

温度場二方程式モデルによる 180° 曲がり円管内の乱流熱伝達解析*

杉山 均^{*1}, 秋山 光庸^{*1}, 清 水利 壽^{*2}Numerical Analysis of Three-Dimensional Turbulent Heat Transfer
in a 180°-Bent Tube by Two-Equation Heat Transfer Models

Hitoshi SUGIYAMA, Mitsunobu AKIYAMA and Toshihisa SHIMIZU

A numerical analysis of convective heat transfer has been performed for a three-dimensional turbulent flow developing in a 180°-bent tube with straight inlet and outlet sections using several two-equation heat transfer models. The calculated results for three types of turbulent model for temperature field are compared with the available experimental data. Although the calculated results using the three models predict well the experimental data of time-averaged temperature, one of these models shows a tendency to overpredict the experimental result. Near the bend inlet the decrease of local Nusselt number, which is caused by laminarization, is observed experimentally at the inner wall. By comparing this decrease of local Nusselt number with the calculated results, we find some discrepancies among the heat transfer models. As regards the difference among the models, the eddy diffusivity for heat is examined quantitatively. As a result of this examination, it is clarified that a reasonable prediction is dependent on the model of the eddy diffusivity for heat and that the mixed time scale, which is a parameter of the eddy diffusivity for heat, plays an important role in predicting the temperature distributions. Therefore, it is necessary to propose an elaborated mixed time scale in order to predict precisely the convective heat transfer in both the near-wall region and a region remote from the wall.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Heat Transfer, Forced Convection, Pipe Flow, Two-Equation Heat Transfer Model

1. 緒 言

曲がり管路は、機械工学、化学工学、原子力工学など多岐分野にわたり使用される機械要素であるとともに、その内部流れはいくつかの興味ある現象を内包することより、多くの研究が古くより報告されている。特に曲がり管路内の乱流場においては、凹凸壁曲率が乱流生成に大きく影響を及ぼしながら、二次流れと相互干渉することより複雑な様相を呈する。また熱移動を伴う場合、あるいは曲がり管路出入口部に非円形断面の助走管路を有する場合には第2種二次流れを伴い、現象はさらに複雑になる。こうした乱流熱伝達現象を数値的に解析する場合には、速度、温度場それぞれにおける乱流モデルが不可欠となる。

この種の曲がり円管乱流に関する実験としては、古くは Rowe⁽¹⁾ による実験が挙げられる。近年においては、Azzola-Humphrey-Iacovides-Launder⁽²⁾, Azzola-Humphrey⁽³⁾ の実験解析がある。彼らは、180° 曲がり円管内乱流を対象にレーザドップラー流速計を用い速度分布、各方向速度変動分布を測定している。ま

た、青山・森崎・二神⁽⁴⁾ は、熱線流速計にて 180° 曲がり円管内乱流の主流方向平均速度分布を壁面近傍も含め測定している。以上の速度場における実験に対し乱流熱伝達を扱った解析は少なく、Baughn-Iacovides-Jackson-Launder⁽⁵⁾, Seban-McLaughlin⁽⁶⁾ などの数例を挙げるのみである。Baughn らは、Azzola らの流れ場を対象に管路を加熱した場合の曲がり部温度分布、ヌッセルト数分布を比較的詳細に報告している。

一方、曲がり円管内乱流場の数値解析は、Patankar-Pratap-Spalding⁽⁷⁾ により高レイノルズ数形 $k-\varepsilon$ 二方程式乱流モデルを用い解析されている。Azzola ら⁽²⁾ も標準的な二方程式モデルを用いて、彼らの行った実験⁽²⁾⁽³⁾ を対象に数値解析を行っている。また、須藤・高見⁽⁸⁾ は、レイノルズ応力方程式を用い、青山・土方・二神⁽⁹⁾ は、計算の簡便性を考慮しレイノルズ応力方程式を代数応力モデルとし、曲がり管路の完全発達乱流場を対象に、実測値との差異分析を報告している。以上の流れ場に対し、温度場を対象とした数値解析例は非常に少ないが Iacovides-Launder⁽¹⁰⁾ は、Baughn ら⁽⁵⁾ の実験を対象に、曲がり管路内の乱流熱伝達解析を行っている。ただし、温度場に対しては零方程式モデルを用いて計算を行っている。

温度場をより正確に予測するには速度場同様、乱流

* 原稿受付 1995 年 7 月 17 日。

^{*1} 正員、宇都宮大学工学部 (〒321 宇都宮市石井町 2753)。^{*2} 宇都宮大学大学院。

モデルが必要となる。この種のモデルには、乱流プラントル数を仮定する零方程式モデル、温度場二方程式モデル、乱流熱流束方程式モデルに大別されるが、現状、零方程式モデルにより解析することが多い。これらのモデルのうち、温度場二方程式モデルに関しては、DNS データベースに基づく各種のモデル開発が、現在精力的になされている。同時に温度場二方程式モデルの特徴を明らかにし、有用性を確認するうえから比較的複雑形状を有する流れ場での検討も行われている。この点に関し二次元バックステップ流れに関する安倍・長野・近藤⁽¹¹⁾の報告があり、零方程式モデルに対する温度場二方程式モデルの優位性を報告している。

