

蒸気と空気の混合気体から鉛直平板への凝縮熱流束の数値解析

Numerical Simulation for Condensation Heat Fluxes on a Vertical Flat Plate from Steam and Air Mixtures

高木 俊弥 (Toshiya Takaki)^{*1}村瀬 道雄 (Michio Murase)^{*1}三好 弘二 (Koji Miyoshi)^{*1}

要約 本研究の目的は、原子炉の事故時における格納容器 (CV) 内での熱流体挙動を数値流体力学 (CFD) コードで計算する際に境界条件として使用される凝縮伝熱の相関式を整備することである。CV 壁を模擬する鉛直平板での壁面凝縮を実験的に評価するには大規模な装置が必要になるため、本研究では鉛直矩形流路に対する CFD 解析により蒸気質量分率 $Y_{s,in}$ および蒸気と空気の混合気体の速度 u_{in} を変数として流れ方向の凝縮熱流束 q_c の分布を評価している。本報告では、これまでの $Y_{s,in}=0.226, 0.453, 0.68$ に 0.113 と 0.84 ($u_{in}=0.27\sim 3.2$ m/s) を追加して CFD 解析を行い、 q_c の既存相関式と比較評価した。強制対流 (FC) 凝縮では、CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ と既存相関式による計算値 $q_{c,FC}$ は比較的良好に一致した。一方、 u_{in} を減少すると q_c が一定値に漸近する自然対流 (NC) 凝縮では、低 $Y_{s,in}$ 条件で既存相関式による計算値 $q_{c,NC}$ は $q_{c,CFD}$ より大幅に大きくなり、 $q_{c,NC}$ 相関式を改善することが望ましい。

キーワード 格納容器, 鉛直平板, 壁面凝縮, 数値解析, 強制対流, 自然対流, 凝縮熱流束

Abstract The final objective of our study series is to present correlations for condensation heat transfer; which are used for boundary conditions in CFD (computational fluid dynamics) analysis for thermal-hydraulic behavior in the containment vessel (CV) of nuclear reactors during accident conditions. The distributions of condensation heat fluxes q_c in the flow direction (x direction) are numerically evaluated with CFD computations by changing steam mass fraction $Y_{s,in}$ and velocities u_{in} of steam and air mixtures, because a large-scale facility is needed to do experiments for wall condensation on a vertical flat plate in a vertical flow channel simulating a CV wall. In this report, CFD computations were carried out with $Y_{s,in} = 0.113$ and 0.84 ($u_{in} = 0.27\sim 3.2$ m/s) in addition to the previous CFD computations with $Y_{s,in} = 0.226, 0.453$ and 0.68 . For forced convection (FC) condensation, the CFD values $q_{c,CFD}$ agreed relatively well with the $q_{c,FC}$ computed with existing correlations. On the other hand, for natural convection (NC) condensation (where the q_c value approaches a constant value with decreasing u_{in}), the $q_{c,NC}$ values computed with existing correlations were much larger under the condition of small $Y_{s,in}$ than the $q_{c,CFD}$ values, and improvement of the $q_{c,NC}$ correlation is expected.

Keywords containment vessel, vertical flat plate, wall condensation, numerical simulation, forced convection, natural convection, condensation heat flux

1. はじめに

原子炉では、配管破断による冷却材喪失事故 (LOCA) などの設計基準事故を想定して安全設備の性能評価が行われる。LOCA 時には、原子炉から高温の冷却材が格納容器 (CV) に流出し、蒸気が構造物表面で凝縮する。本研究の目的は、原子炉事故時の CV 内構造物への凝縮伝熱に係わり、数値流体力学 (CFD) コードで使用する凝縮伝熱の相関式を提供することである。

