

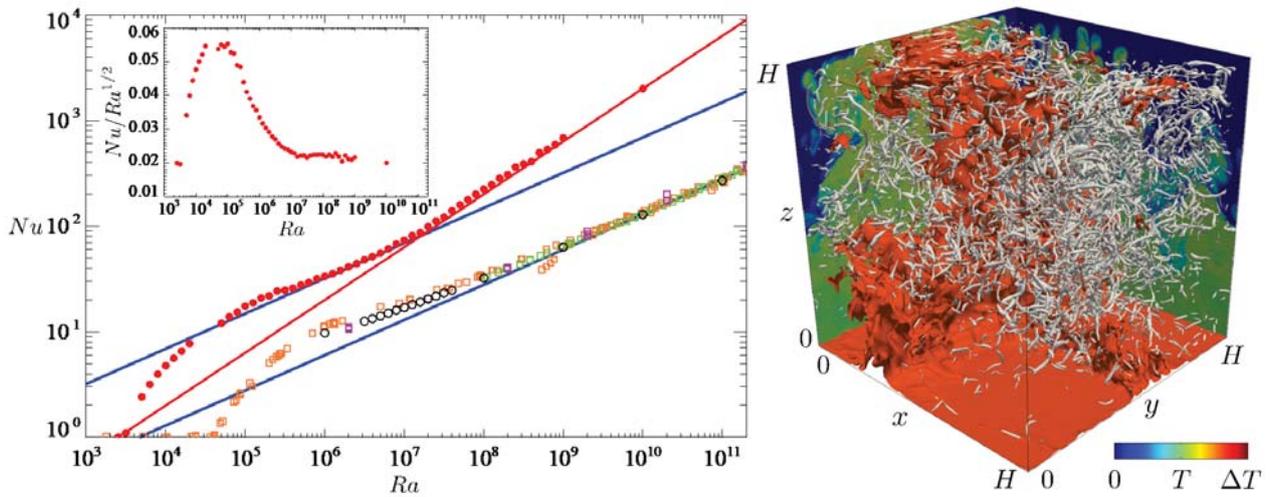
伝 熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

ISSN 1344-8692 Vol. 61, No. 257
2022. 10

The logo for the Heat Transfer Society of Japan (HTSJ) is located in the bottom right corner. It consists of the letters 'HTSJ' in a bold, sans-serif font. The letters are white with a blue outline and are set against a background of horizontal blue and white stripes.

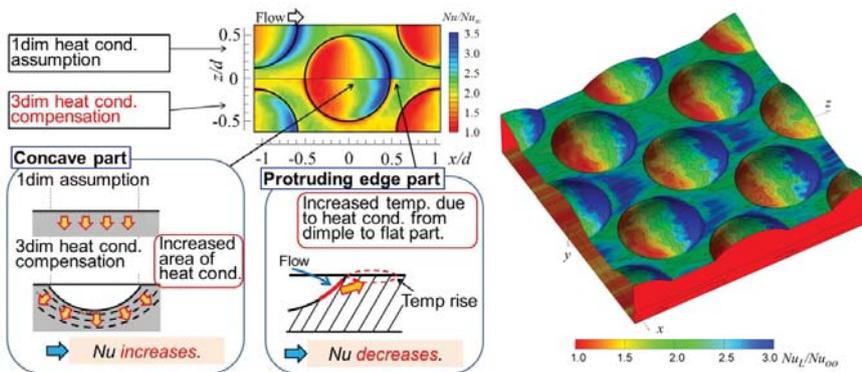
◆特集：乱流伝熱の進展



貫通壁面間熱対流乱流における究極熱伝達(プラントル数は1). 【左図】Nusselt 数 Nu と Rayleigh 数 Ra の関係. 貫通壁面 (●) の $Ra \geq 10^7$ にて究極スケーリング ($Nu \sim Ra^{1/2}$) を達成した. 非貫通壁面 (○) や Rayleigh-Bénard 対流 (各色□) では古典スケーリング ($Nu \sim Ra^{1/3}$) に沿う. 【右図】 $Ra = 10^9$ の貫通壁面間熱対流における瞬時の乱流構造. 橙色と灰色の構造はそれぞれ温度 $0.7\Delta T$ の等値面と渦を表す. カラーコンターは鉛直面内の温度分布. (特集記事「貫通壁面間乱流における究極熱伝達(本木慎吾, 河原源太, 清水雅樹)」より)



摩擦レイノルズ数 $Re_\tau = 550$, 粗さレイノルズ数 $k_t^+ = 280$ の粗面乱流熱流動の瞬時温度場. 壁温は一定で, 流体は一様発熱条件. 青と赤は低温領域と高温領域を示し, 主流は右向き. 格子ボルツマン法による DNS. (特集記事「粗面の乱流熱伝達のスケーリング(桑田祐丞, 須賀一彦)」より)



ガスタービン翼の強制対流内部冷却におけるディンプル面の局所ヌセルト数分布.

【左図】過渡応答法計測における3次元熱伝導補正の原理説明. 【右図】LES解析による球状ディンプル面での時間平均ヌセルト数分布. 主流は z 方向 (図中左下から右上向き).

(特集記事「ガスタービン翼の強制対流内部冷却と翼後縁部フィルム冷却(村田章)」より)

伝 熱

目 次

〈巻頭グラビア〉

本木 慎吾, 河原 源太, 清水 雅樹 (大阪大学), 桑田 祐丞, 須賀 一彦 (大阪公立大学), 村田 章 (東京農工大学) ……表紙裏	
---	--

〈特集：乱流伝熱の進展〉

特集「乱流伝熱の進展」にあたって ……塚原 隆裕 (東京理科大学) …… 1	
貫通壁面間乱流における究極熱伝達 ……………本木 慎吾, 河原 源太, 清水 雅樹 (大阪大学) …… 2	
気象と乱流伝熱 ……服部 康男, 須藤 仁, 中尾 圭佑 (電力中央研究所) …… 9	
対流伝熱促進技術のレビューと乱流伝熱面形状最適化 ……………長谷川 洋介 (東京大学), 亀谷 幸憲 (明治大学) …… 16	
粗面の乱流熱伝達のスケーリング ……桑田 祐丞, 須賀 一彦 (大阪公立大学) …… 27	
乱流燃焼シミュレーションと機械学習活用 ……源 勇氣, 店橋 護 (東京工業大学) …… 33	
ガスタービン翼の強制対流内部冷却と翼後縁部フィルム冷却 ……………村田 章 (東京農工大学) …… 40	
亜臨界遷移の“局在乱流”熱伝達 ……塚原 隆裕, 福留 功二 (東京理科大学) …… 50	

〈ヒストリーQ〉

人と熱との関わりの足跡 (その11) —沸騰曲線を生んだ東北大学片平地区の伝熱研究— ……………小宮 敦樹 (東北大学) …… 57	
---	--

〈行事カレンダー〉 …… 63

〈お知らせ〉

第60回日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集 …… 64	
優秀プレゼンテーション賞 (第60回日本伝熱シンポジウム) について …… 66	
日本伝熱学会主催講習会「計測技術 ～温度・熱伝導率測定の基礎と応用～」 受講者募集のご案内 …… 67	
編集出版部会からのお知らせ …… 68	

〈編集出版部会ノート〉 …… 71

Vol.61, No.257, October 2022

CONTENTS

< Opening-page Gravure: heat-page >

Shingo MOTOKI, Genta KAWAHARA and Masaki SHIMIZU (Osaka University), Yusuke KUWATA, Kazuhiko SUGA (Osaka Metropolitan University), Akira MURATA (Tokyo University of Agriculture and Technology)	Opening Page
--	--------------

< Special Issue: Progress in Turbulent Heat Transfer >

Preface to "Progress in Turbulent Heat Transfer"

Takahiro TSUKAHARA (Tokyo University of Science)	1
Ultimate Heat Transfer in Turbulence between Permeable Walls Shingo MOTOKI, Genta KAWAHARA and Masaki SHIMIZU (Osaka University)	2
Meteorology and Turbulence Heat Transfer Yasuo HATTORI, Hitoshi SUTO, Keisuke NAKAO (CRIEPI)	9
Review of Convective Heat Transfer Enhancement Techniques and Shape Optimization of Turbulent Heat Transfer Surfaces Yosuke HASEGAWA (The University of Tokyo), Yukinori KAMETANI (Meiji University)	16
Scaling of Turbulent Heat Transfer over Rough Surfaces Yusuke KUWATA, Kazuhiko SUGA (Osaka Metropolitan University)	27
Turbulent Combustion Simulation and Machine Learning Modelling Yuki MINAMOTO, Mamoru TANAHASHI (Tokyo Institute of Technology)	33
Forced-Convection Internal Cooling and Trailing-Edge Film Cooling of Gas-Turbine Blades Akira MURATA (Tokyo University of Agriculture and Technology)	40
Heat Transfer of Localized Turbulence in Subcritical Transition Takahiro TSUKAHARA, Koji FUKUDOME (Tokyo University of Science)	50

< History Q >

Footprints of the Relationship between Humans and Heat (Part 11)

-Heat Transfer Research at the Katahira Campus in Tohoku University, the Birthplace of the Boiling Curve-

Atsuki KOMIYA (Tohoku University)	57
---	----

< Calendar >	63
--------------------	----

< Announcements >	64
-------------------------	----

< Note from the JHTSJ Editorial Board >	71
---	----

特集「乱流伝熱の進展」にあたって

Preface to “Progress in Turbulent Heat Transfer”

塚原 隆裕 (東京理科大学)

Takahiro TSUKAHARA (Tokyo University of Science)

e-mail: tsuka@rs.tus.ac.jp

乱流に付随する伝熱現象は、産業分野あるいは自然環境に関わる諸問題において重要な因子です。「乱流伝熱」の実験的・数値的あるいは機械学習による予測技術は、今後も重要度は増す一方です。本学会誌にて乱流伝熱の関連記事は多く掲載されてきましたが、特集主題としては少なくとも直近20年の間に組み込まれておりませんでした。それは、乱流自体が余りにも日常的でありふれており、あらゆる伝熱場面で多様な形で顕在化するためであったとも思います。しかし、だからこそ乱流物理および乱流伝熱の基礎研究に改めて焦点を当て、最近の新しい知見・知識に頭をアップグレードして頂く機会を提供できれば幸い、と考えました。過去の特集から敢えて分野の近いものを挙げれば、2016年4月号No. 231の特集「強制対流伝熱の昨今」がございます。この度の特集記事と、執筆者が一部重なる方もいらっしゃると思いますが、その後の更なる研究展開が紹介されており、いずれも興味深い玉稿を頂きました。入門的な解説から工学応用問題まで幅広く、しかし乱流伝熱という共通した難問に挑む研究の数々が紹介されております。そして、乱流伝熱の基礎研究も進展は目覚ましく、「究極熱伝達」、「粗面乱流熱伝達」、「乱流燃焼」等において若手研究者が大いに活躍しており、今後の発展も益々楽しみになる記事ばかりです。本特集では、これらの最近の乱流伝熱研究について、最前線で活躍中の研究者に解説を頂きました。

乱流で伝熱量を極限まで上げたい...となれば、その上界は存在するか？達成可能なものか？この究極の問いには遂に大阪大学の本木氏らが答え、貫通壁面や多孔質壁面の Rayleigh-Bénard 対流を対象に究極スケールリング（無次元熱伝達率が Rayleigh 数の $1/2$ 乗に比例）が初実証されました。壁面近傍でさえも粘性に依存しない熱・流体輸送にある「究極熱伝達」が、自然／強制対流のいずれでも達成可能であることの解説を頂きました。

次に、また Rayleigh-Bénard 対流が数値モデルにおける乱流表現の基軸となる「気象」を取り上げ、乱流伝熱との関係性について、電力中央研究所の服部氏らに解説を頂きました。特性スケールが広範な非定常境界と非一様地表面境界を持つ大気境界層を対象に、研究の取り組みを紹介しています。

熱流体機器設計では往々にして低抵抗・高伝熱特性を求められますが、運動量輸送とスカラー輸送のアナロジー、いわゆるレイノルズの相似則を破ることは容易ではありません。東京大学の長谷川氏と明治大学の亀谷氏には、乱流熱伝達も加味した相似則の基礎的な説明に始まり、最近の対流伝熱促進技術の総説記事を頂きました。特に随伴解析に基づく伝熱面形状最適化の実証で得られた有意な複雑粗面形状の“解”は興味深いものです。元来、粗面乱流熱伝達のそれ自体が歴史ある難題でありまして、これについて大阪公立大学の桑田氏・須賀氏は格子ボルツマン法による直接数値解析 (DNS) により、レイノルズの非相似性因子に関する見事なスケールリングを報告されています。

伝熱工学が寄与すべきカーボンニュートラルや安定エネルギー供給の実現には、クリーン燃焼技術の確立や、ガスタービンの高効率化・高出力化が求められています。前者に関して、燃焼機器設計の高度な最適化には、高精度な数値燃焼解析が要されます。東京工業大学の源氏・店橋氏には、燃焼問題における DNS や LES (large-eddy simulation), 機械学習による乱流燃焼モデル開発の取り組みの紹介を頂きました。東京農工大学の村田氏からは、ガスタービン翼の内部冷却と翼後縁フィルム冷却について、多段面乱流計測や LES 解析による多くの結果と共に解説のご寄稿を頂きました。

最後に、塚原・福留氏 (東京理科大学) からは、亜臨界遷移域における層流－乱流共存状態に関し、昨今の研究動向と、独特な非相似性を見せる乱流伝熱の一面について、紹介の機会を頂戴しました。

貫通壁面間乱流における究極熱伝達

Ultimate Heat Transfer in Turbulence between Permeable Walls

本木 慎吾, 河原 源太, 清水 雅樹 (大阪大学)

Shingo MOTOKI, Genta KAWAHARA and Masaki SHIMIZU (Osaka University)

e-mail: motoki.shingo.es@osaka-u.ac.jp

1. はじめに

乱流による熱輸送現象の解明と制御は、物理学上の未解決の難問であると同時に、幅広い産業分野への工学応用に直結する重要な課題である。新たな乱流伝熱促進技術の開発は、例えば、火力・原子力発電所の冷却システムやエアコンなどの空調設備、また、自動車のエンジンあるいはモーター、CPUの冷却など、多種多様な工学機器の性能向上に繋がり、持続可能な社会に向けたエネルギーの有効利用の観点からも重要な意義をもつ。

流体による熱の輸送を伴う工学機器において、多くの場合、熱伝導性を有する固体壁面と流体の間で熱伝達が行われる。一般に、流体の粘性により、固体壁面近傍では流体と固体の相対速度は小さくなり、壁面上でゼロになるので、たとえ流れが乱流であっても、流体と固体の界面ではあくまでも熱伝導のみによって熱の移動が生じる。従って、乱流熱伝達における壁面熱流束は流体の熱伝導率に依存するはずである。もし、壁面熱流束が熱伝導率に依存することのない乱流状態を実現することが出来れば、通常の乱流に比べて極めて大きな熱量を輸送することが可能となる。本稿では、このような特異な熱伝達、すなわち究極熱伝達 (ultimate heat transfer) についての著者らの研究を紹介する。

2. 究極熱伝達

究極熱伝達は自然対流 (熱対流) に関する研究分野において活発に議論が行われてきた。重力が作用する水平な壁面に挟まれた流体の層について、下壁面を加熱、上壁面を冷却することで生じる熱対流は特に Rayleigh-Bénard 対流と呼ばれる。この対流において、温度差に起因する浮力の影響は無次元の壁面間温度差を表す Rayleigh 数 Ra によって特徴付けられ、 Ra が低い場合には流体は静止状態を維持し、流体内部においても熱伝導のみによって熱は移動する。しかし、 Ra がある臨界値を超えると対流が発

生し、対流運動によっても熱が移動することとなる。そして、さらに Ra を増加させていくと、やがて流れは乱流となる。乱流状態において、無次元の壁面熱流束を表す Nusselt 数 Nu と Ra の間にどのような関係が成り立つかという問題は、Rayleigh-Bénard 対流における主要な関心の一つとして長年精力的に研究が行われてきた [1-3]。数多くの実験と数値シミュレーションにおいて、古典スケールリング (classical scaling) と呼ばれる $Nu \sim Ra^{1/3}$ なるスケールリング則 [4,5] が高 Ra で成り立つことが示されている。他方、より高い熱伝達を示す $Nu \sim Pr^{1/2} Ra^{1/2}$ なるスケールリング則 [6,7] は究極スケールリング (ultimate scaling) と呼ばれ、高 Ra 極限において実現し得るという期待のもと、半世紀以上にわたり追求され続けてきた。ここで、 Pr は流体の動粘性係数 ν と温度拡散係数 κ の比を表す Prandtl 数である。究極スケールリングは、変分原理に基づく手法を用いることで、Rayleigh-Bénard 対流における Nu に対する厳密な数学的上界として得られている [8,9]。また、著者らは最近、一定の温度差を有する 2 つの平板間における変分問題の最大熱流束解がこの上界に極めて近いスケールリング則を示すことを明らかにしており [10]、究極スケールリングの実現可能性が理論的に示唆されている。しかし、極めて高 Ra を達成した実験 ($Ra \leq 10^{17}$) [11] や数値シミュレーション ($Ra \leq 10^{15}$) [12] においても究極スケールリングは未だ観測されていない。一方で、水平壁面に粗面を用いた場合には、 $Nu \sim Ra^{1/3}$ から $Nu \sim Ra^{1/2}$ への遷移が観測されている [13,14]。しかし、このスケールリングの変化は、壁面上の熱伝導層の厚さと粗さ要素の高さが同程度となるときに生じる限定的なものであり、さらに Ra を増加させると再び $Nu \sim Ra^{1/3}$ に戻ってしまうことが最近報告されている [15]。

強制対流 (壁面せん断流) においては、無次元の壁面熱流束を表す Stanton 数 St と無次元の壁面摩擦応力を表す摩擦係数 c_f の間に $St \sim Pr^{-2/3} c_f$ なる関係

(Chilton–Colburn の相似則[16]) が乱流状態においても成り立つことが経験的に知られている。\$St\$ が Reynolds 数 \$Re\$ に依らず一定となるスケーリング則 (\$St \sim Re^0\$) は究極熱伝達を意味する。しかし、壁面が滑らかである場合、一般に \$c_f\$ は \$Re\$ の増加に伴い減少し (例: Blasius の式 \$c_f \sim Re^{-1/4}\$), 運動量輸送と熱輸送の間の相似性のために、\$St\$ もまた減少する[17]。一方、壁面が粗い場合、Moody 線図[18]としてよく知られるように、高 \$Re\$ 域において \$c_f \sim Re^0\$ が成り立つ。しかし、この流動抵抗の顕著な増加は、粗さ要素後流の流れの剥離に起因する圧力損失の増大によるものであり、圧力勾配は温度場に直接寄与しないため、滑面と同様に薄い熱伝導層が壁面に沿って分布し、\$St\$ は \$Re\$ の増加に伴い減少してしまう[17,19]。

このように、自然対流、強制対流のどちらにおいても、粗面を含む通常の壁面では究極熱伝達は未だ達成されていない。

3. 貫通壁面間乱流の数値シミュレーション

3.1 貫通壁面条件

貫通壁面条件[20]は多孔質壁面を模擬した単純な境界条件であり、例えば、\$z = \pm h\$ に位置する2つの平行な壁面上に

$$u = v = 0, \quad w = \pm \beta p' / \rho \quad (1)$$

を課す。ここで、\$u, v\$ は壁面平行方向の速度、\$w\$ は壁面垂直方向の速度であり、\$\beta (\ge 0)\$ は壁面透過率を表す定数、\$p'\$ は壁面上における局所の圧力変動、\$\rho\$ は流体の密度である。すなわち、滑りなし条件に加えて壁面垂直方向の速度が圧力変動に比例するという条件を仮定する。このような境界条件は、例えば壁面に垂直に多数の細孔を開け、流体層 (流路) に接する壁面の反対側に同一の流体で満たされた容器を設置する場合の条件に相当する。この場合、流体層と容器間の圧力差によって、流体は細孔を通じて壁面垂直方向に運動するが、壁面平行方向には拘束を受け、孔の径が十分に小さい場合には、壁面上での流入出速度は圧力差に比例すると考えられる。

ここでは、貫通壁面条件とともに等温条件を壁面に課すことで得られた熱対流乱流[21]とチャネル乱流[22]の直接数値シミュレーション (DNS) の結果を示す。壁面平行方向には周期境界条件を用いている。なお、この等温貫通壁面条件の場合にも、通常の壁面と同様に、壁面上での熱の移動は熱伝導に支配されることに注意する。

3.2 水平貫通壁面間熱対流

水平貫通壁面間の熱対流において、速度場 \$\mathbf{u}\$ および温度場 \$T\$ の時間発展は

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + g \alpha T \mathbf{e}_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T \quad (4)$$

で与えられる。ここで、\$t\$ は時間、\$p\$ は圧力、\$g\$ は重力加速度、\$\alpha\$ は流体の体積膨張率、\$\mathbf{e}_z\$ は鉛直方向の単位ベクトルを示す。この対流は Rayleigh 数 \$Ra = g \alpha \Delta T H^3 / (\nu \kappa)\$, Prandtl 数 \$Pr = \nu / \kappa\$, および無次元の壁面透過率 \$\beta U\$ によって特徴付けられる (\$\Delta T\$ は壁面間温度差、\$H\$ は壁面間距離、\$U = \sqrt{g \alpha \Delta T H}\$ は浮力による終端速度を示す)。支配方程式 (2)-(4) は Rayleigh–Bénard 対流を記述する Boussinesq 方程式そのものであり、付加的な外力や内部発熱/吸熱源を有しないことに注意する。したがって、Nusselt 数 \$Nu\$ は壁面温度勾配のみを用いて評価できる。また、貫通壁面上の速度変動は系全体のエネルギー収支に寄与するが、追加のエネルギー注入を必要としないことを確認している。すなわち、貫通壁面間の乱流運動は通常壁面 (非貫通壁面) 間と同様に浮力のみによって維持される。

図 1 に \$Nu\$ と \$Ra\$ の関係を示す。図中の赤色の丸が貫通壁面間の熱対流乱流の結果である。また、白抜き丸と四角は通常壁面間の熱対流乱流に対する著者らの結果と他の研究者らの結果[23-25]を示しており、どの \$Ra\$ においても、壁面の透過性は顕著な伝熱促進をもたらすことがわかる。また、赤色の直線は究極スケーリング \$Nu = 0.02 Ra^{1/2}\$ を表し、青色の直線はどちらも古典スケーリング \$Nu = 0.37 Ra^{1/3}\$, \$0.06 Ra^{1/3}\$ を表している。貫通壁面の場合には、\$Ra \le 10^7\$ において通常壁面の場合と同様に古典スケーリングが成り立つが、\$Ra \ge 10^7\$ になると究極スケーリングを達成していることが明瞭に確認できる。このスケーリングの変化は、図 2 に示すように、壁面上の鉛直方向速度の 2 乗平均平方根 \$w_{rms}\$ からも確認できる。\$Ra \le 10^7\$ では、壁面上における \$w_{rms}\$ は \$Ra^{-1/6} U\$ (古典スケーリングに対応) でスケールされ、貫通壁面上の流体の運動は微弱であるが、\$Ra \ge 10^7\$ では、\$w_{rms}\$ は \$U\$ (究極スケーリングに対応) でスケールされ、壁面垂直方向の顕著な流体運動が浮力により励起される。

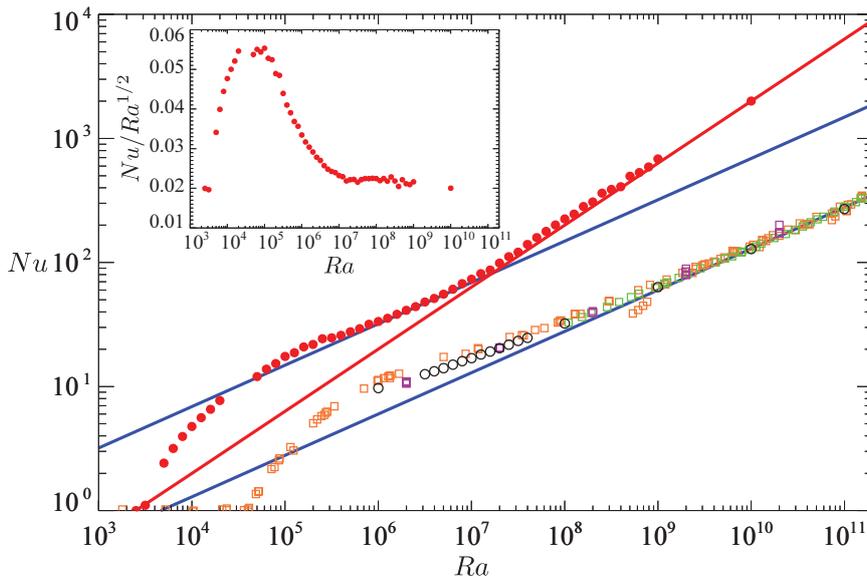


図1 貫通壁面間熱対流乱流における Nusselt 数 Nu と Rayleigh 数 Ra の関係 [21]. 赤色の丸と白抜き丸は貫通壁面 ($\beta U = 3$) と非貫通壁面 ($\beta U = 0$) の結果を示す. Prandtl 数 Pr は 1 である. 四角は Rayleigh-Bénard 対流に関する他の研究者らの結果 [23-25] を示す. 赤色と青色の直線はそれぞれ究極スケーリング $Nu \sim Ra^{1/2}$ と古典スケーリング $Nu \sim Ra^{1/3}$ を表す.

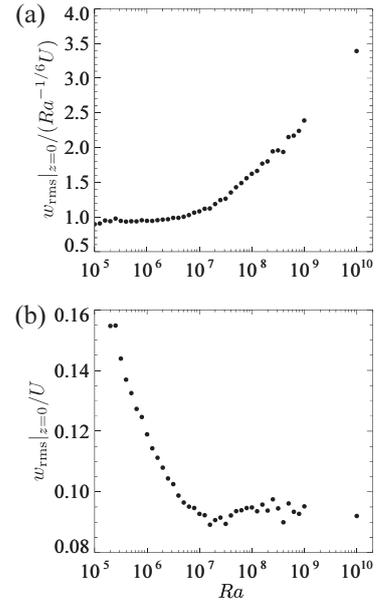


図2 貫通壁面間熱対流乱流 ($Pr = 1, \beta U = 3$) における壁面上の鉛直方向速度の 2 乗平均平方根 w_{rms} と Ra の関係 [21].

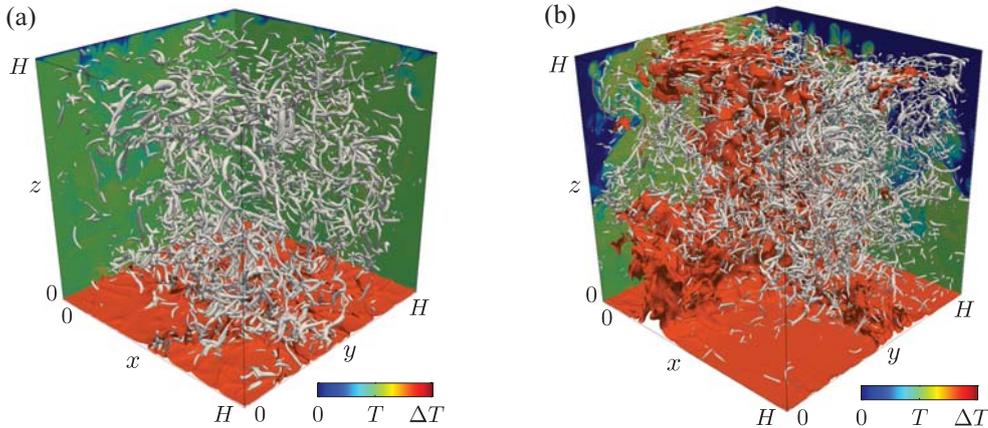


図3 $Ra = 10^9$ における瞬時の乱流構造 ($Pr = 1$) [21]. (a) 非貫通壁面間熱対流 ($\beta U = 0$), (b) 貫通壁面間熱対流 ($\beta U = 3$). 橙色と灰色の構造はそれぞれ温度 $T = 0.7\Delta T$ の等値面と速度勾配テンソルの第 2 不変量の正の等値面を表す. カラーは $x = 0$ と $y = H$ の鉛直面における温度分布を示す.

図3に $Ra = 10^9$ における通常壁面間および貫通壁面間の熱対流乱流の瞬時構造を示す. 高温の熱ブリューム構造が温度の等値面によって示されており, 小スケールの管状渦構造が速度勾配テンソルの第 2 不変量の正の等値面によって可視化されている. 通常壁面の場合には, 小スケールの熱ブリュームが壁面近傍にのみ確認できる. 一方, 貫通壁面の場合には, 壁面間距離 H と同程度の極めて大きな水

平方向の長さスケールを有する大スケールの熱ブリュームが下壁面から上壁面に達していることがわかる. また, 貫通壁面においては通常壁面と比較し, より小スケールの管状渦構造が確認でき, より発達した乱流状態が実現されている. 壁面透過性に起因するこの大規模で強い対流により, 壁面近傍においてさえも粘性に依存しない鉛直方向の流体運動が誘起され, 究極熱伝達が達成される.

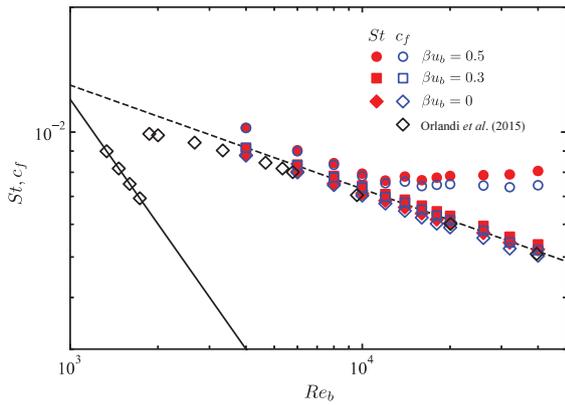


図 4 貫通壁面チャンネル乱流における Stanton 数 St 、摩擦係数 c_f と Reynolds 数 Re_b の関係[22]. Prandtl 数 Pr は 1 である. 黒の菱形はチャンネル乱流の他の DNS データ[26]を示す. 実線と破線はそれぞれ層流の摩擦係数 $c_f = 12Re_b^{-1}$ とチャンネル乱流における経験式 $c_f = 0.073Re_b^{-1/4}$ [27] を表す.

3.3 貫通壁面チャンネル乱流

貫通壁面を伴うチャンネル流において、速度場 \mathbf{u} および温度場 T の時間発展は

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + f \mathbf{e}_x, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T + \frac{q}{\rho c_p} \quad (7)$$

で与えられる. ここで、 c_p は流体の定圧比熱、 \mathbf{e}_x は流れ方向の単位ベクトルを示す. また、 f および q はバルク平均速度 \mathbf{u}_b およびバルク平均温度 T_b を一定に保つための空間的に一様な駆動外力および内部発熱である. この流れは Reynolds 数 $Re_b = 2hu_b/\nu$ 、Prandtl 数 $Pr = \nu/\kappa$ 、および無次元の壁面透過率 βu_b によって特徴付けられる (h はチャンネル半幅を示す). ここで、 f と q の他に付加的な外力や内部発熱/吸熱源を有しないことに注意する. したがって、Stanton 数 St と摩擦係数 c_f は壁面温度勾配と壁面速度勾配のみを用いて評価できる. また、貫通壁面間熱対流と同様に、壁面透過性の導入は追加のエネルギー注入を必要としないことを確認している.

図 4 に St, c_f と Re_b の関係を示す. 通常壁面 ($\beta u_b = 0$) の結果は他の DNS データ[26]と良く一致しており、 $Re_b = 4 \times 10^3 - 4 \times 10^4$ において経験式 $c_f = 0.073Re_b^{-1/4}$ [27] とも整合している. また、通常壁面では、 St は c_f とほぼ等しく、運動量輸送と熱輸送の間の顕著な相似性が確認できる. 他方、貫通壁面

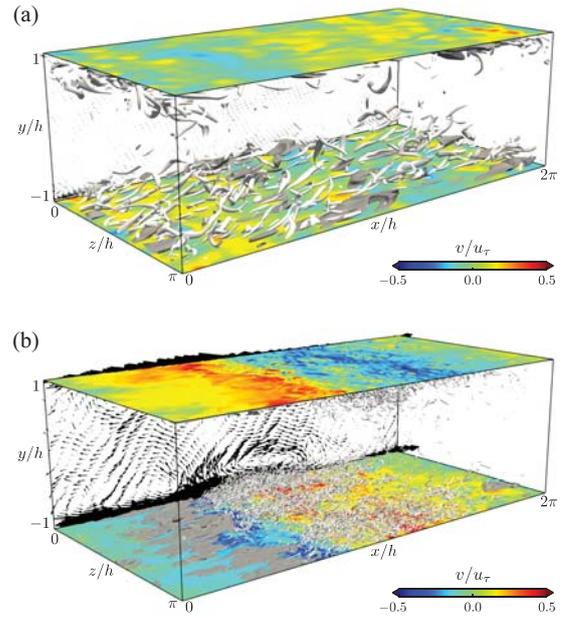


図 5 貫通壁面チャンネル流 ($Pr = 1, \beta u_b = 0.5$) における瞬時の乱流構造[22]. (a) $Re_b = 8 \times 10^3$, (b) $Re_b = 4 \times 10^4$. 灰色と濃灰色の構造はそれぞれ速度勾配テンソルの第 2 不変量と温度変動の正の等値面を表す. カラーは壁面上における壁面垂直方向速度、ベクトルはスパン (z) 方向に平均した速度変動を示す. u_τ は摩擦速度である.

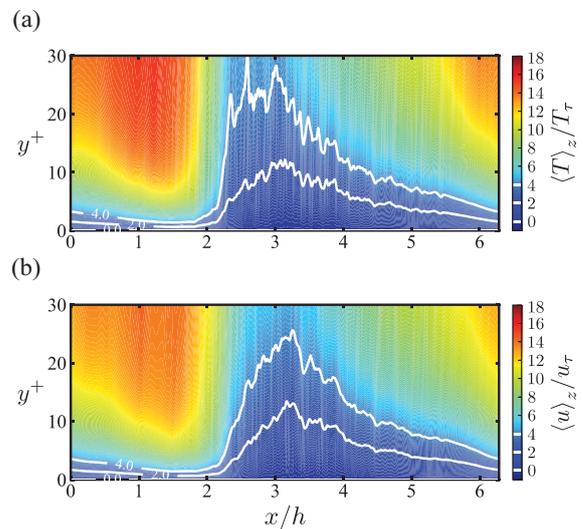


図 6 貫通壁面近傍におけるスパン方向に平均した (a) 温度, (b) 流れ方向速度 ($\beta u_b = 0.5$, 図 5b と同時刻) [22]. u_τ は摩擦速度, T_τ は摩擦温度を表し、 $y^+ = (y + h)/(v/u_\tau)$ である.

($\beta u_b = 0.5$) の場合には、 $Re_b \lesssim 10^4$ では $St \approx c_f \sim Re_b^{-1/4}$ を示すが、 $Re_b \gtrsim 10^4$ になると究極熱伝達 $St \sim Re^0$ および $c_f \sim Re^0$ を達成していることがわかる.

