超臨界圧水の伝熱劣化に関する数値解析*

越塚 誠一^{*1}, 高野 直樹^{*2}, 岡 芳明^{*3}Numerical Analysis of Deterioration in Heat Transfer
to Supercritical Water

Seiichi KOSHIZUKA, Naoki TAKANO and Yoshiaki OKA

Deterioration in heat transfer to supercritical water is numerically studied using a $k-\varepsilon$ model. Physical properties are treated as variables and calculated from the steam table library. The numerical result agrees with the experimental data of Yamagata et al. [Trans. JSME, 38-2 (1972)]. It is found that heat-transfer deterioration is caused by two mechanisms depending on the flow rate. In the case of large flow rate, heat transfer is reduced near the wall where the fluid properties are locally changed due to the heat flux. In the case of small flow rate, buoyancy force flattens the flow velocity distribution and the turbulent heat transfer is decreased. The present analysis shows that supercritical thermal hydraulics can be explained by the single-phase turbulent fluid dynamics.

Key Words: Numerical Analysis, Pipe Flow, Turbulent Flow, Supercritical Water, Heat-Transfer Deterioration

1. 緒 言

超臨界圧流体では液相と気相の間の境界が消え、温度上昇に伴って密度が連続的に減少する。しかしながら、密度変化が急な温度領域が存在し、そこでは比熱も増大する(図1)。ここで比熱が極大となる温度は擬臨界温度と呼ばれる。超臨界圧流体では擬臨界温度付近で特異な熱伝達挙動を示すことが知られている。すなわち、高流量で低熱流束の場合には熱伝達率が向上し、低流量で高熱流束の場合には逆に熱伝達率が劣化する。これまでに実験データに基づいた熱伝達率や伝熱劣化の相関式が導かれ⁽¹⁾、超臨界圧火力発電所の設計等に利用されてきた。しかしながら、特異な熱伝達挙動を示す原因については従来より単相流説と二相流説があり、今日まではっきりと決着がついていない。単相流説では、超臨界圧流体の挙動は基本的に単相乱流であり、擬臨界温度付近では物性の温度依存性が大きいこと熱伝達率の向上や劣化が生じるとするものである⁽²⁾⁽³⁾。一方、二相流説では、超臨界圧流体であって

も亜臨界圧流体の沸騰現象に類似の現象が生じていると考えるもので、熱伝達率の向上は沸騰もどき現象、劣化は擬沸騰遷移であるとするものである⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

単相乱流に基づく解析がこれまでに行われているが、超臨界圧流体が精力的に研究された当時は、乱流モデルとして混合距離モデルが使われるにとどまっていた⁽²⁾⁽³⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾。そのため、物性値変化の激しい超臨界圧流体を解析するためには、乱流動粘性係数分布が物性値分布の影響を受けないなどの、何らかの仮定を導入する必要がある。したがって、解析結果も研究者によって違いがあり、単相流説が有効かどうかを確定する

図1 超臨界圧 ($P=245.2 \times 10^5$ Pa) における水の物性

* 原稿受付 平成5年10月19日。

^{*1} 正員, 東京大学工学部附属原子力工学研究施設 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-22)。^{*2} 東京大学工学部附属原子力工学研究施設大学院。^{*3} 東京大学工学部附属原子力工学研究施設。

に至っていない⁽⁷⁾⁽⁸⁾。また、実験においても、比較検討できる流速分布や温度分布のデータは、測定が困難であることから得られていない。さらに、単相乱流説の中においても、伝熱劣化の原因として、物性値変化、加速層流化現象、浮力の影響など複数の候補があり、どの効果が支配的であるのか、あるいはそれぞれの効果がどのように複合されているのかということについては、関係する無次元数が検討されているにすぎない^{(8)~(10)}。実験的研究としては、円管内の上昇流と下降流を比較して浮力の影響を調べている程度である⁽⁹⁾。