非凝縮性気体 (空気もしくは窒素ガス) が存在する条件での凝縮伝熱については多くの研究が行われ、多くの伝熱

相関式が提案されている⁽¹⁻⁴⁾。原子炉の安全解析では、CV を複数の領域にモデル化し、密閉容器内での自然対流凝縮実験に基づいて作成された変数に速度を含まない伝熱相関式を使用して熱流体挙動が計算される。一方、CFD コードでの解析では流れ場を計算するため、速度を変数に含む伝熱相関式を用いるのが適切である。しかし、実規模の CV を対象とする CFD 解析⁽⁵⁾では、多くの文献で構造物表面での境界条件である伝熱相関式に関する記述がないか、もしくは変数に速度を含まない伝熱相関式が使用されている。そこで、本研究では、CFD 解析で使用する凝縮伝熱相関式の整備を目的とした。

* 1 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所

福島第一原子力発電所での事故以降, CFDコードを使用した実験解析⁽⁶⁻⁸⁾や凝縮伝熱モデルの改良⁽⁸⁻¹⁰⁾が行なわれている. 実験解析では粘性底層での蒸気質量分率 Y_s の勾配に基づく凝縮熱流束 q_c の相関式が使用されるが, 凝縮面に接する計算セルの幅を0.1 mm程度にする必要があり, CV解析への適用は現実的でない. また, CFD解析では壁面に接する計算セルでの物理量(凝縮面からの距離 y , 混合気体の速度 u , 温度 T_g , 蒸気質量分率 Y_s)を用いて境界条件を与えるのが現実的である. したがって, 本研究の具体的な目標は, 凝縮面に接する計算セルを乱流域からバルクに設定し, この計算セルでの物理量を用いて q_c を求める相関式を提供することである. q_c の相関式の乱流境界層への適用性を評価するには凝縮面からの距離 y に対する T_g や Y_s の分布が必要になるが, y 方向分布の測定例は非常に少ない.

著者らの研究グループでは, 神戸大学との共同研究として, 直径49.5 mmの伝熱管を用いて飽和蒸気と空気の混合気体の半径方向と流れ方向の温度分布を測定した⁽¹¹⁾. 飽和蒸気を仮定して T_g の測定値から Y_s の分布を求め, y に対して物質伝達率の無次元量である局所シャーウッド数 Sh_y を求めて相関式化し, バルクで定義された q_c の相関式^(12,13)に Sh_y の相関式を適用して乱流域からバルクでの物理量を使用して q_c を予測する方法を提案した⁽¹⁴⁾. これにより, CFD解析モデルで壁面に接する計算セルを乱流域からバルクに設定し, この計算セルでの物理量を使用して凝縮伝熱の境界条件を設定できる. CFDコードFLUENTを用いて実験解析を行い, 計算結果が Sh_y の相関式を用いた q_c の予測式の不確かさの範囲内であることを確認した⁽¹⁵⁾. 実規模CVの円筒容器は鉛直平板で近似できるため, 平板に対しては, Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹⁶⁾による強制対流凝縮での温度分布の測定値を用いて Sh_y の相関式を求めた⁽¹⁷⁾. 温度分布の測定例が少なく検証は必ずしも十分でないが, 強制対流凝縮に対する凝縮伝熱相関式の整備は一段落し, 前報⁽¹⁸⁾で成果の概要を報告した. 自然対流凝縮に対しては大規模な実験設備が必要になるため, 鉛直矩形流路でのCFD解析モデルを使用して伝熱特性を評価している.

本報告では, 流路入口での蒸気質量分率 $Y_{s,in}$ と混合気体速度 u_{in} が q_c に及ぼす影響を評価し, q_c 相関式の適用範囲拡大を図るために, 鉛直矩形流路でのCFD解析モデルを使用して $Y_{s,in}=0.113, 0.84$ および $u_{in}=0.27\sim 3.2$ m/sで数値解析を行った. これまでに実施済みの $Y_{s,in}=0.226, 0.453, 0.68$ および $u_{in}=0.27\sim 3.2$ m/sでのCFD解析結果^(19,20)を含めて q_c のCFD計算値を既存相関式と比較評価した.