そこで、本研究では三次元乱流の熱伝達現象を対象に、先に示した Baughn ら⁽⁵⁾の 180° 曲がり管路内の実験を、代表的な温度場二方程式モデルを用い、解析することにより各モデルの特徴を明らかにすると同時に、その熱流動挙動を解析することを目的とする。温度場でのモデルとしては、零方程式モデル、Nagano-Kim⁽¹²⁾モデル(以降 NK モデル)、Nagano-Tagawa-Tsuji⁽¹³⁾モデル(以降 NTT モデル)、安倍・長野・近藤⁽¹¹⁾モデル(以降 ANK モデル)の 4 種類のモデルを取り上げ解析を行うこととした。なお、本解析においては、第 2 種二次流れの要因を排除する意味より、円形断面管路を解析対象とした。

2. おもな記号

a_t, a : 熱の渦拡散係数および温度伝導率

$C_\lambda, C_{p1}, C_{p2}, C_{D2}, \sigma_h, \sigma_\rho, C_{e2}$: モデル定数

d : 管直径

C_f : 壁面摩擦係数

D_t, E_t : 温度乱れ、温度乱れ散逸方程式付加項

De : デイーン数 $Re(d/R_c)^{1/2}$

k : 乱流エネルギー

Nu : ヌッセルト数

Pr : プラントル数

Re : レイノルズ数 $= W_b d / \nu$

R : 時間スケール比 $= [(t^2/2)/\varepsilon_t](k/\varepsilon)^{-1}$

R_c : 曲率半径

R_h : 乱流レイノルズ数 $= k(k/\varepsilon)^{-1}(t^2/\varepsilon_t)^2/\nu$

R_t : 乱流レイノルズ数 $= k^2/\varepsilon\nu$

r : 円筒トロイダル座標上での半径方向座標

St : スタントン数

$T, \bar{t}$: 時間平均温度および温度乱れ

T_i : 入口直管部での流入温度

T_w : 壁面温度

W_b : 断面内の主流方向平均速度

y : 壁からの垂直距離

y^* : 無次元距離 $= (\nu\varepsilon)^{1/4}y/\nu$

y^+ : 無次元距離 $= \sqrt{\tau_w/\rho}y/\nu$

ε : 乱流散逸

ε_t : 温度乱れの散逸

ν : 動粘性係数

ν_t : 渦動粘性係数

Φ : 円周方向角度

τ_m : 混合時間スケール

Ω : 曲がり角度

3. 解析手法

3.1 計算対象実験 本解析では、Baughn Iacovides Jackson-Lauder⁽⁵⁾の実験を対象とした。彼らは曲がり部入口、および出口部に、助走区間に相当する $50d$ の直円管を設け、作動流体に空気を用い、曲がり管内の温度、ヌッセルト数分布の計測を行っている。加熱部は曲がり入口管 $25d$ 、曲がり管部、曲がり出口管 $25d$ の領域に設定し、壁面に等温加熱条件を課している。実験に際しては加熱部領域と非加熱部領域との温度差が 20°C となるようヒータの調整を行っている。曲がり部の曲率半径は $R_c = 3.375d$ 、曲がり管直径は $d = 7.6\text{ cm}$ で、 180° の曲がり角を有している。この管路形状は、Azzola ら⁽²⁾が行った管路と相似であり、彼らは速度場の乱流解析のため使用している。Azzola ら⁽²⁾はレイノルズ数 $Re = 57\,400$ に設定し実

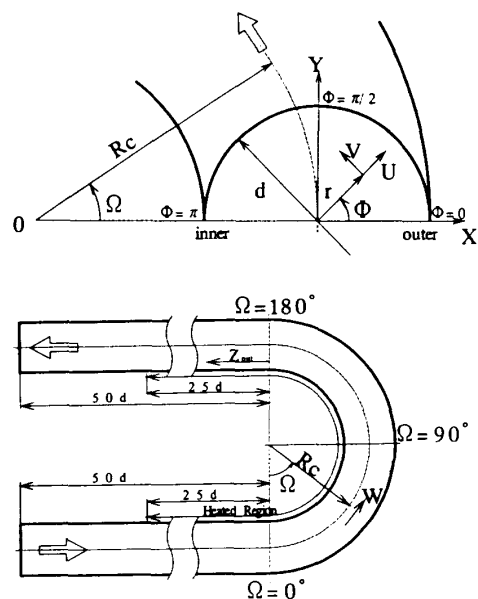


Fig. 1 The test section and definition of coordinate system

験を行ったのに対し, Baughn ら⁽⁵⁾ は, $Re=60\,000$ で解析を行っている点が異なる. しかし, Azzola らは $Re=57\,400$ と $110\,000$ にて実験を行い, 両者で速度場に大きな差のないことを報告している. また, Baughn ら⁽⁵⁾ は加熱, 非加熱時の速度分布に差はなく浮力の影響が小さいことを報告している.

図 1 に円筒トロイダル座標系で示した計算座標系を示す. W は主流方向速度, V は周方向速度, U は半径方向速度を示す. また, 図 1 中の X, Y は断面内での温度分布を実験と比較する際に便利なよう, 便宜的に導入した直交座標系である. 管中心を原点として outer 側, upper 側を正, inner 側を負と定義する. 計算領域は, 系の対称性を考慮して $1/2$ 断面を解析対象とし計算格子は半径方向に 40, 円周方向に 20, 流れ方向に 220 とした. 図 2 にその計算格子配列を示す.