今日、単相乱流の数値解析技術は、超臨界圧流体が研究されていた当時と比べて飛躍的に進歩した。ハードウェアの面からは、物性値を変数として実際の超臨界圧流体のものを用いても、簡単な体系であればワークステーションで十分計算可能である。もちろん、流体の膨張による加速や浮力についても何ら近似的な扱いをする必要はない。さらに、乱流モデルについても、ある程度汎用性のあるものが開発されている。特に、 k - ϵ モデルは経験が豊富で、通常の流体の加速層流化現象⁽¹¹⁾⁽¹²⁾や、浮力による層流化現象⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾もすでに解析され、実験と一致した結果が得られている。そこで本研究では、流体として水を考え、 k - ϵ モデルを用いて垂直円管内における超臨界圧水の熱流動数値解析を行い、単相流説に基づいた解析で伝熱劣化が再現できるかどうか、また、再現できるとしたらいかなる原因で伝熱劣化が生じているのかを検討する。

2. 記 号

C_p : 比熱
 c_μ, c_1, c_2 : 乱流モデルの定数
 d : 円管の直径
 f_μ, f_1, f_2 : 乱流モデルの補正関数
 G : 流量
 Gr : グラスホフ数 $= g \cdot [(\rho_b - \rho_f)/\rho_b] \cdot [d^3/\nu_f^2]$
 g : 重力定数
 H : エンタルピー
 h : 円管の高さ
 k : 乱流エネルギー
 Nu : ヌッセルト数 $= ad/\lambda_f$
 P : 圧力
 Pr : プラントル数 $= \rho C_p \nu / \lambda$
 Pr_t : 乱流プラントル数
 q'' : 熱流束
 Re : レイノルズ数 $= U_b d / \nu_b$
 R_t : 乱流レイノルズ数 $= k^2 / \nu \epsilon$
 r : 半径方向座標

T : 温度
 U : z 方向流速成分
 V : r 方向流速成分
 y : 壁面からの距離
 z : 軸方向座標
 α : 熱伝達率 $= q'' / (T_w - T_b)$
 α_0 : 熱流束ゼロの極限における熱伝達率
 ϵ : 乱流エネルギー散逸率
 λ : 熱伝導係数
 ν : 動粘性係数
 ν_t : 乱流動粘性係数
 ρ : 密度
 $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: 乱流モデルの定数
添 字
 b : バルク
 f : フィルム $T_f = 1/2(T_w + T_b)$
 m : 擬臨界点
 w : 壁面

3. 解 析 方 法

3.1 基礎方程式 ここでは超臨界圧流体を熱膨張を伴う単相流体として扱う。用いる支配方程式は、 r - z 二次元の連続の式、運動量方程式、および Jones-Lauder による k - ϵ モデル⁽¹¹⁾ の方程式である。 z 方向に放物形の方程式とするために、 z 方向の拡散項は無視し、圧力 P は r 方向に一定であるとする。また、浮力による k の生成項は、本研究で対象とする計算体系では無視し得るので、支配方程式中には含めなかった。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho U) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho U U) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V U) = - \frac{\partial P}{\partial z} \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho (\nu + \nu_t) r \frac{\partial U}{\partial r} \right] - \rho g \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\nu_t = c_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho U k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V k) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) r \frac{\partial k}{\partial r} \right] \\ + \rho \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 - \rho \epsilon - 2 \rho \nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial r} \right)^2 \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho U \epsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V \epsilon) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] \\ + c_1 f_1 \frac{\epsilon}{k} \rho \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 - c_2 f_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned}$$

$$+2\rho\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}\right)^2 \dots\dots\dots (5)$$

ここで乱流モデルの補正関数は

$$f_\mu = \exp\left(\frac{-2.5}{1+R_t/50}\right), f_1=1.0$$

$$f_2=1.0-0.3 \exp(-R_t^2), R_t=k^2/\nu\epsilon$$

である。乱流モデルの定数は表1に示す。

さらに、エンタルピーの輸送方程式を加える。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho UH) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho VH) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho C_p \left(\frac{\nu}{Pr} + \frac{\nu_t}{Pr_t} \right) r \frac{\partial T}{\partial r} \right] \dots\dots\dots (6)$$

