形成されるネック構造を再現するため, 粒子と粒子の接触点周りに直径 d の円柱を仮想的に設置する. すなわち円柱の直径が焼結時のネック構造を疑似的に表し, 接触角度 θ をパラメータとして d を決定する. 本計算での接触角度は 5, 10, 20 度である. 粒子と角柱端面の接触についても同様に与える. 接触角度 0 度での気孔率は 0.48 である. 固相は全て純銅として熱伝導率 398 W/m/K を与え, 空隙部では空気の熱伝導率 0.026 W/m/K を与える. 熱伝導シミュレーションは, 有限体積法 (Finite Volume

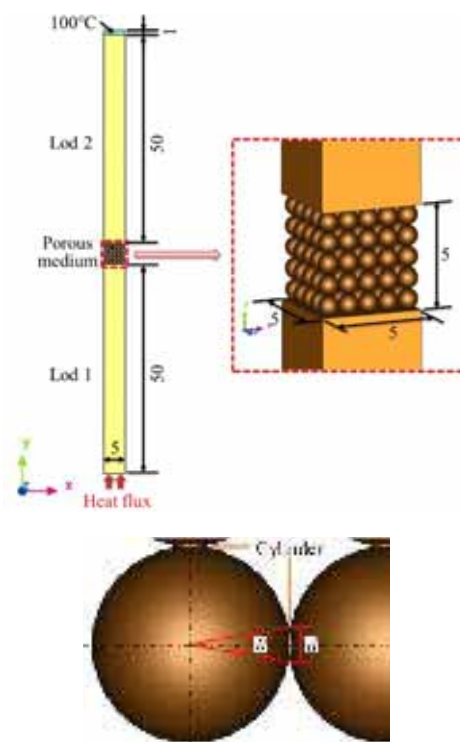


Fig. 3 Calculation of effective thermal conductivity for particle-sintered porous medium

Method : FVM) を採用する Cradle 社の Stream v13 により実施し, 比較のため有限要素法 (Finite Element Method : FEM) による計算も同時に実施する. これらのシミュレーションでは, 方程式の離散化に対して何ら特殊なモデルを採用しないため, 実験よりも高い精度で粒子焼結体の有効熱伝導率を評価することが可能である. Fig. 4 はシミュレーション結果を表しており, 接触角 5 度, 10 度, 20 度の場合の有効熱伝導率は, それぞれ 7.8 W/m/K, 19.2 W/m/K, 45.9 W/m/K である. 当然ながら焼結度が高くなると有効熱伝導率が高くなることを意味している. しかしながら, 銅のバルクの熱伝導率と比較すると, 接触角 5 度の場合で銅母材の熱伝導率の 2~4 % にまで減少し, 焼結度が最も高い接触角 20 度の場合でも有効熱伝導率は銅母材の約 12 % まで減少する. (1)式の並列モデルで表される有効熱伝導率との差は歴然である. 以上の結果から, 銅粒子の焼結体でさえポーラス体内におけるフィン効果の議論は注意が必要である. 一方, ポーラス体の有効熱伝導率を最大限に引き上げるためには, (1)式の並列モデルを適用できるようなポーラス体が望ましい. すなわち一方向

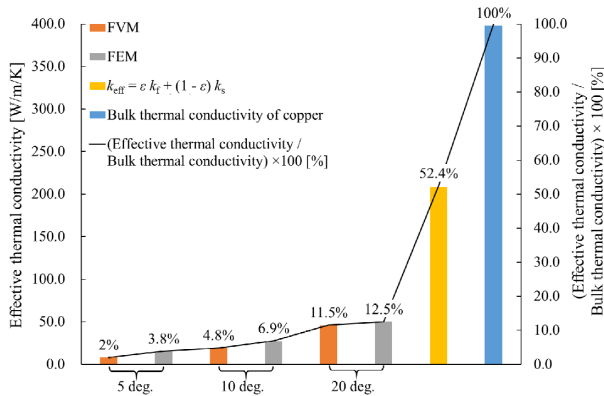


Fig. 4 Effective thermal conductivity of particle-sintered porous medium

性の気孔構造を有するポーラス体を導入するのが理想的である。その熱伝導率は、気孔方向 ($k_{eff\parallel}$) と気孔に垂直な方向 ($k_{eff\perp}$) とで異なるが、以下の Ogushi らの式[38]で予測することができる。

$$k_{eff\parallel} = (1 - \varepsilon)k_s \quad (2)$$

$$k_{eff\perp} = \frac{(\beta + 1) + \varepsilon(\beta - 1)}{(\beta + 1) - \varepsilon(\beta - 1)} k_s \quad (3)$$

上式は Behrens の複合材料の熱伝導率モデルを一方方向性ポーラス体へ適応したものである。空隙部はガスと仮定され、その熱伝導率が無視されているため、(2)式が並列モデルに該当する。 β は熱伝導率比である。すなわち粒子焼結体と同じ気孔率 0.48 の場合では、気孔方向の熱伝導率は 220 W/m/K であり粒子焼結体の 5 倍以上にも達する。高熱流束機器の冷却デバイス開発で、一方方向性ポーラス体の気孔方向を熱の流入方向と一致させれば、ポーラス体の実効的な伝熱面積ポテンシャルを最大限に活用することができる。一方、気孔と垂直方向の有効熱伝導率に関し、Fig. 3 の熱伝導シミュレーションを Fig. 5 のような一方方向性ポーラス体に対して実施し、より正確な有効熱伝導率を予測する。この時、気孔は基盤目配列および千鳥配列の 2 パターンとし、気孔位置は変えずに気孔径を 0.1 mm から 1.9 mm まで変化させながら気孔率を調整する。Fig. 6 から分かるように、気孔率が 0.5 ほどのポーラス体における有効熱伝導率が 100 W/m/K を超えるなど、一方方向性ポーラス体が気孔と垂直方向にも高い熱伝導率を有することが分かる。また気孔率が高くなるほど有効熱伝

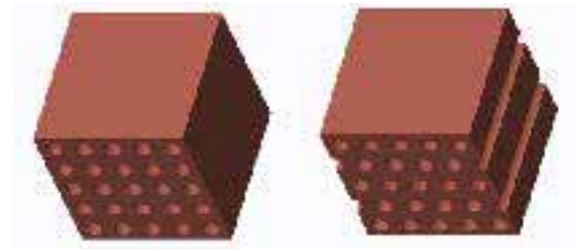


Fig. 5 Square array model and staggered array model for uni-directional porous media

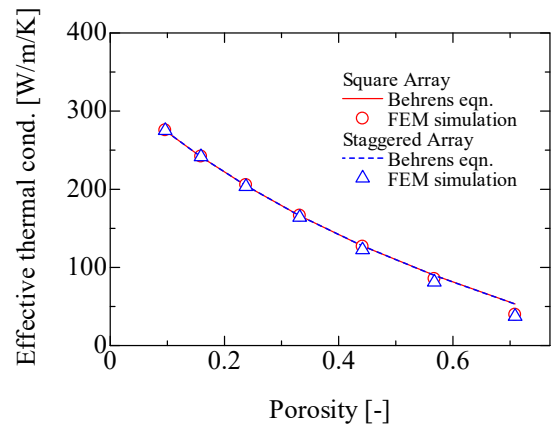


Fig. 6 Effective thermal conductivity $k_{eff\perp}$ of uni-directional porous media

導率が Chiba らのモデルからずれることが明らかである。たとえば気孔率が約 0.7 のときの基盤目配列では誤差が約 35%、千鳥配列では誤差が約 42%である。なお有効熱伝導率の把握により、ポーラス体のフィン効率が議論できるようになる。Chiba らは精度の高いモデル式を構築しており[39]、これにより一方方向性ポーラス体の導入の目安を簡易評価することが可能である。

2.2 ポーラス体の透過性能

先述のように高熱流束環境で相変化による蒸発潜熱輸送を有効的に利用する際、ポーラス体内で発生する大量の蒸気を素早くポーラス体外へ排出しなければならない。すなわち前節で議論した有効熱伝導率の向上を意識しながら、透過性能の高いポーラス体を導入、もしくは空間構造の変化を利用するなどの工夫が必要不可欠である。ここで参考のため粒子焼結体とフォーム体の絶対透過率 K を Kozney-Carman の式 $K = d^2 \varepsilon^3 / 180(1 - \varepsilon)^2$ から簡

易比較すると、発泡金属の透過性能が、粒子焼結体の透過性能と比べて2桁高く、流体の流動性ならびに蒸気の排出性能に優れることが明らかである。しかしながら、有効熱伝導率の議論から明確なように、発泡金属を相変化促進体として使用する場合、有効熱伝導率の低さからポーラス体内部での相変化は期待できない。すなわち、伝熱面もしくはその極近傍のみでの沸騰/蒸発になると予想される。一方、粒子焼結体の場合、特に拡大・縮小を繰り返す湾曲マイクロ流路となるため、特に縮小部での薄液膜形成により相変化に適した流路であると言える。しかしながら、同じ流速に対する圧力損失が発泡金属と比べて極めて大きいため、特に著者らが対象とする10 MW/m²レベルの高熱流束環境では、大量の蒸気をポーラス体外へ円滑に排出するのは困難である。高速蒸気の上流側圧力がポンピングの入口圧を超えるような場合、当然ながら伝熱面近傍の蒸気相は過剰に成長し始め、熱抵抗層となるため熱伝達を急激に劣化させる。現に、著者の粒子焼結体および繊維焼結体を用いた伝熱試験から、数 MW/m²を超えるような高熱流束環境では、高い絶対透過率を有するポーラス体の熱伝達性能が逆転する現象も確認している[31, 40]。ポーラス体に多重構造（例えばFig. 1右下端のBiporous体）を持たせ蒸気排出用パスを確保することも有効ではあるが、蒸気が最初に生成されるのはポーラス体内部であるため、ポーラス体内部での流動抵抗を低減させることは極めて重要である。当然ながら、本技術では蒸発を促進させたいためマイクロチャンネルの活用も重要であり[41]、そのためには粒子焼結体のような湾曲流路を妥協し、一方向性のポーラス体を導入することは透過性能の向上のため有効である。ここで一方向性ポーラス体の透過性能を評価するため、円管内流れの圧力損失を表すDarcy-Weithbachの式から以下のように絶対透過率をモデル化する（ポーラス体への流入抵抗と流出抵抗は無視する）。

$$K = \varepsilon d_p^2 / 32 \quad (4)$$

Fig. 7は粒子焼結体と一方向性ポーラス体の透過性能を表している。横軸は気孔率であり、代表長さ d_p を100 μm としている（粒子焼結体であれば粒子径、一方向性ポーラス体であれば気孔径）。当然ながら気孔率の上昇に伴い透過性能も上昇する

