



Journal of the Heat Transfer Society of Japan

ISSN 1344-8692 Vol. 58, No. 242 2019. 1

Thermal Science and Engineering

ISSN 0918-9963 Vol. 27, No. 1 2019. 1



◆特集:固液・気液混相流の対流伝熱・物質輸送

http://www.htsj.or.jp/dennetsu/dennetsu58-j.html



垂直クランク流路を流れる氷スラリーの流動挙動.流路幅が小さい条件(左)においては、下方から 流れ込んだスラリー中の微細氷粒子(白く見える部分)は比較的均一な流れを形成していることがわか る.一方,流路幅が大きくなる(右)と,流路拡大部における流速の低下により氷粒子と液相が分離し た流動模様を形成する.

(特集記事「相変化スラリーの流動および熱伝達特性(川南 剛)」より)



血流における細胞・粒子の分布. 直円管路内の赤血球(直径 $d = 8 \mu m$, 厚さ $t = 2 \mu m$)は管軸方向に集中 するため, (a)腫瘍循環細胞($d = 16 \mu m$), (b)白血球($d = 8 \mu m$), (c)血小板($d = 2 \mu m, t = 1 \mu m$)は管壁近傍 へ押し出される. 一方, (d)マイクロ粒子($d = 1 \mu m$)は赤血球間の局所的な循環流に捕捉され,管壁に接近 できない.

(特集記事「血球細胞と対流物質輸送(武石 直樹,伊井 仁志,和田 成生)」より)

No 242

January

伝 熱

目 次

〈巻頭グラビア〉

川南 剛 (明治大学),

武石 直樹 (大阪大学),伊井 仁志 (首都大学東京),和田 成生 (大阪大学) ………表紙裏

〈特集:固液・気液混相流の対流伝熱・物質輸送〉

| 特集「固液・気液混相流の対流伝熱・物質輸送」にあたって巽 和也 | (京都大学) | 1 |
|---------------------------------|--------|-------|
| ナノ流体と対流伝熱桑原 不二朗 | (静岡大学) | 2 |
| 相変化スラリーの流動および熱伝達特性 | (明治大学) | 9 |
| 有限サイズの粒子を含む混相流中の渦構造と熱輸送の特徴 | | |

…………谷 京晨,竹内 伸太郎,梶島 岳夫(大阪大学) ……… 16 血球細胞と対流物質輸送

·····・·武石 直樹 (大阪大学),伊井 仁志 (首都大学),和田 成生 (大阪大学) ······· 22 自然対流気液二相流の熱伝達 ········北川 石英 (京都工芸繊維大学) ······· 30

〈報告〉

日本伝熱学会主催講習会「計測技術 ~理論から最新研究まで~」開催報告 ………………………… 36

〈行事カレンダー〉 39

〈お知らせ〉

| 第56回日本伝熱シンポジウムのご案内 | 41 |
|------------------------------------|----|
| 優秀プレゼンテーション賞(第 56 回日本伝熱シンポジウム)について | 47 |
| ・事務局からの連絡 | 48 |
| | |

| 〈編集出版部会ノート〉 | 52 |
|-------------|----|
|-------------|----|

Vol.58, No. 242, January 2019

CONTENTS

<Opening-page Gravure:heat-page> Tsuyoshi KAWANAMI (Meiji University); Naoki TAKEISHI (Osaka University), Satoshi II (Tokyo Metropolitan University), Shigeo WADA (Osaka University) **Opening Page** < Special Issue: Convective Heat and Mass Transfer in Solid-Liquid, Gas-Liquid Two-Phase Flows > Preface to the Special Issue on "Convective Heat and Mass Transfer in Solid-Liquid, Gas-Liquid Two-Phase Flows" Kazuya TATSUMI (Kyoto University) 1 Nano Fluids and Convective Heat Transfer Fujio KUWAHARA (Shizuoka University) 2 Flow and Heat Transfer Characteristics of Phase-Change Slurries Vortical Structures and Heat Transfer in Particulate Flow Containing Finite-Volume Particles Jingchen GU, Shintaro TAKEUCHI, Takeo KAJISHIMA (Osaka University) 16 Blood Cells and Convective Mass Transport Naoki TAKEISHI (Osaka University), Satoshi II (Tokyo Metropolitan University), Heat Transfer of Natural-Convection Gas-Liquid Two-Phase Flows <Announcements> 41

特集「固液・気液混相流の対流伝熱・物質輸送」にあたって Preface to the Special Issue on

"Convective Heat and Mass Transfer in Solid-Liquid, Gas-Liquid Two-Phase Flows"

対流伝熱を制御する技術の高度化に伴い流路形 状,壁面性状,流れの特性と流体物性,そしてそ れらに基づく伝熱現象は複雑化しています.長い 歴史の中では単相流の層流をはじめとして,乱流 および壁面形状を変化させたときの流れと伝熱の 現象とその制御技術に関して多くの研究と開発が 行われて来ました.さらに相変化,混相流,レオ ロジー特性を持つ複雑系流体等を適用することで 流体の熱物性や流動構造を制御し伝熱性能を向上 させる技術の研究も進められて来ました.また, 電場や磁場等の外力を流体に印可することで流れ の不安定性や二次流れ等の流動構造を能動的に制 御し伝熱特性を制御する技術も研究されています.

このように対流伝熱特性の制御を目的として主 に壁面・界面特性,流体物性,流動特性の制御と 理解に向けて技術開発と分野展開がされてきまし た.その中で固液・気液混相流における伝熱と物 質輸送も工学分野における重要な現象と課題です. ーロに固液・気液混相流と言っても分散系だけで も粒子混合流体,nano-fluids(ナノ粒子混合液), スラリー,(相)コロイド,気泡混合流体,のよう に様々な形態を持つ流体が存在します.そのスケ ールもナノから地球規模まで広い範囲にわたるだ けでなく,生体・バイオや自然環境のように様々 な分野で固液・気液混相流における流れと熱物質 輸送の現象解明と制御が求められています.

これらの流体に関する流れと伝熱・輸送現象の 間には異なるところもあれば共通する物理が存在 することも事実です. 粒子・気泡の運動と変形, 粒子同士の衝突,速度分布の変化,熱伝導率,数 密度等の影響の度合いはスケールや流動条件によ り大きく変わりますが,高度で多様な熱・物質輸 巽 和也(京都大学) Kazuya TATSUMI (Kyoto University) e-mail: tatsumi@me.kyoto.ac.jp

送の制御技術を開発するには現象理解と合わせて, 粒子運動と分布がどのように寄与するのか,流速 分布の違いが影響するのか,熱伝導率の変化が支 配的なのか,それぞれの因子の中で伝熱と物質輸 送に本質的に影響するものを明らかにする必要が あります.そのためは分野横断的に流動と伝熱特 性を深く理解することが大事と考えます.先に述 べた各形態をとる流体とその流れでは粒子の寸法, 形状,運動は異なりますが,それぞれで計測と解 析により得られた現象に関する知見と数理モデル を照らし合わせることで到達できる理解があると 考えられます.

本特集では混相流の中でも主に相変化を伴わな い固液・気液混相流の対流伝熱・物質輸送に関す る分野における先端技術と研究の動向に関する記 事を執筆いただきました.静岡大学 桑原不二朗氏 に nano-fluids (ナノ粒子混合液) に関する定義と 熱物性と伝熱特性、そして各種物理現象による効 果についてまとめていただきました.明治大学川 南剛氏には氷スラリーにおける流動形態の分類と 各形態と流動条件による伝熱への影響について執 筆いただきました.大坂大学 竹内伸太郎氏らには 自然対流における粒子混合流体の対流輸送と熱伝 導による伝熱効果への影響についてまとめていた だきました.さらに大坂大学 武石直樹氏らには血 液・血流(細胞懸濁流れ)のレオロジー特性と流 動特性、そして赤血球による他の細胞や物質の輸 送への影響について解説いただきました. 京都工 芸繊維大学 北川石英氏には気泡(混合)流れの自 然対流伝熱について執筆いただきました. 皆様に はご多忙中のところ原稿の執筆を引き受けていた だきました.この場を借りて感謝申し上げます.

ナノ流体と対流伝熱 Nano Fluids and Convective Heat Transfer

1. はじめに

電子機器の高性能化に伴い,その発熱密度が増 大しています.主に比表面積の増加を目的として 水冷マイクロチャンネル熱交換器や金属多孔質体 フォームの利用などの工夫がなされてきました. しかし,これら従来の取組みは限界を迎えつつあ り,流れや流体特性を改善する方法が模索されて います.その一つの解決方法として,熱伝導率の 良い固体粒子をベース流体に混合し伝熱性能に優 れた作動流体とする考えは,以前より検討されて きました.混入する粒子がミリ・マイクロオーダ の固体粒子の場合,凝集,沈殿,閉塞,壁面損傷 などの問題がありました.近年,ナノオーダの粒 子の生成法が進み,安定したナノ粒子混合流体で あるナノ流体が分散系冷媒として使用することが 可能になりました.

ナノ流体は、100[nm]以下の固体粒子を水やエチ レングリコールなどのベース流体に混入した懸濁 液です.ナノ粒子は、安定した分散状態を実現す ることができるため、ミリ・マイクロオーダの固 体流体懸濁液で発生する,多くの問題を回避する ことができます.ナノ流体の有効熱伝導率は、ベ ース流体に比べ高い熱伝導率のナノ粒子を混入す ることで向上しますが、体積分率のみでなく、ナ ノ粒子の材質や形状などにも左右されます. さら にナノ流体では,流れや温度場の影響により,熱 物性値の改善以上に伝熱性能が上がるとの報告が あります (Masuda ら^[1], Heris^[2], Wen&Ding^[3], Rea ら^[4]). これらを異常伝熱(anomalous heat transfer)と名づけております.しかし,異常伝熱の 程度は、ナノ流体中の粒子の運動に関係があり、 その応用に当たっては、これを理解することが必 要となります.

ここでは、まずナノ流体の物性の特徴を紹介し ます. さらに、混在するナノ粒子が小さく軽いた め特殊な粒子拡散機構に支配されることを説明し 桑原 不二朗(静岡大学) Fujio Kuwahara (Shizuoka University) e-mail: kuwahara.fujio@shizuoka.ac.jp

ます. さらに, 簡単な熱流動場に対し, ナノ流体 内の熱流動場を解析的に示し, 異常伝熱現象の要 因について紹介します.



図1 ナノ流体の分散状態

2. ナノ流体の特性

2.1 ナノ粒子の種類

ナノ流体に関する多くの研究では、ベース流体 として、一般的な冷媒である水やエチレングリコ ールなどが用いられてきました。そこに混入する ナノ粒子は様々ですが、高性能な冷媒として以下 の条件を満たすことが望まれます。

- ① 100[nm]以下の固体粒子であること.
- ② ベース流体に比べ,熱伝導率が高いこと.
- ③ 化学的に安定であること.
- ④ 高い分散性能を有すること.

混入粒子が,ミリ・マイクロオーダであると, 凝集,沈殿,閉塞,壁面損傷・浸食などの多くの 問題が発生します.一方,ナノオーダでは,非常 に安定した分散状態の懸濁液を実現することがで き、これらの問題が発生しにくくなります. ナノ 流体においては, 伝熱性能の向上の観点から, 比 較的熱伝導率の高い金属粒子を選択したいところ ですが、工業的に使用する場合、酸化による劣化 のおそれがあります. そのような場合には、金属 酸化物やカーボンナノチューブなどが選択されま す. ナノ粒子の製造には、純物質を気化させ、そ の蒸気を凝集させる気相法, 化学反応を利用し, 溶液から粒子を得る液相法,材料を機械により粉 砕し, 粒子を得る粉砕法など, 様々な方法があり ます.近年、ミクロン液滴を高温ガス中に噴霧す る噴霧熱分解法を用いることで、球体に近く均一 な粒径の酸化アルミニウム、シリカのナノ粒子の 生成が可能となりました.ナノ粒子の一例として、 アルミナ粒子の分散状態を図1に示します.

| | 密度 | 比熱 | 熱伝導率 |
|--------------------------------|---------|------------|-----------|
| | [kg/m²] | [J/(kg/K)] | [W/(m•k)] |
| 水 | 998. 2 | 4182 | 0. 597 |
| A I 203 | 3650 | 800 | 36 |
| TiO ₂ | 4230 | 710 | 8.4 |
| SiO ₂ | 2200 | 713 | 1. 38 |
| Fe ₃ 0 ₄ | 5170 | 670 | 80 |
| Zn0 | 6450 | 500 | 13 |
| Diamond | 3200 | 502 | 2000 |

表1 ナノ粒子の伝熱性能

主なナノ粒子の伝熱性能を表1に示します.ダ イヤモンドは、高い熱伝導率を示しますが、異常 伝熱現象には、粒子材の熱伝導率の影響は少いこ とから、ある程度の熱伝導率を有しかつ化学的に も安定なアルミナやチタニアを用いる場合が一般 的です.

ナノ粒子を安定な分散状態に保つには,主に2 つの方法が知られています.1 つは粒子周りに形 成される界面電気二重層の静電的斥力を利用する 方法であり,もう1つは粒子表面に高分子を吸着 させ吸着高分子層の立体安定化効果を利用する方 法です.ここでは,酸化物粒子が水に分散した場 合の帯電状態について示します.金属水酸基はpH が低い酸性状態のとき,プロトン(H+)が吸着さ れ,酸化物は正電荷を帯びます.

 $-MOH+H+ \rightleftharpoons -MOH2+$

また, pH が高い塩基性状態のときプロトン (H+) が解離して酸化物は負の電荷をもつようになります.

 $-MOH \rightleftharpoons -MO-+H+$

そのため,pHを連続的に変化させると正電荷と 負電荷が等しくなって,見かけ上,帯電していな い状態が存在することになります.このような pH を酸化物粒子の等電点といい,この状態を目安に して,分散状態を操作することができます.一方, 界面活性剤を用いる場合,その物性値が無添加の 場合と比べて大きく変わることに注意する必要が あります.

2.2 ナノ流体の伝熱特性

ナノ流体においては、非常に安定した分散状態 が実現できます. 粒径が小さいためそのクヌーセ ン数は小さく(Kn < 0.3)、ナノ粒子まわりの流 体は連続体と見なせます. ここでは、ナノ流体の 有効熱物性値について紹介します.

ナノ流体の物性値のうち,密度,比熱は定義に 基づき体積分率より以下で決定できます.

密度:
$$\rho_{nf} = \phi \rho_{np} + (1 - \phi) \rho_{bf}$$

比熱:
$$c_{nf} = \frac{\phi \rho_{np} c_{np} + (1 - \phi) \rho_{bf} c_{bf}}{\rho_{np} c_{np} + (1 - \phi) \rho_{bf} c_{bf}}$$

μ, *ρ_{nf}* ここで, φはナノ流体中を占めるナノ粒子の体積

分率, 下添え字 nf はナノ流体, np はナノ粒子, bf はベース流体を示します. 一方, 粘性係数及び 熱伝導率は, 一般には, 体積分率のみでなく, 粒 子の種類や大きさに依ることが報告されています ^{[6] [7]}. Pak らは, 2 種のナノ流体に対し, 以下の 簡潔な実験式を提案しています.

(アルミナ-水)

$$k_{nf} = k_{bf}(1 + 7.47\phi)$$

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(1 + 39.11\phi + 533.9\phi^2)$$

(チタニア - 水)

$$k_{nf} = k_{bf}(1 + 2.92\phi - 11.99\phi^2)$$

$$\mu_{nf} = \mu_{hf} (1 + 5.45\phi + 108.2\phi^2)$$



図2 ナノ流体の物性値(アルミナ-水)

例としてアルミナ - 水 ナノ流体の特性を図 2 に示します.体積分率の増加に伴い,熱伝導率と ともに,粘性係数が増加します.伝熱促進の観点 からは,熱伝導率の増加としての正の効果と,流 動抵抗の増加をもたらす粘性係数の増加という負 の効果があることに注意する必要があります.

2.3 ナノ粒子の運動要因

ナノ粒子は、粒径が小さく軽量であるため、その運動要因にも特徴的なことがあります.ナノ粒 子のベース流体中での運動要因として、慣性、ブ ラウン運動、熱泳動、拡散泳動、マグナス効果、 Drainage 効果、重力が考えられます.ナノ流体の 伝熱において、何が支配的であるかについて検討 した Buongiorno^[5]の議論を紹介します.

2.3.1 ナノ粒子の慣性の影響

流体中に懸濁した固体粒子は、その慣性により、 乱流渦に対し、ずり速度を持つ可能性があります. ずり速度 V_eを粒子の運動方程式より求めると以 下となります.

$$V_e = V_{e0}e^{-t/\tau_p} \qquad (\text{ccr}_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu})$$

ここで、 V_{e0} は、乱流渦速度であり、 τ_p はナノ粒子 の緩和時間です。例として、アルミナ - 水ナノ流 体を考えた場合 $\tau_p < 2ns$ であり、ナノ粒子は乱流 渦に容易に同伴され、ずり速度は無視できます。 これは、ナノ粒子が非常に小さいことによるもの です。

2.3.2 ブラウン拡散

ナノ粒子は小さく軽量であるため,周囲で熱振 動する液体分子との衝突により拡散します.これ をブラウン拡散といい,これによるナノ粒子の質

量流束 j_{np,B_i} は以下となります.

$$j_{np,B_j} = -\rho_{np} D_B \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \tag{1}$$

ブラウン拡散における拡散係数 D_B は、以下となります.

$$D_B = \frac{k_{BO}T}{3\pi\mu_{bf}d_p} \tag{2}$$

ここで、 ϕ はナノ流体中を占めるナノ粒子の体積 分率、 k_{BO} はボルツマン定数を示します.

2.3.3 熱泳動

ナノ流体に巨視的に温度勾配を与えると、ナノ 粒子が高温側から低温側へ移動します.これを熱 泳動といい、これによるナノ粒子の質量流束*j_{np,Tj}* は以下となります^[6].

$$j_{np,T_j} = -\rho_{np} D_T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} \qquad (3)$$
$$D_T = \frac{0.26k_{bf}}{2k_{bf} + k_{np}} \frac{\mu_{bf} \phi}{\rho_{bf}} \qquad (4)$$

2.3.4 マグナス効果

ナノ流体中, せん断応力の影響下で, 粒子は主 流方向に垂直な軸の周りを回転します. 相対的軸 速度が粒子と流体との間に存在する場合, 主流れ 方向に垂直な力が生じます. これはマグナス効果, すなわち持ち上げ力と呼ばれ, 回転によって生成 される粒子の周りの圧力勾配によるものです. ナ ノ粒子は, 慣性が極めて小さく, 相対的軸速度も 非常に低いと考えられるため, ナノ粒子に対し, マグナス効果は無視できます.

2.3.5 Drainage 効果

粒子が壁に近づくにつれ,接近する表面の間の 排液膜の圧力によって抵抗が現れます.この効果 は、粒子と壁との間の距離が粒子直径のオーダー となる場合に重要となります.したがって,直径 1~100nmのナノ粒子の場合,この効果は壁近く のごくわずかな部分に限定でき,無視できます.

2.3.6 重力

重力によるナノ粒子の沈降速度 Vgは,浮力と粘性力とのバランスから以下で与えられます.

$$V_g = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_{bf})g}{18\mu}$$

典型的なナノ粒子サイズ範囲(<100nm)で、Vg は約1.6~10⁻⁸m/sと、非常に小さくなります.

このような考察により, Buongiorno^[5]は,ナノ 流体の伝熱において,ブラウン運動と熱泳動の2 つの要因が支配的であるし,それ以外は無視でき ると結論づけました.

3. ナノ流体による伝熱性能向上

ナノ流体に現れるブラウン拡散や熱泳動拡散の 影響は、乱流場においては乱流混合により打ち消 されるため、伝熱促進の効果は層流場においての み発現します.ここでは、内部流れに注目し解析 を行うことで温度助走区間および完全発達流れに おける伝熱促進効果について検討します.

