一般研究

1　ＣＡＥによる熱交換器配管の乱流熱伝達特性の解析

機械部　大　塚　裕　俊

要　旨

ＣＡＥによる熱交換器配管の乱流熱伝達特性の把握のため、ｋ－ε乱流モデルによるソフトウェアを用いて単管モデル及び千鳥型の熱交換器管列のモデル化と熱伝達特性解析を実施しその評価を行った。必要に応じて基礎方程式や乱流のモデル化の手法、熱的境界条件や離散化手法についても概説した。

１．緒　言

近年地球環境の保全やエネルギー資源の枯渇化が話題となり、資源の有効活用や省エネルギーに関する技術開発が諸処で行われている。

熱エネルギー関連機器の中でも、熱交換器はシステムのエネルギー効率を決定的に左右する重要な要素機器であるため、以前からその性能向上のため、さまざまな研究が進められてきた。

しかしながらその多くは実験的・経験的な研究が主流であり、最も基本的な管列型熱交換器についても現実的にはその対象となる流れは大きなレイノルズ数の支配する乱流状態となる場合がほとんどであるため、理論的なアプローチは困難な場合が多かった。

ところが近年の流体の数値解析手法の進展は、乱流状態の流れについてもその特性把握において一定の条件下ではあるが、成功をおさめつつある。

一般に乱流のモデル化では、複雑な方程式系を時間平均則を利用した仮定に基づいて簡単化し、経験則で補足して解ける形に追い込み計算するのが常道となっている。工学的な計算では例えばこのような時間平均値による特性把握でも十分な場合が多く、ＣＡＥによる理論的アプローチがその力量を発揮する場は、乱流を取扱うモデルの特性向上などに伴い今後ますます広がっていくと考えられる。

本論文では、現在乱流状態の流体の数値解析手法として一般的な評価を得ているｋ－εモデルを利用したソフトウェア（ＦＬＵＥＮＴ）を用いて熱交換器配管の乱流熱伝達特性の解析を行い、主として経験値との比較によりその評価を行う。

そのためまず時間平均則と乱流の空間等方性をポイントするｋ－εモデルについて概説するとともに、熱伝達特性の把握のため重要な熱的境界条件について、そのモデル化を中心に記述する。また同時に利用したソフトウェアでの離散化手法についても言及する。次に数値解析の前段階として単管モデルでの熱伝達特性の解析を行った上で、千鳥型の熱交換器管列のモデル化とその熱伝達特性解析へと進み、その評価を行う。

なお乱流状態の空間非等方性を前提とするレイノルズ応力モデル（Reynolds stress model）や、近年研究が進められた統計力学による理論的乱流モデルであるＲＮＧ（Renomalization Group Theory）による手法は有力であり、その適用と評価も大変興味のあることろであるが、今回は別稿にゆだねることにする。[1]

２．基礎方程式とｋ－εモデル

２．１　基礎方程式

流体の挙動を把握するための物理的な方程式は質量保存式，運動量保存式，エネルギー保存式の３つである。いずれも直交座標上で流体の微小体積中での各々の物理量の保存（つりあい）から導出されるものである。これらの方程式はすべて一般的なものであり、その導出については流体力学の書籍を参考とされたい。[2][3][4]

質量保存式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)=0 \qquad (1)$$

ρ：密度

u：速度

運動量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial \rho}{\partial x_i}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}+\rho g_i \qquad (2)$$

p：圧力

g：重力加速度

なおτ_{ij}は応力テンソルであり、流体の粘性による応力項を表し、以下で与えられる。（なおτ_{ij}の導出については、文献[3]を参照のこと。）

$$\tau_{ij}=\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]-\frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_l}{\partial x_l}\cdot\delta_{ij} \qquad (3)$$

$$\text{但し}\quad \delta_{ij}=\begin{cases}1 & i=j\\ 0 & i\neq j\end{cases}$$

μ：粘性係数

エネルギー保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)+\frac{\partial p}{\partial t}+u_i\frac{\partial p}{\partial x_i}+S_\phi \qquad (4)$$

λ：熱伝導率

S_ϕ：熱源

h：エンタルピー

2．2　k－εモデル

以上の方程式は非線形項を多く含み、レイノルズ数（Re）が増加すると流体の粘性による効果よりも慣性による効果が大となり、大小スケールの渦を伴う乱流へと移行し、限られたメッシュ数やコンピュータ資源では到底コスト的に実用的でない数値計算となってしまう。

そこで乱流を取扱うため、乱流変動のある流れでの物理量を時間的平均値と変動成分の和として表現するアプローチ（レイノルズ平均操作）を用いる。[5][6]

今、速度u_iを時間平均値u_iと変動成分u'_iによって

$$u_i=\overline{u_i}+u'_i \qquad (5)$$

とあらわす。これを（2）式の運動量保存式に代入し、あらためて$\overline{u_i}$をu_iと書き直すと

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}-\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u'_i u'_j})+\rho g_i \qquad (6)$$

となる。$\overline{\rho u'_i u'_j}$部分はレイノルズ応力と呼ばれ、乱流によって生じる項となる。この変動項（相関項）を平均流（主流）の特性により表現すれば、１つの乱流モデルを構成することが出来る。層流での応力テンソル（3）式との相似によりブシネスク近似として知られる次式を仮定する。

$$\overline{\rho u'_i u'_j}=\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}+\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\mu_t\frac{\partial u_l}{\partial x_l}\cdot\delta_{ij} \qquad (7)$$

$$\text{但し}\quad \delta_{ij}=\begin{cases}1 & i=j\\ 0 & i\neq j\end{cases}$$

ここで

k：乱流エネルギー＝$\frac{1}{2}u'_i u'_j$

μ_t：乱流粘性係数

kは乱流エネルギーとして定義される速度の変動成分による物理量である。また乱流粘性係数μ_tは乱流の速度スケールと大きさ（長さ）のスケールの積に比例するという仮定（Prandtl－Kolmogoroff仮定）により（速度スケール$\propto k^{1/2}$、長さスケール$\propto k^{3/2}/\varepsilon$）以下のように与えられる。εはkの消散率として定義される物理量である。

$$\mu_t=\rho C_u\frac{k^2}{\varepsilon} \qquad (8)$$

C_u：実験による比例定数

このようにして定義された新しい物理量、即ち乱流エネルギーkとその消散率εについても微小体積中での保存式を構成でき、これにより全ての方程式系を解ける形に完結させることができる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+G_k-\rho\varepsilon \qquad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i\varepsilon)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right)+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}G_k-C_{2\varepsilon}\rho\cdot\frac{\varepsilon^2}{k} \qquad (10)$$