図 5 に貫通壁面 ($\beta u_b = 0.5$) の場合における $Re_b = 8 \times 10^3$, 4×10^4 での瞬時の乱流構造を示す。灰色と濃灰色の構造はそれぞれ速度勾配テンソルの第 2 不変量と温度変動の正の等値面を表す。 $Re_b = 8 \times 10^3$ では、通常の壁乱流と同様の乱流構造が確認でき、壁面近傍に縦渦構造 (流れ方向に向けた管状渦構造) が一様に分布している。一方、究極熱伝達が達成される $Re_b = 4 \times 10^4$ では、下流方向に伝播する大規模な乱流構造が出現する。図中のカラーは貫通壁面上の壁面垂直方向速度の分布を表し、スパン方向の際立った秩序を示している。吹き出し領域と吸い込み領域は流れ方向に交互に分布しており、小スケールの渦構造は吹き出し領域に、高温の流体は吸い込み領域に集中していることがわかる。また、ベクトルはスパン方向に平均した速度変動を表し、チャンネル半幅 h と同程度の極めて大きなスパン方向ロール構造の存在を示している。この顕著な乱流変動は貫通壁面上におけるせん断層の Kelvin-Helmholtz 型不安定性に起因する[20]。図 6 は $Re_b = 4 \times 10^4$ について、壁面近傍におけるスパン方向に平均した温度と流れ方向速度を示している。通常の壁乱流とは全く異なり、壁面極近傍においても温度と速度の大きな変動が誘起されていることがわかる。しかし、このような激しい乱流運動にも拘わらず、粗面とは異なり、貫通壁面では低圧 (吹き出し) 領域と高圧 (吸い込み) 領域が流れ方向に交互に分布し下流方向に伝播するために、壁面上に顕著な流れの剥離が生じていない。したがって、大規模で強いスパン方向ロールによって運動量輸送だけでなく熱輸送も相似的に促進され、究極熱伝達が達成される。

4. 貫通壁面による究極熱伝達の発現メカニズム

流体の粘性率と熱伝導率に依らず乱流熱輸送を特徴付ける代表速度、代表温度差、代表長さをそれぞれ U (チャンネル流の場合には u_b に等しい)、 ΔT 、 H とすると、究極熱伝達を実現する乱流状態において、壁面熱流束 q_w は $\rho c_p U \Delta T$ に比例し、流体の熱伝導率 λ に依存しない。このとき、熱対流において、Nusselt 数 Nu は $Nu = q_w / (\lambda \Delta T / H) \sim Pr^{1/2} Ra^{1/2}$ となり、壁面せん断流において、Stanton 数 St は $St = q_w / (\rho c_p U \Delta T) \sim Re^0$ となる。一方、乱流のエネルギー散逸率 ϵ が U^3 / H に比例し、流体の粘性に依存しない Taylor の散逸則が成り立つとき、壁面せん断流

(チャンネル流) において、 c_f は壁面摩擦応力 τ_w と流れの駆動力との釣り合い、およびエネルギー収支から、 $c_f = 2\tau_w / (\rho u_b^2) = \epsilon H / U^3 \sim Re^0$ となる。貫通壁面条件により、 H と同程度の長さスケールを有する大規模構造 (大規模熱プルーム、大規模スパン方向ロール) が発生すると、 U でスケールされる壁面垂直方向の強い速度変動が壁面近傍においてさえも励起される。その結果、究極スケーリング $Nu \sim Pr^{1/2} Ra^{1/2}$ および Taylor の散逸則 $c_f \sim Re^0$ が現れる。また、この激しい流体運動にも拘らず、貫通壁面においては流れの剥離が生じない。そのため、運動量輸送と熱輸送の間の相似性が維持される。結果として、大規模構造によって ΔT でスケールされる強い温度変動が相似的に励起され、 $St \sim Re^0$ が現れる。以上のメカニズムにより、貫通壁面間の乱流において、究極熱伝達が達成される。より詳細な究極スケーリングの物理的解釈については原論文 [21,22] を参照されたい。

5. 多孔質壁面による究極熱伝達

最後に、より実的な多孔質壁面による究極熱伝達の実現可能性について述べる。3.1 節で述べたように、本研究で用いた滑りなし貫通壁面条件は、壁面垂直方向に開いた多数の細孔で構成される多孔質体を用いて再現可能であると考えられる。ここで、細孔内の流れが Hagen-Poiseuille 流であると仮定すると、壁面間距離 H と同程度の厚さの多孔質体を壁面として用いた場合、細孔の直径を $d \sim 0.01H$ とすると、 $Pr \sim 1$ について、究極熱伝達が予測される $Ra \sim 10^{12}$ 、 $Re_b \sim 10^6$ における無次元壁面透過率は $\beta U \sim 1$ 、 $\beta u_b \sim 1$ と見積もることができる。したがって、十分に実験で実現可能であると考えられる。また最近、種々の多孔質壁面を有するせん断乱流に対する実験 [28,29] において、大規模なスパン方向乱流構造が現れることが報告されている。さらに、貫通壁面に対応する多孔質壁面を用いた熱対流および円管内流に対する著者らの実験により、大規模乱流構造と究極スケーリングの発現が確認されていることを付記する [30,31]。

6. おわりに

本稿では、乱流伝熱における最近の進展として究極熱伝達を紹介し、貫通壁面 (壁面垂直方向に透過性を有する壁面) を用いた直接数値シミュレーション

ンにより、自然対流（熱対流）、強制対流（壁面せん断流）のどちらにおいても究極熱伝達が達成し得ることを示し、貫通壁面の導入によりなぜ究極状態が実現し得るのかを考察した。なお、紙面の都合で割愛した乱流統計量の詳細については原論文[21,22]を参照されたい。また、著者らは最近、貫通壁面間熱対流において熱伝導解から分岐する単純な定常解もまた究極スケーリングを示すことを見出している[32]。このような Navier–Stokes 方程式の非線形解を用いることで、究極熱伝達に対する理論的解釈を与えることができると期待される。

流体制御の観点からみると、壁面透過性の導入はセンサやアクチュエータを必要としない受動制御であることも特筆すべき点である。本研究を契機とし、単純で実装が容易な壁面を用いて究極熱伝達が実現可能となれば、幅広い工学応用が期待できる。

参考文献

- [1] Ahlers, G., Grossmann, S. and Lohse, D., Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh–Bénard convection, *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 503–537 (2009).
- [2] Chillà, F. and Schumacher, J., New perspectives in turbulent Rayleigh–Bénard convection, *Eur. Phys. J. E*, **35** (2012).
- [3] Roche, P. E., The ultimate state of convection: a unifying picture of very high Rayleigh numbers experiments, *New J. Phys.*, **22**, 073056 (2020).
- [4] Priestley, C. H. B., Convection from a large horizontal surface, *Aust. J. Phys.*, **7**, 176–201 (1954).
- [5] Malkus, W. V. R., The heat transport and spectrum of thermal turbulence, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **225**, 196–212 (1954).
- [6] Spiegel, E. A., A generalization of the mixing-length theory of thermal convection, *Astrophys. J.*, **138**, 216–225 (1963).
- [7] Kraichnan, R. H., Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number, *Phys. Fluids*, **5**, 1374 (1962).
- [8] Doering, C. R. and Constantin, P., Variational bounds on energy dissipation in incompressible flows. III. Convection, *Phys. Rev. E*, **53** (6), 5957–5981 (1996).
- [9] Plasting, S. C. and Kerswell, R. R., Improved upper bound on the energy dissipation rate in plane Couette flow: the full solution to Busse’s problem and the Constantin–Doering–Hopf problem with one-dimensional background field, *J. Fluid Mech.*, **477**, 363–379 (2003).
- [10] Motoki, S., Kawahara, G. and Shimizu, M., Maximal heat transfer between two parallel plates, *J. Fluid Mech.*, **851**, R4 (2018).
- [11] Niemela, J. J., Skrbek, L., Sreenivasan, K. R. and Donnelly, R. J., Turbulent convection at very high Rayleigh numbers, *Nature*, **404**, 837–840 (2000).
- [12] Iyer, K. P., Scheel, J. D., Schumacher, J. and Sreenivasan, K. R., Classical 1/3 scaling of convection holds up to $Ra = 10^{15}$, *Proc. Natl Acad. Sci. USA*, **117**, 7594 (2020).
- [13] Roche, P.-E., Castaing, B., Chabaud, B. and Hébral, B., Observation of the 1/2 power law in Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Rev. E*, **63**, 045303(R) (2001).
- [14] Toppaladoddi, S., Succi, S. and Wettlaufer, J. S., Roughness as a route to the ultimate regime of thermal convection, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 074503 (2017).
- [15] Zhu, X., Stevens, R. J. A. M., Verzicco, R. and Lohse, D., Roughness-facilitated local 1/2 scaling does not imply the onset of the ultimate regime of thermal convection, *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 154501 (2017).
- [16] Chilton, T. H. and Colburn, A. P., Mass transfer (absorption) coefficients prediction from data on heat transfer and fluid friction, *Ind. Eng. Chem.*, **26**, 1183–1187 (1934).
- [17] Webb, R. L., Eckert, E. R. G. and Goldstein, R. J., Heat transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **14**, 601–617 (1971).
- [18] Moody, L. F., Friction factors for pipe flow, *Trans. ASME*, **66**, 671–684 (1944).
- [19] Macdonald, M., Hutchins, N. and Chung, D., Roughness effects in turbulent forced convection, *J. Fluid Mech.*, **861**, 138–162 (2019).
- [20] Jiménez, J., Uhlmann, M., Pinelli, A. and Kawahara, G., Turbulent shear flow over active and passive porous surfaces, *J. Fluid Mech.*, **442**, 89–117

- (2001).
- [21] Kawano, K., Motoki, S., Shimizu, M. and Kawahara, G., Ultimate heat transfer in ‘wall-bounded’ convective turbulence, *J. Fluid Mech.*, **914**, A13 (2021).
- [22] Motoki, S., Tsugawa, K., Shimizu, M. and Kawahara, G., The ultimate state of turbulent permeable-channel flow, *J. Fluid Mech.*, **931**, R3 (2022).
- [23] Chavanne, X., Chillà, F., Chabaud, B., Castaing, B. and Hebral, B., Turbulent Rayleigh–Bénard convection in gaseous and liquid He, *Phys. Fluids*, **13** (5), 1300–1320 (2001).
- [24] Niemela, J. J. and Sreenivasan, K. R., Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4, *J. Fluid Mech.*, **557**, 411–422 (2006).
- [25] Stevens, R. J. A. M., Verzicco, R. and Lohse, D., Radial boundary layer structure and Nusselt number in Rayleigh–Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **643**, 495–507 (2010).
- [26] Orlandi, P., Bernardini, M. and Pirozzoli, S., Poiseuille and Couette flows in the transitional and fully turbulent regime, *J. Fluid Mech.*, **770**, 424–441 (2015).
- [27] Dean, R. B., Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow, *ASME J. Fluids Eng.*, **100**, 215–223 (1978).
- [28] Suga, K., Nakagawa, Y. and Kaneda, M., Spanwise turbulence structure over permeable walls, *J. Fluid Mech.*, **822**, 186–201 (2017).
- [29] Suga, K., Okazaki, Y. and Kuwata, Y., Characteristics of turbulent square duct flows over porous media, *J. Fluid Mech.*, **884**, A7 (2020).
- [30] 白井敦, 本木慎吾, 河原源太, 多孔質壁面間熱対流乱流における究極熱伝達, 日本機械学会 2021 年度年次大会講演論文集, S055-25 (2021).
- [31] 八尾洋希, 酒井智弘, 本木慎吾, 河原源太, 多孔質壁面を有する円管内流における乱流熱伝達, 日本機械学会第 99 期流体工学部門講演会講演論文集, OS02-09 (2021).
- [32] Motoki, S., Kawahara, G. and Shimizu, M., Steady thermal convection representing the ultimate scaling, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **380**, 20210037 (2022).

気象と乱流伝熱

Meteorology and Turbulence Heat Transfer

服部 康男, 須藤 仁, 中尾 圭佑 (電力中央研究所)
Yasuo HATTORI, Hitoshi SUTO, Keisuke NAKAO (CRIEPI)
e-mail: yhattori@criepi.denken.or.jp

1. はじめに

この原稿のお話を頂き、執筆を着手するにあたって、書棚にある気象（大気に係る現象）や乱流に関係する教科書・書籍を読み直すこととした。その中にタイトルを、“Atmospheric turbulence and mesoscale meteorology [1]” とする書籍があった。この書籍は、大気乱流 (atmospheric turbulence) を主題の一つとしたものである。大気乱流に関する著名な研究者である Douglas Lilly 博士の 75 歳の誕生日を記念して発刊されており、Lilly 博士が携わったテーマを取り上げ、その研究動向を取りまとめている。Lilly 博士の代表的な研究成果の一つである、Large-eddy simulation (LES) に関する記載も多く含んでいる。

LES は、Lilly 博士のポストドク時代のメンターでもある Smagorinsky 博士による大気乱流のモデル化に関する論文 [2] を起源とする（今でも LES で広く使われる基礎モデルを Smagorinsky-Lilly モデルと呼ぶこともある [3]）。その後も、大気乱流の有力な研究ツールの一つとして、気象分野において広く使われている（例えば、文献 [4]）。一方、乱流伝熱を含む工学分野においても、モデル改良や乱流素過程の解明といった基礎的な研究だけでなく種々の応用問題にも展開されている（例えば、文献 [5]）。

このような LES の一例にも見られる気象と乱流伝熱との“実は”深いかかわりも踏まえて、以下では、乱流（伝熱）をキーワードとした気象研究のいくつかを紹介したい。“実は”と記した理由は、乱流伝熱の研究者には気象に関する研究にふれる機会が限定されているのでは？との推測にある。はじめに、気象の乱流現象の特徴を概説することとした。つぎに、気象の乱流現象に対する乱流伝熱の研究手法を用いた検討例を述べる。ここでは、乱流伝熱の分野で広く利用されている風洞実験やオープンソース CFD コード OpenFOAM に

よる気象の乱流現象の検討について、特に、再現性に力点を置きつつ詳細にふれる。最後に、気象との接点に注視しながら、今後の乱流伝熱の進展に関する私案とともに本原稿をまとめる。

なお、本原稿の内容は、最後の私案だけでなく、いずれも著者らの知見・視点に基づくものである。大気境界層（地表面の影響を受ける大気下層の薄い層であり、乱流境界層のようなもの）に関連するものがほとんどであることや熱輸送（伝熱）を直接取り扱わないものも含んでいること、また、紹介する検討例の多くが著者らによるものであることをお許し願いたい。

2. 大気境界層の乱流現象

大気境界層は、大気を気温の変化を基準にして鉛直方向に 4 つの層に大別したときの最下層になる対流圏に位置する。対流圏は、高度 10 km 程度（緯度などに依存）まで発達し、地表面近傍に形成される大気境界層とその上部に位置する自由大気から構成される。大気境界層は、大気の全体からすると極めて薄い層となり、気象の分野では、小さいスケールの流れ場に位置付けられる。乱流伝熱の研究者にとっては、境界層厚さが $10^2 - 10^3$ m 程度にも及ぶことからわかるとおり、極めて大きいスケールの流れ場といえよう。また、大気境界層の地表面近傍には、力学的および熱的な地表面の条件の影響を強く受ける接地層が発達する。地表面に森林や都市が配置される場合には、キャノピ層も形成される。

大気の運動の特徴の一つとして、様々な時空間スケールの関与を挙げられる。水平方向の空間スケールを、主に、 10^6 m 以上の総観スケール、 $10^3 - 10^6$ m のメソスケール、 $10^0 - 10^3$ m のマイクロスケールに分類できる。このような空間スケールの分類に呼応して、運動（風速）の変動成分のエネルギースペクトルにも特徴的な分布が観察される [6]。

エネルギースペクトルは、 $10^2 h$ 、 $10^1 h$ および $10^{-2} h$ 付近でピークをとる。それぞれの変動成分の要因を、総観スケールにより生じる気圧配置の変化、メソスケールにより生じる日変化、そしてマイクロスケールにより生じる乱流とする。なお、このスペクトル分布から、通常的气象観測における 10 分 ($\cong 10^1 h$) 程度の時間平均値の取得が、総観スケールにより生じる気圧配置の変化や日変化の把握を意図したものであることを理解できる。

ここで、エネルギースペクトルが $10^1 h$ と $10^{-2} h$ との間では小さな値にとどまることを強調したい。この $10^1 h$ と $10^{-2} h$ との間でのスペクトルのギャップは、大気境界層の乱流評価およびそのモデル化の礎となる。総観スケールやメソスケールの変動成分の直接的な影響への考慮を求めず、大気境界層の乱流特性の普遍化を支持するものといえる。乱流によるエネルギースペクトルのピークに相当する空間スケールにわたる地表面条件の一様性を仮定することで、Monin-Obukhov 相似則 [7, 8] が導かれる。Monin-Obukhov 相似則は、接地層における鉛直方向の乱流フラックスを与えるもので、LES を含む数値気象モデルの地表面境界条件の設定にも広く使われている。

大気境界層の乱流評価およびそのモデル化において、メソスケールでの日変化による変動成分の大気境界層内の乱流への直接的な影響を考慮しないと述べたが、日変化に伴う乱流の成因（大気境界層の駆動力）の変化が乱流フラックスを含む統計量に与える影響の把握は、重要な研究課題となっている。例えば、乱流の成因が力学的なものから熱的なものに変化すると、大気境界層内に形成される組織運動も *streaky* なものから *cell-like* なものへと変調する。乱流伝熱の研究者におかれては、強制対流と自然対流との乱流構造の差異を思い浮かべていただくとよいだろう。夜間に形成される安定成層での変動成分の急激な減衰とともに、乱流伝熱の研究者にとっても興味ある現象と思われる。その詳細については、関連する既往研究（例えば、文献 [9]）を参照されたい。

このように大気境界層の乱流現象に関する議論では、一般的に総観スケールやメソスケールの変動成分の直接的な影響が小さいこと（境界条件の定常性）を乱流の特性スケールに相当する水平方向の一様な地表面（境界条件の一様性）とともに

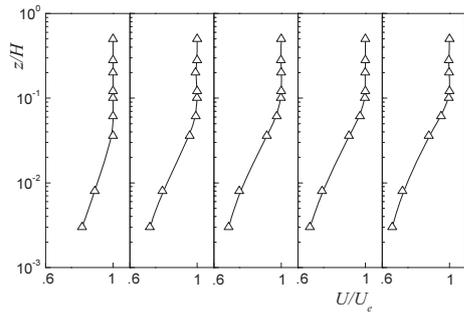
前提とする。一方で、近年の計算機能力の向上に伴い、気象予報や再現に用いる数値気象モデルに付与される格子の高解像度化が進んだ結果、このような前提に基づく乱流への物理モデルの適用が困難となってきている [10]。しかしながら、大気境界層での観測では、メソスケールの変動成分の把握およびその調整が困難である。また、大気境界層を対象とした LES では、数値気象モデルが広く活用されているものの、都市キャノピの取り扱いにおいて複雑形状を陽に考慮することが難しく、乱流輸送量の算定に簡易的な物理モデルが使われる。このような課題に対して、乱流伝熱の分野で広く使われている風洞実験や CFD コードの特徴を活かした検討例を以下に示す。

3. 風洞実験によるメソスケール変動の影響把握

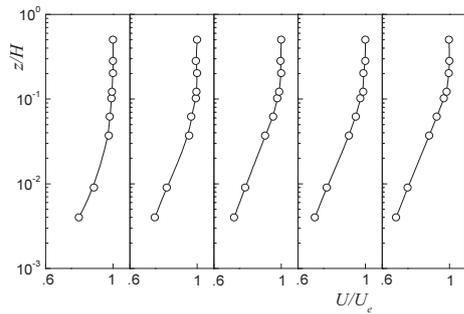
メソスケールの変動成分の影響による大気境界層内の接地層における乱流特性の変調を明らかにすべく、風洞実験を実施した。実験の詳細については、4 象限分類法や PIV による組織構造の同定に関する内容も含めて、既報 [11, 12] を参照されたい。

力学的に乱流生成が行われている状態（中立状態、強制対流に相当）を対象とした。風洞の測定部に発達する乱流境界層を大気境界層に相当するものとした。この考えは、風工学分野でも一般的なものである。本風洞実験の特徴は、メソスケールの変動成分を模擬するために、測定部の上流にアクティブグリッド [13] を設置したことにある。乱流境界層の中の対数域が大気境界層の中の接地層に対応するとして上で、対数域の乱流特性が接地層での観測結果と一致するように、アクティブグリッドの振幅や回転速度・加速度などを調整した。風洞実験と接地層観測との間にあるスケール差に対して、対数域の厚さ h が接地層の高さに対応するとし、これらの特性長さ h と摩擦速度 u_τ による規格化を適用した。

アクティブグリッドから発生する大きな渦により、境界層の平衡状態を得るには、下流への十分な距離を要すると考えられた。図 1 に、主流方向風速の平均値の境界層内鉛直分布の下流方向への変化を示す。アクティブグリッドの動作のある場合とない場合の結果を列挙した。ここでは風洞中心での風速 U_c および測定部高さ H により無次元



(a) アクティブグリッドの動作なし

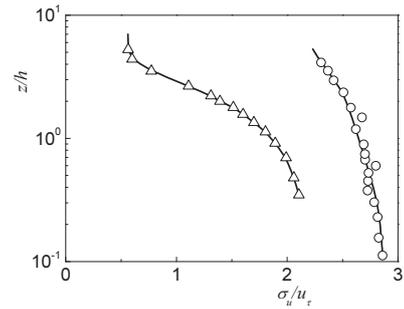


(b) アクティブグリッドの動作あり

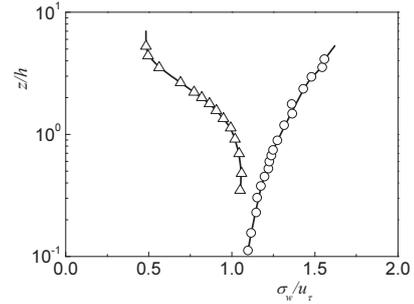
図1 主流方向風速の平均値の境界層内分布 (左から, $x/L_M = 5, 15, 25, 31, 38$ での結果)

化した。下流への境界層の発達過程を確認するため、アクティブグリッドからの下流方向距離 x について、 $x/L_M = 5 - 38$ の結果を示した (L_M : アクティブグリッドの格子間隔)。アクティブグリッドの動作の有無によらず、境界層の発達を確認できた。運動量厚さの下流方向への増加は、 $x^{4/5}$ の関数となっており、通常の壁乱流のものと整合した。レイノルズ数依存性が無視できる運動量厚さを $x/L_M = 38$ にて得た。

大気接地層におけるメソスケールの変動成分の影響を検討するため、 $x/L_M = 38$ におけるアクティブグリッドの動作がある場合とない場合の乱流諸量を比較した。図2に、主流方向および鉛直方向風速変動の乱流強度の境界層内鉛直分布を示す。まず、アクティブグリッドが動作したときの対数域 ($z/h < 1$) における乱流強度 ($\sigma_u/u_\tau = 2.6 - 2.8$, $\sigma_w/u_\tau = 1 - 1.3$) の値だけでなく、 σ_w の z に対する増加率についても実際の接地層での観測 [14] との整合を確認した。メソスケールの変動成分を付加した際、乱流強度は、 σ_u においては対数域全体



(a) 主流方向風速変動



(b) 鉛直方向風速変動

図2 主流方向および鉛直方向風速変動の乱流強度の境界層内分布 ($x/L_M = 38$ での結果, 図1と同様に, \circ, \triangle がアクティブグリッドの動作あり, なしでの結果となる)

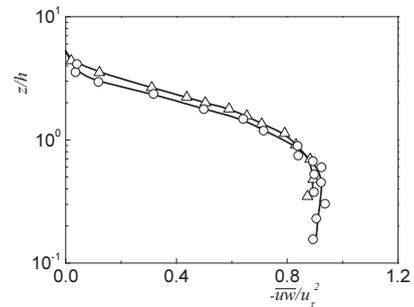


図3 レイノルズ応力の境界層内分布 ($x/L_M = 38$ での結果, 図1と同様に, \circ, \triangle がアクティブグリッドの動作あり, なしでの結果となる)

で増加した。 σ_w においては z とともに漸増し、メソスケールの変動に対する壁面（地表面）の減衰効果を理解できた。一方、図3に示したレイノルズ応力においてはメソスケールの変動の影響が見られなかった。主流方向風速の平均値の境界層内鉛直分布 (図1) においても同様の結果となったことから、数値気象モデルに広く用いられている PBL スキーム (いわゆる RANS モデル) に使われ

表1 バルクパラメータの既往 LES との比較
(既往 LES[9]を MS94, 本 LES を OF と記す)

	u^* [m/s]	w^* [m/s]	z_i [m]	τ^* [s]	$-z_i/L$
MS94	0.56	2.02	1030	510	18
OF	0.56	2.0	970	493	16

る渦粘性に対して、メソスケールの変動が陽に
関与しないことを導いた。また、このような乱流強
度とレイノルズ応力の挙動から、主流方向風速変
動と鉛直方向風速変動との間にある負の相関は、
メソスケールの変動により弱化した。この弱化し
た負の相関値は、接地層の観測値[14]と一致した。

4. OpenFOAM による都市キャノピ大気境界層 LES

建物群による非一様地表面境界条件を陽に取り
込んだ LES の実行環境を構築するため、有限体積
法をベースにした CFD コードである OpenFOAM
による大気境界層を対象にした LES を検討した。
LES の詳細については、既報 [15]を参照されたい。
支配的な駆動力が力学的なものとの熱的なものの両
者を対象にした。ここでは、後者（不安定成層、
自然対流に相当）について述べる。都市キャノピ
を含む体系と含まない体系の 2 種類を取り上げる。

Boussinesq 近似を施した基礎方程式系に
PIMPLE アルゴリズム (buoyantBoussinesqPimple
Foam) を適用した。サブグリッドスケールの渦・
熱拡散係数を成層効果を加味した 1 方程式モデル
[16]により見積もった。TVD 条件を満足するよう
に風上差分をブレンドした 2 次精度中心差分スキ
ームによる空間離散および 2 次精度 Back Euler ス
キームによる時間積分を行った。ただし、1 方程
式モデルの移流項には TVD 制限付きの線形補間
を施した。

先行研究 [9, 17]に準じて、地衡風風速 $U_G = 10$
 m s^{-1} 、コリオリパラメータ $f = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ の対流境
界層を対象とした。初期条件として、解析領域全
域に対して x, y 方向風速をそれぞれ 10 m s^{-1} , 0 m
 s^{-1} に設定し、地表面での摩擦およびコリオリ力に
より風速の値が漸減・ベクトルが転向する状態を
考慮した。温位（大気温度に相当）について、
地上高さ 940 m 以下 ($z < 940 \text{ m}$) で 300 K 一定と
し、 1060 m 以下で $8/120 \text{ K m}^{-1}$ 、その上空では $3/1000$

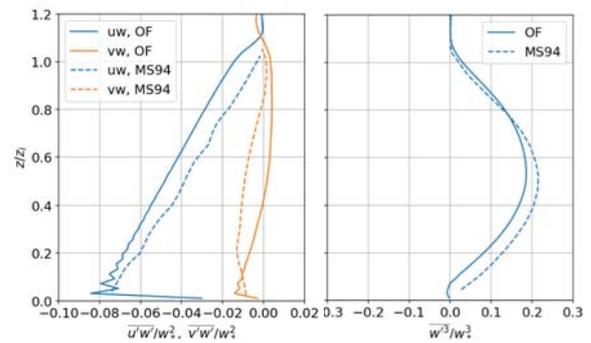


図4 レイノルズ応力・3次モーメントの鉛直分布
(既往 LES[9]を MS94, 本 LES を OF と記す)

K m^{-1} で増加する鉛直分布を設定した。境界条件と
して、水平方向には周期境界条件を付与した。地
表面では Monin-Obukhov 相似則とともに、 0.24 K
 m s^{-1} の熱流束を与えた。粗度長さを 0.16 m とした。
解析領域として、水平方向に $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ 、鉛直
方向に 2 km を考慮した。格子解像度として、水
平方向に $25 \text{ m} \times 25 \text{ m}$ 、鉛直方向に 20 m を付与し
た。時間ステップをクラン数が 0.5 になるよう
可変設定した。スピニングも含めて、 $1.5 \times 10^4 \text{ s}$
の計算を実行した。大気境界層を対象とした既往
の LES [9, 17]と同様に、風速場・温度場の両者の
物理量において時間変化の割合が小さくなる期間
を準定常状態と判断し、レイノルズ分解とともに
統計量を算出した。

はじめに、本 LES の大気境界層の再現性検証の
ため、キャノピを含まないケースについて、既往
LES [9]との比較を行った。表 1 に、バルクパラメ
ータである摩擦速度 u^* 、対流速度 w^* 、大気境界層
高さ z_i 、大気循環時間 τ^* および大気安定度 $-z_i/L$
を比較する。本 LES は、摩擦速度 u^* のような風速場
のパラメータ、Monin-Obukhov 長さ $-z_i/L$ のような
温度場のパラメータ、境界層高さ z_i など、いずれ
の諸量にも、既往 LES との一致を与えた。図 4 に、
大気境界層内の乱流運動量輸送および構造に深く
関連する [17]レイノルズ応力 uw, vw および鉛直
方向風速変動の 3 次モーメント w^3 の鉛直分布を示
す。定量的には差異が生じるものの、3 次モー
メントも含めた境界層全域での既往 LES との整合
を得た。

次に、数値気象モデルでは困難な街区構造を陽
に取り込んだ都市部を含む大気境界層を対象に、

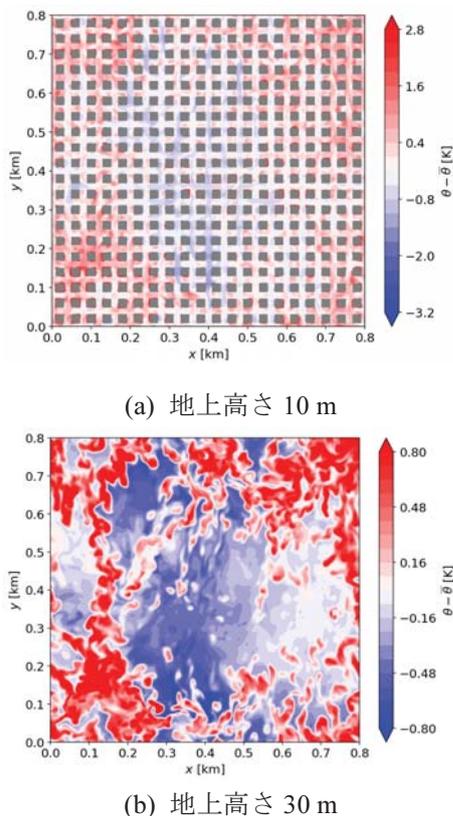


図5 瞬時温位変動の地表面近傍水平断面内分布

LES を実行した．解析対象として建物群を含めたことおよび解析領域を小さくしたこと以外のセットアップを前述の大気境界層を対象とした LES に同じとした．建物群として，Kanda et al.による Comprehensive Outdoor Scale Model (COSMO) 形状 [19, 20] を選択した．建物を模擬した一辺が H ($= 40$ m) の立方体ブロックを $1H$ 間隔 (街路幅に相当) で一様に配置した．建蔽率は 25% となる．計算結果の一例として，温位の変動成分について地表面近傍の 2 高度における水平断面における瞬時値のコンターを，図 5 に示す．支配的な駆動力が熱的な大気境界層に形成される特徴的な組織運動に呼応する cell-like な分布 [9] への建物群による微細構造の重畳が認められた．

5. まとめ

本原稿では，気象の乱流現象に対する乱流伝熱の研究手法を用いた検討を例示した．気象の乱流現象に関する最近の論点の一つである，特性スケールがより大きな変動成分の直接的な影響 (境界

条件の非定常性) および非一様な地表面状態の取り扱い (境界条件の非一様性) に対して，乱流伝熱の分野で広く使われている風洞実験や CFD コードの特徴を活かした取り組みを述べた．このような乱流伝熱の手法に立脚した気象分野での研究課題への取り組みは古くより行われている．例えば，Rayleigh Benard 対流への物理実験の結果は，数値気象モデルの乱流表現の基軸となっている [21]．一方，気象の乱流現象の研究手法を用いた乱流伝熱に対する検討も進められている．大気境界層による乱流観測を活用した高レイノルズ数壁乱流の組織構造の同定や LES の高度化はその一つだろう [22, 23]．このように乱流伝熱と気象との間には，補完関係も認められる．

両分野には，気象では Monin-Obukhov 相似則に基づく地表面境界条件を前提とするが，乱流伝熱では壁面漸近挙動を研究対象といった研究アプローチにおける根本的な差異も存在する．この根本的な差異に注視した検討が独創性を有する学術的にも重要な将来課題の設定につながりうる．地表面境界条件を設定する際に，都市キャノピにおいては，水平面だけでなく鉛直面を含むことになるが，Monin-Obukhov 相似則の適用は，水平面に限定される．熱的に乱流生成が行われている状態 (自然対流に相当) では，水平面と鉛直面では異なる乱流熱フラックスとなるだろう．大規模な鉛直面を対象とした自然対流境界層の乱流現象を対象とした知見 (例えば文献 [24–27]) は，このような課題解決へのヒントを与えるかもしれない．乱流分野で提案された FIK 恒等式 [28] を活用した森林キャノピの非一様性に起因した力学特性の変調を明らかにした研究もある [29]．また，気象では，境界条件や初期条件に対して精緻な情報を得ることが難しく，観測される乱流特性にも有意なばらつきを含むことが多い [30, 31]．そのため，データ同化やアンサンブル予報といった初期・境界条件の不確かさを取り扱う技術が精力的に開発されている．近年のデータサイエンスに関する乱流伝熱の研究の一助になりえるだろう．

本原稿の執筆の機会をいただいた塚原隆裕先生 (東理大)，大気境界層の LES にお力添えをいただいた石原修二氏 (DCC)，気象に関する研究に携わるきっかけおよびその後の多大なお力添えをいただいた平口博丸博士 (電中研) に深謝いたします．

参考文献

- [1] Fedorovich, E. et al. ed. *Atmospheric turbulence and mesoscale meteorology*, Cambridge Univ. Press (2004).
- [2] Smagorinsky, J., General circulation experiments with the primitive equations, 1: the basic experiment, *Mon. Weather Rev.*, **91** (1963) 99.
- [3] Canuto, V. M. and Cheng, Y., Determination of the Smagorinsky-Lilly constant C_s , *Phys. of Fluids*, **9** (1997) 1368.
- [4] Moeng, C-H., A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **41** (1984) 205.
- [5] Sagaut P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: An Introduction*, Springer (2006).
- [6] Van der Hoven, I., Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.007 to 900 cycles per hour, *J. Meteorol.*, **14** (1957) 160.
- [7] Garratt, J. *The atmospheric boundary layer*, Cambridge Univ. Press (1999).
- [8] Kaimal, J. C. and Finnigan, F. F. *Atmospheric boundary layer flows, Their structure and measurement*, Oxford Univ. Press (1994).
- [9] Moeng, C-H. and Sullivan, P., A comparison of shear-and buoyancy-driven planetary boundary layer flows, *J. Atmos. Sci.*, **51** (1994) 999.
- [10] Wyngaard, J. C., Toward numerical modeling in the “Terra Incognita”, *J. Atmos. Sci.*, **61** (2004) 1816.
- [11] Hattori, Y. et al., Wind-Tunnel Experiment on Logarithmic-Layer Turbulence under the Influence of Overlying Detached Eddies, *Boundary-Layer Meteorol.*, **134** (2010) 269.
- [12] Hattori, Y. et al., Insight into coherence structure in logarithmic region of wall turbulence with detached eddy by using conditionally averaged two-camera PIV measurements, *J. Flow Vis. Image Process*, **25** (2018) 1.
- [13] 蒔田ら, 大規模乱流場の特性の評価(第1報, 乱流発生装置の性能について), *日本機械学会論文集 B*, **53** (1987) 3173.
- [14] Högström, U. et al., Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **103** (2002) 101.
- [15] 服部ら, 対流境界層の乱流熱輸送機構における都市キャノピの影響, *土木学会論文集 A2*, **76** (2020) 481.
- [16] Deardorff, J. W., Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection, *J. Atmos. Sci.*, **27** (1970) 1211.
- [17] Moeng, C.-H. et al., Examining two-way grid nesting for large eddy simulation of the PBL using the WRF model, *Monthly Weather Rev.*, **135** (2007) 2295.
- [18] Moeng, C-H. and Rotunno, R., Vertical-velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **47** (1990) 1149.
- [19] Kanda, M., Progress in the scale modeling of urban climate: Review, *Theor. Appl. Climatol.*, **84** (2006) 23.
- [20] Kanda, M., Progress in urban meteorology: a review, *J. Meteorol. Soc. Japan*, **85B** (2007) 363.
- [21] Deardorff, J. W., Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection, *J. Atmos. Sci.*, **27** (1970) 121.
- [22] Sullivan, P. P. et al., Structure of subfilter-scale fluxes in the atmospheric surface layer with application to large-eddy simulation modelling, *J. Fluid Mech.*, **482** (2003) 101.
- [23] Kunkel G. J. and Marusic, I., Study of the near-wall-turbulent region of the high-Reynolds-number boundary layer using an atmospheric flow, *J. Fluid Mech.*, **548** (2006) 375.
- [24] Hattori, Y. et al., Effects of freestream on turbulent combined-convection boundary layer along a vertical heated plate, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **22** (2001) 315.
- [25] 小野村ら, 建物の鉛直壁面に発達する熱境界層の実測, *土木学会論文集 B1*, **67** (2011) 337.
- [26] Ojofeitimi, A. and Hattori, Y., Wall-resolved large eddy simulation of turbulent mixed-convection heat transfer along a heated vertical flat plate, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **109** (2017) 428.
- [27] Nakao, K. and Hattori, Y., Numerical

- investigation of a spatially developing turbulent natural convection boundary layer along a vertical heated plate, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **63** (2017) 128.
- [28] Fukagata, K. et al., Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows, *Phys. Fluids*, **14** (2002) L73.
- [29] Nakao, K. and Hattori, Y., Effect of the granularity of heterogeneous forest cover on the drag coefficient, *Boundary-Layer Meteorol.*, **170** (2019) 235.
- [30] Nakao, K. et al., Reconciliation of computational fluid dynamics and observations in complex terrain through conditional resampling, *J. Wind Eng. Industrial Aerodyn.*, **195** (2019) 103970.
- [31] Hattori, Y. et al., Numerical Simulation of Atmospheric Turbulence for Assessment of Wind Turbine, *J. Fluid Sci. Tech.*, **6** (2011) 342.
-

対流伝熱促進技術のレビューと乱流伝熱面形状最適化

Review of Convective Heat Transfer Enhancement Techniques and Shape Optimization of Turbulent Heat Transfer Surfaces

長谷川 洋介 (東京大学), 亀谷 幸憲 (明治大学)

Yosuke HASEGAWA (The University of Tokyo), Yukinori KAMETANI (Meiji University)

e-mail: ysk@iis.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

我が国の政策として掲げられている 2050 年までのカーボンニュートラルを実現するためには、再生エネルギーへの転換、更なる省エネルギー化の推進による炭酸ガスの排出量の削減に加えて、排出された炭酸ガスの回収・利用を統合的に実施する必要がある。これを受けて、身の回りで最も頻りに利用されるエネルギー形態の一つである「熱」を効率的に利用する技術の重要性がより一層増している。中でも、流体間の熱輸送を行う熱交換器は、幅広い用途があり、その高性能化、コンパクト化、軽量化のインパクトは極めて大きい。

対流伝熱の研究、および熱交換器開発の歴史は古いが、これまでの伝熱面開発は、材料や製造プロセスの制約、さらには業種毎の慣例に大きく依存しており、狭い設計空間における最適化に留まっているケースが多い。一方、近年では、耐腐食性を強化した金属、高い熱伝導性を有する樹脂、セラミクスなどの新規材料の開発が進んでいる。これに加えて、付加製造技術に代表される新しい製造技術の進展により、従来の伝熱技術を革新できる可能性が拓けつつある。その一方で、これらの新しい材料や製造方法の導入に伴い、設計自由度が格段に拡大する次世代の伝熱面開発において、従来型のアプローチには限界があり、新たな設計論が必要とされている。

このような背景の下、これまで工学で広く用いられてきた伝熱面の性能を改めて俯瞰し、それらの特徴を明らかにすることは意義があると思われる。本報では、まず 2. において単相對流伝熱の基礎、および評価指標を解説し、3. では既存の伝熱面の性能比較を行う。また、4. では次世代の伝熱面の設計手法として、著者のグループで進めている伝熱面の形状/トポロジー最適化の結果を紹介し、5. において結言をまとめる。

2. 理論的背景

2.1 支配方程式

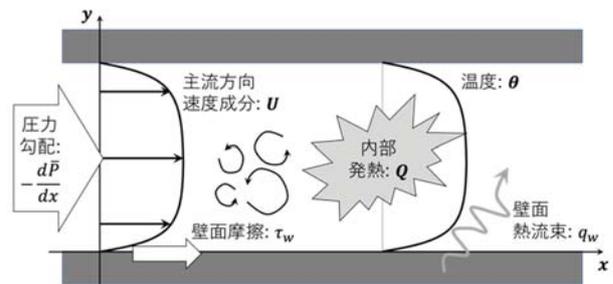


図1 伝熱を伴う平行平板間乱流

ここでは、基礎的な系として、図1に示すように、チャンネル半幅が δ^* の平行平板間における熱伝達を伴う流れを考える。流れの支配方程式は、以下の連続の式と非圧縮 Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