3.1 支配方程式

ナノ流体を取扱う場合は、ブラウン運動ととも に熱泳動を加味し、以下のナノ流体、ナノ粒子の 質量保存式、運動量及びエネルギー保存式が用い られます.

$$\frac{\partial \rho_{nf}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{nf} u_j}{\partial x_j} = 0$$

$$p_{nf} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{nf} u_j \phi}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{np} D_B \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + \frac{\rho_{np} D_T}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)$$

$$(6)$$

$$\frac{\partial \rho_{nf} u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{nf} u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu_{nf} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

$$\frac{\partial \rho_{nf} c_{nf} T}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{nf} c_{nf} u_{j} T}{\partial x_{j}}$$
$$= \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(k_{nf} \frac{\partial T}{\partial x_{j}} \right) + \rho_{np} c_{np} \left(D_{B} \frac{\partial \phi}{\partial x_{j}} + \frac{D_{T}}{T} \frac{\partial T}{\partial x_{j}} \right) \frac{\partial T}{\partial x_{j}}$$
(8)

(7)

3.2 物理モデル及び境界条件

等熱流束加熱された円管を流れるナノ流体に注 目します(図3).入口から一様流速で流れ込む一 様温度のナノ流体に対し,助走区間及び完全発達 領域における伝熱促進について考えましょう.



壁面の不透過性からして以下の境界条件を満たす 必要があります.

$$D_B \frac{\partial \phi}{\partial y}\Big|_{y=R} + \frac{D_T}{T} \frac{\partial T}{\partial y}\Big|_{y=R} = 0$$
(9)



3.3 助走区間における伝熱性能

熱流動場において、ブラウン運動及び熱泳動の 影響を表す指標として以下の指標N_{BT}が定義でき ます.

$$N_{BT} = \frac{D_{B_W} \phi_W T_W k_W}{D_{T_W} q_W R} \tag{10}$$

ここで、下添え字 w は壁近傍での値を示します. ナノ粒子として、アルミナ及びチタニアを用い、 ベース流体は水としました. N_{BT}は粒子径の逆数 に比例し、小さい粒子ほど大きい値をとります. 純流体におけるレイノルズ数 Re=1 とし、伝熱性 能比較のため同一ポンプ動力条件のもとナノ流体 に対して解析を行いました.

 $N_{BT} = 0.1$ における局所ヌッセルト数を図4に示 します. ここで純流体のヌッセルト数の分母には 純流体の熱伝導率,またナノ流体のそれにはナノ 流体の有効熱伝導率を用いており、熱伝導率に伴 う熱伝達率の増加分はキャンセルされる形で示し ています. 図より上流側でナノ流体のヌッセルト 数は純水に比べて低く、その傾向は、アルミナ-水・ナノ流体の方が顕著となることがわかります. これは、アルミナ - 水・ナノ流体の方が、体積分 率に対する粘度の増加が大きく、同一ポンプ動力 の下で、流入速度が低下したためです. 下流域で は、どちらのナノ流体も熱伝達特性の向上が認め られています. 続いて, 有効熱伝導率の増加も加 味した熱伝達率について図5に示します. ナノ粒 子の添加は、熱伝導率の増加というプラスの効果 と粘性の増加というマイナスの効果があります. 同図より上流域においても,熱伝導率の増加によ り,伝熱促進の効果が得られることが分かります. 下流域では上流を上回る 10-50%程度の増加が 予測されています.

3.4 完全発達領域における伝熱性能

完全発達領域に注目し Yang ら^[8]は,ナノ粒子 特有の運動によっておこる速度,温度,体積分率 の分布を示しました.一例を図6に示します.ナ ノ粒子の平均体積分率が増加すると速度場は平坦 化しています(同図(a)).これは,同図(c)より明 らかなように,主に熱泳動の効果により粒子は流 路中心に集まり,これによる粘度の増加により, 中央部では速度が低下し、体積分率の低い壁面近 傍の速度が増加するためです.一方、温度場(同 図(b))では、壁面付近の体積分率低下により、見 かけの熱伝導率が減少し、温度勾配が増加してい ます.



(b) Temperature profiles



(c) Volume fraction profiles



このように、ナノ流体においては、速度及び温 度の断面平均分布が純流体とは大きく異なります. 等熱流束加熱された円管内を流れる純流体につい ては、十分発達した場において、ヌッセルト数は 4.36となることが知られています. 今、ナノ流体 について以下のように、平均ヌッセルト数を考え ます.

$$Nu_B \equiv \frac{hD_h}{k_B} = \left(\frac{hD_h}{k_W}\right) \left(\frac{k_W}{k_B}\right) \tag{11}$$

壁面近傍0では、ナノ粒子の体積分率は平均よ り小さく、 (k_w/k_B) は常に1より小さくなります. したがって、壁での無次元温度勾配 (hD_h/k_w) が充 分大きく (k_w/k_B) との積が4.36より高くなる際に 限り異常伝熱が発現することが分かります.すな わち異常熱伝達は壁近傍の無次元温度場の構造変 化により生ずるのです.

N_{BT}の平均ヌッセルト数に対する影響を図7に 示します.熱伝達率が4.36を超える異常熱伝達域 が示されています.この異常熱伝達は,アルミナ -水ナノ流体より,ナノ粒子の熱伝導率の高いチ タニア-水・ナノ流体の方が顕著に表れます.最 後に,ベース流体と比較した際のナノ流体の熱伝 達率の促進比を図8に示します.N_{BT}(粒子径な ど)を適切に調整する際,有効熱伝導率の増加と 異常熱伝達との相乗効果から,純流体の2倍程度 の伝熱促進が可能であることが分かります.



図7 ナノ流体に発現する異常熱伝達



図8 ナノ流体における熱伝達率増加

5. おわりに

以上概略のとおり、ナノ粒子は、ブラウン拡散 と熱泳動に支配され分布します.加熱壁面近傍で は、ナノ粒子濃度が薄く、見かけの粘性抵抗が減 少し壁面近くの速度が高まります.しかし同時に 有効熱伝導率も低下するため、伝熱促進にあたっ て両者の微妙なバランスを考える必要があります. 適切な条件でナノ流体を用いる時、異常熱伝達を 発現することができることから、マイクロチャネ ルなど層流域での種々の応用が考えられます.さ らに、ナノ流体を金属発泡体充填流路に満たすこ とで、多孔質熱分散との相乗効果が可能であるこ とも報告されており^[9]、今後新たなナノ流体の応 用が期待されます.

参考文献

- H. Masuda, A. Ebata, K. Teramae, N. Hishinuma, Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersion of Al₂O₃, SiO₂ and TiO₂ ultra-fine particles), *Netsu Bussei* 7 (1993), pp. 227-233.
- [2] S. Zeinali Heris, M. Nasr Esfahany, S. Gh. Etemad, Experimental investigation of convective heat transfer of Al₂O₃/water nanofluid in circular tube, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 (2007), pp. 203-210.
- [3] D. Wen, Y. Ding, Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004), pp. 5181-5188.
- [4] U. Rea, T. McKrell, L. W. Hu, J. Buongiorno, Laminar convective heat transfer and viscous pressure loss of alumina-water and zirconia-water nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **52** (2009), pp. 2042-2048.
- [5] J. Buongiorno, Convective transport in nanofluids,

Journal of Heat Transfer, **128** (2006), pp. 240-250.

- [6] W. C. Williams, J. Buongiorno, L.-W. Hu, Experimental investigation of turbulent convective heat transfer and pressure loss of alumina/water and zirconia/water nanoparticle colloids (nanofluids) in horizontal tubes, *Journal* of *Heat Transfer*, **130-4** (2008), 042412.
- [7] B. C. Pak, Y. I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat Transfer*, **11** (1998), pp. 151-170.
- [8] C. Yang, W. Li, Y. Sano, M. Mochizuki, A. Nakayama, On the anomalous convective heat transfer enhancement in nanofluids: A theoretical answer to the nanofluids controversy, *Journal of Heat Transfer*, 135-5 (2013), 054504.
- [9] W. Zhang, W. Li and A. Nakayama, An analytical consideration of convection within a nanofluid saturated metal foam, *Journal of Fluid Mechanics*, 769 (2015), pp. 590-620.

相変化スラリーの流動および熱伝達特性 Flow and Heat Transfer Characteristics of Phase-change Slurries

1. はじめに

微細な相変化物質を分散相,水溶液などの液体を 連続相とする混相流体は,潜熱を利用した高密度な 蓄熱特性や優れた熱輸送性を有することが知られ ている.比較的大きな固相粒子状物質が懸濁されて いる固液混相流体は,一般的にスラリーと分類され るが,このうち固相が相変化物質である流体は,相 変化スラリーと呼ばれる.

近年,食品や医療の分野における高機能な冷却媒体として,相変化スラリーを利用しようとする試みがなされている[1].相変化スラリーは,分散する固相を適切に選択することで,潜熱の放出および吸収による熱輸送,または温度維持など,単相流体とは異なる機能を有しており,機能性流体の一種と定義することもできる.相変化スラリーは高温物体から熱を吸収する際に対流と融解が複雑に関与した特異な熱伝達挙動を示すため,従来その流動挙動について検討[2]がなされている.また,様々な条件下における相変化スラリーの流動物性のモデル化も行われている[3].一方,融解を含む相変化スラリーの伝熱のメカニズムに関する研究は,静止氷スラリー





川南 剛(明治大学) Tsuyoshi KAWANAMI (Meiji University) e-mail: kawanami@meiji.ac.jp

層[4]または流路内を流れる際の挙動[5-8]について 検討されている.

本報告では,機能性熱流体としての相変化スラリ ーによる高温物体の急速冷却機構,さらには高効率 熱交換機構の開発を念頭に置き,流動する相変化ス ラリーの流動様式の変化およびそれが強制対流熱 伝達特性に及ぼす影響について,筆者らのグループ による研究を中心に概説する.なお,我々のグルー プでは,固相および液相の種類を変えた様々な種類 の相変化スラリーを扱っているが,本報告で述べる 供試相変化スラリーは,グリコール系水溶液を冷却 し,平衡凝固温度から氷相を析出させる方法で生成 されるものである.

2. 水平流路内を流れる相変化スラリーの 流動および伝熱特性

まず本節では,水平流路内を流れる相変化スラリ ーの流動様式および強制対流熱伝達挙動に及ぼす 諸因子の影響に関して述べる.

2.1 実験装置および実験方法

図1に、本検討で用いた実験装置系統図を示す. 本実験では、予め濃度設定されたグリコール系水溶 液を,ブライン循環用熱交換器で冷却し,熱交換器 壁面に成長した表層を掻き取ることにより,相変化 スラリーを生成している.本実験装置は、主に冷却 用ブライン循環系,相変化スラリーを製造・貯留す るための容量が 0.2m³の相変化スラリータンク, 試 験部を含む相変化スラリー循環系および各測定系 より構成されている. 生成された相変化スラリー は、十分に撹拌しながら所定の氷充填率になった 後,試験部へ供給される.試験部の前後には,それ ぞれ長さ450mmの入口助走部および出口助走部が 設けられている. 試験部は,幅 60mm,流れ方向長 さ1000mmの水平矩形流路であり,その上下面は等 熱流束条件の加熱面となっている. 加熱面の裏側に は、加熱面温度測定のため素線径 0.1mm の K 型熱 電対を流路入口より 50mm 間隔で4 箇所, その後

100mm 間隔で 3 箇所, さらに 200mm 間隔で 2 箇 所,計9箇所取り付けてある. さらに, 試験部入口 部および出口部には相変化スラリー温度測定のた め,それぞれ2箇所ずつ熱電対が取り付けられてい る. なお,局所熱伝達率 hx は,加熱面温度 Tx と相 変化スラリー温度 Ts の差および加熱面熱流束 q か ら算出した.

2.2 流動形態の分類

流路内を流れる相変化スラリー流動形態と熱伝 達特性の関係を把握するため、相変化スラリー中の 初期氷充填率を変化させた場合における相変化ス ラリー流の流動形態を領域分けすることを試みた. なお、氷充填率とは、相変化スラリー中に含まれる 氷粒子(固相)の割合であり、本報告では *IPF*(Ice Packing Factor)と表現している. Turian ら[9]は、固 液二相流の流動形態を固相率、流速、粒子径等の条 件により(1)固定層を伴う流れ、(2)堆積流れ、 (3)不均質浮遊流れ、(4)均質浮遊流れ、の4種類 の様式に分類し、水平円管におけるその境界の判定

に下式を用いて検討を行っている.

$$R_{01} = \frac{u_i^2}{31.93\phi^{1.083} \cdot f_w^{1.064} \cdot C_D^{-0.06160} \cdot Dg(s-1)}$$
(1)

$$R_{12} = \frac{u_i^2}{2.411\phi^{0.02263} \cdot f_w^{-0.2334} \cdot C_D^{-0.3840} \cdot Dg(s-1)}$$
(2)

$$R_{23} = \frac{u_i^z}{0.2859\phi^{1.075} \cdot f_w^{-0.6700} \cdot C_D^{-0.9375} \cdot Dg(s-1)}$$
(3)

$$R_{13} = \frac{u_i^z}{1.167\phi^{0.5153} \cdot f_w^{-0.3820} \cdot C_D^{-0.5724} \cdot Dg(s-1)}$$
(4)

$$R_{02} = \frac{u_i^{-1}}{0.4608\phi^{0.3225} \cdot f_w^{-1.065} \cdot C_D^{-0.5906} \cdot Dg(s-1)}$$
(5)

$$R_{03} = \frac{u_i^2}{0.3703\phi^{0.3183} \cdot f_w^{-0.8837} \cdot C_D^{-0.7496} \cdot Dg(s-1)}$$
(6)

ここで、 u_i は相変化スラリー流の平均流速 (m/s)、 ϕ は分散固相粒子の体積充填率 (vol%)、 f_w は流体と 流路壁面との摩擦係数、 C_D は抗力係数、Dは円管 の内径 (m)、gは重力加速度 (m/s²)、sは固相と液 相の密度比 (ρ_p/ρ_1)であり、左辺添字の数字はそ れぞれ以下に示す流れの形態を表す.

- 0:固定層を伴う流れ
- 1: 堆積流れ
- 2: 不均質浮遊流れ
- 3: 均質浮遊流れ

なお, R は流動形態の変化する境界との位置関係を 表しており, Rab=1 ならば, 流動形態 a および流動 形態 b との境界線上に存在し, また, Rab<1 ならば 境界線の左側, Rab>1 ならば境界線の右側に存在し ていることを表している. 従って, Rab の符号関係 により流動形態を判定することが可能である. この 判定方法を,本実験条件に適用し,初期氷充填率の 違いによるそれぞれの形態の領域を示したものが 図 2 である. 図の横軸は相変化スラリー流の平均流 速を,縦軸は流路高さを示している. 図より,氷充 填率が高くなるに従い,不均質な領域が広い流速条 件において存在することがわかる. これらの結果 は,氷充填率の増加により,流路内の流動状態が不 均質化の傾向が強くなることを示すものである.

また,図3に,流路高さが変化した場合の流路内 の氷充填率分布および速度分布を模式的に示す.図 に示すように,流路内の平均氷充填率が同じ場合で



Fig. 2 Flow behavior of ice slurries; (a) IPF=10mas%, (b) IPF=20mas%, (c) IPF=30mas%.

あっても, 流路高さにより流動様式が異なるため, 速度分布も異なった様相を示すことが理解できる. この挙動は, 熱伝達挙動に大きな影響を与える因子 となる.

2.3 強制対流熱伝達挙動に及ぼす流速の影響

前述の各条件による流動様式の変化を踏まえ,水 平流路内を流れる相変化スラリー流の流れ方向局 所熱伝達率分布について考察を行った.

図4に,初期氷充填率 IPF=10mass%,加熱面熱流 束 q=8000W/m², および流路断面高さ H=60mm にお ける,局所熱伝達率に及ぼす流入平均速度 uiの影響 を示す. 図の横軸は、流路入口からの流れ方向距離 xである.また、黒塗りシンボルは下面壁を加熱面 としたときの壁面熱伝達率の値であり, 白抜きシン ボルは上面壁におけるそれを表している.図より, 上部加熱面の結果に比べ,下部加熱面の結果におい て、局所熱伝達率に及ぼす流速 ui の影響が顕著に現 れ, 流速が増加するに伴い, 局所熱伝達率が増加し ていることがわかる.これは、下部加熱面近傍にお いては、氷粒子の浮遊により局所的な氷充填率が低 下するため,液層を介した対流熱伝達が支配的にな るためと考えられる.また,流路下流に行くに従い 熱伝達率が低下する傾向がみられるが,これは温度 境界層の発達により加熱面温度が上昇するためで あると思われる. なお, 試験部を通過する間の融解 に伴う平均氷充填率の低下は、本実験範囲内におい て最大でも 0.002mass%と極めて小さいため、その 影響は測定上無視できるものと考えられる.

一方,上部加熱面においては流速の影響が小さい ことが認められるが,これは氷粒子の堆積により見





かけの粘性が増し摺動流に近い流れとなるため,流 速の増加に伴う加熱面近傍での局所的な流速の増 加が小さいこと,さらに接触融解により,温度境界 層が発達しにくいこと等の理由によるものと考え られる.また,流速が増加するに伴い,上面と下面 の局所熱伝達率の差が小さくなっているが,これ は,流速の増加に伴う撹拌効果により,流路内の流 れが均質浮遊流となり,流路内の氷充填率分布が均 一化されるためと考えられる.

2.4 強制対流熱伝達挙動に及ぼす流路高さの影響
 図5に、初期 *IPF*=10mass%、*q*=8000W/m²、およ



Fig. 4 Local heat transfer coefficient; *H*=60mm, *q*=8000W/m², *IPF*=10mass%.



Fig. 5 Local heat transfer coefficient; $u_i=0.2$ m/s, q=8000W/m², *IPF*=10mass%.

び u_i=0.2m/s における,局所熱伝達率に及ぼす流路 高さ H の影響を示す.

図より,いずれの加熱面においても流路高さHが 低いほど、局所熱伝達率が高くなる傾向が認めら れ、また、その傾向は下部加熱面において顕著に認 められる.これは、加熱面近傍における氷充填率分 布および流速分布が大きく影響しているものと思 われる.ここで、下部加熱面に着目すると、図2お よび図3に示されるように、流路高さが低くなるに 従い, 均質流に近づき, 加熱面近傍における局所的 な氷充填率の値が大きくなる. つまり、流路高さが 低くなるに従い,加熱面の熱伝達に及ぼす氷粒子の 潜熱の影響が大きくなるものと考えられる.また同 時に、流路高さが低くなることにより、壁面近傍の 速度勾配が急になり,対流による熱伝達の促進効果 が大きくなる.これに対し流路高さが大きくなる と,下部加熱面近傍における局所的な氷充填率が低 くなることに加え,速度勾配も流路高さが低い条件 に比べ緩やかになると考えられる. これらの複合的 な理由により、下部加熱面においては、加熱面近傍 における局所的な氷充填率が高く,かつ,壁面近傍 の速度勾配が急である H=20mm の条件において, 最も局所熱伝達率が高くなるものと思われる.

一方,上部加熱面においては,熱伝達の形態が接 触融解支配となっているため,流路高さの違いによ る熱伝達率の差は,下部加熱面と比較して顕著に見 られないことがわかる.



Fig. 6 Schematic of crank-shaped test section.

3. 曲がり流路を流れる相変化スラリーの 流動および伝熱特性

密度差のある固液二相流の流れおよび熱伝達挙 動は、固相に働く体積力により、流れの方向と重力 の方向による影響を強く受ける.本節では、クラン ク形状流路を流れる相変化スラリーについて、流動 挙動と壁面の熱伝達特性に及ぼす流路のサイズお よびその設置姿勢の影響について考察を行う.