Pr_t は乱流プラントル数で、0.9の一定値であるとした。なお、流体は水とし、密度等の物性値は1980 SI日本機械学会蒸気表に基づいたライブラリ⁽¹⁵⁾より計算する。

3.2 解析方法 解析コードではPatankar - Spalding⁽¹⁶⁾による放物形の解法を用いた。 z 方法に流入境界から流出境界まで順番に1回計算することで解が得られる。各 z の位置で、 r 方向に対しては陰的な反復計算を収束するまで行う。

計算体系を図2に示す。内径1.0 cm、高さ2 mの円管内に、下端より流量を与え、壁面では一様な熱流束を加える。山縣らの実験と比較するため⁽⁴⁾⁽⁵⁾、圧力は 245.2×10^5 Paとする。

r 方向の格子分割については、壁近傍での格子幅を

表1 乱流モデル定数

c_μ	c_1	c_2	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.45	2.0	1.0	1.3

図2 計算体系

公比1.2の等比数列にし、中心付近では 1.0×10^{-4} mの等間隔にする。さらに、今回の解析でレイノルズ数が最高になる場合(約420 000)において、壁に接する格子の幅の無次元距離 y^+ を0.1以下にする。これらの条件より r 方向の格子数は83となった。定物性の計算により、長野らの計算結果⁽¹⁷⁾と一致することを確認した。今回の解析では r 方向には常にこの格子を用いる。 z 方向の格子分割については、これが十分でないと z 方向に解が振動する場合があるため、振動が生じないように適宜格子数を20~70の範囲で調節した。

流入境界は、流速に対しては完全に発達した円管内乱流分布を、温度に対しては一様な分布を用いた。完全に発達した円管内乱流分布は、入口温度の物性値を用いて定物性の計算を行って得た。

4. 解析結果

計算はさまざまな流量 G と熱流束 q'' の組合せに対して行った。計算された壁温 T_w とバルク温度 T_b の差より熱伝達率 α が得られる。さらに、それぞれの流量に対して熱流束ゼロの極限における熱伝達率 α_0 を計算する。Jackson-Hall⁽⁸⁾によれば、バルク温度 T_b における超臨界圧流体の α_0 は、その温度における定物性の単相流体の熱伝達率と一致するはずである。そこで本研究では、物性値を一定として適当な熱流束を与えて熱伝達率を計算し、これを熱流束ゼロの極限における熱伝達率 α_0 とした。また、流入境界付近では、境界条件の影響で壁温が低くなり、熱伝達率が高く計算される傾向にある。そこで、流入境界付近の計算結果は用いないこととした。

図3にバルク温度 T_b が擬臨界温度 T_m に一致するところでの熱伝達率の変化を α_0 との比で示す。流量が大きい場合には熱流束の増加に伴って、熱伝達率は単

図3 擬臨界温度における熱伝達率と熱流束の関係

図 4 伝熱劣化が生じる条件

調に減少していく。一方、流量が小さくなると、熱流束の増加に伴ってあるところで熱伝達率が急激に低下し、それ以降は逆に増加するようになる。これは流量が大きい場合と小さい場合で、伝熱劣化の原因が異なっていることを示唆するものである。

図 4 に本計算で得られた伝熱劣化の条件と、山縣らの相関式⁽⁴⁾⁽⁵⁾との比較を示す。山縣らによる伝熱劣化の判定は、彼らの提案する超臨界圧水の熱伝達整理式から得られる熱伝達率よりも $1/2 \sim 2/3$ 程度になった場合としており、彼ら自身の実験データおよび他の研究者による実験データに基づいている。本計算結果については α_0 との比が 0.3 になったところで伝熱劣化が生じたと判定した。図 4 では山縣らの相関式と本計算結果はよく一致しているが、本計算での伝熱劣化の判定には任意性があり、定量的には必ずしもよい一致とはいえない。また、流量 G が $200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ より小さくなってくると、本計算で得られた曲線の傾きが急になり、高流量の場合とは異なる条件で伝熱劣化を生じるようになるものと考えられる。