$C_{1\varepsilon}$、$C_{2\varepsilon}$：実験定数

σ_k、σ_ε　：乱流拡散プラントル数

なおG_kはkの生成項であり、次式で与えられる。

$$G_k=\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{11}$$

σ_k, σ_ε, C_1, C_2としては経験的に次の値が用いられる。[7]

$\sigma_k=1.0$、$\sigma_\varepsilon=1.3$、$C_1=1.44$、$C_2=1.92$

３．流体物性値と熱的境界条件

３．１　流体物性値

理想気体については状態方程式から密度は以下のようにあらわされる。

$$\rho=\frac{P+P_0}{RT} \tag{12}$$

R　：ガス定数

P　：基準圧力

P_0：局所的静圧

圧縮性効果はそれほど大きくないとして今回は$P_0=0$とした。すなわちρはTのみの関数として扱う。

同様にして　　熱伝導率　λ

定圧比熱　C_p

粘性係数　μ

などの流体物性値も温度Tのみの関数とし、物性表などからTの多項式近似であらわす。

３．２　熱的境界条件

流体が層流の場合は流体と壁との間の熱伝達は、流体の熱伝導率λによって局所的に一次式で近似される。[5]

$$q=\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial y}_{\text{wall}}=\lambda\cdot\frac{\Delta T}{\Delta y} \tag{13}$$

q：壁面熱流速

ΔT：（T_w-T_f）壁面温度T_wと近傍の流体セルの温度T_fの差

Δy：壁から壁に隣接する格子点pまでの距離

よって、この場合熱伝達係数hfは

$$hf=\frac{\lambda}{\Delta y} \tag{14}$$

としてあらわすことができる。

しかし乱流においては、これと異なり壁の対数法則を拡張することにより壁面熱流束を下記の式から求める。[7]

$$\frac{\lambda_f(\Delta T/\Delta y)}{q''}=\frac{1}{ky^+}\frac{Pr_t}{pr}\ln(Ey^+)+\frac{1}{y^+}\left(\frac{Pr_t}{pr}\right)^{\frac{5}{4}}+\frac{\frac{\pi}{4}}{\sin\frac{\pi}{4}}\left(\frac{A}{\kappa}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{Pr}{Pr_t}-1\right) \tag{15}$$

ここで　λ_f　＝流体の熱伝導率

ΔT　＝T_w-T_f

Δy　＝壁から壁に隣接する格子点pまでの距離

q''　＝壁面への熱流束

Pr　＝分子プラントル数

Pr_t＝乱流プラントル数（壁面で1.2）

A　＝26.0（van　Driest定数）

κ　＝0.42（Von　Karman定数）

E　＝9.81（滑らかな壁での実験定数）

y^+　＝境界層厚さ

上式によって、得られた熱流束q''とΔTから乱流での熱伝達係数h_fが求まる。

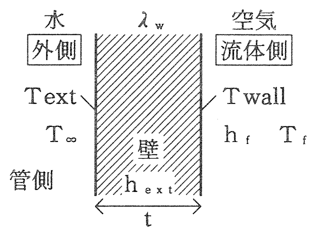
また、下図のように流体の外に外部熱媒体（水）の温度T_∞と、壁（固体）の熱電導率λ_wを仮定し、壁の厚さをtとする。

すると流体から外部への熱流束は次式であらわされる。[5]

$$q=h_f(T\text{wall}-Tf)=h\text{ext}(T\text{ext}-T\text{wall}) \tag{16}$$

$$q=h(T\text{ext}-Tf) \tag{17}$$

（下図参照）



（図１）

(16)(17)より総合的なhは

$$h=\frac{1}{\frac{1}{h_f}+\frac{1}{h\text{ext}}} \tag{18}$$

壁（固体）の熱伝達係数hextは次のようになる。

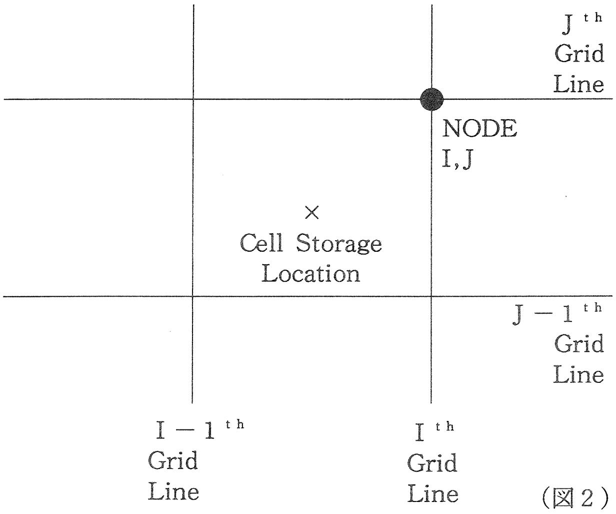
$$\mathrm{hext}=\frac{\lambda_w}{t} \tag{19}$$

Textは壁（固体）の外側の表面温度であるが、これを管内を流れる水の温度T_∞と等しいとすれば、外部（水）への熱移動の定常状態を求めることが可能となる。

４．０　離散化手法について

今回利用したソフトウェア（ｆｌｕｅｎｔ）では、コントロールボリュームに基づく有限差分法を用いている。本手法では、微分方程式を各セルに対して積分し、それぞれの物理量がコントロールボリューム基準で保存されるような有限差分表現式を得ている。セル上では図２に示すような格子に基づいて変数を保存している。この手法では、すべての方程式のすべての変数（圧力、速度成分、および他のすべてのスカラー量）に対して同じコントロールボリュームを用い、全変数をセルの中心で定義する。[5][8]

微分方程式の積分について、一次元の方程式を例にとり、直交座標に対して考える。まずはじめに、流体についての３つの方程式（連続の式、運動量の式およびエネルギーなどスカラー量ϕの式）の一次元方程式を考える。