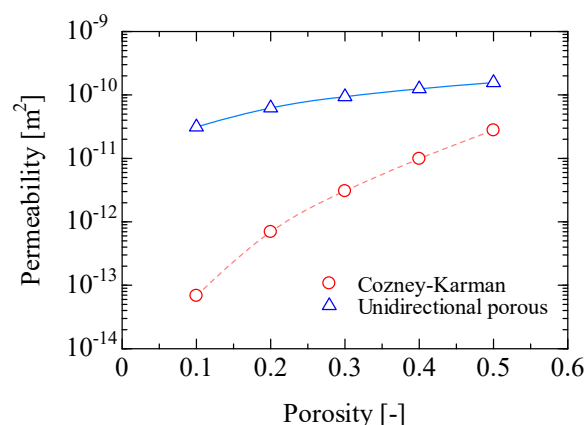


Fig. 7 Permeability of unidirectional porous

が、例えば、気孔率0.3, 0.4, 0.5の時の一方向性ポーラス体と粒子焼結体の透過性能比はそれぞれ30.6, 12.7, 5.6倍である。この比は代表長さに依存しない。すなわちポーラス構造に着目し、熱伝導性の向上と透過性能向上のトレードオフ問題を最も緩和できるのが一方向性ポーラス体であると言える。一つの応用例が繊維を焼結して製作されたWickであり、繊維方向の流動抵抗が大きく軽減されるため、小型ヒートパイプの最大熱輸送量の向上に貢献している[3]。

2.3 その他、ポーラス体導入の熱的課題

ポーラス体を伝熱促進体として導入する際の重要な課題として、ポーラス体と伝熱面との接触界面で発生する接触熱抵抗がある。一般に、熱流束が増大すると界面で発生する接触熱抵抗による温度ジャンプは大きくなるため、直接的に熱伝達率に影響する。例えば、粒子焼結体を機械的に伝熱面に押し当てると、伝熱面と粒子は点接触状態となるため最も大きな接触熱抵抗が発生する。点接触状態では1個目の粒子への熱伝導ですら相当に劣化するため、伝熱面もしくは粒子一層目での沸騰・蒸発が主となり、ポーラス内部での蒸発潜熱の有効活用は期待できない。粒子焼結体と伝熱面を焼結することが最善の策である。ここで1 MW/m²を超える高熱流束環境における接触熱抵抗について木伏らの研究成果[42]に注目する。実験の詳細についても同文献を参照されたい。Fig. 8は接触界面で発生する温度ジャンプを表している。 $\phi 10$ mmの接合面における荷重は0.33, 1.71, 3.03

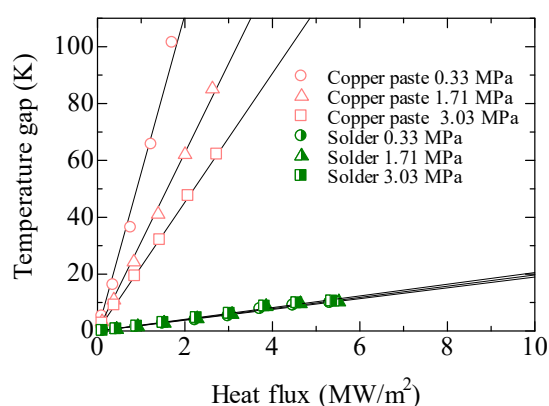


Fig. 8 Temp. gap due to contact thermal resistance

MPa であり、機械的接合ならびに半田接合の 2 パターンである。2 MW/m² の熱流束環境に注目すると、機械的接合では 3.03 MPa の荷重で約 40 K の温度差、0.33 MPa の荷重で 100 K を超える温度ジャンプが発生している。一方、半田接合により接触熱抵抗が大幅に改善されることも確認できる。5 MW/m² の熱流束では約 10 K、10 MW/m² まで線形外挿した際の温度ジャンプは約 20 K である。以上まとめると、ポーラス体を伝熱面に装荷する場合、半田接合等により接触熱抵抗の低減を図るべきであることは明らかである。このことは著者らが実施した粒子焼結体内へのガス衝突噴流の伝熱試験からも明らかであり、ポーラス体を伝熱面に半田接合することで熱伝達率が飛躍的に上昇することを確認している[43]。また沸騰伝熱に関しては、Peterson らのプール沸騰結果[44]においてポーラス体を伝熱面に HIP 接合することで沸騰熱伝達が飛躍的に促進されることも実証されている。

今回提案している一方向性ポーラス体を用いる場合、流路となる気孔が伝熱面と平行である場合、伝熱面全体にわたって完全な面接触状態が可能である。さらに気孔が伝熱面に垂直である場合でさえ、固相部では面接触状態を維持することができ、ポーラス体と伝熱面の接触熱抵抗を最大限に低減することができる。

2.4 一方向性ポーラス銅の導入

著者の研究室で導入を検討してきた一方向性ポーラス体に関しては、一般に放電加工や MEMS で製作されたものが多い。これらの製作技術では製作コストが非常に高価となるため、量産性に優

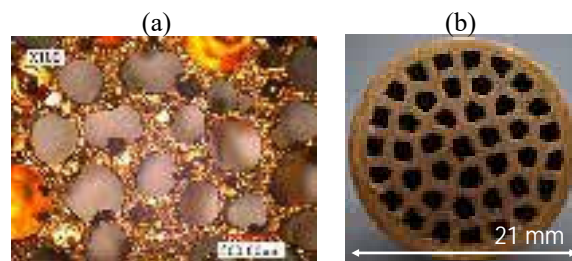


Fig. 9 Unidirectional porous media
((a): Lotus copper, (b) Exploded welded porous pipe)

れるポーラス体であることが望ましい。ここで、著者が現在導入している 3 つの一方向性ポーラス体について紹介する。一つ目は Fig. 9(a) に示されるロータス銅であり、熔融銅内に存在する溶存水素飽和度の温度依存性を利用して孔が形成される[45]。既に千葉らは単相伝熱での優位性について実証している[46]。現在、著者が株式会社ロータス・サーマル・ソリューションと共同開発する沸騰伝熱促進技術については次節にて紹介する。一方、金属細管群を爆発圧着技術によってポーラス体として成型する技術を Hokamoto らが提案している (Fig. 9(b) 参照[47])。これまで著者は熊本大学パルスパワー研究所の外本らとの共同研究のもと、伝熱促進管として一方向性ポーラス管を導入し、単相伝熱試験からこの一方向性ポーラス管が平滑管の最大 8 倍の伝熱性能を有することを実証している[48]。ポーラス管の気孔サイズや気孔率は細管の内径および肉厚によって調整可能である。最後に紹介する一方向性ポーラス銅は、金属 3D プリンターによって成型されたものである[49]。近年の 3D プリンター技術の進展は、銅製でかつマイクロチャンネルを有するポーラス体の成型をも可能としており、伝熱メカニズムに合わせた気孔径の調整や気孔空間構造の傾斜化も可能であることが本技術の最大の魅力である。

一方、このような一方向性ポーラス銅を沸騰・蒸発伝熱の促進体として適用する場合、特に伝熱面に対して気孔が垂直である場合、冷却液を確実に伝熱面まで供給できることが一つの長所として挙げられる。最大の課題は、ポーラス体内で生成される大量の蒸気を如何に速やかにポーラス体外へ排出するかである。この困難を解決するため、一方向性ポーラス体をグループ伝熱面へ接合することを提案する。これにより Fig. 10 の様な 2 つの冷却構造が可能となる。1 つ目は、液の供給方向

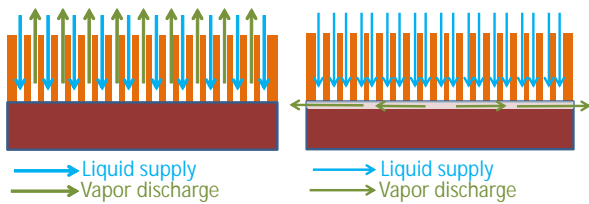


Fig. 10 Two heat removal devices proposed

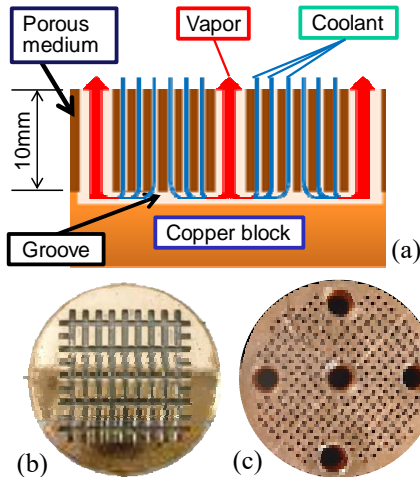


Fig. 11 EVAPORON-4 の概要

と蒸気排出方向が対向するものであり、もう一つはこのグループを介して蒸気をポラス体側面方向へ直接排出する方法である。次節では、この冷却構造を用いた流動沸騰伝熱ならびにプール沸騰伝熱に関する冷却性能について紹介する。

3. 一方向性ポラス体を用いた流動沸騰およびプール沸騰伝熱の促進

3.1 一方向性ポラス体を用いた流動沸騰除熱限界の向上 EVAPORON-4

緒言で述べたように、著者はポラス金属を用いた冷却デバイス EVAPORON (Evaporated-Fluid-Porous- Thermodevice) を提案している[29-34]。ポラス金属は冷却面に接続され、熱流と対向するようにポラス体内へ冷却液を供給し、冷却液をポラス体内で積極的に相変化させるものである。ここで一方向性ポラス体を用いた冷却概念を Fig. 11(a)のように具体化する。Fig. 11(b)のような蒸気排出用の 9×5 のグループを伝熱面上に施工し、Fig. 11(c)の一方向性ポラス銅を半田にて接続する。グループ幅は 1.0 mm、深さは 0.5 mm である。一方向性ポラス銅は機械加工によって製作されたものであり、φ0.5 mm の細孔が直径 20