3.1 実験装置試験部

図6に、実験に用いた試験部の詳細を示す.試験 部は、幅、奥行ともに 30mm の正方形断面を有する 高さ 210mm のクランク形状流路であり、一方の側 壁面 (図の流路左壁面) は内壁全体がステンレスヒ ーターにより覆われた加熱壁となっている. ヒータ ー裏面には10mm または5 mm の間隔で17 箇所に T型熱電対が設置されており,加熱壁面の表面温度 分布を把握することが可能となっている.また,同 一のヒーターを用いて鉛直流れ方向流路の左右両 壁面を,また,水平流れ方向流路の上下壁面の熱伝 達を評価するため、試験部を 90°毎に回転させる ことで流路に対する加熱壁の位置を変化させるこ とができる構造となっている. さらに, 曲がり部流 路の幅 P を 30, 60, および 90mm と変化させた実 験も行った.なお、各測温点の位置は、図中に示す ように,流れ方向の最初の角であるA点を原点(基 準距離 X₀)として定義した,無次元流れ方向距離 X'[-] により表す(詳細は後述,式(7))ものとす る. なお, 試験部の入口部分には, 輸送管曲り部を 経由して試験部に流れ込む相変化スラリーの偏っ た流れを整流し、さらに氷粒子の分布を均一化する ための助走・整流部が設けられている.

3.2 設置姿勢の違いによる流動挙動の変化

図7に, *IPF*=10mass%, 流速 u_i =0.1m/s の条件 において流路幅 $P \in (a)$ 30, (b) 60, および (c) 90mm に変化させた場合の, 鉛直方向流れ (紙面下 から上) における相変化スラリーの流動挙動を示 す. 図より P の増加に伴い氷粒子の分布状態に大 きな偏りが生じていることがわかる.これはピッチ Pの増加にともなう流路幅の急拡大により, 局所的 な流速の低下がもたらされた結果, 氷粒子に働く浮 力の影響が相対的に強まるためと考えられる.ま た, Pの増加にともない L₁-L₂ 面において形成され る渦領域も鉛直方向に拡大し, 非常に緩慢な速度で 反時計回りに渦を形成している様子が観察された. さらに, P=60 および 90mm の場合には, R_1 近傍に おいて形成される渦は確認されず, 代わりに氷粒子 が堆積し塊状化している様子が観察された.この氷 粒子塊状は,低流速条件においては流動することは なくその場に停滞しており,ある程度の大きさの塊 が R2近傍に形成されると R 壁に沿う主流は塊状化 した氷粒子上を見かけの壁面として沿うように流 動した.なお,流速の増加に伴いこの氷粒子塊は消 滅し,R1近傍においてコーナー渦を形成するように なる傾向が見られ,その渦領域は,Pの増加ととも に大きくなる傾向が見られた.

一方,図8に,図7の状態から試験部の設置方向 を90°回転させ,水平方向流れ(紙面左から右)と した場合の流動挙動を示す.図よりP=30mmの場 合,流路全体において氷粒子の分布の偏りが大きく なっていることがわかる.これは氷粒子に働く浮力 の影響により,流れの剥離を伴う L_1-L_2 面を除いて 氷粒子は全体的にL壁面に多く分布する一方で,R 壁面には分布しづらく,さらに剥離の影響も伴う R_1 近傍の面および R_2 以降の水平面において氷粒子が 分布しなくなるためと考えられる.また,P=60お よび 90mm の条件においては,図7の鉛直方向流れ で観察されたような氷粒子の塊状化が, R_2 近傍では なく L_1-L_2 面において形成される大きな渦領域にお いて観察された.これは,緩慢な速度で渦を形成し ているために,渦中の氷粒子に働く慣性力よりも相 対的に浮力の影響が大きくなるため, L_2 から L_1 に 向かって氷粒子が移動できず,結果として L_2 近傍 に氷粒子が浮遊し,塊状化していくためと考えられ る.なお P=60mm の条件においては,流速の増加 にともないこの氷粒子の塊も消滅し, L_1-L_2 面にお いて氷粒子を巻き込みながら渦を形成する様子が 観察されたが, P=90mm の条件では,u=0.3m/s の条 件においても氷粒子が堆積し渦は形成されること はなかった.

3.3 鉛直流れ流路における熱伝達挙動

IPF=10mass%, 流速 *u*=0.1m/s の条件において, 加熱壁に供給する熱流束 *q* を 10000, 15000 および 20000W/m²に変化させた場合の, L 壁面における局 所熱伝達率の分布を図 9 に, R 壁面における局所熱



Fig. 7 Flow patterns in vertical channels on $u_i=0.1$ m/s and IPF=10 mass%; (a) P=30 mm, (b) P=60 mm, (c) P=90 mm.



Fig. 8 Flow patterns in horizontal channels on $u_i=0.1$ m/s and IPF=10 mass%; (a) P=30 mm, (b) P=60 mm, (c) P=90 mm.

伝達率の分布を図 10 に,水溶液単相の結果ととも にそれぞれ示す.図の横軸は,曲がり部を含めた全 伝熱面長さを最初の角(図7のL1点およびR1点) を基準に次式で表した無次元距離X'[-]である.

$$X' = (X - X_0) / S$$
⁽⁷⁾

ここで *X* は試験部入口より曲がり部も含めた流れ 方向の距離, *X*₀は入口より最初の曲がり角までの距離, *S* は流路幅である.

図より、L 壁面の熱伝達率については、熱流束の 増加にともない全ての X 'に対する局所熱伝達率も 増加していることがわかる.これは熱流束の増加に ともない氷粒子の融解が促進され、潜熱により壁面 温度の上昇が抑えられたためと考えられる.また、



Fig. 9 Local heat transfer coefficient at L-side wall; $u_i=0.1$ m/s, P=30mm, IPF=10mass%.





同熱流束条件における相変化スラリーと水溶液単 相を比較すると、全体的には相変化スラリーのほう が高い熱伝達率を示しているが、X'=0~2の区間に ついては、両者は近い値を示していることがわか る.これは、X'=0~2の区間においては低流速条件 の場合、局所的な氷粒子密度が低下し壁面から氷粒 子が離れることで氷の融解潜熱により加熱壁面か らの入熱を補うことができずに、伝熱形態が水溶液 単相の場合と類似するためと考えられる.

ー方, R 壁面においても, 熱流束の増加にともな い、局所熱伝達率が増加していることがわかる.こ れは上述のように氷粒子の融解潜熱による伝熱促 進効果によるものと考えられる. また, X'= -1~0 および X '= 2~3 の区間において、全ての熱流束条 件において相変化スラリーよりも水溶液のほうが 高い局所熱伝達率を示していることがわかる.これ はこの区間においては, 主流が壁面から剥離するこ とにより局所的な氷粒子密度が低くなるためと考 えられる. さらに、この領域に形成される渦の壁面 に沿う流れの向きは鉛直下向きなのに対し, 氷粒子 は浮力によって鉛直上向きに上昇しようとするた め, 氷粒子により対流が遮られることが, 熱伝達率 の低下を招いたと考えられる. なお, L 壁面の Li-L2 区間および R 壁面の R2 以降において,いったん 下がった熱伝達率が再び上昇する傾向が見て取れ るが、これは、図7においても観察されるように、 剥離渦の再付着による乱れにより, 伝熱が促進され たものと考えられる.

4. おわりに

本報告では、相変化スラリーの特異な流動現象お よびそれに起因する熱伝達挙動について、これまで の研究を振り返り述べたものである.これまで相変 化スラリーは潜熱蓄熱の媒体と捉えられることが 多かったが、近年は熱輸送および熱交換を高機能化 するための熱機能性流体として、新たなアプリケー ションに適用が試みられている.相変化スラリーを 利用する際の課題としては、輸送配管のブリッジン グや相分離による挙動の変化が挙げられるが、分散 相のナノ粒子化などの試み[10]により、解決の糸口 が見え始めているところである.今後のさらなる技 術展開に期待したい.

参考文献

 I. Bellas, S.A. Tassou, Present and Future Applications of Ice Slurries, *Int. J. Refrig.*, 28 (2005) 115–121.

- [2] 例えば、川南剛、福追尚一郎、山田雅彦、水平加 熱平板間を流れるスラッシュアイスの流動挙 動および熱伝達、日本機械学会論文集 B 編、66-643 (2000) 880-887.
- [3] A. Kitanovski, D. Vuarnoz, D.A. Casar, P.W. Egolf, T.M. Hansen, C. Doetsch, Thermodynamics and Heat Transfer of Ice Slurries, *Int. J. Refrig.*, 28 (2005) 37–50.
- [4] T. Kawanami, S. Fukusako, M. Yamada, K. Itoh, Experiments on Melting of Slush Ice in a Horizontal Cylindrical Capsule, *Int. J. Heat and Mass Trans.*, 42 (1998) 2981–2990.
- [5] 川南剛,山田雅彦,池川昌弘,矩形断面を有す る返しベンド内を流れる氷スラリーの流動お よび熱伝達,日本機械学会論文集 B 編, 69-678 (2003) 422-429.

- [6] H. Kumano, T. Hirata, R. Shouji, M. Shirakawa, Experimental Study on Heat Transfer Characteristics of Ice Slurry, *Int. J. Refrig.*, 33 (2010) 1540–1549.
- [7] 川南剛, 富樫憲一, 波多野周平, 麓耕二, 平澤 茂樹, クランク型流路内における氷スラリーの 流動および熱伝達, 日本冷凍空調学会論文集, 30-3 (2013) 307-318.
- [8] H. Kumano, A. Mizui, N. Higashi, Flow Characteristics of Ice Slurry in A Horizontal Tube During Solidification, *Int. J. Refrig.*, 85 (2018) 184– 190.
- [9] R. M. Turian and T. F. Yuan, Flow of Slurries in Pipelines, AIChE Journal, 23-3 (1977) 232-243.
- [10]T. Kawanami, K. Togashi, K. Fumoto, P. Zhang, S. Hirano, K. Shirai, S. Hirasawa, Thermophysical Properties and Thermal Characteristics of Emulsion with Phase Change Material, *Energy*, **117** (2016) 562-568.

有限サイズの粒子を含む混相流中の 渦構造と熱輸送の特徴

Vortical structures and heat transfer in particulate flow containing finite-volume particles

> 谷 京晨,竹内 伸太郎,梶島 岳夫(大阪大学) Jingchen Gu, Shintaro Takeuchi*, Takeo Kajishima (Osaka University) e-mail: shintaro.takeuchi@mech.eng.osaka-u.ac.jp

1. 緒言

粒子混相流中における伝熱問題は自然界や工業 的な環境など様々な場所で見られ、離散固体粒子 群が流れの構造および熱伝達に大きな影響を与え る. 流体に比べて熱伝導率の高い粒子の混入は伝 熱制御の観点から注目される[1-2]. 特に粒子内部 の熱流束や粒子の運動に伴う熱輸送は粒子混相シ ステムの伝熱において重要な因子である. これら の影響を系統的に調べるためには、物性を任意に 設定できる数値シミュレーションの手法が有用で ある.しかし、従来の計算例の多くは、粒子を質 点として扱ったり,有限サイズであっても内部温 度を一様としたり, 粒子が熱輸送に担う役割に多 くの仮定が含まれていた. これに対して Tutsumi ら[3]は多数の粒子の運動,各粒子の内部の温度分 布、それらの周囲の流れを一貫して差分格子によ ってとらえるため、固体と流体の境界で熱流束を 考慮した埋め込み境界法を提案し、上下壁の温度 差によって不安定成層となる矩形領域の二次元解 析に応用し、流体とは異なる熱伝導率の粒子の混 入が対流伝熱に及ぼす影響を調べた. Takeuchi ら [4]は様々な粒子体積率と固液熱伝導率比の組み 合わせについて熱対流成分と熱伝導成分の熱伝達 への貢献を調査した.一連の計算の結果,粒子混 相流に特徴的な熱流動現象が見出されている. た とえば、単相で観測される一方向に旋回する単一 対流セルや高レイリー数における対流の反転現象 [5]に対し、混相では、単相には見られない振動モ ード[6]や,単相に比べて低レイリー数での反転[7] が見出されている. 前者は粒子内と流体内におけ る熱伝導の時定数の違い、後者は流体より高い熱 伝導率を持つ粒子の一時的な鉛直方向配置に起因 するものである.これらの結果は、粒子混相伝熱の 多様性を物語っており、混相効果を利用した新たな 熱輸送機構の開発に繋がるものであると考える.

本稿では粒子混相流において固液の熱伝導率が

高い場合における自然対流の特徴と熱輸送機構に 関する著者らの最近の大規模な三次元計算による 研究について紹介する.

2. 高い熱伝導率を持つ有限サイズの粒子を含む 自然対流中の熱流束の解析

高熱伝導率を持つ中立密度の粒子が混相流中の 伝熱に与える影響を分析するため,平行平板間に おいて上下壁の温度差によって駆動される粒子自 然対流を数値計算した[8-9].粒子は単一サイズの 剛体球とし,固定直交格子により個々の粒子の周 りの流れを直接計算し,粒子間の相互作用には離 散要素法(Discrete Element Method)を用いた.鉛 直上向きにz軸,水平方向にx,y軸をとり,x,y,z 方向に3.2H×3.2H×Hの大きさの計算領域にそれ ぞれ 256,256,80 の格子を配置した.水平方向 には周期境界条件を設定した.粒子内と界面の熱 流束を解析するため,固定直交格子のサイズは粒 子直径の 0.1 倍である.以下では上下壁間に与え る一定温度差とHに基づくレイリー数(Ra)を定 義して熱流動の特徴を表す.

Fig. 1 は, 異なるレイリー数 (Rayleigh number, Ra) と粒子体積率 (solid volume fraction, vf)の混 相自然対流のスナップショットである. 図中のカ ラーは粒子表面温度と手前の鉛直断面の温度分布 を示し, 同じ鉛直断面内の矢印は速度分布を表す.

粒子と周囲流体に対する熱伝導率比 λ_s/λ_fは 10² であり,個々の粒子の表面温度分布はおおむね均 ーである.異なる粒子体積率における断面速度分 布を比較すると,粒子体積率が比較的低い場合 (Fig. 1a)から中程度(Fig. 1b)までの範囲では, 上昇流・下降流の発達により対流熱輸送が活発で あり,単相に比べて対流熱輸送が強い.しかし, 粒子体積率がさらに高くなると(Fig. 1c),熱対流 の発達が阻害されるため熱伝導が支配的になり,



c. vf = 54.80 % (Np = 5487)

Fig. 1 Instantaneous flow and thermal fields under the condition of the conductivity ratio of the particle to fluid $\lambda_s / \lambda_f = 10^2$ and Rayleigh number Ra = 10^5 in the domain where the dimensions being 3.2*H*, 3.2*H* and *H* in horizontal *x*, *y* and vertical *z* directions. Particles are colored by the surface temperature, and temperature contours and velocity vectors are plotted in the front cross-section. The solid volume fraction is denoted by *vf* and the number of particles is denoted by *Np*. [9]

粒子の動きは微弱であり温度分布は水平方向に成 層する傾向を示す.

時間平均 Nusselt 数をさまざまな粒子体積率で 比較すると,混相流中における熱輸送量は粒子体 積率 40%前後で最大値に達し,そこを境に熱対流 支配と熱伝導支配の切り替わりが起こっていると みられる[9].

粒子と流体内の伝熱を分析するため,熱伝導と 熱対流による熱流束を水平面内と時間で平均し, その鉛直方向分布を複数の粒子体積率とレイリー 数の場合について比較した結果を Fig.2 に示す. 図中の緑,青と赤の領域はそれぞれ対流熱流束, 流体内および粒子内の伝導熱流束の面積加重平均 値を表している.まずレイリー数が高い場合 (Ra = 10^5 , Fig.2a)には,粒子体積率が 30.8%から 42.8% に増加しても,同じ z 位置における熱対流はほぼ 一定の熱流束を維持するのに対し,粒子中の熱伝 導は強化されており,全体として粒子混相流中の 熱流束は増加する.しかし,粒子体積率がさらに 54.8%に増加すると,熱対流による貢献は激減す る一方で粒子による熱流束の平均値はどの z 位置 でも(壁面近傍の粒子半径より小さい距離を除い て)概ね同じ値になった.結果として系全体の熱 流束の総量は減少する.レイリー数が低い場合に は(Ra = 10⁴, Fig.2b),熱対流がそもそも弱く,混 相流の熱伝達は粒子体積率が増加するとともに単 調に増加する.

この結果は、粒子が系の熱伝達へ与える影響の 評価には熱対流と熱伝導の両方による貢献を調べ なければならないことを示唆する。特に熱伝導率 の高い粒子では、熱流束が粒子内を通過する量が 増えるため、粒子の移動に伴う熱の輸送効果は無 視できない。

次に,固液界面が混相流の伝熱に与える影響を 調べるため,粒子体積率 vf = 42.8%を一定に保っ たまま異なるサイズの粒子を用いて粒子自然対流 を数値計算した.Fig.3 は各水平面内で流体,粒子 及び界面セルが占める面積に応じて熱流束の割合 を時間平均で示したものである.粒子サイズが大 きい場合に対して,粒子サイズが小さいときには 粒子界面を通過する熱流束が強く,系全体の伝熱 の増加にも貢献している.特に壁近傍領域では, 熱対流や粒子内熱伝導による熱流束とともに固液 界面を通過する熱流束の寄与が大きくなる.

Gu ら[10,11]は以下の式によって定義される対 流熱流束線(Heat flux lines, HFLs)

$$\frac{dx}{uT} = \frac{dy}{vT} = \frac{dz}{wT},$$
(1)

と伝導熱流束線

$$\frac{-dx}{\lambda(\partial T / \partial x)} = \frac{-dy}{\lambda(\partial T / \partial y)} = \frac{-dz}{\lambda(\partial T / \partial z)},$$
(2)

を導入し、粒子を含む流れ中における局所熱輸送 を可視化する試みをおこなった.ここで、T は温 度、 λ は局所熱伝導率、 $u, v \ge w$ は(x, y, z)座標系の 各方向の速度成分である.

Fig.4 は伝導熱流束線を鉛直断面へ投影した図である.図中の円は粒子の鉛直断面であり、また粒子の表面温度をカラーで示した.Fig.4aの拡大図をFig.4bに示す.図中の矢印は、熱流束線が粒子表面を通過して粒子へ出入りする点を示しており、太実線は複数の粒子を通過する熱流束線を強

調したものである.熱流束線の数密度からわかる ように,熱流束線は複数の粒子を通過する一方で, 流体領域を通る熱流束線は少ない.このように, 高い熱伝導率の粒子によって熱の通路(heat transfer path)が形成される.また,異なる粒子サ イズにおける熱流束線の分布を比較すると (Fig.4a, c, d),粒子サイズが大きな場合には粒子を 通過する熱流束が強化される傾向は更に顕著にな る一方で,壁面近傍の粒子数密度が低いので,系 全体の熱輸送は減衰する.



b. $Ra = 10^4$

Fig. 2 The spatial variation of the temporal- and horizontal-average values of the conductive and convective components of the heat transfer in the particle-dispersed flow for different *vf* and Ra under the condition of $\lambda_s / \lambda_f = 10^2$. The lower wall with high temperature is at z / H = 0 and the upper wall with low temperature is at z / H = 1.[8]



Fig.3 The vertical components of the area-weighted heat fluxes by convection and conduction through the particles, fluid and the interface. The computational parameters are as follows: Ra= 10^5 and vf = 42.8 %. Here, the particle diameter is denoted by D_p and the distance between upper and lower plates is denoted by *H*. [9]

3. 粒子自然対流中の熱流束が大スケールの 渦構造に与える影響

粒子混相流中の熱対流により形成される渦の挙 動や流れパターンを熱流束線によって特徴づける ことを試みる.