ここで、 x_i は各方向座標、 u_i は対応する速度成分、 t は時間、 p は圧力である。本報では、流れ方向、壁垂直方向、スパン方向をそれぞれ x, y, z とする。また、各方向に対応する速度成分を u, v, w とする。なお、全ての変数は、水力学直径 $D_H^* = 4\delta^*$ 、バルク平均流速 U_b^* で無次元化されており、レイノルズ数はこれらの代表長さ、代表速度を用いて $Re = U_b^* D_H^* / \nu^*$ と定義される。ここで、 ν^* は動粘性係数である。なお、本報では*付きの変数は有次元量、それ以外は無次元量を表す。

一方、温度場をパッシブスカラーと仮定すると、以下のエネルギー方程式が得られる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = Q + \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3)$$

ここで、速度場と同様に温度場についてもバルク平均温度により無次元化されているものとする。ペクレ数は、 $Pe = PrRe = U_b^* D_H^* / \alpha^*$ であり、 α^* は流体の温度拡散係数、 $Pr = \nu^* / \alpha^*$ はプラントル数である。 Q は発熱項を表しており、一般に時間と空間の関数である。現実には、 Q はジュール発熱や反応熱などとみなすこともできるし、壁面等熱流束加熱/冷却の場合においては、適切に温度場を正規化すると、主流方向速度に比例する仮想的な発熱項が生じることが示されている[1]。なお本報では、伝熱を考えるため、スカラー θ は無次元化された温度を表すが、これを物質濃度とすれば物質輸送にも同様の議論が拡張できる。この場合、プラントル数 Pr の代わりに、物質の拡散係数 D^* を用いて、シュミット数 $Sc = \nu^* / D^*$ が用いられる。

2.2 レイノルズ平均方程式

多くの工学応用では、圧力損失や伝熱量などの平均量が重要となる。したがって、平均化された方程式を考えることが多い。図1の系において、流れ場と温度場が十分に発達している場合、時間(t)、および流れ方向(x)、スパン方向(z)に関して統計的に一様とみなせるため、乱流統計量は壁垂直方向(y)のみに依存する。式(2-3)に平均操作を施すと、主流方向平均速度と平均温度に関するレイノルズ平均方程式が得られる。

$$0 = -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \quad (4)$$

$$0 = -\frac{\partial \overline{\theta'v'}}{\partial y} - \bar{Q} + \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \quad (5)$$

ここで、上付きのバーは、 x, z, t に関する平均操作を表し、ダッシュ付きの変数は、平均値からのずれを表す。すなわち、任意の物理量 f に対して、

$$f(x, y, z, t) = \bar{f}(y) + f'(x, y, z, t) \quad (6)$$

となる。式(4, 5)の右辺の第1項は、乱流による壁垂直方向への運動量輸送を表すレイノルズ応力、および乱流熱流束である。多くの乱流場では、壁のごく近傍を除いて、これら乱流拡散の影響は、第3項の分子拡散に比べて大きい。従って、変動成分の相関の予測や制御は工学的に極めて重要である。

2.3 渦粘性係数と渦拡散係数

式(4, 5)右辺第1項のレイノルズ応力、および乱流熱流束は、分子拡散とのアナロジーにより、第一次近似として、渦粘性係数 ν_t^* および渦拡散係数 α_t^* を用いて以下のようにモデル化される。

$$-\overline{u'v'} = \nu_t^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (7)$$

$$-\overline{\theta'v'} = \alpha_t^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (8)$$

ここで、動粘性係数 ν^* や温度拡散係数 α^* などの物性値とは異なり、渦粘性係数 ν_t^* と渦拡散係数 α_t^* は局所の乱流状態に依存する値である点に注意が必要である。プラントルの混合長理論を用いると、渦粘性係数は、局所の渦の速度スケール u^* と長さスケール l^* の積で見積もられる。

$$\nu_t^* \sim O(u^* l^*) \quad (9)$$

つまり、ある場所の乱流による運動量輸送を予測するためには、その場所の典型的な渦の長さスケールと速度スケールを見積もる必要がある。

運動量と熱は同じ流れ場によって輸送されるので、渦拡散係数は渦粘性係数と同様にスケージングされると考えるのが自然であろう。すなわち、

$$\alpha_t^* \sim O(u^* l^*) \quad (10)$$

渦粘性係数と渦拡散係数の比は乱流プラントル数と呼ばれ、次式で定義される。

$$Pr_t = \frac{\nu_t^*}{\alpha_t^*} \quad (11)$$

過去の研究により、多くのせん断流において、壁近傍などを除いて、大凡、 $Pr_t \approx 1$ (レイノルズの相似則[2])が成立することが報告されている。この事実は、運動量輸送と熱(スカラー)輸送の高い相似性を示唆している。

2.4 速度場と温度場の非相似性

一方、環境流体分野では、以前から渦粘性係数よりも渦拡散係数が若干大きいことが知られている[3]。実際、壁乱流において壁からある程度離れた領域では、レイノルズ数やプラントル数に依らず乱流プラントル数は大凡、0.9となることが経験的に知られており[4]、運動量輸送に比べて、スカラー輸送の効率が若干良いということになる。実用上は、 $Pr_t \approx 0.9$ と仮定すればある程度の予測はできるのであるが、基礎的な観点では、「なぜ渦粘性係数より渦拡散係数の方が若干大きいのか?(なぜ運動量輸送よりスカラー輸送の方が、僅かではあるが輸送効率が良いのか?)」という問題は興味深い。

式(2, 3)より、流れ方向速度成分 u と温度 θ の輸送方程式はそれぞれ以下のように書ける。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \nabla^2 u \quad (12)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = Q + \frac{1}{Pe} \nabla^2 \theta \quad (13)$$

ここで、主流方向速度成分は式(12)の右辺第1項の圧力勾配で駆動される一方、温度場は式(13)の右辺第1項の発熱項により駆動される。通常、乱流場では攪拌効果が高く、上記のソース項の分布が速度や温度の平均分布に与える影響は比較的小さい。さらに、 $Pr = 1.0$ と仮定すると、式(12,13)の右辺第2項にかかる拡散係数も等しくなり、主流方向速度 u と温度 θ の高い相似性が容易に想像できる。

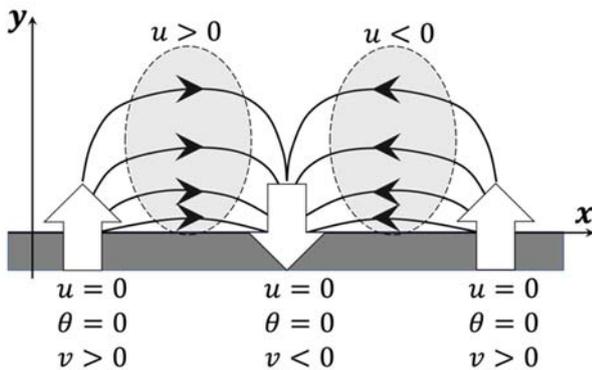


図2 壁面上の等温かつ静止流体に対する壁面吹き出し/吸い込みの影響

ここで簡単な思考実験により、 u と θ が非相似となる例を紹介したい。図2に示すように、壁に接した半無限空間を温度一定($\theta = 0$)の静止流体が満たしている系を考える。 $Pr = 1.0$ とし、平均圧力勾配も発熱も無いものとする。このとき式(12, 13)は相似となる。ここで、壁から同一温度の流体の吹き出し/吸い込みを与えることを考える。当然ながら、壁から同じ温度の流体を出し入れしても、流体内部には温度変化は生じない(流れの粘性散逸に伴う発熱は無視する)。一方、壁接線方向速度成分(u)はどうか? 吹き出し/吸い込みを与えた直後の流れ場をポテンシャル流れで近似すると、図2に示すように吹き出しから吸い込みへの流れが生じ、 u は明らかにゼロではない(実際には、壁での滑り無し条件を満たすために壁近傍に粘性層が形成されるが、ここでは十分に薄いとして無視した)。

上記の問題において、壁接線方向速度 u を生み出す因子は何であろうか? それは、吹き出し/吸い込みに伴う圧力変動である。そして、圧力変動は連続の式(1)を満たすように決まる。つまり、速度3成分は連続の式を介して連成している一方、温度はその

制約がない、というベクトル場とスカラー場の根本的な違いが、両者の非相似性を生んでいる。実際に、筆者の過去の研究[5]では、壁吹き出し/吸い込みに対する速度場とスカラー場の応答の解析解を導出し、準最適制御理論を適用することにより非相似伝熱促進を実現している。このように一見、当然のように思われる運動量輸送と熱輸送の相似性であるが、よくよく考えると多くの流れで $Pr_t \approx 0.9$ となる事実は、個人的には大変不思議に感じている。

なお、速度場と温度場の非相似性については、本学会の会長も務められた京都大学名誉教授の故鈴木健二郎先生の研究グループが1980年代から1990年代にかけて先駆的な研究を行なっている。彼らは、円管を挿入した乱流境界層において、速度場と温度場の計測を行い、円柱下流において両者の応答に明らかな違いがあることを見出している[6]。実験は空気を用いており、空気のプラントル数は0.7で1に近いことを考えると、ここでの非相似性は主に円柱によって誘起された圧力変動に起因すると思われる。筆者の知る限り、速度場とスカラー場の非相似性に注目し、その詳細な実験を行なったのは鈴木健二郎先生のグループが初めてであり、同じ日本人として大変誇らしいと同時に、その着眼点に改めて敬服する次第である。蛇足ながら、筆者の一人が初めての国際会議で発表した際の座長は鈴木健二郎先生であった。不慣れな発表であったが、終始和やかにセッションを取り仕切って頂き、お陰様で質疑応答まで何とか乗り切ることができた。もし鈴木健二郎先生がご存命であれば、是非、速度場と温度場の非相似性の議論をさせて頂きたかった。

2.5 圧力損失と伝熱の評価指標

図1に示す系において、最も基礎的な評価指標の一つとして、平均壁面摩擦 τ_w^* を無次元化した次式で定義される摩擦係数がある。

$$C_f = \frac{\tau_w^*}{\frac{1}{2} \rho^* U_b^{*2}} \quad (14)$$

ここで、 ρ^* は流体の密度である。なお、主流方向の運動量保存則より、平滑な伝熱面においては、平均圧力勾配と壁面摩擦は釣り合うので次式を得る。

$$\tau_w^* = \left(-\frac{dp^*}{dx^*} \right) \delta^* \quad (15)$$

ここで、上付きのバーは、統計的に一様である時間(t)、主流方向(x)、スパン方向(z)の平均を表す。式

(14)における τ_w^* を流路の入口と出口の圧力差 ΔP^* で表現すると、ファニングの管摩擦係数を得る。

$$f = C_f = \frac{\Delta P^* D_H^*}{2\rho^* U_b^{*2} L^*} \quad (16)$$

ここで、 L^* は流路の入口から出口までの長さである。壁面粗さや変形を有する伝熱面では、式(15)の左辺に圧力抵抗を加えた値が右辺の圧力勾配と釣り合う。そのため、圧力損失 ΔP^* を用いて定義される式(16)は、より一般的な表現といえる。または、圧力損失から式(15)により実効的な壁面摩擦を求めて、これに基づき C_f を定義することもある。なお、定義式(16)の他に、ダルシー・ワイスバッハの管摩擦係数も存在し、その値は式(16)の4倍となる。学術論文では、いずれの管摩擦係数も f と表記されるため、注意が必要である。本報では、式(16)の定義を用いる。この場合、式(14)と式(16)は等価となる。

一方、伝熱を評価する指標としては、次式で定義されるスタントン数がある。

$$St = \frac{q_w^*}{\rho^* c_p^* \Delta T_b^* U_b^*} \quad (17)$$

ここで、 q_w^* は壁面熱流束、 c_p^* は定圧比熱である。一般に、スタントン数 St は同一の流れにおいてもプラントル数 Pr に依存する。プラントル数の増加に伴い壁面近傍に形成される温度境界層が薄くなるため、壁近傍の渦拡散係数の分布が重要となる。壁から粘性長さで5程度の範囲の粘性底層では、レイノルズ応力(7)は壁からの距離(y)の3乗に比例するため、渦粘性係数も同様($\nu_t^* \propto y^{*3}$)となる[7]。ここで、運動量輸送とスカラー輸送の相似則($Pr_t \approx 1$)を仮定すると、渦拡散係数もプラントル数に依らず $\alpha_t^* \propto y^{*3}$ となる。一般に、渦拡散係数の壁近傍の漸近挙動が $\alpha_t^* \propto y^{*n}$ のとき、以下の関係式が成立する。

$$St \propto Pr^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)} \quad (18)$$

したがって、十分にプラントル数が大きい場合、 $St \propto Pr^{-2/3}$ となることが予測される。一方、過去の実験結果[8]によると、固体壁面におけるプラントル数の指数は -0.704 であり、上記の理論値($-2/3$)とは厳密に一致しないことが知られている。両者の違いは僅かに思われるかもしれないが、高プラントル数では固体壁面近傍において周波数の高い速度変動に対する温度場の応答が低下し、より低い周波数を持つ速度変動のみが温度変動を生み出すことが知られている。そのため、運動量輸送と熱輸送の

相似性が崩れて $Pr_t > 1$ となり、式(7)のプラントル数の指数が理論値よりも小さくなる[7, 8]。なお、上記の議論は、プラントル数が十分に大きい場合の話であり、プラントル数が10程度までは、式(18)のプラントル数指数は、大凡、 -0.5 となる[9]。

さて、上述の理論式 $St \propto Pr^{-2/3}$ を用いてプラントル数効果を補正したコルバーンの j 因子を用いると異なる流体のデータを整理する際に便利である。

$$j = StPr^{\frac{2}{3}} \quad (19)$$

したがって、伝熱技術の大きな目標の一つは、 f を抑えつつ、 j を増加させることといえる。

運動量輸送と熱輸送の相似性($Pr_t \approx 1$)を仮定すると、 j と f の間には以下の関係式が成立する[10]。

$$2j \approx f \quad (20)$$

実際に、平滑な伝熱面において、十分高いレイノルズ数においては、上記の関係式が良好に成立することが知られており、工学で用いられる対流伝熱の相関式の多くは、式(20)に基づいている[11]。

本報では、レイノルズの相似則(20)を考慮して、非相似因子を次式のように定義する。

$$A_F = \frac{2j}{f} \quad (21)$$

なお、熱交換器設計では、熱伝達と圧力損失の比率を表現する指標として $j/f = A_F/2$ が用いられることが多い。レイノルズの相似則(20)から予測されるように、非相似因子 A_F を1より大きくすること、すなわち非相似伝熱促進の実現は容易ではない。

スタントン数やコルバーンの j 因子以外に、ヌセルト数が対流伝熱の評価に用いられることがある。

$$Nu = \frac{q_w^* D_H^*}{\lambda^* \Delta T_b^*} = \frac{h^* D_H^*}{\lambda^*} = StPe = StPrRe \quad (22)$$

ここで、熱伝達率は $h^* = q_w^*/\Delta T_b^*$ で定義される。一般に、層流では $h^* \sim O(\lambda^*/D_H^*)$ であるから、ヌセルト数は、実際の伝熱量と拡散効果のみの伝熱量の比を表しており、レイノルズ数(対流効果)の増加に伴い上昇する。さらに、プラントル数の補正を行うと $jRe = NuPr^{-1/3}$ となる。これに対応する圧力損失の評価指標は、 fRe である。次章では、 jRe と fRe を用いて異なる伝熱面の性能比較を行う。

3. 存の伝熱面の熱流動特性の比較

3.1 既存の伝熱面の例

一般に、既存の伝熱面の伝熱促進機構は、図3に

示すように、前縁効果を利用した手法と乱流促進による手法に大別できる。

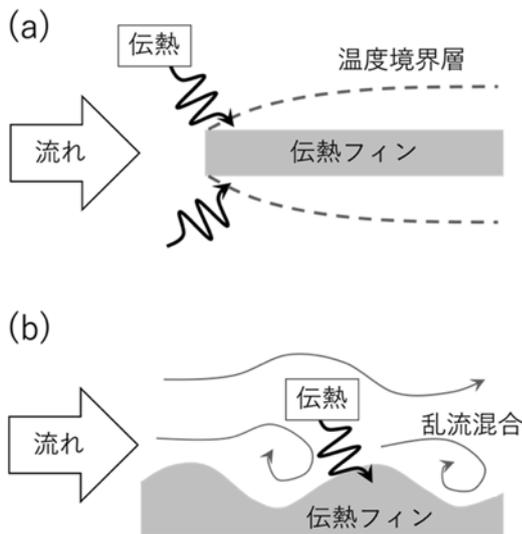


図3 対流伝熱促進のメカニズム
(a)前縁効果, (b)混合効果

前者では、伝熱面に切り欠きなどを施すことによって温度境界層を壊し、前縁部から新たな温度境界層を形成させることにより伝熱促進を得る。一方、後者では乱流促進体の設置や伝熱面形状の変形により、意図的に流れを乱し、壁遠方の温度の異なる流体を壁近傍に輸送することによって伝熱を促進する。図4に、工学で用いられる典型的な伝熱面の例を示す。

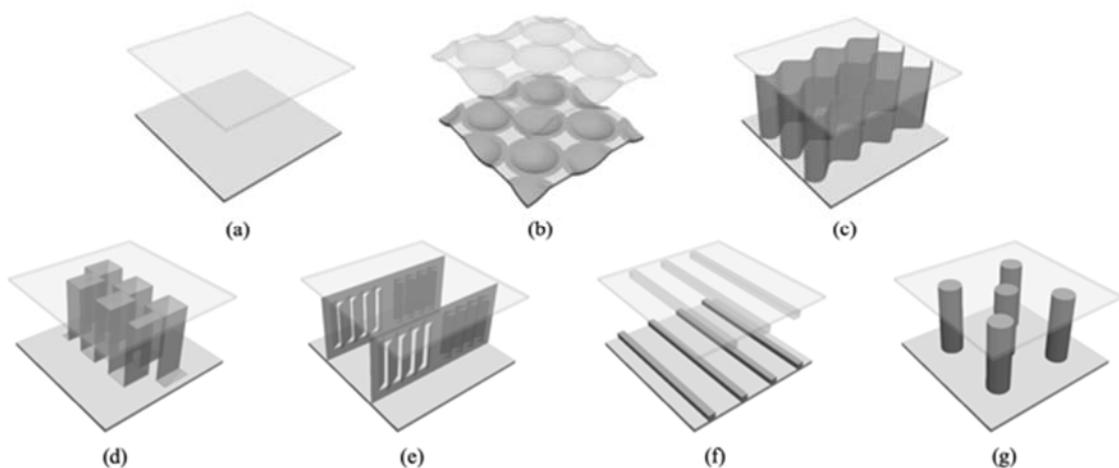


図4 工学で用いられる様々な伝熱面. (a)平滑面, (b)ディンプル, (c)ウェーブフィン, (d)オフセットフィン, (e)ルーバーフィン, (f)リブ面, (g)ピンフィン.

以下では、平滑面(a)をベースとして、対流効果による伝熱促進を狙ったディンプル面(b)やウェーブ(波状)フィン(c)、前縁効果を積極的に利用したオフセットフィン(d)、ルーバーフィン(e)、更には、対流効果と前縁効果の両方を考慮したリブ(f)、ピンフィン(g)の性能比較を行う。

3.2 既存の伝熱面の伝熱・圧力損失特性

図4に示した伝熱面の伝熱・圧力損失特性の比較を図5に示す。ここでは、横軸に fRe 、縦軸に jRe を取り、図4に示す各伝熱面において、異なる幾何学パラメータ、レイノルズ数におけるデータをプロットした。具体的には、平滑面については、層流域($Re < 3000$)において、壁面熱流束一定条件の解析値($Nu = 8.24$)、圧力損失の解析値($f = 24/Re$)を用いた。一方、乱流域では、Incropera & DeWittの伝熱と圧力損失の相関式($3000 < Re < 5.0 \times 10^6$) [12]を用いた。図5より、層流域では一定値である一方、乱流域において、 fRe と jRe のいずれも Re 数の増加と共に増加し、最終的にはレイノルズ相似則($2jRe = fRe$)に漸近する様子が確認できる。

平滑面以外の伝熱面については、ディンプル面はElyyannら[13]によるシミュレーション結果、ウェーブフィンはIsmail & Velraj[14]によるシミュレーション結果、オフセットフィンはManglik & Bergles[15]による実験結果、ルーバーフィンは

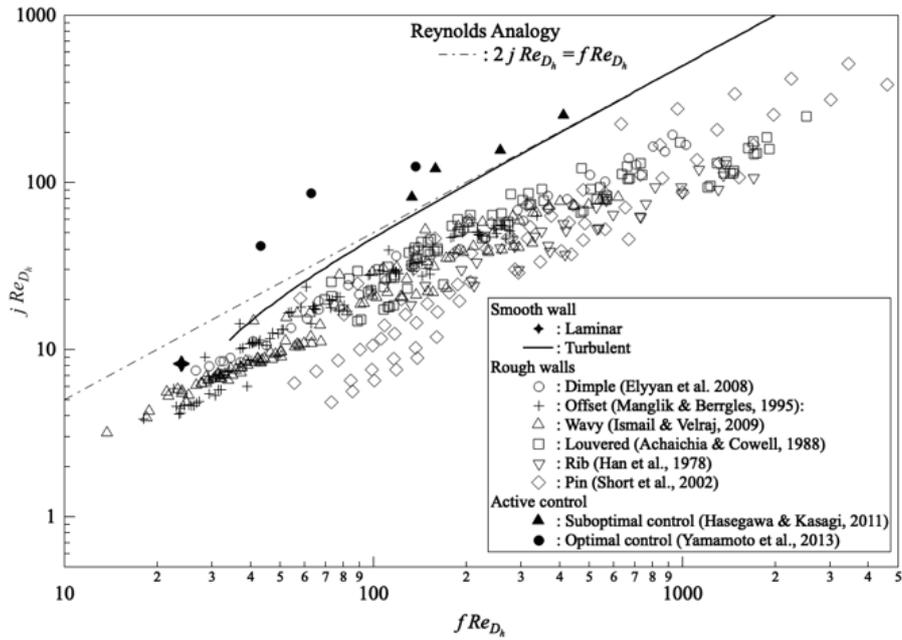


図5 既存の伝熱面の伝熱・圧力損失特性の比較

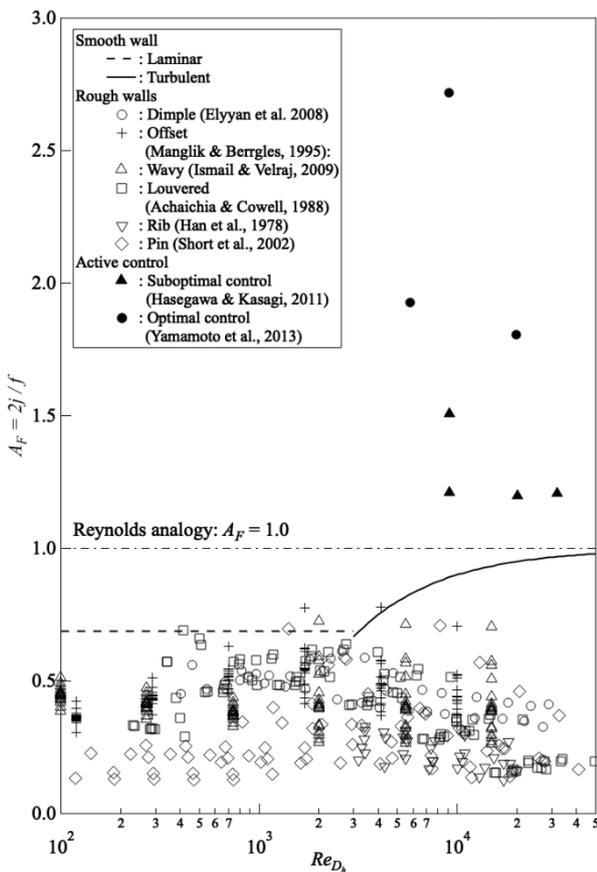


図6 既存の伝熱面の非相似因子 A_F の比較

Achaichia & Cowell[16]による実験結果，リブ面は Han ら[17]による実験結果，ピンフィン Short ら [18, 19]による実験結果をプロットした．全ての伝熱面のデータは，平滑面の相関式より下に位置しており，伝熱促進効果が得られる一方で，それ以上に圧力損失の増大を招いていることが分かる．

図6に異なる伝熱面の非相似因子 A_F をレイノルズ数に対してプロットした．平滑面では，層流域では $A_F = 0.69$ で一定であり，乱流域において徐々に増加し最終的に $A_F = 1.0$ （レイノルズ相似則）へ漸近する．従って，乱流遷移を早めることは単なる伝熱促進に留まらず，伝熱と圧力損失の比率の観点からも効果的であることが分かる．平滑面以外のデータに目を向けると，層流域（ $Re < 1000$ ）ではルーバーフィン，オフセットフィン，デンプルの性能が比較的高い．一方，遷移域（ $1000 < Re < 5000$ ）ではウェーブフィンの性能が向上する傾向にある．これは波状壁面により乱流遷移が早まるためと考えられる．ピンフィンやリブは， A_F としての性能は総じて悪いが，高レイノルズ数域における伝熱促進効果が高く，圧力損失よりも伝熱性能が優先されるガスタービンの翼冷却などのアプリケーションで多く用いられる．

図5,6において，筆者らのグループが行なった能動制御の結果[5, 20]もプロットした．具体的には，

平滑面からの吹き出し/吸い込みを制御入力とし、 A_F が最大化するように、その時空間分布を最適化した。これらの能動制御では、レイノルズ相似則を超える伝熱性能が得られている。2章で述べたように、運動量輸送とスカラー輸送の相似性は、必ず成立するものではなく、適切に流れを制御することによって、非相似伝熱促進効果が得られることが示唆される。しかし、その詳細な機構については、依然として未解明な点が多く残されており、今後、更なる研究が必要である。

4. 乱流伝熱面の形状最適化

4.1 随伴解析に基づく伝熱面形状最適化

前節で述べた通り、多くの既存の伝熱面では、伝熱促進を実現する一方で、それ以上に圧力損失の増加を招く傾向にある。そこで、既存の伝熱面に形状最適化手法を適用することによって、伝熱・圧力損失特性の向上が期待される。形状最適化手法としては、これまで遺伝的アルゴリズム等のメタヒューリスティック手法[21]、勾配法に基づく随伴解析[22]が取り入れられ、近年では機械学習の応用[23]も報告されている。本報では、特に多自由度設計変数の最適化に有利である随伴解析を乱流伝熱面に応用した事例を紹介する。

随伴解析では、まずコスト関数を定義し、それに対する設計変数の感度を取得した後、その感度情報に従って、繰り返し設計変数を更新することにより効率的に最適解を得ることができる。ここで、随伴解析の計算コストは、対象とする現象の順解析と同等であり、設計変数の自由度には依存しない点が大きな特徴であり、特に設計変数の自由度が高い問題において有利となる。その一方で、随伴解析を乱流のような非定常流れに適用する際は、随伴方程式を時間に遡って解く必要があり、計算コストが膨大になるという欠点がある。そこで従来研究[24]では、レイノルズ平均方程式(RANS)を数理モデルとし、時間平均された熱流動場を対象とすることによって、非定常計算を回避するアプローチが取られてきた。しかし、RANSを用いる際は、乱流モデルの導入が必要となり、その予測精度に課題が残る。

そこで我々の研究グループでは、直接数値シミュレーション(DNS)によって得られる乱流統計量を用いて、乱流モデルで用いる渦粘性係数、および渦拡散係数を決定し、これに基づくRANS方程式を

用いて最適化を行う新たな手法を提案した[25]。これによって、熱流動場の非定常特性をDNSで忠実に再現し、その統計的性質を反映した形状最適化が可能となった。以下では、その概要を紹介する。

4.2 問題設定

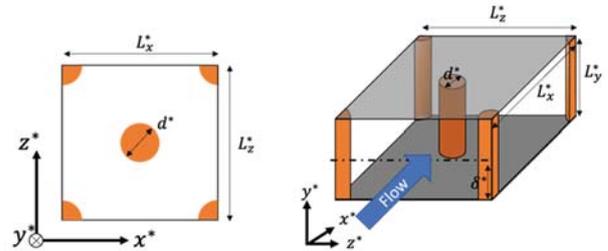


図7 計算領域と初期形状[25]

図7に示す平行平板間チャンネル内に設置されたピンフィンの形状最適化を考える。流れは一定平均圧力勾配で駆動され、一様発熱を課された流体が等温の上下壁、およびピンフィンで冷却される系を考える。周期的に配置されたピンフィンの一部を取り出し、最適化を実施する。初期形状におけるバルク平均速度 u_b^* 、チャンネル半幅 δ^* 、動粘性係数 ν^* で定義されるレイノルズ数 Re_b は500とする。また、プラントル数は $Pr = 1$ である。主流方向(x)、チャンネル壁面方向(y)及びスパン方向(z)で定義される計算領域の大きさを (L_x^*, L_y^*, L_z^*) 、格子点数を (N_x^*, N_y^*, N_z^*) とする。x方向およびz方向は周期境界とした。計算領域、およびピンフィン直径の異なる2ケースを初期形状とした。Case 1と2の条件は表1の通りである。

表1 領域条件

	Case 1	Case 2
領域サイズ	$(5\delta^*, 2\delta^*, 2.5\delta^*)$	$(4\delta^*, 2\delta^*, 4\delta^*)$
計算格子数	(240, 96, 120)	(192, 96, 192)
ピン直径 d^*	$0.5\delta^*$	$2\delta^*$
Re_τ (固定)	200	300

主流の圧力損失の抑制と伝熱量の向上を性能指標とするため、ヌセルト数の圧力損失係数 f とバルクレイノルズ数 Re_b の積に対する比を非相似因子 A_F として定義し、以下のようにコスト関数 J を設定する。

$$J = -A_F = -\frac{Nu}{fRe_b} \quad (23)$$

後述する支配方程式から成る制約条件を $\mathcal{R} = \mathbf{0}$ とすると、最適化問題は以下のように記述される。

$$\min. \quad J(\phi)$$

$$\text{s.t.} \quad \mathcal{R} = \mathbf{0}, \quad \int_{\Omega} \phi \, d\Omega = \text{const.}$$

ここで2つ目の制約はフィン体積一定を示す。

4.3 形状表現

本研究では、任意の固体-流体界面を符号付き距離関数であるレベルセット関数 ϕ_0 で表現し、その分布を設計変数とすることにより、伝熱面形状の最適化を行う。図8に示す $\phi_0 = 0$ の等値面が界面を表し、その正負で固体と流体を識別する。また、相識別関数 $\phi \in [0(\text{流体内部}), 1(\text{固体内部})]$ を ϕ_0 の関数として以下のように定義する。

$$\phi = \begin{cases} 0 & \left(\phi_0 \leq -\frac{\Delta}{2}\right) \\ \frac{1}{2} \left[\sin\left(\frac{\pi\phi_0}{\Delta}\right) + 1 \right] & \left(|\phi_0| < \frac{\Delta}{2}\right) \\ 1 & \left(\phi_0 \geq \frac{\Delta}{2}\right) \end{cases} \quad (24)$$

ここで、 Δ は遷移領域幅を表し、計算格子数点分の長さスケールを目安に設定する。

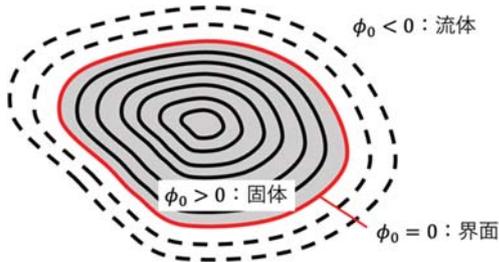


図8 レベルセット関数による界面表現

4.4 支配方程式と境界条件

支配方程式は以下に示す非定常非圧縮 Navier-Stokes 方程式、連続の式、およびエネルギー方程式である。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{Re_{\tau}} \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla p - \eta \phi \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (25)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (26)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{Re_{\tau} Pr} \nabla^2 \theta + Q - \eta \phi \theta \quad (27)$$

ここで、支配方程式は主流方向平均圧力勾配に基づく摩擦速度 u_{τ}^* 、 δ^* 及び発熱に基づく摩擦温度で無次元化されている。初期形状における摩擦速度に基づくレイノルズ数 Re_{τ} を表1に示す。平均圧力勾配と発熱が一定であるため $\mathbf{f} = [1, 0, 0]^T$ 、 $Q = 1$ である。式(25)の右辺第3項と式(27)の右辺最終項はそれぞれ固体内部で滑り無し条件、および等温条件を課すための仮想的な体積力項、および発熱項である[26]。

なお、計算手法の詳細は Kametani ら[25]を参照にされたい。

4.5 レイノルズ平均方程式の構築

式(25)-(27)を時間平均し、 $\psi(\phi) = [\bar{\mathbf{u}}, \bar{\theta}]^T$ の関数としてシステム形式 $\mathcal{R}(\psi)$ で記述すると

$$\mathcal{R} = \begin{bmatrix} (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} - \nabla : (\nu_e \nabla \bar{\mathbf{u}}) + \nabla \bar{p} - \mathbf{f} + \eta \phi \bar{\mathbf{u}} \\ \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \\ (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\theta} - \nabla \cdot (\alpha_e \nabla \bar{\theta}) - Q + \eta \phi \bar{\theta} \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (28)$$

となる。ここで、 ν_e 、および α_e はそれぞれ実効粘性係数と実効温度拡散係数を表し、渦粘性係数 ν_t と渦拡散係数 α_t を用いて以下のように表せる。

$$(\nu_e, \alpha_e) = \left(\frac{1}{Re_{\tau}} + \nu_t \frac{1}{Re_{\tau} Pr} + \alpha_t \right) \quad (29)$$

本研究では、 ν_t 、および α_t は DNS から得られた乱流統計量に基づき決定する。ブシネスク近似を適用すると、レイノルズ応力と乱流熱流束は、それぞれ ν_t と α_t を用いて以下のように表現される。

$$-\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \nu_t \nabla (\bar{\mathbf{u}} + \bar{\mathbf{u}}^T) - \frac{2}{3} k \mathbf{I} \quad (30)$$

$$-\overline{\theta'\mathbf{u}'} = \alpha_t \nabla \theta \quad (31)$$

ここで k は乱流運動エネルギーである。ここで、各式に平均速度勾配テンソル及び平均温度勾配ベクトルを両辺に乗ずると、

$$-\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} : \nabla \bar{\mathbf{u}} = \nu_t \nabla (\bar{\mathbf{u}} + \bar{\mathbf{u}}^T) : \nabla \bar{\mathbf{u}} \quad (32)$$

$$-\overline{\theta'\mathbf{u}'} \cdot \nabla \theta = \alpha_t \nabla \theta \cdot \nabla \theta \quad (33)$$

を得る。上式を解くことにより、 ν_t および α_t がスカラー量として得られる。なお、式(32,33)の左辺は、局所の乱流エネルギー、および温度変動の生成項であるため、本手法では DNS により得られたこれらの生成項を再現するように、 ν_t および α_t を決定することと等価となる。

4.5 随伴方程式

本研究で考える形状最適化は、条件付き最適化問題に帰着する。具体的には、式(28)で記述される制約条件の下、コスト関数 J を最小化する必要がある。このような制約付き最適化問題は、次式で定義されるハミルトニアン \mathcal{H} の最小化問題と等価であることが知られている。

$$\mathcal{H}(\phi) = J(\phi) - \int_{\Omega} \psi^{\dagger} \cdot \mathcal{R}(\psi) \, d\Omega \quad (34)$$

ここで、 $\psi^{\dagger} = [\mathbf{u}^{\dagger}, \theta^{\dagger}]^T$ はラグランジュの未定乗数であり、随伴変数とも呼ばれる。相識別関数が $\phi \rightarrow \phi + \phi'$ と微小変化した際のハミルトニアンの変分を次式のように定義する。

$$\mathcal{H}' = \mathcal{J}' - \int_{\Omega} \psi^{\dagger} \cdot R' d\Omega \quad (35)$$

これをガウスの発散定理を用いて整理すると

$$\mathcal{H}' = \int_{\Omega} \psi' \cdot R^{\dagger} d\Omega + \int_{\Gamma} \mathcal{B} d\Gamma + \mathcal{S} \quad (36)$$

となる．ここで， $R^{\dagger} = \mathbf{0}$ となるように，次式のように随伴方程式を設定する．

$$R^{\dagger} = \begin{bmatrix} -\bar{\mathbf{u}}: (\nabla \mathbf{u}^{\dagger} + \nabla \mathbf{u}^{\dagger T}) - \nabla: (v_e \nabla \mathbf{u}^{\dagger}) + \nabla p^{\dagger} - \mathbf{f}^{\dagger} + \eta \phi \mathbf{u}^{\dagger} \\ \nabla \cdot \mathbf{u}^{\dagger} \\ -(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \theta^{\dagger} - \nabla \cdot (\alpha_e \nabla \theta^{\dagger}) - Q^{\dagger} + \eta \phi \theta^{\dagger} \end{bmatrix} \quad (37)$$

また，式(36)の右辺第2項は計算領域の表面積分に対応し，これがゼロになるように随伴場の境界条件を決定する．その結果，ハミルトニアンの変分は次式のように簡略化される．

$$\mathcal{H}' = \mathcal{S} = -\eta (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}^* + \bar{\theta} \theta^*) \frac{d\phi}{d\phi_0} \phi_0' \quad (38)$$

よって，以下のように形状を更新することによって，常に $\mathcal{H}' \leq 0$ が保証される．

$$\phi_0' \propto \eta (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}^* + \bar{\theta} \theta^*) \frac{d\phi}{d\phi_0} \quad (39)$$

これを反復することにより形状最適化が達成される．最適化の流れの概略を図9に示す．

4.6 最適化結果

Case 1 と Case 2 の最適結果を図10に示す．いずれのケースにおいても上流側に特徴的な凹凸が形成されていることがわかる．また，ピン径が大きい Case 2 ではスパン方向に対となって凹凸が形成されている．その結果，Case 1 では44%の流量増加並びに3%の伝熱低下が確認され，非相似因子は75%