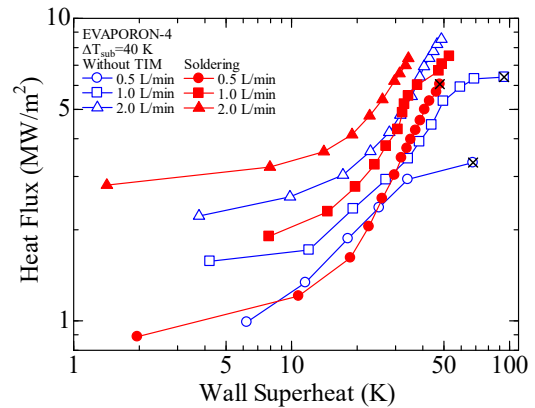


Fig. 12 Boiling curves of EVAPORON-4

mm のポラス体 (厚み 10 mm) に 248 個施工されている。またポラス体にはφ2.6 mm の蒸気排出孔が 5 本施工されている。この冷却デバイスは EVAPORON-4 と呼称され、Fig. 12(a)のように一方向性ポラス金属上部から細孔を介して供給された冷却液がポラス体内およびグループ内で相変化し、そのままグループと蒸気排出孔を介して排出される貫流型の冷却デバイスとなっている。Fig. 12 はその結果の一部を表しているが試験部の詳細や諸々の結果については文献[50]を参照されたい。入口サブクール度は 40 K であり、プロットに付けられた×印はこのデータが限界熱流束であることを表している。これよりそれぞれの流量条件において、ポラス体をグループ伝熱面へ半田接合することでデータが低過熱度側へ移動し熱伝達が促進されていることが確認できる。流量 0.5 L/min のデータに注目すると、半田接合無しの場合の限界熱流束が 3 MW/m² 程であるのに対し、半田接合することで限界熱流束が 6 MW/m² を超えるまでに向上している (1.8 倍向上)。流量 2.0 L/min の場合、半田接合無しの際の最大熱流束 (限界熱流束ではない) は 9 MW/m² 足らずであるため、半田接合の際の限界熱流束は 10 MW/m² を超えるものと予想される。参考のため流量 2.0 L/min の時の衝突噴流の実測限界熱流束は約 4 MW/m² であるため (同流量をφ2 mm の穴から噴出)、他の冷却技術と比べても EVAPORON-4 の冷却限界が高いことが伺える。特に高熱流束領域での熱伝達が大幅に向上するため、ポラス体内での潜熱輸送と蒸気排出が効果的に機能した結果である。

現在、CFD や可視化実験によりポラス内の流

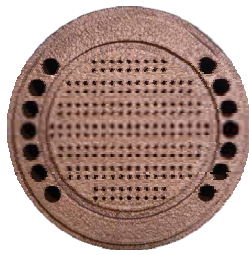


Fig. 13 Unidirectional porous copper fabricated by 3D printing technique

量分配や相変化の様相について評価している。今後、より蒸発潜熱ポテンシャルを活用可能な一方向性ポラス構造の傾斜化など、Fig. 13 のような 3D 金属プリンターによるポラス銅を導入し、議論と最適化を進めているところである[49]。なお電子機器への適用を意識した小型コールドプレートも検討しており、文献[51]を参照されたい。

3.2 一方向性ポラス体を用いたプール沸騰限界熱流束の向上（ブリージング効果）

筆者は、過去の EVAPORON を用いた伝熱試験において、ポラス内での相変化が激しくなり蒸気がポラス外へ噴出するような場合に、流体の入口圧力が急激に下がることに着目した。すなわち蒸気排出に伴う液の自発的供給現象（以降、ブリージング効果と呼称）があることに着目し、Fig. 14 のようにグループ施工された伝熱面上に一方向性の気孔構造を有するロータス銅（Fig. 9(a)参照）を張り付け、飽和プール沸騰の限界熱流束を飛躍的に増大させることを提案している[52-54]。この技術の特徴として以下が挙げられる。

- ① 蒸気の吹き出し現象を利用した液の自発的供給効果（ブリージング現象）
- ② ポラス体内での毛細管現象は不要
- ③ 貫流型（Fig. 14 参照）の液供給と蒸気排出が可能となるため、液供給と蒸気排出を分離し、合体泡の形成を遅延
- ④ ブリージング現象を促進し、かつポラス体内での熱伝達を促進するため、透過性能の高い一方向性ポラス銅を採用

ブリージングモードとして Fig. 14(a)(b)の二つのモードが考えられる。すなわちグループから蒸気が排出され、それによりポラス上部から液供給

されるモードとその逆モードである。

このブリージング現象による CHF 増大効果を実証するため、大気圧環境での飽和プール沸騰試験を実施した。実験の詳細については文献[15]を参照されたい。沸騰伝熱面として、0.5 mm 角もしくは 1.0 mm 角の一方向性グループを有する 10 mm×10 mm の伝熱面上にロータス銅（10 mm 角、厚み 2mm、気孔率 65.9%，平均気孔径 0.49mm）を張り付けて沸騰試験を実施した。Fig. 15 に結果を示す。本装置における平滑面での限界熱流束は約 1.4 MW/m²であり、ブロック伝熱面を用いた沸騰試験としては妥当な値である。図よりグループを設けロータス銅を接合することで、限界熱流束が飛躍的に向上していることが確認できる。0.5 mm 角のグループでは限界熱流束が 4.6 MW/m²（壁面過熱度 58.9 K）、1.0 mm 角グループでは 5.3 MW/m²（壁面過熱度 111 K）の限界熱流束を達成している。グループサイズが限界熱流束の向上に重要な因子であることが明らかである。平滑面の沸騰熱伝達と比較しても大幅に熱伝達が促進されており、本技術が沸騰熱伝達の促進と限界熱流束の増大を両立させる技術であることが分かる。限界熱流束付近の沸騰現象の可視化から、蒸気がグループからより多く射出されていることを確認している。すなわち今回のブリージング現象が Fig. 14(a)に相当することを意味している。現在、限界熱流束増大のメカニズムと除熱限界を決める要因を可視化実験と CFD から明らかにするとともに、ブリージング現象を卓越させる条件や制御方法についてポラス体の気孔率や気孔径、更にグルー

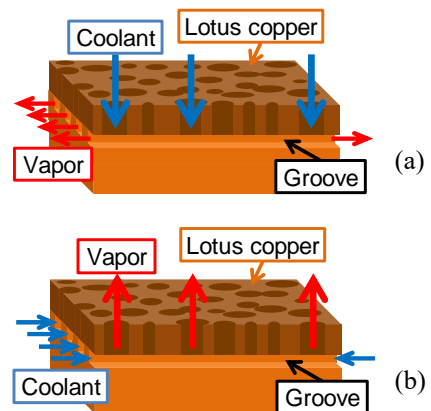


Fig. 14 Breathing phenomenon spontaneously induced by lotus copper on a grooved heat transfer surface

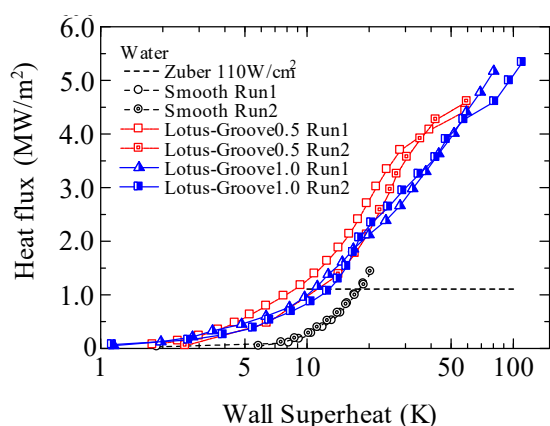


Fig. 15 CHF improvement by breathing phenomenon

ブ構造を変えながら議論している（例えば文献[55]など）。

4. 結言

本研究では種々のポラス体の熱伝導性ならびに透過性能を定量的に評価し、著者がターゲットとしている高熱流束除熱に適したポラス体の1つとして「一方向性の気孔を有するポラス銅」の導入を提案した。更に一方向性ポラス銅の応用例として、流動型の冷却デバイスであるEVAPORON-4の冷却性能、ならびにブリージング効果によるプール沸騰限界熱流束促進技術について紹介した。今後は、これらの冷却技術の更なる性能向上と制御を目指し、ポラス体やグループ伝熱面の構造の最適化に取り組む予定である。

謝辞

本特集号記事の執筆にあたり、ポラス研究との御縁を頂いた故・戸田三朗先生に深く感謝申し上げます。また本研究の成果の一部は、研究室初の博士後期課程学生・高井貴生君、ならびに関連する学生諸君の努力の賜物であり、敬意の念を表します。また常に精度の高い試験部製作でサポート頂ける尾串製作所・尾串聡氏に深く感謝申し上げます。最後に、本研究の一部は、核融合科学研究所・一般共同研究ならびに科学研究費助成金、更に科学技術振興機構の助成を受けながら実施されましたこと、ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- [1] 日本ヒートパイプ協会, 実用ヒートパイプ 第2版, 日刊工業新聞社 (2001).
- [2] Patankar, G., et al., International Journal of Heat and Mass Transfer, 148, 119106 (2020).
- [3] (株)フジクラ https://www.fujikura.co.jp/products/electronics/thermal/01/2044118_12671.html.
- [4] Yuki, K., Boiling -Research and Advances-, Elsevier, pp.593-609 (2017).
- [5] Mori, S., et al., International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 108, pp. 2534-2557 (2017).
- [6] Mori, S., Boiling -Research and Advances-, Elsevier, pp.212-226 (2017).
- [7] M., P., Chinmay, et al., Heat Transfer Engineering, 35, No. 10, pp.887-902 (2014).
- [8] Mori, S., et al., International Journal of Multiphase Flow, 35, 10, pp. 946-951 (2009).
- [9] Rahman, M., M., et al., Langmuir, 30, 37, pp. 11225-11234 (2014).
- [10] Li, H., C., et al., International Journal of Heat and Mass Transfer, 54, 15-16, pp. 3146-3155 (2011).
- [11] Liter, G., S., et al., International Journal of Heat and Mass Transfer, 44, 22, pp. 4287-4311 (2001).
- [12] Dai, X., et al., Applied Physics Letters 102 (16), 161605 (2013).
- [13] Dai, X., et al., Applied Physics Letters, 112, 253901 (2018).
- [14] Bai, L., Applied Physics Letters, 108, 233901 (2016).
- [15] Yuki, K., et al., Journal of Thermal Science and Technology, (Accepted on 2020/6/18) (2020).
- [16] Mahjoob, S., et al., International Journal of Heat and Mass Transfer, 51, 15-16, pp. 3701-3711 (2008).
- [17] Huang, F., Z., International Journal of Heat and Mass Transfer, 53, 5-6, pp. 1164-1174 (2010).
- [18] Kamiuto, K., et al., International Communications in Heat and Mass Transfer, 32, 7, pp. 947-953 (2005).
- [19] Takeda, T., et al., Proceedings of the 30th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP30), 2019.
- [20] Fand, R. M., et al., International Journal of Heat and Mass Transfer, 36, 18, pp. 4407-4418 (1993).

