ISSN 2185-372X

THERMAL ENGINEERING

TED Newsletter on the WEB

日本機械学会熱工学部門ニュースレター
TED Newsletter No.87 April 2019

目　　次

1. 第 97 期部門長あいさつ

教授　丸田　薫

(東北大学　流体科学研究所　未到エネルギー研究センター)

2. TED Plaza

- アンモニア/天然ガス混焼ガスタービン燃焼器に関する研究
  伊藤 慎太朗（株式会社 IHI）
- スケールモデルを活用した廃棄物焼却炉の開発
  傳田 知広（JFE エンジニアリング株式会社）
- ［連載企画］乱流熱伝達モデル入門（第２回）
  服部 博文（名古屋工業大学）

3. 各種委員会活動報告

4. 行事案内

- 部門企画行事案内
- 部門関連行事案内
- 国際会議案内

5. その他

- 編集後記

第 97 期 部門長あいさつ

第 97 期 熱工学部門長

東北大学 流体科学研究所 未到エネルギー研究センター

教授 丸田 薫

maruta@ifs.tohoku.ac.jp

2019 年 4 月より第 97 期の熱工学部門長を仰せつかりました，東北大学・流体科学研究所の丸田薫と申します．部門長就任にあたり一言ご挨拶申し上げます．

先日，本会東北支部の講演会に参加した際，10～20 年前に支部長をお勤めになった数名の大先輩の先生方が，現役の会員や学生員に向けてお話をされる機会がありました．異口同音に挙げられたのは日本の人口減少問題とエネルギー問題であり，それぞれが深く印象に残りました．かつては，「日本には国産のエネルギー資源がない．しかし人が資源である」，と言われてきたがその源である人口が減少していること．また問題提起として，「単純に現在の人口減少ペースを外挿すると，今から 150 年後には日本人はゼロになるということ」を考察のための極端な例として挙げられ，このことから目をそらすこと無く，思考停止せずに考え続けることを若い学生諸君に強く説いておられました．さらに，「エネルギー問題を解決する新しい熱機関が日本から産まれることを強く願っている」とも述べられました．私自身は日頃の自らの視野の狭さ，視座の低さを恥じると共に，学生のような気持ちでお話しを伺いました．本会および本熱工学部門が直面する会員数・部門登録者数の今後，熱工学部門の活性化といった直近の諸問題の遙か彼方に見える手強い現実を改めて意識したからです．

もう一点，大分スケールは異なりますがアカデミアの会員にとって頭の痛い問題があります．世界の大学ランキングや，より身近な大学評価など，昨今頻繁に取り沙汰される大学の研究力評価指標が，国外の商業データベースに収録される論文や研究発表，それらの被引用等で決まっており，そのほぼ全てが英語による研究成果で評価されていることです．日本の科学技術力の大きな源泉の一つ，母語による論文執筆や研究発表が，こうした評価の際に素通りされることは言うまでも無く大きな損失です．それは「製品」という形で成果を世に問うことができないアカデミアにとっては特に，本当に頭の痛い問題であります．本学会の学術コンテンツのあり方を含め，より抜本的な対策を議論する時が来ています．

エネルギー問題に強い関わりのある熱工学部門は，伝熱・熱物性・燃焼分野の研究者・技術者コミュニティを 3 つの核として，我が国，そして世界規模の熱工学に関わる問題の解決に資する必要があります．部門の皆様のお力添えをいただきながら，問題解決に向けてより広い分野の皆様と協働できる体制作り，解決策の創出に向け，一歩でも進んでいけるよう微力ながら努力して参りたいと存じます．一年間どうぞよろしくお願い申し上げます．

TED Plaza

アンモニア/天然ガス混焼ガスタービン燃焼器に関する研究

伊藤　慎太朗

株式会社 IHI
技術開発本部 基盤技術研究所 熱・流体研究部
shintarou_itou@ihi.co.jp

１．はじめに

アンモニアは燃焼時に CO_2 を排出しないため，炭化水素燃料の代替燃料として期待されている．IHI では，内閣府 SIP（戦略的イノベーション創造プログラム）において，アンモニアを微粉炭焚きボイラ，発電用ガスタービン，固体酸化物形燃料電池の燃料として水素に再変換せず直接利用するための技術開発を行っている（松尾，2018）．しかし，アンモニアは従来燃料とは大きく異なる燃焼特性を持っている．例えば，分子中に N 原子をもつため Fuel-NOx を大量に排出する可能性がある．その一方で，火力発電所では脱硝装置の還元剤として利用されるなど，複雑な NOx 生成メカニズムを持っている（小林，早川，2016）．また，天然ガスに比べ，燃焼速度は約 20%（Hayakawa, et al., 2015），発熱量は約 40%，断熱火炎温度は 200～400 ℃低いので火炎が不安定化する可能性がある．このように，アンモニアを燃料として直接利用するには，アンモニアの基礎燃焼特性を把握し，アンモニアに適した安定かつ低エミッションな燃焼方式を開発する必要がある．本稿では，アンモニアと天然ガスを混焼する発電用ガスタービン燃焼器の開発において取り組んできた，一連の燃焼試験について紹介する．

２． 大気圧下におけるバーナ単体燃焼試験によるアンモニアの燃焼特性把握

燃焼器の開発に当たり，まずはアンモニアが従来の天然ガス用バーナにおいてどの様に燃焼するか評価するため，希薄予混合型スワールバーナを用いたバーナ単体の燃焼試験を実施した．図 1 に供試バーナの概略図を示す．空気はモータコンプレッサから供給し，流量調整した後，電気ヒータで予熱しバーナに供給した．燃料には，都市ガス 13A（高位発熱量 45 MJ/Nm^3）とアンモニアを使用し，アンモニアは工業用 50 kg ボンベからガス状態で供給した．燃料はいずれもマスフローコントローラを用いて流量調節した．供試バーナはバーナの中心にバーナ 1，その周りにバーナ 2 を配置した同軸二重構造となっている．都市ガスの一部は火炎安定化のため燃料ポート 1 に供給し，残りの都市ガスとアンモニアの混合気は燃料ポート 2 に供給した．ライナは石英ガラス製であり，火炎の様子を直接観察可能である．また，ライナ出口で排気ガスをサンプリングし，排気ガス濃度を計測した．この試験では火炎の直接観察の他，当量比，アンモニア混焼率，アンモニア供給位置といったパラメタが，火炎の吹き消え限界，ライナ出口における NOx，NH_3，CO，THC（Total Hydro Carbon）といったガス組成に及ぼす影響を調査し，アンモニアと都市ガスを混焼した場合の燃焼特性を評価した．

図 2 に，空気流量および総投入熱量を一定とした場合の，都市ガス専焼とアンモニア混焼率 10%の火炎直接写真を示す．ここでアンモニア混焼率は，投入した燃料の総発熱量に対するアンモニアの投入発熱量の割合として定義した．図中の赤い破線は可視発光から判断した火炎長さを示している．アンモニア/都市ガス混焼火炎は都市ガス火炎に比べ，白っぽいオレンジ色になる．これは，アンモニアが燃焼する際の NH_2 ラジカル発光であると考えられる（Hayakawa, et al., 2015）．

また，火炎高さに注目すると，アンモニアをわずか 10%混合しただけで，火炎高さは高くなることがわかる．この傾向は，滞留時間が数十 msec と非常に短いガスタービン燃焼器において，アンモニア混焼火炎は燃焼が完結せずに燃焼効率が著しく低下する可能性を示唆している．

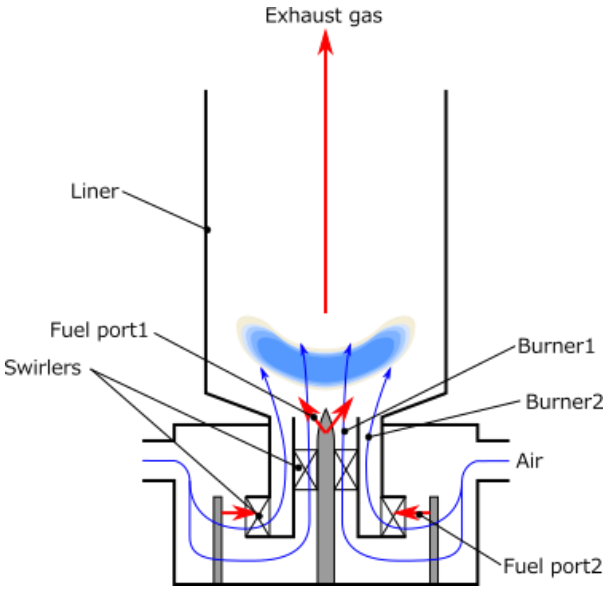


Fig. 1　Schematics of test burner

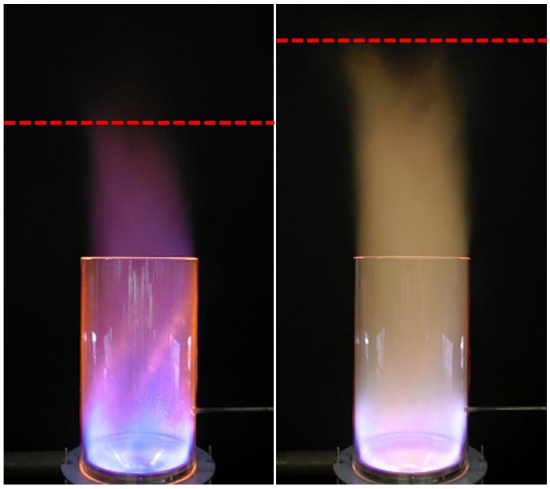


Fig. 2　Effect of NH_3 mixing on flame behavior

３．リグ試験による低 NOx 燃焼方式の開発

バーナ単体試験と数値計算で得られた知見を基に，実際のガスタービン用燃焼器と同様の構造，サイズを有するアンモニア/都市ガス混焼用燃焼器を設計・製作し，リグ試験を実施した．図 3 に供試燃焼器の全体写真を示す．燃焼器は缶型であり，燃焼用の予熱空気はライナ外側を燃焼器下流側からバーナ方向に向かって流れ，バーナで燃料と混合された後にライナ内部の燃焼空間に供給される，ターンフロー構造となっている．バーナは図 1 に示すスワールバーナを改造して， バーナ 1 および 2 よりも燃焼室の下流側に直接供給可能なバーナ 3 を追加したものを使用した．この改造により，アンモニアをバーナ 2 およびバーナ 3 へ任意の流量配分で供給することが可能である．都市ガスについてはバーナ単体試験と同様とし，バーナ 1 および 2 より供給した．また，本供試体では，メタル温度評価のためにバーナおよびライナに複数の熱電対を取り付けた．さらに，燃焼器出口ガス温度およびガス組成を評価するため，燃焼器出口に温度計測プローブとサンプリングプローブを取り付けた．この他にも，バーナ性能評価に必要となる情報を得るため，各

部の圧力損失，ガス温度を計測できる構造とした．リグ試験は常圧～2 気圧の条件で実施し，燃焼器内部の燃料および空気の速度がエンジンと同じになるように，空気流量，燃料流量に想定エンジン燃焼器圧力に対するリグ試験圧力の比率を乗じた圧力スケール試験とした．

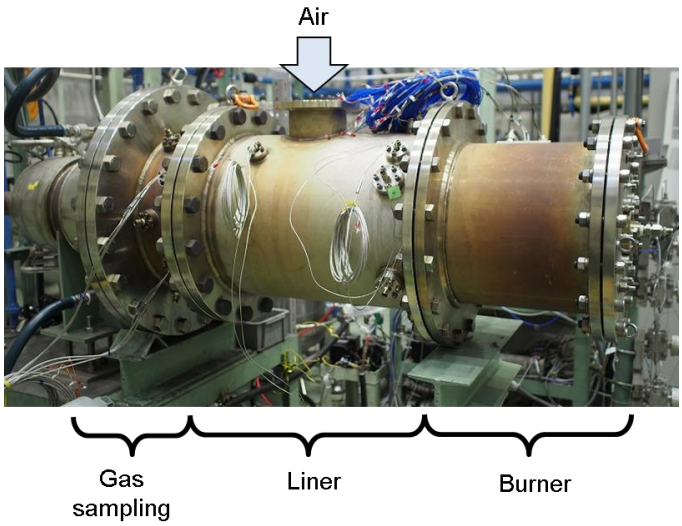


Fig. 3　Schematics of rig test unit

図 4 にエミッション計測結果の一例を示す．一連の試験では，空気流量，都市ガス流量，アンモニア流量（混焼率）を一定とし，アンモニアのバーナ 2 および 3 への供給配分のみを変更してエミッションへの影響を評価した．横軸は全アンモニア供給量に対するバーナ 3 への供給量の比率を示し，縦軸は O_2 濃度 16%条件に換算した NOx 濃度，CO および未燃 NH_3 濃度を示す．バーナ 3 へのアンモニア供給量を増加させると，NOx 濃度は単調に減少することがわかる．これは，バーナ 1 および 2 出口に形成される都市ガス火炎の既燃ガス中では，空気中に比べて O_2 濃度が低くなり，そこにバーナ 3 からアンモニアを直接供給したことで，NOx への転換が抑制されたためだと考えられる．一方で，バーナ 3 へのアンモニア供給比率が増加すると，CO および未燃 NH_3 濃度は増加する．この様に，バーナ 3 へのアンモニア供給は低 NOx 化に有効であるが，未燃分濃度が増加しやすいため，これらを同時に低減する供給方法が重要であることが示された．また，リグ試験ではエミッションだけでなく，ライナ等のメタル温度分布や着火特性等を含めて総合的な評価を行い，燃焼器の改良を実施した．これらの検討の結果，開発当初と比較し NOx 濃度は約 1/5 に，未燃分は計測器の計測下限界以下にまで低減することに成功した．

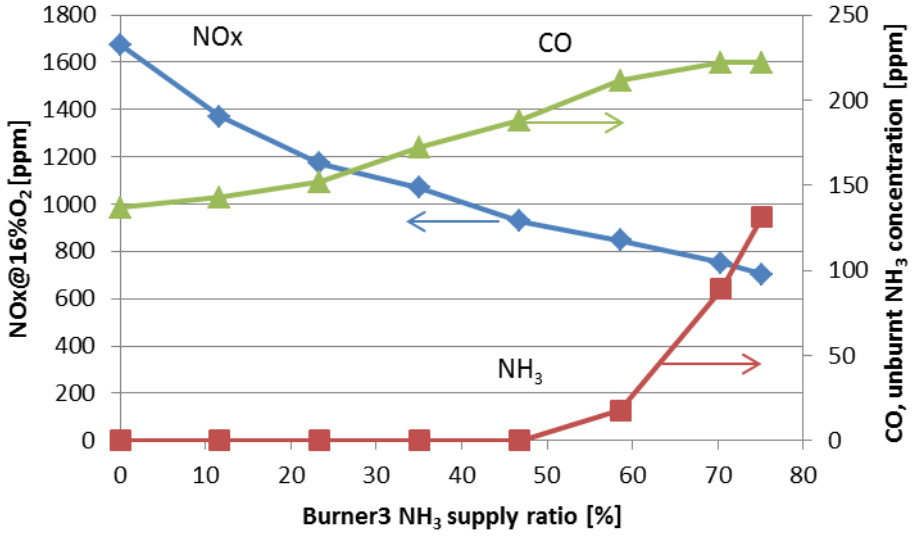


Fig. 4　Effect of burner3 NH_3 supply ratio on NOx, CO and unburnt NH_3

４． ガスタービンエンジンを用いた発電実証試験

IHI 横浜事業所内に設置したガスタービンエンジンを使用し，リグ試験で開発したアンモニア混焼用燃焼器を搭載して発電実証試験を行った．図 5 に発電実証試験に使用したガスタービンとアンモニア供給装置を示す．ガスタービンエンジンには発電出力 2 MWe のシンプルサイクルガスタービンである IHI 製 IM270 を用いた．商用パッケージからの変更は新規開発した燃焼器のみとし，エンジン出口には排気ガス中の NOx 濃度を低減するため選択触媒還元脱硝装置（SCR：Selective Catalytic Reduction）を設けた．アンモニアは液体状態で加圧し，温水気化器で気化した後エンジンに供給した．都市ガスはガスコンプレッサで加圧して供給した．

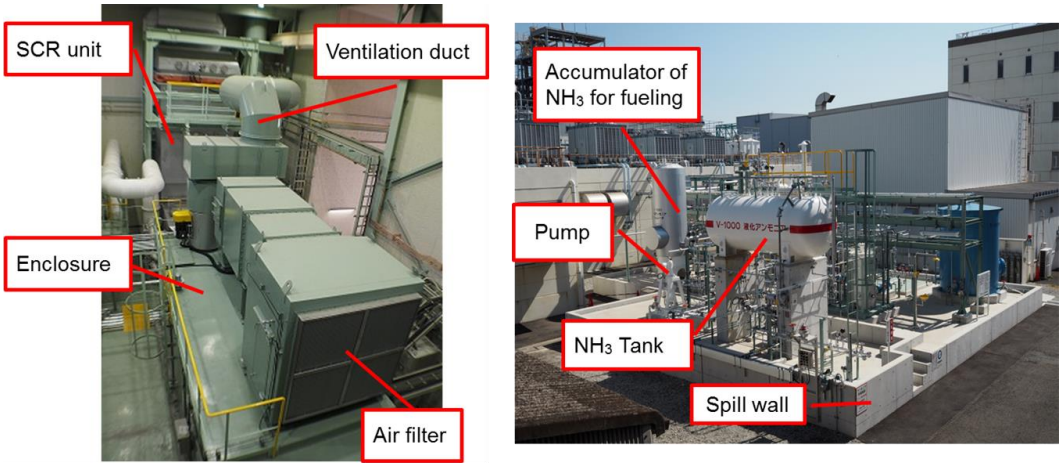


Fig. 5　Facility of demonstration test

エンジンの起動から 2 MWe 発電運転までの運転は都市ガスのみで行い，発電出力を一定に保持した状態でアンモニア混焼率を 20%まで増加させた．この際，エンジンの運転が安定しており，異音，異常振動，異常温度といった問題が発生しないことを確認した．図 6 にアンモニア混焼率とエンジン出口および脱硝装置出口における NOx および CO_2 濃度の関係を示す．エンジン出口における NOx 濃度は，アンモニア混焼率が増加すると急激に増加するものの，アンモニア混焼率 5%以上ではほぼ一定となり，アンモニア混焼率 20%で約 290 ppm となった．一方で，脱硝装置出口では，NOx 濃度を環境基準値以下まで低減することに成功した．CO_2 濃度は，アンモニア混焼率が増加すると単調に低減し，アンモニアによる CO_2 削減効果が実証された．

図 7 に燃焼器圧力と NOx 濃度の関係を示す．白抜きプロットがリグ試験で得られた燃焼器出口 NOx 濃度であり，中実プロットがエンジンで得られたタービン出口 NOx 濃度である．また，破線は，リグ試験結果から予想した累乗近似曲線である．圧力が増加すると NOx 濃度が減少する傾向であり，一般的な天然ガスの燃焼挙動とは異なる傾向であることがわかる．また，リグ試験結果から予測した NOx 濃度とエンジン試験結果の差は約 20 ppm であり，リグ試験で実施した圧力スケール試験はエンジンでの NOx 濃度予測に役立つことがわかる．

５． 終わりに

本報では，アンモニア/天然ガス混焼ガスタービン燃焼器の開発において実施した一連の燃焼試験と代表的な結果を紹介した．この他にも開発では，詳細素反応機構を考慮した 0 次元数値解析（伊藤，2016）や 3D-CFD（内田，2016）による現象理解および低エミッション燃焼方式の検討も実施し，そこで得られた知見が非常に重要な役割を果たした．このように，アンモニアの燃焼技術向上には，試験および数値解析技術の向上が必要不可欠である．今後は引き続き，これらの技術向上に取り組み，さらに低環境負荷なアンモニア燃焼技術の開発し，アンモニアを燃料としたガスタービンエンジンの社会実装を目指す．

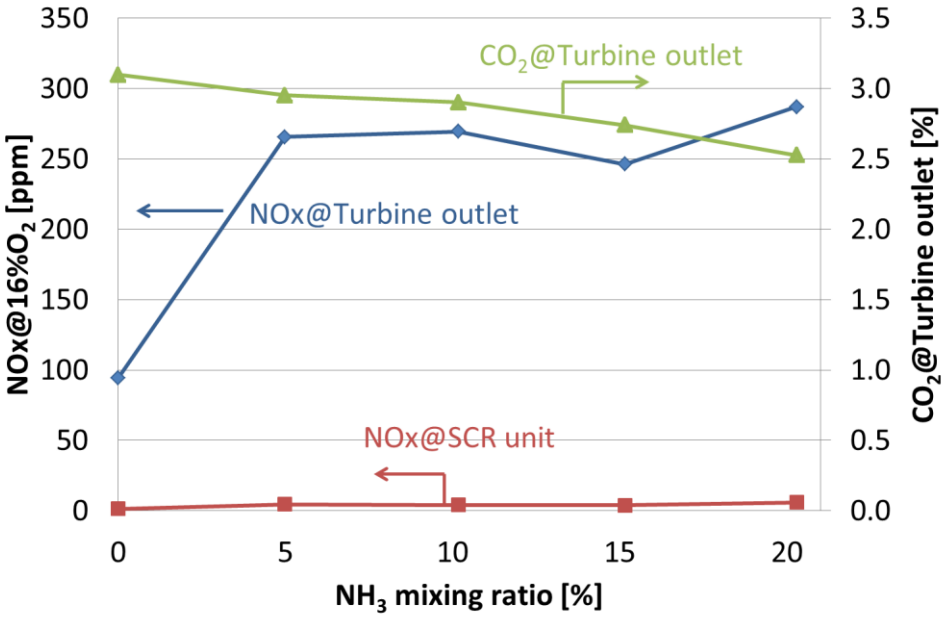


Fig. 6　Effect of NH_3 mixing ratio on NOx and CO_2 concentration

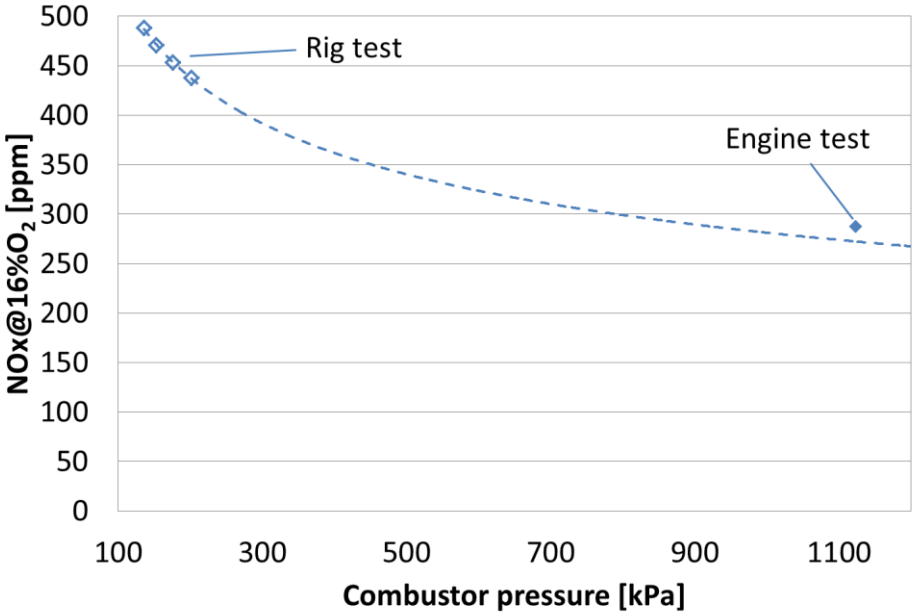


Fig. 7　Effect of combustor pressure on NOx concentration

謝　辞

本研究は，内閣府総合科学技術・イノベーション会議の戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）「エネルギーキャリア」（管理法人：JST）によって実施されました.