5. 伝熱劣化の原因の考察

5.1 高流量の場合 山縣らは流量 $G=1180 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ で実験しており⁽⁴⁾⁽⁵⁾、同じ条件で計算を行った。比較を図 5 に示す。擬臨界温度 $T_m=383^\circ\text{C}$ ($H_m=2.16 \times 10^6 \text{ J/kg}$) 付近で熱伝達率は最高になる。熱流束の増加に伴ってこの最大値は小さくなるとともに、低エンタルピー側に移動してくる。計算結果は実験結果をよく再現しているが、実験値よりもやや低い熱伝達率となった。この差は熱流束が大きくなるに従って広がっている。しかしながら、全般的には従来の混合長

図 5 山縣らの実験 [$G=1180 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$] との比較

モデルによる計算⁽⁷⁾⁽⁸⁾よりも実験結果とよく一致している。後に詳しく示すが、本解析によれば伝熱劣化は超臨界圧水の特異な物性に影響された乱流伝熱現象である。そのため本解析では、超臨界圧水の物性を用いて r - z 二次元として計算することで流体の膨張や浮力を正しく解析でき、さらに、これらの乱流に及ぼす影響を k - ϵ モデルではより忠実に再現できるため、実験結果とのよい一致が得られたと考えている。

図 5 中に Dittus-Boelter の式による熱伝達率、および本計算で求めた擬臨界温度における定物性での熱伝達率 α_0 を示す。Dittus-Boelter の式におけるレイノルズ数とプラントル数は、バルク温度 T_b の物性から計算した。Dittus-Boelter 式を用いても超臨界圧水の熱伝達率が擬臨界温度で最高になる。これは、擬臨界温度で比熱が極大となり、プラントル数が極大になるからである。Dittus-Boelter の式も各温度における α_0 を与えるものであるが、その曲線は熱流束 $q''=4.65 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ の実験結果付近にあり、実験データと矛盾する。この原因は、Dittus-Boelter の式がプラントル数の大きい流体に対して、一般的に熱伝達率を過小評価するという傾向から説明できる。本計算による α_0 は、最も熱流束の小さい $q''=2.33 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ の熱伝達率よりも高くなっており、合理的である。すなわち、熱流束がゼロの極限で最も熱伝達率が高くなり、熱流束を増加させるにつれて熱伝達率は単調に減少してい

くことが再現されている。

壁近傍の流速分布、乱流エネルギー分布、温度分布、動粘性係数分布およびプラントル数分布を図6に示す。熱流束を増大させるのに従って、壁近傍の流速分布では勾配が緩やかになり、乱流エネルギーが減少していることがわかる。これは、熱流束の増大に伴って、壁近傍の温度が局所的に増大し、動粘性係数の増大によって、粘性底層域が拡大したからである。粘性底層の拡大によって熱伝達は阻害される。また、主に比熱の温度依存性によって壁近傍の局所的なプラントル数が低下することも熱伝達率の低下につながる。したがって、高流量における超臨界圧水の伝熱劣化の原因は、壁近傍の局所的な動粘性係数の増加に伴う粘性底層の拡大と、プラントル数の低下であると考えられる。

5・2 低流量の場合 図3, 4より、 $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ 付近を境にして低流量の場合には、伝熱劣化の機構が高流量の場合と異なっていると考えられる。すなわち、熱流束を増加させていくと、ある位置で

急に熱伝達率が下がり、それ以降は逆に少しずつ増加していく。また、急激な熱伝達率の低下を引き起こす熱流束は、高流量で成り立つ相関式の与える値よりも小さい。 $G=39 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ とした場合の、バルク温度が擬臨界温度になる位置でのグラスホフ数 Gr とヌッ