- [21] Yuki, K., et al., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 22, 4, pp. 638-648 (2008).
- [22] Sharafat, S., et al., *Journal Fusion Science and Technology*, 52, 3, pp. 559-565 (2007).
- [23] Sharafat, S., et al., *Fusion Engineering and Design*, 81(1), pp. 455-460 (2006).
- [24] Nasr, H., M., et al., *Journal of Electronic Packaging*, 139 / 011006 (2017).
- [25] Nasr, H., M., et al., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 108, pp. 1702-1713 (2017).
- [26] Asrar, P., et al., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 121, pp. 329-342 (2018).
- [27] Narayanan, S., et al., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 58, pp. 300-311 (2013).
- [28] Smakulski, P., et al., *Applied Thermal Engineering*, 104, pp. 636-646 (2016).
- [29] Toda, S., et al., *Proceedings of the 13th International Heat Transfer Conferences (IHTC13)*, BOI-58 (2006).
- [30] Yuki, K., et al., *Journal of Thermal Science*, 14, 3, pp. 272-280 (2005).
- [31] Yuki, K., et al., *Special Topics & Reviews in Porous Media — An International Journal*, 1, 1, pp. 1-13 (2010).
- [32] Yuki, K., et al., *Fusion Science and Technology*, 60, pp. 238-242 (2011).
- [33] Yuki, K., et al., *Fusion Science and Technology*, 64, 2, pp. 325 - 330 (2013).
- [34] Takai, K., et al., *Plasma and Fusion Research*, 12, 1405015 (2017).
- [35] Yuki, K., et al., *Proceedings of the 6th International Conference on Porous Media and Its Applications in Science and Engineering (ICPM6)*, (2016).
- [36] Unno, N., *Journal of Thermal Science and Technology*, 15, 1, Paper No.19-00654 (2020).
- [37] Boomsma, K., et al., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, pp. 827-836 (2001).
- [38] Ogushi, T., et al., *Journal of Applied Physics*, 95, 10, pp. 9843-9847 (2004).
- [39] Chiba, H., et al., *JSME International Journal, Series B Fluids and Thermal Engineering*, 47, 3, pp. 516-521 (2004).
- [40] 結城和久, 高耐熱・高放熱部材の性能向上と熱対策技術, 技術情報協会, (2017).
- [41] Soma, S., et al., *International Journal of Multiphase Flow*, 122, 103154 (2020).
- [42] Kibushi, R., et al., *Proceedings of 2018 International Conference on Electronics Packaging and iMAPS All Asia Conference (ICEP-IAAC2018)*, FE2-3 (2018).
- [43] 結城和久ほか, 第 53 回日本伝熱シンポジウム, G113 (2016).
- [44] Li, C., et al., *Proceedings of 2005 ASME Summer Heat Transfer Conference* (2005).
- [45] Nakajima, H., *Progress in Materials Science*, 52, 7, pp. 1091-1173 (2007).
- [46] Chiba, H., et al., *Journal of Thermal Science and Technology*, 5, 2, pp. 222-237 (2010).
- [47] Hokamoto, K., et al., *Materials Letters*, 137, pp. 323-327 (2014).
- [48] Yuki, K., et al., *Proceedings of the 27th International Symposium on Transport Phenomena*, Paper no. 126 (2016).
- [49] 高井貴生ほか, 第 56 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, C114 (2019).
- [50] Takai, K., et al., *Fusion Engineering and Design*, 136, Part A, pp. 518-521 (2018).
- [51] 辻利佳子ほか, 第 54 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, C115 (2017).
- [52] Yuki, K., et al., *Transactions of The Japan Institute of Electronics Packaging*, 9 (2016), pp. E16-013-1-E16-013-7.
- [53] 結城和久ほか, 日本機械学会 2017 年度年次大会, J0330103 (2017).
- [54] Yuki, K., Kibushi, R., Unno, N., Ide, T., Ogushi, T., Murakami, M., Patent publication number 2018-204882 (2018).
- 禰宜田大貴ほか, 第 57 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2020).

ニュートンの冷却法則（その 4）

－自然対流実験－

*Newton's Law of Cooling, Part 4,
Experiment on Natural Convection*

圓山 重直（八戸高専），守谷 修一（東北大学）

Shigenao MARUYAMA (INT, Hachinohe College), Syuichi MORIYA (Tohoku University)

e-mail: maruyama-o@hachinohe-ct.ac.jp

1. はじめに

アイザック・ニュートン（1642-1727）の冷却法則についての論文「Scala graduum Caloris. (A Scale of the Degree of Heat, 温度の尺度)」[1][2]について、前報（その 1）[3]では、高温物体の温度計測について議論しました。前報（その 2）[4]では、水の沸点以下の温度について、ニュートン温度の精度や、当時のイギリスの気温について議論しました。

前報（その 3）[5]では、ニュートンと同様な実験を風洞用いて行いました。簡易風洞を用いた実験で推定される風速は冷却時間で異なること、ニュートンの別実験[6]と同じ時間を要した場合、推定風速は 0.7 m/s となりました。この領域では自然対流が無視できない範囲となります。また、自然対流のみによる冷却が起きていたことも否定できません。

本報では、自然対流冷却の実験を行い、ニュートンの実験との比較を行います。また、なぜ等比数列温度を用いると高温が推定できることを思いついたのか、ニュートンの名著「プリンシピア」との関係についても議論します。

2. ニュートンの別実験

ニュートンの研究については、ニュートン自身による手書きの詳細な実験データや草稿などが残されています。その中に、ニュートンの光学 (Optiks) [7]の草稿や音速の研究を行った研究ノートがあります[6]。その中には、冷却法則[1]の論文草稿も含まれています。

その研究ノートには、ニュートンが予備実験として行った実験データがあります。そこには、各現象に対する冷却時間が書かれてあります[6], [8]。この実験は、冷却法則論文[1]より低い温度（約 290°C）から実験を始めています。前報[5]でも示したように、体温まで冷却するのに 132 分かかったと記されています。

本報では、この実験結果を自然対流実験で再現することを試みました。

3. 自然対流実験

前報[5]と同様な装置で自然対流冷却実験を行いました。つまり、大きさ 103×107×27 mm（約 4×4×1 inch）、質量 1.93 kg（約 4.25 lb）の鑄鉄塊を加熱炉に入れ加熱しました。図 1 に示すように、実験は加熱鉄塊を直接レンガの上に置く場合と、耐熱断熱材（イソウール フェルト）の上に置いた場合について行いました。



図 1 レンガの上に直接置いた約 4×4×1 inch の鑄鉄塊(a)と断熱材の上に置いた鑄鉄塊(b)の様子

まず鉄塊を電気炉に入れて、一定温度になってから、レンガの上に置き、自然対流による鉄塊の冷却温度を計測しました。その時、前報と同様に赤外線カメラで放射強度を測定し、鉄塊表面の放射率を測定しました。

実験結果を図 2 に示します。実験は、初期温度を約 190°C と 290°C に設定しました。ニュートンの別実験[6]では初期温度を 100°N (294°C) としました。図中には、各実験の条件が記入してあります。

これらの実験を記述する推定式による計算値も図中に示してあります。

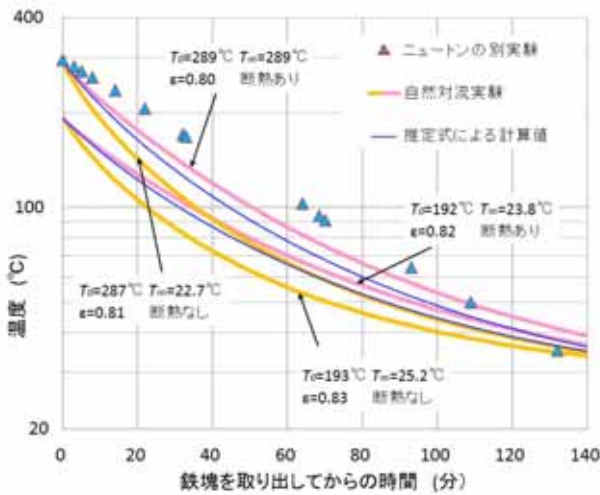


図 2 自然対流冷却実験とニュートンの別実験との比較

初期温度が T_0 で、加熱炉から周囲温度 T_∞ の空気中に取り出した後の鉄塊の冷却温度は次式で表されます。

$$c\rho V \frac{dT}{dt} = -S\{\bar{h}_c(T - T_\infty) + \varepsilon(T^4 - T_\infty^4)\} \quad (1)$$

ここで、 c は鉄塊の比熱、 ρ 密度、 V 体積、 S 底面を除いた表面積、 ε 放射率、 t 時間です。上向き加熱面の自然対流平均熱伝達率 \bar{h}_c は、経験式[9]

$$Nu_L = \bar{h}_c L / k = 0.54Ra_L^{1/4} \quad (2)$$

を用いました。ここで、 L は、加熱面上部面積を周長で割った長さです。

自然対流の実験は、図 1 に示すように、レンガに直接鉄塊を置いて冷却した場合と、断熱材の上に置いた場合の 2 通りについて実験しました。ニュートンの実験は周囲温度 2°N で行われましたが[6]、この実験では周囲温度が高い状態で行いました。鉄塊を環境温度に置かれたレンガに直接乗せると、熱伝導で冷却するため、計算値は断熱材に置いた場合の方が良い一致を示しています。いずれにしても、ニュートンの別実験とは一致していないことが分かります。