（図２）

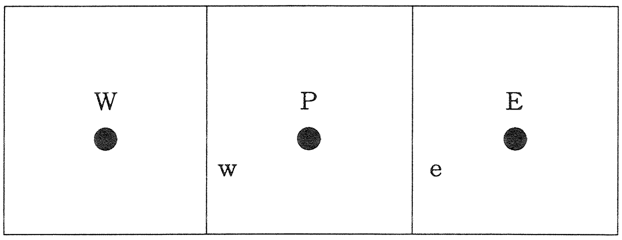
$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)=0 \tag{20}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u u)=\frac{-\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right) \tag{21}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi)=\frac{\partial}{\partial x}\Gamma\frac{\partial \phi}{\partial x}+S\phi \tag{22}$$

(20)～(22)式は発散定理（ガウス定理）を用いて各コントロールボリュームに対して積分できる。

$$\int_{\mathrm{volume},V}\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)\,dV=\int_A \rho u\cdot{}_{dA} \tag{23}$$



（図３）

図３のコントロールボリュームに対して(20)式を積分すると次式を得る。

$$(\rho u A)_e-(\rho u A)_w=0 \tag{24}$$

$J_e=(\rho u A)_e$、$J_w=(\rho u A)_w$と表せば上式は

$$J_e-J_w=0 \tag{25}$$

運動量の(21)式を積分すると次式を得る。

$$(\rho u^2 A)_e-(\rho u^2 A)_w=-(p_e-p_w)A+\left(\mu\left(\frac{u_E-u_P}{\Delta x}\right)A\right)_e-\left(\mu\left(\frac{u_P-u_W}{\Delta x}\right)A\right)_w \tag{26}$$

同様に変形して

$$J_e u_e-J_w u_w=-(p_e-p_w)A+\left(\frac{\mu_e}{\Delta x_e}(u_E-u_P)-\frac{\mu_w}{\Delta x_w}(u_P-u_W)\right)A \tag{27}$$

スカラー量の（22）式を積分すると同様に次式を得る。

$$J_e\phi_e-J_w\phi_w=\left(\Gamma_e\frac{\phi_E-\phi_P}{\Delta X_e}-\Gamma_W\frac{\phi_P-\phi_W}{\Delta X_W}\right)A+S_\phi \tag{28}$$

これらの代数方程式系は一般的な数値計算の手段により解くことが出来る。さらにこの原理をＢＦＣ（Ｂｏｄｙ Ｆｉｔｔｅｄ Ｃｏｏｄｉｎａｔｅ）など曲線座標系を用いた柔軟な座標系に拡張することが可能である。

５．単管モデルでの解析

単管モデルによる乱流熱伝達解析を行った結果を以下に示す。

気体流（空気）～管内流（水）間の伝熱をモデル化し、図１に示すようなグリッド分割と境界条件で解析を行った。結果は以下のような無次元数で表示する。

また得られた結果を図２～図１２に示す。流れ図等ではＲｅ＝３０００の場合を示す。

レイノルズ数　$Re = \dfrac{\upsilon_0 \cdot D}{\mu / \rho}$　(29)

ヌセルト数　$Nu = \dfrac{h_f \cdot D}{\lambda}$　(30)

圧力降下係数　$f = \Delta p \Big/ \dfrac{1}{2} \rho \upsilon_0^2$　(31)

υ_0　：入口での流速

D　：配管の直径

μ　：粘性係数

ρ　：密度

h_f　：熱伝達係数

Δp：圧力低下（上流入口～下流出口間）

λ　：領域平均温度T_Aに対する熱伝達率

Ｚｕｓａｕｓｋａｓの式による円柱まわり流れの平均ヌセルト数の経験式[9]

$$Nu_m = 0.26 Re^{0.6} Pr^{0.37} \left(\frac{Pr^{0.25}}{Prw} \right) \quad (32)$$