文献

Hayakawa. A., Goto, T., Mimoto, R., Kudo, T. and Kobayashi, H., NO formation/reduction mechanisms of ammonia/air premixed flames at various equivalence ratios and pressures, Mechanical Engineering Journal, Vol.2, No.1 (2015), Paper No.14-00402.

Hayakawa, A., Goto, T., Mimoto, R., Arakawa, Y., Kudo, T. and Kobayashi, H., Laminar burning velocity and Markstein length of ammonia/air premixed flames at various pressures, Fuel, Vol.159 (2015), pp.98–106.

Javed, M. T., Irfan, N. and Gibbs, B. M., Control of combustion-generated nitrogen oxides by

selective non-catalytic reduction, Journal of Environmental Management, Vol.83 (2007), pp.251–289.
伊藤慎太朗, 加藤壮一郎, 斎藤司, 藤森俊郎, 小林秀昭, アンモニア・天然ガス混焼ガスタービン燃焼器技術の開発, 第 54 回燃焼シンポジウム講演論文集(2016), C332.
内田正宏, 伊藤慎太朗, 加藤壮一郎, 斎藤司, 藤森俊郎, 詳細反応機構を使用したアンモニア/メタン混焼挙動の Large Eddy Simulation, 第 54 回燃焼シンポジウム講演論文集(2016), C333.
小林秀昭, 早川晃弘, カーボンフリーアンモニア燃焼, 日本燃焼学会誌, 58 巻, 183 号 (2016), pp. 41–48.
松尾貴寛, IHI におけるカーボンフリーエネルギーの実現に向けた取組み, JSME TED Newsletter, No.86 (2018), pp. 7–13.

TED Plaza

スケールモデルを活用した廃棄物焼却炉の開発

傳田　知広

ＪＦＥエンジニアリング株式会社
技術本部　総合研究所
denda-tomohiro@jfe-eng.co.jp

１．はじめに

一般的に技術開発では，そのプロセスにおいてコスト削減や開発期間の短縮が要求される．この要求に応える開発手法の一つとして，スケールモデル（模型）をうまく活用する手法が有効である（日本実験力学会，2018）．しかしながら，廃棄物焼却炉の開発プロセスでは，この手法の適用がこれまで難しかった．それは，焼却対象である廃棄物の性状・形状が雑多で不均一であるため，廃棄物燃焼のモデリングが難解であったからである．そのため，相似則に沿って処理規模の異なる複数の試験を行い，段階的にスケールアップの影響を確認・検証することが必要で，実機化までには大きなコストと開発期間を要していた．ところが最近は，スケールモデルの一つである数値シミュレーション技術がハード的にもソフト的にも大きな進展を遂げてきている．従って，廃棄物燃焼のモデリングに大胆な仮定を入れてもある程度の予測が可能となってきており，数値シミュレーション技術は有効な開発ツールとなり得る可能性が広がってきている．

本稿では，当社が実施した対向流型焼却炉の開発（渡辺他，2014，Nakayama, et al., 2014，薄木他，2016）を事例として取り上げ，その際に使用した三次元数値シミュレーションのモデリングについて紹介する．また，対向流型焼却炉はスケールアップが容易となる構造となっており，これを利用したパイロット実証試験における工夫点についても述べる．

２． 対向流型焼却炉の開発

２・１　目的と技術的特長

当社の現主力商品であるストーカ式焼却炉は「JFE ハイパー21 ストーカシステム」である．図 1 に本炉の炉内縦断面図と横断面図を示す．技術的特長は，排ガス再循環技術（EGR: Exhaust Gas Recirculation）とともに高温空気燃焼技術（HiCOT: High-temperature air Combustion Technology）を適用している点にある．吹込んだ高温空気とごみ層からの熱分解ガスの衝突により平面状燃焼領域を形成させ，局所高温領域の回避と熱輻射によるごみ層加熱を行い，燃焼安定化，熱回収率向上と環境負荷低減を実現している（傳田他，2010）．本炉は 2009 年に初号機が竣工して以来，多数の導入実績を積み重ねている．

一方，最近は PFI（Private Finance Initiative）志向から，廃棄物焼却施設の発注は建設だけではなく運営までを含めた DBO（Design Build Operate）方式へシフトしつつあり，発電量増加やランニングコスト削減を強く意識した技術開発が必要とされている．このような背景に鑑み，当社では JFE ハイパー21 ストーカシステムの改良型となる「対向流型焼却炉」の開発を実施した．

対向流型焼却炉の目的は，JFE ハイパー21 ストーカシステム以上の NOx 低減を達成し，炉出口において排出規制値を満足させることで，図 2 に示すように排ガス処理装置である触媒脱硝塔を省略することにある．これにより，排ガス再昇温用の蒸気を発電に使用でき，発電量の増加とともに，建設コストおよびランニングコスト削減に寄与できる．技術的な改良点は，高温空気と再

循環排ガスの吹込み位置を側壁から天井に変更した点にある．図 3 に対向流型焼却炉の炉内縦断面図と横断面図を示す．JFE ハイパー21 ストーカシステムでは高温空気を側壁から吹込むので，炉中央付近では熱分解ガスの吹き抜けが生じる懸念があった．これに対し，天井吹込みはガス同士が正面衝突するのでその懸念がなくなり，燃焼安定化，温度均一化が一層向上し，NOx 低減に大きな効果が得られる．

また，天井に設置したノズル 1 セットをモジュールとみなすと，このモジュールを炉幅方向に増減させることで処理規模の拡張や縮小が可能となる．すなわち，小型炉から大型炉までの焼却炉設計が容易となる利点も有している．このモジュール化という考え方はパイロットプラントの製作においても活かされており，これについては後述する．

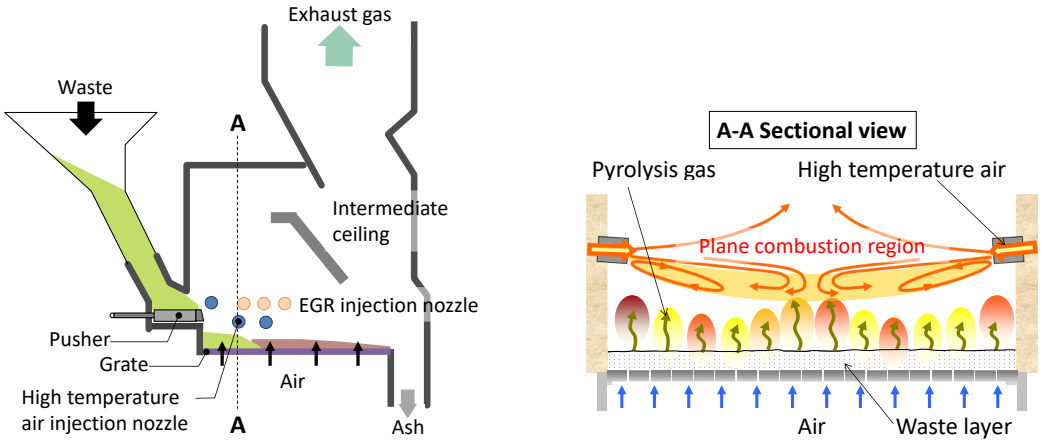


Fig. 1　Stoker type incinerator “Hyper 21 Stoker System”

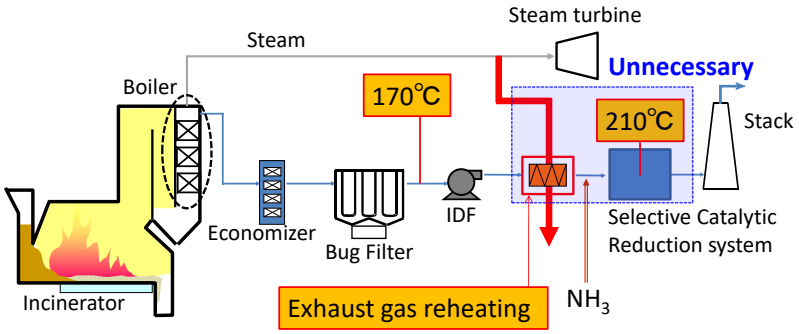


Fig. 2　Flow of waste incineration facility

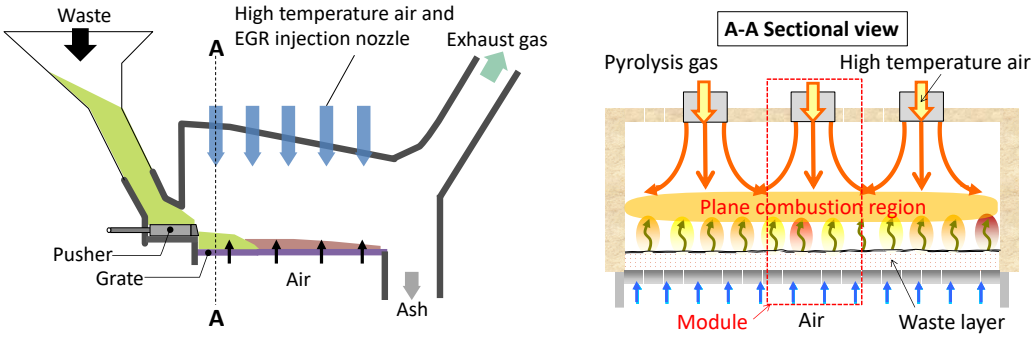


Fig. 3　New stoker type incinerator “Counterflow incinerator”

2・2　性能の比較

対向流型焼却炉の初号機（60 トン/日×2 炉）は 2017 年に竣工した．初号機の運転状況の一例として，O_2，NOx，CO 各濃度の経時変化を図 4 に示す（狩野他，2018）．空気比 1.3 相当の安定

燃焼とボイラ出口 NOx 濃度（脱硝なし）の大幅な低減が確認できる．当社では，同規模の JFE ハイパー21 ストーカシステムと比べ NOx 濃度は約 20%低減でき，売電量に関するコストメリットは 17%増加できると試算している（日本産業機械工業会，2018）．

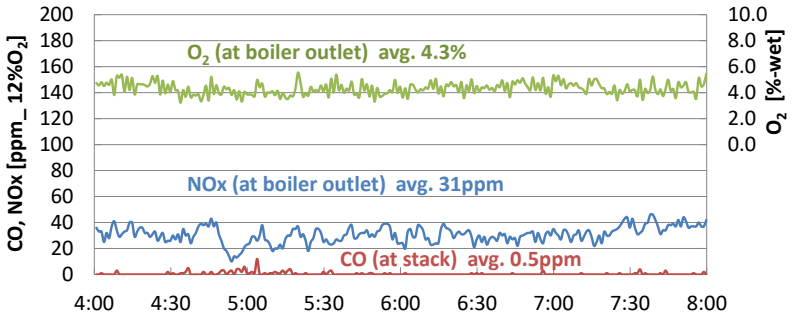


Fig. 4　Trend of O_2, NOx, CO in actual plant of counterflow incinerator

2・3　開発プロセスの比較

一般的な廃棄物焼却炉の開発プロセスを図 5 に示す．まず，着想したアイデアの実現性をベンチスケール試験（数 kg/日規模）により検証し，パイロット試験（数トン/日規模）および実機試験（数 10～数 100 トン/日規模）によりスケールアップの影響を確認・実証した後，市場投入へと至る．JFE ハイパー21 ストーカシステムは，アイデア検証段階で一部シミュレーションを取り入れているものの，概ねこのような開発プロセスであった．一方，対向流型焼却炉の場合は，本格的な三次元数値シミュレーションをアイデア検証に使用することで，ベンチスケール試験を省略することができた．更に，上述したモジュール化可能という炉構造上の特長から，パイロット試験のみでスケールアップの影響を確認・実証でき，実機試験も省略することができた．

図 6 に，JFE ハイパー21 ストーカシステムと対向流型焼却炉の開発プロセスと期間の比較を示す．JFE ハイパー21 ストーカシステムの開発期間は約 7 年間であるのに対し，対向流型焼却炉はそれに比べて 1～1.5 年ほど短縮することができ，これによって大幅なコスト削減を達成している．

Fig. 5　General development process of an incinerator

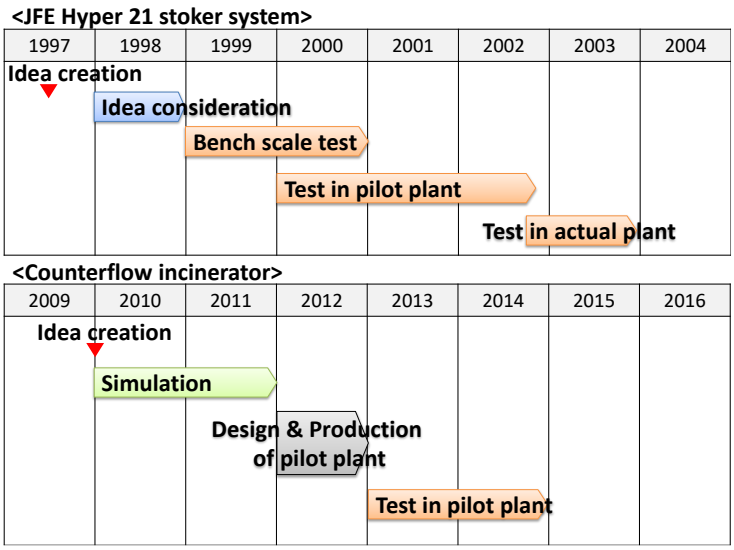


Fig. 6　Comparison of development process

３． 数値シミュレーションにおけるモデリング

本節では，対向流型焼却炉の開発プロセス内で実施した数値シミュレーションのモデリングについて述べる．上述したように廃棄物燃焼はモデリングが難しく，シミュレーションは定性的評価が主となることは否めないが，ある程度の定量的評価も行いたい．そのため三次元メッシュの使用が望ましいが，計算負荷は大きくしたくない．これを解消するべく，ここではモデリング上大きな仮定を行い，難解な廃棄物の乾燥，熱分解・ガス化，チャー燃焼のモデル化を思い切って省略し，ガス燃焼のみを対象とした（傳田他，2012）．この理由として，評価指標となる炉内温度分布や O_2，CO 濃度分布などは，ごみ熱分解特性やチャー燃焼特性よりもガス燃焼特性の影響が大きいと考えたからである．これにより，三次元メッシュの使用でも計算負荷を小さくすることができた．

また，初期条件として与えるごみ熱分解ガスの可燃成分を CO，H_2 のみに限定した．これによりガス燃焼では，総括反応式ではなく素反応式数を考慮した CO-H_2 系詳細燃焼反応機構を使用でき，計算負荷を小さくしたまま計算精度の向上も可能となった．ただし，熱分解ガス全体のカロリーは合うように，無視した微量可燃分である CH_4，C_2H_4 のカロリー分は，CO，H_2 の組成割合を変更することで調整している．

図 7 に，天井吹込みのアイデア検証の例として炉幅方向の温度分布を示す．天井に設置したノズルから高温空気を吹込むことで平面状燃焼領域を形成できること，ノズルピッチや高温空気の流速の違いにより，平面状燃焼領域の形成の仕方が違うことが確認できる．図 8 はパイロットプラントにおける試験条件絞込みの結果例である．炉出口横断面の CO 濃度分布は，吹き込み条件により大きく異なることが分かる．

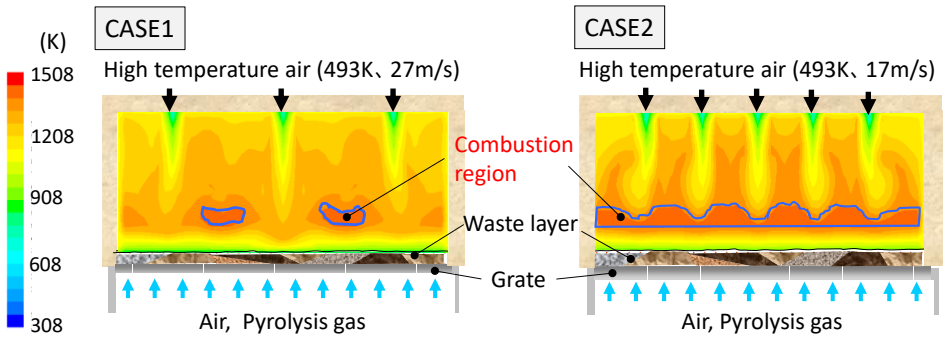


Fig. 7　Difference in formation of plane combustion region

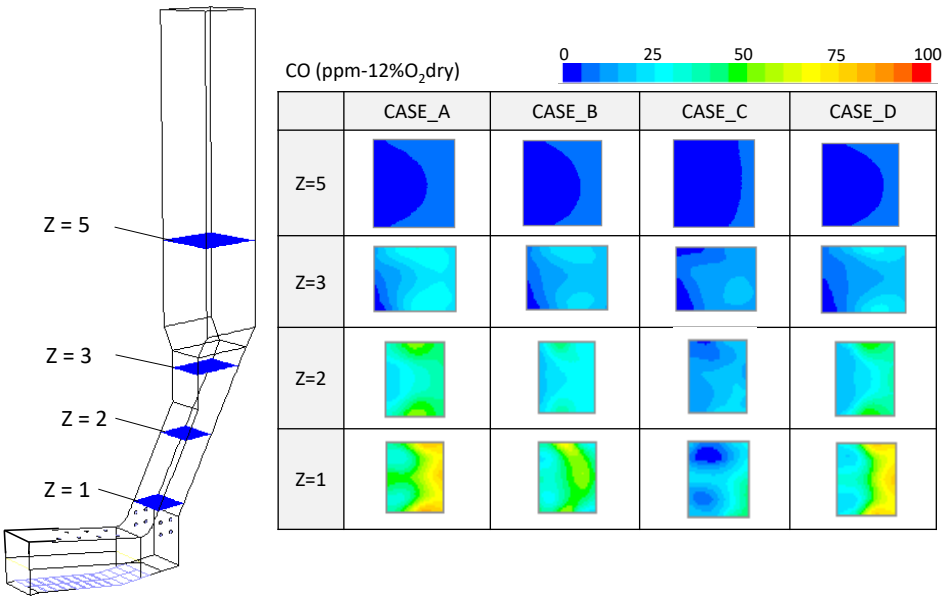


Fig. 8　CO concentration distribution in horizontal section of furnace outlet

４． パイロット実証試験における工夫点

対向流型焼却炉のパイロットプラントの処理規模は，実機での性能が推定できるよう，相似則と設計上の定則を元に 3 トン/日とした．相似則は“10 倍則”と言われるもので，実証済み規模の 10 倍までは同程度の性能を有すると推定できるという経験則である．これより，本パイロットプラントは 30 トン/日規模までの性能を推定可能となる．一方，設計上の定則とは，処理規模を拡大する場合，炉長方向ではなく炉幅方向のスケールを大きくするというものである．対向流型焼却炉は炉幅方向にモジュール設計可能という特長を持っており，本パイロットプラントの炉幅を 1 モジュール分として性能実証できれば，30 トン/日以上の規模についても性能推定できることになる．このような観点から，結果的に実機実証試験の省略が可能となった．

廃棄物焼却炉では焼却対象がごみであるだけに，燃焼性を左右する空気比の管理が極めて重要である．特にパイロットプラントでは 3 トン/日という小規模であることから，より厳密な管理が必須となる．そこで本パイロットプラントでは，火格子先端の孔から噴出させる燃焼用空気の供給構造に工夫を施した．すなわち，風箱と呼ぶ燃焼用空気が供給される空間を廃し，図 9 に示すように中空構造の火格子側面に配管を接続することで，そこから燃焼用空気を供給するようにした．これによって，燃焼用空気の漏れ込みやリークがなくなり，試験炉としてスケールアップの影響確認および実証が可能となった．

試験用燃料には廃棄物固形燃料（RDF: Refuse Derived Fuel）を使用した．そのままでは実際のごみとの低位発熱量の差異が大きいので，水分添加により調整したが，表面がツルツルして水が染み込みづらい特性を持つ．そこで，苗木用保水剤をまぶしたり，野菜くずを混合させたりして，水分を保持する工夫をしている（図 10）．

図 11 の写真において，パイロットプラントの炉天井部と炉内燃焼状況を紹介する．炉天井部には高温空気および再循環排ガスをノズルへ送るダクトがあり，その後方に排ガスが通過する二次燃焼室が見られる．炉内燃焼状況の写真からは，天井吹込みにより火炎が押さえつけられ，平面状燃焼領域が形成されている様子が観察できる．

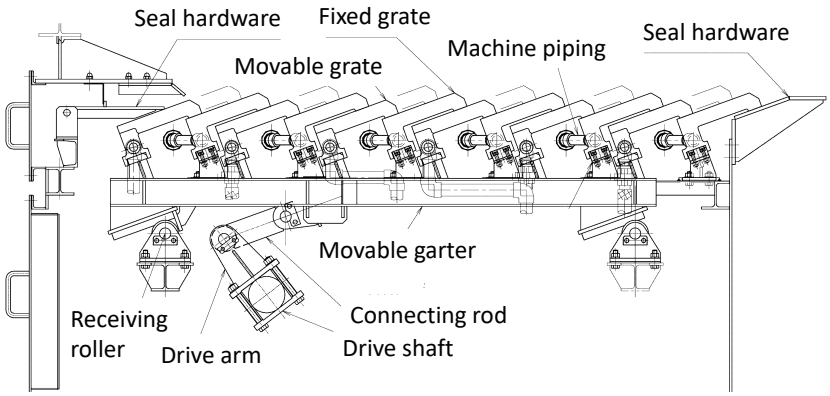


Fig. 9　Structure and photo of grate in pilot plant

Fig. 10　Photo of water retention agent and test fuel

Fig. 11　Ceiling part of pilot plant and burning photo in furnace

５. おわりに

本稿ではスケールモデリングの視点から，当社の対向流型焼却炉の開発プロセスの中で行った数値シミュレーションとパイロット実証試験について紹介した．

ここでの数値シミュレーションにおけるモデリングとその工夫は初歩的なものであり，模擬すべき必要な評価指標がまだたくさんある．例えば NOx 濃度であるが，これを定量評価するためには，今回省略したごみ熱分解・ガス化やチャー燃焼をモデル化が必要である．また，燃焼変動を模擬するには，ごみの低位発熱量の変動ををうまくモデリングした非定常解析が重要であるし，火格子運動を取り入れたごみ移動モデルの適用も必要である．一方，パイロット実証試験では，燃焼性以外にも耐火物の損傷やクリンカの付着具合などを評価できる工夫がなされるようになれば，更に有用と思われる．

今後，ますます激しくなる社会やニーズの変化，市場のグローバル化などを背景に，技術開発プロセスにおける低コスト化とスピードアップの要求は一段と厳しくなると予想される．それに伴い，スケールモデルの活用が増え，より精緻なモデリングが今以上に重要となる．また，モデリング対象が焼却炉や装置といった単体ものだけでなく，施設やシステム，ネットワーク全体といった広範なものに拡張されていくであろう．そうなれば，AI（Artificial Intelligence）や VR（Virtual Reality）といった進展著しい技術が，新たなスケールモデルとして活用されるようになるはずである．筆者も廃棄物燃焼モデリングの高度化を目指し，励んでいく所存である．

文献

傳田知広，中山剛，木ノ下誠二，中川知紀，鮎川将，次世代型ストーカ式焼却炉の運転状況報告，第 21 回廃棄物資源循環学会研究発表会講演論文集, (2010), pp.351‐352.