図 2 の実験に使った鉄塊は、前報 (その 3) [5] の実験に使ったものなので、電気炉による高温加熱で表面に厚い酸化膜が形成され、放射率が大きくなっています。ニュートンの別実験ではさほど高温にしていません。もし、ニュートンが、表面を研磨さ

れた状態の鉄塊を使ったとしたら、放射率は図 2 の実験よりかなり小さくなると思われます。

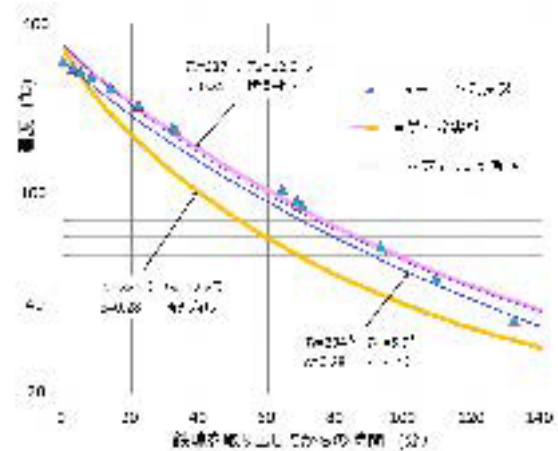


図 3 表面を研磨した鉄塊の自然対流実験とニュートンの別実験との比較

そこで、鉄塊を研削し酸化膜を除去した状態で、自然対流冷却実験を行いました。その結果を図 3 に示します。図 3 中の実験は、図 2 と同様にレンガに直接置いたものと断熱材の上で冷却した場合を示しています。また、初期温度を約 340°C として高めに設定しています。推定式による計算値は、断熱材の上に置いた鉄塊の実験結果と一致しました。

図中の計算値は、初期温度と外気温度をニュートンの実験と同一にして放射率を 0.28 としたものです。この計算値は、ニュートンの実験と比較的良好な一致を示すことが分かります。

図 2 と図 3 の結果を総合すると、ニュートンの別実験では、風は殆ど吹いておらず、予備実験として酸化膜がない状態の鉄塊を使ったことが推察されます。また、この場合の初期温度は余り高くないので、加熱しても酸化膜が形成されにくいと考えられます。図 3 の自然対流実験でも、酸化膜は余り形成されていませんでした。

また、ニュートンの別実験では鉄塊はレンガの上ではなく木などの断熱性の高い板の上に置かれていることも推測できます。 300°C の鉄塊を木の板に乗せても燃えることはありません。

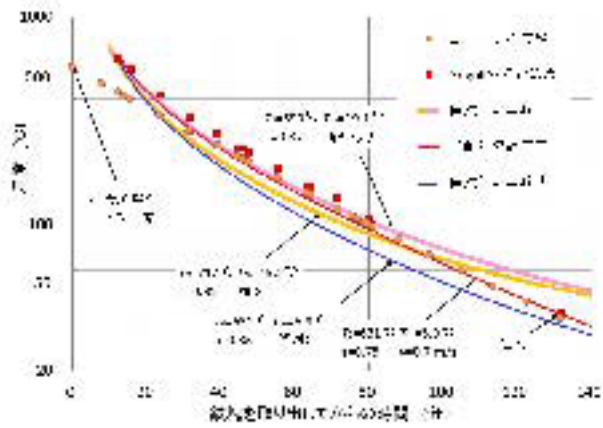


図 4 ニュートンの実験と自然対流実験および推定値との比較

図 4 は、ニュートンの高温実験 [1] と今回行った自然対流実験を比較したものです。実験では、鉄塊を約 700℃に加熱して自然対流冷却した場合は、鉄塊は電気炉内で酸化皮膜が形成され、表面放射率は高い値となります。

図中には、周囲温度をニュートンの実験に合わせた自然対流冷却の推定値を示してあります。さらに、前報 [5] で示した流速 0.7 m/s の強制対流冷却の推定値も示してあります。それらの値は、Grigull が冶金学的に推定した温度[10]と比較してあります。ふく射伝熱が考慮されていないニュートンの温度は、高温域で実際より低く見積もられるためです [3].

自然対流の実験値は、周囲温度がニュートンの実験と比べると高温のため、低温部で差異が出ますが、それほど大きく異なっていません。このことは、風が殆ど吹いていなくてもニュートンの実験は成立する可能性があることを示しています。実際には、自然対流と強制対流の複合伝熱条件下で冷却が行われたと考える方が妥当だと推定されます。

では、何故ニュートンは「一様の風が吹いていた」と言う記述をあえて入れたのでしょうか。

ニュートンは、エネルギー保存の概念を既に持っていて、鉄塊が冷却するためには、そのエネルギーが流体（空気）によって運ばなければならないと考えたことが想像できます。ニュートンは、高温物体周りの自然対流の概念がなかったために、あえて風が吹いていたことを記述する必要があったのではないのでしょうか。

4. プリンシピアと冷却法則

この実験以前の 1687 年にラテン語で出版されたニュートンのプリンシピア（ラテン語の発音はプリンキピア）では、以下の記述があります。

第 II 編 抵抗を及ぼす媒質内での物体の運動

命題 2. 定理 2

もし物体がその速度に比例して抵抗をうけ、その慣性のみによって均一な媒体内を動くものとし、かつ時間間隔を等しくとったとするならば、それら各時間の初めにおける速度は 1 つの幾何級数をなし、また各時間間隔内に描かれる距離は速度に比例する [11] .

これが、ニュートンの冷却法則の基本となっていると言われてます[12]. では、その過程を現在の数学と物理を使ってたどってみましょう。

微分法を用いて上記の定理 2 を表すと、静止媒体中の物体の運動は次式で表されます。

$$\frac{d}{dt}(mv) = -kv \tag{3}$$

ここで、 m 、 v は、それぞれ、物体の質量と速度、 t 、 k は、時間と定数です。初期速度を v_0 として、この微分方程式を解くと、

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{k}{m}t\right) \tag{4}$$

$i\Delta t$ 秒後の速度を v_i とすると、

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_2} = \dots = \frac{v_i}{v_{(i-1)}} = \exp\left(-\frac{k}{m}\Delta t\right) \tag{5}$$

となります。

これを、ニュートンの冷却法則に適用してみましょう。周囲温度 $T_\infty = 0$ の時、集中熱容量系の物体温度は、

$$c\rho V \frac{dT}{dt} = -\bar{h}ST \tag{6}$$

で表されますから、初期温度を T_0 および $i\Delta t$ 秒後の温度を T_i とすると、

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} = \dots = \frac{T_i}{T_{(i-1)}} = \exp\left(-\frac{\bar{h}S}{c\rho V}\Delta t\right) \tag{7}$$

ニュートンの等比数列温度 T' (degree of heat in geometrical progression)[2] は、ニュートン温度を T (°N) として次式で定義できます。

$$T' = \log_2(T/12) + 1 \tag{8}$$

これを式(7)に代入すると、

$$T'_0 - T'_1 = T'_1 - T'_2 = \dots \dots \dots$$

$$= T'_{(i-1)} - T'_i = \frac{\bar{h}S}{c\rho V \ln 2} \Delta t = \text{Const.} \quad (9)$$

つまり、鉄塊の既知の 2 つの温度と冷却初めからのそれぞれの時間が分かれば、等比数列温度で鉄塊の初期温度が推定できることになります。

ここで、注意していただきたいのは、温度 T' には周囲温度 T_0 が入っていないことです。ニュートンの論文[1]の表に記してある等比数列温度にも周囲温度は含まれていません。

後世の冷却法則には、周囲温度が入っています。前報(その 3)[5]でも述べたように、ニュートンが実験したときの環境温度は 2°N (5.9°C)程度と推定され [8]、ニュートンが目指した高温物体の温度の推定には環境温度を 0°N としても大差ありませんでした。

式(8)の等比数列温度の導入がニュートンの論文の主要な部分ですが、周囲温度を入れなかったことで、この概念がプリンシピアから由来することが裏付けられるとも考えられます。

式(7)右辺の定数は、熱伝達率で変化しますので、風速が異なると、冷却速度も変化します。この差異は、予備実験でニュートンが知っていたと考えられますが、その説明が明確に出来なかったため、ニュートンの論文[1]では、時間の記述を取り除いたのではないのでしょうか。

5. ニュートンはなぜ匿名で論文を書いたのか

ニュートンは、冷却法則の論文[1]を匿名で出版しています。この論文の下書きがニュートン直筆の研究ノート[6]にあることから、この論文はニュートンが書いたことに間違いはありません。

では、なぜニュートンはあえて著者名を書かなかったのでしょうか。前報(その 1)[3]に述べたように、錬金術の研究から出てきた温度測定法を匿名論文として出版し、こっそり他の科学者の反応を見ていたことが考えられます。

ニュートンの論文[1]には、等比数列温度は記してありますが、冷却時間の記述がありません。冷却時間は、前報(その 3)[5]に記したように、熱伝達率つまり風の速度で変わります。ニュートンは、予備実験で風の速度で加熱鉄塊が体温まで冷却する時間が異なることを知っていたことが推定されます。ニュートンの別実験[6]では、時間が書いてあるのに、出版論文には時間をあ

えて記述していません。

また、4章に示すように、プリンシピアの類推から式(8)で定義される等比数列温度 (degree of heat in geometrical progression) には、周囲温度が導入されていません。高温ではこの標記で正確な温度推定が出来ますが、低温では冷却曲線は直線からずれが生じます。

ニュートンがケンブリッジにいた頃、今では正しいと認められている、光の研究が他の研究者に批判され、大いに傷ついたと言われていました。以後暫く研究成果を公表していません。天才的な研究者によくあるように、ニュートンは人一倍プライドが高かったのではないのでしょうか。

冷却時間や等比数列温度など、ニュートンは、この冷却法則論文は未完成であると考えていたのかもしれない。そのような研究論文にあえて自分の名前を記さなかったとも考えられます。

6. おわりに

ニュートンの研究ノート[6]にある別実験を模擬し、鑄鉄塊を使った自然対流冷却実験を行いました。表面を研磨した鉄塊を断熱材上に置いた実験はニュートンの別実験を比較的良く再現します。ニュートンの冷却法則[1]の実験では、自然対流と強制対流の複合伝熱状態で行われたことが否定できません。

ニュートンの冷却法則の根幹となる、等比数列温度の導出はニュートンの名著「プリンシピア」と関係があることを示しました。

これらを考えると、ニュートンの冷却法則は、現在の伝熱工学テキストに記されているように、対流熱伝達の章ではなく、熱伝導の章で集中熱容量系の法則として記述される方が、論文[1]の主旨に合っていると考えられます。

参考文献

- [1] “Scala graduum Caloris (A Scale of the Degrees of Heat)”, Philosophical Transactions, No. 270, pp. 824-829, (April 1701).
- [2] “The Correspondence of Isaac Newton, Volume IV, 1664-1709”, Edited by J.F. Scott, Cambridge University Press, PP.357-365, (1967).
- [3] 円山重直, ニュートンの冷却法則 (その 1), 伝熱, Vol. 54, No. 229, pp.31-34, (2015).