$(1000 < Re < 200000)$

Ｐｒｗ：管壁での流体のプラントル数

Ｐｒ　：主流での　〃

も同時に示す。（図８）

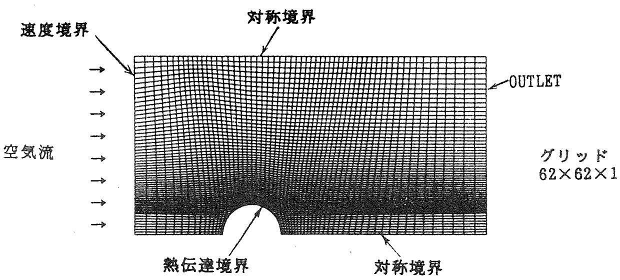


図１　単管モデルの計算格子と境界条件

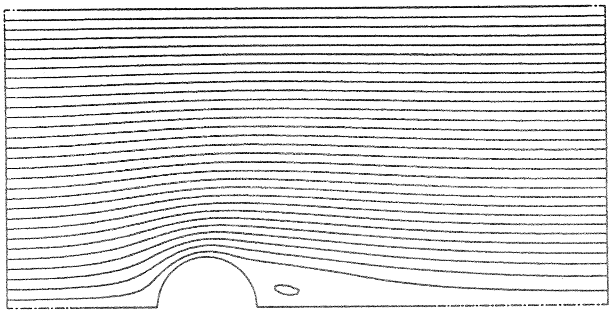


図２　流れ線図

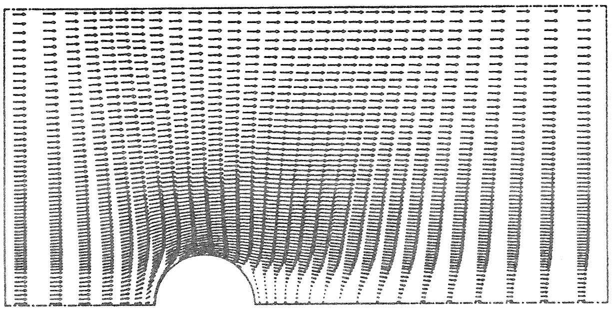


図３　速度ベクトル図

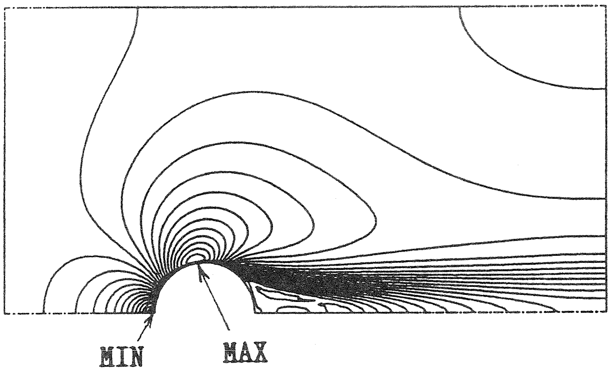


図４　等速度線図

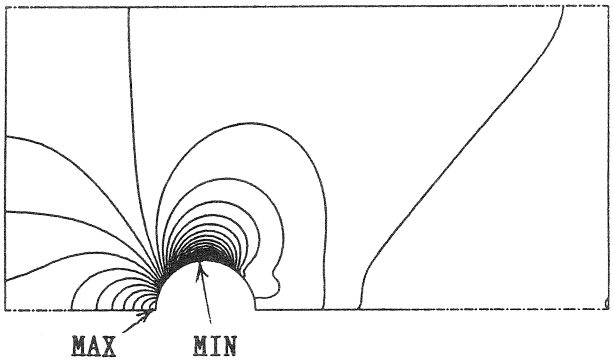


図５　等圧力線図

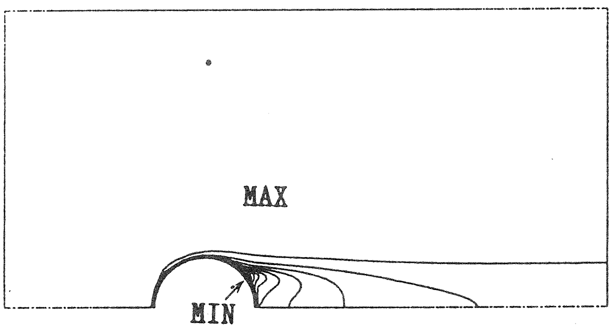


図６　等温度線図

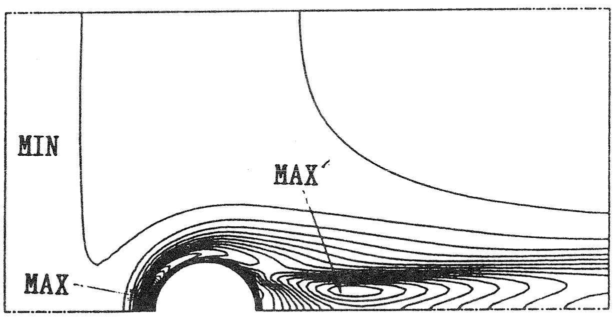


図７　等乱流エネルギ線図

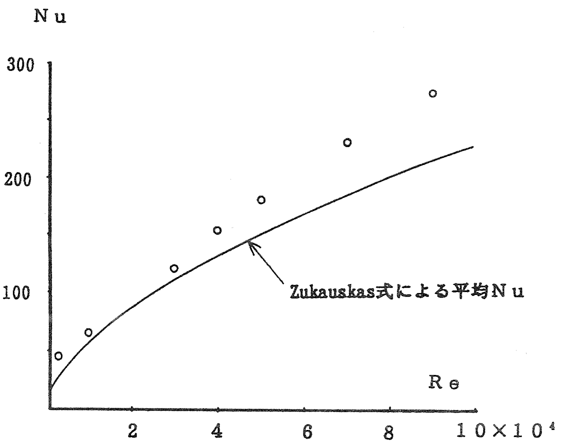


図８　ReによるNuの変化（単管モデル）

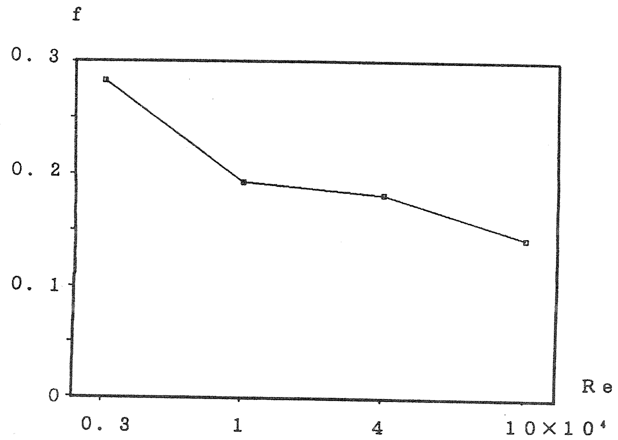


図９　Reによる圧力降下係数ｆの変化（単管モデル）

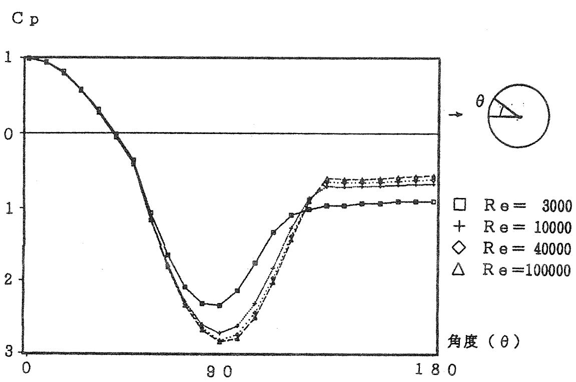


図10　管壁での圧力係数Cpの変化（単管モデル）

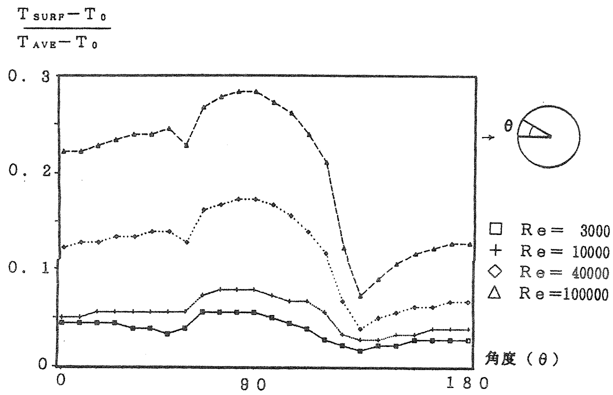


図11　管壁での温度の変化（単管モデル）

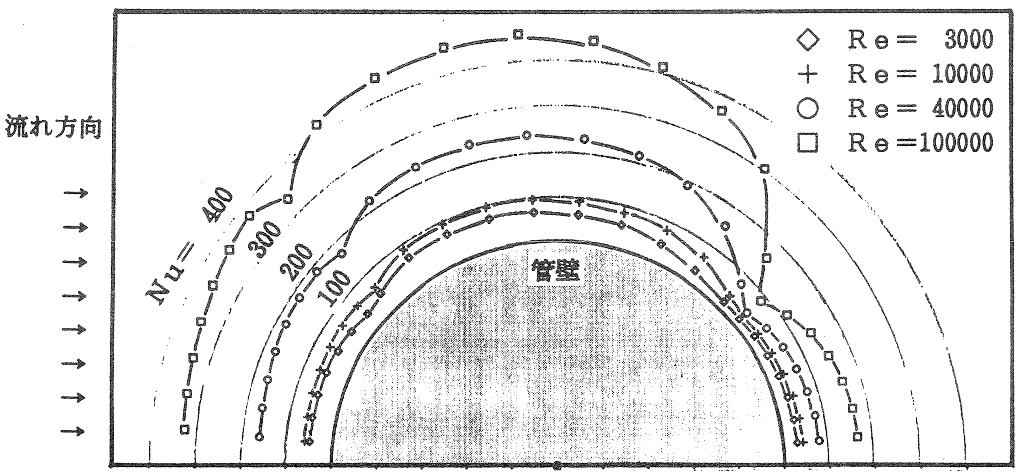


図12　管壁でのNuの変化（単管モデル）

６．千鳥配管列モデルでの解析

千鳥配管列モデルによる乱流熱伝達解析を行った結果を以下に示す。グリッド分割と境界条件は前のケースとほぼ同等である。（図１３～図１４）

配管相互の影響による流れや熱伝達性能の変化がポイントであるが、計算の経済性などを考慮した上で３列の千鳥配管ブロックを１単位としてモデル化する。

そしてこの２列目の配管についてデータを収集する。結果は以下のような無次元数で表示する。得られた結果を図１６～図３２に示す。流れ図等ではＲｅ＝３０００の場合を示す。

レイノルズ数　$Re = \dfrac{\upsilon_{max} \cdot D}{\mu / \rho}$

ヌセルト数　$Nu = \dfrac{h_f \cdot D}{\lambda}$

圧力降下係数　$f = \Delta p / \dfrac{1}{2} \rho \upsilon_0^2$

流れ方向の
配管ピッチ比　$X = x / D$

流れ方向に直角の
配管ピッチ比　$Y = y / D$

υ_{max}：最小流路での平均速度
x　：奥行配管ピッチ
y　：幅　〃

Ｘ，Ｙについては図１５を参照のこと。

Ｇｒｉｍｓｏｎの空気流についてのＸ，Ｙによるヌセルト数の変化の経験値[9]も同時に示す。（図２２）