3・2 温度場乱流モデル 解析に際しては, 零方程式モデル, ならびに NK モデル, NTT モデル, ANK モデルを選定し解析を行った. 温度乱れの輸送方程式, 温度乱れに対する散逸輸送方程式は以下のよう示される.

$$\frac{D\bar{l}^2}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(a + \frac{a_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial \bar{l}^2}{\partial x_j} \right\} - 2\overline{u_j l} \frac{\partial T}{\partial x_j} - 2\varepsilon_t - D_t \quad (1)$$

$$\frac{D\varepsilon_t}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(a + \frac{a_t}{\sigma_\phi} \right) \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j} \right\} - C_{P1} f_{P1} \frac{\varepsilon_t}{l^2} \overline{u_j l} \frac{\partial T}{\partial x_j} - C_{P2} f_{P2} \frac{\varepsilon_t}{k} \overline{u_j u_j} \frac{\partial U}{\partial x_j} - C_{D1} f_{D1} \frac{\varepsilon_t^2}{l^2} - C_{D2} f_{D2} \frac{\varepsilon \varepsilon_t}{k} + E_t \quad (2)$$

上式中, 乱流熱流束 $\overline{u_j l}$, 熱の渦拡散係数 a_t は以下のよう定義される.

$$-\overline{u_j l} = a_t \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$a_t = C_\mu f_\mu k \tau_m \quad (4)$$

ここで, τ_m は温度場, 速度場における時間スケールにてモデル化される混合時間スケールを示している.

本解析に用いた温度場乱流モデルの定数系を表 1 に, 経験関数を表 2 に示す. 付加項, 温度乱れの散逸の境界条件は表 3 に示した. これらの温度場二方程式モ

デルを適用する際には, 速度場における二方程式モデルとの整合性を考慮することが必要である. 本解析においては, NK モデルに対しては, Nagano-Hishida⁽¹⁴⁾ モデル (以降 NH モデル) を, NTT モデルに対しては, Nagano-Tagawa⁽¹⁵⁾ モデル (以降 NT モデル) を使用し解析した. また, こうした組合せを長野・島田⁽¹⁶⁾ は推奨している. ANK モデルに対しては, NT モデルに改良を加えた安倍・長野・近藤⁽¹⁷⁾ モデルを適用した. 安倍・長野・近藤⁽¹⁷⁾ モデルは, 渦動粘性係数にコルモゴロフの速度スケールを導入した点に特徴がある. 一方, 零方程式モデルに対しては, 著者ら⁽¹⁸⁾ が Jones-Launder⁽¹⁹⁾ モデルに改良を加えたモデル (以降改 JL モデル) を用い乱流プラントル数 0.9 を与えて計算を行った. 零方程式モデルと NK モデルは, 速度場と温度乱れの壁面漸近挙動を再現せず, 壁面ごく近傍においては物理現象の厳密さを欠くという点で共通したモデルであるが, 乱流プラントル数を仮定しない NK モデルのほうが零方程式モデルより有用性に富むことは明らかである. NTT, ANK モデルは, 壁面での漸近挙動, すなわち $k \propto y^2$, $\nu_t \propto y^3$, $\varepsilon \propto y^0$,

Table 1 Constants in the two equation model for scalar turbulence

model	C_μ	C_{P1}	C_{P2}	C_{D1}	C_{D2}	σ_h	σ_ϕ	$C_{\varepsilon 2}$
NK	0.11	1.80	0.72	2.2	0.8	1.0	1.0	1.9
NTT	0.10	1.70	0.64	2.0	0.9	1.0	1.0	1.9
ANK	0.10	1.90	0.60	2.0	0.9	1.6	1.6	1.9

Table 2 Functions in the two equation model for scalar turbulence

model	f_μ	f_{P1}	f_{P2}	f_{D1}
NK	$\left[1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{Pr}}{30.5} \frac{2}{C_\mu} S_\mu y^+ \right) \right]^2$	1.0	1.0	1.0
NTT	$\left[1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{Pr}}{26} y^+ \right) \right]^2$	1.0	1.0	$\left[1 - \exp \left(- \frac{y^+}{5.8} \right) \right]^2$
ANK	$\left[1 - \exp \left(- \frac{y^+}{14} \right) \right] \left[1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{Pr}}{14} y^+ \right) \right] \left[1 - \exp(-y^+) \right]^2$	1.0	1.0	$\left[1 - \exp(-y^+) \right]^2$

f_{D2}	τ_m
1.0	$\frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2R}$
$\frac{C_\mu f_\mu - 1}{C_{D2}} \left[1 - \exp \left(- \frac{y^+}{6} \right) \right]^2$	$\frac{k}{\varepsilon} \left\{ (2R)^2 + \frac{3.4\sqrt{2R}}{R^{1/4}} \right\}$
$\frac{C_\mu f_\mu - 1}{C_{D2}} \left[1 - \exp \left(- \frac{y^+}{5.7} \right) \right]^2$	$\frac{k}{\varepsilon} \left\{ \frac{2R}{0.5+R} + \frac{3\sqrt{2R}}{R^{1/4} Pr} \exp \left[- \left(\frac{R}{200} \right)^{1/4} \right] \right\}$

$$f_\mu = 1 - \exp \left(- (R/6.5)^2 \right)$$

Table 3 Additional terms and boundary conditions

model	D_t	E_t	$\varepsilon_t = a_{\varepsilon t} l - B_\varepsilon C_\varepsilon$
NK	$2a \left(\frac{\partial \sqrt{l^2}}{\partial x_j} \right)^2$	$aa_t (1-f_\mu) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2$	0
NTT	0	0	$a \left[\frac{\partial^2 (l^2/2)}{\partial y^2} \right]$
ANK	0	0	$a \left[\frac{\partial^2 (l^2/2)}{\partial y^2} \right]$