傳田知広，中山剛，内山武，岩﨑敏彦，鈴木康夫，小林秀昭 大上泰寛，奥山昌紀，数値シミュレーションによるストーカ炉内燃焼挙動解析，日本機械学会論文集 B 編, Vol.78, No.789 (2012), pp.1012-1016.

JFE エンジニアリング株式会社，対向流燃焼方式を適用した廃棄物焼却炉，第 44 回優秀環境装置表彰（日本産業機械工業会）, (2018), pp.5-11.

狩野真也，中川知紀，鈴木康裕，米田進吾，中西貴之，中山剛，傳田知広，薄木太一，まほろばクリーンセンターの稼働状況について ～高温空気燃焼技術の改良による低 NOx 運転～，第 39 回全国都市清掃研究・事例発表会講演論文集, (2018), pp.52‐54.

Nakayama, T., Denda, T., Watanabe, E. and Kitagawa, T., Improvement of a stoker type incinerator by applying the high temperature air combustion technology, Proceedings of International Workshop on Environment & Engineering 2014 (IWEE2014), (2014), Paper No. 210.

薄木太一，傳田知広，中山剛，対向流燃焼を適用したストーカ式焼却炉の NOx 低減メカニズムに関する考察，第 54 回燃焼シンポジウム講演論文集, (2016), Paper No. B332.

渡辺江梨，中山剛，傳田知広，植竹規人，北川尚男，横山唯史，鈴木康夫，山本浩，岩﨑敏彦，高温空気燃焼技術を適用したストーカ式焼却炉の性能向上，日本エネルギー学会第 23 回年次大会, (2014), pp.262-263.

日本実験力学会スケールモデリング分科会ホームページ (online), available from < http://www.jsem.jp/division/scale-modeling.html>, (参照日 2018 年 10 月 26 日).

TED Plaza

［連載企画］乱流熱伝達モデル入門（第２回）

服部　博文

名古屋工業大学　課長
技術部情報解析技術課
hattori@nitech.ac.jp

４．渦拡散（渦粘性）係数のモデリング

レイノルズ応力と乱流熱流束は，勾配拡散型モデルを用いて次式のようにモデル化されるが，このモデリングで定義される運動量もしくは熱の渦拡散係数は場の変数であるため，さらにモデル化が必要であることは本企画第１回で述べた．

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right)-\frac{1}{3}\overline{u_k u_k}\delta_{ij}$$

$$-\overline{u_i t} = \alpha_t\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}$$

ここで，これら渦拡散係数は，本企画第１回の３・２節で述べたように，乱れの速度V×乱れの空間スケールL（もしくは，乱れの時間スケールτを用いて，$L = V\tau$として空間スケールを表現する）で表現される．

$$\nu_t = CV\cdot L$$
$$\alpha_t = CV\cdot V\tau$$

勾配拡散型モデルを用いた乱流モデルの分類は，これら乱れのスケールに対して，新たに解かれる方程式の数で決められるが，ここでは，その渦拡散係数に対する各種方程式モデルのモデリング方法について具体的に説明するとともに，そのモデルを用いた単純な壁面乱流熱伝達場の予測値を示しながら，モデルの特徴を述べる．

４・１　速度場モデル

４・１・１　０方程式モデル

０方程式モデル（Zero equation model）はプラントルの混合距離理論（Prandtl's Mixing Length Theory （Prandtl, 1925））として知られているが，混合距離とは，図３に示すような平均速度分布を持つ乱流境界層（Turbulent boundary layer）において，微小距離ℓだけ離れた２つの流体塊を考えたとき，これら流体塊が自分の特性を有したまま動ける距離のことをいう．つまり，１つの流体塊がℓだけ動いて合体してしまうとその性質を失うため，その合体するまでの距離である．この時，これら流体塊の速度差δUを乱れの代表速度Vとする．ℓは十分に小さいので，δUはテイラー展開を用い，高次項を無視することで以下のように近似できる．

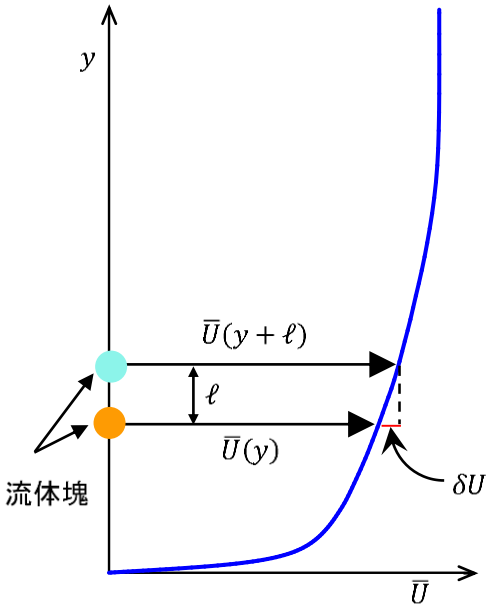


Fig. 3 Mixing length in turbulent boundary layer

$$\delta U = \bar{U}(y+\ell) - \bar{U}(y) = \bar{U}(y) + \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\ell + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2}\ell^2 + \cdots - U(y) \approx \ell \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \tag{30}$$

ここで，yは壁からの垂直距離である．

式(30)で導かれた乱れの代表速度$V = \ell(\partial \bar{U}/\partial y)$と混合距離$\ell$を用いて，運動量の渦拡散係数を表す．

$$\nu_t = CV \cdot L = C\left(\ell \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right) \cdot \ell = C\ell^2 \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right) \tag{31}$$

ここで，モデル定数Cは 1 である．運動量の渦拡散係数は正値のため，速度勾配を絶対値として以下のように書く．

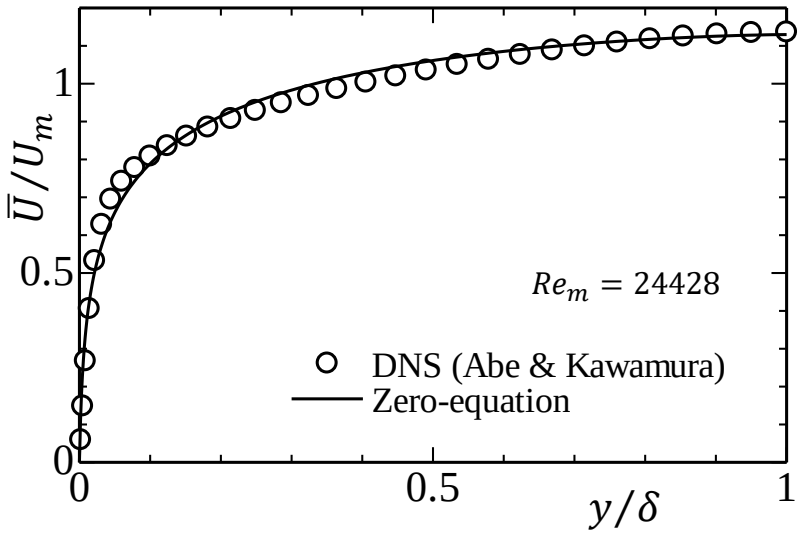
$$\nu_t = \ell^2 \left|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right| \tag{32}$$

混合距離ℓは経験則に立脚して$\ell = \kappa y$として与えられ，κはカルマン定数（von Kármán constant）と呼ばれる定数（$\kappa \approx 0.4$）であるため，渦拡散係数について新たな方程式を解く必要はない．これにより，レイノルズせん断応力は次式でモデル化される．

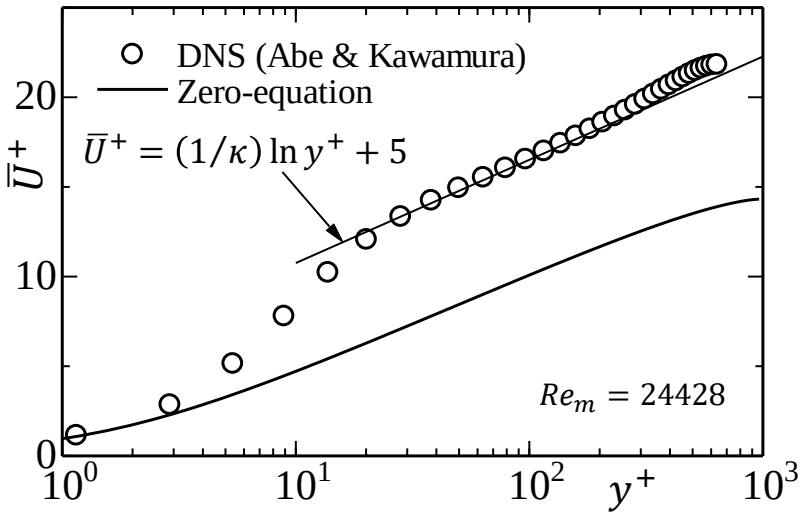
$$-\overline{uv} = \nu_t \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = \ell^2 \left|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right| \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = (\kappa y)^2 \left|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right| \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \tag{33}$$

この 0 方程式モデルは, 乱流境界層に対して重要な関係を導く. その関係をここで導いてみる. 乱流境界層において，壁面せん断力τは次式のように与えられる．

$$\tau_w = \tau_l + \tau_t = \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \rho \overline{uv} \tag{34}$$



(a) Normarized by channel width and bulk velocity



(b) Normarized by friction velocity

Fig. 4 Prediction of turbulent channel flow using zero-equation model

ここでτ_lは粘性によるせん断力, τ_tは乱流によるせん断力である. 乱流境界層は, 内層（Inner layer）における壁面極近くに粘性底層（Viscous sublayer）が存在し，その上の遷移層（Buffer layer）に続き対数領域（Logarithmic region）が存在することが知られている．この対数領域ではせん断力は乱流によるせん断に支配されている．そのため，式(34)は$\tau_w = -\rho\overline{uv}$となる．これに 0 方程式モデルの式(33)を代入する．

$$\tau_w = -\rho\overline{uv} = \rho(\kappa y)^2\left|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \Rightarrow \frac{\tau_w}{\rho} = (\kappa y)^2\left|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \tag{35}$$

ここで, 摩擦速度（Friction velocity）$u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$, 無次元距離$y^+ = yu_\tau/\nu$, 無次元速度$\bar{U}^+ = \bar{U}/u_\tau$を用いて式(35)を変形すると次式を得る．

$$\frac{\tau_w}{\rho} = {u_\tau}^2 = (\kappa y)^2\left|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right|\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \Rightarrow u_\tau = \kappa y\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \Rightarrow 1 = \kappa y^+\frac{\partial \bar{U}^+}{\partial y^+} \tag{36}$$

式(36)を積分すると次式を得る．

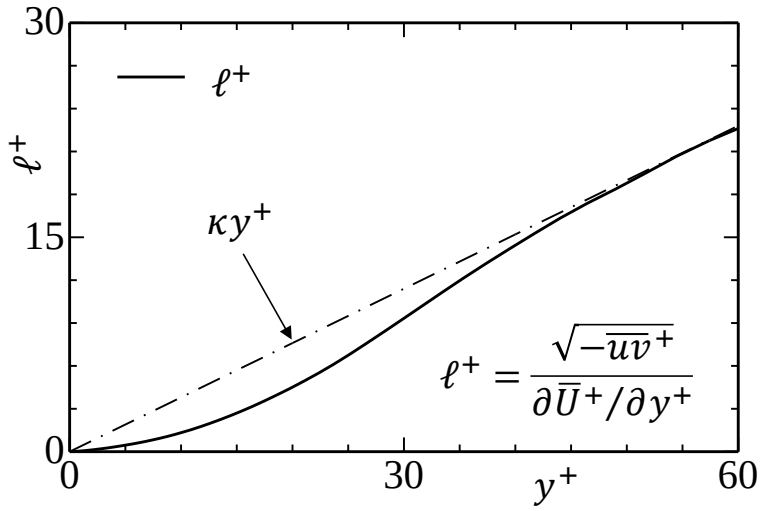


Fig. 5 Distribution of mixing length in boundary layer

$$\int \partial \bar{U}^+ = \int \frac{1}{\kappa y^+} \partial y^+ \Rightarrow \bar{U}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \tag{37}$$

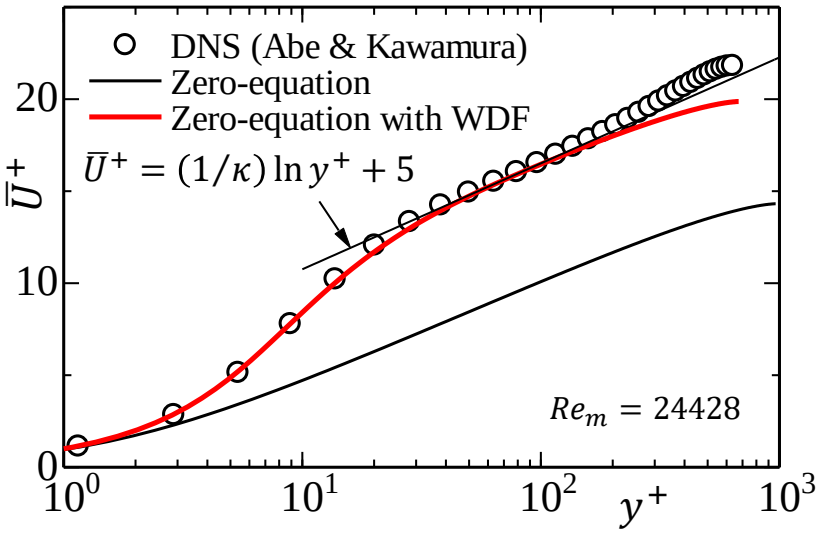
ここでCは積分定数である．この関係式は，対数速度分布（Logarithmic velocity profile）と呼ばれる乱流境界層を解析する際の重要な関係式であるが，定数とされているκとCが乱流境界層の状態によって変化するため，普遍的な関係式とならないのが，乱流モデルを使用するにあたっての難点となっていく．

さて，ここで，０方程式モデルによる完全発達した平行平板間乱流の予測結果を図 4 に示す．計算において，境界条件は壁面で滑りなし条件を用いている．

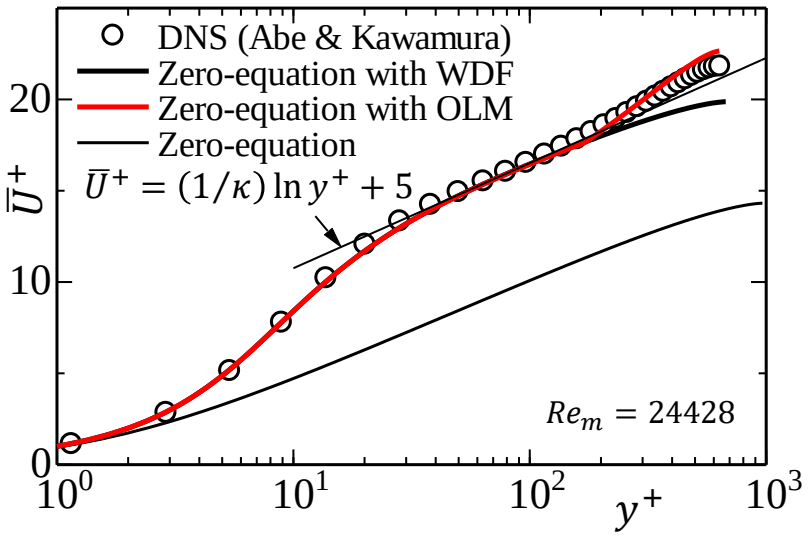
図 4(a)はバルク速度で無次元化した結果を示し，図 4(b)は摩擦速度で無次元化した結果を示している．また，比較したデータは直接数値シミュレーション（Direct numerical simulation: DNS）の結果である（Abe and Kawamura, 2003）．図 4(b)には，式(37)の対数速度分布に対し，平行平板間乱流の典型的な値である$\kappa = 0.4$と$C = 5$とした分布を入れた．DNS による速度分布は，この対数速度分布によく沿っていることが分かるが，０方程式モデルの予測値は全く沿っていない．左図で見ると DNS の結果とよく合っているように見えるが，摩擦速度で無次元化した結果では，なぜこれほどの違いが出るのであろうか？まず考えられるのが，予測された摩擦速度が大きく違っていることがある．それは，モデルの適用に何らかの問題があることが考えられ，モデルの使用が適切でないため，摩擦速度の予測に影響していることとなる．その問題を探るために，この混合距離を$\ell = \sqrt{-\overline{uv}}/(\partial \bar{U}/\partial y)$として，DNS データ（Hattori et al., 2007）から逆算した結果を図 5 に示す．明らかに，混合距離は壁面近傍で短くなり，$\ell = \kappa y$の関係が成立していないことが分かる．このことから，式(35)～(37)の関係から導出された対数速度分布は壁極近傍では成立しないことも分かる（図 5 からは，約$y^+ > 50$で混合距離が短くなっていることが分かるが，図 4(b)の DNS の速度分布からは約$y^+ > 30$で対数領域となっているように見える）．そのため，この不一致を補正するために，次の補正関数をつけた混合距離が提案された（Van Driest, 1956）．

$$\ell = \kappa y \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A}\right)\right] \tag{38}$$

ここでAはモデル定数で，$A = 26$である．この関数形は，以後，０方程式モデルのみならず，多くの乱流モデルの壁面近傍挙動の補正に Van Driest 型補正関数（Van Driest's function），もしくは壁面補正関数（Wall dumping function）として多用されるようになる．そして逆にこのことから，０方程式モデルから導出される対数速度分布は，対数領域で速度分布を与えることが出来るため，



(a) with Van Driest's function



(b) with outer layer model

Fig. 6 Prediction of turbulent channel flow using zero-equation model with modifications

境界層の予測において壁面で厳密な境界条件を用いずに，対数速度分布を境界条件として予測計算を行う，いわゆる高レイノルズ数型乱流モデル（High-Reynolds-Number Turbulence Model）に応用されることとなる．

さて，この Van Driest 型補正関数を導入した 0 方程式モデルによる完全発達した平行平板間乱流の予測結果を図 6(a)に示す．明らかに補正関数を導入したモデルが，壁面から対数領域にかけて，補正関数を用いない場合より良好な予測値を与えていることが分かる．なお，y^+が大きい場所で予測値が合わないのは，そこは対数領域を超えた外層領域（Outer layer，もしくは後流領域；Wake region）であり，$\ell = \kappa y$の関係が成立しないからであり，さらなる補正が必要となる．そのため，外層に対して，以下のモデル（Cebeci, 1973）を入れて計算した結果を図 6(b)に示す．

$$\nu_t = \alpha \left| \int_0^{\infty} (\overline{U}_e - \overline{U}) dy \right| \; ; \; y_i \le y \le \delta \tag{39}$$

ここで，α = 0.0168 であり（Cebeci, 1973），y_iは境界層厚さδ_{99}の 30%とした．図 6(b)より，外層領域における速度増加を適切に予測していることが分かる．なお，外層の混合距離に対するモデ

リングとして，実験データに基づいた以下の式も提案されている（Kays and Crawford, 1993）.

$$\ell = \lambda\delta_{99};\ y \geq 0.7\delta_{99} \tag{40}$$

ここで，$\lambda = 0.085$である．このモデルを用いて行った計算においても，図 6(b)と同様の結果が得られる.

以上示したように，０方程式モデルは，補正関数を導入することで壁面から対数領域までは，$\ell = \kappa y$の関係式が使用できるが，この関係が成立しない外層領域では，別のモデリングが必要となる．カルマン定数κも，様々な乱流場では変化し，また外層のモデルに対してモデル定数が普遍的ではないことや，壁面噴流など境界層厚さが規定し難い乱流場を考慮すると，実用的な乱流予測に用いるには難しい.

４・１・２　１方程式モデル

４・１・２（a）　$k-\ell$１方程式モデル

０方程式モデルにおける運動量の渦拡散係数のモデリングは，乱流境界層に対して主に対数領域でのみ成立し，他の領域については別途補正等が必要であった．これを解消するためには，運動量の渦拡散係数を構成するスケールの１つ以上は輸送方程式を解くことが望ましい．そこで，乱れの長さスケールは混合距離を用い，乱れの速度スケールについては，乱流エネルギーk（$=\overline{u_i u_i}/2$）（Turbulent kinematic energy）から定まる$\sqrt{k}$をそのスケールとし，次式のように運動量の渦拡散係数を与える（Kolmogorov, 1942, Prandtl, 1945）.

$$\nu_t = C_\ell \sqrt{k} \cdot \ell \tag{41}$$

ここで，C_ℓはモデル定数であり，その値については後述する．そして，このモデルでは，速度スケール$\sqrt{k}$の輸送方程式を解くことから，$k-\ell$１方程式モデルと呼ぶ.

さて，乱流エネルギーの輸送方程式は，本企画第１回の２・１節で述べたように，Navier-Stokes 方程式より導出することが出来る．まず，式(9)で与えらえた Navier-Stokes 方程式の速度，圧力に，$u_i = \overline{U}_i + u_i$，$p = \bar{P} + p$のようにレイノルズ分解を施すと次式を得る.