$$Nu_m = 0.522 \cdot Re^{0.562} \qquad (33)$$

（Ｘ＝１．２５、Ｙ＝３のとき）

７．考　察

単管モデルではＲｅと管壁での平均ヌセルト数Ｎｕの関係は図８に示すように５０００＜Ｒｅ＜４００００程度の範囲ではＺｕｋａｕｓｋａｓの経験式とよい一致を示す。しかし４００００＜ＲｅではＮｕは経験値よりも大きな値となる。

また、管壁でのＮｕの分析をみると、図１２のようにＲｅの増加とともにθ＝９０°（流れに直角方向）付近を中心としたＮｕの最大値が増加している。しかし、これはＲｅの増大とともに配管後流部でのＮｕも増大していくという経験値データとはかなり異なった結果となっている。[8]今後の乱流伝熱モデルの構成や適用について検討を要する部分となろう。また管壁温度Ｔsurfについての無次元化したものが図１１であるが、Ｎｕと同様にθ＝９０°付近で最大値があらわれる。

また、圧力降下係数ｆは図９のようにＲｅとともに低下している。しかし、管壁での圧力変化を無次元化したＣｐの分布（図１０）から、Ｒｅが増大するほど後流の剝離位置が後退するとともに、θ＝９０°付近でのＣｐの最小値が大きくなりＣｐ＝－３に近づいていくのがわかる。

千鳥配管列モデルでは、Ｒｅと管壁での平均ヌセルト数Ｎｕの関係は、、図２２のように単管モデルで良好な結果を示したＲｅの範囲においてＧｒｉｍｓｏｎ式による経験値とその増加傾向においてよく合致している。但し、経験式によれば後部列の配管のＮｕは前部列の配管による乱れの増大によって増加する傾向を示す。

また、管壁でのＮｕの分布では図２６のようにＲｅの増加によりその最大値をとる位置がθ＝７０°付近からθ＝１００°付近へと後退するとともに管壁の先端部（θ＝０°付近）を除いて全体的にＮｕが増大してゆく傾向を示している。これは図２５のように管壁温度Ｔsurfの分布でも同様である。

また図２３のように圧力降下係数ｆは、配管ピッチ比によって差はあるもののいずれもＲｅの増大とともに減少する傾向にある。管壁での圧力係数Ｃｐの変化は図２４のようにＲｅが小さい場合、配管相互の影響が顕著に見られ、流れの上流部管壁と下流部管壁での変化が複雑になる。

配管ピッチ比を変化させた場合を見ると、流れと直交する方向の配管ピッチ比（Ｙ）の変化による管壁でのＮｕの変化はＸに比べて非常に複雑な変化傾向を示す。（図２７～図２８）流れと同じ方向の配管ピッチ比Ｘを変化させると、Ｘの減少とともにＮｕは全体的に増加することがわかるがＹでは一概には判断できない。（図２７～図２８）
このことは配管ピッチ比Ｘ，Ｙによる平均ヌセルト数Ｎｕの変化をとっても同様である。

図３０のようにＸの増加によりＮｕは減少しているが、Ｙを変化させた場合では図２９のようにＲｅの大きい範

囲でＮｕの増加傾向が示されるだけである。

圧力降下係数ｆはＹの増加により顕著に減少する。（図３１）これは流れと直交する方向の流路幅の拡大を意味することから明らかである。またＸの増加によってもｆは減少する傾向を示す。（図３２）