2. 壁面凝縮の伝熱相関式と解析モデル

加圧水型原子炉の鋼製CVは, 直径が約40 m, 高さが約80 mである. LOCA時には, CV内では漏洩口からの一次冷却材の流出による強制対流, および気体とCV構造物との温度差に起因する自然対流が形成される. 一次冷却材は高温であるためCVに流出すると蒸気が生成され, 蒸気はCV構造物の表面で凝縮する. 本研究では, CFD解析で構造物表面に境界条件として与える壁面凝縮の伝熱相関式を対象とする.

本研究では, 大規模な設備が必要になる実験の評価は難しいため, 鉛直矩形流路でのCFD解析モデルを使用して伝熱特性を評価している. CFD解析結果から伝熱特性を評価するには, 既存相関式による計算値との比較評価が有益である. また, 鉛直矩形流路でのCFD解析結果をCV解析に反映するには相関式化が必要であり, 既存相関式を参照する. そこで, ここでは, 本研究で参照している壁面凝縮に関する既存相関式, および本研究で使用している壁面凝縮の解析モデルについて記述する. また, これまでに実施した実験解析の概要について述べる.

2.1 壁面凝縮に関する伝熱相関式

本研究で使用している壁面凝縮に関する伝熱相関式を表1に示す. 式(1)~(3)は対流伝熱に関し広く利用されている相関式⁽²¹⁾であり, 式(4)~(8)は q_c を与える相関式である. 式(2)の Re_x はレイノルズ数, 式(3)の Gr_x はグラスホフ数であり, 式(9)で定義される.

相関式(4)は, CFDコードを用いた実験解析で使用され, 粘性底層で定義されているため計算セルの幅を0.1 mmオーダーにする必要があるが, 層流もしくは乱流および強制対流もしくは自然対流に適用できる. 相関式(4)および(5)などで θ_B はサクシオン係数であり, 式(10)で定義される. θ_B を使用すると q_c の計算値が過大になり, サクシオン修正係数 θ_c が使用される場合がある.

相関式(5)は, 相関式(11)と組み合わせて強制対流(FC)凝縮に, 相関式(12)と組み合わせて自然対流(NC)凝縮に使用されるが, 後者では $\theta_B=1$ にするのがよい⁽²²⁾. 相関式(6)と(7)は, FC凝縮を対象に提案された式であり, NC凝縮に適用された事例はない. 相関式(8)は, NC凝縮を対象に提案された式である.

表1 壁面凝縮に関する伝熱相関式

伝熱相関式	式
対流伝熱 ⁽²¹⁾	
$Nu_x = (Nu_{x,FC}^m + Nu_{x,NC}^m)^{1/m}, m = 4$	(1)
$Nu_{x,FC} = \frac{h_{conv,FC} x}{\lambda_g} = 0.0296 Re_x^{4/5} Pr^{1/3}$	(2)
$Nu_{x,NC} = \frac{h_{conv,NC} x}{\lambda_g} = 0.13 (Gr_x Pr)^{1/3}$	(3)
Dehbi et al. ⁽⁶⁾ : 粘性底層に対する式	
$q_c = \frac{\rho D \theta_B}{1 - Y_s} \frac{\partial Y_s}{\partial y} h_{fg}$	(4)
Spalding ⁽²³⁾ : バルクに対する凝縮熱流束の式	
$q_c = D \rho \frac{Sh_x}{x} \theta_B \frac{Y_{s,b} - Y_{s,w}}{1 - Y_{s,w}} h_{fg}$	(5)
Araki et al. ⁽¹²⁾ : バルクに対する強制対流の式	
$q_c = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_x}{x} \ln \left(\frac{1 - X_{s,w}}{1 - X_{s,b}} \right) h_{fg}$	(6)
Liao and Vierow ⁽¹³⁾ : バルクに対する強制対流の式	
$q_c = \lambda_c \frac{Sh_x}{x} (T - T_w)$	(7)
$\lambda_c = D \frac{\phi_2}{\phi_1} \frac{P M_s M_a}{R^2 T^3} h_{fg} h'_{fg}$	
$\frac{1}{\phi_1} = \frac{Y_{s,m}}{Y_{a,w}} \theta_B, \phi_2 = \frac{M_{m,m}^2}{M_{m,b} M_{m,w}}$	
Corradini ⁽²⁴⁾ : バルクに対する自然対流の式	
$q_{c,NC} = k_x (\rho_{s,b} - \rho_{s,w}) h'_{fg} \theta_B$	(8)
$k_x = 0.0225 Re_{x,c}^{3/4} Sc^{1/3} \frac{D}{\delta_x}, Re_{x,c} = \frac{\Gamma_x \delta_x}{\nu}$	
$\Gamma_x = \frac{1.185 Gr_x^{1/2}}{(1 + 0.494 Pr^{2/3})^{1/2}} \frac{\nu}{x}$	
$\delta_x = \frac{0.565 x (1 + 0.494 Pr^{2/3})^{0.1}}{Gr_x^{0.1} Pr^{8/15}}$	
定義式とシャーウッド数 Sh_x の式	
$Re_x = \frac{u x}{\nu}, Gr_x = \frac{\rho g (\rho_w - \rho_b) x^3}{\mu^2}$	(9)
$\theta_B = \frac{\ln(1+B)}{B}, B = \frac{Y_{s,w} - Y_{s,b}}{1 - Y_{s,w}}, \theta_c = \frac{1 + \theta_B}{2}$	(10)
$Sh_{x,FC} = \frac{h_{c,FC} x}{\lambda_c} = 0.0296 Re_x^{4/5} Sc^{1/3}$	(11)
$Sh_{x,NC} = \frac{h_{c,NC} x}{\lambda_c} = 0.13 (Gr_x Sc)^{1/3}$	(12)