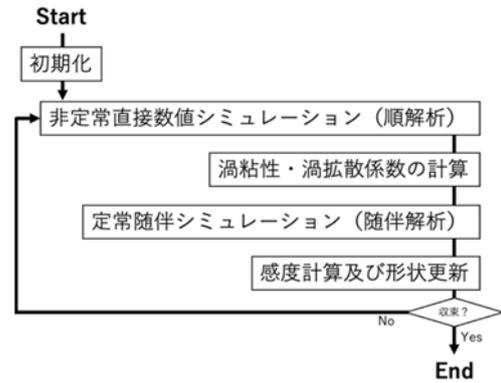


図9 最適化フローチャート

向上した．一方，Case 2 では17%の流量増加及び12%の伝熱低下が確認され，非相似因子は6%向上した．

チャンネル中心面でのレイノルズ剪断応力 $-\overline{w'u'}$ について，最適化前後の変化を図11に示す．いずれのケースも形状最適化によってレイノルズ応力 $-\overline{w'u'}$ が減少していることが分かる．これは，カルマン渦の放出が抑制されていることを示しており，流量増加の要因と考えられる．

Case 2 におけるピンフィン表面の局所熱伝達の分布を図12に示す．最適化によって形成された凸部に淀み点が存在し，熱伝達が大きく向上していることが確認できる．同様の傾向は，Case 1 の凸部でも確認された．形状最適化によって形成されたピンフィン上流部の凹凸によって，カルマン渦抑制による抵抗低減効果に加えて，伝熱促進効果が得られたことにより，非相似因子の向上が得られたと考えられる．

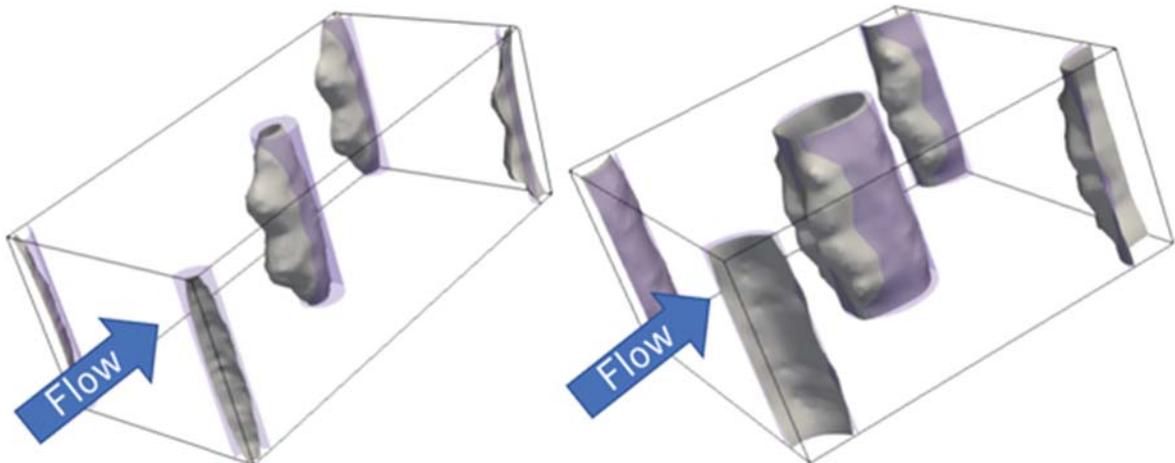


図10 初期形状（紫）と最適形状（白）．左図）Case 1, 右図）Case 2. [25]

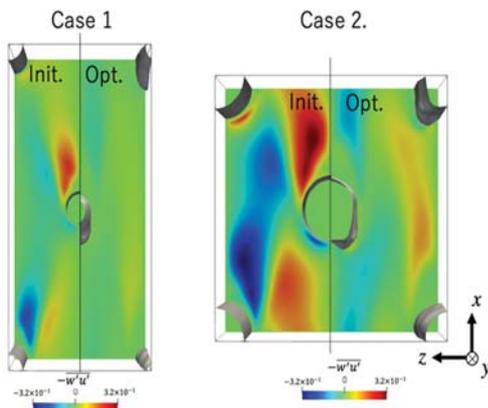


図 11 レイノルズ応力 $-\overline{w'u'}$ [25]

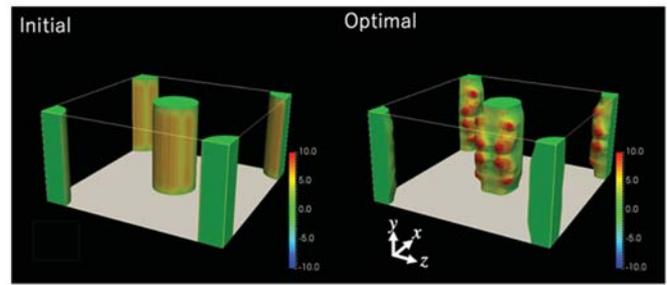


図 12 Case 2 における局所熱伝達分布 [25]

5. まとめ

本報では、平行平板間流れにおける対流伝熱の基礎から始まり、伝熱・圧力損失特性の評価指標の導入、それをを用いた既存の伝熱面の性能比較を行った。さらに、随伴解析を用いた形状最適化の実施例を紹介した。

単相流における対流伝熱は、古典的な研究テーマである一方で、乱流輸送現象の複雑さに加えて、運動量輸送とスカラー輸送の非相似性という学術的にも興味深い課題とも密接に関連しており、依然として未解明な点が多く残されている。近年では、斜交波状壁面[27, 28]、多孔体フィン[29, 30]、流れ方向溝によって誘起される二次流れを利用した伝熱促進手法[31]なども提案されており、本報で紹介した伝統的なフィンに対して、有意な性能向上が報告されている。

また、工学応用に目を向けると、新規材料開発や製造技術の急速な進展に伴い、拡大した設計空間に対応する新しい伝熱面の設計論が必要とされている。本報で紹介した随伴解析に基づく形状最適化は、超多自由度設計変数の最適化において強力なツールとなることが期待される。今後、付加製造技術等を用いた最適伝熱面形状の試作や実験実証を通じて、新たな設計論の確立が期待される。

謝辞

本報の 3 章の既存の伝熱面の性能比較においては、東京大学 森本賢一先生に有用な助言を頂いた。また、文献データ整理では、カールスルーエ工科大学 Arjun J. Kaithakkal 博士、新潟大学中倉満帆助教に多大な支援を頂いた。ここに記して、謝意を表す。

参考文献

- [1] Kasagi, N., Kuroda, A. & Tomita, Y., Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow, *Trans. ASME: J. Heat Transfer* **114**, (1992) 598–606.
- [2] Reynolds, O., On the extent and action of the heating surface for steam boilers Proc. Manchester Lit. Phil. Soc., **14** (1874), pp. 7-12.
- [3] Fiedler, H.E., Transport of heat across a plane turbulent mixing layer, *Adv. Geophys.* **18**, (1975) 93–109.
- [4] Kawamura, H., Abe, H. & Matsuo Y., DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects. *Int. J. Heat Fluid Flow* **20**, (1999) 196–207.
- [5] Hasegawa, Y. & Kasagi, N. Dissimilar control of momentum and heat transfer in a fully developed turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **683**, (2011) 57–93.
- [6] 例えば, Inaoka, K., Yamamoto, J. & Susuki, K., Dissimilarity between heat transfer and momentum transfer in a disturbed turbulent boundary layer with insertion of a rod – modeling and numerical simulation. *Intl J. Heat Fluid Flow* **20**, (1999) 290–301.
- [7] Na, Y. & Hanratty, T. J., Limiting behavior of turbulent scalar transport close to a wall, *Int. J. Heat Mass Transfer* **43** (2000), 1749-1758.
- [8] Shaw, D.A. & Hanratty, T. J., Turbulent mass transfer rates to a wall for large Schmidt numbers, *AIChE Journal* **23**, (1977) 28–37
- [9] Papavassiliou, D. V. & Hanratty, T. J., Transport of a passive scalar in a turbulent channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **40**, (1997) 1303-1311.

- [10]Geankoplis, C.J., Transport processes and separation process principles, Fifth Edition, Prentice Hall, (2018) 894 頁.
- [11]Keys, W., Crawford, M. E. & Weigand, B. Convective Heat and Mass Transfer, Fourth Edition. McGraw-Hill (2005).
- [12]Incropera, F. P., DeWitte, D. P., Bergman, T. L., Lavine, A.S., Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6th edition, John Willey & Sons. (2007) 490 頁及び 515 頁.
- [13]Elyyan, M. A., Rozati, A., Tafti, D. K., Investigation of dimpled fins for heat transfer enhancement in compact heat exchangers, *Int. J. Heat Mass Transf.* **51**, (2008) 2950-2966.
- [14]Ismail, L. S., Velraj, R., Studies on Fanning friction (f) and Colburn (j) factors of offset and wavy fins compact plate fin heat exchanger -a CFD approach. *Num. Heat Transfer, Part A: Applications* **56**, (2009) 987-1005.
- [15]Manglik, R. M. & Bergles, A. E., Heat transfer and pressure drop correlations for the rectangular offset strip fin compact heat exchanger. *Exp. Therm. Fluid Sci.* **10-2**, (1995) 171-180.
- [16]Achaichia, A., Cowell, T. A., Heat transfer and pressure drop characteristics of flat tube and louvered plate fin surfaces. *Exp. Therm. Fluid Sci.* **1-2**, (1988) 147-157.
- [17]Han, J. C., Glicksman, L. R., Rohsenow, W. M., An investigation of heat transfer and friction for rib-roughened surfaces, *Int. J. Heat Mass Transf.* **21**, (1978) 1143-1156.
- [18]Short, B. E., Raad, P. E., Price, D. C., Performance of pin fin cast aluminum cold walls, Part1: friction factor correlations. *J. Thermophys. Heat Transf.* **16-3**, (2002) 389-396.
- [19]Short, B. E., Raad, P. E., Price, D. C., Performance of pin fin cast aluminum cold walls, Part2: Colburn j-factor correlations. *J. Thermophys. Heat Transf.* **16-3**, (2002) 397-403.
- [20]Yamamoto, A., Hasegawa, Y. & Kasagi, N., Optimal control of dissimilar heat and momentum transfer in a fully developed turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **733**, (2013) 189-220.
- [21]Hilbert, R., et al., Multi-objective shape optimization of a heat exchanger using parallel genetic algorithms, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **49** (2006), pp. 2567-2577.
- [22]Alexandersen, J., et al., Large scale three-dimensional topology optimization of heat sinks cooled by natural convection, *Int. J. Heat Mass Trans.*, **100** (2016), pp. 876-891.
- [23]Viquerat, J., et al., Direct shape optimization through deep reinforcement learning, *J. Comput. Phys.*, **428** (2021), 110080.
- [24]例えば, Papoutsis-Kiachagias, E. M. et al., The continuous adjoint approach to the κ - ε model for shape optimization and optimal active control of turbulent flows, *Eng. Optimization*, **47-3** (2015), pp. 370-389.
- [25]Kametani, Y. et al., A new framework for design and validation of complex heat transfer surfaces based on adjoint optimization and rapid proto-typing technologies, *J. Therm. Sci. Tech.*, **15-2** (2020), JTST0016.
- [26]Goldstein, D. et al., Modeling a no-slip flow boundary with an external force field, *J. Comput. Phys.*, **105** (1993), pp. 354-366.
- [27]Morimoto, K., Suzuki, Y., Kasagi, N., Optimal shape design of compact heat exchanger based on adjoint analysis of momentum and heat transfer, *J. Therm. Sci. Tech.*, **5** (2010) 24-35.
- [28]Gong, J., Onishi, J., He, A., Kametani, Y., Hasegawa, Y. and Shikazono, N., Heat Transfer Enhancement and Pressure Loss in a Plate-Fin Heat Exchanger with V-shaped Oblique Wavy Surface, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **161**, (2022) 120263.
- [29]Suga, K., Chikasue, R., Kuwata Y., Modelling turbulent and dispersion heat fluxes in turbulent porous medium flows using the resolved LES data, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **68** (2017) 225-236.
- [30]Motoki, S., Tsugawa, K., Shimizu, M., Kawahara, G., The ultimate state of turbulent permeable-channel flow, *J. Fluid Mech.*, **931** (2022) R3 1-13.
- [31] Stroh, A., Schaefer, K., Foroughi, P. & Frohnepfel, B. Secondary flow and heat transfer in turbulent flow over streamwise ridges. *Int. J. Heat Mass Transf.* **81**, (2020) 108518.

粗面の乱流熱伝達のスケーリング Scaling of Turbulent Heat Transfer over Rough Surfaces

桑田 祐丞, 須賀 一彦 (大阪公立大学)

Yusuke KUWATA, Kazuhiko SUGA (Osaka Metropolitan University)

e-mail: kuwata@omu.ac.jp

1. はじめに

粗さを有する壁面(粗面)に接する乱流境界層では、壁面の濡れ面積の増加に加えて、粗さ要素による流線の蛇行や乱れ速度の強化に伴い運動量・熱輸送が増大する。したがって、一般的に粗面の摩擦係数・熱伝達率は、同レイノルズ数条件の滑面の値と比較して増大する。この特徴を応用して、伝熱機器の伝熱面に人工的な粗さを設置することで伝熱性能を向上させる取り組みが精力的に行われてきた。その一方で、表面粗さは、機器の経年劣化によっても発生し、機械製品の寿命や性能を悪化させる。例えば、高温・高圧条件にさらされるガスタービン翼の表面は、不燃物の付着などによって表面粗さが生じる。この表面粗さは、空力性能を低下させるのみならず、熱伝達率の増加に伴うタービン翼の表面温度の上昇、熱応力の増大をもたらす、機械寿命を低下させる。したがって、粗面の乱流熱伝達を正確に予測することは、伝熱機器の性能向上に役立つ他、機械製品の経年劣化に伴う性能低下の予見、機器寿命の予測を行う上でも非常に重要である。

粗面が熱輸送・運動量輸送に与える影響の大きさは、レイノルズ数等の流動条件以外に、粗さの幾何的な構造に大きく依存する。粗さの幾何的な構造と一口に言っても、堆積物によって生じる山型粗面、表面の欠損や損傷によって生じる谷型粗面、比較的急峻な粗さ要素を持つ粗面、ランダム粗面、規則粗面など、その特徴は多岐に渡る。また粗面が熱輸送に与える影響に関しては、その数値解析・実験の難しさ故に、未だに十分な知見が得られていないのが現状である。結果的に、粗さが熱輸送に与える影響の理解は、運動量輸送に与える影響と比較しても、圧倒的に乏しい。本稿では、筆者らが行った粗乱流熱伝達の直接数値解析に関する研究成果を基に、粗さの幾何構造が熱輸送に与える影響や、粗面の乱流熱輸送のスケーリングに関して紹介する。

2. 粗面乱流熱伝達率のスケーリング

粗さが運動量・熱輸送に与える影響を評価する指標として、粗さ関数がよく用いられる。速度粗さ関数 ΔU^+ 、温度粗さ関数 $\Delta \theta^+$ は滑面の対数速度・温度分布からの下方シフト量として定義され[1]、粗面に接する乱流境界層における対数速度則・温度則は粗さ関数を用いて、下記のように表現される

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B - \Delta U^+ \quad (1)$$

$$\theta^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln(y^+) + \beta(Pr) - \Delta \theta^+ \quad (2)$$

ここで、 U^+ 、 θ^+ はそれぞれ摩擦速度、摩擦温度によって無次元化された平均速度、温度を示し、 y^+ は内層スケールで無次元化された粗面からの距離、 κ はカルマン定数、 Pr_t は乱流プラントル数、 B 、 β はそれぞれ滑面における速度場、温度場の対数則の切片値を表す。なお、対数温度則の切片値 β は、プラントル数 Pr の関数となることが知られている[2]。一般的に、摩擦係数や熱伝達率は、ダクト、パイプ、チャンネル等の流れ場の形態に依存するが、粗さ関数は、種々の流れ場において、おおよそ普遍的に成立する対数則を基本としており、流れ場の形態に拠らず運動量・熱輸送に与える影響を表現することができる。

粘性スケールで無次元化された等価砂粒粗さ k_s^+ が十分に大きな領域である完全粗面領域では、速度粗さ関数 ΔU^+ は、粗面の形状に拠らず下記の式が成立することが知られている[3]。

$$\Delta U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) + B - 8.5 \quad (3)$$

一方で、温度粗さ関数 $\Delta \theta^+$ に関して、Kays and Crawford[4]は半球を並べた粗面を対象とした実験から、速度粗さ関数と類似する以下の式を導いた。

$$\Delta \theta^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln(k_s^+) + \beta(Pr) - 7.4 - \frac{5}{4} (k_s^+)^{0.2} Pr^{0.44} \quad (4)$$

しかし、温度粗さ関数 $\Delta\theta^+$ に関しては、様々な表式が提案されており、未だに統一的な見解は得られていない[5,6].

3. 粗さの幾何構造が粗さ関数に与える影響

粗さの幾何形状に関するパラメータは数多く存在し、例えば、長さの次元をもつパラメータとして、根二乗粗さ、平均振幅、平均ピークトラフ距離などの他、粗さ要素の孤立度、粗さ曲線のひずみ度、とがり度、粗さの平均勾配など無次元パラメータも提案されている。本章では、とりわけ重要度の高いパラメータとしてよく知られている粗さ曲線のひずみ度 Sk 、有効勾配 ES を対象とした数値解析結果を紹介する。ここで、ひずみ度 Sk 、有効勾配 ES は、一次元的に変化する粗さ高さ $k(x)$ に対しては以下のように定義される。

$$Sk = \frac{1}{Lk_{rms}^3} \int_0^L (k(x) - k_m)^3 dx \quad (5)$$

$$ES = \frac{1}{L} \int_0^L \left| \frac{dk(x)}{dx} \right| dx \quad (6)$$

ここで、 L は粗面長さ、 k_m は粗さの平均高さ、 k_{rms} は根二乗粗さ高さを表す。ひずみ度 Sk は、粗さ高さの確率密度分布に関連するパラメータであり、 $Sk > 0$ は山型粗さ、 $Sk < 0$ は谷型粗さを示す。一方で、有効勾配 ES は粗さ曲線の平均的な勾配の大きさを表し、 ES が大きな粗面は急峻な粗さ要素をもつ粗面、 ES が小さな粗面はうねり粗面を表す[7]。本章では、根二乗粗さ高さ k_{rms} を一定として、ひずみ度 Sk 、有効勾配 ES が異なる粗面を対象とした乱流熱伝達の直接数値解析結果[5]を紹介し、粗面の幾何パラメータ Sk 、 ES が速度・温度粗さ関数に与える影響について述べる。

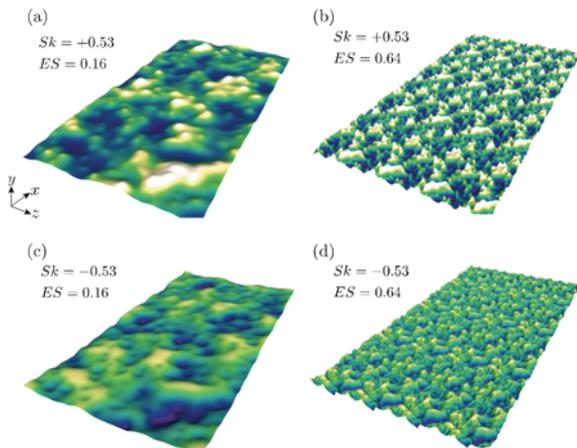


Fig.1 Geometry of rough surfaces with different skewness factors and effective slope values.

本調査で対象とした粗面の一例を図1に示す。図1(a)の基本となる粗面は、高さ・幅の異なる双曲線関数の回転体を複数生成し、これらを不規則に敷き詰めることで数値的に作成した。図1(a)の粗面を裏返すことによって、根二乗粗さ高さ k_{rms} 、有効勾配 ES を変えずに、ひずみ度 Sk の符号のみが異なる粗面(図1c)を作成した。また、図1(a,c)の粗面それぞれを x, z 方向に縮小したものを周期的に並べることで、 k_{rms}, Sk を変えずに、有効勾配 ES のみが異なる粗面(図1b,d)を作成した。

上述の粗面が乱流熱伝達に与える影響を調査する為に、図2に示す粗面オープンチャンネルの直接数値解析を行った。計算領域は、半チャンネル高さ δ に対して、主流方向は 6δ 、スパン方向は 3δ とした。主流(x)・スパン(z)方向は周期境界条件として、主流方向に圧力差をつけることで流体を駆動した。圧力差は一定とし、摩擦レイノルズ数は450とした。粗面は滑りなし条件、上面は滑り条件を課した。熱的条件は粗面一様熱流束加熱で上面は断熱境界とし、プラントル数は1.0とした。直接数値解析は格子ボルツマン法を用いて行い、速度場には三次元27方向速度多緩和時間格子ボルツマン法[8]、温度場には三次元19方向速度正規化格子ボルツマン法[9]を用いた。これらの手法は、衝突モデルに多緩和時間モデル、正規化モデルを用いる事で数値安定性を向上させ、高レイノルズ数乱流の解析を可能としている。計算格子は等間隔格子を用い、格子数 $1680(x) \times 281(y) \times 840(z)$ とすることで、粘性スケールで無次元化された格子幅 $\Delta^+ \approx 1.8$ となる解像度で解析を行った。並列化に関しては、Message Passing Interfaceによって領域分割し、それぞれの領域ごとにグラフィックカードを用いた並列計算を行うことで解析を高速化した。

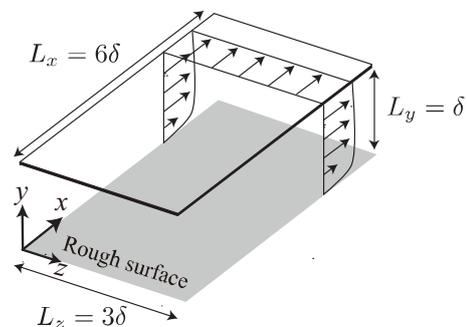


Fig.2 Flow geometry of a rough-walled open channel flow.

次に、得られた結果について述べる。図3に、摩擦速度で無次元化された主流平均速度 U^+ の分布を示す。ここでは、ひずみ度を一定($Sk = +0.53$)とし有効勾配の異なる($ES = 0.16, 0.32, 0.64$)粗面を対象とした結果を紹介する。比較の為に、同解析条件によって得られた滑面の解析結果と、有限差分法によって得られたチャンネル乱流の文献結果[10]を示す。横軸は内層スケールで無次元化された壁からの距離を示しており、粗さによる仮想原点を考慮した有効壁面距離[11]を用いた。図中の文献[10]との比較より、本研究で使用した解析法は、他の解析スキームと同等の解析結果が得られることが確認できる。また、粗面の平均速度分布は、粗さによる摩擦抵抗の増大の影響を受けて、滑面の結果から下方にシフトしていることが確認できる。平均速度の下方シフト量は、有効勾配 ES の増加に伴って大きくなっており、粗さの勾配が急峻になるに従って摩擦抵抗が増大することを示唆している。本解析で対象としたレイノルズ数は低く、対数速度則の成り立つ領域を確認することは難しいが、粗面から離れた領域の平均速度分布の傾きは、滑面とほぼ同等であることが分かる。つまり、本研究で対象とした粗面においても、粗面から離れた領域では対数領域が形成され、式(1)の対数速度則が成立することが示唆される。

次に、滑面からの対数速度則の下方シフトとして定義される粗さ関数を示した結果を図4に示す。図より、温度粗さ関数 $\Delta\theta^+$ は速度粗さ関数 ΔU^+ と良く相関しており、速度・温度粗さ関数ともに、ひずみ度が正($Sk = +0.53$)でかつ有効勾配 ES が大きな粗

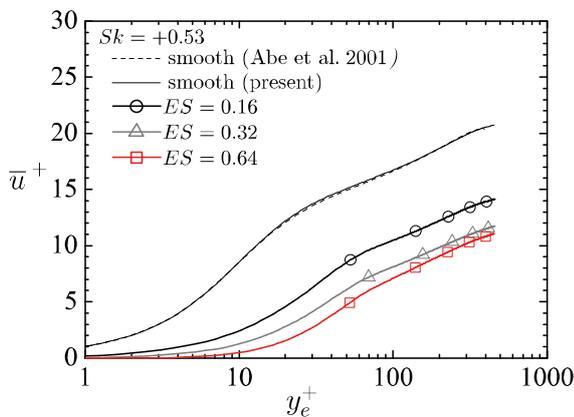


Fig.3 Inner-scaled mean velocity profiles for smooth and rough walls with $Sk = +0.53$. For reference, the smooth wall result from [10] is included.

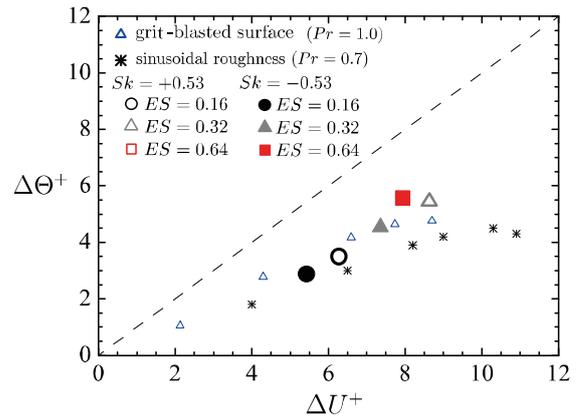


Fig. 4 Temperature roughness function against the velocity roughness function. The direct numerical simulation data for grit-blasted surface [12] and sinusoidal roughness [13] are also shown.

面で特に大きな値を示している。つまり、急峻な山型粗さにおいて、粗さが速度・温度場に与える影響が特に大きいことが分かる。興味深いことに、本研究で得られた ΔU^+ と $\Delta\theta^+$ の関係性は、三次元のプラスト粗面の直接数値解析結果[12]と近い。つまり、ひずみ度や有効勾配といった粗さの幾何パラメータは、速度・温度粗さ関数そのものには影響を及ぼすが、 ΔU^+ と $\Delta\theta^+$ の相関関係には大きな影響を及ぼさないことが示唆される。その一方で、本研究と比べて低いプラントル数 Pr を対象とした解析結果[13]の $\Delta\theta^+$ は、本研究の結果より低く、 Pr の減少とともに $\Delta\theta^+$ が小さくなることが示唆される。

次に、粗さが、 ΔU^+ や $\Delta\theta^+$ を増大させるメカニズムについて述べる。粗さは、壁面の表面積を増大させ粘性抵抗や圧力抗力を生み出す他、粗さ近傍の乱流に影響を及ぼし、平均流を蛇行させる。そして、これらの複合的な影響によって粗さ関数が増大する。この複合的な影響を明らかにするために、非圧縮流体における運動量式・エネルギー式を時間・空間に対して積分することで得られる寄与項の解析を行った結果を図5に示す。図5(a)には速度粗さ関数 ΔU^+ の寄与項を示しており、 ΔU_{td}^+ は粗さによる乱れ・蛇行速度の変化による寄与、 ΔU_{vd}^+ は粗さ表面に生じる粘性抵抗の寄与、 ΔU_{pd}^+ は粗さ表面に生じる圧力抗力の寄与、 ΔU_{vr}^+ は粗さ領域の粘性寄与項を表している。同様に、温度粗さ関数 $\Delta\theta^+$ に対する寄与項は図5(b)に示しており、 $\Delta\theta_{td}^+$ は粗さによる乱れ・蛇行速度の変化による寄与、 $\Delta\theta_{wht}^+$ は粗さ表面の熱流束寄与、 $\Delta\theta_{vr}^+$ は粗さ領域の分子拡散寄与項を

表している。なお、 $\Delta\theta_{tot}^+$ は粗面の熱的境界条件に応じて変化する総熱流束による寄与である。図5(a)より、 ΔU_{td}^+ は負の寄与、 ΔU_{vd}^+ と ΔU_{pd}^+ は正の寄与となっていることが分かる。つまり、速度粗さ関数 ΔU^+ の増大に寄与する支配的な要因は粗さによる粘性抵抗・圧力抵抗の増大であり、粗さによる乱れ・蛇行速度の変化は ΔU^+ を減少させる。なお、 ΔU_{td}^+ が負の寄与となる理由は、摩擦レイノルズ一定条件下において、乱れ速度・蛇行速度による応力が、滑面における乱れの応力を下回ることに起因する。また、 ΔU_{vd}^+ と ΔU_{pd}^+ に関して、有効勾配 ES が増加すると、粘性抵抗寄与 ΔU_{vd}^+ が減少するが圧力抗力寄与 ΔU_{pd}^+ は大幅に増加し、結果的にその和($\Delta U_{vd}^+ + \Delta U_{pd}^+$)は増加する。この傾向は、ひずみ度が正($Sk = 0.53$)の粗面で特に顕著である。つまり、粗さの幾何パラメータである ES や Sk は圧力抵抗の増減に多大な影響を及ぼし、結果的に粗さ関数 ΔU^+ を変化させる。

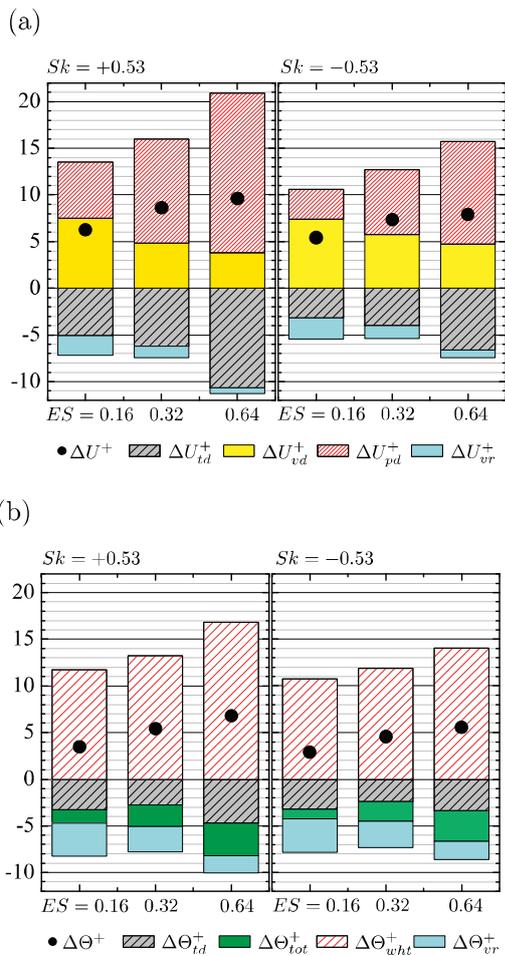


Fig.5 Contribution terms for the roughness functions: (a) velocity roughness function and (b) temperature roughness function.

図5(b)より、温度粗さ関数 $\Delta\theta^+$ に関しては、 $\Delta\theta_{td}^+$ を始めとして、 $\Delta\theta_{tot}^+$ や $\Delta\theta_{vr}^+$ は負の寄与となっており、 $\Delta\theta_{wht}^+$ のみが正の寄与となっている。つまり、 $\Delta\theta^+$ の増大に寄与する支配的な要因は、粗さの表面積増大に伴う熱流束寄与の増大であり、粗さによる乱れ・蛇行速度の変化は速度場同様に $\Delta\theta^+$ を減少させる。一方で、粗さの幾何パラメータである ES や Sk が $\Delta\theta_{wht}^+$ に与える影響は、粘性抵抗寄与 ΔU_{vd}^+ や圧力抗力寄与 ΔU_{pd}^+ に与える影響と比べて相対的に小さい。とりわけ、 ES や Sk が圧力抗力寄与 ΔU_{pd}^+ に与える影響は、他の寄与項と比較しても圧倒的に大きい。つまり、 $\Delta\theta^+$ と比較して ΔU^+ が粗さの幾何パラメータの影響を受けやすい理由は、 ΔU^+ の支配的な寄与項である圧力抗力が幾何パラメータ(ES, Sk)の影響を強く受けるからである。

4. 粗面の乱流熱流動のレイノルズ数依存性

前節では、粗さの幾何構造が速度・温度場に与える影響について述べた。本節では、粗さが速度・温度場に与える影響のレイノルズ数依存性について述べる。対象とする系は、前節と同様のオープンチャンネル流であるが、熱的境界条件として壁温一定とし流体には一様発熱条件を課した。粗面の乱流境界層に関連するレイノルズ数には、系の代表長さ(ここでは有効半チャンネル高さ δ_e [11])を用いる摩擦レイノルズ数 Re_τ の他に、粗さのスケールを代表長さとした粗さレイノルズ数 k_t^+ が考えられる。これら二種類のレイノルズ数の影響を調査する為に、 $Re_\tau = 115, 250, 550$ の Re_τ に対して、相対粗さ k_t/δ_e を変化させた解析を行った。ここでは、平均ピークトラフ距離を粗さのスケールとして用いる。なお、本研究では、粗面全体のスケールを変化させることで、相対粗さを変化させた。対象とした粗面は三次元不規則粗さとし、ひずみ度は $Sk = 0.6$ 、有効勾配は $ES = 0.66$ の値を持つ。解析は格子ボルツマン法を用いて行い、計算格子数は最大で $1824(x) \times 304(y) \times 912(z)$ となっており、全て等間隔格子を用いて解析を行い、 k_t^+ は最大で280となった[14] (図6)。



Fig.6 Instantaneous temperature field at $Re_\tau = 550$. The blue and red contours denote the low and high temperature regions, respectively.

図7に内層スケールで無次元化された平均速度・温度分布を示す。図より、速度・温度分布ともに、摩擦レイノルズ数 Re_τ 、相対粗さ k_t/δ_e に関わらず、粗さレイノルズ数 k_t^+ が同一のケースの分布がおおむね一致している。これは、滑面の対数則からの下方シフト量である粗さ関数は k_t^+ の関数となることを裏付けている。また、図7 (a,b) の比較より、温度粗さ関数 $\Delta\theta^+$ は、速度粗さ関数 ΔU^+ と比べて小さく、粗さが温度場に与える影響は、速度場に与える影響と比較して小さいと言える。

次に、図8に粗さ関数のレイノルズ数依存性を示す。横軸は、等価砂粒粗さ k_s を基にしたレイノルズ数 k_s^+ としている。図8 (a) より、速度粗さ関数 ΔU^+ は概ね等価砂粒粗さ k_s^+ の関数となっており、およそ $k_s^+ > 200$ の領域で計算結果は完全粗面領域の式(3)と一致する。また、砂粒粗さ[15]の実験結果と比べて、解析結果の完全粗面領域への漸近挙動はより急峻になっている。これは、本研究で対象とした粗面の構造に起因していると考えられる。実際に、完全粗面領域への漸近挙動は粗さ構造に依存することが報告されている[16]。

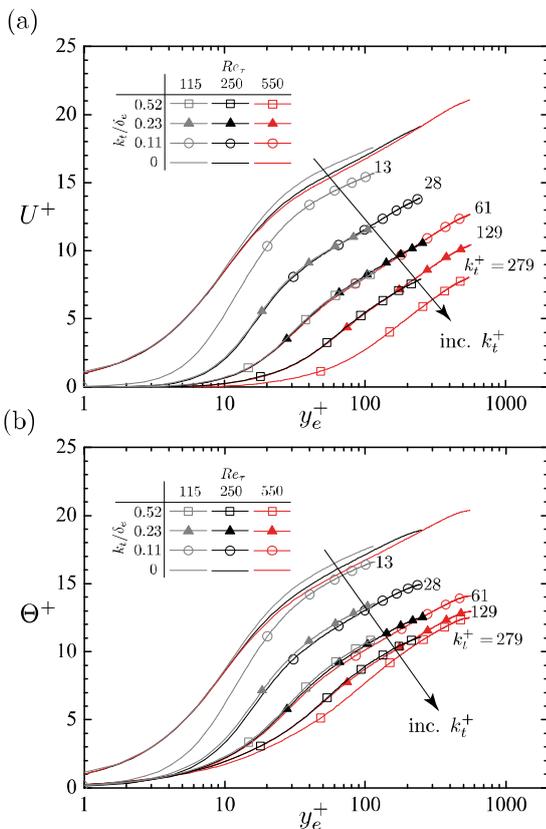


Fig.7 Reynolds number dependence of the mean profiles: (a) mean velocity and (b) mean temperature.

温度粗さ関数 $\Delta\theta^+$ に関して、 ΔU^+ と同様に、 $\Delta\theta^+$ は k_s^+ の関数として表され、レイノルズ数依存性はプラスト粗面[12]、前述の不規則粗面[5]と近い傾向が得られた。ここで、図8 (a,b) の比較より、 ΔU^+ と比較して、 $\Delta\theta^+$ の等価砂粒粗さ k_s^+ に対する増加割合が小さく、特に k_s^+ が大きな領域では、 $\Delta\theta^+$ の増加傾向は ΔU^+ のそれと比べて明らかに鈍化している。つまり、 k_s^+ が大きな領域では ΔU^+ と $\Delta\theta^+$ との差が顕著となる。これは、運動量・熱輸送の相似性が粗さによって崩壊したことを意味している。プラントル数が1の条件では、滑面の乱流境界層では運動量・熱輸送との間には相似性が見られ、摩擦係数とスタントン数との比は一定となることが知られている。しかし、粗面乱流境界層においては、粗さが運動量輸送に与える影響は、熱輸送に与える影響に比べて大きくなる[6,12,13]。つまり、粗面上の摩擦係数（流動抵抗）の増大は、スタントン数（熱伝達率）の増大に比べて大きくなる。

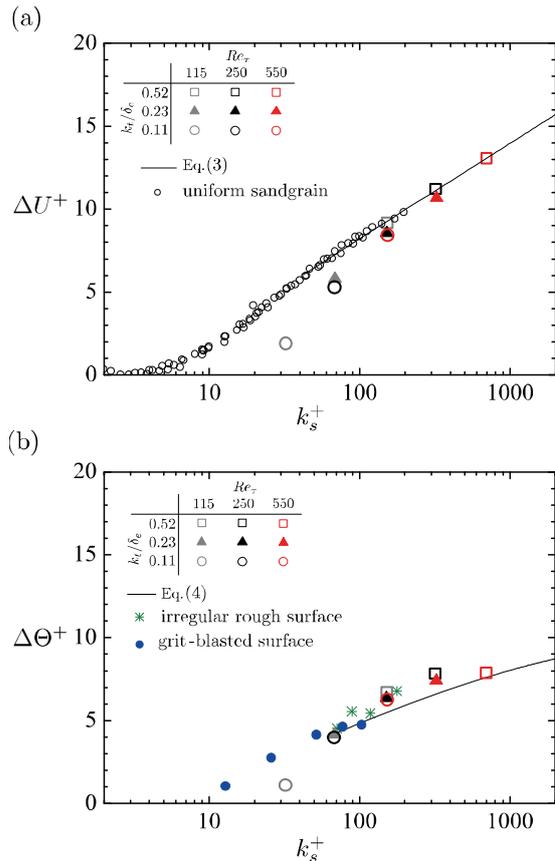


Fig.8 Roughness functions against the equivalent sand-grain roughness: (a) ΔU^+ and (b) $\Delta\theta^+$. The results for uniform sand-grain [15], grit-blasted surface [12], and irregular surface [5] are included.

