粗い差分格子を用いた乱流の数値計算手法に対する一提案*

佐藤 勲^{*1}, 黒崎 晏夫^{*1}A Refined Numerical Procedure for Turbulent Flow
with Coarse Grids of Finite Difference Calculation

Isao SATOH and Yasuo KUROSAKI

A refined numerical procedure to obtain the turbulent heat transfer and friction factor using the coarse grid nodes of finite difference calculation is proposed in this paper. The correction technique of velocity and temperature gradients at the wall for solving the turbulent momentum and energy equations is studied. The gradients at the wall are corrected by considering the effects of combination of molecular and turbulent diffusivity. Therefore, this procedure requires neither the wall functions, which have been often adopted in numerical calculations for turbulent flows, nor a grid node adjacent to the wall to be in the viscous sublayer; it is applicable to solving any turbulent flow. Calculations due to the proposed method are performed for the prediction of turbulent heat transfer in a tube flow, and the results are compared with those obtained using the conventional k - ϵ model with wall functions. The results in this paper are preferable especially in the region where the turbulence Reynolds number is low. In addition, to adapt the present method for more general flows, the k - ϵ model of Chieng and Launder in which the molecular diffusion terms in k and ϵ are not omitted, is used in conjunction with the present procedure.

Key Words: Numerical Procedure, Low Turbulence Reynolds Number Flow, Coarse Grid Nodes, Wall Function, k - ϵ Model

1. 緒 言

乱流は熱や物質伝達に優れ、かつ容易に得ることのできる流動様式であるため、工学の各分野で広く用いられているが、その輸送機構は層流に比べて複雑で、まだ不明な点も少なくない。したがって、乱流場の流れや熱および物質輸送の検討は実験的になされることが多かった。しかしながら、近年の電子計算機の発達により、乱流場を数値的に解析しようとする試みが増えてきている。

乱流場の解析は、時間平均されたレイノルズ方程式を解くことによって行われるが、この式中の変動成分を厳密に扱うことは不可能であるので、一般にはなんらかの近似、いわゆる乱流モデルを用いることが多い。乱流モデルには、ブジネ近似に基づく乱流動粘性係数の概念を用いた0~2方程式モデルや、レイノルズ応力をそのまま解くレイノルズ応力モデルなどがあり、数多くの研究者によって開発が進められている。これらの乱流モデルの中で、その適応性の広さや他の高等モデルに比べて解析が容易であることなどが広く

用いられているものに、2方程式モデルの1種である k - ϵ モデルがある。 k - ϵ モデルは、乱流エネルギー k とその散逸率 ϵ に関する輸送方程式を解き、この二つの値から乱流動粘性係数を求める手法であり、Launderら⁽¹⁾や河村⁽²⁾によって、多様な乱流場においてよい精度で解析が可能のように開発がされている。しかしながらこのモデルでは、 k と ϵ に関する非線形な方程式を速度と同時に解く必要があり、解を得ることは簡単ではない。そこで、乱流動粘性係数を既知関数で与える0方程式モデルが使用されることも少なくないが、この乱流モデルは適用可能な流れの範囲が狭いという欠点を有する。

どのような乱流モデルを使用するかは、流れ場の形態や要求される精度によって決定されるべきであるが、いずれの乱流モデルを用いても実際に数値計算を行う際には計算に使用する格子分割の大きさが問題となる。これは、乱流動粘性係数に代表される乱流諸量が壁近傍で急激に変化する性質を有しているからであり、これに対処するために壁近傍で差分格子を十分細かく切ることが必要となる。しかしながら細かい格子分割は計算機容量や計算時間の増大などの不利益が少なくないため、一般には壁関数を利用することのほうが多い。

* 昭和62年4月3日 第64期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和61年5月24日。

^{*1} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

壁関数は、壁近傍の乱流諸量の性質を既知関数として与えるものであり、壁近傍を差分計算によって解かないので、格子分割の影響を受けにくいとされている。しかしほとんどの壁関数が分子粘性が乱流粘性に比べて無視できるとした高乱流レイノルズ数領域の乱流モデルに対するものであるため、壁近傍の格子分割に制限があって使用しにくい。また、壁関数のもととなる乱流諸量の分布は発達した流れにおいて求められたものであることが多いため、壁関数を用いて伝熱工学上重要な熱的発達途中の温度分布を精度よく求めることはできない。