D [m²/s]は拡散係数, $h = q/(T_b - T_w)$ [kW/m²K]は熱伝達率, h_{fg} [kJ/kg]は凝縮潜熱, $h'_{fg} = h_{fg} + cp(T_b - T_w)$ [kJ/kg] (cp [kJ/kgK]は比熱), M [kg/kmol]は分子量, Nu [-]はヌッセルト数, P

[Pa]は圧力, Pr [-]はプラントル数, R [kJ/kmolK]は一般ガス定数, Re [-]はレイノルズ数, Sc [-]はシュミット数, Sh [-]はシャーウッド数, T [K]は温度, u [m/s]は速度, X [-]はモル分率, Y [-]は質量分率, x [m]は流れ方向の距離, y [m]は壁面からの距離, θ_B [-]はサクシオン係数, θ_c [-]はサクシオン修正係数, λ [kW/mK]は熱伝導率, λ_c [kW/mK]は凝縮熱伝導率, ν [m²/s]は動粘性係数, ρ [kg/m³]は密度. 添字: a は空気, b はバルク, $conv$ は対流, FC は強制対流, m は平均もしくは混合気体, NC は自然対流, s は蒸気, w は壁面, x は x 方向, y は壁面からの距離.

式(6)でのモル分率 X と他の式での質量分率 Y で計算値に顕著な相違はない. 式(6)での対数項は境界層内で積分平均した対数平均濃度差に起因するが, 他の相関式では θ_B に対数項が含まれている. 相関式(5)~(7)でシャーウッド数 Sh_x には相関式(11)もしくは(12)が使用される.

粘性底層で定義された相関式(4)を CV 解析に適用するのは現実的でない. そこで, 本研究では図1に示す鉛直流路に設けた平板への q_c を CFD 解析で求め, 求めた $q_{c,CFD}$ を相関式化して CV 解析の境界条件に与えることを想定している. しかし, CFD 解析には解析モデルや相関式による不確かさがあるため, 検証された既存相関式(5)~(8)や既存相関式の組合せをできるだけ活用する. 本報告では, q_c の CFD 計算値をこれらの相関式と比較評価した.