- [4] 圓山重直, 守谷修一, 岡島淳之介, ニュートンの冷却法則 (その2) ニュートンの温度スケールについての考察, 伝熱, Vol. 57, No. 240, pp.65-69, (2018).
- [5] 圓山重直, 守谷修一, ニュートンの冷却法則 (その3) 強制対流実験, 伝熱, Vol. 59, No. 246, pp.46-51, (2020).
- [6] Newton, I., "Hydrostatics, Optics, Sound and Heat," The Portsmouth Collection, MS Add. 3970, pp. 594-599, (1672-1706).
- [7] Newton, I., Optiks: or A Treatise of the Reflexions, Refractions, Inflexions and Colors of Light, (1704).
- [8] Simms, D. L., "Newton's Contribution to the Science of Heat", Annals of Science, Vol. 61, pp.33-77, (2004).
- [9] Incropera, F.P., Dewitt, D.P., Bergman, T.L. and Lavine, A.S., Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6th Ed., John Wiley & Sons, pp.574-577, (2007).
- [10] Grigull, U., "Newton's Temperature Scale and the Law of Cooling," Waerme und Stoffuebertrang, Vol. 18, pp.195-199, (1984).
- [11] 中野猿人 訳, プリンシピア, 講談社, (1977).
- [12] Ruffner, J. A., "Reinterpretation of the Genesis of Newton's Law of Cooling," Archives of History of Exact Science, Vol. 2, pp. 138-152, (1964).
-

第 57 回日本伝熱シンポジウム開催（中止）報告

*Report of the 57th National Heat Transfer Symposium of Japan
(Cancellation of Symposium)*

多田 幸生（金沢大学）

Yukio TADA (Kanazawa University)

1. はじめに

「第 57 回日本伝熱シンポジウム」は、2020 年 6 月 3 日（水）～5 日（金）の日程で石川県地場産業振興センター（石川県金沢市鞍月 2 丁目 1 番地）で開催されることになっていましたが、新型コロナウイルス感染症拡大の影響のため、開催中止を余儀なくされました。以下では、本シンポジウムの概要、準備作業、開催中止の決定と公表ならびに中止にともなう事後処理、検討すべき課題等について報告させていただきます。

2. 第 57 回日本伝熱シンポジウムの概要

本シンポジウムでは下記のオーガナイズドセッション（11 テーマ）、優秀プレゼンテーション賞セッションおよび一般セッションを設けて講演発表を募集しました。

- OS1：水素・燃料電池・二次電池
- OS2：燃焼伝熱研究の最前線
- OS3：乱流を伴う伝熱研究の進展
- OS4：ふく射輸送とふく射性質
- OS5：熱エネルギー材料・システムのための熱・物質輸送促進
- OS6：化学プロセスにおける熱工学
- OS7：伝熱研究への MEMS の利用
- OS8：非線形熱流体现象と伝熱
- OS9：ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発
- OS10：人と熱の関わりの足跡
- OS11：北陸・上信越地区企業による部品開発・技術技術の紹介
- BPA：優秀プレゼンテーション賞セッション
- GS：一般セッション

講演発表申込の総数は 344 件になりました。そのうち、優秀プレゼンテーション賞セッションには 40 件の申込がありました。本シンポジウムでは、これらの講演発表のほか、「特定推進研究特別ワークショップ」、「特別講演（下記）」、「意見交換会

（金沢城五十間長屋）」が予定されていましたが、これらの行事はすべて中止となりました。

【特別講演】

演題：人類の持続可能な発展と科学技術

講師：林 勇二郎 氏（北陸先端科学技術大学院大学学長特別顧問、第 49 期日本伝熱学会会長）

なお、シンポジウム 2 日目に予定されていた 58 期総会については、代替処置としてビデオ会議の形式で 5 月 30 日（土）に実施されました。



図 1 第 57 回日本伝熱シンポジウムの開催を予定していた会場（石川県地場産業振興センター）

3. ホームページ・講演申込・投稿受付

本シンポジウムに関する情報は、ホームページ（<https://htsj-conf.org/symp2020/>）上と学会誌の会告で公開しました。ホームページの作成・運営については寺岡喜和委員（金沢大学）にご担当いただきました。また、講演申込と投稿論文の受付については、シンポジウム登録・投稿受付システム管理委員会（委員長：菊川豪太先生（東北大学））で作成されたプログラムを活用させていただきました。学会として登録・投稿受付システムを所有していると、現地実行委員会の負担は軽くなり、今回も大変助かりました。また、毎年改良を重ねてより使いやすいものにしていくことが望まれます。

4. プログラム

今回のシンポジウムの発表申込件数の総数は 344 件でした。第 56 回の徳島 (370 件), 第 55 回の札幌 (375 件), 第 54 回の大宮 (323 件), 第 53 回の大阪 (346 件) と比べ同程度の発表申込件数でした。

オーガナイズドセッションは前述の通りですが, これらは前回大会に引き続き企画されたものが大半です。今後は, 新しい分野のオーガナイズドセッションが増えることが期待されます。また, 各オーガナイズドセッションでは, シンポジウム活性化の方策として, 「基調講演」あるいは「パネルディスカッション」を企画していただいております。会員にとって大変興味深い内容であっただけに, 実施できなかったことが大変残念です。ご尽力いただいたオーガナイザー各位に深く感謝申し上げます。

一般セッションは, 「強制対流」, 「自然対流」, 「沸騰・凝縮」, 「融解・凝固」, 「物質移動」, 「ナノ・マイクロ伝熱」, 「バイオ伝熱」, 「熱物性」, 「計測技術」, 「ヒートパイプ」, 「電子機器の冷却」, 「空調・熱機器」, 「熱音響」, 「自然エネルギー」, 「分子動力学」となっており, 合計 171 件の講演申込が寄せられました。

当初予定していたシンポジウムのタイムテーブルを図 2 に示します。本シンポジウムでは, 10 講演室パラレルで合計 87 のセッションが組まれていました。どの分野でどの程度の件数の発表が予定されていたかがわかり, 最新の研究動向の一旦が窺えるのではないかと思います。プログラム編成については, 寺岡喜和委員 (金沢大学) を責任者とし, 大西元委員 (金沢大学), 長谷川雅人委員 (石川工業高等専門学校), 汲田幹夫委員 (金沢大学) に主にご担当いただきました。

5. 機器展示・広告

本シンポジウムでは機器展示は 10 社, カタログ展示 2 社, 論文集広告 3 社 (のべ 13 社) からお申し込みを頂いております。今回初めてお申し込みいただいた企業もあり, シンポジウムを実施できなかったことは大変残念でありました。次回のシンポジウムでもぜひお申し込みをお願い申し上げます。シンポジウムが中止になり, 展示・広告の展開ができないことを鑑み, 機器展示・広告の費用については徴収を行わないこととしました。また, シンポジウムの WEB ページに展示・広告申込企業の一覧お

よび関連 WEB ページのリストを掲載することとしました。機器展示・広告については福江高志委員 (金沢工業大学) を中心に準備を進め, 企業委員である土田斉委員 (富山住友電工株式会社) および平沢浩一委員 (KOA 株式会社) にもご尽力いただきました。

6. 開催中止の経緯と公表

3 月中旬になっても首都圏を中心に新型コロナウイルス感染症が拡大を続けていたことから, 3 月 17 日 (火) に高田保之先生 (会長), 須賀一彦先生 (副会長), 緒方寛様 (副会長), 宗像鉄雄先生 (副会長), 桃木悟先生 (企画部会長) および多田 (実行委員長) による緊急のオンライン (遠隔) 会議が実施されました。その結果, 参加者の安全を考慮して意見交換会の中止, および講演会の実施の可否は 4 月 25 日 (土) の理事会で 1 回目の判断を行い, 最終判断は講演会場のキャンセル期限を考慮して 5 月 12 日 (火) とすることを決定しました。この時点では, できる限り開催したいとの意向で準備を継続していました。しかし, その後も新型コロナウイルス感染症の拡大が続いたため, 3 月 28 日 (土) に会長, 副会長, 企画部会長および実行委員長による緊急のメール会議が開催され, 伝熱シンポジウムの中止が決定されました。その後の対応は以下のとおりです。

- 3 月 28 日 (土) : 会長, 副会長, 企画部会長および実行委員長によるメール審議を行い, 伝熱シンポジウムの中止を決定
- 3 月 29 日 (日) : 会長・実行委員長名で会員向けに中止の連絡をメール配信
- 3 月 30 日 (月) : 「中止のお知らせ」をシンポジウムのホームページに掲載
- 3 月 31 日 (火) : 会長, 副会長, 企画部会長および実行委員長によるオンライン会議を開催し, 中止に伴う投稿論文の取り扱いについて協議
- 4 月 3 日 (金) : 「投稿論文の取り扱い」をシンポジウムのホームページに掲載

7. WEB 版の講演論文集の発行

3 月 28 日 (土) にシンポジウムの中止の決定がなされましたが, 講演論文の提出 (3 月 20 日 (金) 締切) が既に完了していたことから, 投稿者に「論

第 57 回日本伝熱シンポジウム

2020/06/03 (1日目)