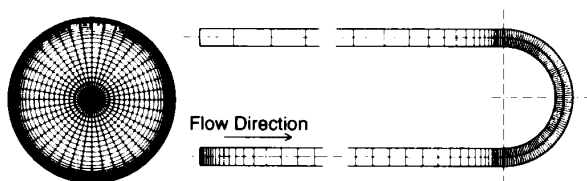


Fig. 2 Computational mesh

$a_t \propto y^3$ (壁温変動なし), $a_t \propto y^2$ (壁温変動あり), $\varepsilon_t \propto y^0$ を満足し壁面近傍の物理現象を正確に表現することができる。

速度場にて用いた二方程式モデルのうち NH モデル, 改 JL モデルは, 壁面近傍における乱れの壁面漸近挙動を再現していないモデルであるのに対し, NT モデル, 安倍・長野・近藤⁽¹⁷⁾ モデルは, この壁面漸近挙動を正確に表現したモデルである。すなわち, 改 JL, NH モデルは渦動粘性係数中のモデル関数 f_μ は $f_\mu \propto y^2$ で, 乱流散逸の境界条件を $\varepsilon=0$ としていることより $\varepsilon \propto y$ であり, したがって渦動粘性係数の壁面漸近挙動は $\nu_t \propto y^5$ となる。これは正しい漸近挙動 $\nu_t \propto y^3$ を満足していない。この点, NT, 安倍・長野・近藤⁽¹⁷⁾ モデルは f_μ に, それぞれ乱流レイノルズ数 R_t , コルモゴロフの速度スケールを導入し, $f_\mu \propto y^{-1}$ とし, 乱流散逸の境界条件に有限値を課すことより $\varepsilon \propto y^0$ とし, 正しい漸近挙動 $\nu_t \propto y^3$ を確保している。

3・3 数値解析 Baughn ら⁽⁵⁾ の実験条件, 装置を踏襲しレイノルズ数は $Re=60\,000$ (ディーン数 $De=32\,600$) とし曲がり管出入口部には, $50d$ の直管部を設けた。加熱部は曲がり入口管 $25d$, 曲がり管部, 曲がり出口管 $25d$ の領域に設定し, 壁面には等温加熱条件を課している。

計算手法は既報⁽²⁰⁾ に準じた。ただし, 運動方程式中の浮力項は小さいものとして無視した。

4. 結果と考察

温度場の特性値を比較する前に, 速度場における各モデル評価が必要と思われるが, NH, NT, 改 JL モデルにしては, 既報⁽²⁰⁾ にて差異は認められないことを報告した。また, 安倍・長野・近藤⁽¹⁷⁾ モデルにしても同様な結果となっていることを確認している。そこで, 以降温度場に限って比較し, 速度場での実験結果との比較は割愛する。

4・1 平均温度場の比較 図3に, 各モデルより算出した温度分布を曲がり部, 出口直管部にて比較した計算結果を実験結果と共に示す。各温度分布の比較図は, 図1に示した座標軸の上下対称軸 ($Y=0.0$ に相当) と直交する垂線に沿って, 上下対称軸から壁面までの温度分布を比較している。したがって, $X=0.0$ は図1の座標系にて左右対称軸 ($\phi=\pi/2$) を示し, $Y=0.0$ は上下対称軸を示している。また, 図3中の Z_{out} は曲がり管路出口から下流方向への距離を示している。

この種の曲がり管路は, 圧力こう配により誘起される二次流れにより温度分布は大きく影響されることに

なる。例えば, $Y=0.0$ の曲がり角 $\Omega=55^\circ$ から 165° 位置の inner 側において, 温度は outer 側に比較して高い値を示しているが, これは二次流れにより温度の高い流体が移流されることにより誘起された現象と解釈される。さらに, $Y=0.0$ における結果より, 二次流れにより, 影響を受けた温度分布は, 曲がり管路出口直管部に流入しても, その分布形状を保持している様子を知ることができる。また, inner 側に位置する $X=-0.39d, -0.28d$ の $\Omega=15, 55^\circ$ の温度分布に着目すると, 上下対称軸に相当する $Y/d=0.0$ 近傍にて曲がり角 55° の温度分布は曲がり角 15° の温度分布と比較して急激に上昇している。こうした現象も二次流れによる熱の移流効果によるものと解釈される。こうした影響は, 特に inner 側において顕著であり outer 側に位置する $X=0.25d, 0.36d$ の $\Omega=15, 55^\circ$ の温度分布においては大きな変化は認められない。

以上のような特徴的な現象を, いずれのモデルも, 比較的良好に予測していることがわかる。また, いずれの結果においても, 零方程式, ANK モデルが同程度の値を示し, NK, NTT モデルの順で高い値をとることを特徴的な点として指摘できる。