2.2 壁面凝縮の解析モデル

CFD 解析の計算領域を図1に示す. 計算領域と解析モデルは Takaki et al.⁽¹⁹⁾ とほぼ同じである. 高さ方向 (x 方向) と壁面からの距離 y 方向の二次元であり, 凝縮面高さは SETCOM 装置⁽⁹⁾ と同じ 6 m である. SETCOM 装置の y 方向の幅は 0.44 m であるが, CFD 解析の低流量条件で出口から逆流が生じて計算が不安定になる場合があるため, 逆流が生じにくいように 2 倍の 0.88 m にした. 凝縮壁は厚さ 20 mm のステンレスであり, ステンレス壁内の温度勾配から熱流束 q を求めた. $q = q_c + q_{conv}$ であり, 気体の対流熱流束 $q_{conv} = h_{com}(T_b - T_w)$ は相関式(1)~(3)で計算した.

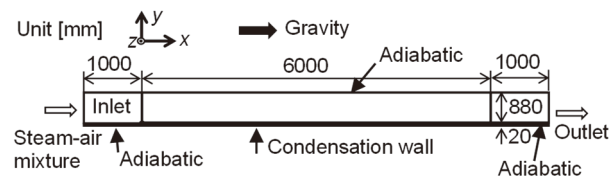


図1 壁面凝縮解析の計算領域

表2 計算条件

計算コード		Ansys FLUENT 2021 R2	
流体		蒸気と空気の混合気体, 理想気体	
固体		ステンレス鋼 SUS304	
時間		定常	
乱流モデル		SST k- ω	
対流項の離散化		二次風上	
入口 条件	圧力 P [MPa]	0.1013	
	蒸気割合 $Y_{s,in}$ [-]	0.113	0.84
	速度 u_{in} [m/s]	0.27～3.2	0.53～3.2
	温度 $T_{g,in}$ [°C]	58.3	97.2
	乱流強度 I [%]	5	
出口条件		圧力一定	
壁面	運動量	壁面スリップなし	
	対流伝熱	フーリエ則	
	凝縮伝熱	式(4), $\theta_B = 1$	
凝縮壁の外表面 $T_{w,out}$ [°C]		45	56

流れ方向の計算セル寸法は $\Delta x = 10$ mm で一定であるが, y 方向には壁面近くで計算セル幅を小さくし主流部で大きくしている. 凝縮面に接する計算セルを粘性底層内に設定し, 相関式(4)を用いて凝縮面に熱流束 q_c を与えるために幅を $\Delta y = 0.1$ mm にした. 計算セルの総数は 387,200 (流体 336,000, 固体 51,200) である.

計算条件を表2に示す. CFD コードには FLUENT を使用した. 流体は, 蒸気と空気の混合気体であり, 理想気体として扱った. 凝縮壁にはステンレス鋼 SUS304 の物性値を使用した. 乱流モデルには壁面凝縮の CFD 実験解析^{(6),(10)}で使用する SST k- ω を使用した. 混合気体の入口条件は, 圧力 $P = 0.1013$ MPa であり, 蒸気質量分率 $Y_{s,in}$ と速度 u_{in} を変数にした. これまでに, $Y_{s,in} = 0.453$ ⁽¹⁹⁾ および $Y_{s,in} = 0.226$ と 0.68 ⁽²⁰⁾ を計算済みであり, 本報告では $Y_{s,in} = 0.113$ と 0.84 を追加計算した (飽和温度は $T_{g,in} = 58.3$ と 97.2 °C). これまでの CFD 解析結果^(19,20)より, 速度 $u_{in} = 3.2$ m/s では強制対流 (FC) 凝縮, $u_{in} = 0.53$ m/s では自然対流凝縮と推定した. 混合気体の出口条件は圧力一定境界にした.