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U}_i \overline{U}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i \overline{U}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_k \partial x_k} + \nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \tag{42}$$

ここで，式(9)の左辺第２項は，連続の式（$\partial u_j/\partial x_j = 0$）を用いて，$u_j \partial u_i/\partial x_j = \partial u_i u_j/\partial x_j$と保存系に変形してからレイノルズ分解を施した．さらに式(40)の時間平均をとると式(13)と同様の次式が得られる.

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{U}_i \overline{U}_j + \overline{u_i u_j}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \tag{43}$$

次に式(40)から式(41)を引くと，変動速度成分u_iに関する輸送方程式を得る.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{U}_i u_j + u_i \overline{U}_j + u_i u_j - \overline{u_i u_j}\right) = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \tag{44}$$

ここで，連続の式（$\partial u_j/\partial x_j = 0$，$\partial \overline{U}_j/\partial x_j = 0$）を用いて，左辺第２項を変形し，次式を得る.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \overline{U}_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_i u_j - \overline{u_i u_j}\right) = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \tag{45}$$

さらに，式(43)における添字jをkに置換すると，式(18)を得る.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+u_k\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}+\bar{U}_k\frac{\partial u_i}{\partial x_k}+\frac{\partial}{\partial x_k}(u_iu_k-\overline{u_iu_k})=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k\partial x_k} \tag{46}$$

ここで，変動速度成分u_jに関する輸送方程式を得るために，添字iをjに置換すると，式(19)を得る．

$$\frac{\partial u_j}{\partial t}+u_k\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k}+\bar{U}_k\frac{\partial u_j}{\partial x_k}+\frac{\partial}{\partial x_k}(u_ju_k-\overline{u_ju_k})=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k\partial x_k} \tag{47}$$

$\overline{\text{式(46)}\times u_j+\text{式(47)}\times u_i}$とすることで，第 1 回の式(20)で示したレイノルズ応力$\overline{u_iu_j}$の輸送方程式を得る．

$$\begin{aligned}\frac{\partial \overline{u_iu_j}}{\partial t}+\bar{U}_k\frac{\partial \overline{u_iu_j}}{\partial x_k}=&-\left(\overline{u_iu_k}\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k}+\overline{u_ju_k}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}\right)-\frac{\partial \overline{u_iu_ju_k}}{\partial x_k}+\overline{\frac{p}{\rho}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}\\&-\frac{1}{\rho}\overline{\left(\frac{\partial pu_i}{\partial x_j}+\frac{\partial pu_j}{\partial x_i}\right)}+\nu\frac{\partial^2\overline{u_iu_j}}{\partial x_j\partial x_j}-2\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}\end{aligned} \tag{48}$$

乱流エネルギーkに対する輸送方程式は，式(46)の添字jをiと置けば得られる．

$$\begin{aligned}\frac{\partial \overline{u_iu_i}}{\partial t}+\bar{U}_k\frac{\partial \overline{u_iu_i}}{\partial x_k}=&-\left(\overline{u_iu_k}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}+\overline{u_iu_k}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}\right)-\frac{\partial \overline{u_iu_iu_k}}{\partial x_k}+\overline{\frac{p}{\rho}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}+\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)}\\&-\frac{1}{\rho}\overline{\left(\frac{\partial pu_i}{\partial x_i}+\frac{\partial pu_i}{\partial x_i}\right)}+\nu\frac{\partial^2\overline{u_iu_i}}{\partial x_j\partial x_j}-2\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}}\end{aligned} \tag{49}$$

ここで，$k=\overline{u_iu_i}/2$であるので，式(47)は次式のようになる．

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\bar{U}_j\frac{\partial k}{\partial x_j}=-\overline{u_iu_j}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}-\frac{\partial \overline{u_jk'}}{\partial x_j}-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{u_jp}}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2 k}{\partial x_j\partial x_j}-\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \tag{50}$$

ここで，$k'=u_iu_i/2$，微分の添字はjと置換した．この輸送方程式において，両辺の各項はそれぞれ，左辺第 1 項から時間項，対流項（Convection term），右辺第 1 項から生成項（Production term），乱流拡散項（Turbulent diffusion term），圧力拡散項（Pressure diffusion term），粘性拡散項（molecular diffusion term），散逸項（Dissipation term）である．この輸送方程式を解けば乱流エネルギーkの分布が得られることになるが，右辺第 2 項の乱流拡散項，同 3 項の圧力拡散項，同 5 項の散逸項は，このままでは解くことが出来ないため，モデル化が必要である．

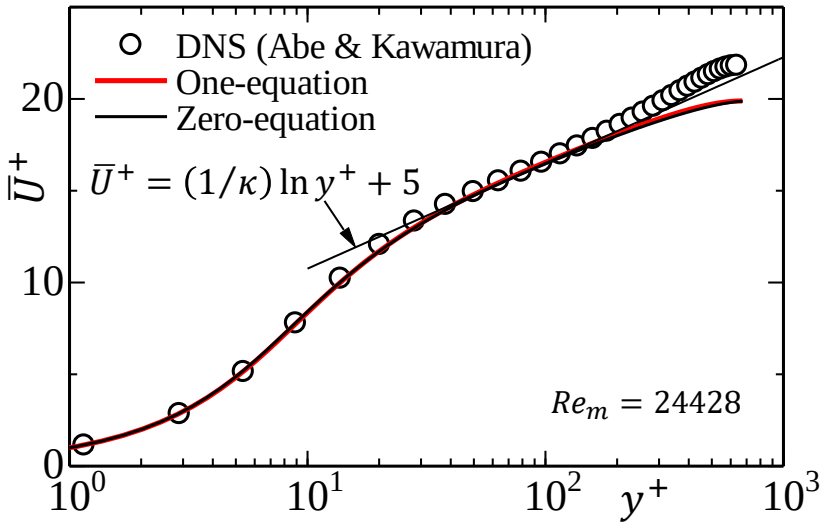
乱流拡散項と圧力拡散項は，まとめて勾配拡散型モデルを用いて次式のようにモデル化される．

$$-\left(\overline{u_jk'}+\overline{u_j\,p/\rho}\right)=-\overline{u_j(k'+p/\rho)}=(\nu_t)_k\frac{\partial k}{\partial x_j} \tag{51}$$

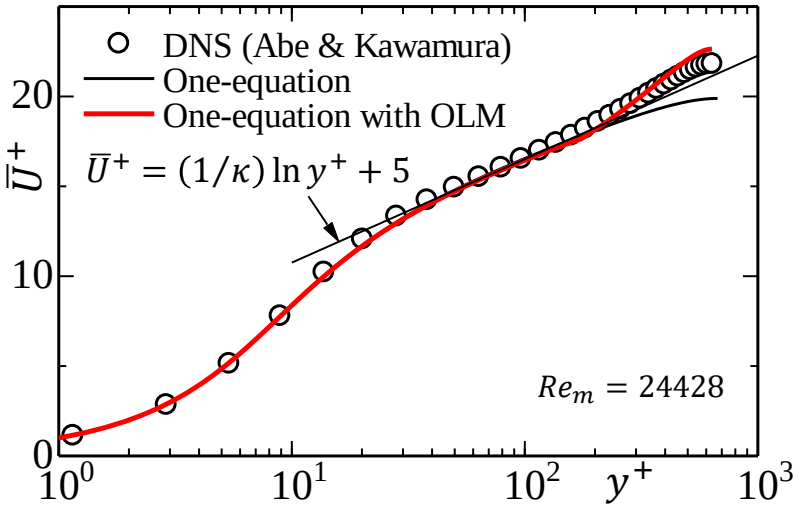
ここで，$(\nu_t)_k$は乱流エネルギーの渦拡散係数である．$(\nu_t)_k$も場の変数であるため，まだモデル化の必要がある．ここでは，プラントル数（Prandtl number）（$Pr=\nu/\alpha$）のように，場の拡散係数の比で表す量を，乱流量に拡大定義した乱流プラントル数（Turbulent Prandtl number）の概念を用いて，以下のようにモデル化する（勾配拡散型モデルの一般化，乱流プラントル数の詳細については後述する）．

$$\sigma_k=\frac{\nu_t}{(\nu_t)_k} \tag{52}$$

上式は，乱流エネルギーの拡散に対する乱流プラントル数σ_kを，運動量と乱流エネルギーの渦



(a) without outer layer model for mixing length



(b) with outer layer model for mixing length

Fig. 7 Prediction of turbulent channel flow using one-equation model

拡散係数の比で定まる量と定義してモデル化している．厳密には，このσ_kも場の関数であり，このモデル化によって$(\nu_t)_k$が与えられることにはならないが，通常σ_kを定数として扱い，$(\nu_t)_k$を与える．そのため式(46)は，次式となる．

$$-\overline{u_j(k' + p/\rho)} = \frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_j} \tag{53}$$

ここで，σ_kは典型的な値は$\sigma_k = 1$であるが，$1/\sigma_k = 0.38$も使用される．次に，散逸項のモデル化であるが，次元解析的に混合距離を用いて次式で与える．

$$\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = C_D\frac{k^{3/2}}{\ell} \tag{54}$$

ここで，C_Dはモデル定数である．以上により，乱流エネルギーのモデル化された輸送方程式は

次式のようになる．

$$\frac{\partial k}{\partial t}+\overline{U}_j\frac{\partial k}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]-\overline{u_iu_j}\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}-C_D\frac{k^{3/2}}{\ell} \tag{55}$$

モデル定数C_ℓとC_Dについては，理論的な考察により決めることが出来る．まず，対数速度分布を求めた式(35)より，次式を得る．

$$-\overline{uv}\cong\frac{\tau_w}{\rho}=u_\tau^2=\ell^2\left|\frac{\partial\overline{U}}{\partial y}\right|\frac{\partial\overline{U}}{\partial y}\ \Rightarrow\ \frac{\partial\overline{U}}{\partial y}=\frac{u_\tau}{\ell} \tag{56}$$

ここで，新たに$-\overline{uv}/k=\sqrt{C_\mu}$という乱流における構造パラメーター（Structural parameter）を導入し，式(35)に代入すると次式を得る．

$$-\overline{uv}=u_\tau^2\ \Rightarrow\frac{u_\tau^2}{k}=\sqrt{C_\mu}\Rightarrow C_\mu=\left(\frac{u_\tau}{\sqrt{k}}\right)^4 \tag{57}$$

この時，構造パラメーターC_μと，モデル定数C_ℓ，C_Dの関係は$C_\mu=C_DC_\ell$である（この関係式は，後述する$k-\varepsilon$２方程式モデルにおける渦拡散係数のモデリングと整合性を取っているためである）．また，乱流エネルギーの輸送方程式は，対数領域で局所平衡（local equilibrium）が成立すると考え，そこでは生成＝散逸であるため，この関係に式(56)と式(57)を代入すると，次式を得る．

$$-\overline{uv}\frac{\partial\overline{U}}{\partial y}=C_D\frac{k^{3/2}}{\ell}\Rightarrow u_\tau^2\cdot\frac{u_\tau}{\ell}=C_D\frac{k^{3/2}}{\ell}\Rightarrow C_D=\left(\frac{u_\tau}{\sqrt{k}}\right)^3=C_\mu^{3/4} \tag{58}$$

実験やDNSデータより，この構造パラメーター$\sqrt{C_\mu}$は，約0.3（$C_\ell=0.09$）となることが知られている．そのため，この値を用いるとC_D=0.164を得る．また，$C_\mu=C_DC_\ell$の関係より，$C_\ell=0.55$となるが，研究の進展により$C_\ell=0.56$，C_D=0.18が使われる．

図7に1方程式モデルで予測した完全発達した平行平板間乱流の平均速度分布を示す．計算においては，壁面から解くため，混合距離は壁面補正された式(38)を用い，モデル定数C_Dは$C_D=1$とした．比較のため，DNSの結果と壁面補正を入れた方程式モデルの予測結果を図に入れてある．1方程式モデルの予測結果を見ると，外層における後流領域の予測が不十分で，0方程式モデルの結果と全く変わらない．この原因としては，長さスケールに混合距離を用いる以上，この外層領域の予測は難しく，そのため，混合距離を用いた散逸項のモデル化にも影響が出たと考えられる．そのため，式(40)で与えられた外層における混合距離モデルを入れて行った計算結果を図7(b)に示す．混合距離のモデルを適切にすることによって，外層における速度分布を適切に予測できることが分かる．1方程式モデルにおいては，混合距離のモデルを1つにして，その不足分を補えるだけの速度スケールが算出できることを期待したが，単純な乱流場においても，速度スケールとした乱流エネルギーの輸送方程式を解くだけでは予測性能の向上が見出せず，今日においても$k-\ell$1方程式モデルは，RANSであまり利用例を見ない．

４・１・２（b）　渦拡散係数輸送方程式モデル

1方程式モデルには，前述した運動量の渦拡散係数を，乱れの速度スケールと乱れの長さスケールでモデル化する試みの他, 直接, 渦拡散係数の輸送方程式で解くというモデルも存在する（Nee and Kovasznay, 1969, Baldwin and Barth, 1990, Spalart and Allmaras, 1994, Menter, 1997, Nagano, Pei and Hattori, 2000）．熱流体の支配方程式の他，渦拡散係数の輸送方程式を1つ解くだけなので，これも1方程式モデルで分類される．そのモデル化の方法は，後述の$k-\varepsilon$２方程式モデルを基本としたモデルと，様々な考察を経て構築されたモデルが最近の主流である．前者は，BBモデル（Baldwin and Barth, 1990），Menterモデル（Menter, 1997），NPHモデル（Nagano, Pei and Hattori, 2000），後者はSAモデル（Spalart and Allmaras, 1994）がある．ここで，乱流モデル名は，その開発者名の頭文字を繋げて呼ばれることが多いため，ここでもそのような表記とした．

まず，$k-\varepsilon$２方程式モデルを基本としたモデルについて記す．このモデルは，その導出過程が明確なため，比較的理解しやすいモデルである．

運動量の渦拡散係数の輸送方程式の導出については，その渦拡散係数を，乱れの速度スケールには$k-\ell$１方程式モデルと同じく乱流エネルギーから定まる$\sqrt{k}$を，乱れの長さスケールには，乱流エネルギーの散逸率εを用いて定義した乱れの長さスケール$k^{3/2}/\varepsilon$を用いて，$\tilde{\nu_t}=C_\mu\sqrt{k}\cdot\left(k^{3/2}/\varepsilon\right)=C_\mu k^2/\varepsilon$と置くことから始まる（この乱れの長さスケールの決定方法については，２方程式モデルの節で述べる）．ただし，運動方程式における渦粘性係数は，$\nu_t=D_2\tilde{\nu_t}$で与える．この関係から，渦拡散係数の実質微分を取ると，次式のようになる．

$$\frac{D\tilde{\nu_t}}{Dt}=\frac{D}{Dt}\left(C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}\right)=C_\mu\left(\frac{2k}{\varepsilon}\frac{Dk}{Dt}-\frac{k^2}{\varepsilon^2}\frac{D\varepsilon}{Dt}\right)=C_\mu\left(\frac{2\tilde{\nu_t}}{k}\frac{Dk}{Dt}-\frac{\tilde{\nu_t}}{\varepsilon}\frac{D\varepsilon}{Dt}\right) \tag{59}$$

ここで，$D/Dt=\partial/\partial t+\bar{U}_j\,\partial/\partial x_j$である．右辺の乱流エネルギーの実質微分$Dk/Dt$（$Dk/Dt$ =式(50)右辺とする．ここで散逸項$C_D\left(k^{3/2}/\ell\right)$は，$C_D\left(k^{3/2}/\ell\right)=\varepsilon$と置き換えるが，導出に用いる混合距離は von Kármán が提案した混合距離$\ell_E=\kappa|\partial\bar{U}/\partial y/(\partial^2\bar{U}/\partial y^2)|$である（von Kármán, 1930））と，乱流エネルギー散逸率の実質微分$D\varepsilon/Dt$（散逸率ε の輸送方程式の導出は２方程式モデルの節で述べる）にそれぞれの輸送方程式を代入し，さらにkとεを，$\tilde{\nu_t}$を用いて表現すると，$\tilde{\nu_t}$の輸送方程式を得る（Menter, 1997）．

$$\frac{D\tilde{\nu_t}}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\frac{\tilde{\nu_t}}{\sigma_\nu}\right)\frac{\partial\tilde{\nu_t}}{\partial x_j}\right]+C_1D_1\tilde{\nu_t}\Omega-C_2C_3E_{BB}\tanh\left(\frac{E_{k\varepsilon}}{C_3E_{BB}}\right) \tag{60}$$

ここで，σ_ν，C_1，C_2，C_3はモデル定数であり，$\Omega=\sqrt{\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$は渦度，$\Omega_{ij}=\left(\partial\bar{U}_i/\partial x_j-\partial\bar{U}_j/\partial x_i\right)/2$は渦度テンソルである．また，モデル関数$D_1$は次式で与えられる．

$$D_1=\frac{\nu_t+\nu}{\tilde{\nu_t}+\nu},\qquad \nu_t=D_2\tilde{\nu_t},\qquad D_2=1-\exp\left(-\frac{\tilde{\nu_t}}{A^+\kappa\nu}\right)^2 \tag{61}$$

さらに，右辺最終項におけるE_{BB}，$E_{k\varepsilon}$は次式で与えられる（Menter, 1997）．

$$E_{BB}=\frac{\partial\tilde{\nu_t}}{\partial x_j}\frac{\partial\tilde{\nu_t}}{\partial x_j},\qquad E_{k\varepsilon}=\tilde{\nu_t}^2\left(\frac{\frac{\partial^2\bar{U}_i}{\partial x_j\partial x_j}\frac{\partial^2\bar{U}_i}{\partial x_k\partial x_k}}{\frac{\partial\bar{U}_s}{\partial x_l}\frac{\partial\bar{U}_s}{\partial x_l}}\right) \tag{62}$$

次に，上述のモデルのように，$k-\varepsilon$２方程式モデルの輸送方程式から数学的に導出することなく，様々な考察を経て構築された渦拡散係数輸送方程式モデルについて述べる．このモデルは SA モデルと呼ばれ，遷移問題も扱うことが出来るため，上述のように航空機の翼周りなどの計算によく用いられるようである．そのモデルの輸送方程式は次式で与えられる（Spalart and Allmaras, 1994）．

$$\frac{D\tilde{\nu_t}}{Dt}=\frac{1}{\sigma_\nu}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu+\tilde{\nu_t})\frac{\partial\tilde{\nu_t}}{\partial x_j}\right]+C_{b1}\tilde{\nu_t}\tilde{S}-\frac{C_{b2}}{\sigma_\nu}\left(\frac{\partial\tilde{\nu_t}}{\partial x_j}\right)^2-C_{w1}f_w\left(\frac{\tilde{\nu_t}}{d}\right)^2 \tag{63}$$

ここで，運動方程式における渦粘性係数は$\nu_t=f_{v1}\tilde{\nu_t}$で与えられ，$C_{b1}$，$C_{b2}$，$\sigma_\nu$はモデル定数である．モデル関数はそれぞれ$f_{v1}=\chi^3/(\chi^3+C_{v1}^3)$，$\chi=\kappa y^+$，$\tilde{S}=S+(\tilde{\nu_t}/\kappa^2d^2)f_{v2}$，$f_{v2}=1-\chi/(1+\chi f_{v1})$であり，関数中のκはカルマン定数，$d$は壁への距離，$y^+$は壁面垂直方向無次元距離である．また，$S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$は歪パラメーター，$S_{ij}=\left(\partial\bar{U}_i/\partial x_j+\partial\bar{U}_j/\partial x_i\right)/2$は歪テンソルである．

モデルの輸送方程式(63)と，前述の$k-\varepsilon$２方程式モデルをベースとした渦拡散係数輸送方程式(60)を比較すると，右辺第４項の消滅項に違いがみられるのみであり，結果としてほぼ同様の形となっているのは，２方程式モデルを含めた長いモデル研究の蓄積からである．

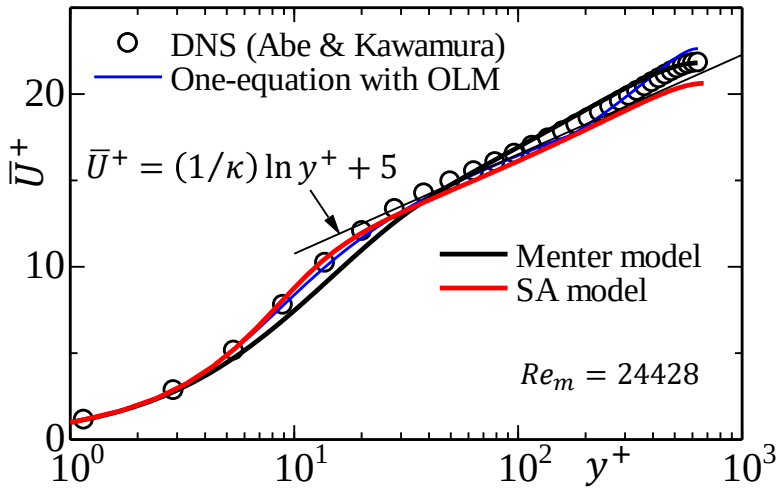


Fig. 8 Prediction of turbulent channel flow using eddy viscosity transport models

さて，この SA モデルで，翼面上などの層流から乱流へ遷移する場合の計算を行うには，式(63)を次式のようにして扱う（Spalart and Allmaras, 1994）.

$$\frac{D\tilde{\nu}_t}{Dt} = \frac{1}{\sigma_\nu}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu+\tilde{\nu}_t)\frac{\partial\tilde{\nu}_t}{\partial x_j}\right] + C_{b1}(1-f_{t2})\tilde{\nu}_t\tilde{S} - \frac{C_{b2}}{\sigma_\nu}\left(\frac{\partial\tilde{\nu}_t}{\partial x_j}\right)^2 - \left(C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa^2}f_{t2}\right)\left(\frac{\tilde{\nu}_t}{d}\right)^2 + f_{t1}\Delta U^2 \quad (64)$$

ここで，ΔUは遷移を考える点と壁面との速度差のノルムであり，モデル関数はf_{t1}，f_{t2}次式で与えられる.

$$f_{t1} = C_{t1}g_t\exp\left[-C_{t2}\frac{\omega_t^2}{\Delta U^2}(d^2+g_t^2d_t^2)\right], \qquad f_{t2} = C_{t3}\exp(-C_{t4}\chi^2) \quad (65)$$

ここで，C_{t1}，C_{t2}，C_{t3}は，モデル定数，モデル関数g_tは，$g_t = \min(0.1,\ \Delta U/\omega_t\,\Delta x_t)$で与えられ，$\Delta x_t$は遷移点における壁面上の格子幅，$d_t$は空間から遷移点への距離，$\omega_t$は遷移点における壁面上の渦度である.