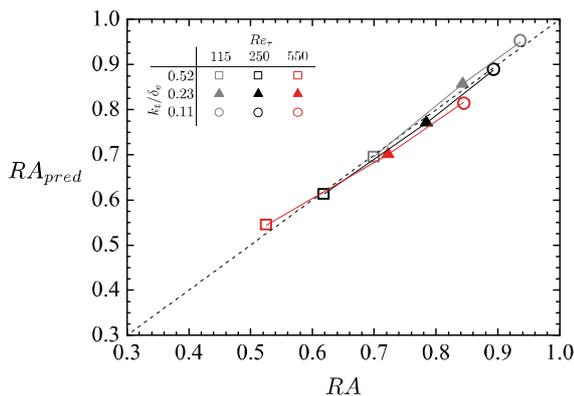


Fig. 9 Comparison of the predicted and actual Reynolds analogy factors.

最後に、運動量・熱輸送の非相似性のスケーリングに関する結果を紹介する。摩擦係数 C_f 、スタントン数 S_t は、内層スケールで無次元化されたバルク速度 U_b^+ 、平均温度 θ_a^+ を用いてそれぞれ $C_f = 2/(U_b^+)^2$ 、 $S_t = 1/(U_b^+\theta_a^+)$ と表すことができる。ここで、式(1,2)の対数則を積分することで U_b^+ 、 θ_a^+ を与えると、 C_f と S_t との比で表されるレイノルズアナロジファクタ $RA = 2S_t/C_f$ は以下のように表現できる。

$$RA = \frac{2S_t}{C_f} = \frac{1}{Pr_t + \sqrt{0.5C_f g_k}} \quad (7)$$

ここで、プラントル数一定条件において、 $\Delta\theta^+$ と ΔU^+ は k_s^+ の関数となることを用いると、未知関数 g_k は k_s^+ の関数となることが示される[14]。様々な粗面に対して汎用的に RA 値を予測する g_k を定式化することは難しいが、本研究で得られた結果に関しては、 $g_k = 2.1(k_s^+)^{0.2} - 2.9$ と与えることで RA 値を良好に予測することができる。図9に、式(7)によって予測された RA 値を比較した結果を示す。本解析で対象としたケースでは、粗さによる C_f の増大が S_t の増大を上回る非相似が生じており、 RA 値は1を下回る。また、摩擦レイノルズ数 Re_τ 、相対粗さ k_t/δ_e の増大に従って、熱・運動量輸送の非相似性は顕著に表れ、 RA 値は減少する。式(7)はこの傾向を非常によく再現している。よって、熱・運動量輸送の非相似性を定量化するレイノルズアナロジファクタ RA は、摩擦係数 C_f 、等価砂粒粗さ k_s^+ を用いてスケーリング可能であることが示唆された。

5. おわりに

本稿では、粗さが運動量・熱輸送に与える影響について、主に粗さの幾何構造の影響、レイノルズ数

依存性に焦点を当てて述べた。また、粗さの幾何パラメータとしてひずみ度、有効勾配を対象とした。しかし、実際の粗さの構造は多岐に渡り、粗面の乱流熱伝達は、様々な幾何パラメータの影響を受ける。また、粗さが熱流動場に与える影響に関しても、プラントル数の影響、高レイノルズ領域の挙動など未だに十分に理解されていない点も多い。粗面の乱流熱流動に関する研究は、歴史のある研究テーマではあるが、近年の数値流体力学の発展と相まって、直接数値解析に関する研究はますます増えており、さらなる研究の進展が期待される。

参考文献

- [1] Hama, F. R., *Trans. Soc. Nav. Arch. Marine Engrs.*, **62**, 333-358(1954).
- [2] Kader, B. A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **24** (9) 1541-1544 (1981).
- [3] Flack, K. A. and Schultz, M. P., *J. Fluids Engng.*, **132**, 041203 (2010).
- [4] Kays, W. M. and Crawford, M., 3rd Edition. McGraw-Hill (1933).
- [5] Kuwata, Y., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **92**, 108859 (2021).
- [6] Bons, J.P., 2002. ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air, American Society of Mechanical Engineers, 349-363 (2002).
- [7] Napoli, E. et al., *J. Fluid Mech.*, **613**, 385-394 (2008).
- [8] Suga, K. et al., *Comput. Math. Appl.*, **69**, 518-529 (2015).
- [9] Latt, J. and Chopard, B., *Math. Comput. Simul.*, **72**, 165-168 (2006).
- [10] Abe, H. et al., *J. Fluids Engng.*, **123**(2), 382-393 (2001).
- [11] Kuwata, Y. and Kawaguchi, Y., *J. Fluid Mech.*, **862**, 781-815 (2019).
- [12] Peeters, J. and Sandham, N., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **138**, 454-467 (2019).
- [13] MacDonald, M. et al., *J. Fluid Mech.* **861**, 138-162 (2019).
- [14] Kuwata, Y., *Phys. Fluids*, **34**(4), 045118 (2022).
- [15] Nikuradse, J., *VDI Forschungsheft, Citeseer* (1993).
- [16] Flack, K. A. et al., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **35**, 160-167 (2012).

乱流燃焼シミュレーションと機械学習活用

Turbulent Combustion Simulation and Machine Learning Modelling

源 勇気, 店橋 護 (東京工業大学)

Yuki MINAMOTO, Mamoru TANAHASHI (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: minamoto.ya@m.titech.ac.jp

1. はじめに

我が国では、2020年10月に当時の首相による所信表明演説において2050年にカーボンニュートラルを目指すことが宣言され、これに対応した第6次エネルギー基本計画が2021年10月に閣議決定されている。カーボンニュートラルの実現には、e-fuelや水素等の代替燃料の大量導入を想定した高効率・低環境負荷燃焼器の開発が必要とされている。

一方で、米国エネルギー省の発表によると、1次エネルギー供給量の約80%は、今後40年以上に渡り化石燃料や合成ガス、代替燃料などの燃焼が担うと予測されている。現時点では、自然エネルギーに関する技術革新により、自然エネルギー供給量が世界の全エネルギー需要を満たすには長い年月が必要とされる。このため、中・長期的なエネルギー安定供給の視点からも、クリーン燃焼技術の確立と共に、各種燃焼機器の更なる高効率化や低環境負荷化が求められている。これには燃焼機器設計の高度な最適化や適切な熱化学条件による運転条件決定、燃焼器の燃料に対する柔軟設計などが求められる、そのためには高精度な数値燃焼解析が有効であると考えられる。

乱流燃焼の数値解析手法として、直接数値計算(DNS)、ラーゼ・エディ・シミュレーション(LES)、レイノルズ平均シミュレーション(RANS)がある。時間平均操作の施された輸送方程式に基づくRANSは、計算コストが安価なこともあり、企業等の研究開発において既に広く活用されている。また、乱流輸送に関する物理モデルを必要とせず、詳細化学反応機構を正確に考慮する乱流燃焼DNSは最も高精度な乱流燃焼シミュレーションであり、1990年代に初めて実現されて以来、様々な燃焼現象理解や予測モデル開発研究で活用されている。しかし、高性能計算機性能の発展した現代においても、乱流燃焼DNS実施には膨大な計算資源が必要で、比較的単純な形状および小さなスケールを有する燃焼

器における燃焼現象が専らの対象となる。とはいうものの、様々な科学計算技術の進歩により、単純化された燃焼器形状ではあるものの、実用燃焼器内燃焼条件に非常に近い熱化学条件の考慮が現在では可能になっている。これらに関する近年の研究に関しては2.1節で紹介する。

近年、実用燃焼器内の乱流燃焼を対象とした数値熱流体解析において、大スケールの変動(GS)を直接考慮可能なLESが活用され始めている。LESは現在すでに広く産業界で活用されているRANSと比較し高計算コストであるものの、物理モデル精度のシミュレーション解への影響が小さく、一般的にRANSに比べて高精度と考えられている。一方で、LESはDNSに比べて圧倒的に計算コストが低く、計算機性能が向上した現在において、実用燃焼器の数値燃焼解析における現実的な選択肢となり始めている。LESでは、直接解像されないサブ・グリッドスケール(SGS)現象が存在するが、これらの寄与を各種物理モデル(SGSモデル)により正確に考慮する必要がある。LESの高精度化には、SGS乱流燃焼モデルやSGS応力モデルなどの高精度化及びロバスト化が不可欠である。この中で、SGS乱流燃焼項は他のSGS項と比較し非線形性が大きく、高精度乱流燃焼LESにおいて特に重要な物理モデルと考えられる。

近年、このSGSモデルを含む乱流燃焼シミュレーションに関する物理モデルの高精度化のために機械学習の活用が検討され始めている。乱流燃焼研究界隈における機械学習活用は未開拓ではあるものの、3.2節に述べる通り、一部のモデル開発研究において一定の成果を示しており、今後の更なる発展が期待される。

本稿では、種々の燃焼問題におけるDNSやLESに基づく数値解析やモデル開発に関する近年の特徴的な取り組みについて紹介し、これらに存在する課題や今後の展望について解説する。

2. 乱流燃焼シミュレーション

2.1 直接数値計算 (DNS)

乱流燃焼に関する現実的な素反応を考慮した 3 次元直接数値計算 (DNS) は、1999 年に水素・空気平面乱流火炎を対象として実現され発表された研究が最初である [1]。以来、高性能計算機の運用が早期から実現していた日本や欧米を中心に、大気圧下における水素やメタンを燃料とする平面乱流火炎を基本として、様々な乱流燃焼条件を対象とした DNS が実施されてきた。

現在まで多くの DNS が水素やメタンを対象としていたのは、現象的側面だけではなく、計算コスト的な側面も主な理由であった。近年、計算機性能の更なる向上や優れた常微分方程式ソルバーの開発、低 Stiff な化学反応機構及び削減手法の提案に伴い、比較的大きな分子量を持つ炭化水素燃料や高圧条件など、現実的な熱化学条件を考慮した DNS が実現されている。つまり、以前のように、実用燃焼器内燃焼現象 (例：ガソリン燃焼) の理解のために、大気圧条件における水素空気燃焼 DNS 結果と反応進行変数などの反応性スカラーを用いて間接的に現象解明を行う、ということが必ずしも必要ではなくなっている。例えば、内燃機関燃焼に関する DNS として、ガソリン燃料により近い反応特性を有するプロパン [2] や n ヘプタン [3, 4], n ドデカン [5, 6], DME [7], PRF [8] などのサロゲート燃料を内燃機関燃焼条件下 (高圧) で直接考慮できるようになっており、NTC や LTHR などの非単調化学反応特性を含む乱流燃焼の現象解明及びモデル開発が可能となっている。最も、これらの研究においても内燃機関内燃焼条件に近い高圧条件を考慮した DNS では 3 次元領域を取り扱うことは容易ではなく、多くの場合 2 次元燃焼場の考慮に留まる。一方、Treichler ら (2017) [9] や Borghesi ら (2021) [6] のように異種アーキテクチャから構成される計算資源を有効活用するような計算科学的側面の工夫により、内燃機関内燃焼条件及び現実的な燃料種、化学反応機構を考慮に入れた 3 次元 DNS を実現した例もある。今後は、この様な CPU/GPU が混在しているハードウェアを対象としたデータ及びタスク並列化などの先端技術を DNS にも取り入れることで、より現実的な熱化学条件及び領域サイズを考慮できるようになるかもしれない。また、これらの高分子炭化水素燃料燃焼の DNS においてのボトルネ

ックとなっている化学反応生成項の時間積分に関して、人工ニューラルネットワーク (ANN) を活用する研究も存在している [10]。当該研究では、メタン燃焼の詳細化学反応機構である GRI-Mech 3.0 を考慮した低マッハ数近似仮定による乱流燃焼 DNS において、5 倍程度の計算速度向上が報告されている。

さらに、従来、DNS と言えば、TTX [1] や SENGAL [11], S3D [12] のような古くからある従来 DNS ソルバーのように、直交格子と高精度数値・境界手法に基づくソルバーのみであったが、近年では非構造メッシュと散逸的で低精度な手法を考慮するソルバーも採用され始めている [2, 13]。これは高性能計算機の活用の促進及びその性能が著しく向上したことにより、比較的容易に超高解像度条件を採用し、メッシュ非構造性と低数値精度を補うような条件設定が可能になったことが 1 つの理由であると考えられる。このようなソルバーによる DNS 実施には注意が必要であるものの、実用燃焼器のような比較的複雑な境界面から構成される境界条件を直接考慮できるという利点もあり、計算機性能が更に向上した将来、LES に代わる解析手法となる可能性も考えられる。

2.2 ラージ・エディ・シミュレーション (LES)

近年の LES 研究においても計算機性能向上を反映し、より大規模な数値計算実施の報告が多くなっている。高解像度メッシュを採用することにより、例えば壁面近傍の熱輸送に関して、より現実的な連成を直接考慮したり [14]、従来であれば DNS でしか検討しえなかった局所消炎等の燃焼現象にも言及したり [15] するような LES 研究も受け入れられ始めているようである。特に、J. Benajes ら (2022) [15] では、全乱流エネルギーの 80%以上を解像していると推定される計算条件を採用している。最も、LES で現れる火炎と壁面干渉や局所消炎のような燃焼現象は、考慮される空間解像度だけではなく、スカラー輸送方程式のモデル化手法にも大きく依存することが考えられる。例えば、壁面近傍の燃焼現象では化学種の (選択) 拡散が大きな影響を有すると考えられるが、本要素現象を考慮できるモデル化の枠組みは限られており、これら化学種スカラーを反応進行変数と混合分率に削減する手法では、採用される解像度に関わらず、不適である可能性がある。

る。

近年、LES に適用され始めた比較的新しい乱流燃焼モデルとして、完全攪拌反応器 (PSR) に基づく乱流燃焼モデル (PSR 乱流燃焼モデル) がある [16]. PSR 乱流燃焼モデルでは、比較的古くから存在する本モデルに似た名称を持つ Partially stirred reactor (PaSR) 乱流燃焼モデルとは異なり、予め反応進行変数や混合分率を制御変数とする全ての熱化学量に関するテーブルを 0 次元 PSR 計算に基づき作成する。このようなテーブルに基づいて化学反応生成項を予測する手法として、既に、Flamelet generated manifolds (FGM) 法や Flamelet progress variable (FPV) 法などが存在するが、PSR 乱流燃焼モデルでは、基礎となる反応器として 1 次元反応器ではなく、0 次元 PSR を考慮する点が異なる。0 次元 PSR を考慮することで、1 次元反応器ではラジカルの存在や高温反応ガス条件により解が一意に決定されない熱化学条件下においても適用可能である。本モデルを採用することにより、伝播火炎と自着火領域が複雑に混在する Moderate and low oxygen dilution (MILD) 燃焼 [17] や水素空気の超音速燃焼 [18] を対象とした LES を比較的 low コストで実現している研究もある。また、PaSR 乱流燃焼モデルとは異なり、LES 中に 0 次元反応器に関する常微分方程式を解く必要がないため、計算コスト低減の効果もある。とは言え、従来からの SGS 乱流燃焼モデルである PaSR [19] や FGM [20], その他の flamelet モデル [21] においても、更なる高精度化手法が提案され続けている。一方で、近年まで様々な条件付き混合モデル高度化手法の提案があった輸送確率密度関数 (TPDF) 法に関しては、最も単純な Interaction by exchange with the mean (IEM) モデルや Euclidean minimum spanning tree (EMST) モデルで十分である、という報告が出始めているのは非常に興味深い [22, 23].

3. 燃焼シミュレーションにおける機械学習活用

3.1 深層学習の基礎原理と背景

深層学習は、機械学習の一つであり、基本的に多層のニューラルネットワークから構成される機械学習モデルである。例えば深層学習の一つであるディープニューラルネットワーク (DNN) は、単純な入力-出力マッピングを構成するネットワークが幾層にも重なっているような構造を持ち、各層は最適化可能なパラメータのセットから構成される。十

分な情報を与えられ、これらのパラメータを最適化できると仮定する場合、DNN はどのような非線形関数も推定できる、とされている。ここで、モデルの最適化に関して、 $y = f(\mathbf{x})$ のような関数を推定する場合、 (\mathbf{x}_i, y_i) からなる $[i = 1, 2, \dots, n]$ 個のサンプルデータを用いる。SGS 乱流燃焼モデルにおいて例えば、 y_i は予測対象である SGS 反応速度、 \mathbf{x}_i は各種 GS 物理量である。このような一般的な枠組みのため、DNN の活用分野は多岐に渡り、画像認識や言語処理、人間行動などの分野で効果的に活用されている。乱流燃焼研究において、ニューラルネットワークが活用された最初の事例は筆者の知る限り Ihme ら (2009) [24] である。昨今の計算機性能向上に伴い、より高度な機械学習手法を活用した乱流燃焼モデル及びサブモデルの提案が行われており、いくつかの取り組みについて次節で紹介する。

3.2 機械学習による乱流燃焼モデル

機械学習を乱流燃焼モデルに適用する最も単純で確実な方法は、既存の従来モデルを模倣し、その枠組みの下で機械学習を組み込むことである。これは、乱流燃焼モデル全体として、従来モデルの枠組み以上の精度向上は望めないものの、反応速度予測の過程全体がブラックボックスにならない点が長所である。例えば、Flame surface density (FSD) の予測はいくつかの乱流燃焼モデルにおいて重要であり、従来モデルでは、以下のような point-wise なモデル式によることが多い。

$$\bar{\Sigma} = f_{\Sigma}(\bar{c}, u'_{\Delta}, \Delta, \delta_{th}, S_L, \dots). \quad (1)$$

ここで、 $\bar{\Sigma}$, \bar{c} , u'_{Δ} , Δ , δ_{th} , S_L はそれぞれ、"generalized" FSD, GS 反応進行変数, SGS 乱流強度, フィルターサイズ, 火炎厚さ, 層流燃焼速度である。従来モデル f_{Σ} への入力として、スカラー以外に局所的な乱流情報が必要なのは、FSD 自体も乱流輸送されるからである。これに基づき、機械学習においても同じ入力を用い、 f_{Σ} を学習させることは可能である。一方、近年の機械学習ではより高度なネットワークも提案されており、例えば深層学習の一つである畳み込みニューラルネットワーク (CNN) では、場の空間的・幾何学的情報を入力させることも可能である。そのような場の情報は、局所乱流の影響による結果を既に反映していると考えられているため、次のように入力特徴量を削減することも可能かもしれない。

$$\bar{\Sigma} = f_{\Sigma, NN}(\bar{\mathbf{c}}_{\Omega}) \quad (2)$$

ここで、 $\bar{\mathbf{c}}_{\Omega}$ は空間量み込みに必要な小領域 Ω におけるGS反応進行変数の分布である。CNNのこのような特性を生かした乱流燃焼モデルは様々存在しており、例えばFSDを対象としたもの[25, 26]や、仮定PDFやflameletモデルで活用できる $\bar{c}^{\prime 2}$ の予測[27]などがある。このように、CNNは予測対象である参照点近傍の空間情報を特徴量とすることで、乱流燃焼モデルの高精度化を実現することができるネットワークである。

一方、CNNにも欠点がいくつかあり[28]、その一つは入力特徴量のサンプリングに格子形状データが必要という点である。機械学習の教師データとしてよく使われるDNSデータであれば、直交格子系のデータ構造が通常であるため、CNNの適用は問題ない。しかし、非構造メッシュの活用が一般的なLESにおけるCNNの活用には、データ構造の変換という手続きが必須で、この変換における誤差導入や計算コスト増が懸念される。また、壁面などの物理境界における量み込み領域の取り扱いに関して体系的な手法は存在しておらず、モデル開発研究ではその場その場の方法が採られているのが現状である。

CNNに依らないモデル化の取り組みとして、多層パーセプトロン(MLP)に基づく反応進行変数及び混合分率 Z の空間における結合確率密度関数(JPDF)予測モデルが提案されている[29]。本機械学習モデルは、参照点における5物理量($\bar{Z}, \bar{c}, \bar{\sigma}_Z^2, \bar{\sigma}_c^2, \bar{\sigma}_{Zc}$)を入力特徴量とし、その点における(35,31)の次元を持つJPDFを予測する。また、既存の乱流燃焼モデルのためのサブモデルとして、SGSスカラー散逸率モデル[30]も提案されており、本モデルも参照点における4物理量($\bar{c}, \bar{\sigma}_c^2, \bar{D}_c, 2\bar{D}_c|\nabla c|$)の入力特徴量に基づく。ここで、 D_c は拡散係数である。このような従来の枠組みに基づく機械学習モデルは、既存のLESソルバーへの組込みも比較的容易であると考えられる。最も、これら機械学習モデルへの入力である分散や共分散は、別の予測モデル等に依存するが、これら高精度予測は一般的に困難である。従って、入力特徴量不確定性に対するこれらの機械学習モデルの敏感性は十分に検証される必要がある。

機械学習の長所の一つとして、理論体系が構築されていないが、対象となる現象と相関がある(と考

えられる)物理量の活用がある。例えば、著者らが以前から着目している局所燃焼モード Φ は、

$$\Phi = \begin{cases} 1, & \text{反応支配モード} \\ 0, & \text{伝播支配モード又は非反応領域} \end{cases} \quad (3)$$

で定義される。ここで、スカラー輸送方程式に現れるスカラー流束と生成項を比較したときに、反応支配モードでは生成項のみが、伝播支配モードでは流束と生成項の両方が支配的なモードである。局所燃焼モードは、乱流運動に影響を受けた燃焼場の状態の定量化に相当し、乱流燃焼モデルにおいて有用と考えられる。局所燃焼モードのSGS予測モデルは、Jigjidら(2021)[33]によって単純なニューラルネットワークに基づき開発され、本モデルは自着火及び火炎伝播が混在するメタン空気MILD燃焼[33]及び水素空気燃焼(平面乱流火炎、V型乱流火炎及び旋回乱流火炎)[34]を対象に適用されている。さらに、Jigjidら[35]は、本SGS局所燃焼モードが、PaSRモデルにおける反応性構造の決定に重要な物理量である、との考えのもと、SGS局所燃焼モードと複数のニューラルネットワーク、PaSRの概念に基づく乱流燃焼モデルを構築した。従来理論では、未だ局所燃焼モードに関する理論体系は確立していないものの、反応性構造に関する予測に従来のad-hocな時間スケールサブモデルではなく、状態量一種であるSGS局所燃焼モードを活用できたのは、機械学習の柔軟な枠組みのためである。

一般的に、機械学習の最適化過程では、対象物理量の予測値が、教師データ内の目標値に近づくように各種パラメータが調整される。しかし、予測対象によっては、様々な物理的拘束条件を追加で課しながら最適化を行うことで、より高精度化が期待できる場合がある。Physics-informed neural network(PINN)と呼ばれる手法は、機械学習の最適化過程に物理的な意味づけを付加する。元々PINNは、非線形偏微分方程式で記述される現象予測のために提案された[31]が、この考え方は一般的な拘束条件に適用することもできる。例えば、乱流燃焼モデルにおいて、個々の化学種の反応速度は、非常に大きなダイナミックレンジが存在し、その予測は多くのモデルで対象となっている \tilde{c} 単体の反応速度予測に比べ困難である。このような課題に対し、物理拘束条件を付加的に考慮することで、例えば詳細化学反応機構に現れる個々の化学種の直接予測を实

現した研究報告もある [32]. 本研究で提案されているネットワークでは, ある化学種 i に対する予測 $\bar{\omega}_i = f_{\omega, NN}(\bar{Y}_i, \dots)$ (\bar{Y}_i は化学種 i のGS質量分率)に対応する単一の学習済みネットワークによる種々の化学種予測を目的とし, その最適化過程において, 質量保存及び原子数保存則を考慮している. このような機械学習における最適化の柔軟性により, 今後より高度な学習手法が提案されると考えられる.

以上のように今後も更なる発展の可能性のある機械学習であるが, 実用化に際しての課題も存在する. その一つは, 「教師データの質と量」である. 乱流燃焼現象は, 化学反応と乱流輸送の相互作用による非線形性を有するため, ロバストで高精度なモデル化には, 膨大で多種多様な教師データが必要と考えられる. ここで, 教師データになり得る乱流燃焼データとして, DNS結果が挙げられるが, 一般的に反応性乱流のDNSは, 非反応性乱流DNSと比較し計算コストが膨大で, 公開されているデータベースも十分ではない. また, 計算コストに関わらず, 条件定義の難しさや高精度境界手法の制約により, 複雑形状を有する燃焼器の考慮は困難である. 結果, 多くの機械学習による乱流燃焼モデル開発研究における教師データは, 比較的単純な単一火炎形状の乱流予混合火炎DNSデータに留まっている. モデル化の対象がそもそも単一形状の予混合火炎であるが故に, 入力特徴量や特徴量スケールリングなどの機械学習の枠組みも特定の予混合火炎条件に特化している場合が多い. この場合, 「教師データの質と量」の問題は, 単に教師データを増やせば解決する, というものではなく, 機械学習に必要な個々の要素技術に対して, 広い乱流燃焼条件を包括できる手法を確立する必要がある. また, 乱流燃焼に適したデータ拡張などにより, 大きな追加コストなくモデルの柔軟性を向上させるような学習手法も今後必要となるだろう.

4. まとめ

本稿では, 近年の特徴的なDNS及びLES研究を紹介した. 特に, 現実的な熱化学条件を完全に考慮したDNS実現の背景には, 計算機性能の向上だけでなく, 高度なソルバーや反応機構の簡略化手法, 並列計算技術に関する新規技術によるところが多い. また, 近年報告されている非構造メッシュ及び低精度ソルバーによる「DNS」の出現は, LES及び

DNSの枠組みを超え, 実用燃焼器内燃焼を小スケールまで直接考慮できる乱流燃焼シミュレーションとして将来, 広く受け入れられる可能性もある.

本稿後半では, 乱流燃焼シミュレーションにおいて重要な乱流燃焼モデルに関する機械学習適用研究を紹介した. 乱流燃焼研究界隈における本格的な機械学習活用は, 始まったばかりであるが, 機械学習の有効性は, 本稿で紹介したように, 幾つかの文献で既に報告されている通りである. 今後は, 実用化を視野に入れ, 更なる技術的課題への取り組みや, ロバスト性向上の仕組み, 説明可能な機械学習手法, 良質で多種多様な教師データによる学習手法の確立などが期待される.

参考文献

- [1] Tanahashi, M., Nada, Y., Fujimura, M. and Miyauchi, T., *Fine Scale Structure of H₂-Air Turbulent Premixed Flames*, Proc. 1st Turbulence and Shear Flow Phenomena, 59-64 (1999).
- [2] Malé, Q., Vermorel, O., Ravet, F. and Poinso, T., *Direct numerical simulations and models for hot burnt gases jet ignition*, Combust. Flame, 223, 407-422 (2021).
- [3] Wang, H., Luo, K., Hawkes, E.R., Chen, J.H. and Fan, J., *Turbulence, evaporation and combustion interactions in n-heptane droplets under high pressure conditions using DNS*, Combust. Flame, 225 417-427 (2021).
- [4] Minamoto, Y., Kondo, Y., Osawa, K., Harada, Y., Shimura, M. and Tanahashi, M., *Effects of low-temperature chemistry on the wall heat flux in HCCI combustion*, Proc. Combust. Inst., 38 (4) 5519-5527 (2021).
- [5] Dalakoti, D.K., Savard, B., Hawkes, E.R., Wehrfritz, A., Wang, H., Day, M.S. and Bell, J.B., *Direct numerical simulation of a spatially developing n-dodecane jet flame under Spray A thermochemical conditions: Flame structure and stabilisation mechanism*, Combust. Flame, 217, 57-76 (2020).
- [6] Borghesi, G., Krisman, A., Lu, T. and Chen, J.H., *Direct numerical simulation of a temporally evolving air/n-dodecane jet at low-temperature diesel-relevant conditions*, Combust. Flame, 195, 183-202 (2018).

- [7] Zhang, J., Luong, M.B., Pérez, F.E.H., Han, D., Im, H.G. and Huang, Z., *Exergy loss characteristics of DME/air and ethanol/air mixtures with temperature and concentration fluctuations under HCCI/SCCI conditions: A DNS study*, Combust. Flame, 226, 334-346 (2021).
- [8] Kim, J.H., Yu, G.H., Chung, S.H. and Yoo, C.S., *A DNS study of ignition characteristics of a lean PRF/air mixture with CH₂O and H₂O₂ addition under HCCI combustion-relevant conditions*, Combust. Flame, 234, 111654 (2021).
- [9] Treichler, S., Bauer, M., Bhagatwala, A., Borghesi, G., Sankaran, R., Kolla, H., McCormick, P.S., Slaughter, E., Lee, W., Aiken, A., and Chen, J., *S3D-Legion: An Exascale Software for Direct Numerical Simulation of Turbulent Combustion with Complex Multicomponent Chemistry*, In *Exascale Scientific Applications: Scalability and Performance Portability*, CRC Press (2017)
- [10] Chi, C., Janiga, G. and Thévenin, D., *On-the-fly artificial neural network for chemical kinetics in direct numerical simulations of premixed combustion*, Combust. Flame, 226, 467-477 (2021).
- [11] Cant, S., *Direct numerical simulation of premixed turbulent flame*, Philos. Trans. Royal Soc. London, 357, 3583-3604 (1999).
- [12] Hawkes, E.R., Sankaran, R., Sutherland, J.C. and Chen, J.H., *Direct numerical simulation of turbulent combustion: fundamental insights towards predictive models*, J. Phys. Conf. Ser., 16, 65-79 (2005).
- [13] Suillaud, E., Truffin, K., Colin, O. and Veynante, D., *Direct Numerical Simulations of high Karlovitz number premixed flames for the analysis and modeling of the displacement speed*, Combust. Flame, 236, 111770 (2022).
- [14] Agostinelli, P.W., Laera, D., Boxx, I., Gicquel, L. and Poinot, T., *Impact of wall heat transfer in Large Eddy Simulation of flame dynamics in a swirled combustion chamber*, Combust. Flame, 234, 111728 (2021).
- [15] Benajes, J., García-Oliver, J.M., Pastor, J.M., Olmeda, I., Both, A. and Mira, D., *Analysis of local extinction of a n-heptane spray flame using large-eddy simulation with tabulated chemistry*, Combust. Flame, 235, 111730 (2022).
- [16] Minamoto, Y. and Swaminathan, N., *Subgrid scale modelling for MILD combustion*, Proc. Combust. Inst., 35, 3529-3536 (2015).
- [17] Chen, Z., Reddy, V.M., Ruan, S., Doan, N.A.K., Roberts, W.L. and Swaminathan, N., *Simulation of MILD combustion using Perfectly Stirred Reactor model*, Proc. Combust. Inst., 36, 4279-4286 (2017).
- [18] Zhao, M., Chen, Z.X., Zhang, H. and Swaminathan, N., *Large Eddy simulation of a supersonic lifted hydrogen flame with perfectly stirred reactor model*, Combust. Flame, 230, 111441 (2021).
- [19] Iavarone, S., Péquin, A., Chen, Z.X., Doan, N.A.K., Swaminathan, N. and Parente, A., *An a priori assessment of the Partially Stirred Reactor (PaSR) model for MILD combustion*, Proc. Combust. Inst., 38 (4), 5403-5414 (2021).
- [20] Zadsirjan, S., Tabejamaat, S., Abtahizadeh, E. and van Oijen, J., *Large eddy simulation of turbulent diffusion jet flames based on novel modifications of flamelet generated manifolds*, Combust. Flame, 216, 398-411 (2020).
- [21] Tang, Y. and Raman, V., *Large eddy simulation of premixed turbulent combustion using a non-adiabatic, strain-sensitive flamelet approach*, Combust. Flame, 234, 111655 (2021).
- [22] Turkeri, H., Zhao, X., Pope, S.B. and Muradoglu, M., *Large eddy simulation/probability density function simulations of the Cambridge turbulent stratified flame series*, Combust. Flame 199, 24-45 (2019).
- [23] Zhou, H., Yang, T., Dally, B. and Ren, Z., *LES/TPDF investigation of the role of reaction and diffusion timescales in the stabilization of a jet-in-hot-coflow CH₄ /H₂ flame*, Combust. Flame, 211, 477-492 (2020).
- [24] Ihme, M., Schmitt, C. and Pitsch, H., *Optimal artificial neural networks and tabulation methods for chemistry representation in LES of a bluff-body swirl-stabilized flame*, Proc. Combust. Inst., 32 (1) 1527-1535 (2009).
- [25] Lapeyre, C.J., Misdariis, A., Cazard, N., Veynante, D. and Poinot, T., *Training convolutional neural networks to estimate turbulent sub-grid scale*

- reaction rates, *Combust. Flame*, 203, 255-264 (2019).
- [26]Shin, J., Ge, Y., Lampmann, A. and Pfitzner, M., *A data-driven subgrid scale model in Large Eddy Simulation of turbulent premixed combustion*, *Combust. Flame*, 231, 111486 (2021).
- [27]Nikolaou, Z.M., Chrysostomou, C., Vervisch, L. and Cant, S., *Progress Variable Variance and Filtered Rate Modelling Using Convolutional Neural Networks and Flamelet Methods*, *Flow, Turbul. Combust.*, 103, 485-501 (2019).
- [28]Kashefi, A., Rempe, D. and Guibas, L.J., *A point-cloud deep learning framework for prediction of fluid flow fields on irregular geometries*, *Phys. Fluids*, 33, 027104 (2021).
- [29]Chen, Z.X., Iavarone, S., Ghiasi, G., Kannan, V., D'Alessio, G., Parente, A. and Swaminathan, N., *Application of machine learning for filtered density function closure in MILD combustion*, *Combust. Flame*, 225, 160-179 (2021).
- [30]Yellapantula, S., Perry, B.A. and Grout, R.W., *Deep learning-based model for progress variable dissipation rate in turbulent premixed flames*, *Proc. Combust. Inst.*, 38, 2929-2938 (2021).
- [31]Raissi, M., Perdikaris, P. and Karniadakis, G.E., *Physics-Informed Neural Networks: A Deep Learning Framework for Solving Forward and Inverse Problems Involving Nonlinear Partial Differential Equations*, *J. Comput. Phys.*, 378, 686-707 (2019).
- [32]Nakazawa, R., Minamoto, Y., Inoue, N. and Tanahashi, M., *Species reaction rate modelling based on physics-guided machine learning*. *Combust. Flame*, 235, 111696 (2022).
- [33]Jigjid, K., Tamaoki, C., Minamoto, Y., Nakazawa, R., Inoue, N. and Tanahashi, M., *Data driven analysis and prediction of MILD combustion mode*, *Combust. Flame*, 223, 474-485 (2021).
- [34]Minamoto, Y., Jigjid, K., Igari, R. and Tanahashi, M., *Effect of flame-flame interaction on scalar PDF in turbulent premixed flames*, *Combust. Flame*, 239, 111660 (2022).
- [35]Jigjid, K., Minamoto, Y., Doan, N.A.K. and Tanahashi, M., *SGS reaction rate modelling for MILD combustion based on machine-learning combustion mode classification: development and a priori study*, *Proc. Combust. Inst.*, 39, in press.