グリッド　182×42×１　但しこの例は　Ｘ＝ｘ／Ｄ＝２　のケース
Ｙ＝ｙ／Ｄ＝２

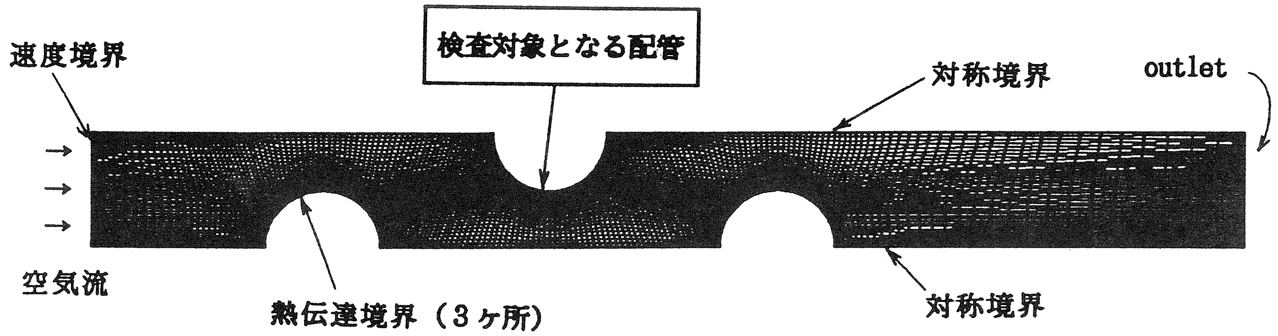


図13　千鳥配管列モデルの計算格子と境界条件

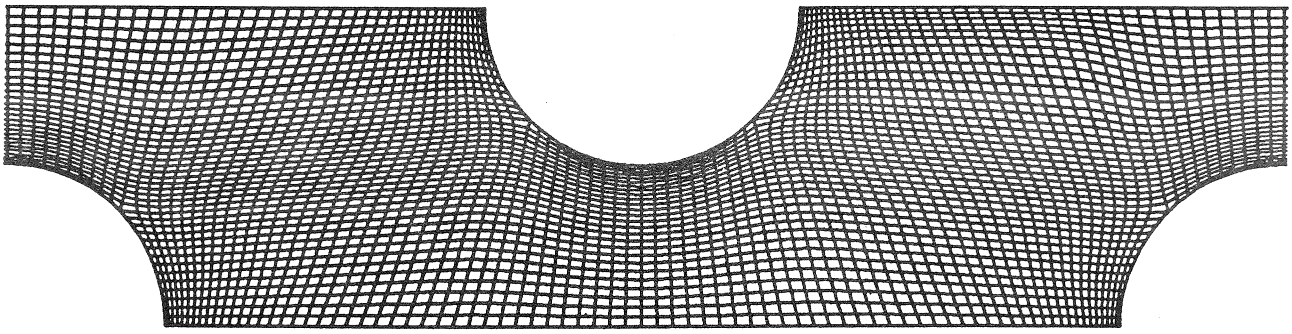


図14　千鳥配管列モデルの計算格子（部分拡大）

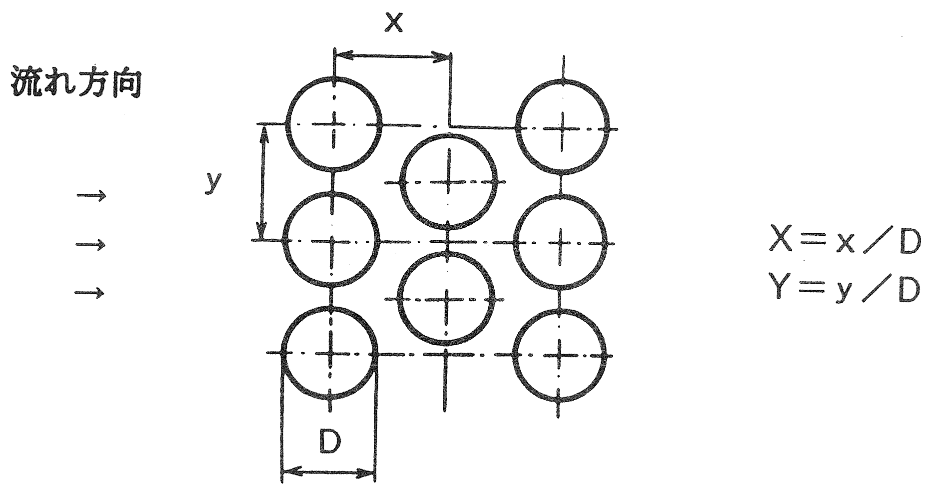


図15　配管ピッチ比　Ｘ　Ｙ

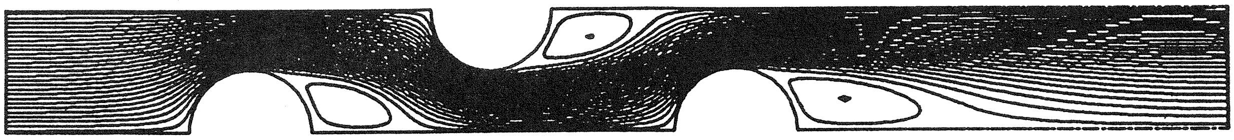


図16　流れ線図（Ｘ＝２、Ｙ＝２）

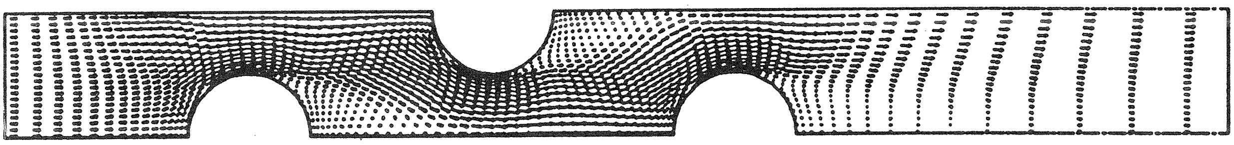


図17　速度ベクトル図（Ｘ＝２、Ｙ＝２）

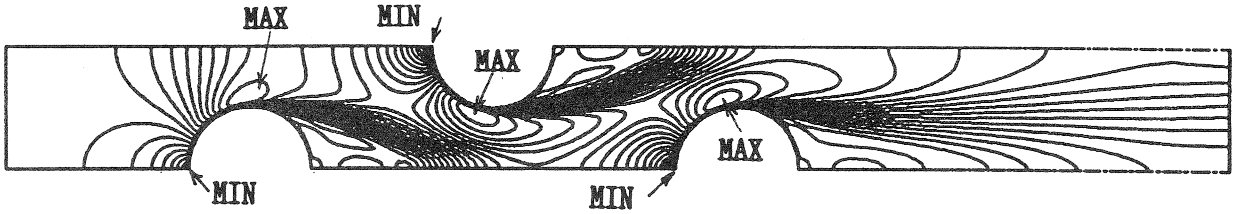


図18　等速度線図（Ｘ＝２、Ｙ＝２）

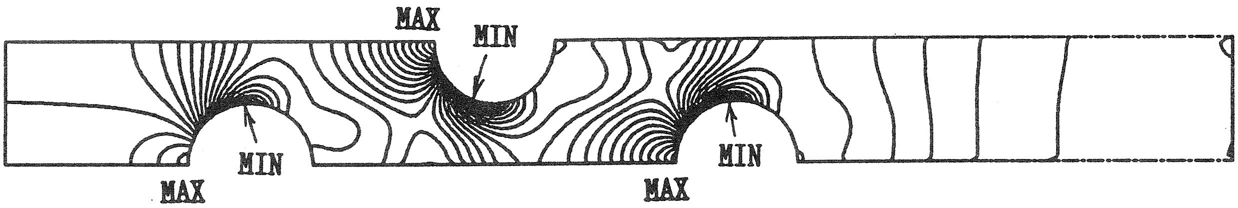


図19　等圧力線図（Ｘ＝２、Ｙ＝２）

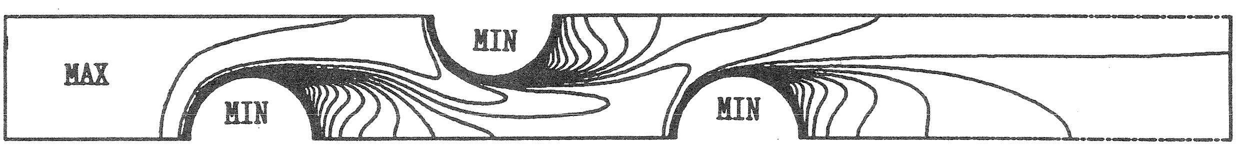


図20　等温度線図（Ｘ＝２、Ｙ＝２）

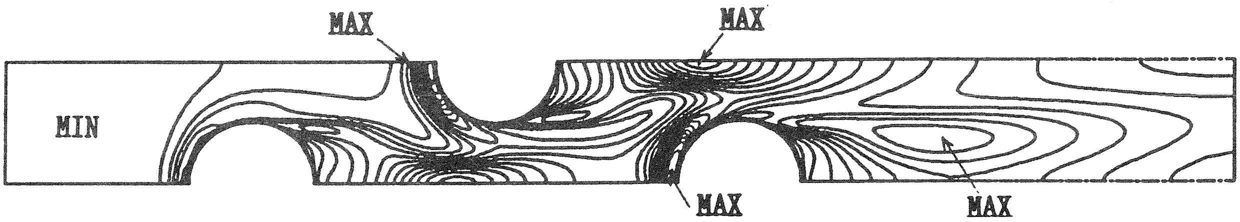


図21　等乱流エネルギ線図（Ｘ＝２、Ｙ＝２）

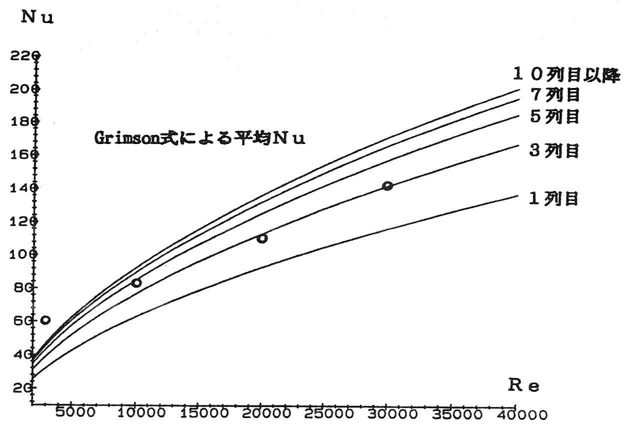


図22　ReによるNuの変化
（配管ピッチX比X＝1.25、Y＝３）

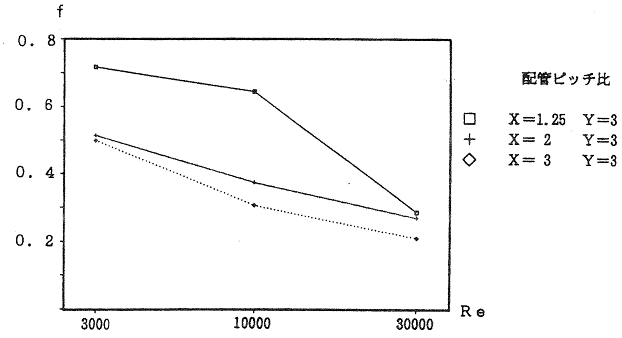


図23　Reによる圧力降下係数ｆの変化

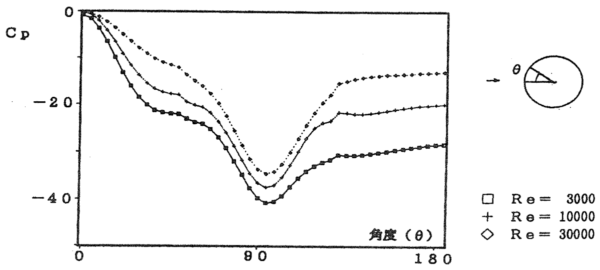