図 8 にこれらの運動量の渦拡散係数輸送方程式モデルによって予測した発達した平行平板間乱流の平均速度分布を示す．Menter モデルが遷移域で若干の過少予測を示しているのは，壁面近傍におけるレイノルズ応力を過剰予測しているため，対数領域への遷移が早く予測されたためである．また，SA モデルは外層における速度増加を若干過少予測し，Menter モデルは最大速度である中心速度はより良く予測しているように見えるが，外層モデルを導入した 1 方程式モデルのような，対数速度分布より上昇した明確な後流領域は分かり難い結果を与えていることが分かる．しかしながら，これら渦拡散係数輸送方程式モデルは，熱流体の支配方程式の他，1 つの輸送方程式を解くだけでほぼ良好な計算結果が得られることより，高レイノルズ数流れなど，計算負荷をより低く抑えたい熱流体の解析に用いられることが多い.

４・１・３　２方程式モデル

現在の乱流熱流体解析で，その予測精度と計算負荷のバランスがとれているため，最も使用されているのが２方程式モデルである．１方程式モデルでは，運動量の渦拡散係数を表現する乱れの速度スケール$\sqrt{k}$はその輸送方程式から解き，乱れの長さスケールを実験的な経験則である混合距離理論で定めていたが，乱れの長さスケールについて，乱流の特性周波数$f = \sqrt{k}/L$を微分方程式で解き長さスケールを与えたモデル（Kolmogorov, 1942），もしくは乱れの長さスケールそのものを輸送方程式で解き与えたモデル（Rotta, 1951, Hallow and Nakayania, 1967）が，運動量の渦拡

散係数を与えるために２つ方程式を解いたため，２方程式モデル（Two-equation model）の始まりとなっている．その後，長さスケールの概念に，エネルギー保有渦（Energy containing eddy）の持つ乱流エネルギーの減衰率εとで定まる長さスケール（$L = k^{3/2}/\varepsilon$），言い換えると，エネルギー保有渦が持つ乱流エネルギーが消滅するまでの時間スケール（$\tau = L/V = k/\varepsilon$）の概念を導入した$k-\varepsilon$２方程式モデルが提案され（Launder and Spalding, 1974），現在の主流モデルとなっている．その他，乱れの時間スケールを乱流エネルギーと長さスケールと組み合わせたkLで表現し，その輸送方程式を解いた$k-kL$２方程式モデル（Rodi and Spalding, 1970），渦度を用いた$k-W$２方程式モデル（Spalding, 1982）が開発された．さらに，上述した Kolmogrov のモデル（Kolmogorov, 1942）を起源として，後に Saffman（1970）によって提唱され，その後応用工学問題用に改良された$k-\omega$２方程式モデル（Wilcox and Alber, 1972, Wilcox, 1988, Wilcox, 1998）が最近はよく使われている，このように様々なバージョンが存在する２方程式モデルは，多くの研究者により改良が行われ，ますます乱流熱流体解析の主流モデルとなった．さらに，本企画第１回の３・１節で述べたように，渦拡散係数の概念を導入した勾配拡散型モデルの原理的な限界もあるが，その限界を克服するモデリング研究も進んでいる．ここでは，$k-\varepsilon$２方程式モデルを中心に，モデルの改良例も示しながら，説明する．

４・１・３（a）　$k-\varepsilon$２方程式モデル

$k-\varepsilon$　２方程式モデルでは，運動量の渦拡散係数を乱れの速度スケールVを乱流エネルギーから定まる$\sqrt{k}$と，エネルギー保有渦（Energy containing eddy）における乱流エネルギーの減衰率（散逸率）ε（Dissipation rate of turbulent kinematic energy）から定まる乱れの長さスケール$L=k^{3/2}/\varepsilon$を用い，次式のように表現する．

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} \cdot \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{66}$$

ここで，C_μはモデル定数である．この渦粘性係数を表現する変数である，乱流エネルギーkと，その散逸率εの２つの輸送方程式を解くことから２方程式モデルと呼ばれ，特に$k-\varepsilon$　２方程式モデル，$k-\varepsilon$モデルと呼ばれる．

このエネルギー保有渦における乱流エネルギーの減衰率（散逸率）εは，次式で定義される．

$$\frac{dk}{dt} = -\varepsilon \tag{67}$$

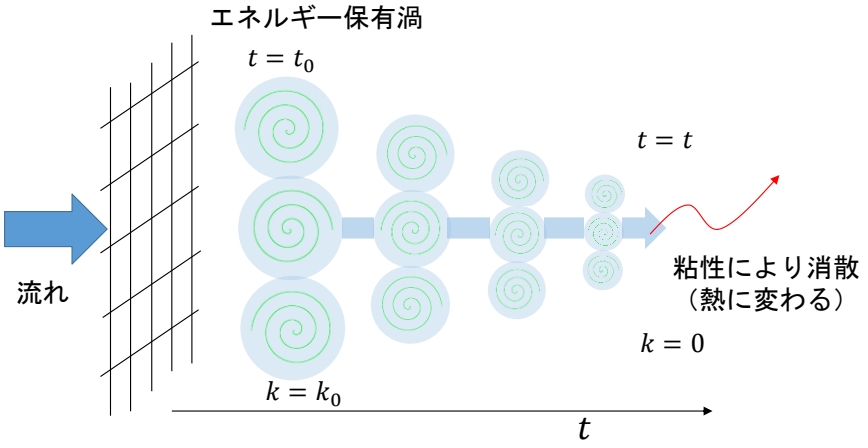


Fig. 9 Cascade process of energy containing eddies

これは，図９に示されるように，格子によって生成され，初期状態（$t = t_0$）で，ある乱流エネルギー（$k = k_0$）を持つ乱流渦を考え，その乱流渦が流れに乗りながら時間の経過とともに減衰し，時間$t = t$で，その乱流エネルギーが粘性によって消散し，熱に変わるまでの時間変化率をεで

表現した式である．これより，乱流渦が減衰し，消散するまでの時間は，式(67)を積分することによって求めることが出来る．

$$\int_{t_0}^{t}\frac{dk}{dt}d\tau=-\int_{t_0}^{t}\varepsilon\,d\tau\ \Rightarrow k(t)-k(t_0)=-[\varepsilon(t)-\varepsilon(t_0)]\tau \tag{68}$$

これより，$k(t)=0$，$\varepsilon(t_0)=0$なので，$\tau=k/\varepsilon$を得る．このτが，エネルギー保有渦が減衰して熱エネルギーに変わるまでの時間である．よって，長さスケールは，時間スケールと速度スケールから，$L=V\cdot\tau=\sqrt{k}\cdot(k^2/\varepsilon)=k^{3/2}/\varepsilon$と求めることが出来るが，この概念から，わざわざ長さスケールを用いずに，時間スケールを用いて，渦粘性係数を$\nu_t\sim V\cdot V\tau\sim V^2\tau$と，乱れのエネルギー×乱れの時間スケールで定義すればよいことになる．この概念は，後述の温度場モデルで有用となる．

さて，乱流エネルギーの散逸率であるが，具体的には次式で定義される．

$$\varepsilon=\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}=\nu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \tag{69}$$

これは，式(50)で示した乱流エネルギーの輸送方程式，本企画第１回の２・１節の式(3)で示したエネルギー方程式に現れる．そのため，エネルギー保有渦が消散し，熱へと変化した乱流エネルギーは，エネルギー方程式に反映されていることとなるが，非圧縮性を仮定した流体では無視できることが多い．

$k-\varepsilon$ ２方程式モデルでは，この散逸率を輸送方程式で解くこととなるため，その輸送方程式を導出する．導出方法は，式(42)〜(50)で示した乱流エネルギー（レイノルズ応力）の輸送方程式の導出と同様である．まず，レイノルズ応力の輸送方程式(49)の右辺最終項にある非等方散逸率$\varepsilon_{ij}=\nu\overline{(\partial u_\iota/\partial x_\ell)(\partial u_\jmath/\partial x_\ell)}$の式を作るため，変動速度$u_i$の式(46)と，変動速度$u_j$の式(47)に対し，以下の操作を施す（式(46)と(47)は再掲）．

$$\nu\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial}{\partial x_\ell}(\text{equation (46)})}+\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial}{\partial x_\ell}(\text{equation (47)})} \tag{70}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+u_k\frac{\partial\overline{U}_i}{\partial x_k}+\overline{U}_k\frac{\partial u_i}{\partial x_k}+\frac{\partial}{\partial x_k}(u_iu_k-\overline{u_iu_k})=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2u_i}{\partial x_k\partial x_k} \tag{46}$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial t}+u_k\frac{\partial\overline{U}_j}{\partial x_k}+\overline{U}_k\frac{\partial u_j}{\partial x_k}+\frac{\partial}{\partial x_k}\left(u_ju_k-\overline{u_ju_k}\right)=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2u_j}{\partial x_k\partial x_k} \tag{47}$$

ここで，式(70)の第１項は次式となる．

$$\begin{aligned}&\nu\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial^2u_\iota}{\partial x_\ell\partial t}}+\nu\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(u_k\frac{\partial\overline{U}_\iota}{\partial x_k}\right)}+\nu\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(\overline{U}_k\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}\right)}+\nu\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial^2}{\partial x_\ell\partial x_k}(u_iu_k-\overline{u_iu_k})}\\&=\frac{\nu}{\rho}\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial^2p}{\partial x_\ell\partial x_\jmath}}+\nu^2\overline{\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_\ell}\frac{\partial^3u_\iota}{\partial x_\ell\partial x_k\partial x_k}}\end{aligned} \tag{71}$$

同様に第２項は次式となる

$$\begin{aligned}&\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial^2u_\jmath}{\partial x_\ell\partial t}}+\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(u_k\frac{\partial\overline{U}_\jmath}{\partial x_k}\right)}+\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(\overline{U}_k\frac{\partial u_\jmath}{\partial x_k}\right)}+\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial^2}{\partial x_\ell\partial x_k}\left(u_\jmath u_k-\overline{u_\jmath u_k}\right)}\\&=\frac{\nu}{\rho}\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial^2p}{\partial x_\ell\partial x_\jmath}}+\nu^2\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial^3u_\jmath}{\partial x_\ell\partial x_k\partial x_k}}\end{aligned} \tag{72}$$

よって，非等方散逸テンソルに対する輸送方程式は次式で与えられる．

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\nu\overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\right)+\bar{U}_k\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\nu\overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\right)$$
$$=-\nu\overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}-\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}}\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k}-\nu\left(\overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}}+\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}\right)\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_\ell}$$
$$-\nu\overline{u_k\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}}\frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_k}-\nu\overline{u_k\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\frac{\partial^2 \bar{U}_j}{\partial x_\ell \partial x_k}-\nu\overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}}-\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}$$
$$-2\nu^2\overline{\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\right)\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\right)}+\nu\overline{\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(\frac{p}{\rho}\right)\left[\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_\iota}\right)+\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_j}\right)\right]}$$
$$-\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\overline{u_k\nu\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\right)}+\overline{\frac{\partial}{\partial x_\ell}\left(\frac{p}{\rho}\right)\left(\delta_{\iota k}\nu\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}+\delta_{jk}\nu\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\right)}\right]+\nu\frac{\partial^2}{\partial x_k\partial x_k}\left(\nu\overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\right) \tag{73}$$

乱流エネルギーの散逸率εは，$\varepsilon=\varepsilon_{ii}=\nu\overline{(\partial u_\iota/\partial x_\ell)(\partial u_\iota/\partial x_\ell)}$であるので，その輸送方程式は次式となる．

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\bar{U}_k\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k}=-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}}\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_\ell}-2\nu\overline{u_k\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_k}$$
$$-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}}-\frac{\partial \overline{u_k\varepsilon'}}{\partial x_k}-\frac{2\nu}{\rho}\overline{\frac{\partial}{\partial x_\iota}\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial p}{\partial x_\ell}\right)}+\nu\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_k\partial x_k}-2\nu^2\overline{\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)} \tag{74}$$

ここで，$\varepsilon'=\nu(\partial u_i/\partial x_\ell)(\partial u_i/\partial x_\ell)$である．この輸送方程式において，両辺の各項はそれぞれ，左辺第１項から時間項，対流項，右辺第１項から第４項までは生成項，第５項は乱流拡散項，第６項は圧力拡散項，第７項は粘性拡散項，そして最終項は消滅項（Destruction term）である．この輸送方程式を解けば乱流エネルギーの散逸率εの分布が得られることになるが，粘性拡散項以外すべての項のモデル化が必要である．この散逸方程式に対しては，各項が DNS から算出されたデータを再現するモデル化もされているが（Rodi and Mansour, 1993, Nagano and Shimada, 1995），ここでは様々な手法によるモデル化を紹介する．,

まず，右辺第１項の生成項（混合生成項（Mixed production）と呼ぶ（Rodi and Mansour, 1993））に対しては，非等方テンソルモデル（Anisotropic tensor model）を用いる．このモデルは，次式で示すように，非等方散逸テンソルε_{ij}と等方散逸率εの比を，レイノルズ応力の非等方成分と等方成分で近似するものである．

$$\frac{\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}}}{\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}}=\frac{\varepsilon_{ik}}{\varepsilon}\sim\frac{\overline{u_iu_k}}{\overline{u_iu_i}}\Rightarrow 2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}}=\varepsilon\frac{\overline{u_iu_k}}{k} \tag{75}$$

ここで，$\overline{u_iu_i}=2k$である．右辺第２項（平均速度勾配生成項（Production by mean velocity gradient））については，このモデルが適用できないため，第１項のモデルに含めてモデル化する（第２項を第１項を含めるには疑問が残ったが， DNS から算出されたそれぞれの項のオーダーを比較すると，ほぼ同じオーダーであったため，第２項を含めることには問題がない）．よって，これらの項は以下のようにモデル化される．

$$-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}}\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_\ell}=-C_{\varepsilon1}f_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_iu_k}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \tag{76}$$

ここで，$C_{\varepsilon1}$はモデル定数，$f_{\varepsilon1}$はモデル関数である．次に右辺第３項（勾配生成項（Gradient Production））については，勾配拡散型モデルを用いてモデル化する．ここで，式(51)で示した乱流エネルギー輸送方程式における乱流拡散項のモデル化に用いた勾配拡散型モデルについて，Prandtl の混合距離理論を用いて一般化することを説明する．x_j方向に勾配を持つ変数Φについて，

その変動成分をϕ，混合距離をℓ_jとすると，混合距離理論により，次式が成り立つ（図 3 の$\overline{U}$をΦ，yをx_j，ℓをℓ_jとされたい）．

$$\delta\Phi = \Phi\left(x_j + \ell_j\right) - \Phi\left(x_j\right) \simeq \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}\ell_j \tag{77}$$

この差$\delta\Phi$が変動成分と考えられるため，$\delta\Phi = \phi \simeq \left(\partial\Phi/\partial x_j\right)\ell_j$となる．よって，変動速度$u_i$と変動成分の相関値は以下のようにモデル化される．

$$-\overline{u_\iota \phi} \propto \overline{u_\iota \ell_\jmath}\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \tag{78}$$

ここで，乱れの時間スケールτを導入すると，$\ell_j = u_j\tau$より，次式を得る．これが一般化された勾配拡散型モデル（Generalized Gradient Diffusion Hypothesis, GGDH（一般形勾配拡散仮説））である．

$$-\overline{u_\iota \phi} = -C\overline{u_\iota \ell_\jmath}\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = -C\overline{u_\iota u_\jmath}\tau\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \tag{79}$$

また，$\overline{u_\iota u_\jmath}$を非等方速度スケールとみなし，非等方渦拡散係数を$\left(\nu_\phi\right)_{ij} = C\overline{u_\iota u_\jmath}\tau$と定義すると，渦拡散係数を用いた一般化された勾配拡散型モデルを得る．

$$-\overline{u_\iota \phi} = -\left(\nu_\phi\right)_{ij}\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \tag{80}$$

よって，右辺第 3 項は次式のようにモデル化される．

$$-2\nu\overline{u_k\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_k} = C_{\varepsilon 3}\nu\left(\nu_\phi\right)_{km}\frac{\partial}{\partial x_m}\left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_\ell}\right)\left(\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_k}\right) \tag{81}$$

ここで，$C_{\varepsilon 3}$はモデル関数であり，$k-\varepsilon$モデルでは$\left(\nu_\phi\right)_{km}$の添字が$k = m$，$\tau = k/\varepsilon$であるため，$\left(\nu_\phi\right)_{mm} = C\overline{u_m u_m}\tau = C\,k^2/\varepsilon$となる．また，式(52)で導入された乱流プラントル数の概念を用いると，$\left(\nu_\phi\right)_{mm} = \nu_t/\sigma_\phi$となり，モデル定数$\sigma_\phi$を$C_{\varepsilon 3}$に含めれば，式(81)は次式で与えられる．

$$-2\nu\overline{u_k\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}}\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_k} = C_{\varepsilon 3}\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_m}\right)\left(\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_\ell \partial x_m}\right) \tag{82}$$

もう一つの生成項である，右辺第 4 項は乱流生成項（Turbulent Production）と呼ばれ，非等方テンソルモデルを用いて次式のようにモデル化される．

$$-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}} = -C_{\varepsilon 4}\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_\iota u_k\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}} = -C_{\varepsilon 4}\frac{\varepsilon}{2k}\overline{u_k\frac{\partial u_\iota^2}{\partial x_k}} = -C_{\varepsilon 4}\frac{\varepsilon}{2k}\frac{\partial}{\partial x_k}\overline{u_k u_\iota^2} \tag{83}$$

ここで，$C_{\varepsilon 4}$はモデル関数であり，$\overline{u_k u_\iota^2}$に勾配拡散型モデルを適用すると，次式となる．

$$\overline{u_k u_\iota^2} = -C\tau\overline{u_k u_\jmath}\frac{\partial \overline{u_\iota^2}}{\partial x_j} = -2C\tau\overline{u_k u_\jmath}\frac{\partial k}{\partial x_j} \tag{84}$$

よって乱流生成項は次式のようにモデル化される．

$$-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}} = -C_{\varepsilon 4}\frac{\varepsilon}{k}\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\tau\overline{u_k u_j}\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) \tag{85}$$

式(82)と同様に，式(85)は$k-\varepsilon$モデルでは次式となる．

$$-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}} = -C_{\varepsilon 4}\frac{\varepsilon}{k}\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_k}\right) \tag{86}$$

乱流拡散項については，勾配拡散型モデルを用いて次式のようにモデル化される．

$$-\frac{\partial\overline{u_k\varepsilon'}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_k}\right) \tag{87}$$

圧力拡散項は，まず非等方テンソルモデルを用いて次式のようにモデル化される．

$$-\frac{2\nu}{\rho}\overline{\frac{\partial}{\partial x_\iota}\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial p}{\partial x_\ell}\right)} = C_{\varepsilon 5}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_\iota\frac{p}{\rho}}\right) \tag{88}$$

ここで，$C_{\varepsilon 5}$はモデル関数であり，圧力の変動成分pに対し，そのポアソン方程式から速度成分に置き換えることが出来るため，勾配拡散型モデルと併用して$k-\varepsilon$モデルでは次式となる．

$$\begin{aligned}-\frac{2\nu}{\rho}\overline{\frac{\partial}{\partial x_\iota}\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial p}{\partial x_\ell}\right)} &= C_{\varepsilon 5}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_\iota\frac{p}{\rho}}\right) = C_{\varepsilon 5}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_\iota u_j}\tau\frac{1}{\rho}\frac{\partial\bar{P}}{\partial x_j}\right) = C_{\varepsilon 5}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(k\frac{\partial\overline{u_\iota u_j}}{\partial x_j}\right)\\ &= -C_{\varepsilon 5}\frac{\partial}{\partial x_i}\left[k\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu_t\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}\right)\right]\end{aligned} \tag{89}$$

最後に，消滅項のモデル化であるが，この項のような変動の２階微分に対するモデル化技術が確立していないため，次元解析によるモデル化を行う．

$$-2\nu^2\overline{\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)} \simeq \left(VL\cdot\frac{V}{L^2}\right)^2 = \frac{V^4}{L^4} \tag{90}$$

これより，渦拡散係数のモデル化で用いた乱れの速度スケール$V=\sqrt{k}$，乱れの長さスケール$L=k^{3/2}/\varepsilon$を代入すると，次式を得る．

$$-2\nu^2\overline{\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)} = -C_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{91}$$

ここで，$C_{\varepsilon 2}$はモデル関数である．以上，モデル化された乱流エネルギーの散逸率εの輸送方程式は次式で与えられる．

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}+\bar{U}_j\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right] - C_{\varepsilon 1}f_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_i u_j}\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2}f_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3}\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2\bar{U}_i}{\partial x_\ell\partial x_m}\right)^2 \tag{92}$$

ここで，生成項と消滅項には補正モデル関数$f_{\varepsilon 1}$と$f_{\varepsilon 2}$が付加されている．また，式(86)でモデル化された乱流生成項，式(89)でモデル化された圧力拡散項は，通常無視される（$C_{\varepsilon 4}=C_{\varepsilon 5}=0$と考えても良い）．

以上のようにモデル化技術を駆使して乱流エネルギー散逸率の輸送方程式をモデル化したが，最近の研究（Rodi and Mansour, 1993, Nagano and Shimada, 1995）では，生成項は右辺第１項と第２項から導出されるのではなく，上記の説明では無視された第３項の乱流生成項から導出される．ただし，その場合には消滅項も同時にモデル化し，以下のように表現される．

$$-2\nu\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_k}{\partial x_\ell}\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}}-2\nu^2\overline{\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)\left(\frac{\partial^2 u_\iota}{\partial x_k\partial x_\ell}\right)}=-C_{\varepsilon1}f_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{k}\overline{u_iu_j}\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}-C_{\varepsilon2}f_{\varepsilon2}\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{93}$$

前述のモデリングでは，直感的に平均速度勾配がある項が主要生成項であると考えていたが，DNS の結果により，これらの項は寄与が小さいことが分かり，式(93)で与えられるモデリングがより妥当である結果となっている（Rodi and Mansour, 1993, Nagano and Shimada, 1995）．

ところで，非常に難しいモデル化を施して乱流エネルギー散逸率の輸送方程式をモデル化したが，実のところ，もっと簡単にモデル化する方法がある．$k-\varepsilon$モデルの渦拡散係数の表現に用いた乱れの時間スケール$\tau=k/\varepsilon$の実質微分をとると次式となる．

$$\frac{D\tau}{Dt}=\frac{D}{Dt}\left(\frac{k}{\varepsilon}\right)=\frac{1}{\varepsilon}\frac{Dk}{Dt}-\frac{k}{\varepsilon^2}\frac{D\varepsilon}{Dt} \tag{94}$$