次に, 曲がり部壁面, 出口直管部壁面に沿う局所ヌッセルト数分布を各モデルと実験とで比較した結果を図4に示す。ヌッセルト数算出の際に用いた代表温度差は, 実験同様, 壁面温度と管中心温度の差を用いた。実験結果に特徴的な点として曲がり角 $\Omega=15^\circ$ の inner 側 ($\phi=\pi$) にて, ヌッセルト数は outer 側の値と比較してわずかに減少することを指摘できる。曲がり角 $\Omega=15^\circ$ 近傍では, 二次流れの発達は顕著なものでなく速度分布, 温度分布をひずませるまでには至っていない。したがって, この inner 側でのわずかなヌッセルト数の減少は比較的小さい曲がりを有することに起因するものと思われる。すなわち, 流れが曲がり管路に流入すると, きつい曲がりを有する外壁の存在により, 流れ方向に沿って逆圧力こう配が外壁に沿って生成される。この外壁側での高い圧力より, 最大主流方向速度, あるいは値の小さな乱流エネルギーが, 管路内壁側に寄ることになる。この結果, 内壁近傍では乱流エネルギーが小さい, すなわち層流化状態に近い流れ場が形成される。さらに壁面近傍を流れる比較的高速の流体は, 内壁に熱を移流することより, ヌッセルト数を減少させているものと解釈される。

さらに下流域の $\Omega=55^\circ$ においては, 二次流れ強度は大きく速度等値線, 温度等値線を内壁側より管中心部に向かって突出した分布に変化させ, 等値線間隔も粗な分布を示す。したがって, 内壁側では温度こう配

は小さくなり、ヌッセルト数は外壁側に比較して内壁側にて小さな値を示すことになる。この傾向は曲がり角55°以降の曲がり管路部で共通する現象であるが、出口直管部に流入してもこの傾向が保持されている。これは、この領域においても二次流れが存在すること

を示唆し、計算結果をみても二次流れ、速度等値線、温度等値線のひずみを確認できる。

以上のような特徴的な傾向は、いずれのモデルでも予測しているが、子細に検討すると曲がり角 $\Omega=15^\circ$ のヌッセルト数分布に対し、NTTモデルは、実験値