Fig.5 では、三次元領域における対流熱流束線と 伝導熱流束線を太線と細線で表現し、それらの線 の上に対流熱流束の大きさと局所粒子体積率をカ ラーで表示した. また領域中央付近の鉛直断面 (x-z 断面)における温度分布も表した.熱流束線 の分布を明らかにするため、その鉛直断面よりも 手前の領域では粒子を表示していない.図より, 計算領域左側の下降流(Fig.5a)と右側の上昇流 (Fig.5b)から成るロール渦が局所熱対流と熱伝導 の影響を受けている様子が分かる. すなわち下降 流の対流熱流束線は下壁面付近の温度勾配を増加 させており、一方で同領域の細線(伝導熱流束線) は粒子体積率が局所増加する壁付近から下降流の 上流側(上壁付近)へ向かって集まり、下降流域 で上向きの熱伝導が強化されている. Fig.5b に示 す上昇流の卓越域(領域右手側)における太線と 細線の分布からは、熱対流が下壁面付近の温度勾 配を減少させ、上向きの熱伝導を弱めていること が読み取れる. このように二種類の熱流束線を可 視化して流れと比較することで流体・粒子の動き と熱輸送の関係が読みとれ、それは(媒質を介し た)熱対流と熱伝導の相互作用と言い換えてもよ いであろう.

以上のような熱対流と熱伝導の相互作用は混相 流の大スケールの渦構造の変化にも影響を与える. Fig.6 は対流熱流束線・伝導熱流束線および水平断 面(z/H=0.75)の温度分布を示した典型的な瞬時 画像である.熱流束線の分布を表示するため,粒 子は表示していない.上昇流と下降流による粒子 輸送によって局所粒子体積率は水平面内で偏りを 持ちやすい.以下の式より,水平面内で形成され る温度勾配によって水平面内に浮力分布が発生す ることが示唆される[11].

$$-\frac{g\beta}{2}\int_{V}|\boldsymbol{x}|^{2}\left(\frac{\partial T}{\partial y},-\frac{\partial T}{\partial x},0\right)^{\mathrm{T}}dV=\int_{V}\boldsymbol{x}\times\boldsymbol{F}_{b}dV.$$
 (3)

ここで,xは計算領域中心からの位置ベクトル,gは重力加速度の大きさ、 β は体積膨張係数、 $F_b = g\beta(T - T_0) e_z$ は浮力、 e_z はz方向単位ベクトル、 T_0 は基準温度である.



Fig. 4 Conductive HFLs in the particle-dispersed flow. Fig. 4b is the enlarged image of the region outlined by the broken lines in Fig. 11a. The particles in the front side are illustrated with transparent color, and the cross-sectional outlines of the particles and shown in the *x*-*z* plane. [9]



a. HFLs in the left-hand side of the domain



b. HFLs in the right-hand side of the domain Fig. 5 Conductive and convective HFLs with $\lambda_s / \lambda_f = 10^2$ under the condition of Ra = 10⁵ and vf = 42.8%. Thick line is by the convection, and the thin line is by the conduction. [10]

このようにして発生する浮力モーメントは, Fig.6a の点状の湧出・吸込型の下降流 (point-source /sink structure, 赤矢印) を, Fig.6b に黒矢印で示 す帯状の湧出・吸込型の下降流 (line-source /sink structure) へ変化させる機構を有することを示すこ とができる. 詳細は文献[11]を参照されたい.

4. 結言

著者らの最近の数値解析の研究に基づき,高い 熱伝導率の有限サイズの粒子を含む混相流中の自 然対流の渦構造とそれに付随する熱輸送の特徴を 紹介した.熱伝導と熱対流の熱流束の可視化から, 高熱伝導率粒子が固液混相流の熱輸送に与える影 響を検討した.また,粒子混相流において熱伝導 と熱対流の相互作用は(粒子混相流の熱伝達だけ ではなく),領域全体にわたる大スケールの渦構造 にも影響を与えることが分かった.

今後は, 粒子混相流において粒子と流体を経由 するローカルな熱伝導と熱対流をモデル化し, 特 に粒子スケールの熱輸送が混相流全体の熱伝達へ 与える影響を解明することが期待される.

謝辞

本特集への寄稿をお勧め下さった巽和也先生 (京都大学)に深く感謝致します.本研究の一部は 科学研究費補助金・基盤研究(B)課題番号 16H04271及び17H03174の助成を受けたものです.



Fig. 6 Spatial variation of conductive and convective HFLs with $\lambda_s / \lambda_f = 10^2$ under the condition of Ra = 10^5 and vf = 42.8%. Thick line is by the convection, and the thin line is by the conduction. [10]

参考文献

- P. Keblinski, S.R. Phillpot, S.U.S. Choi and J.A. Eastman, Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nano-fluids), Int. J. Heat Mass Transf. 45 (2002) 855-863.
- [2] H. Xie, J. Wang, T. Xi, F. Ai and Q. Wu, Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles, J. Appl. Phys. 91 (2002) 456804572.
- [3] T. Tsutsumi, S. Takeuchi and T. Kajishima, Heat transfer and particle behaviors in dispersed two-phase flow with different heat conductivities for liquid and solid flow, Flow Turbul. Combust. 92 (2014) 103-119.
- [4] S. Takeuchi, T. Tsutusmi, K. Kondo, T. Harada and T. Kajishima, Heat transfer in natural convection with finite-sized particles considering thermal conductance due to inter-particle conducts, Comput. Therm. Sci.: Int. J. 7 (2015) 385-404.
- [5]Sugiyama, K., Ni, R., Stevens, R.J.A.M., Chan, T.S., Zhou, S.Q., Xi, H.D., Sun, C., Grossmann, S., Xia, K.Q. and Lohse, D., Flow reversals in thermally driven turbulence, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) No.034503.
- [6] S. Takeuchi, T. Tsutsumi and T. Kajishima, Effect of temperature gradient within a solid particle on

the rotation and oscillation modes in solid-dispersed two-phase flows, Int. J. Heat Fluid Fl. 43 (2013) 15-25.

- [7] 宮森由布里,竹内伸太郎,谷京晨,梶島岳夫, 粒子分散混相流の自然対流に特有の反転現象 の解析,ながれ 37 (2018) 119-122.
- [8] J.C. Gu, K. Kondo, S. Takeuchi and T. Kajishima, Direct numerical simulation of heat transfer in dense particle-liquid two-phase media, 9th International Conference on Multiphase Flow, Firenze, Italy, 2016.
- [9] J.C. Gu, S. Takeuchi and T. Kajishima, Influence of Rayleigh number and solid volume fraction in particle-dispersed natural convection, Int. J. Heat Mass Tran. 120 (2018) 250-258.
- [10] J.C. Gu, S. Takeuchi and T. Kajishima, Coupled effects of convection and conduction on heat transfer in solid-liquid two-phase media densely laden with finite-sized particles, 16th international heat transfer conference, Beijing, China, 2018.
- [11] J.C. Gu, S. Takeuchi, T. Fukada and T. Kajishima, Vortical flow patterns by the cooperative effect of convective and conductive heat transfers in particle-dispersed natural convection, Int. J. Heat Mass Tran. 130 (2019) 946-959.

血球細胞と対流物質輸送

Blood cells and convective mass transport

武石 直樹 (大阪大学), 伊井 仁志 (首都大学東京), 和田 成生 (大阪大学) Naoki TAKEISHI* (Osaka Univ.), Satoshi II (Tokyo Metropolitan Univ.), Shigeo WADA (Osaka Univ.) e-mail*: ntakeishi@me.es.osaka-ac.jp

1. はじめに

血液は、有形成分の血球細胞が液体成分の血漿 中に浮遊した懸濁液である. ヒト血液の場合, 血 球細胞の占める体積割合(ヘマトクリット)は約 45%で、その約 98% が赤血球である.赤血球は直 径約 7-8 μm, 厚さ 2-3 μm の両凹円盤形状をして おり,血液 1mm³ 中に約 500 万個含まれ,流動下 での多数の赤血球の相互作用がマクロな血液のレ オロジー特性を決定している. 例えば, 高せん断 速度下では血液の粘度はほぼ一定であるが、せん 断速度が 10 s⁻¹以下となると急激に粘度が高くな る[1]. このような非ニュートン性は、比較的太い 血管に起こる動脈硬化や動脈瘤によって血流が停 滞し、血栓が形成されるような状況において重要 となる.一方,血管径に対して赤血球の大きさが 無視できなくなる微小循環においては、血液の粘 度といったマクロな特性の適用には限界があり, 血漿中を流動する個々の赤血球の挙動そのものが 血液のレオロジー特性を特徴づけることになる. このため、個々の血球挙動を把握することは微小 循環内の流れを理解することに直結し、これまで に赤血球の流動に関する実験や数値解析が精力的 に行われてきた[1-6]. 特に、ここ数年における血 球流動の数値解析の報告数は目覚ましい. 血球流 動の三次元数値解析が 2007 年に初めて報告され て以来[7], 最近では微小血管網の血球流動を再現 した大規模シミュレーション[8]や酸素代謝など の生化学反応を考慮したマルチフィジックス解析 [9]が行われている.一方,伝熱の視点に立てば, 微小血管内での対流物質輸送が大きなテーマにな るであろうか.特に脳血管内の酸素輸送の問題は、 局在化された脳機能を解明する上で避けて通れず, 非常に話題性に富んでいる. そこで、本稿では、 血球挙動や血液レオロジーに関する知見を、物質 輸送やマイクロ流体デバイスを用いた最新の研究 成果との関連を含めて概観する.

2. 血液の流れ

2.1 単一赤血球の挙動

赤血球は直径 8 μm,厚さ 2 μmの両凹円盤で, 内部流体(主にヘモグロビン溶液)が脂質二重膜 で覆われた袋状の細胞である.赤血球は非常に高 い変形能を有するため,ずり速度(厳密にはせん 断応力)の違いに応じて異なる運動を示す.この 問題は,赤血球膜が受ける粘性応力と膜の弾性力 の比であるキャピラリー数(Capillary number)と いう無次元数によって整理される.

$$Ca = \frac{\mu \dot{\gamma} a}{Eh} = \frac{\mu \dot{\gamma} a}{G_{\rm s}} \tag{1}$$

ここで、 μ [Pa·s]は周囲流体の粘性係数、a [m]は赤 血球の半径、 $\dot{\gamma}$ [1/s]はずり速度、E [Pa]はヤング率、 h [m]は細胞膜の厚さ、 G_s (= Eh) [N/m]は細胞膜 のせん断弾性係数である.



図 1 せん断流れ場における単一赤血球の数値解 析: (*a*) rolling motion, (*b*) tumbling motion for Ca = 0.05, and (*c*) tank-treading motion for Ca = 2.0.

Ca数が低い場合,赤血球は剛体的な回転をする. このとき,初期姿勢によって wheel motion (rolling motion) [10] (図 1a),あるいは tumbling motion[11] を示す (図 1*b*). *Ca* 数が高い場合,赤血球は本体 の姿勢をほとんど時間変化させずに膜だけが回転 する tank-treading motion を示す[12] (図 1*c*). これ らの運動の間の遷移域には,赤血球が揺れ動く swinging motion[13], 歳差運動のような kayaking-type motion[14], 複雑な変形形状 (Polylobed shape)を維持したまま回転する挙動が 存在する[15].

2.2 赤血球懸濁液のレオロジー

単一赤血球の挙動と赤血球懸濁液としての挙動 はどのように関連付けられ、血液のレオロジー特 性へと結びつくのか?このような細胞スケールか らマクロな流れ場の構造を理解する試みは、より 精緻な連続体力学モデルの開発に繋がり、 微生物 懸濁液に関しては既に成功を収めている[16, 17]. 赤血球懸濁液に関して言えば、赤血球は他の赤血 球と干渉する度に流れに直交する方向に移動する ため,マクロスケールではドリフトや拡散現象が 観察される.また、赤血球同士の干渉によって膜 張力が変化し、血液(特に準希薄懸濁液)のレオ ロジー特性も変化する [18]. 変形能が異なる球形 粒子の空間分布に基づき、細胞スケールから血液 の連続体力学モデルを構築する試みも既にあるが [19], 個々の血球挙動と血液のレオロジー特性の 関係に言及した報告はほとんど無い.

剛体粒子懸濁液では、希薄の場合、見かけの粘度(以下、相対粘度 µ_e)は粒子体積率 φの1次式として以下のように表される[20]:

$$\mu_{ra} = 1 + 2.5\phi \tag{2}$$

粒子体積率が増加すると相対粘度は指数関数的に 増加することが知られている[21]. Batchelor (1970)は、空間中の応力場への寄与分として粒子 応力テンソル $\Sigma^{(P)}$ を導入することで、一般の懸濁 液にまで拡張した理論を構築した[22]. 粒子応力 テンソル $\Sigma^{(P)}$ は、空間V中の stresslet(応力極)Sの加算によって求められ、次式で記述される.

$$\Sigma^{(p)} = \frac{1}{V} \sum_{i} S_{i} \tag{3}$$

ここで,下付き文字 *i* は粒子の番号を表す.内部 流体を有する粒子の stresslet は,粒子表面の速度 *u* と応力 *q* を用いて次式で定義される[23]:

$$S_{i} = \int \left[\left(\mathbf{x} \otimes \mathbf{q} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{x} \right) / 2 - \mu_{0} (1 - \lambda) \left(\mathbf{u} \otimes \mathbf{n} + \mathbf{n} \otimes \mathbf{u} \right) \right] dA_{i}$$
(4)

ここで, x は粒子の表面の位置ベクトル, n は法 線ベクトル, A_i は i 番目の粒子の表面積を表す. ここで, 懸濁液の実質粘度 μ *がもともとの溶媒の 粘度 μ_0 から懸濁粒子の存在によって $\delta\mu$ だけ増加 したと考えたとき (つまり, $\mu^* = \mu_0 + \delta\mu$), 相対 粘度 μ_n は粒子応力テンソルの 12 成分 (1 はせん 断流れ方向, 2 はせん断流れに対して垂直方向) を用いて次のように記述される.

$$\mu_{re} = \frac{\mu^*}{\mu_0} = 1 + \frac{\delta\mu}{\mu_0} = 1 + \frac{\Sigma_{12}^{(p)}}{\mu_0 \dot{\gamma}}$$
(5)

分子論から見れば、粘性は分子の運動量の輸送と して記述されるが、連続体スケールでの懸濁液の 粘性の評価は、粒子応力テンソルを求める問題に 帰着する.式(5)の右辺第2項を粒子体積率 ϕ の多 項式近似として表現したとき(つまり、 $\mu_{re} \approx 1 + a_1\phi + a_2\phi^2 + a_3\phi^3 + \cdots$)、 ϕ の1次係数 a_1 は dilute limit ($\phi << 1$)として単一粒子の挙動から求めら れる.



図2 せん断流れ場における赤血球濃厚懸濁液(φ= 0.41)の数値解析[26].

一方,赤血球をはじめとする変形粒子の解析の ために,内部流体が弾性膜で覆われたカプセルモ デルが提案され[24],希薄懸濁液におけるカプセ ルの変形挙動やレオロジー特性が明らかにされて きた.最近では球形カプセルの濃厚懸濁液のレオ ロジー解析が進められ, Øの多項式として近似し た相対粘度 µ_nに対して,各項の µ_nへの寄与分を

粒子応力テンソルから見積もることに成功してい る[25]. では、赤血球のような変形能を有する非 球体粒子の濃厚懸濁液ではどうなのか?そもそも, 赤血球懸濁液の相対粘度 µre は赤血球体積率の多 項式として近似することができるのか?最近の研 究において,我々は赤血球懸濁液のレオロジー特 性を細胞スケールから記述し直すことに成功し, 上述の問題への解答を示した(と考えている)(図 2) [26]. 詳細については参考文献[26]に譲るが, 筆者の所見として, 血球同士の干渉が現れはじめ る準希薄懸濁液の状態こそ未解明な遷移領域であ ると考えており、その解析は始まったばかりに思 える[27]. また、このようなミクロな流れ場から マクロな流れ場の構造を理解する取り組みは、血 液の乱流モデルにも道を切り拓くと考えられ、血 流の本質的な理解に繋がると期待している.

3. 微小循環系の血液の流れ 3.1 微小管路内における細胞流動

微小循環系では慣性の影響がほとんどなく (Re <<1),ストークス流れがよい近似となる.このと き、円管内の発達した流れに晒された剛体粒子は 流れ方向に真っ直ぐ進む.このことは、流れが Stokes 方程式に従うならば厳密に示すことができ る[28]. 一方,変形粒子は管軸方向へ移動する軸 集中 (radial migration) が起こる[29]. この軸集中 は赤血球でも見られるため, 壁近傍には赤血球が 存在しない血漿層が形成される.層の厚みは血管 径や赤血球体積率によって異なるが,およそ数μm 程度である. 軸集中によって管壁近傍の粘性係数 は局所的に低下し、結果として見かけの粘性係数 が低下する. このような軸集中による微小血管内 での血液の見かけの粘性係数の変化は、ファーレ ウス・リンドクヴィスト効果 (Fåhræus-Lindqvist effect) [4]として知られている.

赤血球以外の腫瘍循環細胞や白血球,血小板は 軸集中した赤血球によって壁近傍へ押し出される (図 3a, b and c).赤血球以外のこれら細胞の半径 方向の移動を margination と呼び,細胞の変形能の 違いから生じる[19, 30, 31, 32].血管径が赤血球の 直径と同程度な毛細血管内では,赤血球はパラシ ュート形状で流れる[33, 34](図 3d).この理由は, 赤血球の中心部は管中央の速い流れに押されるが, 周縁部は壁からの摩擦で減速されるためである. このときの流れを特別に bolus flow と呼び,赤血 球の間には局所的な循環流が形成される[2,3,34]. この循環流の渦のスケールは,薬剤カプセルをは じめとする直径 1 µm のマイクロ粒子と同程度で あるため,これらは局所的な循環流に捕捉され, margination することができない[34] (図 3*d*).



図 3. 微小血管内における赤血球(直径 *d* = 8 µm, 厚さ *t* = 2 µm)と様々なサイズ・形状を有した細胞の流動解析: (*a*) 腫瘍循環細胞 *d* = 16 µm [31], (*b*) 白血球 *d* = 8 µm [30], (*c*) 血小板 *d* = 2 µm, *t* = 1 µm [32], (*d*) マイクロ粒子 *d* = 1 µm [34].

Charoenphol ら (2010) は, 微小流路デバイスを 用いた実験によって, 赤血球懸濁液の流れ下では マイクロ粒子 ($d = 1-10 \mu m$)の方がナノ粒子 ($d \leq 500 nm$)よりも効果的に内皮細胞と接着すること を示した[35].同様な知見は, Lee ら (2013)によ る管径 20 μm 以上の直円管路を対象とした数値解 析でも示されている[36].しかしながら,毛細血 管内では上述の bolus flow によってマイクロ粒子 が捕捉される可能性があるため,毛細血管系をタ ーゲットとした薬剤輸送 (Drug delivery system, DDS)においては,拡散的に壁面にたどり着ける ナノ粒子の方がマイクロ粒子よりもドラッグ・キ ャリアとして都合が良いと考えられる.また,直 径 2 μm のような比較的大きいリポソームは凝集 しやすいという化学的な問題点があること, さら に, DDS に限らず, 血管内の物質輸送問題では血 管壁の物質透過性も考慮する必要があることを言 及しておく. 詳細は文献を参照していただきたい [37, 38, 39].

3.2 赤血球による酸素輸送

血液の有形成分の大部分を占める赤血球は, 65%の水分、33%のヘモグロビン(タンパク質)、 脂質や炭酸ガス輸送に重要な働きをする炭酸脱水 酵素からなる. したがって, 赤血球内部流体は水 中に主にヘモグロビンが浮遊する懸濁液とみなす ことができる.気体が液体(血漿)中に溶ける量 は気体の圧力(分圧)に比例し、その溶けやすさ は気体の種類によって異なる.酸素(O₂)が血液 に溶ける能力(1 mmHgにつき血漿 100 ml で 0.3 ml が溶解する)だけでは十分な酸素輸送ができない が、赤血球内部のヘモグロビンと結合することに よってこれを実現する(血液 100 ml 中のヘモグロ ビンは約15gであり、ヘモグロビン1gに対して 酸素は約1.34 ml 結合できる). 呼吸によって肺に 取り込まれた酸素は,気道の末梢部分に存在する 肺胞から血漿中に溶け、赤血球内部に拡散し、ヘ モグロビンと結合する.酸素と結合したヘモグロ ビンは酸素化ヘモグロビン(オキシヘモグロビン) として全身を巡り、オキシヘモグロビンから組織 へと酸素が放出される.これらの過程において酸 素の移動は分圧差に従って起こる.酸素輸送現象 に関するここまでの一連の流れを以下の数理モデ ルとして書き下してみる.以降,下付きの添字r,p, t はそれぞれ赤血球内部,血漿,組織を意味し, 各領域を $\Omega_r, \Omega_p, \Omega_t$ で表す.