そこで本研究では、乱流場の数値計算におけるこれらの問題点を解決するために、低乱流レイノルズ数領域の流れ場や熱的発達途中の温度場を壁関数や細かい格子分割を用いることなしに、壁近傍の乱流諸量の分布形状を利用して、壁から一点めの格子点が粘性底層外にある場合にも十分な精度で計算することのできる手法を提案する。また、この手法による結果を壁関数を用いた $k-\epsilon$ モデルの結果と比較して、その有効性の確認も行う。本手法は Patankar らの Slip 値を用いた方法⁽³⁾と類似の概念を有しているが、実際に計算を行う際の便宜を考え、より広範な乱流モデルとの組合せを可能としている点が特徴である。

2. 主 な 記 号

$$G_z: \text{グレッツ数} = \frac{Re \cdot Pr \cdot 2R_o}{Z}$$

k : 乱流エネルギーまたは熱伝導率

$$Nu: \text{ヌッセルト数} = \frac{Q_{2R_o}}{(T_w - T_b)k}$$

p : 圧力 (無次元)

Pr : プラントル数 = 0.7

q_{in} : 加熱熱流束 (無次元)

R_o : 流路内半径

r : 半径 (無次元)

$$Re: \text{レイノルズ数} = \frac{V_{zm} \cdot R_o}{\nu} \text{ or } \frac{V_{zm} \cdot 2R_o}{\nu}$$

$$t: \text{温度 (無次元)} = (T - T_o) / \frac{Q_{in} \cdot R_o}{k}$$

u_f : 摩擦速度

v_z : 流速 (無次元)

z : 流れ方向の距離 (無次元)

ϵ_m : 乱流動粘性係数 (無次元)

ϵ_h : 乱流温度伝ば率 (無次元)

ϵ : 散逸率

ν_t : 乱流動粘性係数

σ : 乱流プラントル数

θ_h : 加熱角

3. 基礎方程式と概念

3.1 基礎方程式 乱流場の一例として今回は管内流の伝熱を取り上げた。その物理モデルを図 1 に示す。流路は内半径 R_o の円管で、流れは流路入口に十分発達した流速分布をもって流入するとする。加熱は一般的な条件の一例として、流路壁の周囲の一部が熱流束一定の条件で加熱され、他の部分は断熱されている場合を取り上げた。このとき、流体の物性値の変化、自然対流の発生、流路壁内の熱伝導とふく射伝熱を無視すると、流れおよび温度の基礎方程式は無次元化された形で次のようなる。

$$0 = -\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{Re} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \epsilon_{mr}) r \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$v_z \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{Re Pr} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \epsilon_{hr}) r \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (1 + \epsilon_{h\theta}) \frac{\partial t}{\partial \theta} \right] \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\int_S v_z dS = v_{zm} \times S \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで ϵ_m と ϵ_h は乱流の渦動粘性係数と渦温度伝ば率 (無次元) である。また、これらの方程式では、エンタルピーの Z 方向の拡散は他の方向のそれに比べて十分に小さいとして無視してある。

図 1 の物理モデルに相当する境界条件は次のとおりである。

壁面で: $v_z = 0$

$$\frac{\partial t}{\partial r} = q_{in}, q_{in} = \begin{cases} 1 & (\text{加熱部で}) \\ 0 & (\text{非加熱部で}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4)$$

流路中心で:

$$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$$

温度と温度こう配が連続

さて、 ϵ_m と ϵ_h を求めるためにどのような乱流モデル

図 1 解析モデル

ルを用いるかを決定する必要があるが、後述するように今回提案する手法では壁近傍の乱流諸量の詳細な分布が必要であるので、ここではその容易に得られる0方程式モデルを用いることにする。他の乱流モデルとの組合せについては後に検討を加える。従来、いくつかの0方程式モデルが報告されているが⁽⁴⁾⁽⁵⁾、ここではReynoldsの用いたCessの式⁽⁶⁾を用いる。Cessの式は円管内の乱流に対して半径方向の渦動粘性係数を与えるものであり、他の0方程式モデルのように壁からの距離によっていくつかの関数を使い分ける必要がないので便利である。すなわち、