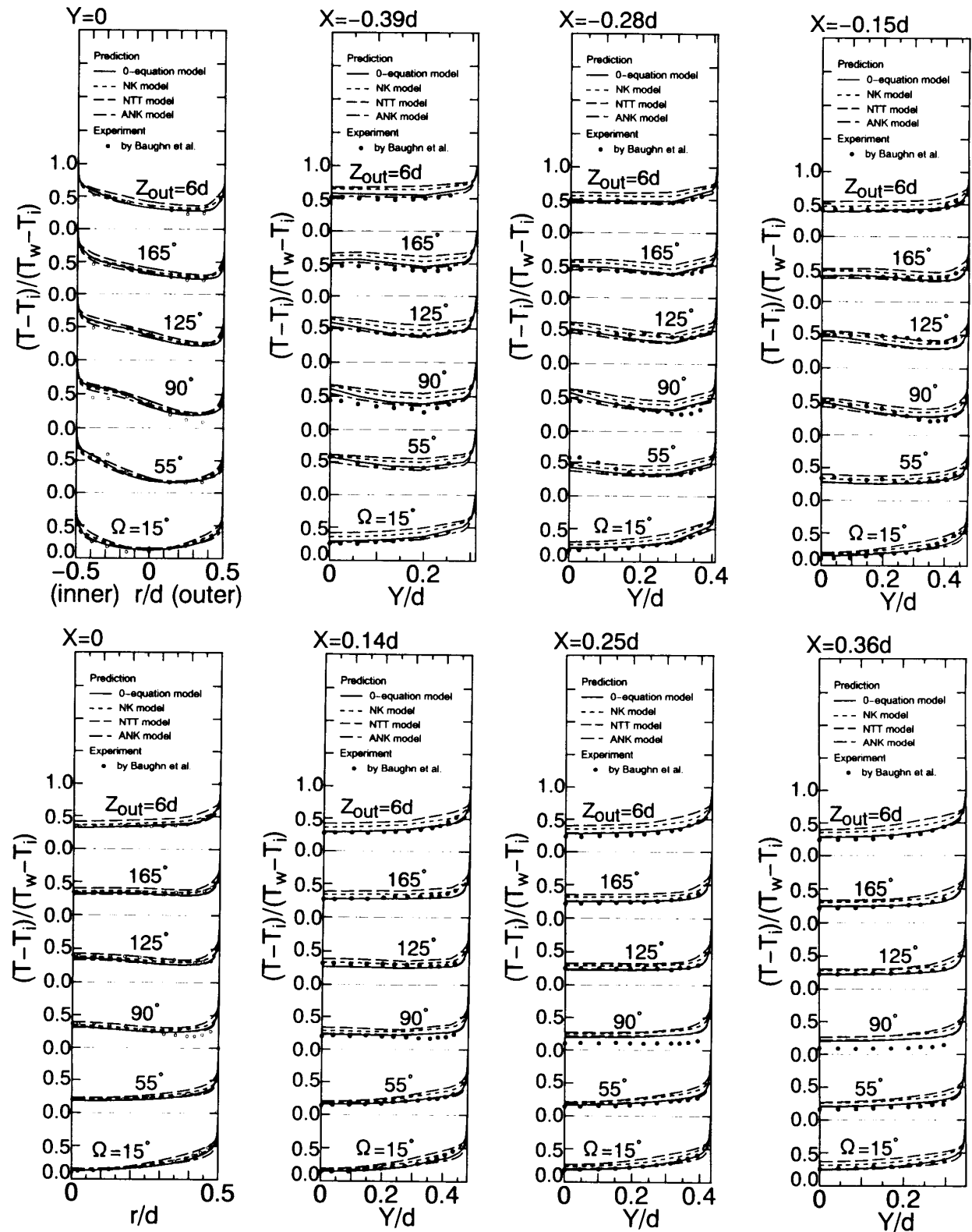


Fig. 3 Comparison of normalized temperature profiles

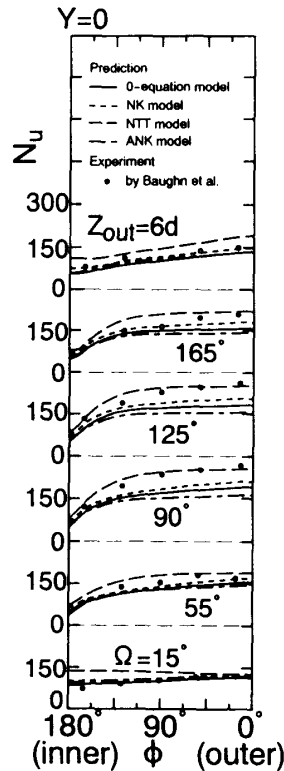


Fig. 4 Comparison of local Nusselt number

より高い値を予測している。しかし、 $\Omega=90^\circ$ 断面においては、NTT モデルが実験値に最も近い値を示している。また、温度分布において指摘した点と同様に、零方程式モデルと、ANK モデルとが同程度の値をもち、NK, NTT モデルの順で計算値は高くなっている。この差異要因として、各モデルを特徴づける熱の渦拡散係数を指摘できる。次にこの熱の拡散係数について定量的な検討を行った。

4.2 温度場二方程式モデル検討 熱の渦拡散係数

a_t は、混合時間スケール τ_m を用い式(4)のように定義される。ここで、熱の渦拡散係数が各モデルでどのような挙動を示すかを検討するため、上下対称軸 ($Y=0.0$) に沿う線上の値を、代表的断面にて算出し比較した。結果を図5に示す。各モデルとも特徴的な分布を示しているが、NTT モデルの分布は、他のモデルと比較し大きな値を示し、分布形状他のモデルとは異なっている。この傾向は、特に曲がり角 $\Omega=90^\circ$ 断面以降顕著である。温度、ヌッセルト数とも NTT モデルが最も大きな値を示しているが、熱の渦拡散係数と強い相関があることを示唆している。

次に、熱の渦拡散係数を構成する各項、すなわち壁乱流の特性を表現する f_k と、混合時間スケール τ_m の挙動について検討する。NTT モデルの場合、 f_k 中に $(1+3.4/R_h)$ の項を含むが、この項は、混合時間スケ-