赤血球内部や血漿,組織液などの液体成分中の 酸素濃度 *C* [mlO₂/cm³]と分圧 *P* [mmHg]の関係は Henry 則に従う.

 $C = \alpha P$ (6) ここで、 a は溶解度係数を表す.一方、赤血球内 のオキシヘモグロビンの割合は酸素飽和度 S と呼 ばれ、どれだけのヘモグロビンが酸素と結合して いるかを表す指標になる.平衡状態における酸素 飽和度 S と分圧 P は、次式の Hill の式により関連 付けられる.

$$S = \frac{P^{n}}{P_{50}^{n} + P^{n}}$$
(7)

ここで、 P_{50} は酸素飽和度 50%での分圧(= 47.9 mmHg), nは Hill 係数(= 2.64)である.酸素飽和度 Sは、血液中の炭酸ガス分圧、pH や温度の影響も受けるが、ここでは単純化のため、分圧のみの関数として表す. Clark ら(1985)は、平衡状態からズレがある場合において、酸素飽和度 S を用いてヘモグロビンの酸素化・脱酸素化の反応速度 fを次式で表現した[40].

$$f(P,S) = \begin{cases} k_{off} \left[S - S(1 - S) \left(\frac{P}{P_{50}} \right)^n \right] & in \ \Omega_r \qquad (8) \\ 0 & otherwise \end{cases}$$

ここで、 $k_{off}[s^{-1}]$ は酸素の解離速度定数である.式 (7-8)によって、酸素とヘモグロビンが未反応であ る状態 (f=0) や、酸素化 (f<0)・脱酸素化 (f>0)の状態を表すことができ、次式に示す酸素飽和 度Sの時間変化が導かれる.

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -f\left(P,S\right) \tag{9}$$

酸素の消費は組織でのみ起こるとしたとき,酸素 消費量 M [mlO₂/(cm³·s)]は, Michaelis-Menten kinetics モデル[41]から与えられる.

$$M(P) = \begin{cases} \frac{P}{P_{crit} + P} M_0 & \text{in } \Omega_t \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$
(10)

ここで、 M_0 は最大酸素消費率 (= 5.0 μ IO₂/cm³·s)、 P_{crit} は酸素消費率が $M_0/2$ のときの酸素分圧 (= 1.0 mmHg) である. Lücker ら (2015) は酸素輸送に 関する一次元移流拡散方程式を提案している[9]. これを各領域 (Ω_r , Ω_p , Ω_t) での三次元移流拡散方 程式として書き下し、以下にまとめて示す.

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \boldsymbol{u}_r \cdot \nabla S = \nabla \cdot \left(D_r \nabla S \right) - f\left(P, S \right) \quad in \ \Omega_r \tag{11}$$

$$\frac{\partial C_r}{\partial t} + \boldsymbol{u}_r \cdot \nabla C_r = \nabla \cdot \left(D_r \nabla C_r \right) + ef\left(P, S \right) \quad in \ \Omega_r \qquad (12)$$

$$\frac{\partial C_p}{\partial t} + \boldsymbol{u}_p \cdot \nabla C_p = \nabla \cdot \left(D_p \nabla C_p \right) \quad in \ \Omega_p \tag{13}$$

$$\frac{\partial C_t}{\partial t} + \boldsymbol{u}_t \cdot \nabla C_t = \nabla \cdot \left(D_t \nabla C_t \right) - M \left(P \right) \quad in \ \Omega_t$$
(14)

ここで、Dは拡散係数[cm²/s]、e(= $N_{Hb}V_{mol}$)はヘ モグロビンの単位体積あたり物質量(N_{Hb} =2.03× 10⁻⁵ mol/cm³)と酸素 1mol あたり体積(V_{mol} =2.54 × 10⁴ mLO₂/mol)の積である.各領域の境界では、 分圧と flux の連続条件が成立する.赤血球と血漿 領域の境界 ($\Omega_r \cap \Omega_p = \Gamma_1$)における分圧および flux の連続条件は,

$$\frac{C_r}{\alpha_r} = \frac{C_p}{\alpha_p},$$

$$D_r \frac{\partial C_r}{\partial n} = D_p \frac{\partial C_p}{\partial n} \quad on \ \Gamma_1$$
(15)

となる.一方,血漿領域と組織領域の境界 ($\Omega_p \cap \Omega_t = \Gamma_2$) における分圧および flux の連続条件は,

$$\frac{C_p}{\alpha_p} = \frac{C_i}{\alpha_i},$$
(16)
$$D_p \frac{\partial C_p}{\partial n} = D_i \frac{\partial C_i}{\partial n} \quad on \ \Gamma_2$$

となる.ここで,∂/∂n は界面法線方向の勾配を意 味する.厳密には,血漿領域と組織領域の間に血 管壁が存在するため,式(16)において分圧の連続 条件の代わりに,壁内濃度分布を仮定し分圧と fluxを関連付けるのが正しいが,本導出では省略 している.これらの酸素輸送現象の数理モデル化 と血球流動を連成した計算例を図4に示す.時間 経過と共に血球内部の酸素濃度が血漿,組織へと 輸送されている様子がわかる.



図 4. 血球流動と酸素輸送の数値解析. カラーコン ターは赤血球内部の酸素濃度 *C*,を表している.

組織内での酸素の濃度分布の詳細は明らかにさ れていない上,酸素が内皮細胞を透過して生体組 織に至る輸送プロセスについても未だ多くの謎が 残されている.この問題は生理学的にも臨床医学 的にも重要であることから,今後,計測技術の進 歩とともに生体組織における詳細な酸素輸送の過 程が明らかにされることが望まれる.

4. 医療デバイスへの応用

特に生物工学、化学工学、医療分野において、 マイクロ流路デバイスを利用して細胞の挙動を計 測する研究が近年活発に行われている[42-44].例 えば、伊藤ら(2017)は高速マニピュレーターを 用いて赤血球を矩形流路内の狭窄部に通過させる 実験を行い(図5),狭窄部での滞在時間に対する 変形回復時間の非線形性や、そのアデノシン三リ ン酸(ATP)量への依存性、敗血症原因分子への 依存性を報告した[42]. 実験を模擬した数値解析 から膜全体の詳細な挙動が明らかにされつつあり, この結果については近日中に報告を予定している. さらに、この ATP 依存的な細胞力学は裏打ちの細 胞骨格タンパク質や関連タンパク質のリン酸化と 関連付けて議論される[42,45 46].赤血球に限れば、 細胞骨格タンパク質のスペクトリンはアクチンを 介して膜貫通タンパクと結合しており、これらの タンパクの裏打ち構造によって膜の機械的特性と してのせん断弾性(係数)が現れる(一方,曲げ 剛性は脂質二重膜に由来していることが知られて いる[47]).スペクトリンと細胞膜との結合・乖離 が ATP によって行われ,赤血球の機械的特性が変 化することが示唆されているが, 敗血症などの疾 患時はこれが阻害され,赤血球の変形能は低下す
 る. このような微小流路デバイスを用いた細胞の 変形量の計測は、細胞の機械的特性を明らかにす るだけではなく、短時間でかつ低価格な診断技術 の確立に繋がると期待されている.赤血球の変形 は、内部流体が外部へ漏れ出す溶血現象と深く関 わっていることから,このような細胞変形実験で 得られた知見は、今後、人工弁や人工心臓への設 計にも応用されていくと考えられる.

マイクロ流路デバイスは、少量のサンプルから 細胞を分離・選別するのに適していることから、 末梢血液の腫瘍循環細胞の検出にも応用され[48, 49],より分離効率の高い流路形状の開発が進めら れている[49].これらの細胞分離デバイスでは、 慣性の効果を利用し、変形能が小さいがん細胞の みを壁面近傍の平衡位置に移動させることで正常 な赤血球と分離している.がん細胞が示すこのよ うな流れに対して垂直な移動は、3.1節で紹介した *Re*~0で見られる赤血球の軸集中とは内容が異な る.慣性のある流れ(*Re*>1)では、せん断速度 勾配に起因する揚力と壁効果による内向きの揚力 が釣り合う平衡位置に粒子が集中することが知ら れており、これを Segre & Silberberg effect[50, 51] (あるいは tubular pinch effect) と呼ぶ. 粒子に働 く揚力の評価には粒子レイノルズ数 Re_p が用いら れ、次式で定義される.

$$Re_{p} = \frac{\rho \dot{\gamma} a^{2}}{\mu} = \frac{\rho U_{\text{max}} D}{\mu} \frac{a^{2}}{D^{2}} = Re \left(\frac{d}{2D}\right)^{2} \qquad (17)$$

ここで、Dは円管路ならば直径、矩形管路ならば 等価水力直径、dは粒子径(=2a)、 $\dot{\gamma}$ (= U_{max}/D) はずり速度、 U_{max} は最大流速を表す.詳細につい ては解説記事が数多く著されているので参照して いただきたい[52,53].最近では、マイクロ流路デ バイス内で微小血管網を作製することによって、 がん細胞の詳細な浸潤過程が明らかにされるなど [54,55]、マイクロ流路デバイスを用いた研究は今 後ますます活発化していくことが期待される.



図 5. マイクロ流路デバイスを用いた赤血球変形 量の計測実験([42]より改変).

5. おわりに

本稿では一般的な血球流動と酸素輸送に焦点を あてたため、これらが特に重要視される脳血管系 については特に言及しなかった.最後にこの話題 に触れ、本稿を締めくくることにする.脳血管系 の酸素輸送の解析は実験では困難を極めるため、 シミュレーションが威力を発揮する.そもそも酸 素輸送は受動輸送が中心であるため、血管網の形 態データが厳密に得られれば、輸送現象の力学モ デルに反映させることができると考えられる.一 方、最近の研究によって脳内の均質な酸素濃度場 を維持する機構には細胞活動が積極的に関わって いることが明らかになってきた.例えば、脳内の 細胞の大半を占めるグリア細胞は、「膠 (glia)」を 意味する名の通り,構造を支えるものとばかり考 えられてきた.近年の研究によって,グリア細胞 の一種であるアストロサイトがニューロンや周囲 の血管と相互作用することで血流量を制御し,さ らに血中のグルコースや酸素をニューロンへ搬入 していることもわかってきた[56,57].脳微小血管 系における血流と物質輸送はこのような細胞活動 によって制御されていることになり,輸送現象の 力学モデルの構築においてはこれらの知見も考慮 する必要がある.血球流動と物質輸送の問題につ いて,読者の興味を少しでも喚起することができ たなら幸いである.

謝辞:本研究の一部は科研費補助金(JP17K1305) 及び,京阪神次世代グローバル研究リーダー育成 コンソーシアム(K-CONNEX)の支援を受けた. 最後に,本稿の執筆のために大阪大学の伊藤弘明 博士から図を提供していただいた. 微小血管系の 酸素輸送の数値解析について共に取り組んでいる 大阪大学の小林純哉君には関連部分を丁寧に読ん でもらい曖昧な箇所についてご指摘いただいた. この場を借りてお二方に心より御礼申し上げる.

参考文献

- Chien, S., Shear dependence of effective cell volume as a determinant of blood viscosity. *Science*, 977-979 (1970) 168.
- [2] Aroesty, J. and Gross, J. F., Convection and diffusion in the microcirculation. *Microvasc. Res.*, 247-267 (1970) 2.
- [3] Wang, H. and Skalak, R., Viscous flow in a cylindrical tube containing a line of spherical particles. J. Fluid Mech., 75-96 (1969) 38.
- [4] Fåhræus, R. and Lindqvist, T., The viscosity of the blood in narrow capillary tubes. Am. J. Physiol., 562-568, (1931) 96.
- [5] Fung, Y-C. Et al., Stochastic flow in capillary blood vessels. *Microvasc. Res.*, 43-48, (1973) 5.
- [6] Svanes, K. and Zweifach, B. W. Variations in small blood vessel hematocrits produced in hypothermic rats by micro-occlusion. *Microvasc. Res.*, **210-220** (1968) 1.
- [7] Dupin, et al., Modeling the flow of dense suspensions of deformable particles in three

dimensions. Phys. Rev. E, 066707 (2007) 75.

- [8] Balogh, P. and Bagchi, P., Direct numerical simulation of cellular-scale blood flow in 3D microvascular networks. *Biophys. J.*, 2815-2826 (2018) 113.
- [9] Lücker, A. et al., A dynamic model of oxygen transport from capillaries to tissue with moving red blood cells. Am. J. Physiol. Heart & Circ. Physiol., 206-216, (2015) 308.
- [10] Bitbol, M. Red blood cell orientation in orbit C =
 0. *Biophys. J.*, 1055-1068, (1986) 49.
- [11] Goldsmith, H. L. and Marlow, J., Flow behaviour of erythrocytes - I. Rotation and deformation in dilute suspensions. *Proc. R. Soc. B.*, **351-384**, (1972) 182.
- [12] Fischer, T. M. et al., The red cell as a fluid droplet: tank tread-like motion of the human erythrocyte membrane in shear flow. *Science*, 894-896, (1978) 202.
- [13] Abkarian, M. et al., Swinging of red blood cells under shear flow. *Phys. Rev. Lett.*, **188302**, (2007) 98.
- [14] Cordasco, D. and Bagchi, P., Orbital drift of capsules and red blood cells in shear flow. *Phys. Fluid.*, 091902 (2013) 25.
- [15] Lanotte, L. et al., Red cell's dynamic morphologies govern blood shear thinning under microcirculatory flow conditions. *Proc. Nat. Aacad. Sci USA.* 13289-13294 (2016) 113.
- [16] Ishikawa, T., Vertical dispersion of model microorganisms in horizontal shear flow. J Fluid Mech., 98-119, (2012) 705.
- [17] 石川拓司,「細胞スケールの流れ」の研究動向, 日本機械学会誌, 26-31 (2017) 120.
- [18] Omori, T. et al., Hydrodynamic interaction between two red blood cells in simple shear flow: its impact on the rheology of a semi-dilute suspension. *Comput. Mech.*, 933-941, (2014) 54.
- [19] Rivera, R. G. H. et al., Margination regimes and drainage transition in confined multicomponent suspension. *Phys. Rev. Lett.*, **188101** (2015) 114.
- [20] Einstein, A., Berichtigung zu meiner Arbeit: Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen, Ann. Physik, 591-592 (1911) 34.

- [21]Krieger, I. M. and Dougherty, J. T., A mechanism for non-newtonian flow in suspensions of rigid spheres. J. Rheol., 137-152, (1959) 3.
- [22] Batchelor, G. K., The stress system in a suspension of force-free particles, J. Fluid Mech., 439-472 (1970) 41.
- [23] Pozrikidis, C., Boundary integral and singularity methods for linearized viscous flow, *Cambridge University Press*, Cambridge, (1992).
- [24] Barthës-Biesel, D. and Rallison, J. M., The time-dependent deformation of a capsule freely suspended in a linear shear flow. *J Fluid Mech.*, 251-267, (1981) 113.
- [25] Matsunaga, D. et al., Rheology of a dense suspension of spherical capsules under simple shear flow. J. Fluid Mech., 110-127 (2016) 786.
- [26] Takeishi, N. et al., Hemorheology in dilute, semi-dilute and dense suspension of red blood cells. (*Submitted*, 2018)
- [27] Shen, Z. et al., Blood crystal: emergent order of red blood cells under wall-confined shear flow. *Phys. Rev. Lett.*, **268102** (2018) 120.
- [28] Bretherton, F. P., The motion of rigid particles in a shear flow at low Reynolds number. J. Fluid Mech., 284-304 (1962) 14.
- [29]Karnis, A. et al., Axial migration of particles in Poiseuille flow. *Nature*. 159-169 (1963) 200.
- [30] Takeishi, N. et al., Leukocyte margination at arteriole shear rates. *Physiol. Rep.*, e12037 (2014) 2.
- [31] Takeishi, N. et al., Flow of a circulating tumor cell and red blood cells in microvessels. *Phys. Rev. E*, 063011 (2015) 92.
- [32] Takeishi, N. et al., Capture event of platelets by bolus flow of red blood cells in capillaries. (Submitted, 2018)
- [33] Skalak, R. and Branemark, P-I. Science, 717-719 (1969) 164.
- [34] Takeishi, N. and Imai, Y., Capture of microparticles by bolus flow of red blood cells in capillaries. *Sci. Rep.*, **5381** (2017) 7.
- [35] Charoenphol, P. et al., Potential role of size and hemodynamics in the efficacy of vascular-targeted spherical drug carriers. *Biomaterials*, 1392-1402

(2010) 31.

- [36] Lee, T. R. et al., On the near-wall accumulation of injectable particles in the microcirculation: smaller is not better. *Sci. Rep.*, **2079** (2013) 3.
- [37] Kaazempur-Mofrad, M. R. et al., Mass transport and fluid flow in stenotic arteries: axisymmetric and asymmetric models. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 4510-4517 (2005) 48.
- [38] Wada, S. and Karino, T., Theoretical study on flow-dependent concentration polarization of low density lipoproteins at he luminal surface of a straight artery. *Biorheology*, **207-223**, (1999) 36.
- [39] Wada, S. and Karino, T., Theoretical prediction of low-density lipoproteins concentration at the luminal surface of an artery with a multiple bend. *Ann. Biomed. Eng.*, **778-791** (2002) 30.
- [40] Clark, A. et al., Oxygen delivery from red cells. *Biophys. J.*, **171-181**, (1985) 47.
- [41] Goldman, D. Theoretical models of microvascular oxygen transport to tissue. *Microcirculation*. 795-811, (2008) 15.
- [42] Ito, H. et al., Mechanical diagnosis of human erythrocytes by ultra-high speed manipulation unraveled critical time window for global cytoskeletal remodeling. *Sci. Rep.*, **43134** (2017) 7.
- [43] Mak, M. et al., Elucidating mechanical transition effects of invading cancer cells with a subnucleus-scaled microfluidic serial dimensional modulation device. *Lab. Chip.*, **340-348**, (2013) 13.
- [44] Tatsumi, K. et al., Numerical and experimental study on the development of electric sensor as for measurement of red blood cell deformability in microchannels. *Sensors*. 10566-10583 (2012) 12.
- [45] Betz, T. et al., ATP-dependent mechanics of red blood cells. *Proc. R. Soc. B.*, **15320-15325**, (2009) 106.
- [46] Guck, J. et al., Optical deformability as an

inherent cell marker for testing malignant transformation and metastatic competence. *Biophys. J.*, **3689-3698**, (2005) 88.

- [47] Evans, E. A. et al., Intrinsic material properties of the erythrocyte membrane indicated by mechanical analysis of deformation. *Blood*, 29-43, (1975) 45.
- [48] Tanaka, T. et al., Separation of cancer cells from a red blood cell suspension using inertial force. *Lab. Chip*, **4336-4343** (2012) 12.
- [49] Warkiani, M. E. et al., Ultra-fast, label-free isolation of circulating tumor cells from blood susing spiral microfluidics. *Nat. Protocols.* 134-148 (2016) 11.
- [50] Segré, G. and Silbergerg, A., Radial particle displacements in Poiseuille flow of suspensions. *Nature* 209-210 (1961) 189.
- [51]Segré, G. and Silbergerg, A., Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow, Part 2. Experimental results and interpretation. *J. Fluid Mech.*, 136-157 (1962) 14.
- [52] Amini, H. et al., Inertial microfluidic physics. *Lab. Chip.*, **2739-2761** (2014) 14.
- [53] Martel, J. M and Toner, M. Inertial focusing in microfluidics. Annu. Rev. Biomed. Engng., 371-396, (2014) 16.
- [54] Chen, M. B. et al., Mechanisms of tumor cell extravasation in an in vitro microvascular network platform. *Integr. Biol.*, **1262-1271**, (2013) 5.
- [55] Chen, M. B. et al., On-chip human microvasculature assay for visualization and quantification of tumor cell extravasation dynamics. *Nat. Protocol.*, 865-880, (2017) 12.
- [56] Allen, N. J. and Barres B. A., Glia more than just brain glue. *Nature*. 675-677, (2009) 457.
- [57] Haydon, P. G. and Garmignoto, G. Astrocyte control of synaptic transmission and neurovascular coupling. *Physiol. Rev.*, 1009-1031, (2006) 86.