$$\varepsilon_{mr} = \frac{1}{2} \left[1 + 4K^{+2}n^{+2} \frac{(1+r)^2(1+2r)^2}{36} \right. \\ \left. \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{n^+}{A^+}\right) \right\}^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $n^+ = n\sqrt{\tau_w/\rho}/\nu$ 、 n は壁からの距離、

$$K^+ = 0.4, \quad A^+ = 26$$

また、今回の物理モデルのように周方向に非均一な加熱を受ける流路の伝熱に対しては、乱流諸量の非等方性の影響が小さくないことが知られているので、ここでは乱流動粘性係数を非等方として扱い、周方向の乱流動粘性係数を次のようにして定めた。

$$\varepsilon_{m\theta} = \varepsilon_{mr}(r=0) = \text{const.}$$

さらに渦温度伝ば率は乱流プラントル数を0.9で一定として求めた。

3・2 計算手法と壁近傍の近似的取扱い 以上の基礎方程式を式(4)の境界条件のもとで解析的に解くことは不可能であるので、ここでは差分方程式のimplicit解法によって計算を行った。

緒言でも述べたように、差分計算による乱流計算は壁近傍の差分格子の大きさに強く影響される。よい精度で乱流計算を行うためには、一般に壁近傍の差分格子分割を粘性底層の厚さと同程度かそれより細かくする必要があるとされているが、このような細かい差分格子分割は計算機容量や計算時間の増大をひきおこすため煩雑である。また、2方程式モデル等では壁関数を用いてこの煩雑さを回避することが多いが、壁関数を用いると工学的に重要な熱的に発達途中の温度分布を精度よく計算することができない。そこで差分近似に以下に述べるような近似を取り入れて、粗い格子分割のままで精度の高い乱流解析が行えるよう工夫した。なお、以下では温度場を例にあげて述べてあるが、速度場についても全く同様である。

手順1 微分方程式の差分化 微分方程式を差分化するには、乱流温度伝ば率 ε_r が場所の関数であることに注意して差分近似を行う必要がある。したが

ってエネルギー方程式の半径方向の拡散項

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (1 + \varepsilon_{rr}) r \frac{\partial t}{\partial r}$$

は次のように差分近似される。

$$\frac{1}{r(I)} \left\{ r(I+0.5) \{1 + \varepsilon_{rr}(I+0.5)\} \frac{t(I+1) - t(I)}{\Delta r(I+1)} \right. \\ \left. - r(I-0.5) \{1 + \varepsilon_{rr}(I-0.5)\} \frac{t(I) - t(I-1)}{\Delta r(I)} \right\} / \\ \frac{1}{2} \{ \Delta r(I+1) + \Delta r(I) \}$$

ここで、 I は半径方向の差分格子番号、 $I+0.5$ は I と $I+1$ の中間の値、 $I-0.5$ は I と $I-1$ の中間の値を表す。

手順2 境界条件の差分化 温度場を差分法で解くためには境界条件をも差分化する必要がある。今回の解析では加熱条件を熱流束一定としているから、温度場の壁面における境界条件は、

$$\frac{\partial t}{\partial r} = q_{in} \cdot \rho_{in} \begin{cases} 1 & (\text{加熱部で}) \\ 0 & (\text{非加熱部で}) \end{cases}$$

であり、これをそのまま差分化すると、

$$\frac{t(1) - t(0)}{\Delta r(1)} = q_{in}(J) \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここで格子番号0は壁を、1はその隣の格子点を表す。しかし、この差分化は格子間で乱流温度伝ば率(熱伝導率)が変化することを考慮していないので、壁近傍の格子間隔が大きく壁とその隣の格子点の間で温度伝ば率(熱伝導率)が一定とみなせない場合には、算出された加熱壁面温度や混合平均温度に誤差を生じる。そこで壁とその隣の格子点間の熱の発生、消散および対流を無視し、半径方向の拡散のみを考えて得られる熱流束を境界条件とすることにする。こうすると、この格子間では熱流束は一定とみなせるから、格子中間の温度伝ば率(熱伝導率)と温度こう配で求まる熱流束を境界条件に用いることができる。すなわち、

$$\{1 + \varepsilon_{rr}(0.5)\} \frac{t(1) - t(0)}{\Delta r(1)} = q_{in}(J) \dots\dots\dots (7)$$