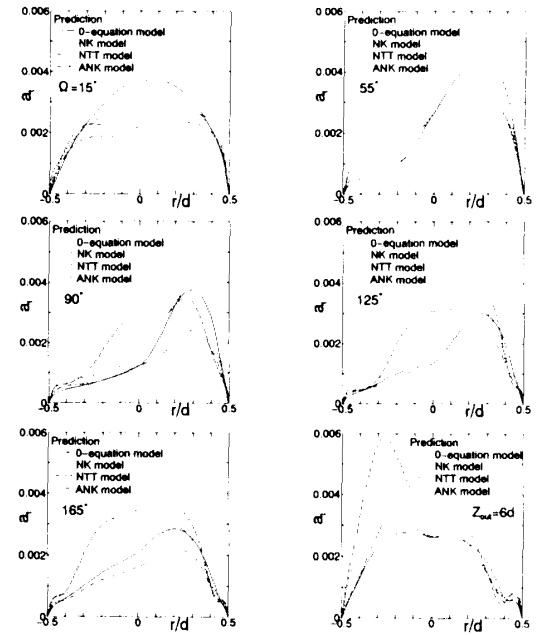


Fig. 5 Distributions of eddy diffusivity for heat

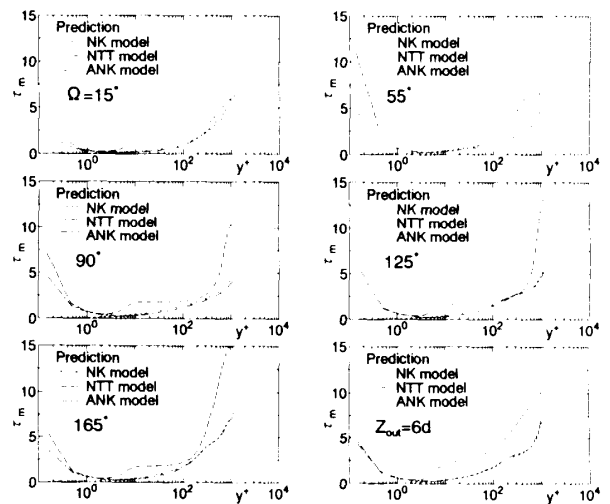
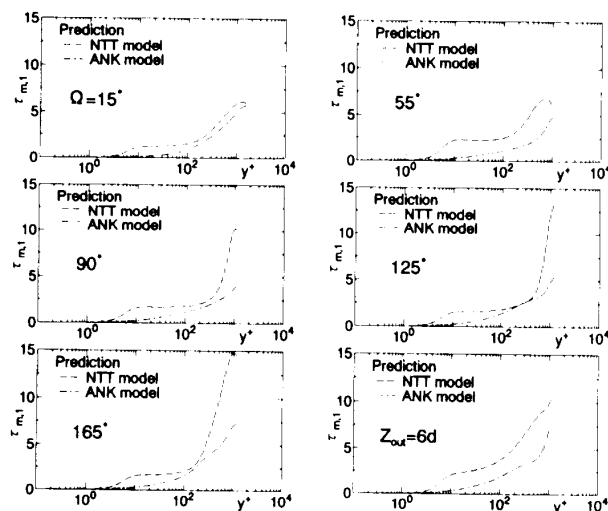
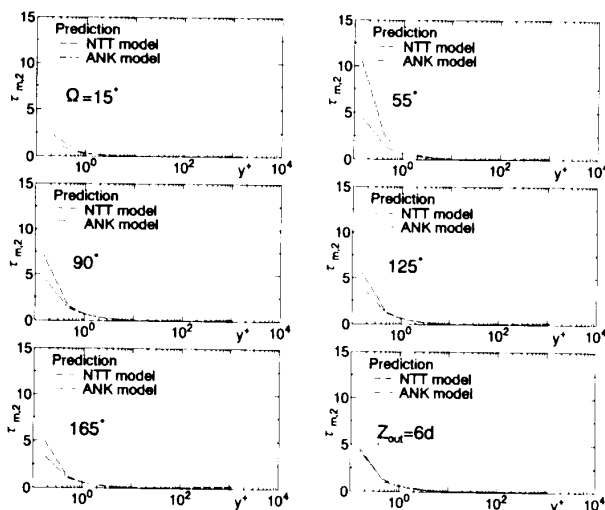


Fig. 6 Distributions of mixed time scale (inner wall side)

ルで定義される乱流レイノルズ数 R_h を用いて示され、 τ_m に、より直接的に影響するため表2に示すように f_k に含めずに、 τ_m の項に含めて検討を行った。こうした分類は服部・長野⁽²¹⁾ に沿った。 τ_m に関し比較した結果を図6に示す。また、 f_k に関しては、どのモデルにおいても、ほぼ同様な分布を示していることより、ここではその結果を割愛する。図6は無次元距離 y^+ を横軸にとって整理し、上下対称軸の inner 側における結果を示している。特徴的な点として、曲がり角 $\Omega=55^\circ$ 以降の管路中心部近傍にて、NTT, NK, ANK モデルの順で小さくなることを指摘できる。この傾向は温度分布に観察された傾向と符合する結果となつて



(a) Calculated profiles of term containing time scale ratio



(b) Calculated profiles of term containing turbulent Reynolds number

Fig. 7 Distributions of terms of mixed time scale (inner wall side)

いる。このことは τ_m の定義に管路内部温度が大きく依存することを示しており、 τ_m のモデル化が重要な要因となることを示唆している。また、壁近傍の分布に着目すると、 $y^+ < 1$ の領域では多少異なるものの NTT、ANK モデルは類似の分布を示していることより ANK モデルは、壁近傍では NTT モデルの壁面漸近挙動を保証しながら、壁面から離れるにつれ NK モデルに漸近するという特徴を有しているともいえる。以上のような特徴は outer 側においても同様に認められた。

NTT、ANK モデルの τ_m は、表 2 に示すように時間スケール比 R を含む第 1 項 ($\tau_{m,1}$) と、乱流レイノルズ数 R_t を含む第 2 項 ($\tau_{m,2}$) により構成されている。図 7 に、 τ_m を構成する各項の変化を示す。図 7(a) に第 1 項の計算結果を (b) に第 2 項の計算結果を示

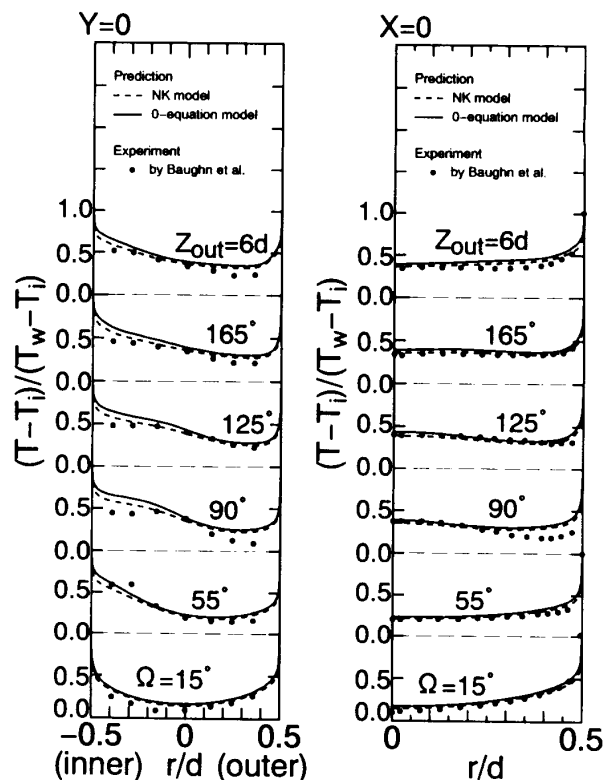


Fig. 8 Normalized temperature profiles of zero equation and two equation heat transfer models