これより，時間スケールの時間微分は$D\tau/Dt=0$であることから，散逸率に対する実質微分を得る．

$$\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\varepsilon}{k}\frac{Dk}{Dt} \tag{95}$$

つまり，次式で与えられる$k-\varepsilon$モデルで使用される乱流エネルギーの輸送方程式（式(55)の散逸項をεと置く）にε/kを掛けた式であることは，式(92)と比較すれば自明である（式(92)にある，勾配生成項はこのモデリング方法では導出されないが，この項が必要であれば付加すればよい）．

$$\frac{Dk}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]-\overline{u_iu_j}\frac{\partial\bar{U}_i}{\partial x_j}-\varepsilon \tag{96}$$

以上により，$k-\varepsilon$モデルにおける乱流エネルギーとその散逸率に対する，モデル化された輸送方程式を導出したが，様々なモデル定数や，モデル関数が出現した．それらを決定するにも何らかの手法が必要であるため，以下ではその説明を行う．

まず，運動量の渦拡散係数にあるモデル定数C_μである．C_μの定義は，上述にもあるが，構造パラメーターとして次式で与えられる．

$$\frac{-\overline{uv}}{k}=\sqrt{C_\mu} \tag{97}$$

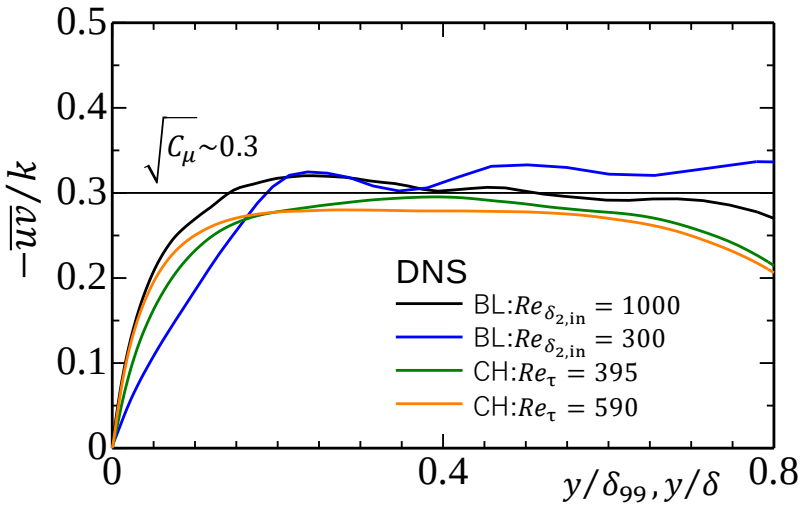


Fig. 10 Stractual parameters

この関係式は，レイノルズ応力と渦拡散係数のモデル式$-\overline{uv} = \nu_t(\partial\overline{U}/dy) = C_\mu(k^2/\varepsilon)(\partial\overline{U}/dy)$からも成立する．乱流境界層の壁面近くに定応力層（Constant stress layer）が存在し，そこでは，局所平衡が成立している（$-\overline{uv}(\partial\overline{U}/dy) = \varepsilon$）．この関係を，レイノルズ応力と渦拡散係数のモデル式に代入し，C_μについて求めると，式(97)と同じ関係式を得ることから，C_μを渦拡散係数のモデル定数とすることには整合性が取れていることが理解できる．

$$C_\mu = \frac{\varepsilon}{k^2}\frac{-\overline{uv}}{(\partial\overline{U}/dy)} = \frac{-\overline{uv}(\partial\overline{U}/dy)}{k^2}\frac{-\overline{uv}}{(\partial\overline{U}/dy)} = \left(\frac{-\overline{uv}}{k}\right)^2 \tag{98}$$

このC_μの分布について，乱流境界層の DNS（Hattori et al., 2007, 2016）と，完全発達した平行平板間乱流の DNS（Moser, et al., 1997）から算出した値を図 10 に示す．壁面極近傍では値が小さくなっているが，どのデータもほぼ 0.3 付近に分布していることが分かる．そのため，この実験的事実から，C_μは 0.09 で与えられる（提案された時代には DNS ではなく，装置実験による測定データから同定されたが，DNS も同様の結果を与えていることから，妥当な値である）．

次に，乱流エネルギー散逸率のの輸送方程式に関するモデル定数の決定法について記す．式(92)において，定応力層では次式が成立する．

$$0 = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial y}\right) - C_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{k}\overline{uv}\frac{\partial\overline{U}}{\partial y} - C_{\varepsilon2}\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{99}$$

ここで，式(57)の関係式$-\overline{uv} = u_\tau^2$，0 方程式モデルから導出される関係式(36)（$u_\tau = \kappa y(\partial\overline{U}/dy)$），上述の乱流エネルギー輸送方程式における生成項と散逸項の釣合いを用いると，散逸率に対する次の関係式を得る．

$$-\overline{uv}\frac{\partial\overline{U}}{\partial y} = \varepsilon \;\Rightarrow\; \varepsilon = u_\tau^2\frac{\partial\overline{U}}{\partial y} \;\Rightarrow\; \varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y} \tag{100}$$

構造パラメーターの式(97)より，$k = u_\tau^2/\sqrt{C_\mu}$であるから，これらの関係を式(99)に代入すると，次式を得る．

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{C_\mu}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\frac{\kappa y}{u_\tau^3}\right)u_\tau^4\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{u_\tau^3}{\kappa y}\right)\right] + C_{\varepsilon1}\frac{u_\tau^3}{\kappa y}\frac{\sqrt{C_\mu}}{u_\tau^2}\frac{u_\tau^3}{\kappa y} - C_{\varepsilon2}\left(\frac{u_\tau^3}{\kappa y}\right)^2\frac{\sqrt{C_\mu}}{u_\tau^2} \\ 0 &= \frac{C_\mu}{\sigma_\varepsilon}\frac{1}{y^2} + C_{\varepsilon1}\frac{\sqrt{C_\mu}}{(\kappa y)^2} - C_{\varepsilon2}\frac{\sqrt{C_\mu}}{(\kappa y)^2} \end{aligned} \tag{101}$$

式を整理すると，モデル定数の関係式を得る．

$$C_{\varepsilon1} = C_{\varepsilon2} - \frac{\kappa^2}{\sigma_\varepsilon\sqrt{C_\mu}} \tag{102}$$

次に，図 9 で示したような減衰乱流を考えると，乱流エネルギーとその散逸率の輸送方程式は次の式となる．

$$\frac{dk}{dt} = -\varepsilon, \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = -C_{\varepsilon2}f_{\varepsilon2}\frac{\varepsilon^2}{k} \Rightarrow \frac{d^2k}{dt^2} = C_{\varepsilon2}f_{\varepsilon2}\frac{1}{k}\left(\frac{dk}{dt}\right)^2 \tag{103}$$

減衰乱流では，実験的に減衰則としてに$k = Ct^{-n}$の関係となることが知られている（Bachelor and Tawnsend, 1948）ため，これを式(103)に代入すれば，$C_{\varepsilon2}f_{\varepsilon2} = (n+1)/n$を得る．減衰初期では，$n = 1 \sim 1.25$，$f_{\varepsilon2} = 1$のため，$n = 1$とすると，$C_{\varepsilon2} = 2$を得る．$\sigma_\varepsilon$を 1 とすると，式(102)より，$C_{\varepsilon1} = 1.47$を得る（$\kappa = 0.4$とした）．標準$k-\varepsilon$モデルでは，$C_{\varepsilon1} = 1.44$，$C_{\varepsilon2} = 1.92$，$\sigma_\varepsilon = 1.3$の値

が取られている．また，乱流エネルギーの輸送方程式におけるモデル定数σ_kは，経験的に$\sigma_k = 1$とされるが，応力方程式モデルの研究成果により（Hanjalić and Launder, 1976），$\sigma_k/\sigma_\varepsilon = 1.09$が提案されたため，$\sigma_k = 1.4$と置くモデルもある（Nagano and Tagawa, 1990）．モデル定数は，数々提案された$k-\varepsilon$モデルで，すべて同じ値ではなく，計算対象とした乱流場に対して数値最適化されている場合が多いが，上記に示した関係式を大きく逸脱していない．これは，ある複雑乱流場の計算において，予測結果が上記の関係式を逸脱したモデル定数を用いた時に良好な結果を示したとしても，その結果をもって乱流モデル定数の最適値というべきでないことを，多くの研究成果が語っている．

次にモデル関数について述べる． 0 方程式モデルの節で述べたが，壁面近くの乱流挙動の変化を取り入れてモデルを補正しないと，モデルは良好な予測値を与えない．一方，標準$k-\varepsilon$モデルは，上記で導出した対数速度分布といった定応力層における関係式を，壁面から少し離れた場所に人工的な壁面境界条件として用いるため，壁面近くの補正は不要であった（これを高レイノルズ数形乱流モデル（High-Reynolds-number turbulence model）と呼ぶ）．これに対して，壁面で物理的な境界条件（流れ場においては粘着条件）を用いて，壁面から解くモデルを低レイノルズ形乱流モデル（Low- Reynolds-number turbulence model）と呼ぶ．高レイノルズ数形乱流モデルの計算方法については，第 3 回のニュースレターで詳しく述べるが，ここでは，低レイノルズ数形$k-\varepsilon$モデルのモデル関数について述べる．

図 10 で示した構造パラメーターが，壁面近くで急激に減少していることが分かるが，このことから$k-\varepsilon$モデルにおいて，渦拡散係数のモデル形$\nu_t = C_\mu(k^2/\varepsilon)$が，$C_\mu$を一定値としているため，$k^2/\varepsilon$がこの変化をカバーすればモデル関数を付加する必要はない．しかしながら，そこまで上手く変化しないため， 0 方程式モデルで導入されたように壁面影響関数f_μを次式のように取り入れた（Jones and Launder, 1972）

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{104}$$

ここで，壁面影響関数f_μの関数形は，最初に提案された低レイノルズ形$k-\varepsilon$モデル（Jones and Launder, 1972, JL モデル）では，壁面近くで乱流レイノルズ数$R_t = k^2/\nu\varepsilon$（Turbulent Reynolds number）が小さくなることと，乱流から層流へ遷移した時に$R_t = 0$となっても発散しないように，次の関数形を用いた．

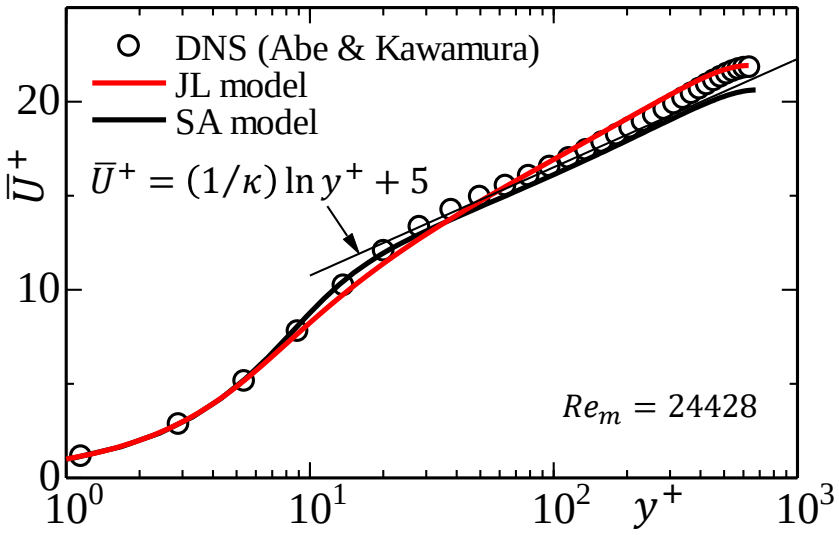
$$f_\mu = \exp\left(\frac{-2.5}{1+R_t/50}\right) \tag{105}$$

このことから，低レイノルズ数形の低レイノルズ数というのは，内部流れで用いられる流れのバルクレイノルズ数や，境界層などで用いられる運動量厚さによるレイノルズ数が低いという意味ではなく，乱流レイノルズ数が低いことということが分かる（ただし，乱流レイノルズ数は，境界層の外縁においても低い値を取るため，筆者の解釈は，無次元距離$y^+ = yu_\tau/\nu$が小さい場所に適用できるモデルと考えている．それは，無次元距離y^+の関数形を見ると，実はレイノルズ数になっていることからも考えられる）．

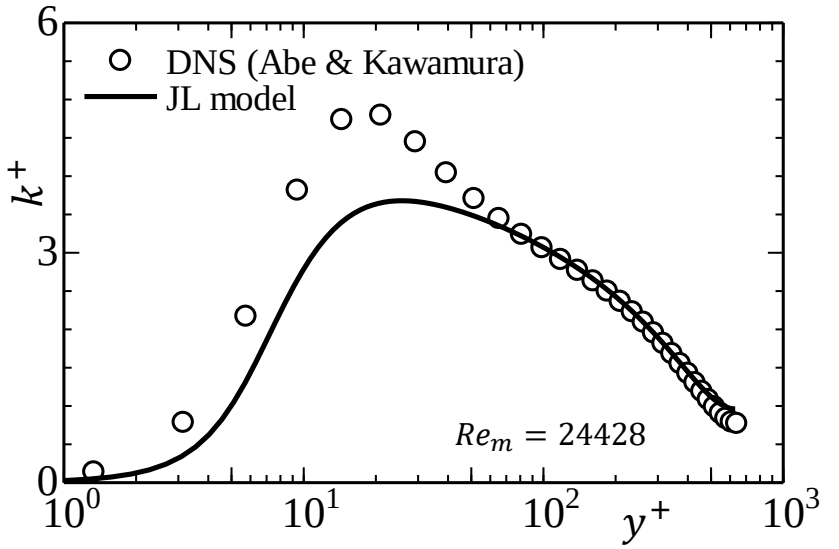
さらに JL モデルでは，乱流エネルギーの散逸率のモデル輸送方程式(92)におけるモデル関数を，$f_{\varepsilon1}$は 1 と置くが，$f_{\varepsilon2}$については，上記の減衰乱流の末期を再現するために，以下の関数形で与えている．

$$f_{\varepsilon2} = 1 - 0.3\exp(-R_t) \tag{106}$$

さらにさらに，乱流エネルギーの散逸率の壁面境界条件は，厳密には$\varepsilon_w = \nu(\partial^2 k/\partial y^2)|_w$であるが，これを与えるには壁面上で困難であるため，乱流の壁面漸近論（Wall limiting behavior of turbulence）を用いて，$\varepsilon_w = 0$と出来るようモデル化されている．そのため，乱流エネルギーとその散逸率の輸送方程式は次式で与えられる．



(a) Mean velocity



(b) Turbulence kinematic energy

Fig. 11 Prediction of turbulent channel flow using LRN $k-\varepsilon$ model

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] - \overline{u_i u_j}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \tag{107}$$

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{U}_j\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j}\right] - C_{\varepsilon 1}f_{\varepsilon 1}\frac{\tilde{\varepsilon}}{k}\overline{u_i u_j}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2}f_{\varepsilon 2}\frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + 2\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial y \partial y}\right)^2 \tag{108}$$

ここで，$\tilde{\varepsilon}$はその壁面境界条件を 0 とするための，疑似散逸率である．乱流エネルギーの輸送方程式(107)に対する散逸率εについては，実質散逸率を与えるため，補正項を用いて次式で与える．

$$\varepsilon = \tilde{\varepsilon} + 2\nu\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial y}\right)^2 \tag{109}$$

なお，この補正項は壁面近くの$\partial\sqrt{k}/\partial y > 0$となる箇所まで付加し，その後は付加しない．また，渦拡散係数と乱流レイノルズ数の算出には$\tilde{\varepsilon}$を用いているため，この付加項と合わせて計算には注

意が必要である．また，JL モデルにおけるモデル定数は，$C_{\varepsilon 1} = 1.55$，$C_{\varepsilon 2} = 2$，$\sigma_k = 1$，$\sigma_\varepsilon = 1.3$である．

図 11 に，JL モデルによる予測した，完全発達した平行平板間乱流の平均速度と乱流エネルギーの分布を示す．比較のため，１方程式モデルである SA モデルによる平均速度の予測結果を，図に入れてある．JL モデルの予測結果は，遷移域で若干低くなっているが，全体を通して良好な結果を与えている．乱流エネルギーの予測値は，DNS の結果と比較して最大値付近で過少予測されていることが分かる．しかしながら，DNS と比較して悪いモデルであるというのではなく，DNS が発達した現代のように，壁面近傍の乱流データが豊富ではない時代に開発されたことを考えると，それでもこれだけの予測値を与えるモデルであることに敬服するしかない．また，JL モデルが，その時代の最高の乱流モデルであったことは，この JL モデルをベースとして，多くの改良低レイノルズ数形モデルが提案されていったことからも言えるであろう．

第 3 回までの予定で，乱流熱伝達モデル入門と題しながら，この原稿を執筆しているが，第２回目は速度場モデルの話題に終始してしまった．最終回の第 3 回は，タイトル通りに，熱伝達（温度場）モデルについて述べるが，速度場モデルについても，実はまだ書き切れていない話題が沢山ある．Web 掲載のため，ページ数は好きなだけ書いてよいと言われているので，次回，最終回は，基本事項は抑えつつ，執筆時間が許すだけ筆者が経験してきた乱流モデル開発の話題にも触れる予定である．

文献

Abe, H. and Kawamura, H., DNS of turbulent heat transfer in a channel flow up to $Re_\tau = 640$ (With respect to Reynolds- and Prandtl-number effects), Transactions of the JSME (B), Vol.69, pp.2291-2298, 2003 (in Japanese).

Bachelor, G. K. and Tawnsend, A. A., Decay of turbulence in the final period, Proc. Roy. Soc. London, Vol. A194 (1948), pp. 527-543.

Baldwin, B.S. and Barth, T.J., A one-equation turbulence transport model for high Reynolds number wall-bounded flows, NASA TM 102847 (1990).

Cebeci, T., Variation of the Van Driest damping parameter with mass transfer, AIAA Journal, Vol. 11 (1973), p. 237.

Hanjalić, K. and Launder, B. E, Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 74 (1976), pp. 593-610.

Harlow, F. H. and Nakayania, P. I., Turbulence transport equations, Physics of Fluids, Vol. 10, No. 11 (1967), p. 2323.

Hattori, H., Houra, T. and Nagano, Y., Direct numerical simulation of stable and unstable turbulent thermal boundary layers, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28 (2007), pp. 1262-1271.

Hattori, H., Kono, A. and Houra, T., Direct numerical simulation of thermally-stratified turbulent boundary layer subjected to adverse pressure gradient, International Journal of Heat and Fluid Flow, 61A (2016), pp. 213-228.

Hishida, M., Nagano, Y. and Tagawa, M., Transport processes of heat and momentum in the wall region of turbulent pipe flow, Proceedings of 8th International Heat Transfer Conference, San Francisco, Vol. 3 (1986), pp. 925-930, Hemisphere.

Jones, W. P. and Launder, B. E., The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 15 (1972), pp. 301-314.

Kays W. M. and Crawford, M. E., Convective heat and mass transfer, International editions 1993, McGraw-Hill.

Kolmogorov, A. N., Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz. 6 (1942), pp. 56-58

Launder B. E. and Spalding, D. E., The numerical computation of turbulent flows, Comp. Meths. Appl. Mech. Engrng, Vol. 3 (1974), pp. 269-289.

Menter, F. R., Eddy viscosity transport equation and their relation to the $k-\varepsilon$ model, Journal of Fluids Engineering, Vol. 119 (1997), pp. 876-884.

Moser, R. D., Kim, J. and Mansour, N. N., Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$, Physics of Fluids, Vol. 11, No.4 (1999), pp. 943-945.

Nagano, Y. and Hattori, H., Direct numerical simulation and modelling of spanwise rotating channel flow

with heat transfer, Journal of Turbulence, Institute of Physics, 4-010 (2003).
Nagano Y. and Shimada, M., Rigorous modeling of dissipation-rate equation using direct simulations, JSME International Journal, Series B, Vol. 38, No. 1 (1995), pp. 51-59.
Nagano Y. and Tagawa, M., An Improved k-ε Model for Boundary Layer Flows, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 112, No. 1 (1990), pp. 33-39.
Nee, V. W. and Kovasznay, L. S. G., Simple phenomenological theory of turbulent shear flows, Physics of Fluid, Vol. 12 (1969), pp. 473-484.
Prandtl, L., Z. angew, Math. Mech. Vo. 5, No. 1 (1925), pp. 136-139.
Prandtl, L.: Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse, (1945), pp. 6–19.
Rodi, W. and Mansour, N. N., Low Reynolds number $k-\varepsilon$ modelling with the aid of direct simulation data, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 250 (1993), pp. 509-529.
Rodi, W. and Spalding, D. B., A two-parameter model of turbulence and its application to free jets, Wärme-und Stoffübertragung Vol. 3, No. 2 (1970), pp. 85-95.
Rotta, J. C., Statistische theorie nichthomogener turbulenz, Zeitsch, für Physik Vol. 129 (1951), p. 547 and Vol. 131 (1951), p. 51.
Saffman, P. G., A model for inhomogeneous turbulent flow, Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences, Vol. 317, No. 1530 (1970), pp. 417–433.
Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., A one-equation turbulence model for aerodynamics flows, La Recherche Aerospatiale, No. 1 (1994), pp. 5-21.
Spalding, D. B., The vorticity-fluctuations (KW) model of turbulence, early papers' Imperial College CFDU Rep. CFD/82/17 (1982).
Van Driest, E. R., On turbulent flow near a wall, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 23, No.11 (1956), pp. 1007-1011.
Vogel, J. C. and Eaton, J.K., Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step, Transaction of ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 107 (1985), pp. 922-929.
von Kármán, Th, Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz, Nachr. Ges. Wiss Göttingen Math. Phys. Kasse, Vol.58 (1930) and Proceedings of 3rd International Congress Appl. Mech., Stockholm Prat I, 85, NACA TM 611 (1931).
Wilcox, D. C., and Alber, I. E., A turbulence model for high speed flows, Proceedings of the 1972 Heat Transfer and Fluid Mechanics, Institute, Stanford Univ. Press, Stanford, CA (1972), pp. 231–252.
Wilcox, D. C., Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models, AIAA Journal, Vol. 26, No. 11 (1988), pp. 1299–1310.
Wilcox, D. C., Turbulence modeling for CFD, 2nd ed., DCW Industries, Inc., La Cañada, CA (1998).