A室	B室	C室	D室	E室	F室	G室	H室	I室	J室
A11 OS 09:30~10:50 ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発1		C11 OS 09:30~10:50 水素・燃料電池・二次電池1	D11 OS 09:30~10:50 燃焼伝熱研究の最前線1	E21 09:30~10:50 ヒートパイプ1	F11 09:50~10:50 熱音響1	G11 09:30~10:50 沸騰・凝縮1		I11 OS 09:30~10:50 熱エネルギー材料・システムのための熱・物質輸送促進1	
A12 OS 11:05~12:25 ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発2	B12 OS 11:05~12:25 乱流を伴う伝熱研究の進展1	C12 OS 11:05~12:25 水素・燃料電池・二次電池2	D12 OS 11:05~12:25 燃焼伝熱研究の最前線2	E12 11:05~12:25 ヒートパイプ2	F12 11:05~12:25 熱音響2	G12 11:05~12:25 沸騰・凝縮2	H12 OS 11:05~12:25 ふく射輸送とふく射性質1	I12 OS 11:05~12:25 熱エネルギー材料・システムのための熱・物質輸送促進2	J12 11:05~12:25 バイオ伝熱1
A13 OS 14:00~15:20 ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発3	B13 OS 14:00~15:20 乱流を伴う伝熱研究の進展2	C13 OS 14:00~15:20 水素・燃料電池・二次電池3	D13 OS 14:00~15:20 燃焼伝熱研究の最前線3	E13 14:00~15:20 ヒートパイプ3	F13 14:00~15:20 空調・熱機器	G13 14:00~15:20 沸騰・凝縮3	H13 OS 14:00~15:20 ふく射輸送とふく射性質2	I13 OS 14:00~15:20 熱エネルギー材料・システムのための熱・物質輸送促進3	J13 14:00~15:00 バイオ伝熱2
優秀プレゼンテーション賞セッション (新館コンベンションホール) 15:30~18:00 特定推進研究特別ワークショップ (A室) 15:30~17:30									

2020/06/04 (2日目)

A室	B室	C室	D室	E室	F室	G室	H室	I室	J室
A21 OS 09:30~10:50 ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発4	B21 OS 09:30~10:50 乱流を伴う伝熱研究の進展3	C21 OS 09:30~10:50 水素・燃料電池・二次電池4	D21 OS 09:30~10:50 燃焼伝熱研究の最前線4	E21 09:30~10:50 ヒートパイプ4	F21 OS 09:30~10:50 伝熱研究へのMEMSの利用1	G21 09:30~10:50 沸騰・凝縮4	H21 09:30~12:30 北陸・上信越地区企業による部品開発・技術開発の紹介	I21 OS 09:30~10:50 化学プロセスにおける熱工学1	J21 09:30~10:50 融解・凝固1
A22 OS 11:05~12:45 ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発5	B22 OS 11:05~12:45 乱流を伴う伝熱研究の進展4	C22 OS 11:05~12:25 水素・燃料電池・二次電池5	D22 OS 11:05~12:25 燃焼伝熱研究の最前線5	E22 11:05~12:25 ヒートパイプ5	F22 OS 11:05~12:25 伝熱研究へのMEMSの利用2	G22 11:05~12:25 沸騰・凝縮5		I22 OS 11:05~12:25 化学プロセスにおける熱工学2	J22 11:05~12:45 融解・凝固2
A23 OS 14:00~15:20 ナノスケール熱動態の理解と制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発6	B23 OS 14:00~15:20 非線形熱流体現象と伝熱1	C23 OS 14:00~15:20 水素・燃料電池・二次電池6	D23 14:00~15:20 分子動力学1	E23 14:00~15:20 電子機器の冷却1	F23 14:00~15:20 混相流	G23 14:00~15:20 沸騰・凝縮6	H23 14:00~15:20 人と熱との関わり方の足跡	I23 14:00~15:20 計測技術1	J23 14:00~15:20 融解・凝固3
特別講演 (本館大ホール) 「人類の持続可能な発展と科学技術」林勇二郎 氏 15:30~16:10 総会 (本館大ホール) 16:20~17:50 意見交換会 (金沢城五十間長屋) 19:00~21:00									

2020/06/05 (3日目)

A室	B室	C室	D室	E室	F室	G室	H室	I室	J室
A31 09:50~10:50 ナノ・マイクロ伝熱1	B31 OS 09:50~10:50 非線形熱流体現象と伝熱2	C31 OS 09:30~10:50 水素・燃料電池・二次電池7	D31 09:30~10:50 分子動力学2	E31 09:30~10:50 電子機器の冷却2	F31 09:30~10:50 物質移動1	G31 09:30~10:50 沸騰・凝縮7	H31 09:30~10:50 強制対流1	I31 09:30~10:50 計測技術2	J31 09:30~10:50 多孔体内の伝熱1
A32 11:05~12:25 ナノ・マイクロ伝熱2	B32 OS 11:05~12:25 非線形熱流体現象と伝熱3	C32 OS 11:05~12:25 水素・燃料電池・二次電池8	D32 11:05~12:45 分子動力学3	E32 11:05~12:25 電子機器の冷却3	F32 11:05~13:25 物質移動2	G32 11:05~12:25 沸騰・凝縮8	H32 11:05~12:25 強制対流2	I32 11:05~12:25 計測技術3	J32 11:05~12:45 多孔体内の伝熱2
A33 13:40~14:40 ナノ・マイクロ伝熱3	B33 OS 13:40~15:00 非線形熱流体現象と伝熱4	C33 OS 13:40~15:00 水素・燃料電池・二次電池9		E33 13:40~14:40 電子機器の冷却4		G33 13:40~15:00 沸騰・凝縮9	H33 13:40~15:00 自然対流		

図 2 第 57 回日本伝熱シンポジウム (金沢) で発表が予定されていた講演のタイムテーブル

文集に掲載して既発表」にするか「取下げる」かを
確認し、発表する意思が表明された論文を集めて
WEB 版の講演論文集を発行することとしました。
投稿料は徴収しませんが、登壇者が会員でない場合、
論文集に掲載するためには学会員になることを条
件としました。WEB 版の講演論文集は当初の予定
どおり、会員向けにシンポジウム開催日の 2 週間前
(5 月 20 日(金))から WEB 上 ([https://htsj-
conf.org/symp2020/proceedings.html](https://htsj-conf.org/symp2020/proceedings.html)) で公開しました。
ID とパスワードは学会誌「伝熱」4 月号会告に掲
載しました。これにより、最新の研究動向や情報を
会員相互で共有する機会を最低限確保できたので
はないかと思っております。

講演論文集の発行に際しては、投稿者に「論文集
に掲載して既発表」にする意志を確認する作業に多
大な労力を要しました。確認作業は、春木将司委員
(金沢大学)、義岡秀晃委員(石川工業高等専門学校)、
藤本雅則委員(金沢工業大学)、経田僚昭委員(富
山工業高等専門学校)を中心に進めていただきました。

8. おわりに

シンポジウム開催の 2 ヶ月前に実施の可否を判
断せざるを得ない事態にあたり的確なご指示とご
助言をいただきました高田保之先生(会長)、須賀
一彦先生(副会長)、緒方寛様(副会長)、宗像鉄雄
先生(副会長)、桃木悟先生(企画部会長)に深謝
いたします。今回の状況下では、オンライン会議の
方式を取り入れた双方向型の WEB 講演会(ライブ
講演会)は特に有効ですが、中止を決定した時点
では着想に至りませんでした。この点は悔やまれる点
であり、反省点であると言えます。実行委員会とし
て早めの議論が必要であると痛感いたしました。

また、今後も様々な感染症発生時の対応が学会と
して必要になることが予想されます。台風など講演
会の直前に発生する自然災害時の対応指針とは別
に、感染症等を想定した学会の対応指針の検討が喫
緊の課題であると考えます。その際には個別の状況
に対応できるよう指針に柔軟性をもたせることも
大切であると考えます。

最後になりましたが、第 57 回日本伝熱シンポジ
ウムに参加予定の皆様には開催中止ならびに WEB
版の講演論文集の発行についてご理解とご協力を
たまわりましたことを厚くお礼申し上げます。本学
会のさらなる発展と会員各位のご活躍を祈念いた
します。

第 57 回日本伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 多田 幸生(金沢大学)
幹事 寺岡 喜和(金沢大学)
委員 浅岡 龍徳(信州大学)
石塚 勝(富山県立大学)
太田 淳一(福井大学)
大西 元(金沢大学)
門脇 敏(長岡技術科学大学)
川口 清司(富山大学)
河村 洋(諏訪東京理科大学名誉教授)
経田 僚昭(富山高等専門学校)
汲田 幹夫(金沢大学)
坂村 芳孝(富山県立大学)
櫻井 篤(新潟大学)
瀬田 剛(富山大学)
土田 斉(富山住友電工株式会社)
中川 慎二(富山県立大学)
永井 二郎(福井大学)
長谷川雅人(金沢大学)
畠山 友行(富山県立大学)
八賀 正司(小松大学)
羽田 喜昭(長野工業高等専門学校)
春木 将司(金沢大学)
平沢 浩一(KOA 株式会社)
福江 高志(金沢工業大学)
福島 啓悟(福井大学)
藤本 雅則(金沢工業大学)
松原 幸治(新潟大学)
百生 登(富山高等専門学校)
山田 昇(長岡技術科学大学)
義岡 秀晃(石川工業高等専門学校)
渡辺 昌俊(長野工業高等専門学校)

●第 57 回日本伝熱シンポジウム講演論文集の一括ダウンロードのお知らせ

以下の ID とパスワードを用いて講演論文集の一括ダウンロードができます。

URL : <https://htsj-conf.org/symp2020/proceedings.html>

ID : *****; パスワード : *****; 利用可能期間 : 令和 2 年 7 月 1 日 ~ 7 月 31 日

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	問合せ先	掲載号
2021年					
未定 (延期)	アジア熱科学会議 (2 nd ACTS)			ACTS2020 実行委員会 secretary@acts2020jp.org	