自然対流気液二相流の熱伝達 Heat Transfer of Natural-Convection Gas-Liquid Two-Phase Flows

1. はじめに

自然対流[1-4]は加熱や冷却に伴う密度差によって誘起される対流であり,我々の身近なところで容易に観察することができる.また,自然対流 熱伝達は様々な伝熱機器における加熱・冷却手段 として幅広く利用されている.特に,作動流体が 液体の場合では,太陽熱温水器,海水蒸発製塩シ ステム,液浸冷却型コンピュータなどがその代表 例として挙げられる.ここで,これらの機器の効 率化を図るためには自然対流熱伝達を促進させる 必要がある.その促進法として,

- (1) 伝熱面での物体設置(角柱・ステップ・仕切板) [5,6]
- (2) 固体粒子・不溶性液滴・気泡[7-12]を利用した 流れの混相流化
- (3) 衝突噴流

などが提案されており、これまでに数多くの研究 者が精力的に調査を行ってきた.本報では、液体 中の鉛直・傾斜加熱平板に沿う非沸騰自然対流熱 伝達を促進する手段として、ミリメートルサイズ の気泡を利用した手法(気泡注入法)[13]を紹介 する.なお、自然対流場に気泡群を注入する場合、 自然対流と気泡群が誘起する流れが共存する.こ のため、リチャードソン数(Richardson number) に依存して流れ場の様相が自然対流、共存対流、 強制対流と変化するものの、ここでは便宜的に「自 然対流気液二相流」と呼ぶ.

2. 気泡注入法を利用した伝熱促進

自然対流熱伝達の促進に対する気泡注入法の特徴は、他の手法に比して伝熱促進効果が極めて高いことである。鉛直・傾斜平板に設けた伝熱面を等熱流束条件で加熱した場合の計測位置 x と熱伝達率比 h_{xT}/h_{xs}の関係を図1に示す。ここで、x は流れ方向座標(x=0:加熱開始点)であり、h_{xT} および h_{xs} はそれぞれ、気泡注入時、気泡非注入時

北川 石英(京都工芸繊維大学) Atsuhide KITAGAWA (Kyoto Institute of Technology) e-mail: kitagawa@kit.ac.jp

の熱伝達率である. 熱伝達率は $h_x=q_w/(T_w-T_\infty)$ とし て算出される. ここで, q_w は伝熱面での熱流束, T_w は伝熱面表面温度, T_∞ は伝熱面遠方での液体温 度である. また, ϕ は鉛直上向き方向と x 軸のな す角度である. 図1より,気泡群の注入に伴い, xの広範囲にわたって熱伝達率比が1を大きく超え ることがわかる. 特に, $\phi=20^\circ$ の場合では気泡群の 注入により熱伝達率比が最大 5.0 にも達する.

では、単相時の流れ場が層流自然対流となる条件(図1参照)を対象として、気泡注入による伝 熱促進機構を考えてみよう. 伝熱面の加熱によっ て生じる自然対流と気泡群が誘起する流れは、と もに浮力を駆動源としており、それらが互いに干 渉することによって層流条件であっても現象は極 めて複雑である. そこで、その複雑な現象の理解 を可能な限り容易にするため、まずは注視すべき ポイントを次の(1)~(4)にしぼる.

(1) 気泡注入による伝熱面平行方向の熱輸送

- (2) 気泡注入による伝熱面垂直方向の熱交換
- (3) 気泡群の存在に伴う熱遮断
- (4) 個々の気泡と周囲液体との熱交換

具体的に,(1)は気泡注入に伴う非加熱領域(伝熱 面の加熱開始点上流部)からの低温液体の温度境 界層への流入であり,(2)は気泡注入に伴う高温液 体と低温液体の伝熱面垂直方向の熱交換である. また,(3)は気泡内ガスの熱伝導率が周囲液体のそ れよりも低いことに起因した熱遮断であり,(4)は 気泡内ガスと周囲液体との温度差に伴う熱交換で ある.ここで,伝熱面での気泡の過度な付着がな ければ,(3)の影響は無視できる.また,気泡内ガ スが空気,周囲液体が水の場合,上昇する気泡の 熱応答時間は気泡の速度応答時間に比して長くな るため,(4)の影響も無視できる.以降では,(3) と(4)の影響が無視できる系(かつ¢=0°の条件) を対象とし,(1)と(2)について言及する.



Fig. 1 Relationship between measurement position x and heat transfer coefficient ratio h_{xT}/h_{xS} .

3. 気泡注入による伝熱面平行方向の熱輸送

気泡上昇速度 u_Gと液体上昇速度 u_Lの分布を図2 に示す. 図中の横軸は壁からの距離 v であり、両 縦軸の値は気泡非注入時の液体上昇速度の最大値 uLmによって正規化されている. TPF, SPF はそれ ぞれ,二相流 (気泡注入時),単相流 (気泡非注入 時)を意味する.図2より、気泡上昇速度、およ び気泡注入時の液体上昇速度は、 y の広範囲にわ たって気泡非注入時の液体上昇速度よりも極めて 高いことがわかる.特に、気泡上昇速度の最大値 は気泡非注入時の液体上昇速度のそれのおよそ 30 倍にも達する. この極めて高い上昇速度を有す る気泡群が周囲の液体を連行することにより、気 泡注入時の液体上昇速度は顕著に増加する.通常, 液体上昇速度の増加は加熱液体の下流への活発な 輸送をもたらすことから,自然対流熱伝達の促進 に対して直接的に寄与する. なお, 気泡同士の距 離が長い場合には、液体上昇流は主に個々の上昇 気泡によって誘起される.一方,気泡同士の距離 が短い場合には、個々の気泡によって誘起された 流れ同士の干渉が生じるため,流れは増大し,連 行範囲は拡大する. 例えば, 壁面近傍にマイクロ バブル群[14,15]を注入すると、マイクロバブルが 駆動する局所流れ同士の強い干渉が生じ、その結 果として,気泡上昇速度 ug が単一気泡の終端速度 ugrの20倍以上に達する[16](図3参照).ただし, uc/ugt はマイクロバブルの直径や数密度に強く依 存することを付記しておく.



Fig. 2 Profiles of mean rise velocity of bubbles $u_{\rm G}$ and mean rise velocity of liquid phase $u_{\rm L}$ with and without bubble injection.



Fig. 3 Profile of mean rise velocity of microbubbles $u_{\rm G}$.

4. 気泡注入による伝熱面垂直方向の熱交換

壁垂直方向の液体変動速度 v_L' の RMS 値 $<v_L'v_L'>^{0.5}$ の分布を図4に示す.図2と同様に,縦 軸の値は気泡非注入時の液体上昇速度の最大値 u_{Lm} によって正規化されている.図4より,気泡 非注入時の $<v_L'v_L'>^{0.5}/u_{Lm}$ はほぼゼロであり,気泡 群の注入に伴い、 $<v_L'v_L'>^{0.5}/u_{Lm}$ が著しく増加する ことがわかる.通常,伝熱面近傍での $<v_L'v_L'>^{0.5}$ の 増加は温度境界層内の高温液体と温度境界層外縁 の低温液体との活発な混合をもたらす.この液体 混合に伴う壁垂直方向の熱交換は自然対流熱伝達 の促進に直接的寄与を与える.ここで, $<v_L'v_L'>^{0.5}$ の 著しい増加の主な要因は次の(1)~(3)である.



Fig. 4 Profiles of RMS of wall-normal fluctuation velocity of liquid phase $\langle v_L' v_L' \rangle^{0.5}$ with and without bubble injection.



Fig. 5 Typical time-series images of bubbles rising near heated wall.

- (1) 気泡の揺動運動
- (2) 気泡界面からの渦放出
- (3) 非定常渦の回転運動

まず、気泡の運動に関して、伝熱面近傍の典型 的な気泡の時系列画像を図5に示す.図5より、 伝熱面近傍での気泡は揺動運動[17]を呈すること



Fig. 6 Flow visualization using fluorescent dye.

がわかる.ここで、気泡直径に基づく気泡レイノ ルズ数を算出すると、その平均値は550を超える. 気泡レイノルズ数と気泡界面からの放出渦に関す る他者の研究結果[18]を踏まえると、本条件では、 気泡界面からの放出渦が顕著に生じている.次に, 非定常渦の運動に関して, 蛍光染料を用いた流れ の可視化画像を図6に示す.図6より、気泡注入 時には流れ場中にスパン方向に軸を持つ渦が存在 することは明白である.また,発生した渦のサイ ズは気泡サイズよりも十分に大きく, それは時計 回りに回転する.これらの知見に加え,非定常渦 の中心が常に液体速度分布の負の勾配領域に存在 するという著者のグループによる実験結果[13]を 踏まえると、流れ場に発生する非定常渦は気泡界 面からの放出渦ではなく、気泡群が駆動する液体 上昇流の不安定性によって引き起こされると考え られる.

気泡の揺動運動,気泡界面からの渦放出,そして,非定常渦の回転運動が複合的に作用すること により, y の広範囲にわたって伝熱面垂直方向の 液体変動速度が増大する.

5. 気液二相流時の境界層

境界層中への気泡注入は、その内部構造を複雑 にする.ここでは、実効的な温度境界層 δ_{TE} と実質 的な温度境界層 δ_{T} を利用することにより、二相流 時の境界層の理解を深める.前者の δ_{TE} は $\delta_{TE}=k\cdot(T_W-T_\infty)/q_W$ として算出される.ここで、kは 熱伝導率である.一方、後者の δ_{T} は $T_L-T_\infty=0.05$ °C Table 1

Thickness of effective thermal boundary layer $\delta_{\Gamma E}$ and thickness of actual thermal boundary layer δ_{Γ}

| $\delta_{	ext{TE}} [ext{SPF}]$ | $\delta_{	ext{TE}}$ [TPF] | $\delta_{ m T}$ [SPF] | $\delta_{ m T}$ [TPF] |
|---------------------------------|---------------------------|-----------------------|-----------------------|
| (mm) | (mm) | (mm) | (mm) |
| 2.0 | 0.7 | 4.6 | 9.4 |
| | | | |

Table 2

Rise velocity of liquid phase averaged over effective thermal boundary layer thickness $u_{L\delta}$ and eddy diffusivity in boundary layer K_{eddy}

| $u_{L\delta}$ [SPF] (mm/s) | <i>u</i> _{Lδ} [TPF] (mm/s) | $\frac{K_{\rm eddy} \times 10^{-6}}{({\rm m}^2/{\rm s})}$ | $v \times 10^{-6}$ (m ² /s) | $lpha 	imes 10^{-6}$ (m ² /s) |
|----------------------------|-------------------------------------|---|---|---|
| 7.3 | 35.8 | 8.3 | 0.96 | 0.14 |

となる y の位置 (y_p) と伝熱面との距離として算 出される.ここで、 T_L は液体温度であり、トラバ ース型マイクロ熱電対により計測された.また、 y_p の算出には T_L — T_∞ の分布に対して指数関数近似 曲線を利用した.表1にそれぞれの境界層厚さを 示す.表1より、気泡の注入は δ_{TE} の著しい低下と δ_T の顕著な増加をもたらすことがわかる.

次に、3節および4節にて示された結果と本節 にて算出した結果を利用することにより、 δ_{TE} にわ たって平均化された液体上昇速度 $u_{L\delta}$ 、および境界 層中の渦拡散率 K_{eddy} を評価する.ここでは、 K_{eddy} の計算を容易にするため、その定義を $K_{eddy}=l_e:<\nu_L'\nu_L'>^{0.5}$ とし、さらに渦サイズ l_e を $l_e=\delta_{TE}$ とした.表2より、気泡注入に伴って $u_{L\delta}$ は5倍程 度増加し、 K_{eddy} は温度伝導率 α よりも60倍程度高 いことがわかる.両者は気泡注入による伝熱促進 の主要因であり、 δ_{TE} および δ_T を著しく変化させる.

6. 伝熱面の表面性状

これまでに紹介した実験結果(図3を除く図1 ~図6)は、いずれも親水性の伝熱面を有する平 板を利用することにより得られた.では、伝熱面 の表面性状(濡れ性)を変化させるとどのような ことが起きるのだろうか.図7は撥水性(HPO: Hydrophobicity),親水性(HPI:Hydrophilicity), および超親水性(SHPI:Super-hydrophilicity)の表 面性状を有する鉛直平板の近傍に、微細な気泡を 注入した際の壁面付着気泡の画像である[19].各 平板表面と水滴との接触角は図8にて示される. 図7から、表面性状の違いにより気泡の平板表面



Fig. 7 Images of bubbles attached to wall surface.



Fig. 8 Average contact angle between $5-\mu L$ water droplets and wall surface in air.

Table 3

Mean bubble diameter d_m and wall-parallel mean velocity of bubbles u_G

| | $d_{\rm m}({\rm mm})$ | $u_{\rm G} ({\rm mm/s})$ |
|-----|-----------------------|--------------------------|
| HPI | 2.4 | 245 |
| HPO | 5.3 | 130 |

への付着状況が大きく変化することがわかる.そ こで、本節では撥水性(HPO)と親水性(HPI) の伝熱板を用いた場合の自然対流気液二相流の実 験結果を紹介する[20].なお、気泡の伝熱面付着 状況の差を明瞭にするため、伝熱板の傾斜角度を 鉛直から 40°とした.このため、気泡は概ね伝熱 面においてスライド運動を呈した.また、気泡が 親水面に沿って上昇する場合には気泡と親水面と の間に液膜が存在した.一方、気泡が撥水面に沿 って上昇する場合には液膜の存在を確認できなか った.

表3に平均気泡直径 dm と伝熱面平行方向の平均 気泡速度 uG を示す.参考のため、各伝熱板に対す る壁面スライド気泡画像を図9に示す.表3より、 濡れ性の低下は気泡径の増加,および気泡速度の 低下をもたらすことがわかる.ここで気泡径の差 はスライド気泡同士の合体頻度に,また気泡速度 の差は液膜の有無に伴う伝熱面への付着力の大き さに強く依存する.

計測位置 x と熱伝達率比 hxT/hxsの関係を図 10 に示す.図1と同様に, h_x および h_x はそれぞれ, 気泡注入時,気泡非注入時の熱伝達率である.表 面性状の違いに伴う気泡非注入時の熱伝達率の差 は無視できる.まず,気泡注入の有無に着目する と、いずれの表面性状においても、xの広範囲に わたって熱伝達率比が1を超えることがわかる. このことから、本実験条件下では表面性状に依存 せず,気泡注入法が自然対流熱伝達の促進に対し て有効に機能すると言える.次に,気泡注入時の 表面性状の差に着目すると, 撥水面の場合の熱伝 達率比は親水面の場合のそれに比して大きく減少 することがわかる. 前者は後者の 0.6 倍程度であ る. 気泡群の連行に伴う伝熱面平行方向の液体流 れが伝熱促進の要因の1つであることを踏まえる と、この撥水面の熱伝達率の低下は表3にて示さ れた気泡上昇速度の減少と密接に関連している. なお,本実験条件下では,いずれの伝熱板におい ても伝熱面積に対する気泡・伝熱面間の接触面積 の割合が低く、また気泡が概ね伝熱面にてスライ ド運動を呈することから,両者の熱伝達率の差に 対する熱遮断の影響は小さい.

現在, 伝熱面近傍の気泡挙動と伝熱面表面性状 との関係を精力的に調査しており, そこで得られ た知見を自然対流熱伝達の制御につなげていきた い.

7.さいごに

本報では,著者がこれまでに得た知見をもとに 自然対流気液二相流の熱伝達について記述した. 特に,気泡群の注入による自然対流場の伝熱促進 機構に注目した.ともに浮力を駆動源とする自然 対流と気液二相流との強い相互干渉,そして,気 液二相流が有する多重性により熱流動場が極めて 複雑になるため,その本質を見極めることは難し い.しかし,その難しさゆえ,この研究に対する 興味は尽きない.ここで記述した内容が気泡を利 用した伝熱機器の設計・開発の一助となることを 期待する.



Fig. 9 Images of bubbles sliding along heated wall.



Fig. 10 Relationship between measurement position x and heat transfer coefficient ratio $h_{\rm xT}/h_{\rm xS}$.

謝辞

本研究を遂行するにあたり,京都工芸繊維大 学・萩原良道 教授,慶應義塾大学・菱田公一 教 授,同志社大学・千田衞 教授,北海道大学・村井 祐一 教授,英国ウォーリック大学・Petr Denissenko 准教授,そして,京都工芸繊維大学・ 輸送現象制御学研究室の修了生・卒業生を含む学 生諸君に心より感謝致します.

参考文献

- K.E. Hassan, S.A. Mohamed, Int. J. Heat Mass Transf. 13 (1970) 1873–1886.
- [2] T.S. Chen, H.C. Tien, B.F. Armaly, Int. J. Heat Mass Transf. 29 (1986) 1465–1478.
- [3] T. Inagaki, K. Komori, Int. J. Heat Mass Transf. 38 (1995) 3485–3495.
- [4] M.Z. Abedin, T. Tsuji, Y. Hattori, Int. J. Heat Fluid Flow 52 (2009) 4525–4534.

- [5] T. Misumi, K. Kitamura, JSME Int, J. Ser. B: Fluids Therm. Eng. 36 (1993) 143–149.
- [6] T. Tsuji, T. Kajitani, T. Nishino, Int. J. Heat Fluid Flow 28 (2007) 1472–1483.
- [7] M. Tamari, K. Nishikawa, *Heat Transf. Jpn. Res.* 5 (1976) 31–44.
- [8] A.T. Tokuhiro, P.S. Lykoudis, Int. J. Heat Mass Transf. 37 (1994) 997–1003.
- [9] A.T. Tokuhiro, P.S. Lykoudis, Int. J. Heat Mass Transf. 37 (1994) 1005-1012.
- [10] A. Kitagawa, K. Kosuge, K. Uchida, Y. Hagiwara, *Exp. Fluids* 45 (2008) 473–484.
- [11] A. Kitagawa, K. Kitada, Y. Hagiwara, *Exp. Fluids* 49 (2010) 613–622.
- [12] A. Kitagawa, K. Uchida, Y. Hagiwara, Int. J. Heat Fluid Flow 30 (2009) 778–788.
- [13] A. Kitagawa, P. Denissenko, Y. Murai, Int. J. Heat Mass Transf. 113 (2017) 1200–1211.

- [14]B.D. Johnson, R.C. Cooke, *Science* 213 (1981) 209–211.
- [15] E. Dressaire, R. Bee, D.C. Bell, A. Lips, H.A. Stone, *Science* 320 (2008) 1198–1201.
- [16] A. Kitagawa, Y. Murai, Chem. Eng. Sci. 116 (2014) 694–703.
- [17] A.W.G. de Vries, A. Biesheuvel, L. van Wijngaarden, Int. J. Multiphase Flow 28 (2002) 1823–1835.
- [18] A. Fujiwara, Y. Danmoto, K. Hishida, M. Maeda, *Exp. Fluids* 36 (2004) 157–165.
- [19] A. Kitagawa, P. Denissenko, Y. Murai, *Exp. Ther. Fluid Sci.* 80 (2017) 126–138.
- [20] A. Kitagawa, Proc. 29th International Symposium on Transport Phenomena (2018) 1-5.