この差分化は手順1で述べた他の部分の差分化と同一であるので、加熱熱量と流体の温度上昇の対応のよくとれた結果を得ることができる。

手順3 熱伝達率算出用の壁面温度 手順1、手順2で述べた差分化と境界条件の修正は操作体積の概念をもってすれば容易に導出される。これらを用いることによって温度場の解析を比較的よい精度で行うことができる。しかしながらこの手法によって求まる壁面温度は実際よりもやや低い値となる。これは差分計算では壁近傍の乱流温度伝ば率(熱伝導率)の急激な変

化による温度こう配の変化を平均化しているためである。この様子を図2に示した。したがって、この結果から熱伝達率を算出すると誤差を生じる。これを防ぐために、ここでは熱伝達率を算出するための壁面温度を差分計算とは別途求めることにする。

熱伝達率算出用の壁面温度の算出にあたっては、次の二つの仮定をおいた。

(1) 壁面とその隣の格子点間で、半径方向の熱流束の大きさを一定とする。

(2) 差分計算によって求めた壁の隣の格子点の温度には差分格子の粗さは影響せず、正しいものとする。このとき、壁とその隣の格子点の間の半径方向の熱流束は、

$$(1 + \varepsilon_{hr}) \frac{\partial t}{\partial r} = q_{in} = \text{const.}$$

と書けるから、この間の温度こう配は次のように表すことができる。

$$\frac{\partial t}{\partial r} = q_{in} / (1 + \varepsilon_{hr})$$

これを壁の隣の格子点から壁に向かって積分すると、壁面温度は、

$$t(0) = \int_{r(1)}^{r(0)} \frac{\partial t}{\partial r} dr + t(1) \\ = \int_{r(1)}^{r(0)} \frac{q_{in}}{(1 + \varepsilon_{hr})} dr + t(1) \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。 ε_{hr} にはCessの式で定まる分布を代入すればよい。この積分を実行するためには壁近傍の格子間で乱流温度伝ば率の分布が既知であることが必要であり、これが今回乱流モデルに0方程式を採用した理由のひとつである。なお、式(8)の初積分関数は容易に積分可能な形ではないので、実際の積分には数値積分を用いた。

以上が本報で提案した乱流解析手法の骨子である。

図2 壁近傍の温度分布に対する補正の概念

本手法では壁近傍の温度を積分によって求めるので、細かい差分格子を用いてこの部分の温度を求める場合のように連立方程式の方程式数を増加させないから、計算時間、計算機容量を節約することができる。表1に算出された熱伝達率に対するそれぞれの処理の効果を示してある。粗い差分格子を用いても、これらの処理によって精度のよい乱流計算が行えることがわかる。

ここまでは熱流束一定の条件で加熱された流路の温度場を例にあげて述べたが、壁面温度が与えられる加熱条件でも全く同じ手法が利用できる〔ただし手順3では式(8)の q_{in} が未知数となる〕。また、はじめにも述べたように、流れ場についても、乱流温度伝ば率を乱流動粘性係数に、熱流束をせん断応力に読み替えればそのまま適用可能である。

4. 結果と検討

4.1 計算手法の妥当性 今回、図1に示した物理モデルの解析に使用した壁近傍の格子間隔は $R_o/20$ とした。この間隔は粘性底層の厚さ(R_o を0.015 mとしたとき $Re=12550$ で約 $R_o/80$ 、 $Re=37660$ で約 $R_o/200$)に比べて十分に大きい。

この差分格子を用いて計算した、周囲を均一に加熱された($\theta_h=2\pi$)流路の発達した熱伝達率レイノルズ数との関係を示したものが図3である。乱流場における熱伝達率はレイノルズ数の増加に伴って増大することが知られており、その関係はいくつかの実験式で表されている。図3中にはその一つであるDittus-Boelterの式を実線で示してあるが、この実験式と本報で提案した手法による結果は、粗い差分格子を使用したにもかかわらずよく一致している。このことから、