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
2020年					
8月	21(金) ～ 23(日)	日本混相流学会混相流シンポジウム 2020	7月31日	7月13日	日本混相流学会事務局 06-6466-1588 office@jsmf.gr.jp
9月	2(水) ～ 4(金)	日本セラミックス協会第33回秋季シンポジウム特定セッション「エネルギー変換・貯蔵・輸送セラミックス材料の基礎と応用」	7月10日	7月10日	オーガナイザー 大瀧 倫卓 ohtaki@kyudai.jp
9月	18(金) ～ 20(日)	日本流体力学会 年会 2020	8月14日	8月20日	(一社)流体力学会事務局 Tel:03-3714-0427 jsfm@fr7.so-net.ne.jp
9月	24(木) ～ 26(木)	第48回可視化情報シンポジウム	5月29日	7月24日	実行委員会幹事 夏川浩明 natsukawa.hiroaki.3u@kyoto-u.ac.jp
10月	13(火) ～ 16(金)	31st International Symposium on Transport Phenomena (ISTP31)	9月1日	9月1日	ISTP31 実行委員会委員長 横野泰之 yokono@mech.t.u-tokyo.ac.jp
10月	14(水) ～ 15(木)	第48回日本ガスタービン学会定期講演会	6月19日	8月28日	(公社)日本ガスタービン学会 gtsj-office@gtsj.org
10月	28(水) ～ 30(金)	第41回日本熱物性シンポジウム	9月30日	7月31日	事務局 jstp@okayama-u.ac.jp 086-251-8046/FAX 086-251-8266
11月 ～ 12月	30(月) ～ 1(火)	第10回潜熱工学シンポジウム	11月15日	10月18日	日本潜熱工学研究会 会長 鈴木洋 hero@kobe-u.ac.jp

公益社団法人日本伝熱学会第 58 期(2019 年度)総会議事録

1. 日 時 2020 年 5 月 30 日(土)13:00~13:40
2. 方 法 ビデオ会議(Cisco Webex を利用)
3. 正会員数 1,032 名
4. 出席者 613 名(うちビデオ会議出席者 63 名, 委任状出席 550 名). 定款第 29 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(517 名)を上回り, 総会は成立した.

5. 議事経過

定款第 27 条により高田保之会長が議長となり, 以下の議案について逐次審議した.

第 1 号議案 第 58 期(2019 年度)事業報告の件

議長より, 公益社団法人日本伝熱学会第 58 期(2019 年度)総会議案(以下, 「総会議案」と呼ぶ.)の第 1 号議案第 58 期(2019 年度)事業報告について諮り, 全会一致でこれを可決した.

第 2 号議案 第 58 期(2019 年度)会務報告の件

議長より, 総会議案の第 2 号議案第 58 期(2019 年度)会務報告について諮り, 全会一致でこれを可決した.

第 3 号議案 第 58 期(2019 年度)収支決算の件

議長より, 総会議案の第 3 号議案第 58 期(2019 年度)収支決算について諮り, 全会一致でこれを可決した.

第 4 号議案 第 59 期(2020 年度)役員・協議員選出の件

議長より, 総会議案の第 4 号議案第 59 期(2020 年度)役員・協議員選出について, 以下のとおり次期役員・協議員の提案がなされ, 全会一致でこれを可決した.

定款第 17 条第 1 項により退任する役員

理事	戸谷 剛	理事	佐々木 直栄
理事	村田 章	理事	塩見 洋一
理事	春木 直人	理事	梅澤 修一
理事	田坂 誠均	理事	土屋 敏章
監事	原村 嘉彦		

定款第 17 条第 1 項ただし書きにより退任する役員

代表理事(会長)	高田 保之	理事(副会長)	須賀 一彦
理事(副会長)	緒方 寛	理事	多田 幸生

第 59 期(2020 年度)に新たに選任される役員

定款第 17 条第 1 項により選任される役員

理事	佐藤 英明	理事	店橋 護
理事	田部 豊	理事	埜上 洋
理事	稲田 孝明	理事	浅野 等
理事	中原 真也	理事	近藤 義広
理事	富永 健一	理事	藤野 宏和
監事	大久保 英敏		

定款第 17 条第 1 項ただし書きにより選任される役員

理事	鶴田 隆治	理事	佐々木 直栄
----	-------	----	--------

第 5 号議案 議事録署名人選任の件

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、須賀一彦氏、宗像鉄雄氏の 2 名を選任し、全会一致でこれを可決した。

第 6 号議案 第 59 期(2020 年度)事業計画の件

議長より、総会議案の第 6 号議案第 59 期(2020 年度)事業計画について報告を行った。

第 7 号議案 第 59 期(2020 年度)収支予算の件

議長より、総会議案の第 7 号議案第 59 期(2020 年度)収支予算について報告を行った。

以上により、本日の議事を終了した。

2020 年 5 月 30 日

公益社団法人日本伝熱学会第 58 期(2019 年度)総会

議長 高田 保之 _____ 印

議事録署名人 須賀 一彦 _____ 印

議事録署名人 宗像 鉄雄 _____ 印

2020年度 日本伝熱学会 学術賞・技術賞・貢献賞・奨励賞候補者推薦募集のお知らせ

日本伝熱学会では本年度も各賞の表彰を実施します。つきましては、下記の要領に従って本年度の学術賞、技術賞、貢献賞および奨励賞の候補者推薦を募集しますので、自薦、他薦を問わず、多数ご応募下さい。

1. 対象となる業績

- (1) **学術賞**の対象は、原則として、最近3年間の *Thermal Science and Engineering* 誌または *Journal of Thermal Science and Technology* 誌に掲載された、あるいは、最近5回の日本伝熱シンポジウムにおいて発表され、国内外で審査のある学術論文集に掲載された伝熱に関する優秀な研究を主体的に行った研究者とその共同研究者とします。なお、受賞対象研究課題名は、必ずしも論文題目と厳密に一致する必要はありません。
- (2) **技術賞**の対象は、公表された優秀な伝熱技術を開発した者とします。
- (3) **貢献賞**の対象は、本学会が主催する事業の実施において、顕著な貢献を行った会員とします。
- (4) **奨励賞**の対象は、原則として、最近2回の日本伝熱シンポジウムにおいて優秀な論文を発表した若手研究者で、発表時に大学院生、またはこれに準じる者（大学卒業後5年以内の者）とします。
- (5) 学術賞および奨励賞の対象資格は、原則として本学会会員に限ります。
- (6) 贈賞数は、学術賞2件程度、技術賞1件程度、貢献賞2名程度、奨励賞4件程度とします。

2. 選考方法

- (1) 「学会賞に関する内規」に定める賞の内、上項に記載の各賞は、「表彰選考委員会」が「学会賞の審査・選考方法内規」に基づいて選考します。
- (2) 表彰選考委員会は、公募の他に、各賞の候補を推薦することが出来るものとします。

3. 提出書類

- (1) 申請書・推薦書
 - ・ 申請書・推薦書の書式は、本学会ホームページからダウンロードしてご使用下さい。
 - ・ 学術賞、技術賞、貢献賞、奨励賞それぞれに申請書・推薦書の書式が異なりますので、ご注意ください。
- (2) 論文抜刷または技術内容参考資料（貢献賞以外の賞）
- (3) 日本伝熱シンポジウム講演論文集抜刷（学術賞、奨励賞のみ）

4. 提出期限

2020年12月4日（金）

5. 提出先および問い合わせ先

いずれの書類もPDF化し、下記電子メールアドレス宛にお送り下さい。

九州工業大学工学研究院 機械知能工学研究系 鶴田隆治 宛

E-mail: tsuruta.takaharu393@mail.kyutech.jp

TEL 093-884-3140, FAX 093-871-8591

(〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)



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：稲田孝明（東京電機大学）：t-inada@mail.dendai.ac.jp
- ・編集出版部会長：中村 元（防衛大学校）：nhajime@nda.ac.jp
- ・広報委員会委員長：一柳満久（上智大学）：ichiyanagi@sophia.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐協議員：村上陽一（東京工業大学）：general-affairs@htsj.or.jp
- ・事務局：大澤毅士・村松佳子・山田麻子：office@htsj.or.jp

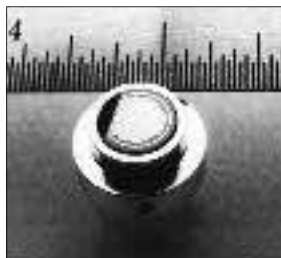
【注意】

- ・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了承願います。
- ・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

日本伝熱学会第 59 期は、下記の方々と共に会誌「伝熱」の編集出版を担当いたします。どうぞよろしくお願い申し上げます。「伝熱」では、“特集記事”や“各種報告”に加え、熱に関する苦労話や秘話などの記事“プロジェクト Q”，科学や自然に関する話題“ネイチャーQ”，理論・実験・教育・技術開発に関する逸話などの“エデュケーション Q”，過去の偉人や物事の歴史に関する話題“ヒストリーQ”，コーヒーブレイクのようなほっとするコラム記事“Heart Transfer”，海外の研究機関に滞在、赴任している会員からの体験記“海外レター”，国内外の様々な博物館や施設への訪問記事“博物館めぐり”など、これまでと同様に会員の皆様が気軽に情報交換できる場を提供したいと思っております。皆様からのご寄稿を歓迎いたしますので、話題をご提供くださる方は下記の連絡先まで是非ご一報ください。

なお、学会ホームページには「伝熱」の PDF 版が掲載されています。表紙裏のグラビアページ右上に URL が記されています（2020 年は <http://www.htsj.or.jp/journals/1955.html>）。PDF 版では全てのページがカラーで表示されていますので、併せてご覧いただければと思います。

中村 元（防衛大学校）

Hajime NAKAMURA (National Defense Academy)

e-mail: nhajime@nda.ac.jp

企画・編集出版担当副会長 鶴田 隆治（九州工業大学）

編集出版部会長 中村 元（防衛大学校）

委員

（理事） 光武 雄一（佐賀大学），中原 真也（愛媛大学）

（協議員） 小田 豊（関西大学），梶田 欣（名古屋市工業研究所），武田 哲明（山梨大学），

富村 寿夫（元熊本大学），中川 慎二（富山県立大学），西 剛伺（足利大学），

元祐 昌廣（東京理科大学），結城 和久（山口東京理科大学）

TSE チーフエディター 鈴木 雄二（東京大学）

TSE 編集幹事 福島 直哉（東海大学）

編集出版部会 連絡先： 〒239-8686 横須賀市走水 1-10-20

防衛大学校 システム工学群 機械工学科

中村 元

Phone: 046-841-3810 内線 3419

E-mail: nhajime@nda.ac.jp