図24　管壁での圧力係数Ｃｐの変化
（配管ピッチ比　X＝Y＝1.25）

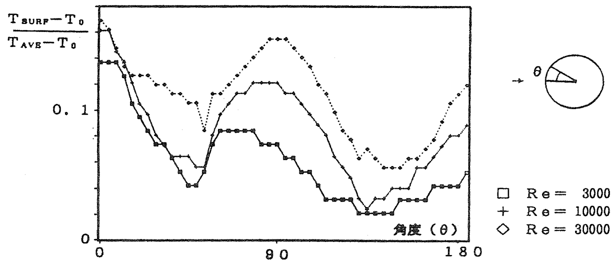


図25　管壁での温度の変化
（配管ピッチ比　X＝Y＝1.25）

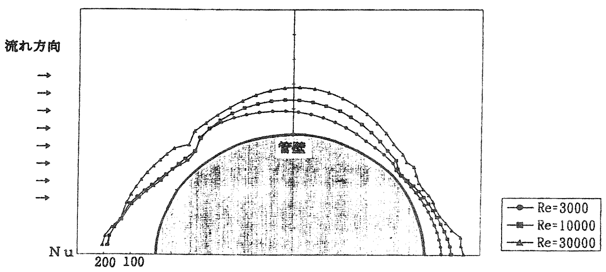


図26　管壁でのNuの変化
（配管ピッチ比　X＝Y＝1.25）

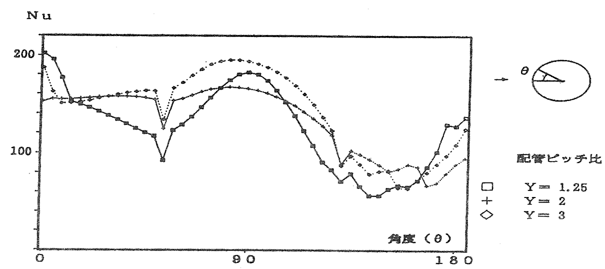


図27　管壁でのNuの変化
（配管ピッチ比　X＝1.25　Re＝30000）

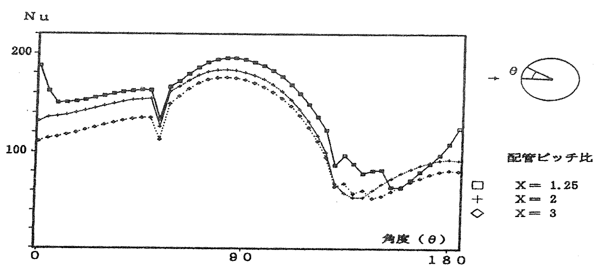


図28　管壁でのNuの変化
（配管ピッチ比　Y＝3　Re＝30000）

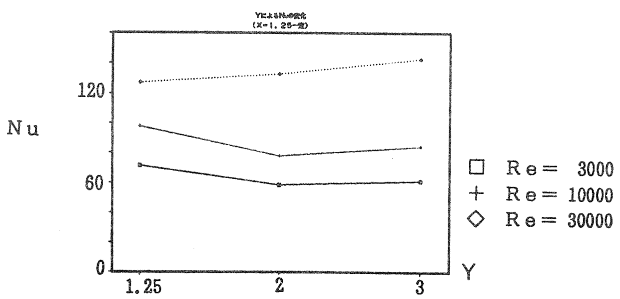


図29　配管ピッチ比ＹによるNuの変化
（配管ピッチ比X＝1.25）

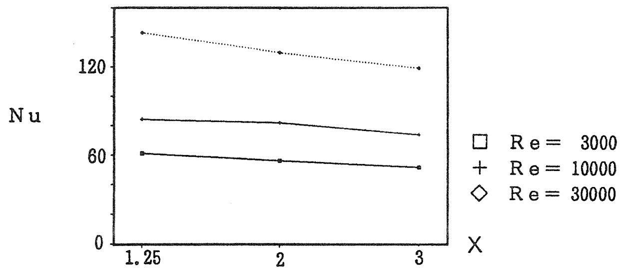


図30　配管ピッチ比Ｘによる Nu の変化
（配管ピッチ比Ｙ＝３）

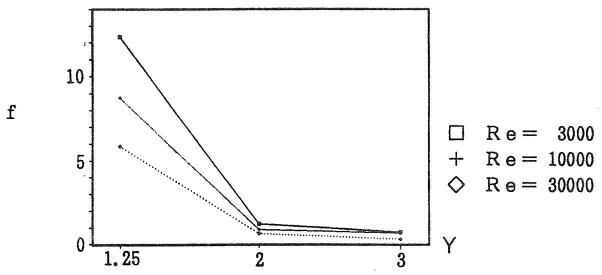


図31　配管ピッチ比Ｙによる圧力降下係数ｆの変化
（配管ピッチ比Ｘ＝1.25）

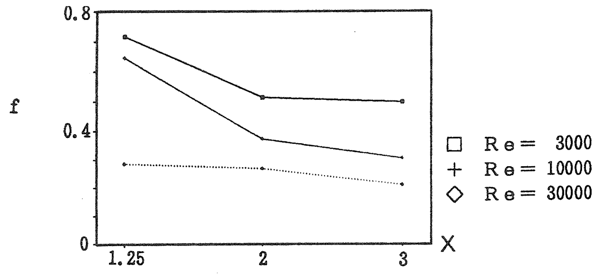


図32　配管ピッチ比Ｘによる圧力降下係数Ｆの変化
（配管ピッチ比Ｙ＝３）

８．まとめ

$\kappa-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた単管モデルでの乱流熱伝達解析（空気流）を行った結果、Ｎｕの平均値は、およそ５０００＜Ｒｅ＜４００００の範囲で経験値と良好な合致を示した。しかし管壁のＮｕ分布については経験値と異なり、後流側でのＮｕの顕著な増大が認められなかった。