ガスタービン翼の強制対流内部冷却と翼後縁部フィルム冷却

Forced-Convection Internal Cooling and Trailing-Edge Film Cooling of Gas-Turbine Blades

村田 章 (東京農工大学)

Akira MURATA (Tokyo University of Agriculture and Technology)

e-mail: murata@cc.tuat.ac.jp

1. はじめに

ガスタービン (ジェットエンジン) は航空用、産業 (発電) 用として広く利用されている熱機関であり、脱炭素・カーボンニュートラルへの取り組みが進められている。カーボンフリー燃料として SAF (Sustainable Aviation Fuel) が利用され始め、水素、アンモニア燃料の利用も検討されている[1]。再生可能エネルギーは天候・時間帯による変動が大きいため、電力の安定供給には起動性・停止性に優れたガスタービンの併用が不可欠となる。さらに再生可能エネルギーの電力系統への大量導入は、電源周波数・電圧の不安定化をもたらすので、その安定化には回転式発電機 (を有するガスタービン) が必要とされる[2]。高効率・高出力ガスタービン実現のための技術開発は今後も運輸、電力供給にとって重要である。

熱機関であるガスタービンの高効率化・高出力化にはタービン入口ガス温度の高温化が必要であり、材料の高温強度を考えるとタービン翼の冷却技術の向上が必須である。図1に示すように、タービン静翼・動翼の冷却には表面でのフィルム冷却と内部流路での強制対流冷却が用いられる。内部流路には熱的負荷の大きな対向二壁面に乱流促進リブと呼ばれる突起物があり (図1右)、流れの剥離・再付着、さらにはリブの傾斜により誘起される二次流れにより伝熱促進を行っている。この強制対流冷却は回転場往復冷却流路 (サーペントイン流路) での複雑な熱伝達現象であり、リブの影響の他にも、180度急激曲がり部における曲がりの遠心力と剥離・再付着、さらに回転コリオリ力・遠心浮力など多数の因子が影響する[4-5]。本稿の前半部では、強制対流内部冷却に関して、180度急激曲がり部を有するサーペントイン流路と低圧力損失な伝熱促進方法であるディンプル面を有する流路での流れと熱伝達を説明する。ディンプル形状として現在最も性能が良いと報告され

ているのは Chyu ら[6]のティアドロップ (涙滴形状) ディンプルで、前縁傾斜形状による流れの剥離抑制で熱伝達率の低下を抑える。ティアドロップディンプルを流れ方向に対して傾斜させた場合には弱い二次流れが誘起され、さらに伝熱促進が期待される。

本稿の後半部では翼後縁部フィルム冷却を取り扱う。図2に示すように翼後縁部は厚さが薄く内部冷却が困難である上に、背腹両面の主流からの熱流入が大きく、翼冷却において最も厳しい条件の部位である[7]。Cunha and Chyu[8]は翼後縁冷却構造として後縁部腹側壁を切り落としたカットバック形状が構造強度と空力特性を兼ね備えた最も優れた冷却形状であることを示した。カットバ

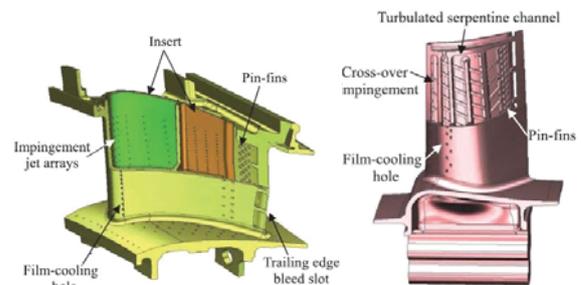


図1 ガスタービン静翼 (左) と動翼 (右) の冷却構造[3]

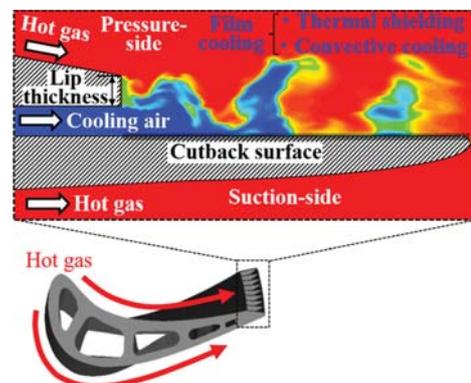


図2 翼後縁部フィルム冷却の概念図[7]。

ック形状による翼後縁冷却とは、後縁部スロットからカットバック面にフィルム冷却空気を吹き出して熱遮蔽をすると同時に、カットバック面を対流熱伝達によって冷却することで背面からの熱流入を処理する方式である。カットバック面の伝熱促進では、乱流促進・二次流れ効果が冷却空気膜を崩してしまうとフィルム冷却効率を大きく低下させるので、高フィルム冷却効率維持という従来とは異なる制約条件下での新たな伝熱促進問題となる。後縁部平滑カットバック面のフィルム冷却についてはリップ後端からの大規模放出渦（図3）による主流と冷却流の混合が発生し、ブロー比1付近でこの混合作用が強まり、フィルム冷却効率が低下する[9]。著者らはフィルム冷却総合性能向上のためにカットバック面に積極的に粗さ要素として凹みディンプルを敷設し、フィルム冷却効率を低下させずに熱伝達率を向上させた[10-13]。

本稿では上記ガスタービン翼冷却について、過渡応答法を用いた伝熱実験[10-13]、2成分または3成分粒子追跡流速計による多段面乱流計測[7,14-18]、LES解析[19-27]の結果を説明する。以下計測・計算手法の説明では、より複雑な翼後縁部フィルム冷却の場合を中心に説明する。

2. 伝熱実験

2.1 過渡応答法[10-13]

初期温度が T_i [K] の半無限固体が T_i から T_f [K] にステップ状に温度変化する流れにさらされた場合、時刻 t [s] における壁面温度 T_w [K] は半無限固体内1次元熱伝導の解析解（下式）で表される。

$$\frac{T_w - T_i}{T_f - T_i} = 1 - \exp\left(-\frac{h^2 a_w t}{\lambda_w^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{h\sqrt{a_w t}}{\lambda_w}\right) \quad (1)$$

ここで h [W/(m²K)] は熱伝達率、 a_w [m²/s] は壁材の温度伝導率、 λ_w [W/(m K)] は壁材の熱伝導率である。

流体温度変化がステップ状ではなく徐々に変化する場合には Duhamel の定理を用いて、流体温度変化を N 分割したステップ状微小温度変化の重ね合わせで近似できる。この時の壁面温度変化は下式で表される。

$$T_w - T_i = \sum_{j=1}^N U(t-t_j)(T_{f,j} - T_{f,j-1}) \quad (2)$$

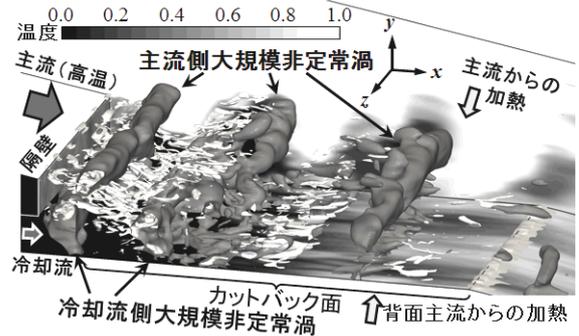


図3 翼後縁部フィルム冷却のLES解析による大規模非定常渦と壁温分布(灰色と白色の等値面は変動圧力と第二不変量; 定常冷却流, $M=1.0$) [22].

ここで、

$$U(t-t_j) = 1 - \exp\left(-\frac{h^2 a_w (t-t_j)}{\lambda_w^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{h\sqrt{a_w (t-t_j)}}{\lambda_w}\right) \quad (3)$$

ただし、時刻 t_j [s] ($j=0,1,2,\dots,N$) における流体温度を $T_{f,j}$ [K] とする。通常の熱伝達計測では伝熱面温度の非定常変化計測から熱伝達率を算出する。

フィルム冷却における熱遮蔽性能は下式のフィルム冷却効率 η で表される。

$$\eta = \frac{T_h - T_{aw}}{T_h - T_c} \quad (4)$$

ただし、 T_h [K] は主流温度、 T_c [K] は冷却流温度（添字 h: 主流, c: 冷却流）、 T_{aw} [K] は断熱壁温である。フィルム冷却では式(2)における流体温度として断熱壁温を用いる。式(2)-(4)より断熱壁温を消去すると、下式(5)が得られる。ただし、式(5)中の $U(t-t_j)$ は式(3)と同一である。

$$T_w - T_i = \sum_{j=1}^N U(t-t_j) \left\{ (1-\eta)(T_{h,j} - T_{h,j-1}) + \eta(T_{c,j} - T_{c,j-1}) \right\} \quad (5)$$

フィルム冷却では主流のみ加熱する場合と主流・冷却流を両方加熱する場合の2回実験を行い、式(3)および式(5)を連立して繰り返し計算を行うことで熱伝達率とフィルム冷却効率を求める。この1次元熱伝導の仮定を用いた際の熱伝達率とフィルム冷却効率を3次元熱伝導補正前の値と呼ぶ。

2.2 3次元熱伝導補正の方法[28-30]

固体内3次元熱伝導補正のための熱伝導計算には有限体積法を用いた OpenFOAM2.1 を使用した。

赤外線放射温度計を用いて計測した非定常伝熱面温度分布を伝熱面の境界条件として与え、底面・流れ方向境界面を断熱境界、幅方向境界面を断熱境界または周期境界とした。

熱伝達率は流体代表温度 T_f (フィルム冷却では断熱壁温 T_{aw}) として式(6)で表される。

$$h = \frac{q_n}{T_w - T_f} \quad (6)$$

ここで、 q_n [W/m²] ($=\lambda_w \partial T / \partial n$)は壁面垂直方向(座標 n)の熱流束であり、 $\partial T / \partial n$ [K/m]は熱伝導解析で求めた壁面垂直方向の温度勾配である。

フィルム冷却では式(4)および式(6)より断熱壁温を消去すると、下式が得られる。

$$-\frac{q_n}{T_h - T_w} = h(1 - \eta \Theta) \quad (7)$$

ただし、 $\Theta = (T_h - T_c) / (T_h - T_w)$ である。式(7)を主流のみ加熱する場合と主流・冷却流を両方加熱する場合の2回の実験条件についてそれぞれ3次元熱伝導解析を行い、連立させることで熱伝達率とフィルム冷却効率という2つの未知量を求めた。この熱伝導計算での表面熱流束を用いた値を3次元熱伝導補正後の値と呼ぶ。

2.3 伝熱実験装置および方法

テストセクションの概略を図4に、冷却流吹き出し部とカットバック面の詳細を図5に示す。冷却流の流路高さ $H=5\text{mm}$ 、主流流路高さ $4H$ 、流路幅 $40H$ の扁平流路に下流に設けたブローの吸い込みにより空気を流した。カットバック面には図6に示す(a)球状、(b)傾斜なしティアドロップ形状の各ディンプルに加え、流れ方向に対して傾けたティアドロップディンプルの場合や配列を in-line, staggered と変えた場合を扱った。ディンプルは投影直径 $2H$ 、曲率半径 $1.2H$ 一定で図7のように千鳥配列に並んでいる。ディンプルの流れ方向ピッチは $2.2\text{--}2.4H$ 、幅方向ピッチは $2.3\text{--}2.54H$ とした。また、基準となる平滑面での実験も行った。(内部冷却でもディンプル形状は幾何学的に相似である。)

主流および冷却流空気はそれぞれの助走区間に設けられたメッシュヒータにより通電加熱される。空気温度の時間変化は主流流路入口・出口それぞれ幅方向7点および冷却流吹き出し部幅方向2点

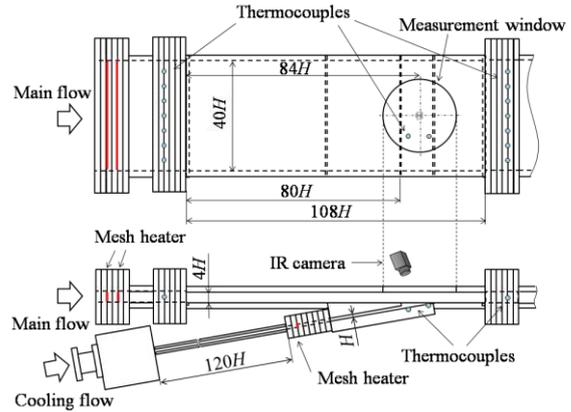


図4 翼後縁部フィルム冷却伝熱計測用テストセクション[11].

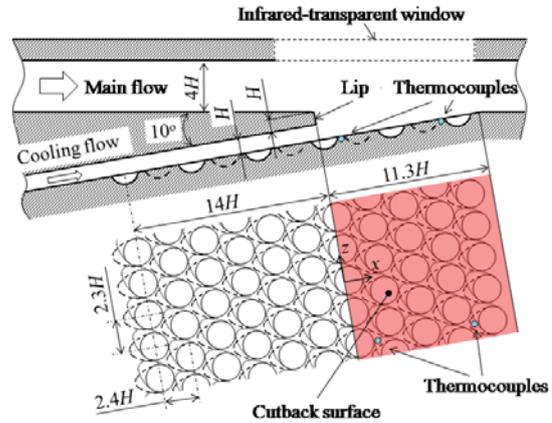


図5 ディンプル付きカットバック面詳細[11].

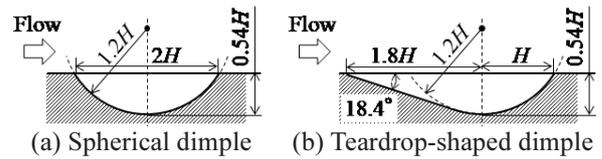


図6 ディンプル形状[11].

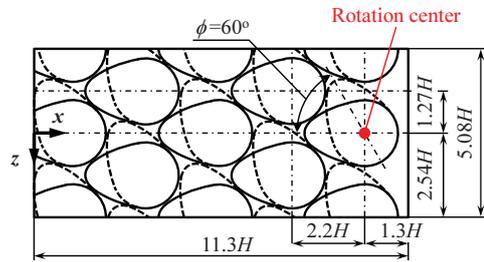


図7 カットバック面でのディンプル回転角度説明図($\phi=0$ and 60deg)[11].

のK型熱電対でそれぞれの平均値として計測した。伝熱面温度は入口から $84H$ の位置に設置した反射防止コーティング付 Ge ガラス窓 ($\phi 132\text{mm}$) を通

して赤外線放射温度計 (FLIR T620, 640x480pixel², 30fps) で計測した。また、壁表面 2ヶ所に埋め込まれた K 型熱電対 ($\phi 50\mu\text{m}$) でも同時に壁面温度を計測し放射率調整を行った。

実験条件は主流レイノルズ数 $Re_h (=8HU_h/\nu_h)$ を 2.5×10^4 一定とし、ブロー比 $M (=(\rho_c U_c)/(\rho_h U_h))$ を 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 と変化させた (冷却流レイノルズ数 $Re_c (=2HU_c/\nu_c) = 3.3 \times 10^3 \sim 1.3 \times 10^4$)。ここで、 U [m/s] は平均流速、 ν [m²/s] は空気の動粘性係数、 ρ [kg/m³] は空気の密度を表す。冷却流に脈動を付与する場合には、小型振動試験機を冷却流路片壁に設置し、柔軟膜で流路壁と接続された加振板を振動させた。

熱伝達性能の評価にはヌセルト数 $Nu (=2hH/\lambda_c)$ を用い、下式 (Kays and Crawford の式[31]) で表される平滑管内完全発達乱流のヌセルト数経験式の値で規格化した。 λ_c [W/(mK)] は冷却流空気の熱伝導率である。

$$Nu_{\infty, M=1} = 0.022Pr^{0.5} Re_{c, M=1}^{0.8} \quad (8)$$

ここで、 Pr はプラントル数、 $Re_{c, M=1}$ はブロー比 1 における冷却流レイノルズ数である。フィルム冷却性能の総合評価には式(9)に示す正味熱流束低減率 $NHFR$ (Net Heat Flux Reduction) を用いた。

$$NHFR = \frac{q_0 - q}{q_0} = 1 + \frac{h}{h_0} (\eta\theta - 1) \quad (9)$$

ここで、 q, q_0 [W/m²] はそれぞれフィルム冷却有・無での壁面熱流束、 h_0 [W/(m²K)] は Kays and Crawford の式に主流レイノルズ数 Re_h を用いた場合の熱伝達率、 θ は無次元温度で実機の代表的作動条件から $\theta = (T_h - T_c)/(T_h - T_w) = 1.44$ とした。このため、 $\eta > 0.69$ では伝熱促進 (h の増加) が $NHFR$ の増加に ($\eta < 0.69$ ではその逆に) 対応する。

内部冷却の場合には、圧力損失計測から算出した管摩擦係数 f を Blasius 式による平滑面での値 f_s で規格化した f/f_s 、ヌセルト数比 Nu/Nu_s 、同一送風動力での熱伝達を示す伝熱性能係数 η_{eff} を算出した。ここで添え字 s は粗面と同一送風動力での平滑面での値を示す。

$$\eta_{eff} = \left(\frac{Nu / (RePr)}{(Nu / (RePr))_s} \right) / \left(\frac{f}{f_s} \right)^{1/3} \quad (10)$$

3. 可視化実験装置と方法 [7, 14-18]

可視化実験装置は循環型流路であり、作動流体は水である。粒子懸濁法を用い、トレーサー粒子には平均粒子直径 $50\mu\text{m}$ のイオン交換樹脂を用いた。サーペンタイン流路ではアルゴンレーザーによるシート光とフレームストラドリングによる二時刻法 2 成分 PTV を用いた [14]。翼後縁部フィルム冷却では冷却流を脈動させる場合にはゴム管部をレシプロモータで変形させて脈動流を発生させた。図 8 に 3 成分 PTV システムを示す [15]。流路幅方向中央 $z=0$ の x - y 平面に厚さ約 1mm のレーザーライトシート (Photonics Industries, Model DM-527-20, 波長 527nm, 最大出力 20mJ, パルス幅 150ns) を照射し、2 台の高速カメラ (Photron, Model SA3, 576x1,024pixel², 3,200fps) を用いてレーザーライトシートを挟み込む配置で撮影した。本計測系では空気-アクリル-水各界面での屈折を考慮する必要があるため、流路外 (空气中) でのカメラ校正で屈折の影響がない場合のカメラ標定要素を予め求め、各カメラと可視化窓 (屈折面) の相対的位置関係の情報を基に投影線の式を算出した。瞬時ベクトルは連続 4 時刻での粒子 3 次元位置の追跡から算出した。

4. LES 解析方法 [19-27]

サーペンタイン流路を含む内部冷却 [19-21] は一般曲線座標系での構造格子による差分法を用い、自作 Fortran プログラムでの MPI 並列計算を行った。入口・出口には周期境界を用い、等熱流束壁

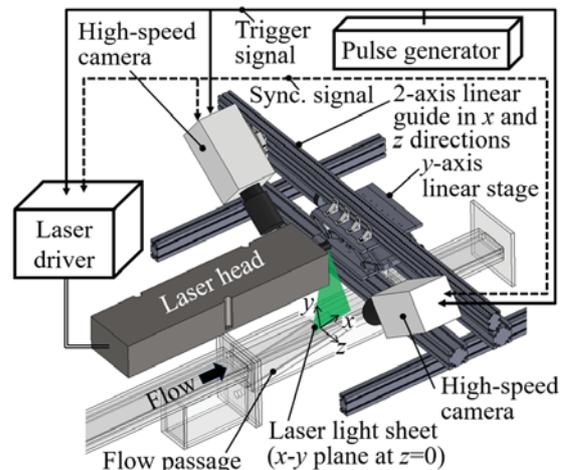


図 8 ステレオ PTV (3 成分 PTV) のシステム構成図 [15].

とした。サーペントイン流路では平滑管、90度リブ管に加え、傾斜リブの場合には曲がりと傾斜リブによる二次流れの向きが同（Positive）方向か逆（Negative）向きかにより2つのリブ配置（NP、PN配置）を計算した（図9）。

翼後縁部フィルム冷却では非構造格子での有限体積法（OpenFOAM）を使用した[22-27]。温度配列を2つ用意し、カットバック面を断熱、等熱流束の2条件で同時に計算を行い、断熱壁温 T_{cw} と等熱流束壁温 T_w を求め、 η と Nu を算出した。入口部にはドライバ部を設け、発達乱流場を与えた。冷却流を脈動させる場合には、ドライバ部の入口境界で所定の周波数、流量振幅を与えた。SGSモデルにはLagrangianダイナミックモデル[32]を用いた。

5. 結果および考察

5.1 リブ付きサーペントイン流路とディンプル面付き流路

図10に2成分PTV[14]を用いた静止場90度リブ付き流路曲がり部での速度場計測結果を示す。180度曲がり部の流線曲率による遠心力によって流路中央部から曲率半径外向きへの二次流れの生成が明瞭に計測されている。図11に示すように回転流路系から観測した場合に流体が受ける見かけの力による速度・温度分布の偏りが主流の向き（半径方向外向き・内向き）で反転することに加え、遠心加速度場での浮力の作用方向も変化する。図12は180度急激曲がり部を2つ含

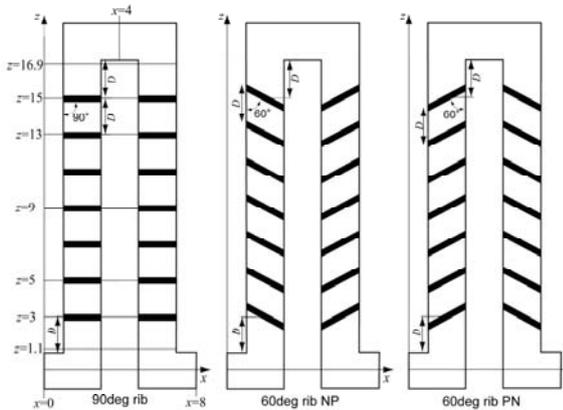


図9 サーペントイン流路でのリブ配置（対向面でのリブ位置は同位置）[19]。

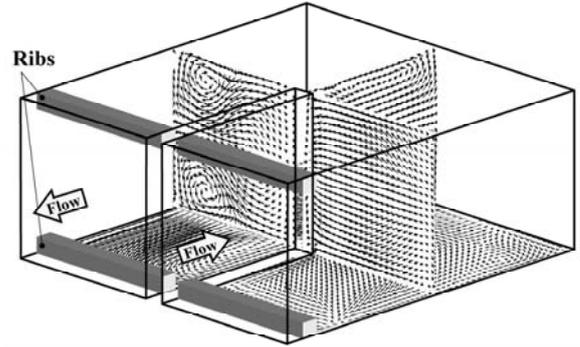


図10 2成分PTVによる90度リブ付き往復流路曲がり部での時間平均速度ベクトル計測結果 ($Re_m=10000$) [14]。

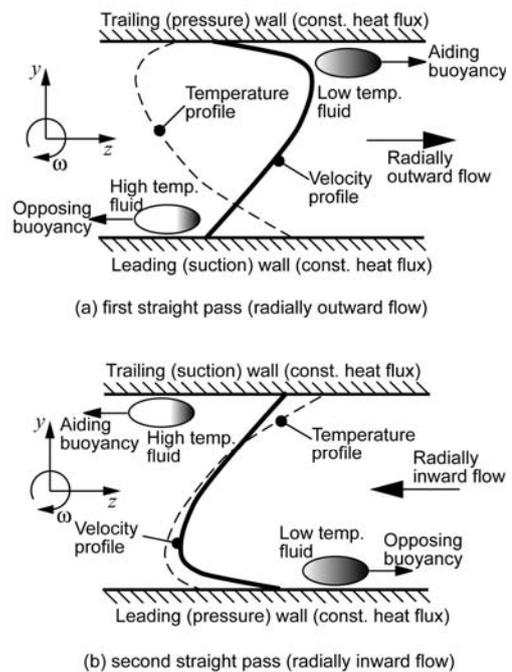


図11 第一直線部（半径方向外向き流れ）と第二直線部（半径方向内向き流れ）での遠心浮力の主流に対する順方向、逆方向への作用説明図[19]。

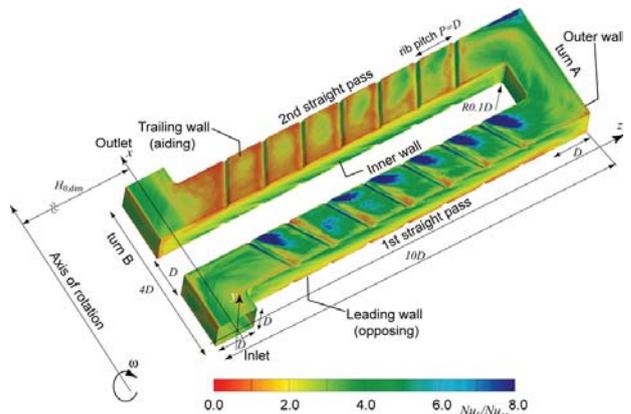


図12 ガスタービン動翼内部往復冷却流路内での時間平均局所ヌセルト数分布（60度リブNP配置, $Re_m=14100$, $Ro_m=0.85$, $Gr_{m,q}=1.9 \times 10^9$) [20]。

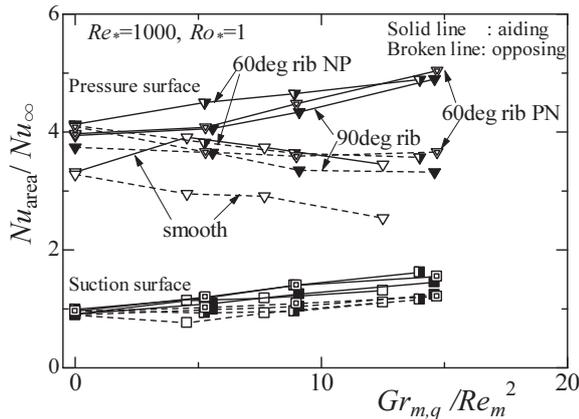


図 13 直線部下流域 (5-6 番目のリブ間) での平均ヌセルト数における浮力の効果 (open, filled, half-filled, concentric の記号はそれぞれ平滑管, 90 度リブ, 60 度リブ NP 配置, 60 度リブ PN 配置を表す. 実線, 破線は浮力が主流のそれぞれ順, 逆方向に作用する場合.) [19].

む 2 パス傾斜リブ付き回転流路の LES 解析結果である. 傾斜リブ・曲がり部といった形状の影響と回転コリオリ力・遠心浮力といった外力の影響全てを含んだ場合のヌセルト数分布が再現されている. 図 13 には遠心浮力が各直線部下流域でのヌセルト数に与える影響を示す. コリオリ力と遠心浮力の向きによって, 値の高低, 増減が変化する. 具体的にはコリオリ力による二次流れが衝突する Pressure 面でヌセルト数は高く, 遠心浮力が順 (aiding) 方向に作用する場合にヌセルト数は増加する.

図 14 は内部冷却ディンプル面での局所ヌセルト数計測結果である[28]. 3次元熱伝導補正の効果はディンプル内部と後縁部にみられる. 図 15 (図 15 は下半分が補正後であり, 図 14 と上下逆であることを注意) に示すように, ディンプル内部では熱伝導通過面積の増大による (平滑面に比べての) 壁温低下が, ディンプル後縁部では流れの再付着域の高熱伝達率による後縁部内側高温部からの熱伝導による外縁部での壁温上昇がそれぞれ生じるので, 3次元熱伝導補正によりヌセルト数の引き上げ, 引き下げがそれぞれの位置で生じる. (翼後縁部フィルム冷却の場合にも基本的な3次元熱伝導の影響は同様である (図省略).)

図 16 に LES 解析による球状ディンプル面での時間平均ヌセルト数分布を示す. 図 14(a)の実験結果と同様な熱伝達率分布が再現されている. 図 17 は球状ディンプル, 0 度・60 度ティアドロツ

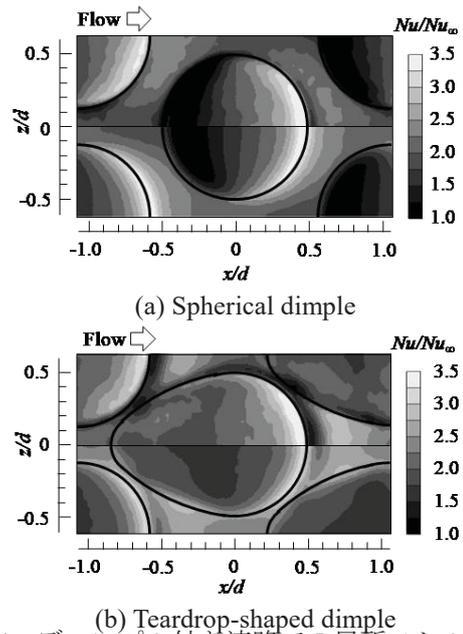


図 14 ディンプル付き流路での局所ヌセルト数分布 ($Re=26000$, 各図の上・下半分はそれぞれ 3 次元熱伝導補正有り, 無しの場合) [28].

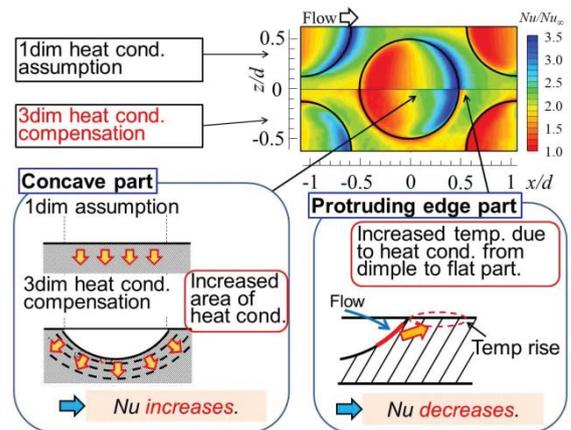


図 15 過渡応答法での 3 次元熱伝導の影響の原理説明図[33].

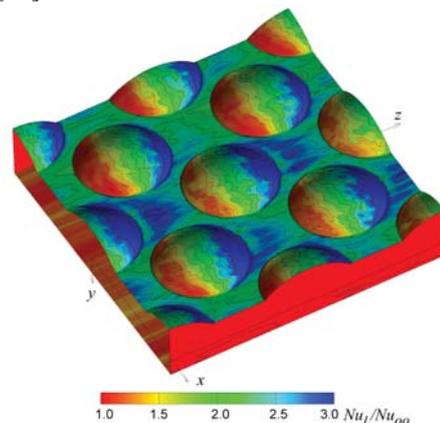


図 16 LES 解析によるディンプル面の時間平均局所ヌセルト数分布 ($Re_m=9880$) [21]

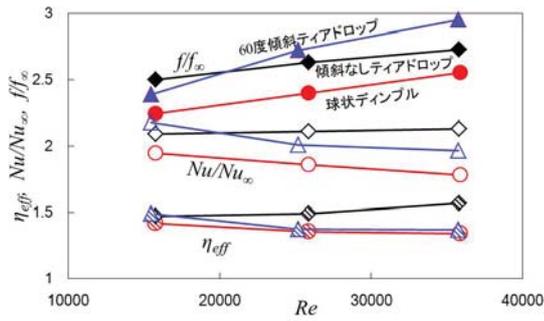


図 17 チャンネル流実験での各種ディンプル面の摩擦係数，ヌセルト数，伝熱性能係数の比較（添え字 ∞ は同一レイノルズ数での平滑面の値）[29].

ディンプルでの摩擦係数，ヌセルト数，伝熱性能係数を比較した結果である．60 度傾斜ではヌセルト数は高いが摩擦係数も高く，この図では傾斜なしティアドロップディンプル面の伝熱性能係数が最も高い．より細かく角度を変化させた結果では 30 度傾斜の場合にヌセルト数，伝熱性能係数ともに最大となる[34]（図省略）．

5.2 翼後縁部フィルム冷却

カットバック面形状として平滑面に加え，球状ディンプル，ティアドロップディンプル，傾斜ティアドロップディンプルを敷設したものを調べた．図 18 は伝熱実験結果と LES 解析結果のヌセルト数での比較であり，良好な一致を示している．図 19 には面平均値のブロー比による変化を示す．凹み形状であるディンプルは（平滑面の値に比べて）フィルム冷却効率への影響は小さいが，ヌセルト数を大きく増加させる．結果として $NHFR$ は平滑面よりもディンプル面で高くなり，図 19 の形状中では傾斜なしティアドロップが最も高い $NHFR$ を示した．

ティアドロップディンプルの最適回転角度を調べるために，千鳥配列のティアドロップディンプル面全体を 15 度刻みで回転させたコアで実験を行った[12]．その面平均値の結果を図 20 に示す．面回転角度に対してフィルム冷却効率は比較的鈍感であり，ヌセルト数は 30 度で最大値をとる． $NHFR$ はヌセルト数の影響を強く受け，30 度でやはり最大となる．

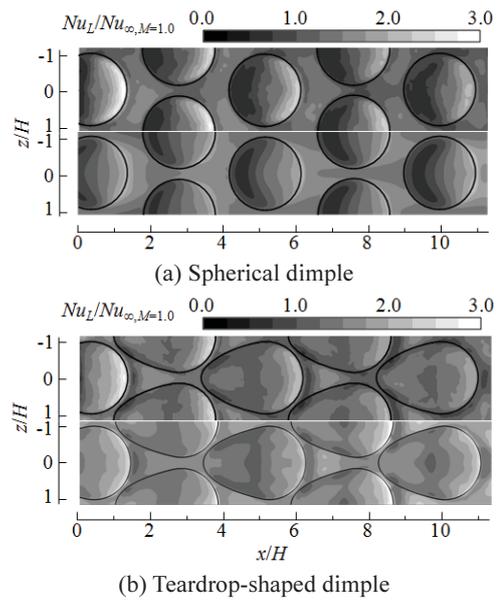
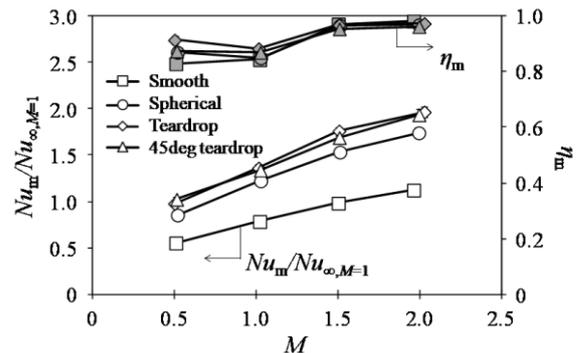
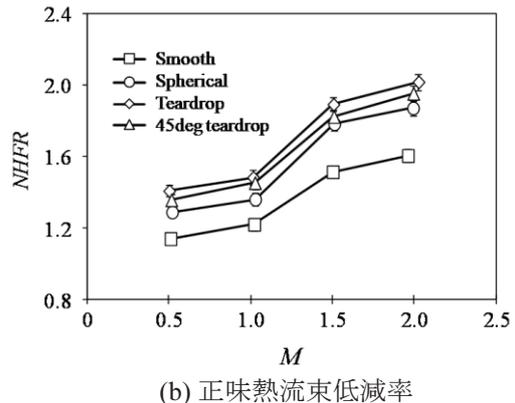


図 18 カットバック面の局所ヌセルト数， $Nu_L/Nu_{\infty,M=1.0}$ の実験結果[11]（上半分）と LES 解析結果[22]（下半分）($M=1.0$)．

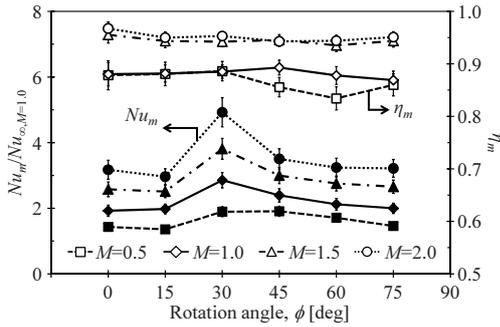


(a) ヌセルト数とフィルム冷却効率

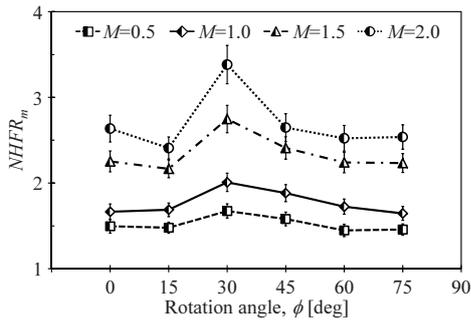


(b) 正味熱流束低減率

図 19 翼後縁部フィルム冷却での面平均値とブロー比の関係[11].



(a) フィルム冷却効率とヌセルト数比



(b) 正味熱流束低減率

図 20 カットバック面平均値に対するディンプル面回転角度 ϕ の影響[12].

ディンプル面全体を回転させた場合には流れ方向へのディンプルの配列（上流側ディンプルと下流側ディンプルの位置関係）は回転角度ごとによって変わってしまう。そこで、面回転させたのちにディンプル位置を斜めにずらすことで、in-line 配列と staggered 配列を作り、ディンプル回転角度とディンプル配列の影響を調べた[13]。伝熱実験の結果、30度 in-line 配列で NHFR が最大となること、その理由が上流側ディンプルの位置による下流側ディンプルへの流入条件の変化（剥離泡の抑制）によることが明らかになった（図省略）。30度 in-line 配列での局所値分布を図 21 に、多段面 3 成分 PTV 計測結果から 3 次元 3 成分時間平均速度場を再構成して描いた流線図を図 22 に示す。ディンプル内での流れの剥離が抑制され、ディンプル前縁部でのヌセルト数低下が抑制されている。図 23 には LES による平滑カットバック面と 30度 in-line ティアドロップディンプル面の瞬時流れ場の比較を示す[25]。ディンプル面近傍での乱流促進効果が観察される。

カットバック面への粗さ要素としての凹みディンプル敷設そして縦長ティアドロップディンプル

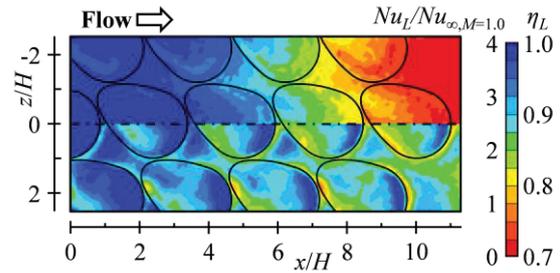


図 21 30度 in-line 配列の局所フィルム冷却効率（上半分）とヌセルト数（下半分）の分布[12].

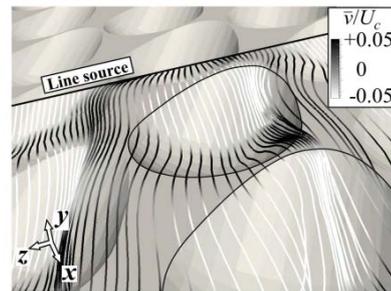


図 22 30度 in-line 配列の 3 成分 PTV による時間平均速度場の流線表示 ($M=1.0$, 流線の始線は $x/H=3, y/H=0.05, -3 < z/H < 3$. 流線の輝度は壁面垂直方向速度成分を表す) [13].

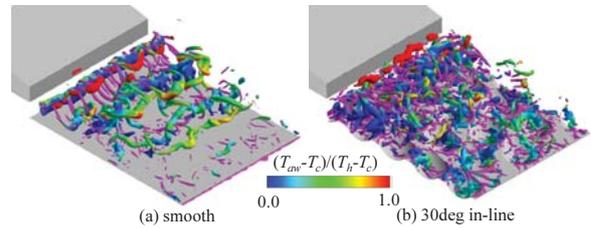


図 23 LES 解析によるリップ後縁からの渦放出（変動圧力の等値面に流体温度をカラー表示したものと速度勾配テンソルの第二不変量の等値面（紫色）で可視化）[25].

の回転角度、配列変更による壁面近傍の流れ制御というパッシブな伝熱制御に加え、フィルム冷却流の脈動化によるさらなるフィルム冷却性能向上を行った。その原理は、図 3 に示した主流・冷却流のリップ後流での混合層に発生する大規模渦発生周波数の非整数（特に無理数）倍の周波数で冷却流を脈動化させることで大規模渦の発達を抑え、主流と冷却流の混合抑制によるフィルム冷却効率の向上を達成し、さらに脈動付与による熱伝達率向上と合わせて、NHFR の向上を行うものである。図 24 の平滑カットバック面の LES 解析の結果では脈動周波数と定常冷却流時の大規模渦発生周波

数の比であるストローハル数比 $St/St_0=\sqrt{2}$ と無理数倍の時に最大 4%の $NHFR$ の向上が見られた[27]. 図 25 に示す 3 成分 PTV 計測の結果[18]でも, $St/St_0=\sqrt{2}$ の場合にディンプル付きカットバック面垂直方向位相平均速度成分が抑制され, 大規模渦の発達抑制が達成されている.