表1 熱伝達率に対する壁近傍の処理の効果

condition	Nu_x
Dittus-Boelter	37.91
no compensation	
(fine mesh)	17.64
(coarse mesh)	12.16
modified temp. gradient	
(fine mesh)	45.70
(coarse mesh)	51.42
modified wall temp.	
(fine mesh)	37.00
(coarse mesh)	35.98
Z=0.78m, Re=12550, Pr=0.7	
circular tube	
uniformly heated	
fine mesh : $\Delta r(0.5)=1/20$	
coarse mesh : $\Delta r(0.5)=1/13$	

本報で提案した乱流計算手法は妥当であることがわかる。

4.2 壁関数を併用した $k-\varepsilon$ モデルとの比較 本報で提案した温度や速度などの壁近傍での取扱いは壁関数の一種とみなすことができる。そこで、ここでは一般によく用いられる壁関数を併用した $k-\varepsilon$ モデルを用いて図1に示した流路の熱伝達を計算し、著者らの手法の結果との比較を行って、本手法の壁関数としての性質を調べることにする。

普通、高乱流レイノルズ数領域における $k-\varepsilon$ モデルでは、今回の流れ場の条件では次のような k と ε に関する輸送方程式を使用する。

$$0 = \frac{1}{Re} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{1}{r} \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \frac{r_o}{V_{zm}} (G - \varepsilon) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$0 = \frac{1}{Re} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{1}{r} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{r_o}{V_{zm}} \left(C_1 \frac{\varepsilon}{k} G - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \right) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 G は乱流エネルギーの発生項で、

$$G = \nu_t \frac{V_{zm}^2}{R_o^2} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2$$

また、

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad C_\mu = 0.09$$

$$C_1 = 1.47, \quad C_2 = 1.92$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

である⁽¹⁾。流れおよび温度の基礎方程式には式(1)～(2)の拡散項中の分子拡散を無視したものを用いる。

これらの方程式は前述のとおり高乱流レイノルズ数領域に対するものである。壁近傍では以下に示すような壁関数を用い、壁の隣の格子点で境界条件を与える⁽⁸⁾。

図3 発達したヌッセルト数とレイノルズ数の関係

速度：

$$v_z(1) = u_f \left[5.24 + \frac{1}{x} \ln \frac{u_f R_o \{1 - r(1)\}}{\nu} \right] / V_{zm}$$

温度：

$$t(0) - t(1) = \frac{q_{in} \cdot \sigma_t}{Re \cdot Pr \cdot u_f / V_{zm}} \times \left[\frac{1}{x} \ln \frac{u_f R_o \{1 - r(1)\}}{\nu} + 5.24 + \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{26}{x} \right)^{1/2} \left(\frac{Pr}{\sigma_t} - 1 \right) \left(\frac{\sigma_t}{Pr} \right)^{1/4} \right]$$

$$\text{乱流エネルギー} : k(1) = u_f^2 / \sqrt{C_\mu}$$

$$\text{散逸率} : \varepsilon(1) = u_f^3 / x R_o \{1 - r(1)\}$$

ここで、 $x = \sqrt{\sigma_t (C_2 - C_1)} \sqrt{C_\mu} \approx 0.42$ 、 u_f は摩擦速度である。この壁関数の中で用いられている摩擦速度と壁面温度は、壁から2点めの格子点上でも速度と温度の対数則が成立しているものとして求めた。

図3には、壁関数を併用した $k-\varepsilon$ モデルによって計算された均一加熱流路の発達した熱伝達率レイノルズ数との関係をも示してある。 $k-\varepsilon$ モデルの計算結果は実験式とよい対応を示しているが、レイノルズ数が低いときには精度が低下することがわかる。これは壁の隣の格子点上で、粘性底層、遷移領域の外の完全乱流領域でのみ成立する対数則に基づく分布を仮定しているため、レイノルズ数が低くなって粘性底層が厚くなると誤差を生じるからである。これに対して著者らの提案した手法では、基礎方程式中の分子拡散の項を無視せず壁面まで計算を行っている。レイノルズ数の減少に伴う精度の低下は生じない。