同様の千鳥型管列モデルでは上記のＲｅの範囲でＮｕの平均値は経験値と同様の増加傾向を示した。また配管ピッチ比の影響については、ＸとＮｕ及びｆの増減関係や分布傾向が明らかなのに比べ、ＹではＲｅの大小などによりＮｕとの増減関係や分布傾向は複雑な変化を示した。但しＹとｆは顕著な相関を示した。

９．おわりに

本論文で利用した流体解析ソフトＦＬＵＥＮＴについては、その利用や技術指導で(株)流体コンサルタントの毛利昌康氏、小林克雄氏にお世話になりました。お礼申し上げます。

参考文献

1)C.G.Speziale and S.Thangam,"Analysis of an RNG Based Turbulence Model for Separated Flows", Int.J.Engng Sci.Vol.30,No.10, 1992
2)日本機械学会,流れの数値シュミレーション,コロナ社,1988
3)原田幸夫,流体力学･水力学演習,槇書店,1977
4)H.P.スウ,ベクトル解析,森北出版,1980
5)Fluent.Inc,FLUENT User's Guide,Fluent.Inc,1991
6)毛利昌康,"汎用熱流体解析プログラムFluent",配管技術,2.1988
7)B.E.Launder and D.B.Spalding,"The Numerical Computation of Turbulent Flows",Computer methods in applied mechanics and Engineering, 3.1974
8)スハス V.パタンカー,コンピュータによる熱移動と流れの数値解析,森北出版,1985
9)日本機械学会,伝熱工学資料(改訂４版),丸善,1991