す。提示した位置は図 6 に示した位置と同位置である。図 7 より明らかなように、第 1 項は $y^+ = 1.0$ 程度から立ち上がり壁面より離れるに従い増加し、管中心部近傍にて最大値を示す。一方、第 2 項目は $y^+ = 1.0$ 近傍から壁面極近傍まで単調に増加している。以上の結果より、壁面から離れた領域では τ_m の第 1 項が支配的であり、この領域を正確に予測するには第 1 項目のモデル化が重要であり、逆に壁近傍においては第 2 項のモデル化が重要であることが理解できる。以上のような inner 側での特徴的な傾向は、outer 側においても同様に認められた。

また、図 3 に示した温度分布の比較図より零方程式モデルが比較的实验値に近い値を示しているが、これは零方程式モデルが他のモデルより優位なことを示すのではなく、改 JL モデルとの組合せに起因した結果と解釈される。図 8 は速度場の乱流モデルに NH モデルを用い、温度場で NK モデルと、零方程式モデルとを用い計算した結果であるが、温度場二方程式モデルのほうがより実験値に近い値を予測している。したがって、零方程式モデルに対する温度場二方程式モデルの優位性を定量的に確認することができる。同時にこうした結果は、速度場、温度場におけるモデルの組合せに、計算結果は左右されることを示しており、モデルの組合せ方も重要な要因になることを示唆してい

る。

5. 結 論

Baughn-Iacovides-Jackson-Lauder⁽⁵⁾ の実験を対象に、零方程式モデルを含む、代表的な温度場二方程式モデルを用いて数値解析を行い、曲がり管路乱流熱伝達現象について考察するとともに、各温度場二方程式モデルの比較検討を行い次の結論を得た。

(1) 本解析例の 180° 曲がり円管路においては、各温度場乱流モデルによる多少の差は認められるものの顕著な差は認められなかった。厳密性を問題にしなければ、零方程式モデルも含めいずれのモデルでも温度分布を予測可能である。

(2) 曲がり角 $\Omega = 15^\circ$ 断面の内壁側にてヌッセルト数は外壁に比較して減少する特徴的な分布を示す。NTT モデルはこの現象を予測してはいないが $\Omega = 90, 125^\circ$ 断面でのヌッセルト数は、他のモデルと比較して良好に予測している。

(3) 時間平均温度分布は熱の渦拡散係数と大きな相関をもち、特に熱の渦拡散係数を構成する混合時間スケールにより左右される。したがって、混合時間スケールのモデル化の違いにより温度場は大きく支配される。

(4) NTT, ANK モデルの混合時間スケールは、時間スケールより構成される項と、乱流レイノルズ数 Re を含む項とにより構成されるが、前者は壁面から離れた領域で、後者は壁面極近傍にて支配的であり、壁面から離れた領域では前者のモデル化が、壁面近傍では後者のモデル化が重要となる。

(5) 温度場を正確に予測するには温度場、速度場における乱流モデルの組合せ方も重要な要因となることを示した。

文 献

- (1) Rowe, M., *J. Fluid Mech.*, **43**(1970), 771-783.
- (2) Azzola, J., Humphrey, J. A. C., Iacovides, H. and Launder, B. E., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **108**(1986), 214-221.
- (3) Azzola, and Humphrey, J. A. C., *Univ. California, Rep. LBL 17681*(1984).
- (4) 青山善行・森崎秀行・三神浩三, 第 30 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II (1993), 520-522.
- (5) Baughn, J. W., Iacovides, H., Jackson, D. C. and Launder, B. E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **109**(1987), 43-48.
- (6) Seban, R. A. and McLaughlin, E. F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **6**(1963), 387-395.
- (7) Patanker, S. V., Prapat, S. V. and Spalding, D. B., *J. Fluid Mech.*, **67**(1975), 583-595.
- (8) 須藤浩三・高見敏弘・機論, **54** 506, B(1988), 2755-2761.
- (9) 青山善行・土方邦夫・三神浩三, 機論, **56** 528, B(1990), 2300-2308.
- (10) Iacovides, H. and Launder, B. E., *Proc. 4th Int. Conf. Numer. Meth. Laminar Turbulent Flow*, (1985), 1023-1045.
- (11) 安倍賢一・長野靖尚・近藤継男, 機論, **60** 573, B(1994), 1743-1750.
- (12) Nagano, Y. and Kim, C., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **110**(1988), 583-589.
- (13) Nagano, T., Tagawa, M. and Tsuji, T., *Proc. 3rd ASME JSME Thermal Joint Conf.*, **3**(1991), 223-240.
- (14) Nagano, Y. and Hishida, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **109**(1987), 156-160.
- (15) Nagano, Y. and Tagawa, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **112**(1990), 33-39.
- (16) 長野靖尚・島田昌也, 数値流体力学学会誌, **2** 1(1993), 3-19.
- (17) 安倍賢一・長野靖尚・近藤継男, 機論, **58** 554, B(1992), 3003-3010.
- (18) Akiyama, M., Murakoshi, T., Sugiyama, H., Cheng, K. C. and Nishiwaki, I., *JSME Int. J.*, **31**(1988), 289-298.
- (19) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **15**(1972), 301-313.
- (20) 杉山 均・秋山光庸・菊池 裕, 機論, **61** 585, B(1995), 1707-1713.
- (21) 服部博文・長野靖尚, 機論, **61** 583, B(1995), 1114-1121.