日本伝熱学会主催講習会

「計測技術 〜理論から最新研究まで〜」開催報告

Report on The Lecture "Measurement Technology, from theory to latest research"

企画部会産学交流委員会:越田 博之(日立化成),近藤 義広(日立製作所),西 剛伺(足利大学) Hiroyuki KOSHITA (Hitachi Chemical) and Yoshihiro KONDO (Hitachi), Koji NISHI (Ashikaga University), e-mail: h-koshita@hitachi-chem.co.jp

1. はじめに

毎年、日本伝熱学会の産学交流事業の一環とし て、企業技術者等の実務に直結したテーマを選択 し、日本伝熱学会主催の講習会を開催しています. 今年度は「計測技術〜理論から最新研究まで〜」 をテーマに開催することになりました.JR東京駅 から徒歩圏内の東京八重洲ホールにて、11月9日、 以下の題目で開催し、43名にご参加頂き、盛況の

一題目一

- ① 開催の挨拶(10分)
- ② 放射温度計の正しい使い方(70分)

うちに終えることができました.

- ③ 局所温度計測(微小電子部品を例に)(40分)
 一昼食休憩一
- ④ 微小領域及び異方性材料の熱伝導率測定(70分)
- ⑤ 熱伝対の正しい使い方(70分)
- ⑥ 空間温度分布計測(40分)
- ⑦ 計測と数値シミュレーションの融合
 データ同化の活用事例 (40分)
- ⑧ パネルディスカッション (30分)
- ⑨ 講師との技術交流会

2. 各題目について

②の「放射温度計の正しい使い方」の講義では, 中村元教授(防衛大学校)より,放射温度計の基礎として,測定原理と測定方式,測定素子の種類などについてご説明いただきました.また,測定時の周囲環境が放射率に大きく影響することを説明いただき,大気中の影響,ガラスのような窓材を介した際の測定時の影響など,さらに詳しく実際に測定する際の誤差要因とその対策についてもご紹介頂きました(図1).

③の「局所温度計測(微小電子部品を例に)」 の講義では,平沢浩一氏(KOA(株))より,近年 の高集積化に伴い電子部品が微小化しており,そ の際の温度計測法についてご説明頂きました(図 2).部品が1mm以下と小さい場合,測定用の熱 電対がピンフィンヒートシンクとして働き,素子 の温度が下がってしまうこと.その際,熱電対の 材質や線径を最適化することで影響を緩和できる ことなどご紹介いただきました.また,講義内で 紹介したサーモグラフィーの分解能を測定できる 専用治具を希望者に無償提供し,実際の現場での 測定に活用できるよう配慮していただきました.

④の「微小領域及び異方性材料の熱伝導率測定」 の講義では、羽鳥仁人氏((株) ベテル)より、複 合材料における熱伝導率測定の際の注意点につい て、測定方法の種類や原理を交えながらわかりや すくご説明頂きました(図3).今年度、JIS 標準 化された放熱性グラファイトシートの熱拡散率の 測定方法の紹介や、技術系の展示会等で熱の悩み を解決する熱物戦士サーモマンとして活躍されて いる様子など、幅広く熱の分野で活躍されている 様子をご紹介いただきました.

⑤の「熱電対の正しい使い方」の講義では田川 正人教授(名古屋工業大学)より,熱電対の測定 原理と取り扱いの基礎,またJIS 規格別のそれぞ れの熱電対の特長についてわかりやすくご説明い ただきました(図4).また,複雑な熱電回路につ いても図式を用いることで,熱起電力がどの部分 に発生しているのか確認できる手法を説明いただ きました.参加者にはこの手法を用いて問題形式 で熱起電力を求めていただくなど,今後の現場で の応用につながるような問題を提供していただき ました.

⑥の「空間温度分布計測」の講義では染矢聡氏 (産業技術総合研究所(省エネルギー研究部門)) より,感温性粒子トレーサーを用いた流れの温度 速度分布の可視化について,ご講義いただきまし た(図 5). 煙などのトレーサーを用いて風の流れ を可視化する手法を応用し、トレーサーに感温性 燐光(蛍光)粒子を用いることで、空間の温度を 測定するという手法です.これを用いることで温 度と速度の同時可視化計測が可能であり、熱源か ら加熱された気体の流れと温度変化推移について の測定事例などを紹介いただきました.また、気 体だけでなく潜熱蓄熱材の凝固時の温度速度計測 での応用事例も紹介され、今後、様々な分野での 応用が期待されます.

⑦の「計測と数値シミュレーションの融合 - デ ータ同化の活用事例 - 」の講義では高木亮治氏(宇 宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所)より,過酷 な宇宙環境での耐熱性,耐久性について計算モデル を用いた数値シミュレーションについて紹介いた だきました(図6).宇宙機の熱設計において,熱設 計に基づく熱解析と,実際の熱真空試験を繰り返し, 最適モデルを構築していく必要があり,その際に実 際の観測・実験データを数値シミュレーションモデ ルと統合するデータ同化を用いることでより正し い解の予測,よりよいモデルの構築が可能であるこ とをわかりやすくご説明いただきました.また,将 来的には熱設計に留まらず,宇宙機運用へも適用で きるよう開発を進めている様子も紹介いただきま した.

⑧のパネルディスカッションでは、各講義終了 後、受講者にあらかじめ配布したシートに質問を 記入してもらい、その内容を講師の先生方が確認、 質問事項を抽出して頂き、説明するという形式で 行われました.全体的に温度計測に関する質問が 圧倒的に多く、温度計測に関する参加者の高い関 心が伺えました.

⑨の講師との技術交流会は、同会場を立食パー ティー形式に模様替えした形で行われ、講師の先 生方への個別の質問の場、受講者間の交流の場と なりました.各分野で知見のある方々に直接、お 話を伺える絶好の機会であることから、食事を取 らずに熱心に先生方に質問する参加者も多く見ら れました.また、参加者同士での現在の業務の中 での課題などについて意見を交換し合い、有意義 な情報交換の場として活用いただけたのではない かと感じております.

3. 全体の印象, アンケート結果

参加者の内訳は、1 名の学生以外は、残り全て は企業の方でした.産学交流を活性化するという 観点で、企業に所属する研究者、技術者が普段聞 けないような講義をコンセプトに、いずれも講義 の中心は計測技術についてご講義頂くという内容 で企画しました.接触タイプから非接触タイプま で測手原理・測定手法からしっかりと考えるとい う観点で、多くの受講者にとって有益な講義であ ったと考えています.

今後の講習会の企画についても、計測関連技術 等のトピックを希望する回答が多く、今後の企画 の参考にさせて頂きます.

4. おわりに

産学交流委員会では,産学交流を促進するため, 現在,さまざまなイベントを検討中です.本講習 会は,その中のアイテムの1つとして,本年も開 催に向け,準備を進めています.詳細が決まり次 第,別途ご案内します.講習会を含む産学交流イ ベントへの皆様のご参加をお待ちしています.

最後に,講師の皆様には,ご多忙のところ,資 料作成含め,ご協力を頂きまして,ありがとうご ざいました.紙面をお借りして,改めて感謝申し 上げます.



図1 講義風景 (放射温度計の正しい使い方,中村先生)



図 2 講義風景 (局所温度計測(微小電子部品),平沢氏)



図3 講義風景 (微小領域・異方性材料の熱伝導率測定,羽鳥氏)



図4 講義風景 (熱電対の正しい使い方,田川先生)



図 5 講義風景 (空間温度分布計測,染矢氏)



図 6 講義風景 (計測と数値シミュレーションの融合,高木氏)

本会主催行事

| 開催 | 開催日 行事名 申込締切 原稿締切 問合 | | 問合先 | 掲載号 | | |
|--------|--|---|-----------|-----------|---|--|
| 2018 年 | | | | | | |
| 11 月 | 9(金) | 日本伝熱学会主催講習会 「計測技術 〜理論から最新研究まで〜」 (東京八重洲ホール ホール B2) | | | 日本伝熱学会(担当 大澤) E-mail: office@htsj.or.jp Tel: 03-3259-7919, Fax: 03-5280-1616 | |
| 12 月 | 14(金) ~ 15(土) | 日本伝熱学会 東海支部主催 「第 29 回東海伝熱セミナー」 (舘山寺サゴーロイヤルホテル) | 2018.12.6 | | 静岡大学工学部機械工学科 柿本益志 電話/FAX:053-478-1047 e-mail:kakimoto.yasushi@shizuoka.ac.jp | |
| 2019 年 | | | | | | |
| 1月 | 23(水) | 日本伝熱学会 関東支部セミナー 「分野外の技術者にもわかる伝熱工学 - 最新の数値解析と実験計測の研究事 例 - 」 (新有楽町ビル 2 階 Y202 室) | 2018.1.7 | | 公益社団法人 日本伝熱学会 理事・関東支部長 村田 章 〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16 東京農工大学 工学研究院 先端機械システム 部門 教授 電話・FAX: 042-388-7089 E-mail: murata@cc.tuat.ac.jp | |
| 5月 | 29(水) ~ 31(金) | 第 56 回日本伝熱シンポジウム (あわぎんホール 徳島県郷土文化会 館) | 2019.1.18 | 2019.3.8 | 第 56 回日本伝熱シンポジウム実行委員会 事務局 徳島大学 大学院社会産業理工学部 理工学域 機械科学系内 E-mail: symp2019@htsj-conf.org FAX: 088-656-9082 URL: http://htsj-conf.org/symp2019/index.html | |
| 9月 | 3(火) ~ 7(土) | The 7th Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow – 2019 (ASCHT2019) (東京理科大学葛飾キャンパス) | 2019.2.28 | 2019.4.30 | Co-ordination Team (ASCHT2019) Email: office@ascht2019.com | |

| 本会共催,協賛,後援行事 | | | | | | |
|-----------------------|---------|-----------------------------------|-----------|------------|---|--|
| 開催日 行事名 申込締切 原稿締切 問合先 | | 問合先 | 掲載号 | | | |
| 2018 年 | | | | | | |
| 12 月 | 1(土) | No.18-63 第 21 回スターリングサイ | 2018.7.30 | 2018.10.12 | 実行委員長:大高敏男(国士舘大学) Tal/Fay: (02)5481 2224 | |
| | | クルシンホンリム (合提・国土領土学世田公キャンパス | | | E-mail: otaka@kokushikan.ac.jp | |
| | | (云物:国工語八子世田谷、キンバス 梅ヶ丘校舎(34号館)) | | | | |
| 12 月 | 3(月) | 第8回潜熱工学シンポジウム | 2018.9.21 | 2018.10.19 | 幹事:窪田光宏(名古屋大学工学研究科) | |
| | ~ | (会場:尾張一宮駅前ビル,愛知県) | | | E-mail: kubota.mitsuhiro@material.nagoya-u.ac.jp | |
| | 4(火) | | | | | |
| 12 月 | 11(火) | 第32回数値流体力学シンポジウム | 2018.9.21 | 2018.10.22 | 日本流体力学会 事務局 | |
| | ~ | (会場:機械振興会館) | | | Tel: 03-3714-0427 | |
| | 13(木) | t Louist Adm to NA 11 fluin Inc | | | E-mail: jsfm@fr/.so-net.ne.jp | |
| 12 月 | 15(土) | 2018 年度計算力学技術者(CAE 技術 | | | 日本機械学会 事業企画 G:石澤 | |
| | | 右) 貸格認定事業 (開催損託 庫古美朝上労佣工労募な) | | | Iel: 05-5300-3506 E-mail: caenintei@isme.or.in | |
| | | (開催場所:慶応義堂人子理工子部大 上キャンパス) | | | L-man. caeminen@jsine.or.jp | |
| 12 月 | 17(月) | 第27回微粒化シンポジウム | 2018.8.31 | 2018.10.22 | 日本液体微粒化学会 事務局 近藤健 | |
| | ~ | (会場:岡山大学創立五十周年記念館) | | | Tel: 06-6466-1588 | |
| | 18(火) | | | | E-mail: information_atmz@ilass-japan.gr.jp | |
| 12 月 | 19(水) | 広島大学エネルギー超高度利用研究拠 | | | 横溝 美穂 | |
| | | 点水素シンポジウム「水素の地産地消 | | | 広島大学エネルギー超高度利用研究拠点 | |
| | | とビジネスモデル」 | | | yokomizo@hiroshima-u.ac.jp | |
| 2019 年 | | | | | | |
| 1月 | 22(火) | FCV 課題共有フォーラム | | | NEDO 課題共有フォーラム運営事務局 | |
| | | | | | 山下尚人 yamashitanot@nedo.go.jp | |
| | | | | | 增田美幸 masudamyk@nedo.go.jp | |
| 1月 | 23(水) | 先端技術を支える単位操作シリーズ~ | | | 化学工学会関西支部 | |
| | | 流動・攪拌, 伝熱の基礎と最新の開発事 | | | Tel:06-6441-5531 | |
| | | | | | E-mail: appry@kansal-seej.org | |
| 1 🗆 | 22(-10) | 人阪科子技術センター 4 階 405 号至 | | | | |
| I月 | 23(水) | 第4回理論応用力学ンンホンワム | | | 尚田(朱之(儿州)大字大字院・教授) TFL・092 802 3100 | |
| | | | | | E-mail: takata@mech.kyushu-u.ac.ip | |
| 1月 | 24(木) | 第47回ガスタービンセミナー | | | 日本ガスタービン学会 | |
| | ~ | | | | E-mail: gtsj-office@gtsj.org | |
| | 25(金) | | | | | |
| 2月 | 22(金) | NO.18-166 イブニングセミナー - | 2019.2.8 | | 日本計算工学会事務局 | |
| | | 未来に明かりを灯すスターリングエン | | | E-mail: office@jsces.org | |
| | | ジンー | | | | |

行事カレンダー

| - | | | - | - | | |
|------|--------|---|-----------|-----------|--|--|
| 4月 | 17(水) | 第 53 回空気調和・冷凍連合講演会 | 2019.1.9 | 2019.2.26 | 日本機械学会環境工学部門 遠藤貴子 | |
| | ~ | | | | 03-5360-3506 | |
| | 19(金) | | | | E-mail: endo@jsme.or.jp | |
| 5月 | 17(金) | 第65回理論応用力学講演会 | | | 土木学会 橋本剛志 | |
| | ~ | | | | E-mail: hashimoto@jsce.or.jp | |
| | 19(日) | | | | | |
| 7月 | 1(月) | 第3回アジア赤外線サーモグラフィコ | | | 日本非破壊検査協会 | |
| | \sim | ンファレンス(QIRT-Asia 2019) | | | 03-5609-4011/03-5609-4061 | |
| | 5(金) | | | | E-mail: sec@qirtasia2019.com | |
| 10 月 | 20(日) | IMPRES2019 | 2019.1.15 | | 辻口拓也(金沢大学, Vice Chair) | |
| | \sim | 第5回革新的エネルギー材料・プロセ | | | E-mail: impres2019@ml.kanazawa-u.ac.jp | |
| | 23(水) | ス国際会議 | | | | |
| 11 月 | 17(日) | International Gas Turbine Congress 2019 | 2019.1.31 | 2019.4.30 | 日本ガスタービン学会事務局 | |
| | \sim | Tokyo (IGTC2019 Tokyo) | | | Tel: 03-3365-0095 | |
| | 22(金) | | | | E-mail: gtsj-desk@gtsj.org | |
| 12 月 | 1(日) | The 7th International Conference on Jets, | | | 内山知実(名古屋大学未来材料・システム研究 | |
| | ~ | Wakes and Separated Flows | | | 所・教授) | |
| | 5(木) | (ICJWSF-2019) | | | E-mail: uchiyama@is.nagoya-u.ac.jp | |

第56回日本伝熱シンポジウムのご案内

第56回日本伝熱シンポジウム実行委員会委員長 出口祥啓

幹事 向笠 忍

開催日: 平成 31 年 5 月 29 日 (水) ~5 月 31 日 (金)

| 슻 | 場: | あわぎんホール | 徳島県郷土文化会館(http://www.kyoubun.or.jp/index.html) |
|---|----|---------|--|
| | | 所在地 | 〒770-0835 徳島県徳島市藍場町2丁目14番地 電話088-622-8121(代表) |
| | | アクセス | JR をご利用の場合 「徳島駅」より徒歩8分 |
| | | | 車をご利用の場合 「徳島インターチェンジ」より車で 20 分 |
| | | | 飛行機をご利用の場合 「徳島空港」より車で 25 分/空港連絡バスで 25 分, |
| | | | 徳島駅下車徒歩8分 |
| | | | |

| 講演申込締切: | 平成 31 年 1 月 18 日 (金) |
|-------------|----------------------|
| 講演論文原稿提出締切: | 平成31年3月8日(金) |
| 早期参加申込締切: | 平成31年4月5日(金) |

【シンポジウムの形式】

- 講演発表形式として
 - a) 通常の一般セッション(口頭発表)
 - b) オーガナイズドセッション(口頭発表)
 - c) 国際セッション(口頭発表)
 - d) 学生および若手研究者を対象とする優秀プレゼンテーション賞セッション

を実施します.

- 1 講演あたりの割当時間は、一般セッションでは 15 分(発表 10 分,個別討論 5 分)で、各セッションの最後に総合討論の時間(5 分×セッション内の講演件数)を設ける予定です.オーガナイズドセッションについては、オーガナイザーの指示に従って下さい.
- 優秀プレゼンテーション賞セッションについては、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞 (第56回日本伝熱シンポジウム)について」をご参照下さい.

【参加費等】

● 参加費の申込時期

早期申込:4月5日まで 通常申込:4月6日以降(5月11日までに参加登録を完了された方には,事前に参加者キットをお送り します)

● シンポジウム参加費

| 会員一般 | 早期申込:12,000円 | 通常申込:15,000円 |
|---------------|------------------------------|------------------------------|
| 非会員一般 | 早期申込:15,000円 | 通常申込:18,000円 |
| 会員学生 | 早期申込: 6,000円 | 通常申込: 7,000 円 |
| 非会員学生 | 早期申込: 7,000円 | 通常申込: 8,000 円 |
| 云貝子生 非会員学生 | 早期申込: 6,000円 早期申込: 7,000円 | 通常申込: 7,000円 通常申込: 8,000円 |

※特別賛助会員は1 口につき3 名, 賛助会員は1 口につき1 名, 参加費が無料になります. ※会員とは, 日本伝熱学会会員のほか, 共催・協賛学協会の会員を含みます. ※講演論文集電子版は参加者全員に配布されます. 講演論文集電子版
 講演論文集電子版のみの販売: 5,000 円(シンポジウム後の販売となります.)

【意見交換会】

- 開催日: 平成 31 年 5 月 30 日 (木)
- 会 場: ホテルクレメント徳島 (https://www.jrclement.co.jp/tokushima/)
- 参加費:

一般 早期申込:8,000 円,通常申込:10,000 円 同伴配偶者無料

学生 早期申込:4,000 円,通常申込: 5,000 円

※ 意見交換会にて阿波踊りの実演を行います.参加者皆様には,第56回日本伝熱シンポジウム法被 をご用意する他,阿波踊りに参加いただき,優秀なダンサーには,HOT ダンサー賞を授与します.