(c) 温度分布

(a) 平均流速分布

(d) 動粘性係数分布

(b) 乱流エネルギー分布

(e) プラントル数分布

図6 高流量 [$G=1180 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$] における壁近傍の計算結果

図7 低流量 [$G=39 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$] における Gr と Nu の関係 (A: 100, B: 450, C: 550, D: 2 000, E: 10 000 W/m^2)

(a) 平均流速分布

(b) 乱流エネルギー分布

図8 低流量 [$G=39 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$] における計算結果 (A: 100, B: 450, C: 550, D: 2 000, E: 10 000 W/m^2)

セルト数 Nu の関係を図7に示す。このときレイノルズ数は10 000になる。 Gr が小さい強制対流が卓越した領域では Nu は一定になり、 Gr が大きい自然対流が卓越した領域では Nu は Gr とともに増加し、両者

の中間で Nu の極小値が現れる。

図8に流速分布および乱流エネルギー分布を示す。流速分布からは、熱流束が増大するに従って壁近傍の流速が増加してくることがわかる。乱流エネルギーは流速勾配によって生成されるので、流速分布が平坦になるにつれ小さくなる。これによって乱れによる熱伝達率が抑制され、熱伝達率が低下する。したがって、低流量の増大の伝熱劣化の原因は、浮力によって壁近傍の流速が増大し、流速分布が平坦になって乱れの生成が減少するためであると考えられる。さらに熱流束が増大すると、今度は流速分布に逆の勾配が生じるので、乱流エネルギーが大きくなり、熱伝達率も増加する。この浮力による伝熱劣化の機構は、通常の単相流体においても見られる現象である⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

単相乱流における伝熱劣化現象としては、浮力によるもののほかに、加速によるものが知られている。しかしながら、本計算では加速の効果は浮力の効果に比べて無視できる程度に小さかった。確認のため、計算コード中の浮力項の部分削除して同じ計算を行うと、 Nu の急激な低下はまったく現れなくなる。

6. 結 論

超臨界圧水の垂直円管内上昇流の熱流動数値解析を行い、山縣らの実験データおよび伝熱劣化相関式をよく再現する結果を得た。本解析より、伝熱劣化の原因は、高流量の場合には壁近傍で局所的に加熱された流体のプラントル数の低下および粘性底層の厚さの増大であり、低流量の場合には浮力による流速分布のひずみが乱れの生成を減少させるためであると考えられる。したがって、超臨界圧流体の熱伝達挙動は現在の乱流解析手法によって解析可能であり、単相流説の範囲内で現象を説明することができる。

文 献

- (1) 日本機械学会, 伝熱工学資料, 改訂第4版, (1986), 89.
- (2) Tanaka, H., ほか3名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **14** (1971), 739.
- (3) 柘植・ほか3名, *機論*, **40**-333, 2(1974), 1363.
- (4) Yamagata, K., ほか4名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **15** (1972), 2575.
- (5) 山縣・ほか4名, *機論*, **38**-313, 2(1972), 2320.
- (6) Schnurr, N. M., *J. Heat Transf.*, **99**(1977), 580.
- (7) 吉田・ほか2名, *機論*, **38**-316, 2(1972), 3185.
- (8) Jackson, J. D. and Hall, W. B., *Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles*, 2(1979), 563, Hemisphere.
- (9) Jackson, J. D. and Hall, W. B., *Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles*, 2(1979), 613, Hemisphere.
- (10) Shiralkar, B. and Griffith, P., *J. Heat Transf.*, **92**(1970),

- 465.
- (11) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **15**(1972), 301.
- (12) 河村, 機論, **45**-395, B(1979), 1038.
- (13) 田中・ほか2名, 機論, **52**-484, B(1986), 4014.
- (14) Tanaka, H., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **30** (1987), 165.
- (15) 東大大型計算機センター, センターニュース, **15**, Sup 1(1983), 78.
- (16) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **15**(1972), 1787.
- (17) 長野・ほか2名, 機論, **50**-457, B(1984), 2022.
-