各種委員会活動報告

広報委員会

委員長：西 美奈　（電力中央研究所）
幹事：　大徳 忠史（秋田県立大学）

1．委員会構成
委員長：西 美奈（電力中央研究所），　幹事：大徳 忠史（秋田県立大学），
委員：江目 宏樹（山形大学），早川 晃弘（東北大学），福江 高志（金沢工業大学），
岸本 将史（京都大学），松岡 常吉（豊橋技術科学大学），李 艶栄（茨城大学）．

2．委員会開催報告
2．1　第 1 回広報委員会（第 95 期＆96 期合同委員会）
日時・場所：2018 年 3 月 19 日（月）・日本機械学会 第 2 会議室および WEB 会議システム
議題：　　引継，第 96 期活動計画確認，ニュースレターNo. 85，86，87 について．

2．2　メール審議（～3 月 12 日）
・ニュースレターNo.85，86，87 発行のための審議（原稿収集，書式統合，著者および委員校正などの作業を分担し，多くの打合せを行った）．
・次期体制および引継ぎの打合せおよび審議．

2．3　第 2 回広報委員会（第 96 期＆97 期合同委員会）
日時・場所：2019 年 3 月 29 日（金）・電力中央研究所大手町本部 710A 会議室，
議題：　　引継，第 9 7 期活動計画確認，ニュースレターNo. 88，89，90 について．

3．活動報告
3．1　ニュースレター発行
・ニュースレター No. 86（１２月号）および No. 87（４月号）を発行し部門ホームページで公開した．
・96 期のニュースレター編集担当委員は，No. 85 が江目委員，福江委員，No. 86 が岸本委員，李委員，No. 87 が早川委員，松岡委員であった．
・ニュースレターのコンテンツとして，今後も各種行事案内と報告記事の他，TED Plaza に各号 2 報以上の特集記事を掲載した．

3．2　部門ホームページの更新・維持管理
・部門ホームページのコンテンツを逐次，最新情報に更新した．
・部門概要，部門長挨拶，委員会名簿，行事予定，部門賞，新着情報掲載欄の維持管理を行った．

3．3　インフォメーションメールの運用
・2018 年 4 月～9 月までは 48 件，2018 年 10 月～2019 年 2 月末日まで下記の通り 33 件のインフォメーションメール配信を行った．

配信日	配信元組織	配信先組織	タイトル
2019/1/30	環境工学	流体工学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 機械力学・計測制御	【締切延長:2月20日】IWEE2019/第29回環境工学総合シンポジウム2019講演申込
2019/1/30	エンジンシステム	熱工学 , 動力エネルギーシステム , 環境工学 , 技術と社会	イブニングセミナー「 - 未来に明かりを灯すスターリングエンジン - 」開催のご案内
2019/1/16	環境工学	流体工学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 機械力学・計測制御	No.19-4 第29回環境工学総合シンポジウム2019「講演募集」のご案内
2019/1/16	動力エネルギーシステム	流体工学 , 熱工学 , エンジンシステム , 環境工学	動エネシンポ講演申込み受付開始のご案内 【締切:2/22(金)】
2019/1/15	熱工学	熱工学 , 計算力学 , 材料力学 , 流体工学 , 機械力学・計測制御	第 4 回理論応用力学シンポジウムのご案内
2019/1/9	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	【残席あり】No.18-159 特別講演会「実践に向けた最適設計法」開催案内
2019/1/9	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	【残席あり】No.18-28 講習会「1DCAE実践講座（1DCAEスクール）第4回（H30年度）」
2019/1/7	エンジンシステム	熱工学 , 動力エネルギーシステム	講習会No. 18-89「究極熱効率を達成するための技術戦略」開催のご案内
2018/12/25	エンジンシステム	機械材料・材料加工 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 機素潤滑設計	NEDO主催「FCV課題共有フォーラム」の開催について
2018/12/25	熱工学	熱工学 , 計算力学 , 流体工学	第7回アジア計算熱流体シンポジウム(ASCHT2019)のご案内
2018/12/18	動力エネルギーシステム	機械材料・材料加工 , 流体工学 , 熱工学 , 環境工学	ICOPE-2019（第14回動力エネルギー国際会議)投稿〆切延長（JSME受付分）
2018/12/17	熱工学	熱工学 , 流体工学 , エンジンシステム , 動力エネルギーシステム , マイクロ・ナノ工学	NEDOからのお知らせ(【公募予告】平成31年度「NEDO先導研究プログラム / 新技術先導研究プログラム」に係る公募予告について)
2018/12/14	環境工学	流体工学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 宇宙工学	第53回空気調和冷凍連合講演会　講演募集のご案内
2018/12/12	流体工学	計算力学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 環境工学	（まだ余席がございます）No.18-156講習会「流体とインフォマティクス」のご案内
2018/12/10	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	No.18-28 講習会「1DCAE実践講座（1DCAEスクール）第4回（H30年度）」
2018/12/10	熱工学	熱工学 , 計算力学 , 材料力学	InterPACK2019（電子機器実装に関する国際会議）のご案内
2018/12/7	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	No.18-159 特別講演会「実践に向けた最適設計法」開催案内
2018/12/1	熱工学	熱工学	熱工学部門ニュースレターNo.86発行
2018/11/26	エンジンシステム	熱工学 , 動力エネルギーシステム	講習会No. 18-89「究極熱効率を達成するための技術戦略」開催のご案内
2018/11/16	環境工学	流体工学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 機械力学・計測制御	環境工学国際ワークショップ（IWEE2019）2019/6/25-28@沖縄のご案内
2018/11/16	流体工学	計算力学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 環境工学	（まだ余席がございます）講習会『混相流入門：実験・数値計算の基礎から実例まで』開催のご案内
2018/11/14	環境工学	流体工学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 機械力学・計測制御	No.18-157「大崎クールジェンIGCC（石炭ガス化複合発電）実証試験発電所」の見学会
2018/11/8	流体工学	計算力学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 環境工学	No.18-156講習会「流体とインフォマティクス」のご案内
2018/11/6	熱工学	熱工学 , 計算力学 , 流体工学 , 動力エネルギーシステム	[再送]日本伝熱学会 関東支部セミナー「分野外の技術者にもわかる伝熱工学 - 最新の数値解析と実験計測の研究事例 - 」のご案内
2018/11/6	熱工学	熱工学 , 計算力学 , 流体工学 , 動力エネルギーシステム	日本伝熱学会 関東支部セミナー「分野外の技術者にもわかる伝熱工学 - 最新の数値解析と実験計測の研究事例 - 」のご案内
2018/11/1	環境工学	流体工学 , 熱工学 , 動力エネルギーシステム , 機械力学・計測制御	No.18-140　世界淡水魚園水族館 アクア・トトぎふ施設見学・バックヤードツアー
2018/10/26	動力エネルギーシステム	機械材料・材料加工 , 流体工学 , 熱工学 , 環境工学	第14回動力エネルギー国際会議(ICOPE-2019)講演論文募集
2018/10/22	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	[訂正]No.18-152 講習会「もの、ことの本質を捉える1DCAEによる機能と価値の創造デザイン」
2018/10/22	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	No.18-152 講習会「もの、ことの本質を捉える1DCAEによる機能と価値の創造デザイン」
2018/10/12	設計工学・システム	材料力学 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	No.18-27 講習会　「1DCAE実践講座（1DCAEスクール）第3回（H30年度）」
2018/10/11	環境工学	熱工学 , 動力エネルギーシステム	九州大学大学院総合理工学研究院 教員公募のお知らせ
2018/10/4	熱工学	熱工学	第96期熱工学部門賞・部門一般表彰候補者募集のご案内
2018/10/3	動力エネルギーシステム	機械材料・材料加工 , 流体工学 , 熱工学 , 機械力学・計測制御	原子力工学国際会議（ICONE27）講演募集のご案内（アブストラクト〆切延長[10月12日]）

４．97 期広報委員会構成

委員長：西 美奈（電力中央研究所），　幹事：大徳 忠史（秋田県立大学），
委員：岡部 孝裕（弘前大学），岸本 将史（京都大学），徳永 敦士（宇部工業高等専門学校），
松岡 常吉（豊橋技術科学大学），馬渕 拓哉（東北大学），李 艶栄（茨城大学）．

以上

部門賞委員会

委員長: 丸田　薫　　（東北大学）
幹　事: 荒木　拓人 （横浜国立大学）

委員会構成：
丸田　薫（委員長），宗像鉄雄（部門長），藤田修（前部門長），荒木拓人（委員会幹事），
林　潤（前委員会幹事，オブザーバー）

１．委員会の開催
第 1 回部門賞委員会
日時：平成 30 年 5 月 11 日（金）14:30～15:00
場所：日本機械学会　事務所　第一会議室
議事：委員会の年間予定・推薦手続きの確認
第 2 回部門賞委員会
日時：平成 30 年 7 月 13 日（金）13:30～15:00
場所：産総研臨海センター（ゆりかもめテレコムセンター）別館　会議室 4
議事：フェロー候補者の選考，部門賞・部門一般表彰候補者募集案内，
若手優秀講演フェロー賞の推薦依頼
第 3 回部門賞委員会
日時：平成 30 年 10 月 12 日（金）13:00～15:00
場所：電中研大手町地区（大手町ビル 7 階　710B 会議室）
議事：部門賞・部門一般表彰，貢献表彰候補者の選考
第 4 回部門賞委員会
日時：2019 年 1 月 11 日（金）13:00～15:00
場所：電中研大手町地区（大手町ビル 7 階　710B 会議室）
議事：部門賞・部門一般表彰，貢献表彰候補者，若手優秀講演フェロー賞の内定

２．フェロー候補者の推薦（学会への提出締切り 9 月 21 日）
(1) フェロー候補者の推薦について，今期は熱工学部門のフェロー組織推薦定数は 2 名であること，組織推薦定数を超えた推薦は一般推薦枠として審議されることを確認した．その結果から，部門推薦定数 2 名に加えて，一般推薦枠として 3 名，合計 5 名を推薦することを決定した．
(2) 前期の候補者をふまえて，候補者リストを作成．
(3) 幹事は投票結果を集計し，その結果をもとに第 2 回部門賞委員会において，部門推薦定数 2 名と一般推薦定数 3 名を審議・決定した後，第 2 回総務委員会において諮った（7 月 13 日）．
(4) 委員長・部門長・幹事は，最終的に推薦書をとりまとめ，学会本部に推薦書を送付した（9 月 20 日）．

３．部門賞，部門一般表彰候補者の推薦
・ 運営委員会構成員には第 1 回運営委員会にて推薦を依頼．10 月に部門ホームページに推薦書類を掲載．また，同時にインフォメーションメールで部門登録会員全員に推薦依頼（締切りは 11 月 22 日）．

４．若手優秀講演フェロー賞候補者の推薦

・ 若手優秀講演フェロー賞推薦に関して，年次大会（関西大学)，熱工学コンファレンス（富山大学）の委員会長に推薦を依頼した（それぞれ 8 月下旬)．なお，依頼時に「評価プロセス手順」「評価フォーム」を併せて送付し，年次大会については「部門横断セッション」での評価対象とする発表を事前に検討・選定してもらうように依頼した.

・ 運営委員会に代行運営委員会（メール審議）として附議し承認を受けた．学会理事会に報告（3 月末日)．部門 HP に公表予定（本件も早めの公開とする)．贈賞は 2019 年 10 月末に開催される熱工学コンファレンス（名古屋）にて実施の予定.

５．部門賞・部門一般表彰・若手優秀講演フェロー賞および講演論文表彰

●部門賞（5 件）

・永年功績賞　宮内敏雄（東京工業大学・名誉教授）
・国際功績賞　冨田栄二（岡山大学・教授）
・研究功績賞　長坂雄次（慶應義塾大学・教授）
・技術功績賞　栗山　透（東芝エネルギーシステム株式会社・首席技監）
・業績賞　　鈴木雄二（東京大学・教授）

●部門一般表彰（計 2 件）

・貢献表彰　小宮敦樹（東北大学・准教授）
・貢献表彰　平澤良男（富山大学・教授）

●若手優秀講演フェロー賞（計 7 件）（〇印が受賞対象者）

■2018 年度年次大会（2 件）

①講演番号：G0600205
講演題目：超臨界状態における高分子炭化水素燃料の熱分解吸熱特性評価に関する研究
研究者氏名：〇宮浦 拓人（東北大)，大門　優（JAXA)，富岡定毅（東北大）

②講演番号：J0530304
講演題目：マイクロからサブミクロンスケールの非対称形状をもつ過熱表面上で自己推進するライデンフロスト液滴の下の蒸気流の数値解析
研究者氏名：〇オティック クリント（東北大)，米村 茂

■熱工学コンファレンス （5 件）

①講演番号 ：E132
講演題目　　：メタンハイドレート解離界面における非定常熱物質輸送計測と律速評価
研究者氏名　：〇神田 雄貴（東北大)，岡島 淳之介，小宮 敦樹，圓山 重直（八戸高専）

②講演番号 ：I121
講演題目　　:イオンビーム二段階加工による IC 比の異なる PEFC 触媒層内アイオノマー分布解析
研究者氏名　：〇岡田 真也（大阪大)，鈴木 崇弘，津島 将司

③講演番号 ：I224
講演題目　　：生物由来水溶性タンパク質のマイクロ波真空発泡乾燥
研究者氏名　：〇小川 拓馬（九工大)，鶴田 隆治，谷川 洋文

④講演番号 ：J211
講演題目　　：サブミクロン冷線による乱流温度変動の高精度計測に関する研究
研究者氏名　：〇成井 礼（名工大)，保浦 知也，田川 正人

⑤講演番号 ：I211

講演題目　　：エタノール水溶液を用いた自励振動ヒートパイプの液柱振動と熱輸送特性に関する研究
研究者氏名　：〇増田 啓介（東工大），長﨑 孝夫, 伊藤 優

以上

学会賞委員会

委員長: 永井 二郎（福井大学）
幹　事: 酒井 康行（福井大学）

1．選考方法

1) これまで同様に，部門登録者宛のインフォメーションメールにより応募を募り，推薦・自薦を問わず受け付けた（委員長宛てのメール申請）.

2) 委員による審査結果を基に，委員長が原案（順位付き部門推薦候補）を決定し，幹事・委員の意見聴取を経て部門長の了承後に必要書類を学会へ提出.

2. 選考スケジュール

6 月 7 日	候補推薦依頼の学会メール（1 回目）（応募締切 6 月 25 日(月)）
6 月 26 日	候補推薦依頼の学会メール（2 回目）（6 月 29 日(金)まで延長）
6 月 28 日	委員会委員（8 名）の委嘱完了　（1 週間程度で完了）
7 月 2 日	学会賞委員会委員に審査資料送付
7 月 13 日	審査締切
7 月 23 日	部門推薦候補（案）の決定と委員への送付．意見・異議受付.
7 月 25 日	意見・異議締切
7 月 30 日	部門長と候補（案）について打合せ．部門推薦候補の決定.
7 月 30 日	審査結果の通知．被推薦者には資料の最終チェックを依頼.
8 月 3 日	委員長より JSME 表彰部会へ全ての書類を発送（8 月 6 日必着）.

3. 選考結果

日本機械学会賞（論文）	推薦件数	6 件	（応募 8 件）
日本機械学会賞（技術）	推薦件数	1 件	（応募 1 件）
日本機械学会奨励賞（研究）	推薦件数	2 件	（応募 2 件）
日本機械学会奨励賞（技術）	推薦件数	0 件	（応募 0 件）
日本機械学会教育賞	推薦件数	0 件	（応募 0 件）
日本機械学会賞（技術功績）	推薦件数	0 件	（応募 0 件）

4.その他

(1) 昨年と比べて，学会賞（論文）への応募が少し増え学会奨励賞（研究）への応募が減った.

(2) 委員の負担低減を考慮して，評価コメントの記述を強制していない.

(3) 学会賞委員会で整理した評価点や評価コメントは，JSME 表彰部会での選考過程では考慮されず，もったいない.

(4) 最終的な申請書と添付書類の具体的な作成・提出手順を事前によく考えておく必要あり.

以上

年次大会委員会

委員長：足立 高弘（秋田大学）
幹　事：小松 喜美（秋田大学）

2019 年度年次大会

開催日時　　：2019 年 9 月 8 日（日）～9 月 11 日（水）
開催場所　　：秋田大学手形キャンパス（秋田県秋田市手形学園町 1 番 1 号）
キャッチフレーズ　：「まんず、あべ！機械学会さ！―秋田に集うしったげおもしえ技術―」
大会テーマ　　：「サスティナビリティ」,「AI 社会の機械工学」,
「少子高齢化・人手不足を支えるテクノロジー」

OS 一覧(熱工学部門に関連のもの）：

S061　分散型エネルギーシステム
熱工学部門

オーガナイザー	所属
小原　伸哉	北見工業大学
天野　嘉春	早稲田大学
君島　真仁	芝浦工業大学
佐々木　正信	東京電力エナジーパートナー
田部　豊	北海道大学
千田　二郎	同志社大学
西村　顕	三重大学

J011　電子情報機器，電子デバイスの強度・信頼性評価と熱制御
計算力学部門（熱工学部門，材料力学部門）

オーガナイザー	所属
小金丸　正明	鹿児島大学
畠山　友行	富山県立大学
木下　貴博	富山県立大学
池田　徹	鹿児島大学

J022　機械工学に基づく細胞アッセイ技術
バイオエンジニアリング部門（マイクロ・ナノ工学部門，流体工学部門，熱工学部門，ロボティクス・メカトロニクス部門）

オーガナイザー	所属
出口　真次	大阪大学
木村　啓志	東海大学
鈴木　宏明	中央大学
元祐　昌廣	東京理科大学
川原　知洋	九州工業大学
須藤　亮	慶応義塾大学
横川　隆司	京都大学

J031　燃料電池・二次電池とナノ・マイクロ現象
材料力学部門（流体工学，熱工学部門，計算力学部門，動力エネルギーシステム部門，マイクロ・ナノ工学部門）

オーガナイザー	所属
橋田　俊之	東北大学
大島　伸行	北海道大学
田部　豊	北海道大学
花村　克悟	東京工業大学

鹿園　直毅	東京大学 生産技術研究所
徳増　崇	東北大学 流体科学研究所

J051　乱流における運動量，熱，物質の輸送現象およびその応用
流体工学部門（熱工学部門）

オーガナイザー	所属
田川　正人	名古屋工業大学
加藤　健司	大阪市立大学
廣田　真史	三重大学
河原　源太	大阪大学
店橋　護	東京工業大学

J052　熱・流れの先端可視化計測
流体工学部門（動力エネルギーシステム部門，熱工学部門，バイオエンジニアリング部門，エンジンシステム部門）

オーガナイザー	所属
森　英男	九州大学
村井　祐一	北海道大学
小原　弘道	首都大学東京
石野　洋二郎	名古屋工業大学
武居　昌宏	千葉大学

J054　マイクロ・ナノスケールの熱流体現象
流体工学部門（熱工学部門，マイクロ・ナノ工学部門）

オーガナイザー	所属
米村　茂	東北大学
小原　拓	東北大学
山口　浩樹	名古屋大学
鈴木　雄二	東京大学

J181　交通・物流機械の自動運転
交通・物流部門(機械力学・計測制御部門，機械材料・材料加工部門，熱工学部門，スポーツ工学・ヒューマンダイナミクス部門，技術と社会部門，流体工学部門，法工学専門会議，生産加工・工作機械部門，設計工学・システム部門，産業・化学機械と安全部門，ロボティクス・メカトロニクス部門)

オーガナイザー	所属
高田　博	東京理科大学
中野　公彦	東京大学
西村　秀和	慶應義塾大学
高田　一	横浜国立大学
綿貫　啓一	埼玉大学

J241　医工学テクノロジーによる医療福祉機器開発
医工学テクノロジー推進会議(機械力学･計測制御部門，バイオエンジニアリング部門，材料力学部門，機素潤滑設計部門，流体工学部門，ロボティクス・メカトロニクス部門，熱工学部門，計算力学部門，情報・知能・精密機器部門，マイクロ・ナノ工学部門)

オーガナイザー	所属
陳　献	山口大学
佐久間　淳	京都工芸繊維大学
葭　仲潔	産業技術総合研究所
藤井　文武	山口大学

以上

環太平洋熱工学会議委員会

委員長：店橋　護　（東京工業大学）
幹　事：深潟　康二（慶應義塾大学）

１．運営組織

2019 年 2 月に韓国側から再度 co-chair 交代の連絡があり，共同議長 3 名は以下のようになった．

JSME: Prof. Mamoru Tanahashi, Tokyo Institute of Technology
KSME: Prof. Yongchan Kim, Korea University
ASTFE: Prof. Sumanta Acharya, Illinois Institute of Technology

なお，Secretary General は
JSME: Prof. Koji Fukagata, Keio University

が確定済であったが，2019 年 3 月中旬をめどに米国側・韓国側からも Secretary General を選出するよう依頼している．並行して組織委員会の構成を行っており，現在までに以下が決定している．（敬称略，Track/Topic 内 順不同）

Organizing Committee
店橋 護（東工大）, Conference Co-chair
Yongchan Kim, Korea University, Conference Co-chair
Sumanta Acharya, Illinois Institute of Technology, Conference Co-chair
深潟 康二（慶大）, Secretary General
高田 保之（九大）, Previous Chair
宗像 鉄雄（産総研）, JSME-TED Chair (FY2018)
丸田 薫（東北大）, JSME-TED Chair (FY2019)
（韓国側・米国側からのその他 OC メンバーは回答待ち）

International Scientific Committee（Track Chair は兼務）
Chair：須賀 一彦（大阪府立大）
Secretary General：（未定）
Track (a), Track Chair：白樫 了（東大），芝原 正彦（阪大）
Track (b), Track Chair：鹿園 直毅（東大），川那辺 洋（京大）
Track (c), Track Chair：高橋 厚史（九大），大宮司 啓文（東大）
（韓国側・米国側からの ISC メンバーは回答待ち）

Japanese Scientific Committee （OS オーガナイザと兼務）
Topic (a-1)：小宮 敦樹（東北大），巽 和也（京都大）
Topic (a-2)：深潟 康二（慶大），長谷川 洋介（東大）
Topic (a-3)：戸谷 剛（北大）
Topic (a-4)：櫻井 篤（新潟大）
Topic (a-5)：藏田 耕作（九大）
Topic (a-6)：榊原 潤（明大），津島 将司（阪大）
Topic (a-7)：齊藤 卓志（東工大）
Topic (a-8)：（未定）
Topic (b-1)：赤松 史光（阪大），横森 剛（慶大）
Topic (b-2)：中村 祐二（豊橋技科大）
Topic (b-3)：窪山 達也（千葉大）
Topic (b-4)：伏信 一慶（東工大），岩井 裕（京大），田部 豊（北大）
Topic (b-5)：熊野 寛之（青山学院大）

Topic (c-1)：（未定）
Topic (c-2)：（未定）
Topic (c-3)：宮崎 康次（九工大），塩見 淳一郎（東大）

Executive Committee（熱工学部門　第 2 回環太平洋熱工学会議 実行委員会）
深潟 康二（慶大）, Conference Secretary General, EC Chair
岩本 薫（農工大）, EC Secretary General
店橋 護（東工大）, Conference Co-chair
（その他未定）

なお，日米韓以外の組織委員会委員については，第 1 回会議の委員に継続を依頼することを想定するが，分野や国のバランスを考慮して必要に応じて追加する．

２．Plenary Lectures / Keynote Lectures

日本側 Plenary Lecture（2 名）に関しては以下の 2 名の先生方から内諾を得ている．
鈴木 雄二 先生（東大）
小原 拓 先生（東北大）

日本側 Keynote Lecture（4 名）に関しては人選を進めている．また，韓国側，米国側（それぞれ Plenary 2 名，Keynote 4 名）にも 2019 年 3 月中旬をめどに講師を確定するよう依頼をしている．

３．スケジュール

開催期間：2019 年 12 月 13 日(金)～12 月 17 日(火)
・12 月 13 日(金)　レジストレーション，ウエルカム・レセプション
・12 月 16 日(日)　バンケット
(通常ならば，12 月 13 日日本発，13 日ハワイ着，18 日ハワイ発，19 日日本着)

会　　場：米国ハワイ州マウイ島　ハイアット リージェンシー マウイ リゾート&スパ
・講演会場：10 室以上
・会議レート宿泊費：税込 199 ドル/日＋ポーター代 11.50 ドル(+TAX)
・リゾート費（通常税別 30 ドル/日）：無料
・ブロック可能数：250 室/日（12 月 14 日～17 日）

開催までのスケジュール

現地下見・打合せ	2019 年 3 月 8 日～10 日
Registration fee 確定	2019 年 3 月中
Keynote lectures fixed	the end of March, 2019
Submission site open	the end of March, 2019
Abstract for review due	Apr. 30, 2019 (will be extended to May 15)
Notification of abstract acceptance	May 31, 2098 (will be extended to June 14)
Extend abstract for review due	June 30, 2019 (will be extended to June 16)
Notification of paper acceptance	July. 15, 2019
Conference registration start	July. 15, 2019
(For one presentation, one person should done registration at least)	
Final extended abstract due	Aug. 31, 2019
Draft program	Sep 15, 2019
Deadline for hotel reservation at conference rate	Sep 30, 2019
Deadline for early-bird registration	Oct. 15, 2019
Deadline for late registration	Nov.15, 2019

以上

JSME-KSME 合同会議委員会

委員長: 鈴木　雄二（東京大学）
幹　事: 森本　賢一（東京大学）

第１０回日韓熱流体工学会議（TFEC10）の準備状況は下記の通りである.