【参加登録と参加費等の支払い方法】

- 参加登録は本シンポジウムのウェブページから行ってください.
- 参加費等の支払いは、参加登録のページからのクレジットカード決済、もしくは銀行振込になります. 参加費等の支払いをもって「参加登録の完了」とします.
- 銀行振込による早期申込みをされる場合は、4月5日までに振込をお済ませください.
- 銀行振込による支払では振込用紙等は用意いたしません. 振込手数料は各自でご負担願います.
- 4月6日以降もウェブページからの参加登録が可能です.参加費は通常申込扱いとなります.
- 5月11日までに参加登録を完了された方には事前に参加者キット(講演論文集電子版,講演プログラム,参加票,領収書など)をお送りします.
- シンポジウム当日も参加登録と参加費等の支払い(クレジットカード決済,現金払い)ができます.
- 自治体からの支援をいただくための資料として、参加登録のページに宿泊場所と宿泊日を記入する欄を 設ける予定です。参加登録後でも再度ログインして入力できますので、必ず入力するようにお願いしま す。この情報は自治体に提出する以外に利用することはありません。

講演申込方法, 講演論文集, 執筆要綱

【研究発表申込方法】

- 一般セッションと国際セッション,優秀プレゼンテーション賞セッションの講演者(登壇者)は、日本 伝熱学会会員(学生会員,賛助会員,特別賛助会員,推薦会員を含む)に限ります.講演者が日本伝熱 学会会員でない場合は、会員申込と会費納付を行って下さい.(オーガナイズドセッションについては、 各セッションのオーガナイザーの指示に従って下さい.)
- 原則としてウェブによる申込みに限らせて頂きます.本シンポジウムで準備するウェブサイトから必要 なデータを入力して下さい.ウェブによる申込みができない場合には、実行委員会事務局にお問い合わ せ下さい.
- 申込みの際に、一般セッション、オーガナイズドセッション、国際セッション、優秀プレゼンテーション賞セッションのいずれで発表するかを選択して下さい. 優秀プレゼンテーション賞セッションにお申込みの場合には、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞(第56回日本伝熱シンポジウム)について」をご参照下さい.
- 発表申込み時に,論文要旨(日本語で200~250字または英語で200~250 words)を入力して下さい.講 演論文集の抄録として科学技術振興機構(JST)のデータベースに登録します.
- 講演発表申込は,講演者1名につき1題目とさせて頂きます.
- 講演の採否およびセッションへの振り分けは、実行委員会にご一任下さい.

【講演論文集電子版】

- <u>講演論文または講演アブストラクトのいずれかの原稿を,PDFファイルで本シンポジウムのホームペー</u>ジから提出して下さい.
- 従来の講演論文とは別に、当該講演内容を後日原著論文として TSE 以外の学術雑誌等に投稿する場合 は、二重投稿にならないように配慮して1ページの講演アブストラクトを提出することができます.
- 講演アブストラクトは A4 サイズで1ページ,講演論文は A4 サイズで 2~6ページとします.
- 講演論文と講演アブストラクトは講演論文集として電子版のみを発行し、冊子版は発行しません.
- 講演論文集電子版を参加者に配布します. なお,講演論文集電子版は参加できなかった日本伝熱学会会 員にも希望があれば配布しますので,シンポジウム終了後に日本伝熱学会事務局にお申込み下さい.
- 講演論文集は会員を対象にパスワードを配布し、シンポジウム開催日の1週間程前からウェブ上で公開 します.従って、特許に関わる公知日はシンポジウム開催日よりも早くなりますのでご注意ください.
- シンポジウム終了後、一定期間を経て講演論文集のウェブ上での公開を終了します。
- 原稿提出締切日までに提出されなかった場合は、講演論文集に掲載されません. 十分にご注意下さい.

【執筆要綱】

- 以下の4つの原稿のうちから選択して執筆して下さい.
 - ① 講演論文(一般セッション,オーガナイズドセッション,優秀プレゼンテーション賞セッション)
 ② 講演アブストラクト(一般セッション,オーガナイズドセッション,優秀プレゼンテーション賞セッション)
 - ③ Full size manuscript (International sessions)
 - ④ Abstract manuscript (International sessions)
- 各原稿の書式の詳細ならびにテンプレートは、シンポジウムのホームページをご参照ください.
- 論文表題および著者名は,講演申込時のデータと同じものを同じ順序で書いてください.講演申込時の データと異なる場合には,目次や索引に反映されないことがあります.
- PDF ファイル作成のためのファイル変換時には、「フォントの埋め込みを行う」を設定してください.提 出前に必ず、変換後の PDF 原稿を印刷して確認して下さい.

① 講演論文(一般セッション,オーガナイズドセッション,優秀プレゼンテーション賞セッション)

表題部分の書式: 原稿は,以下の四角囲い部に示すように,和文表題,和文副題,英文表題,英文副題,和 文著者名(会員資格,著者名,所属の略記),英文著者名,英文所属機関・所在地,英文アブストラクト,英 文キーワードの順に,幅140mm に収まるようにレイアウトしてください.連名者がある場合には,講演者の 前に*印をつけ,英文の所属機関・所在地についても上付き数字で区別してください.

本文の書式: 本文は表題部分に続けて,10ポイント明朝体の1段組み(1行 50 字程度),1ページ当たり 46 行を目安として作成してください.

図表: 図表中の記号およびキャプションは英語で書いてください. カラー表示が可能です.

参考文献: 参考文献は本文中の引用箇所の右肩に小括弧をつけた番号⁽¹⁾で表し,本文の末尾に次のように ま とめて列記してください.

(番号) 著者名, 雑誌略称, 巻-号(発行年), 先頭ページ番号.

例:(1) 伝熱·他2名, 機論(B), 12-345(2006), 1234.

② 講演アブストラクト(一般セッション、オーガナイズドセッション、優秀プレゼンテーション賞セッション)

表題部分の書式: 原稿は,以下の四角囲い部に示すように,和文表題,和文副題,英文表題,英文副題,和 文著者名(会員資格,著者名,所属の略記),英文著者名,英文所属機関・所在地の順に,幅 140mm に収ま るようにレイアウトしてください. 連名者がある場合には, 講演者の前に*印をつけ, 英文の所属機関・所 在地についても上付き数字で区別してください.

アブストラクトの書式: アブストラクトは表題部分に続けて、10ポイント明朝体の1段組み(1行50字程

| <> | | |
|---|--|--|
| 原稿の書き方(和文表題:Gothic 14pt) MS-Word の場合(和文副題:Gothic 12pt) | | |
| Guide for the manuscripts (英文表題: Times New Roman 12pt) | | |
| The case of MS-Word (英文副題: Times New Roman 12pt) (1行あける) | | |
| 伝正 *伝熱 太郎 (伝熱大) (会員資格 著者名[講演者には*印] (所属 略称):明朝体 12pt) | | |
| (1 行あける) | | |
| Taro DENNETSU (英文著者名: Times New Roman 10pt) | | |
| Dept. of Mech. Eng., Dennetsu Univ., 5-1-5, Kashiwanoha, Kashiwa, 277-8563 | | |
| (1 行あける) | | |
| (文頭に半角スペース 5 つを挿入する) English abstract (英文アブストラクト: | | |
| Times New Roman 10pt, 100 語程度) | | |
| (1 行あける) | | |
| Key Words: Heat Transfer (英文キーワード: Times New Roman 10pt, 3~5 個程度) (1 行あける) | | |
| 1. 大見出し | | |
| 1.1 中見出し 講演論文原稿は A4 サイズで原則 2~6 ページです. 講演論文の作成様式は, 1 段組×50 字 | | |
| ×46行とし、カラーの使用が可能です.ファイル容量は最大で2MBまでとし、アニメーションは含まないものとします. | | |

① 講演論文の冒頭部分(表題部分および本文書き出し部分)の書式

140 mm

| 原稿の書き方(和文表題:Gothic 14pt) | | |
|--|--|--|
| MS-Word の場合(和文副題:Gothic 12pt) | | |
| Guide for the manuscripts (英文表題: Times New Roman 12pt) | | |
| The case of MS-Word (英文副題: Times New Roman 12pt) | | |
| (1 行あける) | | |
| 伝正 *伝熱 太郎(伝熱大)(会員資格 著者名[講演者には*印](所属 | | |
| 略称):明朝体 12pt) | | |
| (1 行あける) | | |
| Taro DENNETSU (英文著者名: Times New Roman 10pt) | | |
| Dept. of Mech. Eng., Dennetsu Univ., 5-1-5, Kashiwanoha, Kashiwa, 277-8563 | | |
| (1 行あける) | | |
| Key Words: Heat Transfer (英文キーワード: Times New Roman 10pt, 3~5 個程度) | | |
| (1 行あける) | | |
| 講演アブストラクト原稿は A4 サイズで1 ページです.講演論文の作成様式は,1段組×50字×46行 | | |
| とし,原則として章で分ける必要はありません.カラーの使用が可能です.ファイルの容量は最大で2MB | | |
| とし,アニメーションは含まないものとします. | | |
| | | |

② 講演アブストラクトの冒頭部分(表題部分および本文書き出し部分)の書式

度), 1ページ46行を目安として作成してください.

図表: 図表中の記号およびキャプションは英語で書いてください.カラー表示が可能です.掲載にあたり, 他の学術雑誌等との二重投稿にならないように十分に配慮して下さい.

参考文献: 参考文献は本文中の引用箇所の右肩に小括弧をつけた番号⁽¹⁾で表し,本文の末尾に次のように ま とめて列記してください.

(番号) 著者名, 雑誌略称, 巻-号(発行年), 先頭ページ番号. 例:(1) 伝熱・他2名, 機論(B), 12-345(2006), 1234.

③ Full Size Manuscript (International Sessions)

As shown in the square enclosure below, the manuscript is composed of a title, a subtitle, author names, affiliation institutions, locations, abstract and keywords in order, lay out so that it fits within the width of 140 mm. If there are multiple authors, please mark * in front of the speaker and distinguish the affiliation institution and address with superscripted numbers. Following the title part, please prepare the body as a guide with a single column of 10 point Times New Roman, 46 lines per one page. Color display is possible. References should be indicated by numbers with brackets (1) on the right shoulder of cited parts in the text, and should be listed together at the end of the text as follows.

Example: (1) T. Dennetsu et al, J. Thermal Sci. Technol., 12-345(2017), 1234.

The template file of MS-Word format can be downloaded from the symposium's website.

(4) Abstract Manuscript (International Sessions)

As shown in the square enclosure below, the manuscript is composed of a title, a subtitle, author names, affiliation institutions, locations and keywords in order, lay out so that it fits within the width of 140 mm. If there are multiple authors, please mark * in front of the speaker and distinguish the affiliation institution and address with superscripted numbers. Following the title part, please prepare the abstract as a guide with a single column of 10 point Times New Roman, 46 lines per one page. Color display is possible. References should be indicated by numbers with brackets (1) on the right shoulder of cited parts in the text, and should be listed together at the end of the text as follows.

Example: (1) T. Dennetsu et al, J. Thermal Sci. Technol., 12-345(2017), 1234.

The template file of MS-Word format can be downloaded from the symposium's website.

【ご注意】

- 講演申込みの取消および講演論文原稿の差し替えは、シンポジウムの準備と運営に支障をきたしますのでご遠慮下さい。
- 論文題目と著者名が,講演申込み時と論文提出時で相違しないように特にご注意下さい.
- 口頭発表用として実行委員会事務局が準備する機器は、原則としてプロジェクタのみとさせていただきます. パーソナルコンピュータは各自ご持参下さい.
- 参加費, 意見交換会費等は参加取消の場合でも返金いたしません.
- 本シンポジウムに関する最新情報については、随時更新するホームページでご確認下さい.
- その他,ご不明な点がありましたら,実行委員会事務局まで Email または FAX でお問い合わせ下さい.

【お問い合わせ先】

第56回日本伝熱シンポジウム実行委員会事務局 徳島大学 大学院社会産業理工学部 理工学域機械科学系内 E-mail:symp2019@htsj-conf.org, FAX:088-656-9082 ホームページ URL:http://htsj-conf.org/symp2019/index.html

| インハーシービ | お知 | 6 | せ |
|---------|----|---|---|
|---------|----|---|---|

| < 140 mm → | | |
|--|--|--|
| Guide for the manuscripts (Main title: Times New Roman 14pt) The case of MS-Word (Subtitle: Times New Roman 12pt) (blank line) *Taro DENNETSU (Authors: Times New Roman 12pt, Mark "*" at the head of speaker's name) (blank line) Dept. of Mech. Eng., Dennetsu Univ., 5-1-5, Kashiwanoha, Kashiwa, 277-8563 (Affiliations: Times New Roman 10pt) (blank line) Abstract of approximate 100 words is written by Times New Roman 10pt. Five blank characters are inserted as the indent. (blank line) Key Words: Heat Transfer (Keywords: Times New Roman 10pt, 3 to 5 words) (blank line) 1. Headline 1.1 Crosshead The manuscript is provided only with an electronic manuscript. The manuscript needs 2 to 6 pages of A4 size. The manuscript forms 1 column × 46 lines, and color can be used. The file size is limited to 2MB at the | | |
| maximum, and animations cannot be included. | | |
| ③ Format of English full size manuscript (title part and text export part). | | |
| <> | | |

Guide for the manuscripts (Main title: Times New Roman 14pt) The case of MS-Word (Subtitle: Times New Roman 12pt) (blank line) *Taro DENNETSU (Authors: Times New Roman 12pt, Mark "*" at the head of speaker's name) (blank line) Dept. of Mech. Eng., Dennetsu Univ., 5-1-5, Kashiwanoha, Kashiwa, 277-8563 (Affiliations: Times New Roman 10pt) (blank line) Key Words: Heat Transfer (Keywords: Times New Roman 10pt, 3 to 5 words) (blank line) The manuscript is provided only with an electronic manuscript. The manuscript needs 1 page of A4 size. Chapters are not necessary. The manuscript forms 1 column × 46 lines, and color can be used. The file size is limited to 2MB at the maximum, and animations cannot be included.

④ Format of English abstract manuscript (title part and text export part).

優秀プレゼンテーション賞(第56回日本伝熱シンポジウム)について

日本伝熱学会 学生会委員会 委員長 田部 豊

第56回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で、学生および若手研究者を対象とした優秀プレゼンテーション賞セッションを設けます.日頃の研鑽の成果を披露するチャンスとして、奮ってご応募下さい.

- 開催日: 平成31年5月29日(水) シンポジウム第1日
- 発表形式:発表者1名あたり,発表内容をまとめた1枚のアピールスライド提出とポスタープレゼン テーションを行う形式をとる予定です.アピールスライドは冊子体として配布されると共 にスライドショーとして会場にて案内される予定です.詳細については,決定し次第,シ ンポジウムのホームページに掲載いたします.
- 対 象: 企業・大学・研究機関等の技術者・研究者で, 平成 31 年 3 月 31 日現在で 28 歳以下の方, または、申込当日に学生である方(ただし、社会人大学院生を除く).
- 応募資格:発表者は日本伝熱学会の会員(正員・学生員)に限ります.発表者が日本伝熱学会会員で ない場合は,講演論文原稿提出までに,会員申し込みを行ってください.なお,本セッシ ョンで発表する方は,応募資格を必ず満たす必要があります.また,過去に本賞を受賞さ れた方は応募することはできません.
- 応募件数:指導教員または研究グループ長等あたり、1名(1件)とします.
- 応募 方 法:第56回日本伝熱シンポジウム発表申込時に,本誌掲載の研究発表申込方法に従って、"優 秀プレゼンテーション賞"を選択し、"指導教員または研究グループ長等の氏名"を入力 してください.なお,講演論文原稿の様式については一般セッションと同様のものとしま す.
- 審査・選考方法: 複数名の審査員による評価に基づいて選考し,受賞者を決定します. 受賞者への連絡をポ スタープレゼンテーション終了後に産学連携セッション内で行いますので,発表者は産学 連携セッションにも参加いただきますよう,お願いいたします.
- 表 彰: 受賞者はシンポジウム第2日の学会総会で表彰されます.



編集出版部会からのお知らせ 一各種行事・広告などの掲載について一



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:村田 章 (東京農工大学): murata@mmlab.mech.tuat.ac.jp
- ・編集出版部会長:田川正人(名古屋工業大学):tagawa.masato@nitech.ac.jp
- ・広報委員会委員長:畠山友行(富山県立大学):hatake@pu-toyama.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐協議員:志村祐康(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.

熱流束センサーは、熱エネルギーの移動密度(W/cm²)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

奈束セ

特徴

マイクロセンサ・

None of the owned water of the owned with the owned with the owned water owne

 最高速の応答(約 6µ秒) 850℃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バース実験 ● タービンブレード熱風洞試験 ● 自動車用エアーバッグ安全性試験 ● 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 電対をとなっています。フォイル・ディスクはコンス タンタンで作られており、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



「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、 72m²の広さを持ち、厚さは0.4mmです。レベル-0 パッケージングの最適化ポリマーと1-レベルパ ッケージング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-校正サービ

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。



センサテクノス株式会社 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





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

224

サイズ:5×5mm~300×300mm 厚み:0.4mm(平面用・曲面用) 温度範囲:-200~200℃ 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℃ 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

熱流計/輻射計

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】 【温度範囲】 T型(銅/コンスタンタン) - 270℃〜+400℃ J型(鉄/コンスタンタン) - 210℃〜+1200℃ E型(クロメル/コンスタンタン) - 270℃〜+1000℃ K型(クロメル/アルメル) - 270℃〜+1372℃ S型(白金10%ロジウム/白金) +200℃〜+1700℃

ITI 社(アメリカ)

ITI (International Thermal Instrument Company)社は、1969年の設立以来、高温用熱流板や火炎強度熱流計など、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

当社取扱製品の適用分野

■温熱環境

■火災



■伝熱一般

■航空宇宙

■各種エンジン

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

■炉 ボイラー

■燃焼

水冷式 火炎強度熱流計



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

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

本広告に掲載されている内容は2010年9月現在のもので、製品の仕様は予告なく変更される場合があります。

冷凍・空調・給湯および 関連熱工学技術の振興のために

不二科学技術振興財団は冷凍・空調及び給湯に関する技術、 及びそれら対象に関わる諸現象の基礎研究・開発の発展振興を図り、 人々の生活環境の向上及び省エネルギーの促進を通して、 豊かな社会の発展に貢献することを目的とした公益財団法人です。 次年度(2019年)の助成募集は、11月1日より1月31日までの期間となります。

> 公益財団法人 不二科学技術振興財団 理事長横山隆吉 〒158-0082東京都世田谷区等々カ7-17-24 TEL.03-6744-7001 http://www.fuji-foundation.or.jp/

編集出版部会ノート

Note from the JHTSJ Editorial Board

今月号の特集は,巽和也先生(京都大学,編集出版部会委員)のお世話により,「固液・気液混相流の対流伝熱・物質輸送」をテーマとして5件の記事をご寄稿いただきました.いずれも最前線でご活躍の研究者による大変な力作です.ご多忙のなかご寄稿くださいました執筆者の皆様に厚くお礼申し上げます.

本誌には特集記事のほか以下のジャンルの記事があります.話題を提供くださる場合には下記連絡先まで ぜひご一報ください.会員皆様からのご寄稿をお待ちしています.

- ・特別寄稿: 興味深い研究の紹介や提言, ミニレクチャーなど
- ・会議報告: 「熱」に関する国内外の講演会,シンポジウム,セミナーなどの報告記事
- ・海外レター: 海外の研究機関に滞在, 赴任している会員からの現地レポート, 体験記など
- ・その他:
 - (a) プロジェクトQ: 「熱」に関する苦労話や秘話などの記事
 - (b) ネイチャー Q: 科学や自然に関する話題
 - (c) エデュケーションQ: 理論・実験・教育・技術開発に関する逸話など
 - (d) ヒストリー Q: 過去の偉人や物事の歴史に関する話題
 - (e) Hea 'r' t Transfer: コーヒーブレイクのようなほっとするコラム記事
 - (f) 博物館めぐり: 国内外の様々な博物館や施設への訪問記事

田川 正人 (名古屋工業大学)

Masato Tagawa (Nagoya Institute of Technology) e-mail: tagawa.masato@nitech.ac.jp

企画・編集出版担当副会長 高田 保之(九州大学)

編集出版部会長 田川 正人(名古屋工業大学)

委員

(理事) 永井二郎(福井大学),佐々木 直栄(日本大学), 戸谷 剛(北海道大学)

(協議員) 青木 修一 (東邦ガス), 岩井 裕 (京都大学), 後藤田 浩 (東京理科大学), 巽 和也 (京都大学), 長野 方星 (名古屋大学), 二宮 尚 (宇都宮大学),

服部 康男 (電力中央研究所), 保浦 知也 (名古屋工業大学)

 TSE チーフエディター
 花村 克悟(東京工業大学)

 TSE 編集幹事
 伏信 一慶(東京工業大学)

 編集出版部会 連絡先:
 〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町

 名古屋工業大学大学院電気・機械工学専攻(しくみ領域)

 田川 正人

Phone & Fax: 052-735-5343 / E-mail: tagawa.masato@nitech.ac.jp