図4は部分加熱 ($\theta_w = \pi/4$) を受ける流路の熱伝達率の発達の様子を示したものである。著者らの手法と壁関数を用いた $k-\varepsilon$ モデルの双方の結果を示した。壁関数を用いた $k-\varepsilon$ モデルの結果は、温度場の発達初期において著者らの手法による結果と大きく異なり、熱伝達率を低く見積もることがわかる。これは、 $k-\varepsilon$ モデルで壁関数として使用した温度分布が発達した温度分布をもとに作成されているため、発達初期の温度境界層のうすい温度分布を表すことができないからである。このことは、基礎方程式中に分子拡散項を付加した $k-\varepsilon$ モデルをここで用いたのと同じ壁関数を用いて計算した結果、および同等の壁関数を用いた1方程式モデル ($k-\varepsilon$ モデル、 l の分布が既知) の結果が本報で示した $k-\varepsilon$ モデルの結果と一致することからも示される。この点からも温度や速度の分布を直接与えることのない著者等の手法の有効性がわかる。なお、これらの計算手順、結果の詳細は紙数の都合で省略する。

4.3 他の乱流モデルとの適合性 ここまで述べ

図4 部分加熱流路の熱伝達率の発達の様子

図5 Chieng らの手法を用いて算出した熱伝達率

てきたように、本報で提示した手法は0方程式モデルと組み合わせた場合には、低レイノルズ数の乱流熱伝達率や発達過程の計算において従来の壁関数と同等かそれ以上の妥当性を有している。しかし、種々の流れ場の計算に本手法を適用するためには、より高次の乱流モデルとの組合せの可能性についても検討しておく必要がある。

本報の手法は壁とその隣の格子点の間の乱流動粘性係数や乱流温度伝ば率の分布を得ることができる乱流モデルであれば、どのようなモデルとも組合せることができる。このような乱流モデルにはChiengらの $k-\epsilon$ モデル⁽⁹⁾やAmanoの $k-\epsilon$ モデル⁽¹⁰⁾などがあるが、ここではChiengらの $k-\epsilon$ モデルと本手法を組合せてみた。ただしChiengらの $k-\epsilon$ モデルでは粘性底層内の乱流動粘性係数(乱流温度伝ば率)が不合理な分布となるので、これを修正して用いた。結果を図5に示す。Chiengらの $k-\epsilon$ モデルと本手法を組合せた結果

は4・2節で述べた0方程式モデルとの組合せと同様であり、このような高次の乱流モデルを用いても、本手法によれば壁関数や細かい格子分割なしに乱流場を精度よく計算することが可能であることがわかる。

5. 結 言

粗い差分格子によって乱流熱伝達率を数値解析する際に生じる誤差を、0方程式モデルによって定まる乱流動粘性係数および乱流温度伝ば率の壁近傍の分布を用いて補正する新しい乱流計算手法を提案した。また、この結果、一般によく用いられる高乱流レイノルズ数領域の壁関数を併用した $k-\epsilon$ モデルの結果と比較してその妥当性を確認するとともに、レイノルズ数の低い流れや発達初期の温度場において従来の壁関数の精度が低下することを明らかにした。これは、従来の壁関数が対数則に基づいているためである。さらに、今回提案した手法では壁近傍の乱流動粘性係数や乱流温度伝ば率の詳細な分布を必要とするため、ここでは主に乱流の0方程式モデルと組合せについて述べたが、Chiengらの方法のように壁近傍の乱流諸量の分布が得られる手法であれば、本手法をより高次の乱流モデルと組合せることが可能であることを示した。

文 献

- (1) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 (1972), 301, など。
- (2) 河村, 日本流体力学学会主催シンポジウム 乱流の数値シミュレーション資料, (昭59-11), など。
- (3) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, Morgan-Grampian, London, (1967), 38.
- (4) Barrow, H., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 5 (1962), 469.
- (5) Sparrow, E. M., Hallman, T. M. and Siegel, R., *Appl. Sci. Res.*, A, 7 (1957), 37.
- (6) Reynolds, W. C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 6 (1963), 445.
- (7) Black, A. W. and Sparrow, E. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 89 (1967), 258.
- (8) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *Comp. Meth. in App. Mech. and Eng.*, 3 (1974), 269.
- (9) Chieng, C. C. and Launder, B. E., *Numerical Heat Transfer*, 3 (1980), 189.
- (10) Amano, R. S., *Numerical Heat Transfer*, 7 (1984), 59.