しかし図 24 で $St/St_0=\sqrt{2}$ の場合には伝熱促進(ヌセルト数の増加)が起きていないことがわかる. そこで, より低い脈動周波数を含めて脈動・形状パラメータを最適化するためにチャンネル流での実験と LES 解析を行い, その結果を翼後縁部フィルム冷却に反映させることを試みている. 図 26 に傾斜なしティアドロップディンプル付きチャンネル流路での LES 解析による脈動周波数の瞬時流れ場への影響を示す[35]. 脈動周波数の増加は流れを乱し, 熱伝達率を増加させるが, 圧力損失の増加も大きく, 伝熱性能係数はストローハル数(ディンプル直径で定義) 0.3 辺りで最大となる[35] (図省略). 脈動チャンネル流の伝熱実験[36]でも傾斜ティアドロップディンプル面で低周波数の脈動付与により最大 10%以上のヌセルト数の増加が得られている. 今後, チャンネル流での最適な形状・脈動パラメータをディンプルサイズ変更することで翼後縁部フィルム冷却に適用してその効果を確認する予定である.

6. 結論

ガスタービン翼冷却について内部冷却におけるリップ付きサーペンタイン流路やディンプル面での伝熱促進, 翼後縁部カットバック面のフィルム冷却におけるカットバック面形状や脈動パラメータの影響についてこれまでの研究結果を説明した. ガスタービン翼内部冷却では形状の複雑さに加えて, コリオリ力, 遠心浮力が作用する複雑な乱流熱伝達現象が対象となる. また, 翼後縁部フィルム冷却では冷却空気膜を崩壊させず高フィルム冷却効率維持という制約条件下での乱流熱伝達促進問題となる. ある程度単純化した系での基本的な現象把握に努めつつ, その結果をどのように実機的设计に活かせるかを考えて研究を行っている.

謝辞 本研究の一部は JSPS 科研費 26420136, 17K06188, 20K04321 の助成を受けた. ここに記して謝意を表す.

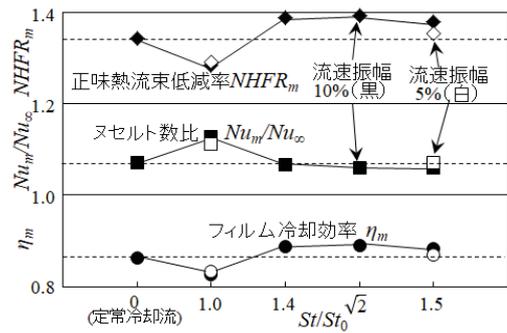


図24 LES解析での脈動周波数(ストローハル数比 St/St_0)と流速振幅の影響(平滑カットバック面, ブロー比 $M=1.0$) [27]

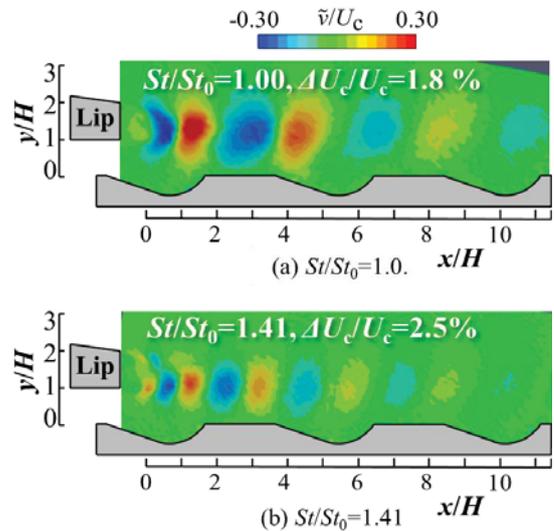


図 25 3 成分 PTV による冷却流に脈動を与えた場合の壁面垂直方向速度成分位相平均値分布[18].

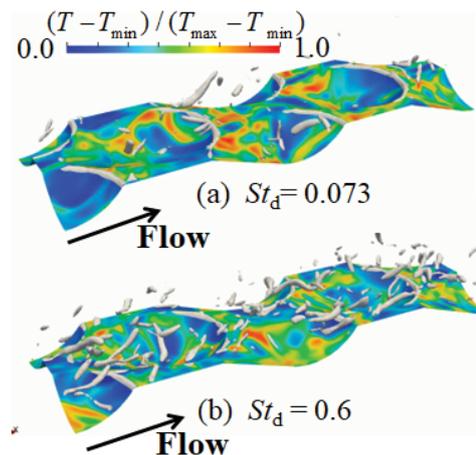


図 26 LES 解析による傾斜なしティアドロップディンプル面付き流路内の瞬時速度場(位相 0)と壁温への脈動流振動数の影響(色は壁温を表す. 速度場は速度勾配テンソルの第二不変量の等値面で可視化. 流速振幅 20%) [35].

参考文献

- [1] 古谷博秀, 日本ガスタービン学会誌, 49-2(2021) 79.
- [2] 渡辺紀徳, 日本ガスタービン学会誌, 47-1(2019) 1.
- [3] 大北洋治, 日本ガスタービン学会誌, 46-6(2018)427.
- [4] Iacovides, H. and Launder, B. E., *13th Int. Heat Transf. Conf.*, Sydney, Australia, KN-17 (2006)1.
- [5] Ligrani, P., *Int. J. of Rot. Mach.*, Article ID 275653 (2013).
- [6] Chyu, M.K. et al., *ASME Paper*, 97-GT-437 (1997).
- [7] Yamamoto, S. et al., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 142-4(2020) 402301.
- [8] Cunha, F.J. and Chyu, M.K., *J. of Propulsion and Power*, 22 (2006)286.
- [9] Schneider, H. et al., *Flow Turbulence Combust.*, 88 (2012) 101.
- [10] Murata, A. et al., *Trans. ASME, J. Turbo Mach.*, 134-5(2012), DOI:10.1115/1.4004828.
- [11] 小西孟, 村田章, 齋藤博史, 岩本薫, 大北洋治, 日本ガスタービン学会誌, 41-5 (2013) 401.
- [12] Yano, K. et al., *Int. Gas Turbine Congress*, Nov. 15-20, 2015, Tokyo, Japan, IGTC2015-0032.
- [13] Murata, A. et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 107(2017) 761.
- [14] 齋藤博史, 村田章, 望月貞成, 日本機械学会論文集, 74B-739(2008)754.
- [15] 齋藤博史, 渡邊要, 村田章, 岩本薫, 日本ガスタービン学会誌, 42-6(2013)512.
- [16] Murata, A. et al., *Int. Gas Turbine Congress*, Nov. 15-20, 2015, Tokyo, Japan, IGTC2015-0039.
- [17] Yamamoto, S. et al., *Asian Congress on Gas Turbine*, Aug. 22-24, 2018, Morioka, Japan, ACGT2018-TS77.
- [18] Hayakawa, C. et al., *2nd Asian Conf. on Therm. Sci.*, Oct. 3-7, 2021, Fukuoka, Japan, ACTS-1209.
- [19] Murata, A. and Mochizuki, S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 47(2004)3721.
- [20] Murata, A. and Mochizuki, S., *Int. J. of Rotating Mach.*, (2008) Article ID 764720.
- [21] Murata, A. et al., *Int. J. of Transport Phenom.*, 10-4(2008)323.
- [22] 村田章, 伊藤宏典, 岩本薫, 日本ガスタービン学会誌, 42-1(2014)55.
- [23] 村田章, 伊藤宏典, 岩本薫, 日本ガスタービン学会誌, 42-1(2014)62.
- [24] Murata, A. et al., *Proc of IHTC-15*, (2014) IHTC15-8914.
- [25] 村田章, 徳武太郎, 岩本薫, 第 54 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (2017) E111.
- [26] 徳武太郎, 村田章, 岩本薫, 第 30 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2016) A09-2.
- [27] Tokutake, T. et al., *Proc. of Int. Gas Turbine Congress*, (2019) IGTC-0097.
- [28] 小西孟, 村田章, 齋藤博史, 岩本薫, 日本ガスタービン学会誌, 40-6 (2012)331.
- [29] 小西孟, 村田章, 齋藤博史, 岩本薫, 日本ガスタービン学会誌, 41-3 (2013)254.
- [30] Nishida, S. et al., *J. Enhanced Heat Transf.*, 19-4(2012) 331.
- [31] Kays, W.M. and Crawford, M.E., *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd ed. (1993), p.243, McGraw-Hill.
- [32] Meneveau, C. et al., *J. of Fluid Mech.*, 319 (1996) 353.
- [33] 村田章, 日本ガスタービン学会誌, 46-6(2018)462.
- [34] Nazrul, AKM N. et al., *Proc. of IHTC-16*, (2018) IHTC16-23228.
- [35] 矢和田祐己, 村田章, 猪熊健登, 岩本薫, 第 35 回数値流体力学シンポジウム, (2021) C03-4.
- [36] 小林津平, 村田章, 猪熊健人, 岩本薫, JSME 関東支部第 28 期総会・講演会, (2022)15J19.

亜臨界遷移の“局在乱流”熱伝達 *Heat Transfer of Localized Turbulence in Subcritical Transition*

塚原 隆裕, 福留 功二 (東京理科大学)
Takahiro TSUKAHARA and Koji FUKUDOME (Tokyo University of Science)
e-mail: tsuka@rs.tus.ac.jp

1. はじめに

乱流は、層流に比して高い伝熱特性をもたらす。熱のみならず、物質や運動量の輸送も乱流中では促進されるために、強い混合性と壁面摩擦抵抗にも繋がる。そのため、工学場面に応じた両者いずれかの状態維持や、遷移予測が要求される。例えば、実用化に向けて再評価の進む高温ガス炉[1,2]を取り上げてみよう。炉内の冷却材（ヘリウムガス）の流量は、高い出口温度（約 1000℃）を獲得するために、乱流状態を維持し得る下限流量近くで設計されている。この際、管内ガス流が高熱負荷を受けると、物性値変化や膨張加速による再層流化を引き起こす恐れも配慮しなければならない。乱流から層流への逆遷移を起こさない設計、かつ異常時の冷却材流量低下が生じた場合におけるガス炉の熱特性を把握するためにも、乱流維持限界や遷移レイノルズ数域における熱伝達特性が重要な問題となる[3]。この課題に対して、国内でも乱流モデル拡張[4,5]、実験[6]、数値解析[7,8]など多くの研究例がある。ガス炉に限らず、小型熱交換器や各種化学プラントにおいても、運転時に層流状態または乱流状態、さらには 2 状態が混在した間欠状態を維持する上で機器特性や製品に重大な影響をもたらすため、工学分野における亜臨界遷移は長年の課題である。

層流－乱流間の亜臨界遷移とは、有限振幅の攪乱を起因とした乱流状態への遷移であり、境界層バイパス遷移[9]や円管内乱流パフ[10]もその類である。これに対して、超臨界遷移は無小攪乱を対象としており、つまり基本流（基本解）そのものが“自身で勝手に”不安定化して、最終的に乱流へと遷移するものである。その典型例が、Rayleigh-Bénard 対流や円筒回転 Taylor-Couette 流の Taylor 渦である。その臨界点は、線形安定性理論により予測可能であり、この種の遷移は基本解から一連の分岐を辿って段階的に複雑化することが知られている。一方、前述の亜臨界遷移はそうとも行かず、基本解から遠い

本質的に非線形な解を見つけ出すことは容易ではない。この困難な課題において、平面クエット流における永田の解[11]や不安定周期解[12]の発見は特筆すべきものであるが、依然として大規模な実験や数値計算による更なる探索が必要である[13]。そもそも乱流遷移問題を考える上で最初のプラットフォームになるのは、直円管内流れの層流－乱流遷移であろう。O. Reynolds [14]による先駆的な実験以降、多くの研究者が携わってきたが、今世紀に入っても興味の尽きるところを知らず、ここ数十年は局在乱流に注目した新たな展開を見せている。

本稿では、この古くて新しい亜臨界乱流遷移の問題について、円管に限らず各種壁乱流の局在乱流現象に関する研究動向を紹介する。特に、高温ガス炉にも関連深い環状流路については、局在乱流の特徴的パターン形成および熱伝達特性について、最近の研究結果を報告させて頂く。乱流伝熱では従来、熱と流れの非相似性について議論されてきたが、局在乱流の典型である乱流斑点を対象に、熱輸送優位の非相似性の探究調査についても触れたい。以降、本稿では非圧縮性ニュートン流体を対象とする。

2. 壁乱流の亜臨界遷移と局在乱流

工学部生向け教科書の多くには「乱流遷移の臨界レイノルズ数は $Re \approx 2000$ 」と説明があり、実に簡潔で分かり易い。しかし、この一言が独り歩きして誤解・誤用する学生が多く、全く異なる系にも当てはめたり、円管内流れの実験演習で調べた臨界レイノルズ数の結果（大抵は 2000 より有意に大きい $Re = 5000 \sim 10000$ になる）が信じられず無闇に“実験失敗”と結論付けたりしてしまう者もいる。これは教育の場の問題ではあるが、そもそも円管内流れは完結していない亜臨界問題であり、系によっては簡潔に臨界値を定められない間欠な乱流場を呈することを認識しなければならない。臨界値付近では、流れ場が一樣に乱流状態にあるのではなく、乱流領域

が時空間的に間欠性をもって発生・維持している。間欠性を維持するとは、つまり局在化した乱流と層流が共存した状態である。ちなみに、層流境界層からの乱流遷移も間欠的ではあるが、境界層と乱れは流れ方向に発達し続けるため、下流では乱流支配となる。本稿では壁に囲まれた流路（円管／平行平板／環状流路）に限ることにして、層流－乱流が共存する平衡状態に注目する。

再び円管内流に話を戻す。その線形臨界レイノルズ数は $Re = \infty$ と導かれている。しかし、これは実体験とそぐわず、多くの工学的場面では亜臨界遷移を起こし、そのまま乱れを維持することが経験的事実であろう。つまり、亜臨界であっても基本流は有限振幅攪乱（流入口での攪乱など）に対して不安定であることを示唆し、むしろ亜臨界遷移の下限値（乱流を維持し得る最低レイノルズ数）の決定が意味を持ってくる。その臨界付近では、乱流平衡パフ（単にパフ）と呼ばれる局在乱流でのみ乱れが維持され、この維持限界が先述の $Re \approx 2000$ なのである。これを境にパフの特性が不連続に変わる... というわけではない。ここで、今世紀に入った 2006 年に Hof ら[15]が、管路長が直径の 7500 倍もの長流路で実験を行い、パフの寿命がレイノルズ数と共に連続的变化をすることを見出した。直感的にも自然なことだが、レイノルズ数が小さければ早くパフは減衰し、レイノルズ数増加と共に長寿命となり、いずれは長寿のパフに埋め尽くされて乱流化する（正確にはスラグとなって空間的に成長する）。言い換えると、高レイノルズ数 ($\gg 2000$) であっても、天文学的確率だが突然に層流化する可能性（無数のサイコロを振って全ての目が一致するような可能性）を示唆する結果である。元来、Navier-Stokes 方程式に基づく決定論的力学現象にありながら、確率的側面が垣間見える面白さがある。さらに Avila ら[16]は、パフの分裂時間（子孫を生む適齢期）と生存時間（寿命）のそれぞれが、レイノルズ数の二重指数関数的に減少と増加することに注目し、両時間スケールが同値となるレイノルズ数 ($Re = 2040 \pm 10$) を亜臨界遷移レイノルズ数の大域的臨界値 Re_g として決定付けた（解説記事[17]も参照されたい）。この意味する所は、パフのような局在乱流が亜臨界遷移過程を特徴づけ、その特性から Re_g が一意に定められるという、亜臨界遷移問題の解決の糸口である。

異なる系、例えば平行平板間では如何様になるか。

スパン方向に自由度を有する平行平板間流でも、パフのような局在乱流を伴うことが知られており、その形状から初期発達段階では乱流斑点と呼ばれている。乱流斑点は層流場に強い局所攪乱が集中することで発生し、壁面と平行な面で観察すると乱れが集合して菱形や楕円形に存在する。平面クエット流（二壁面の相対運動で流れを駆動）において、線形臨界は円管内流れ同様に無限大ではあるが[18]、亜臨界遷移の大域的臨界値は有限値と示されてきた[19]。Prigent ら[20]は実験で高レイノルズ数から段階的に下げたときに現れる帯状・縞状の局在乱流（乱流帯・乱流縞）が現れることを実験により発見した。同様に、圧力勾配駆動の平面ポアズイユ流（チャンネル乱流）では、乱流斑点が Emmons ら[21]によって、乱流縞が著者ら個別[22, 23]の DNS（直接数値解析：乱流モデルを用いずに、微細な乱流渦を解像する格子数を用いる高負荷の数値計算手法）によって見出された。その後、水路実験においても乱流帯の存在が実証されている[24]。チャンネル流の線形臨界値は $Re_c = 5772$ (Re_c はチャンネル中心速度とチャンネル半幅 δ に基づくレイノルズ数)[25]である、一方で Re_g は実験的に $Re = 1000$ 程度[26, 27]とされていた。最近の大規模な実験[28]や DNS[29]などにより、 $Re = 1000$ を有意に下回って、乱流帯は空間的に局在化して半永久的に維持することが示された。レイノルズ数が高くて、温度[30, 31]またはコリオリ力[32]による安定成層化を図ると、同様に大規模な間欠性を呈し、図 1 に示すように、主流方向に対して斜めの乱流帯が観測される（図には自然対流の観測例[33]も示すが、強制対流の乱流帯と同質のものかは要検証）。多くの既往実験で乱流帯が観測されなかった理由として流路サイズの不足があり、乱流帯の不在が臨界値の過大評価に繋がったと思われる。実際に DNS を用いて、側壁を有するチャンネル乱流、いわゆるダクト流において、高アスペクト比（チャンネル幅に対してスパン方向および主流方向に長い計算領域）であれば乱流帯が形成され、低アスペクト比であればパフまたは乱流斑点が観察されている[34, 35]。スパン方向の有限性が局在乱流の形状には重要だが、側壁とは別の有限性として環状流路のように閉じた系では、やはり流路幅に対する周方向空間の比が重要なパラメータとなる。同心二重円筒間の場合なら二円筒の半径比 η をコントロールパラメータとして、図 2 のように局在乱

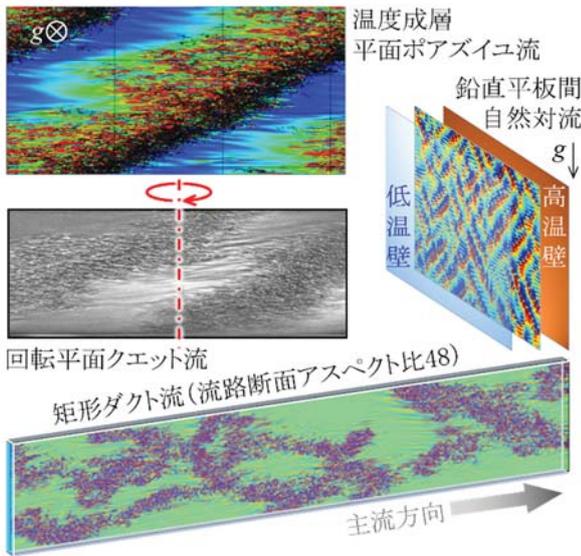


図1 各種平行平板間流の亜臨界遷移における乱れの局在化[31-34]. 模式図において流路幅に対するアスペクト比は厳密でないことに注意.

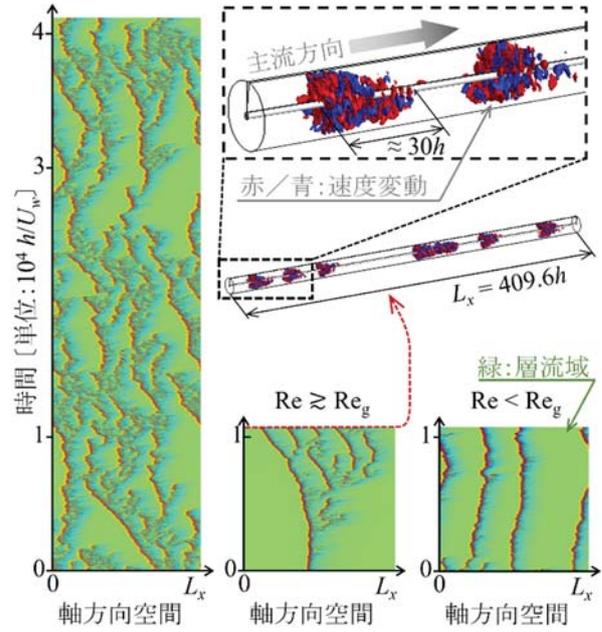


図3 局在乱流の時空間変化[40]. 低円筒比の環状 Couette-Poiseuille 流におけるパフ分裂・減衰がレイノルズ数に応じて頻度が変わる. 臨界付近では DP らしい特徴を見せるが, 分裂を長時間生じないため擬 DP 現象とも見なせる.

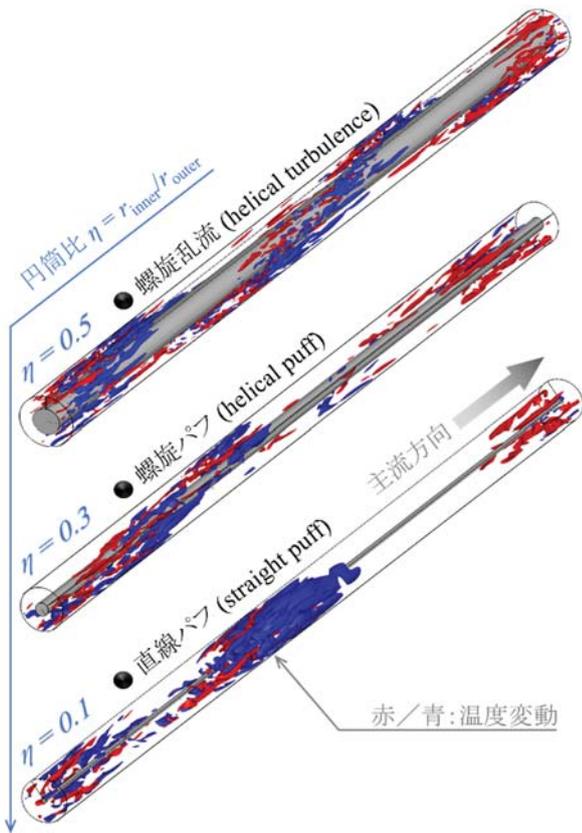


図2 環状 Poiseuille 流における局在乱流[36, 37]. 円筒比に応じ局在乱流の形状パターンに変化.

流の形状が無限螺旋から有限螺旋状パフそして直線状パフへと変化する[36, 37]. この一連の変化は,

乱流帯とパフ間の接続(ホモトピー)を予期させるが, 厳密には内円筒の有無が無視できないトポロジーの問題が残る. 環状流路を対象に, 内円筒を軸方向に駆動した環状 Couette 流[38, 39], それに圧力勾配も付加して見かけ上内円筒の無い環状 Couette-Poiseuille 流[40], さらに基本せん断流が直交する Taylor-Couette-Poiseuille 流[41]の DNS が行われ, 乱流帯とパフの普遍的な発生が認められてきている. 乱流帯もパフと同様に, 大域的臨界値付近では確率的な振る舞いを呈し, その特性を測るには長流路かつ長時間の観測が肝となるため, まだ多くの謎を残す現象である.

理学的な関心事ではあるが, パフの確率的分裂減衰挙動と有向浸透現象 (directed percolation, DP) との評価がなされ[42], Pomeau[43]による乱流遷移における DP 普遍性の予言が実証されつつある. つまり, 流体现象は Navier-Stokes 方程式による決定論的記述が可能でいながら, 確率論的解釈の可能性が現実味を帯びてきている. この事実は, パフのような局在乱流が要となる乱流から層流への逆遷移は, 吸収状態転移の DP 臨界現象の一例として見なせ, 亜臨界であることから層流が吸収状態に相当し,

(主流方向への) 1 次元的なパフの空間分布と時間変化による 1+1 次元の(1+1)-D DP クラスであると述べている. 他の流路形態においても, ここ数年で大規模流路実験や大型計算機による解析が精力的に行われてきた. Taylor-Couette 流[44, 45], チャネル流 [28, 29, 34], Waleffe 流[46], 環状 Couette 流 [38], 二次元 Kolmogorov 流[47, 48]と, 様々なせん断流の亜臨界遷移過程に対して, DP 普遍性としての評価がなされており, 間欠構造が空間 1 次元的に広がりを持つ (1+1)-D DP, または空間 2 次元的な (2+1)-D DP の特徴が報告されている. 図 3 は環状 Couette-Poiseuille 流における DP らしさの観測例である. しかし, いずれも有限な観測時間によるものであり, 流路有限性による臨界現象の判定の難しさは依然として残り, 真に DP 臨界現象で終始するかは確証がない. これらを契機に, 改めて層流乱流転移の連続性や, 普遍的法則の存在 (含, DP の真偽) を巡って現在盛んに研究が行われている.

3. 環状流路の局在乱流 “螺旋乱流”

本節では, 同心二重円筒間の軸方向圧力勾配駆動による環状流を取り上げる. 当該流れは, 高温ガス炉や熱交換器等に見られる一般的な系であり, その乱流熱伝達の直接数値解析 (DNS) による研究は数多く行われてきた[7, 49, 50]. 亜臨界レイノルズ数域の特に乱れが時空間的に間欠的となる条件においては, 間欠性を捉えるための膨大な計算領域を要するために, DNS の実施例は希少であった. 長流路の DNS [36, 37]により, 定常的に局在乱流が内円筒周りを螺旋状に巻く状態が発見された. これを螺旋乱流 (helical turbulence) と呼び, 円筒比 $\eta \geq 0.5$ でロバストに形成され, $\eta \leq 0.3$ でパフに似た局在乱流に変わる. 円筒比によって流動状態が変わるため, 摩擦係数とレイノルズ数の関係も有意に変化する [51]. 図 2 に示すように螺旋乱流では, 局在乱流が一定太さの帯を成し, 軸方向に対して一定の角度で旋回している. よって, 主流方向および周方向のそれぞれに一定間隔で局在乱流が発生していることになる. 図 4 は任意流路断面を可視化したもので, 半径方向への局在化は無く, 層流または乱流がギャップを埋めている. 周方向にはおおよそ流路の半分の間隔を, 局在乱流が占めているが, よく観察すると層流領域と局在乱流の間には規則だった縦渦群が生じている. 当然ながら, 局在乱流の箇所では高

い乱流熱流束 (壁面垂直方向) が発生しているのだが, それ以外にも縦渦群においても局在乱流に匹敵する熱流束をもたらしている. その結果, 螺旋乱流においては, 乱流局在化にも関わらず, 乱流経験則に匹敵するほどの熱伝達率 (Nusselt 数) がもたらされる. 乱流由来の微細渦と, 縦渦群以上の大規模乱れに波数分解し, それぞれの乱流熱流束への寄与を評価すると, その二者が平均的に同等であった. 詳細は論文[52]を参照されたい.

局在乱流の内部は本質的に, 通常の (間欠的でない) 壁乱流に見られるものとは変わらないが, 局在乱流の周辺では斑点や帯形状に沿うように副次的な大規模流れを伴っている. 特に, 斜めの乱流帯に沿って, その上流側では斜め下流向きに, 下流側では斜め上流向きに大規模流れが生じている (厳密には壁面垂直方向位置に依存する). この大規模流れが局在乱流とそのパターン形成に関係しているが [53], 前述の縦渦群形成にも寄与していると思われる. つまり, 局在乱流の存在が巡り巡って, 有意な熱流束をもたらす縦渦群を生むという, 独自の伝熱特性を有している. 局在乱流の独特な伝熱特性をより詳細に調査するため, 後節では時間発展する乱流斑点を対象に, 熱と流れの非相似性について触れる.

4. 局在乱流 (乱流斑点) による非相似性発生機構

乱流には, レイノルズやコルバーンのアナロジーに代表される熱 (スカラー) 輸送と運動量輸送の相似性が知られており, エネルギー機器の設計指針となっている. 一方, 非相似性を生じる乱流構造も研究がなされてきた. 例えば加藤ら[54, 55]は, 圧力歪み相関項がこの非相似性の発現要因であることを示し, 特に壁近傍スパン方向渦により熱輸送が卓越することを示した. 他に, 準最適制御理論を用いた制御 [56], 波状壁面 [57], 進行波制御 [58, 59] による非相似性の発生も調査されてきたが, 局在乱流を対象にした解析例は数少ない.

前節の螺旋乱流の調査に加えて, 著者ら [60] は, 平面クエット流の乱流縞について, 空間一様に完全発達した乱流に比べて熱輸送が運動量輸送より大きい状態にあることを見出した. これらより, 大規模な間欠性が非相似性を発生すると考えている. 本節では, 亜臨界遷移 (バイパス遷移) 過程によく観察される乱流斑点に注目し, その非相似性の発生要因を DNS により調査した結果を報告する. 計算対

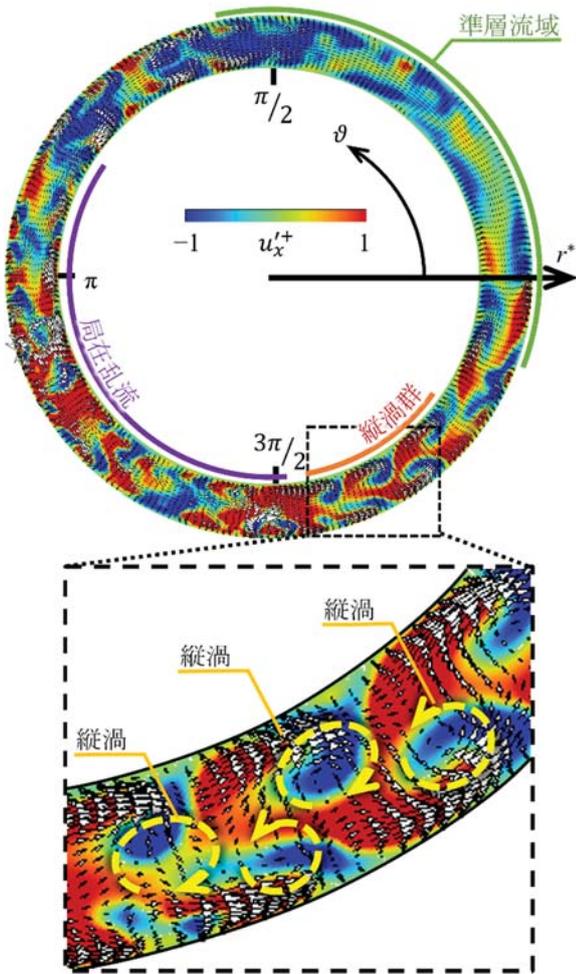


図4 環状 Poiseuille 流の螺旋乱流の断面図[52].
コンターは軸方向速度変動 u_x' .

象は、壁面が異方向に $\pm U_w$ で移動する平面クエット流 $Re = U_w \delta / \nu = 450$ とし、壁面温度差一定条件を課した。局所初期攪乱の発達過程を観察し、任意の時刻の可視化と、摩擦係数 C_f と Stanton 数 St の差で評価した非相似性因子の時系列を図5に示す。熱輸送と運動量輸送に完全な相似性が実現された場合、 C_f と $2St$ は一致する条件下（作動流体のプラントル数 $Pr = 1$ 、速度場と温度場で相似な境界条件）であることに注意されたい。初期発達段階（ $t = 50 - 175$ ）は僅かに正値を示し、発達過程（ $t = 175 - 250$ ）で更に急増する。乱流斑点が計算領域の端に達した後（ $t > 250$ ）に値は急減して負値となる。一様乱流場で同因子は負となり僅かに $C_f > 2St$ となる傾向があり、これに矛盾しない結果である。興味深いのは、菱形の局在乱流が計算領域の半分程度を占める時刻 $t \approx 260$ で、効率的熱輸送状態を示す非相似性

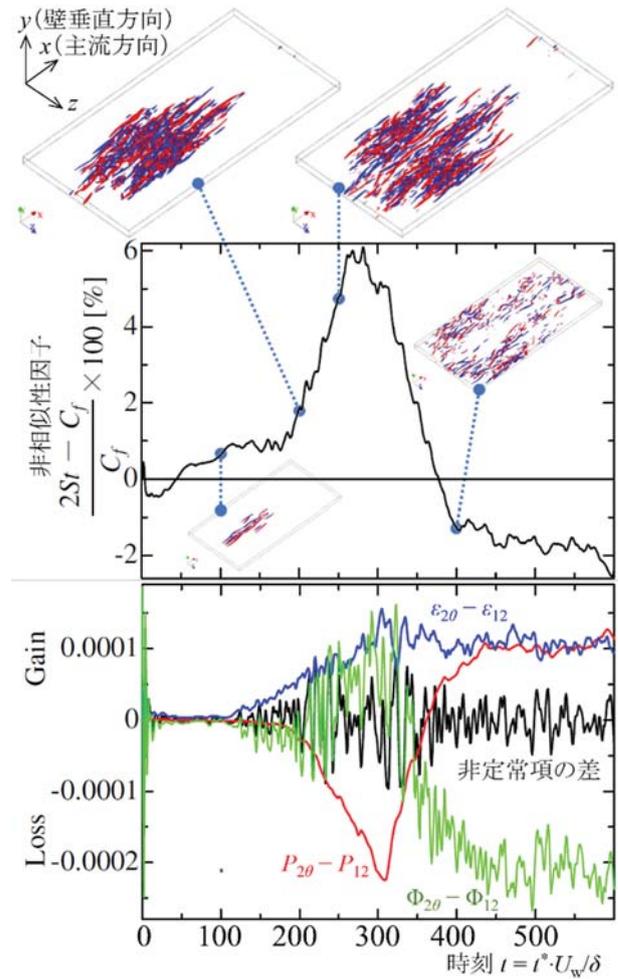


図5 平面 Couette 流の乱流斑点成長過程における熱輸送と運動量の非相似性因子の時間変化、および壁面乱流熱流束とレイノルズせん断応力の生成項 P ・散逸率 ϵ ・圧力歪み相関項 Φ ・非定常項の差[63].

因子が最大値を取ることである。非定常 Fukagata-Iwamoto-Kasagi 恒等式 [61, 62]に基づいて、この熱輸送優位の状態は乱流寄与（壁面垂直方向のレイノルズせん断応力 $-u_x' u_y'$ と乱流熱流束 $-u_y' \theta'$ ）の差に起因することが分かった。特に、各流束の生成項（ P_{12} と P_{20} ）や圧力歪み相関項（ Φ_{12} と Φ_{20} ）の間で一時的な逆転状態が局在乱流存在中（ $t = 175 - 350$ ）のみに確認された[63]。同期間で、乱流熱流束が優位となるには歪み相関項の寄与が要と考えられるが、これは加藤ら[54, 55]の提唱する機構と矛盾しない。生成項や散逸率の寄与についても値自体は小さいが、非定常項の寄与に比べて有意な変化と見なせる。今後、より詳細な解析が求められる。

5. おわりに

本稿では、先ず円管流をはじめとして各種壁乱流の亜臨界遷移（層流への逆遷移過程）に見られる乱流の局在化と、その Directed Percolation 臨界現象との関連について最近の研究動向を紹介した。さらに、平行平板間のように空間的 2 次元自由度を有する系では、局在乱流が主流に対して傾斜した帯状／縞状／螺旋状の準規則的パターンを形成する。温度安定成層条件下などでも、局在乱流のパターン形成は普遍的に観測された。熱交換器に一般的な同心二重円筒間の環状流では、螺旋形状（螺旋乱流）を呈し、また乱流斑点における調査結果も併せて、局在乱流周辺では通常の乱流熱伝達に匹敵する熱輸送をもたらすことが分かってきた。

層流－乱流が共存するレイノルズ数域は、必ずしも広い範囲とは言えないが、乱流維持限界または乱流起源を理解する上でも重要な研究対象領域である。大規模な実験や数値計算に加えて、非平衡統計物理学の応用も相俟って、今世紀に入っても新たな研究展開を見せており、螺旋状やリング状の局在乱流などの新発見や、DP としての解釈可能性には絶えず好奇心を掻き立てる面白い課題である。本稿での通り、乱流帯などの局在乱流のパターン形成の普遍性と多様性の理解は深まってきたが、その機構解明や応用展開に向けて更なる研究が求められる。

参考文献

- [1] 国立研究開発法人日本原子力研究開発機構，英国との協力で日本の高温ガス炉技術の実証へ，<https://www.jaea.go.jp/02/press2022/p22090502/>（参照 2022-09-05）。
- [2] 深谷裕司ら，日本原子力学会和文論文誌，**21-2** (2022) 116.
- [3] 小川益郎，*JAERI*，**1318** (1989) 44.
- [4] 河村洋，日本機械学会論文集 B 編，**45-395** (1979) 1038.
- [5] 鳥居修一ら，日本機械学会論文集 B 編，**55-518** (1989) 3136.
- [6] 藤井貞夫ら，日本機械学会論文集 B 編，**56-521** (1990) 122.
- [7] Satake, S. and Kawamura, H., In: *Turbulent Shear Flows*, 9, Springer, Berlin, Heidelberg (1995) 259.
- [8] Satake, S. et al., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, **21-5** (2000) 526.
- [9] Matsubara, M. and Alfredsson, P. H., *J. Fluid Mech.*, **430** (2001) 149.
- [10] Wygnanski, I. J. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, **59-2** (1973) 281.
- [11] Nagata, M., *J. Fluid Mech.*, **217** (1990) 519.
- [12] Kawahara, G. and Kida, S., *J. Fluid Mech.*, **449** (2001) 291.
- [13] 河原源太，亜臨界乱流遷移の理論的記述について，日本機械学会流体工学部門ニューズレター「流れ」，https://www.jsme-fed.org/newsletters/2010_4/no1.html（参照 2022-08-31）。
- [14] Reynolds, O., *Phil. Trans. Royal Soc. London*, **174** (1883) 935.
- [15] Hof, B. et al., *Nature*, **443-7107** (2006) 59.
- [16] Avila et al., *Science*, **333** (2011) 192.
- [17] 河原源太，日本機械学会誌，**115-1124** (2012) 487.
- [18] Romanov, V. A., *Funct. Anal. & Appl.*, **7** (1973) 137.
- [19] Bottin, S. et al., *Europhys. Lett.*, **43** (1998) 171.
- [20] Prigent, A. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 014501.
- [21] Emmons, H. W., *J. Aeronaut. Sci.*, **18** (1951) 490.
- [22] Tsukahara, T. et al., *Proc. 4th Int. Symp. Turbulence & Shear Flow Phenomena* (2005) 935.
- [23] 福留功二，飯田雄章，長野靖尚，日本機械学会論文集 B 編，**76-771** (2010) 1773.
- [24] Tsukahara, T. et al., *Proc. 7th IUTAM Symp. Laminar-Turbulent Transition*, Springer (2010) 421.
- [25] Orszag, S. A., *J. Fluid Mech.*, **50** (1971) 689.
- [26] Carlson, D. R. et al., *J. Fluid Mech.*, **121** (1982) 487.
- [27] Nishioka, M. and Asai, M., *J. Fluid Mech.*, **150** (1985) 441.
- [28] Sano, M. and Tamai, K., *Nature Phys.*, **12** (2016) 249.
- [29] Shimizu, M. and Manneville, P., *Phys. Rev. Fluids*, **4** (2019) 113903.
- [30] Iida, O. and Nagase, Y., *J. Fluid Sci. & Tech.*, **16-2** (2021) JFST0012.
- [31] 福留功二，塚原隆裕，守裕也，山本誠，第 37 回生研 TSFD シンポジウム (2022).
- [32] Tsukahara, T., Tillmark, N., and Alfredsson, P. H., *J. Fluid Mech.*, **648** (2010) 5.
- [33] 塚原隆裕ら，第 58 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2021) F211.
- [34] Kohyama, K., Sano, M., and Tsukahara, T., *Phys. Fluids*, **34** (2022) 084112.
- [35] Takeishi, K. et al., *J. Fluid Mech.*, **782** (2015) 368.