１）議長・共同議長について
Chair：　Prof. Deog Hee DOH, Korea Maritime & Ocean University (KSME, FED)
　　鈴木　雄二教授（東京大学）（JSME, TED）
Co-chairs：森西　洋平教授（名古屋工業大学）（JSME, FED）
　　Prof. Yongchan Kim, Korea University (KSME, TED)
日本側幹事：森本　賢一講師（東京大学）

２）開催日，開催場所
2021.3.3-3.6，釜山で開催予定.

３）現在の状況
鈴木委員長が釜山出張の際，10 月 14 日に Doh 教授を訪問し，TFEC9 のレビューと今後の進め方などについて意見交換を行った.

・TFEC9 では，発表 540 件，参加者 741 名だったが，Doh 教授としては，どちらも増やす努力をしたい.
・TFEC9 ではパラレルセッションが 11 あり，セッション当たりの聴衆が少なかったので，Flash session（short presentation+poster）を取り入れて，パラレルセッションを 8 程度に抑えたい.
・会議開催約 8 ヶ月前に 300 ワードのアブストラクト，会議開催約 4 ヶ月前に Extended abstract2-5 ページを提出することになっていたが，最新の成果を発表してもらえるように，発表者の負荷を減らし，申込み時期を遅らせる方向で考えたい.
・可能であれば，2019.7 末の AJK Fluids Engineering（サンフランシスコ）で KSME，JSME 側の関係者が集まり，TFEC10 だけでなく今後の TFEC について検討してはどうか.
・会場予約はこれからであり，上記の日程で問題ないか，日本側で確認する.
・会議開催 1 年半前（2019.9？）に，1st Flyer を発行する.
・会議開催 1 年前（2020.3？）に，釜山で KSME，JSME 側が集まって，打合せを行う.

以上

JTST 委員会

委員長：山田　昇　（長岡技術科学大学）
幹　事：櫻井　篤　（新潟大学）

１．**掲載状況**（2019 年 2 月 28 日現在）

Vol. 1,　No. 1（pp. 1～41）：　4 件
No. 2（pp. 42～148）：　9 件
Vol. 2,　No. 1（pp. 1～133）：　12 件
No. 2（pp. 134～300）：　15 件
Vol. 3,　No. 1（pp. 1～166）：　16 件
（2007 日米熱工学会議特別号：Guest Editor＝花村克悟（東工大））
No. 2（pp. 167～380）：　17 件
No. 3（pp. 381～551）：　15 件
Vol. 4,　No. 1（pp. 1～201）：　17 件
No. 2（pp. 202～323）：　11 件
No. 3（pp. 202～436）：　14 件
（第 7 回日韓熱流体工学会議特別号：Guest Editor＝近久武美（北大））
No. 4（pp. 437～517）：　8 件
（第 2 回国際伝熱フォーラム特別号：Guest Editor＝中別府　修（明治大））
Vol. 5,　No. 1（pp. 1～188）：　15 件
No. 2（pp. 189～341）：　11 件
Vol. 6,　No. 1（pp. 1～202）：　17 件
No. 2（pp. 203～322）：　12 件（Preface を含む）
（第 7 回国際流体力学会議特別号：Guest Editor＝圓山重直，小原　拓（東北大））
No. 3（pp. 323～485）：　13 件
Vol. 7,　No. 1（pp. 1～349）：　27 件
（うち 10 件は第 3 回アジア計算熱流体シンポジウムからのセレクテッドペーパー：Guest Editor＝須賀一彦（大阪府立大），芝原正彦（阪大））
No. 2（pp. 350～404）：　6 件（Preface を含む）
（第 8 回国際流体力学会議特別号：Guest Editor＝圓山重直，小原　拓（東北大））
No. 3（pp. 405～496）：　9 件
（第 4 回ﾏｲｸﾛｽｹｰﾙ熱流体国際会議特別号：Guest Editor＝高橋厚史（九大），鹿園直毅（東大））
No. 4（pp. 497～766）：　19 件
Vol. 8,　No. 1（pp. 1～335）：　23 件
No. 2（pp. 336～447）：　10 件（Preface を含む）
（第 9 回国際流体力学会議特別号：Guest Editor＝圓山重直，小原　拓（東北大））
No. 3（pp. 448～612）：　12 件
Vol. 9,　No. 1（JTST1～5）：　5 件
No. 2（JTST6～15）：　10 件
Vol. 10,　No. 1（JTST1～20）：　20 件（2 件の Review Paper を含む）
No. 2（JTST21～28）：　8 件
Vol. 11,　No. 1（JTST1～19）：　19 件（2 件の Review Paper を含む）
No. 2（JTST20～33）：　14 件
No. 3（JTST34～49）：　16 件（Preface を含む）
（First Pacific Rim Thermal Engineering Conference 特集号：Guest Editor＝須賀一彦（大阪府立大））
Vol. 12,　No. 1（JTST1～15）：　15 件（1 件の Review Paper を含む）
No. 2（JTST16～38）：　23 件
Vol. 13,　No. 1（JTST1～19）：　19 件
No. 2（JTST20～35）：　16 件
Vol. 14,　No. 1（JTST1～5）：　5 件

２．編修委員会

Editor-in-Chief：山田昇（長岡技科大）
Editors：　森昌司（横国大，日本伝熱学会推薦），松原幸治（新潟大），
蘿耕二（青山学院大），加藤健司（大阪市立大），櫻井篤（新潟大），
大宮司啓文（東大），高橋周平（岐阜大），坪井伸幸（九工大）
Advisory Board：　高田保之（九州大），佐藤勲（東工大），門脇敏（長岡技科大）

３．第 96 期特記事項

・投稿数について
2017 年の Impact Factor は 0.421 となり，投稿数は若干減（詳細は別紙）

・特集号について
The 7th Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow- 2019 (ASCHT2019)の特集号を予定している（企画代表者：芝原正彦（大阪大））

以上

年鑑委員会

委員長: 高橋　厚史（九州大学）
幹　事: 迫田　直也（九州大学）

2019 年 8 月に電子版にて公開予定の「機械工学年鑑」の執筆者を 2018 年 4 月に以下のとおり決定し，2019 年 2 月 14 日付けで学会の担当者大黒氏より執筆者に正式な執筆依頼と執筆要項，原稿テンプレートが送付された．原稿締切日は 2019 年 4 月 8 日であり，2019 年 6 月中旬に原稿の査読を終了する予定である．

2019 年「機械工学年鑑」　執筆者リスト

章節項	名称	内容	割当頁	執筆者 氏名	勤務先名	所属
委員長		査読		高橋　厚史	九州大学	大学院工学研究院
幹事		査読		迫田　直也	九州大学	大学院工学研究院
8.1.1	伝熱および熱力学	概説	2000 字程度	吉田　英生	京都大学	大学院工学研究科
8.1.2		熱物性	2000 字程度	東　之弘	九州大学	カーボンニュートラル・エネルギー国際研究所
8.1.3		伝熱	2000 字程度	上野　一郎	東京理科大学	理工学部機械工学科
8.1.4		熱交換器	2000 字程度	馬場　宗明	産業技術総合研究所	省エネルギー研究部門
8.2.1	燃焼および燃焼技術	燃焼	3000 字程度	鈴木正太郎	長岡技術科学大学	大学院技術経営研究科
8.2.2		燃焼技術・燃料	3000 字程度	岡崎　輝幸	三菱重工業株式会社	総合研究所

以上

出版委員会

委員長: 藏田　耕作（九州大学）
幹　事: 仮屋　圭史（佐賀大学）
委　員: 下栗　大右（広島大学）
委　員: 濱本　芳徳（九州大学）

１．委員会の開催

動画発表セッション「熱工学コレクション（熱コレ）2018」開催へ向けて，6 月，7 月，10 月にメール会議を行い，実施要領を作成した．

２．熱コレ 2018 の開催

熱工学コンファレンス（富山, 10 月 20-21 日）において OS「熱工学コレクション（熱コレ）2018」を企画し，実施した．OS では合計 11 件の発表があった．動画のウェブ公開に承諾くださった講演者からは動画ファイルを回収した．

３．ウェブサイト「熱工学ギャラリー」の更新

動画ファイルの編集とウェブサイト「熱工学ギャラリー」の更新を進め，以下の動画コンテンツ 11 ページを追加した．

「熱工学ギャラリー」URL　　https://tedg.matrix.jp/

①気液が入った水平管を無重力にすると？（九州大・高松先生）
②液柱内マランゴニ対流における粒子集合構造のダイナミクス（JAXA・松本先生）
③単純な立方体内の対流多様性（同志社大・平田先生）
④円管内乱流熱伝達（赤外線高速イメージングによる可視化）（防衛大・中村先生）
⑤円管内乱流がはく離・再付着した時の熱伝達（赤外線高速イメージングによる可視化）（防衛大・中村先生）
⑥円管内乱流が脈動した時の熱伝達（赤外線高速イメージングによる可視化）（防衛大・中村先生）
⑦光学干渉法による温度境界層・濃度境界層の可視化（東北大・小宮先生）
⑧流体温度場スキャナによる加熱噴流の空間温度分布のリアルタイム計測（名工大・保浦先生）
⑨メダカ胚の心臓拍動時の挙動（宇都宮大・荒木先生）
⑩サーモグラフィによる熱交換器表面温度変化の可視化（佐賀大・石田先生）
⑪プレート式熱交換器内部の流動（佐賀大・仮屋先生）

４．今後の活動

熱工学部門ウェブサイトへのリンクを完了させる．また，熱コレを毎年開催して継続的にコンテンツ収集を行えるように委員会内で検討を行う．

以上

講習会委員会

委員長: 保浦　知也（名古屋工業大学）
幹　事: 佐野　吉彦（静岡大学）

1. 委員会構成

委員長　　保浦 知也（名古屋工業大学），幹　事　　佐野 吉彦（静岡大学）

2. 今期の活動計画

・部門講習会

「伝熱工学資料」の内容を教材にした熱設計の基礎と応用は，近年参加者数が低迷しているが，広く募集することで引き続き集客が見込める．2019年9月24日(火)，9月25日(水)（日本機械学会会議室）での実施を決定した．

（参考）過去5年間の講習会企画

企画期	テーマ名	開催日時 (企画期次年に開催)	開催場所	参加者数(学校(学生)/企業/その他)
95 期 (2017)	「伝熱工学資料(改訂第 5 版)」の内容を教材にした熱設計の基礎と応用	9/27(木)10:00-16:25 9/28(金)9:00-17:05	日本機械学会会議室	20 名 (6(1)/14/0)
94 期 (2016)	「伝熱工学資料(改訂第 5 版)」の内容を教材にした熱設計の基礎と応用	9/28(木)10:00-16:25 9/29(金)9:00-17:05	日本機械学会会議室	20 名 (0(0)/20/0)
93 期 (2015)	「伝熱工学資料(改訂第 5 版)」の内容を教材にした熱設計の基礎と応用	9/29(木)10:00-16:25 9/30(金)9:00-17:05	日本機械学会会議室	38 名 (7(4)/28/3)
92 期 (2014)	「伝熱工学資料(改訂第 5 版)」の内容を教材にした熱設計の基礎と応用	9/24(木)10:00-16:45 9/25(金)9:00-16:45	東京大学 山上会館	39 名 (7(5)/31/1)
91 期 (2013)	「伝熱工学資料(改訂第 5 版)」の内容を教材にした熱設計の基礎と応用	9/4(木)9:50-16:50 9/5(金)9:00-17:00	東京理科大学 森戸記念館	53 名 (16(3)/36/1)

・ワークショップ

過去2回（2016年，2018年）にわたり，熱工学コンファレンス会期中に「熱工学ワークショップ」として，産業界の最新の伝熱研究や要望を3名の講師に講演してもらうスタイルで実施された．2019年も同様に，熱工学コンファレンス2019（名古屋）の初日（2019年10月12日(土)）に，ランチョンセッション（お弁当付き）として開催する．テーマ（講師）については検討中．

（参考）過去5年間のプレコンファレンスセミナー・熱工学ワークショップ企画

企画期	テーマ名	開催日時 (企画期次年に開催)	開催場所	参加者数(学校(学生)/企業/その他) (有料参加者)
95 期 (2017)	産業界で求められる伝熱研究	2018/10/22(土)	富山大学	97 名
94 期 (2016)	(熱工学コンファレンスの開催がないためセミナーは未開催)	-	-	-
93 期 (2015)	産業界における「熱マネジメント」	2016/10/22(土)	愛媛大学	90 名
92 期 (2014)	バイオマスを中心とした再生可能エネルギー	2015/10/23(金)-24(土)	関西大学　高岳館	23 名 (22(7)/1/0) (20)
91 期 (2013)	「地球・環境・熱」	2014/11/7(金)-8(土)	ホテルシーサイド江戸川	20 名 (19(6)/0/1) (17)

3. 検討課題

・講習会企画

これまでと同一内容で実施するが，開催を広く案内することで参加者が増えるように注力する．

・ワークショップ

95 期講習会委員会，総務委員会等と情報交換し，開催に向けて実施形態の検討，テーマおよび講師の選定を進める．

以上

熱工学コンファレンス 2019 実行委員会

委員長: 田川　正人 （名古屋工業大学）
幹　事: 保浦　知也, 服部　博文 （名古屋工業大学）

１．準備状況について

◆ 実行委員会

委員長	田川 正人	名古屋工業大学
幹　事	保浦 知也	〃
幹　事	服部 博文	〃
委　員	石野 洋二郎	〃
〃	古谷 正広	〃
〃	飯田 雄章	〃
〃	内藤 隆	〃
〃	齋木 悠	〃
〃	板谷 義紀	岐阜大学
〃	廣田 真史	三重大学
〃	桑原 不二朗	静岡大学
〃	佐野 吉彦	静岡大学

◆ 講演会開催日時・会場

・開催日：　2019 年 10 月 12 日（土），13 日（日）
・会　場：　名古屋工業大学　御器所地区（名古屋市昭和区御器所町）

◆ 熱工学ワークショップ

・開催日：　2019 年 10 月 12 日（土）
・講習会委員会と協力して前回と同様の方法での実施を予定する.
・参加者 100 名程度を想定.

◆ 懇親会

・開催日：　2019 年 10 月 12 日（土）
・会　場：　サッポロビール名古屋ビール園「浩養園」
（名古屋市千種区千種 2-24-10）

◆ 特別講演

講師を検討中.

◆ 参加費等

参加費等の案を以下とし，総務委員会の意見をうかがう.

・参加登録費［講演論文集（電子媒体）を含む］

会員	（事前）9,000 円	（当日）12,000 円
非会員	（事前）12,000 円	（当日）15,000 円
学生	（事前）4,000 円	（当日）6,000 円

・懇親会会費

一般	（事前）6,000 円	（当日）8,000 円
学生	（事前）4,000 円	（当日）6,000 円

会計業務を業者に委託し，クレジットカード支払いに対応する.

◆ 講演論文集の形態と発行方法（案），審議事項

・形態：　機械学会年次大会（下記）にならって，「従来の原稿書式（2～5 頁書式）に加

えて，講演会での議論に主眼を置いた簡素化した原稿書式（1 頁書式）」とする．

【参考】機械学会年次大会「原稿の執筆について」

1 頁書式：　1 ページ限定，英文アブストラクト無し

2～5 頁書式：　2～5 ページ以内，英文アブストラクト付き

1 頁書式は，英文アブストラクト不要で，1 ページのみです．講演会での議論に主眼を置いて簡素化しております．ただし，この書式を選択された場合，各部門が行う若手優秀講演フェロー賞等の選考の対象とならないことがありますのでご注意ください．

2～5 頁書式は，1 ページ当たり，50 文字×46 行×1 段組で 2300 字とし，2～3 ページを標準としますが，最大 5 ページまで可能です．

・発行方法（媒体）：　CD または USB のいずれか．

◆ ホームページの開設

2018 年 12 月 26 日にホームページを公開．

・URL：　https://www.jsme.or.jp/conference/tedconf19/

・事務局メールアドレス：　tedconf19@jsme.or.jp

◆ オーガナイズドセッション（OS）の募集開始

3 月 4 日に OS の企画募集案内を熱工学部門登録会員宛（メーリングリスト）に配信．応募締め切りは 3 月 31 日．

◆ 熱工学コレクション 2019（熱コレ 2019）

前回オーガナイザーから企画のお話をいただいている．協力して準備を進める．

◆ 会告

学会誌の WEB 版 4 月号に掲載予定．

２．今後の予定について

・7 月下旬：　プログラムの検討．

・9 月下旬～10 月初旬：　収支（予算）および準備状況の確認．

以上

行事案内

部門企画行事案内

－2019 年度－

●The Second Pacific Rim Thermal Engineering Conference (PRTEC2019)
開催日：2019 年 12 月 13 日（金）～17 日（火）
場　所：Hawaii, USA

●熱工学コンファレンス 2019
開催日: 2019 年 10 月 12 日（土）～13 日（日）
場　所: 名古屋工業大学　御器所地区，愛知県名古屋市

部門関連行事案内

－2018 年度－

国際会議案内

－2019 年－

●30th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-30)
開催日：2019 年 11 月 1 日（金）～11 月 3 日（日）
開催地：Vinpearl, Halong Bay, Vietnam

●12th Asia-Pacific Conference on Combustion
開催日：2019 年 7 月 1 日（月）～7 月 5 日（金）
開催地：Fukuoka International Congress Center, Fukuoka, Japan

●第 7 回アジア計算熱流体シンポジウム(ASCHT2019)
開催日：2019 年 9 月 3 日（火）～9 月 7 日（土）
開催地：東京理科大学葛飾キャンパス

●27th International Colloquium on the Dynamics of Explosion and Reactive Systems（27th ICDERS）
開催日：2019 年 7 月 28 日（日）～8 月 2 日（金）
開催地：Beijing, China

●9th International Symposium on Radiative Transfer（RAD-19）
開催日：2019 年 6 月 3 日（月）～6 月 7 日（金）
開催地：Athens, Greece

●15th International Conference on Properties and Phase Equilibiria for Product and Process Design
開催日：2019 年 5 月 12 日（日）～5 月 16 日（木）
開催地：Vancouver, Canada

●4th Thermal and Fluids Engineering Conference, (TFEC 2019)
開催日：2019 年 4 月 14 日（日）～4 月 17 日（水）
開催地：Las Vegas, USA

●12th International Conference on Thermal Engineering Theory and Applications（ICTEA 2019）
開催日：2019 年 2 月 23 日（土）～2 月 26 日（火）
開催地：Gujarat, India

その他

編集後記

本号の TED Plaza では，燃焼器の開発技術における模型実験というテーマで，最近の企業における研究開発に関して２件のご寄稿をいただきました．株式会社 IHI の伊藤慎太朗様には，次世代燃料としての期待が高まるアンモニアの直接燃焼利用に向けて開発が進められているアンモニア／都市ガス混焼燃焼器の圧力スケール試験をご紹介いただきました．実機より低圧で実施されたリグ試験の結果から，実機での出口 NOx 濃度の予測が可能であることが示されています．JFE エンジニアリング株式会社の傳田知広様からは，対向流型焼却炉の開発において用いられたスケールモデリング事例についてご紹介いただきました．炉のモジュール化と相似則を活用することで実機試験が省略でき，開発期間が大幅に短縮されたことが示されました．ご多忙中にもかかわらず，ご執筆をご快諾いただきましたこと心より御礼申し上げます．

服部博文先生（名古屋工業大学）による連載企画「乱流伝熱モデル入門」も第 2 回目となりました．本号では，渦拡散係数に対する代表的なモデルについて詳細にご解説いただきました．次号はいよいよ熱伝達の話題とのことで，編集担当委員もとても楽しみにしています．どうぞご期待ください．最後になりますが，大変お忙しい中，ご執筆を快くお引き受けいただきました服部先生に，あらためて深く感謝を申し上げます．

（編集担当委員：早川・松岡）

第 96 期広報委員会

委員長：	西 美奈	電力中央研究所
幹 事：	大徳 忠史	秋田県立大学
委 員：	岸本 将史	京都大学
	江目 宏樹	山形大学
	早川 晃弘	東北大学
	福江 高志	金沢工業大学
	松岡 常吉	豊橋技術科学大学
	李 艶栄	茨城大学

©著作権：2019　一般社団法人　日本機械学会　熱工学部門