- [36]Ishida, T. et al., *J. Fluid Mech.*, **794** (2016) R2.
- [37]Ishida, T. et al., *Phys. Rev. Fluids*, **2** (2017) 073902.
- [38]Kunii, K. et al., *J. Fluid Mech.*, **879** (2019) 579.
- [39]Takeda, K., Duguet, Y., and Tsukahara, T., *Entropy*, **22-9** (2020) 988.
- [40]Morimatsu, H. and Tsukahara, T., *Entropy*, **22-12** (2020) 1353.
- [41]Matsukawa, Y. and Tsukahara, T., *Phys. Fluids*, **34** (2022) 074109.
- [42]Mukund, V. and Hof, B., *J. Fluid Mech.*, **839** (2018) 76.
- [43]Pomeau, Y., *Physica D*, **23** (1986) 3.
- [44]Lemoult, G. et al., *Nature Phys.*, **12** (2016) 254.
- [45]Klotz, L. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **128** (2022) 014502.
- [46]Chantry, M. et al., *J. Fluid Mech.*, **824** (2017) R1.
- [47]Hiruta, Y. and Toh, S., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **89** (2020) 044402.
- [48]Hiruta, Y. and Toh, S., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **91** (2022) 013401.
- [49]Kaneda, M. et al., *Int. J. Heat & Mass Transfer*, **46** (2003) 5045.
- [50]Chung, S. Y. and Sung, H. J., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, **24** (2003) 399.
- [51]Ishida, T. and Tsukahara, T., *Adv. Mech. Eng.*, **9-1** (2016) 1687814016683358.
- [52]Fukuda, T. and Tsukahara, T., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, **82** (2020) 108555.
- [53]Duguet, Y. and Schlatter, P., *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 034502.
- [54]加藤健司ら, 日本機械学会論文集 B 編, **78-794** (2012) 1784.
- [55]加藤健司ら, 日本機械学会論文集 B 編, **79-806** (2013) 2019.
- [56]Hasegawa, Y. and Kasagi, N., *J. Fluid Mech.*, **683** (2011) 57.
- [57]Mamori, H. et al., *J. Thermal Sci. Tech.*, **13-2** (2018) JTST0023.
- [58]Kaithakkal, A., Kametani, Y., and Hasegawa, Y., *J. Fluid Mech.*, **886** (2020) A29.
- [59]Ogino, K. et al., *Int. J. Heat & Fluid Flow*, **80** (2019) 108463.
- [60]Fukudome, K., Tsukahara, T., and Ogami, Y., *Int. J. Adv. Eng. Sci. App. Math.*, **10-4** (2018) 291.
- [61]Fukagata, K., Iwamoto, K., and Kasagi, N., *Phys. Fluids*, **14-11** (2002) L73.
- [62]Kasagi, N. et al., *J. Heat Transfer*, **134** (2012) 031009.
- [63]Fukudome, K. et al., *Proc. 12th Int. Symp. Turbulence & Shear Flow Phenomena* (2022) 369.

人と熱との関わりの足跡（その11） —沸騰曲線を生んだ東北大学片平地区の伝熱研究—

Footprints of the Relationship between Humans and Heat (Part 11)

- Heat Transfer Research at the Katahira Campus in Tohoku University, the Birthplace of the Boiling Curve -

小宮 敦樹（東北大学）

Atsuki KOMIYA (Tohoku University)

e-mail: komiya@tohoku.ac.jp

1. はじめに

日本伝熱学会を代表する顕彰として「抜山記念国際賞」がある。これは本学会の50周年記念事業の一環として、本学会として国際的に評価の高い顕彰を継続的に授与することによって伝熱研究の発展に寄与すべく創設されたものである。その名称は、我が国における伝熱研究のもっとも顕著な業績の一つである抜山四郎博士（東北帝国大学）の“沸騰曲線”に関する極めて先駆的なご研究を記念して、「抜山記念国際賞」と名付けられた。

昨年（2021年）の日本伝熱シンポジウムが東北支部担当で開催されることに伴い、本学会研究会「熱の科学技術史研究会」主査の河村洋先生からオーガナイズドセッションでの標記内容発表のご依頼を頂いた。そのご依頼によれば、伝熱シンポジウムが東北で開催されるこのタイミングで、前記のような卓越した伝熱研究の礎を築かれた抜山四郎博士のご研究と、それを育んだ東北大学の歴史ある（現）片平地区及びそこから育った伝熱研究を現会員にも紹介し、かつ記録にも残したいということで、現在片平地区において伝熱研究に従事している筆者に取りまとめのご依頼があったものである。このご依頼を受けて、現在伝熱研究の研究室がある東北大学青葉山キャンパス地区の先生方とも相談をしたが、後述するように貴重な情報はご紹介頂いたものの、取りまとめはやはり依頼を頂いた筆者がするようにの事になって、それらをまとめて第58回日本伝熱シンポジウムにて発表をさせて頂き、かつ本項をまとめさせて頂くこととなった。抜山四郎博士が“沸騰曲線”を発表したのは90年ほど前の話であることから、当時の様子を知る方々から直接お話をお聞きする機会にはもはや皆無であり、多くは本学や工学部に残されている編纂史等の出版物からの情報となるが、残されている資料を読み解くことで片平地区における伝熱研究の歴史を学び取ることができる。

2. 片平キャンパス地区の歴史

2.1 大正期の片平キャンパス

東北帝国大学は1907年（明治40年）に創設され、工学部は仙台高等工業学校を前身として理学部および医学部とともに1919年（大正8年）に設立された[1]。計画では工科大学となる予定であったが、1919年4月1日施行の大学令により「工学部」と称することになった。この頃の東北大学は、現在のように多くのキャンパスを抱えることなく、片平地区および現在の大学病院がある星陵地区のみであり、工学部は片平キャンパス地区内にあった。本稿の舞台となる工学部機械工学科は当初は仙台高等工業学校の建物を利用して、図1の配置図に示す片平地区内の黒で示した建物（①～⑦）が工学部関連の建物となる。そのうち、機械及び電機工学科の建物は、④：電機学実験室、⑤：機械学実験室、⑦：機械工学及電機工学教室であった[2]。

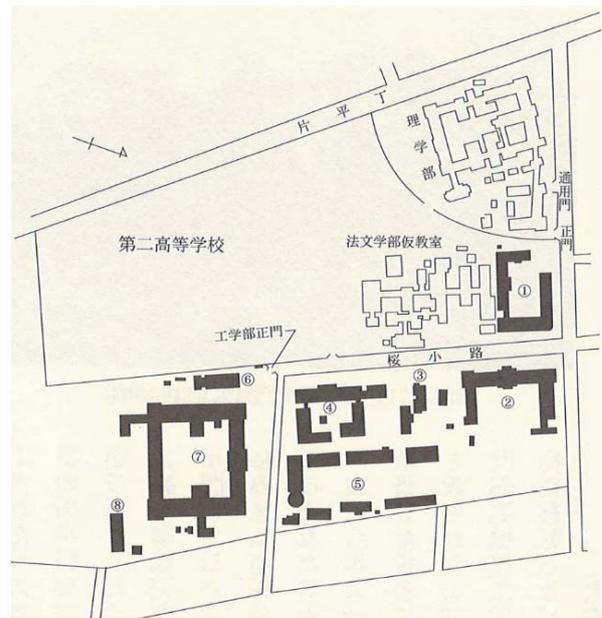


図1 片平キャンパス地区配置図（大正12年）

* 出典は「東北帝国大学一覽」

これらの建物は現在でも工学系の研究所群によって使われており，図1内②および⑦の建物は現在の多元物質科学研究所であり，④および⑤の建物の跡地には流体科学研究所が建てられている．図2に現在の片平キャンパス地区の一部を同縮尺で示しており，図1，2を比較すると，図1内①②⑦の建物の外観は現存していることがわかる．このうち①の建物は現在の WPI-AIMR 本館であり，②は多元物質科学研究所東1号館，⑦は同研究所南1号館に対応すると考えられる．



図2 片平キャンパス地区配置図（令和4年）[3]

編纂史等の記録に残っている外観と現在の外観を建物①について比較したものを図3に示す．図2内のカメラ記号の向きからの外観となる．外観の一部は現存しており，ここから東北大学工学部草創期の風情を想像することができる．

また，図1内のキャンパスを横切り工学部正門に向かう道路の名前が「桜小路」となっているところにも注目したい．大正期のキャンパス整備時より，この一帯には桜が植えられていたと推測され，昭和期の日本機械学会誌掲載の論文内の著者住所にもその名前が使われている（図4）．図1の法文学部仮教室となっている一帯は，現在は片平キャンパス地区内の学都記念公園という広場になっているが，そこには多くの桜が植えられており，毎年4月初頭には図5に示すような桜の名所として，著者を含む大学教職員を和ませしてくれる．



図3 片平キャンパス内建物の外観比較
（上）大正13年[1]（下）令和4年

* 原稿受付 昭和35年4月6日。
** 正員，（仙台市桜小路，同学）。

日本機械学会誌 第63巻 第498号

図4 機械学会誌の著者情報記載部分



図5 片平キャンパス学都記念公園の桜

2.2 昭和期の片平キャンパス

大正15年（昭和元年）には，工学部は一部建屋の焼失災害を受けている．これに伴い，また片平キャンパス地区の拡大と合わせて工学部各学科の再配置が行われ，1939年（昭和14年）には図6に示すようなキャンパス配置となった．図6からわかるように，大正期には「機械工学」としてまとめられていたものが，昭和期に入ると熱力学や

流体力学等を連想させる実験室群が整い、機械工学に関する建屋の数が大幅に増加していることがわかる。一方で教室については、大正期からの流れを引き継ぎ、電気系と同じ建屋を利用していることもわかる。小さなことではあるが、電気系の表記が「電機」から「電気」に変わったことも気になるところである。



図6 片平地区配置図(昭和14年12月)
* 出典は「東北帝国大学一覧」(一部加工)

図6中の「27」の建物の外観も一部現存しており、多元物質科学研究所南1号館の正面入口は、図7に示すように大正期から昭和期にかけての旧帝大の建築様式をそのまま残したものとなっており、過去の外観資料が残っていないため図3のように比較して色々と思いを馳せることはできないが、趣のある建物となっている。



図7 旧帝国大学時代の建築様式を残す多元物質科学研究所南1号館正面入口

2.3 教育体制

1919年(大正8年)の工学部草創期の体制であ

るが、第1期生22名の第一学期の機械工学科全ての講義は、宮城音五郎教授お一人で担当されていた、と記録にある[4]。驚くばかりである。第二学期になり徐々に体制が整い、砂谷智導助教授、杉原哲二講師が赴任し、次いで1920年(大正9年)に抜山四郎博士が講師として、また、阿部久三郎講師、前川道治郎講師が赴任し、ここから片平地区における伝熱の研究が始まった。これらの記録からすると、抜山四郎博士の実験室は、大正年間には現在の流体科学研究所あたりに、昭和に入ってから現在の多元物質科学研究所にあったということがわかる。

3. 抜山四郎博士と研究室

3.1 抜山四郎博士

抜山四郎博士の生まれは1896年(明治29年)の東京であり、東京帝国大学機械工学科をご卒業されているが、旧制二高時代に仙台に住まわれていたようである。1920年(大正9年)に赴任されてからはすぐに助教授に昇進され、1922年には文部省在外研究員としてスイス連邦工科大学にて実験研究を行っている。1920年に本学の工学部教員に着任されてから、伝熱に関連する実験的研究をここ片平キャンパス地区にて進めてこられたのだが、興味深いことに抜山先生の在職中の沸騰現象に関するご研究の資料や論文はほとんど残っていない。「沸騰曲線」に示す伝熱形態が世界的な共通認識となり、沸騰現象に携わる研究者であれば必ず目にする沸騰曲線(図8)は、1934年(昭和9年)に初めて機械学会誌に掲載され[5]、それ以外には英文にて623語と3つの図で発表したのみである、と弟子の武山斌郎博士がご自身の著で記している[6]。この英文発表の詳細に関しては記載がなく、恐らく論文という形ではなく紀要や報告か何かの形でのご発表なのかもしれない。もっとも、このご業績はその後多くの沸騰研究者に引用されることとなり、1966年(昭和41年)になってようやく米国の研究者によって英訳が行われ、著名な学術雑誌 International Journal of Heat and Mass Transfer に掲載された[7]。抜山四郎博士の30代半ばにおけるご研究が、このように世界の伝熱研究の草創期に多大な影響を与えることになったことは、東北地方における熱科学技術の発展を語る上では決して外せない事実である。

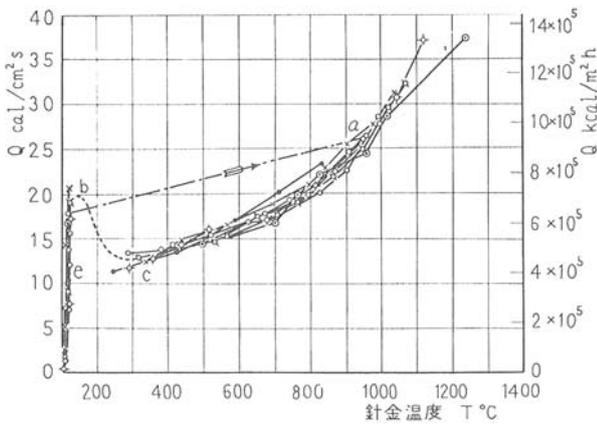


図 8 沸騰曲線[5]

3.2 抜山四郎研究室

東北大学工学部の歴史を片平キャンパス地区の歴史とあわせて上述したが、抜山四郎博士の研究室の歴史は、ほぼ工学部の歴史と同時期に始まっていると言える。図 9 に簡略的ではあるが、推定される歴史をまとめてみた。1920 年（大正 9 年）のご着任時には片平キャンパス地区内の機械工学に研究室を構え、そこから「沸騰」「噴霧/微粒化」等に関する研究を始められ、1934 年（昭和 9 年）には沸騰に関する論文の発表をされている。当時の研究室の立ち上げの際には、現在からは想像もできないような不便性があったこと、および 1926 年（大正 15 年）の建屋焼失災害を考えると、研究の密度が大変高かったものと考えられる。

その後、1945 年（昭和 20 年）に終戦を迎え、1959 年（昭和 34 年）に抜山博士は定年退官を迎えられた。以降の後継研究室は 1969 年（昭和 44 年）に青葉山キャンパスに移転となり、片平キャンパス地区における伝熱研究の源流は、本地区での歴史を終えることになる。一方では、1943 年（昭和 18 年）に同じ片平キャンパス地区に高速力学研

究所（現：流体科学研究所）が設立され、工学部の一部の研究分野、特に流体力学や伝熱工学に関する研究が始まり、本学における伝熱研究の流れは閉ざされることなく、青葉山キャンパス地区および片平キャンパス地区にて継続されている。

抜山四郎博士は、その研究活動において多くの後継研究者を残している。八戸工業大学の黒正敏教授より、抜山四郎研究室関係の後継研究者情報を頂戴したので、図 10 にまとめた。この図よりわかるように、抜山四郎研究室は多くの研究者を輩出しており、その分野は機械工学に限らず、化学工学などの他分野に亘っている。また、図 10 内の棚澤泰博士と廣安博之博士の名前は、国際液体微粒化学会（Institute for Liquid Atomization and Spray Systems: ILASS）の国際賞授賞の名前（Tanasawa Award, Hiroyasu Award）として有名である。抜山四郎博士の名前も、2012 年（平成 24 年）に日本伝熱学会が博士の偉業を称え、The Nukiyama Award を創設し、隔年に熱工学分野の優秀な 50 歳以下の研究者を顕賞するに至っている。

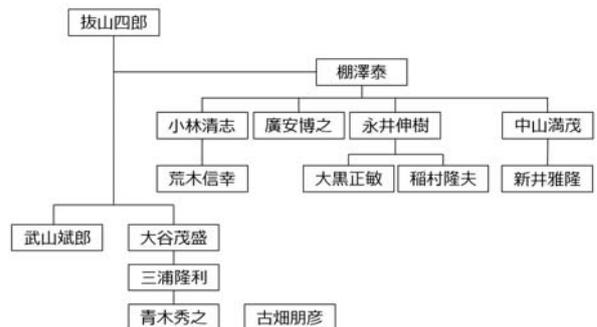


図 10 抜山四郎研究室関係の研究者（一部）[8]

3.3 沸騰研究と沸騰曲線と抜山点

上述したように、抜山四郎博士は図 8 の沸騰曲線を 1934 年（昭和 9 年）に初めて機械学会誌に掲載し[5]、それ以外には英文にて 623 語と 3 つの図

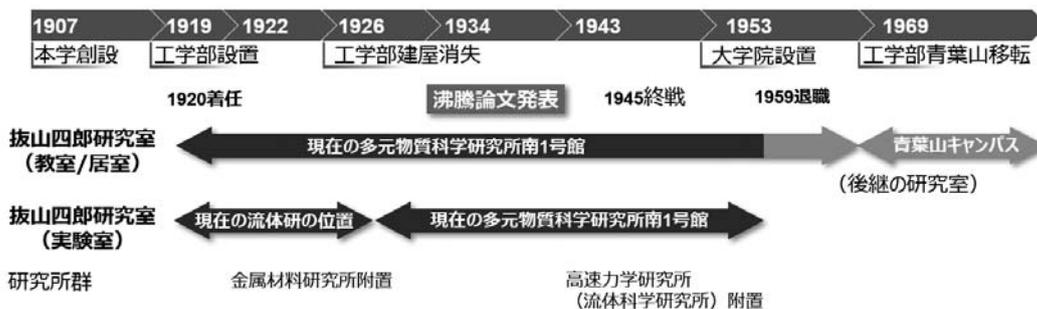


図 9 抜山四郎研究室の歴史

で発表したのみである。その後多くの沸騰研究者に引用されることとなり、1966年（昭和41年）になってようやく英文の論文が掲載された [7]。また、McAdams の Heat Transmission において、“The existence of several regimes of boiling was first clearly discussed by Nukiyama in 1934.” と記載があり、Max Jakob の Heat Transfer にも “Nukiyama [1934], using a platinum wire, 0.14mm in diameter, seems to have been the first to succeed in obtaining a substantially complete boiling curve with a maximum boiling rate at $\theta_s = 45^\circ\text{C}$.” との記載があることから、沸騰曲線は抜山四郎博士によって得られたことは世界的に明らかである。

この沸騰曲線が公表されたのは1934年（昭和9年）であるが、参考論文[5]を読むと、興味深いことがわかる。論文標題には、

“（昭和4年4月3日 第6期定時總會講演會及昭和8年11月25日 仙臺地方講演會に於て講演）”

と付記されており、また本文には

“本文の内容の過半は昭和4年4月大阪に於ける總會で講演したものであるが其後實驗結果を追加する爲意外に誌上発表が遅れた。”

とある。このことから、沸騰曲線は1929年（昭和4年）の時点ではある程度のもものが出来上がっており、實驗結果の追加の末、1934年（昭和9年）の発表となったようである。着任からわずか9年で沸騰曲線の概形が出来上がっていたことを考えると、改めて研究密度の高さを学ばされる思いである。なお、図8の沸騰曲線は1934年（昭和9年）に発表された図となるが、横軸が現在の教科書に掲載されているような過熱度の対数表示ではなく、高温側の温度でまとめられているところも興味深い。この発見から多くの研究者の手によって現在の両対数の沸騰曲線の形にまとめられ、現在我々が非常にわかりやすく沸騰現象を理解できるようになった。

沸騰曲線の公表後、弟子の武山斌郎博士が沸騰研究の発想について抜山四郎博士にお伺いした記事が印象に残る。武山斌郎博士が研究の動機についてお伺いしたところ、抜山博士は即座に「三面記事だよ」とお答えになったという。新聞紙上に蒸気タービン船舶の難破記事が掲載されており、ボイラの蒸気発生に時間を要したことが難破の原因となったことが書かれており、その回避策を真

剣に考えられたようである。その時に考えられたポイントについても、武山博士は記事に残しておられる。

- ・蓄熱式の蒸気発生器に、いざという時に大量の水を散らし、瞬時に大量の蒸気を発生させたい。果たして可能であろうか？
- ・そもそも、高温面から水への熱伝達率が全く解っていない
- ・ボイラの蒸気管の熱負荷をどこまで上げることが可能なのかも解っていない

これらの記録から、我々は工学における事象と研究内容をどのように結びつけるかを学ぶことができる。なお、抜山四郎博士は沸騰曲線の発表後、沸騰研究を続けることはなかった。そのことについて、前出の武山博士が伺ったところ、「本質は全部終わった。あとは付録だけだ。」とお答えになり、弟子のどの研究者にも沸騰の研究を行わせなかった。沸騰の研究にはその後、研究室で行われることは無かったが、武山博士は昭和35年ごろからこっそりと研究を開始され、1974年（昭和49年）の「凝縮曲線」の発見につながっているようである。

3.4 抜山四郎博士四方山話と東北伝熱研究

抜山四郎博士のご研究は沸騰現象に関しては資料がほとんど残っていないが、沸騰現象に関する研究以外にも熱伝導問題を電気槽による実験的に解明する研究や燃焼に関する研究、ボイラに関する研究など多岐に亘る伝熱研究が行われており、抜山四郎研究室ご出身の研究者がその後の東北地方における大学等で伝熱に関する研究基盤を創り上げてきた。現在、機械工学に留まらず、化学工学や原子力工学に至るまでの多くの伝熱研究が東北地方で行われているのも、抜山四郎博士のご研究がこの地から立ち上がったからに他ならないと言える。特に1930年代という欧米の沸騰伝熱研究に先駆けること十数年前という時代に、当時問題となっていたボイラの蒸気発生の際的立ち遅れ現象から高温面と水との間の伝熱現象がどのようなものなのかに疑問を持ち、すぐに実験的研究に繋がったということは、現在の伝熱研究者としてその姿勢を学んでいきたいところである。この先見性にまつわる話として、伝熱研究者の間に伝わる以下のような逸話がある。戦後（1945年～）に

米軍が入ってきたときに、伝熱細線の沸騰研究がどうなっているかを知りたいので東京まで来るようにという連絡が届き、「それなら旅費を出してほしい」と抜山四郎博士は言われたそうである。あの時代に米軍にそんなことを言える人は少なく、当時はなぜこの研究のことを聞かれるのかわからなかったが、米国では沸騰水型原子炉のバーンアウト研究における関連情報収集のため、先駆者である抜山四郎博士のその後の10年の研究成果の公表を要求したのではないかと、後になって考えられている。それくらい先を進んだ研究であったということである。沸騰の研究にはその後、後継研究室で行われることは無かったが、他の研究については現在でも東北地方にて脈々と行われている。

この他にも、今回のシンポジウムOSでの発表を通して抜山四郎博士にまつわる多くの四方山話を知り得る機会を得たが、それらについてはぜひ文献を参考にさせていただきたい[6][9]。

4. おわりに

伝熱シンポジウムが東北地区で開催されたこのタイミングで、オーガナイズドセッションとして抜山四郎博士のご研究に触れることができ、本会の国際顕賞と合わせて紹介できたことは大変意義あることだと考える。この片平キャンパス地区にて本稿にて紹介させていただいた沸騰伝熱研究という熱科学技術の史実が、東北地方仙台片平地区の「人と熱との関わりの足跡」を考えるとときの一助となれば幸いである。

謝辞

本原稿の執筆にあたって、八戸工業大学大黒正敏教授および東北大学青木秀之教授から貴重な資

料のご提供、および本稿に掲載させていただいた挿話等のご提供をいただきました。また、本発表の一部は、抜山研究室 武山斌郎教授のご退官誌「釣月耕雲琢華觴」[6]に記載の内容を参考にさせていただきました。

抜山四郎博士の沸騰曲線に関するご業績と足跡を形に残すことは、東北大学の青葉山・片平亮地区に在籍する伝熱研究者にとって重要なことであり、本稿執筆へのご協力に感謝申し上げます。また、このような機会をご提供くださった熱の科学技術史研究会主査の河村洋先生にも御礼申し上げます。

参考文献

- [1] 東北大学百年史一 通史一, 東北大学百年史編集委員会, (2010)
- [2] 東北大学百年史三 通史三, 東北大学百年史編集委員会, (2010)
- [3] <https://www.tohoku.ac.jp/japanese/profile/campus/01/katahira/> (2022)
- [4] 馨咳記, 東北大学機械系源流準備委員会, (2017)
- [5] 抜山四郎, 金属面と沸騰水との間の傳達熱の極大値並に極小値決定の實驗, 日本機械學會誌, **37-206** (1934), 367-374.
- [6] 武山斌郎, 釣月耕雲琢華觴, (1988)
- [7] S. Nukiyama, The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure, translated from the Japanese by Dr. C.J. Lee, International Journal of Heat and Mass Transfer, **9** (1966), 1419-1433.
- [8] 大黒正敏, private communication. (2021)
- [9] 日本伝熱研究会, 伝熱研究, **22-87** (1983), 1-11.

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
2022年						
11月	29(火)	日本伝熱学会主催講習会「計測技術～温度・熱伝導率測定の基本と応用～」			(公社) 日本伝熱学会事務局 office@htsj.or.jp	

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
2022年						
10月	8(土) ～ 9(日)	No.22-38 講習会「熱工学カンファレンス 2022」			(一社) 日本機械学会出版販売グループ熱工学部門担当 小倉	
	12(水) ～ 13(木)	第50回日本ガスタービン学会定期講演会			(公社) 日本ガスタービン学会 E-mail: gtsj-office@gtsj.org	
	25(火) ～ 27(木)	第43回日本熱物性シンポジウム			日本熱物性学会事務局 jstp@okayama-u.ac.jp	
	29(土)	日本機械学会関東支部山梨講演会			(一社) 日本機械学会関東支部 E-mail: kt-staff@jsme.or.jp	
11月	14(月) ～ 16(水)	第13回マイクロ・ナノ工学シンポジウム			(一社) 日本機械学会マイクロ・ナノ工学部門担当 大通千晴 daitu@jsme.or.jp	
	16(水) ～ 18(金)	日本機械学会第35回計算力学講演会			(一社) 日本機械学会 計算力学部門 石澤 E-mail: m.kondo@jsme.or.jp	
	21(月) ～ 24(木)	第60回燃焼シンポジウム			(一社) 日本燃焼学会 office@combustionsociety.jp	
	24(木) ～ 25(金)	日本機械学会関西支部第382回講習会 実務者のための流体解析技術の基本と応用			日本機械学会関西支部 Tel:06-6443-2073 E-mail: info@kansai.jsme.or.jp	
12月	3(土)	22-75 第24回スターリングサイクルシンポジウム			(一社) 日本機械学会エンジンシステム部門事務担当 渡邊 watanabe@jsme.or.jp	
2023年						
4月	2(日) ～ 7(金)	日本混相流学会混相流国際会議 2023			日本混相流学会 office@jsmf.gr.jp	
9月	24(日) ～ 27(水)	33rd International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-33)			ISTP-33 実行委員会幹事 渡邊則彦 nwatanabe@mec.sojo-u.ac.jp	

第60回 日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集

第60回 日本伝熱シンポジウム実行委員会
委員長 高橋 厚史
副委員長 森 昌司

開催日：2023年 5月 25日（木）～ 27日（土）

会 場：福岡国際会議場 (<https://www.marinemesse.or.jp/congress/>)

※状況によってはWeb開催の可能性あります。

所在地 〒812-0032 福岡県福岡市博多区石城町2-1 電話番号 092-262-4111

アクセス

福岡空港より呉服町駅まで福岡市営地下鉄で約10分，呉服町駅より徒歩約12分。

JR博多駅より西鉄バスで約12分，サンパレス前下車すぐ。

福岡国際会議場 交通アクセス (<https://www.marinemesse.or.jp/congress/access/>)

講演申込締切：2023年 1月 20日（金）

講演論文原稿提出締切：2023年 3月 17日（金）

早期参加申込締切：2023年 4月 14日（金）

ホームページURL：<https://htsj-conf.org/symp2023/>（準備中）

【シンポジウムの形式】※状況によってはWeb開催の可能性あります。

- 講演発表形式として
 - a) 通常的一般セッション（口頭発表）
 - b) オーガナイズドセッション（口頭発表）
 - c) 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。
- 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60回 日本伝熱シンポジウム）について」をご参照下さい。

【講演申込方法】

- 一般セッションと優秀プレゼンテーション賞セッションの講演者（登壇者）は、日本伝熱学会会員（ただし、賛助会員と特別賛助会員は除く）に限ります。講演者が日本伝熱学会会員でない場合は、会員申込と会費納付を行って下さい。（オーガナイズドセッションについては、各セッション募集に従って下さい。）
- 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、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60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）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。
- 講演発表申込みは、講演者（登壇者）1名につき1題目とさせていただきます。
- 講演の採否およびセッションへの振分けは、実行委員会にご一任下さい。

優秀プレゼンテーション賞（第 60 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 小宮 敦樹

第 60 回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で、若手研究者および学生を対象とした優秀プレゼンテーション賞セッションを設けます。日頃の研鑽の成果を披露するチャンスとして、奮ってご応募下さい。

- 開催日：令和 5 年 5 月 25 日（木）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ともにスライドショーとして会場にて案内される予定です。
なお、伝熱シンポジウムの開催状況により、優秀プレゼンテーション賞セッションをオンラインにて開催する場合があります。発表形式の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、令和 5 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。
- 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：大学に所属する学生の場合：指導教員あたり 1 名（1 件）
大学以外の研究機関，企業に所属する場合：研究グループあたり 1 名（1 件）
とします。
- 応募方法：第 60 回日本伝熱シンポジウム発表申込時に、本誌掲載の講演申込方法に従って、“優秀プレゼンテーション賞”を選択し、“指導教員または研究グループ長等”を入力してください。
なお、講演論文原稿の様式については一般セッションと同様のものとします。
- 審査・選考方法：複数名の審査員による評価に基づいて選考し、受賞者を決定します。
- 表彰：受賞者はシンポジウム第 2 日の学会総会で表彰されます。

日本伝熱学会主催講習会
「計測技術 ～温度・熱伝導率測定の基礎と応用～」
受講者募集のご案内

産学交流委員会
委員長 西 剛伺

開催日 2022年11月29日火曜日 10:00～17:00

会場 東京両国 KFC ホール 2nd (<https://www.tokyo-kfc.co.jp/facility/hall2nd/>)

住所 (東京都墨田区横網 1-6-1 国際ファッションセンタービル)

最寄駅 (都営地下鉄大江戸線 両国駅 (A1 出口) 徒歩 0 分)

地図 (<https://www.tokyo-kfc.co.jp/access/>)

開催方式 現地での対面方式

※原則対面での参加を推奨しますが、遠隔参加も可能とします。

※新型コロナウイルス感染状況により完全遠隔開催となる場合があります。

要旨

『計測技術』を基礎から学ぶ必要がある方、計測分野で著名な方々とディスカッションをすることでより広い知見を得たい方々を対象に講習会を開催する運びとなりました。昨年開催し、ご好評頂いた『計測技術』について、本年も温度測定及び熱物性測定技術の専門家を講師陣にお招きし、基礎技術及び最新技術についてご講演頂きます。計測の基礎知識 (原理や不確かさ) を習得せずに、実測結果を見誤ってしまうことで、設計検証に時間を要することはありませんか? 本講習会では、講演者と聴講者が一体となった参加型イベントとして、設計業務や研究で悩んでいることを共有する総合討論の時間を設けております。

題目・講師 (敬称略)

(1) 開会のあいさつ (10:00 - 10:10)

足利大学 西 剛伺

(2) 午前講演 (10:10 - 11:50)

・放射温度計の正しい使い方

防衛大学校 中村 元

・熱電対の正しい使い方

名古屋工業大学 田川 正人

(図解で学ぶ熱電回路の動作原理と測定誤差要因)

(3) 昼食休憩 (11:50 - 13:00) ※お弁当をご用意します。

(4) 午後講演 (13:00 - 16:10)

・DSC の計測の基礎知識

産総研 加藤 英幸

・フラッシュ法による熱拡散率/熱伝導率測定技術の使いこなし術

産総研 阿子島 めぐみ

・ホットディスク法による熱伝導率の測定原理とその事例

京都電子工業 手嶋 康介

・定常法及び周期加熱法による放熱材料の熱拡散率/熱伝導率測定

ベテル 栗野 孝昭

(5) 総合討論及び閉会のあいさつ (16:20 - 17:00)

講演講師, 司会 西 剛伺

定員 先着 35 名

参加費 学会員 (及び協賛学会正会員), 特別賛助会員 26,400 円, 学生会員 15,400 円, 非会員 36,300 円 (すべて税込)

資料集 本セミナーに参加された方に、資料集を配布いたします。資料集のみの販売はいたしません。

申込方法 伝熱学会ホームページ上の申込フォームからお申し込みください。

<http://www.htsj.or.jp/committee/lecture/20221129keisokugijutsu/>

問合せ先 (公社) 日本伝熱学会 (担当 大澤) / 電話 (03) 3259-7919 / FAX (03) 5577-7939

/ E-mail : office@htsj.or.jp



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：白樫 了（東京大学）：aa21150@iis.u-tokyo.ac.jp
- ・編集出版部会長：永井二郎（福井大学）：nagai@u-fukui.ac.jp
- ・広報委員会委員長：櫻井 篤（新潟大学）：sakurai@eng.niigata-u.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐協議員：長谷川洋介（東京大学）：ysk@iis.u-tokyo.ac.jp
- ・事務局：大澤毅士・村松佳子・山田麻子：office@htsj.or.jp

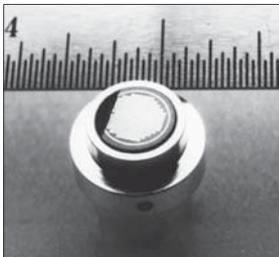
【注意】

- ・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



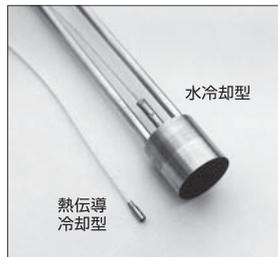
特徴

- 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バース実験
- 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

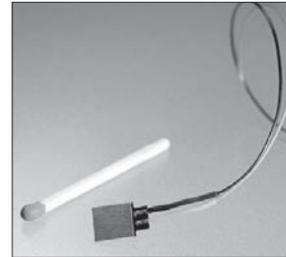


センサー本体の構造は、薄膜フォイル・ディスクの中心と周囲の温度差を測定する、差動型熱電対となっています。フォイル・ディスクはコンスタンタンで作られており、銅製の円柱形ヒートシンクに取り付けられています。水冷式は取付け場所の自由度が高く長時間の測定が可能です。

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)

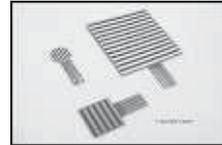
CAPTEC(キャプテック)社は、独自の高度技術により、低熱抵抗で高感度な熱流束センサーを開発・製造致しております。環境温度が変化しても感度は常に一定で、熱流束値に比例した電圧を高精度に出力します。
輻射センサーは、輻射熱のみを計測する画期的なセンサーです。特注形状も承っております。

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

今年の夏は（も）、猛暑と豪雨災害が多かったと感じます。このノート執筆中の現在、ちょうど台風 14 号が列島を西から東に縦断しつつあり、かなりの被害が生じている模様です。個人レベルで対処できる範囲を超える自然災害に対しては、安全確保のため“逃げる”しかありません。今後ますます自然災害は増えることが想像されますが、私が貢献できることは何かないか（諦めるしかないか）、日々考えさせられます。

さて、本号では「乱流伝熱の進展」の特集を塚原隆裕先生（東京理科大学）に組んでいただきました。伝熱を伴う乱流という複雑な現象とその応用について、最新の基礎研究の進展から現場への応用まで、第一線で活躍されている研究者の皆様から 7 件ものご寄稿をいただきました。ご多用にも関わらずご寄稿くださった皆様に、この場をお借りして厚くお礼申し上げます。

永井 二郎（福井大学）

Niro NAGAI (University of Fukui)

e-mail: nagai@u-fukui.ac.jp

企画・編集出版担当副会長 小原 拓（東北大学）

編集出版部会長 永井 二郎（福井大学）

委員

（理事） 丸山 直樹（三重大学）、坂村 芳孝（富山県立大学）、田之上 健一郎（山口大学）、矢畷 健史（東京電力）

（協議員） 浅岡 龍徳（信州大学）、小針 達也（日立製作所）、小宮 敦樹（東北大学）、塚原 隆裕（東京理科大学）、矢吹 智英（九州工業大学）、田中 三郎（日本大学）、櫻井 篤（新潟大学）、小川 邦康（慶應義塾大学）

TSE チーフエディター 鈴木 雄二（東京大学）

TSE 編集幹事 李 敏赫（東京大学）

編集出版部会 連絡先： 〒910-8507 福井市文京 3-9-1
福井大学 学術研究院工学系部門
永井 二郎
Phone: 0776-27-8537
E-mail: nagai@u-fukui.ac.jp