壁面ではスリップなしで $u_w = 0$ m/s, 凝縮面では対流伝熱を FLUENT に組み込まれたフーリエ則で計算し, 相関式(4)で凝縮熱流束 q_c を与えた. サクション係数 $\theta_B = 1$ としたが, 粘性底層では $\theta_B \neq 1$ で θ_B の影響は小さい. 凝縮による蒸気の減少量と凝縮壁への伝熱量は計算セル内の体積項として与えるため, 凝縮面で気体側凝縮熱量と固体側入熱量を等しくする必要がある. 本解析では気体側と固

体側で計算セル幅 $\Delta y = 0.1$ mm を等しくしているが, 計算セル幅が異なる場合には伝熱量が気体側と等しくなるよう固体側の入熱量を補正する必要がある. 凝縮壁の外表面温度は, $Y_{s,in} = 0.226 \sim 0.84$ では $T_{w,out} = 56$ °C で一定であるが, $Y_{s,in} = 0.113$ では混合気体温度 58.3 °C との差が小さくなるため 45 °C にした. 凝縮壁以外の壁面は断熱条件を与えた.

2.3 実験解析の概要

壁面凝縮実験の多くは密閉容器内での凝縮面を用いた測定であり, 図1のような流動実験での測定は少ない. Takaki et al.⁽¹⁹⁾は, SETCOM データ⁽¹⁰⁾を使用して FC 凝縮 ($u_{in} = 2.98 \sim 4.68$ m/s) を対象にした解析を行い, 熱流束 q の測定値に対する CFD 計算値の標準偏差は $s = 7.6 \sim 20.2$ % であり比較的良好に一致することを示した (q が大きい場合に s が小さく q が小さい場合に s が大きい). また, COPAIN⁽⁶⁾と CONAN⁽⁷⁾での FC 凝縮 ($u_{in} = 1.25 \sim 3.59$ m/s) に対する解析を実施しており, $s = 13$ % であった.

混合気体の密度計算に volume-weighted-mixing-law を使用した場合⁽¹⁹⁾には COPAIN⁽⁶⁾での NC 凝縮における流れ方向の q 分布の変化を再現できなかったが, 混合気体の密度計算に ideal-gas-mixing-law を使用している本解析では q 分布の変化を再現できるようになった. NC 凝縮 ($u_{in} = 0.33 \sim 1$ m/s) に関する CFD 計算値の測定値に対する標準偏差は $s = 13$ % であった. 一方, 密度計算に volume-weighted-mixing-law を使用しても u_{in} の減少に伴う FC 凝縮から NC 凝縮への変化を計算できる. 密度計算の変更が混合気体の密度の計算値に及ぼす影響は小さく, NC 凝縮の実験における流れ方向の q 分布の変化を左右する要因は明らかでない.

鉛直円管内での凝縮を対象にした Araki et al.⁽¹²⁾と Liao and Vierow⁽¹³⁾による相関式の測定値に対する標準偏差は $s = 30$ % と 20 % であり, 測定値のバラツキが大きいことも不確かさが大きい要因である. 本研究では, 測定値, CFD 計算値, 既存相関式の不確かさを考慮し, 標準偏差で 10 % 以下 (よく一致) を目標とし, $10 \sim 20$ % を許容範囲 (比較的良好に一致) と判断している.

3. 熱流束への蒸気質量分率の影響

3.1 熱流束の流れ方向分布

流れ方向 (x 方向) の凝縮熱流束 q_c の分布の CFD 計算値と相関式での計算値を図2 ($Y_{s,in} = 0.113$) と図3 ($Y_{s,in} =$

0.84) に示す。既存相関式による計算値には、FC 凝縮では Liao and Vierow⁽¹³⁾による相関式(7)と式(10)の θ_c および式(11)の $Sh_{x,FC}$ を使用し、NC 凝縮では Corradini⁽²³⁾による相関式(8) と式(10)の θ_c を使用した。 θ_B は $Y_{s,in}$ により大きく異なり、 $Y_{s,in}=0.113$ で $\theta_B \doteq 1.03$ 、 $Y_{s,in}=0.84$ で $\theta_B \doteq 2.05$ であ

る。 u_{in} は θ_B にほとんど影響しない。

FC 凝縮の(a) $u_{in}=3.2$ m/s では、CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ は相関式による計算値 $q_{c,FC}$ より $Y_{s,in}$ の影響が大きく、 $Y_{s,in}=0.113$ では $q_{c,FC}$ より小さく、 $Y_{s,in}=0.83$ では $q_{c,FC}$ より大きい。

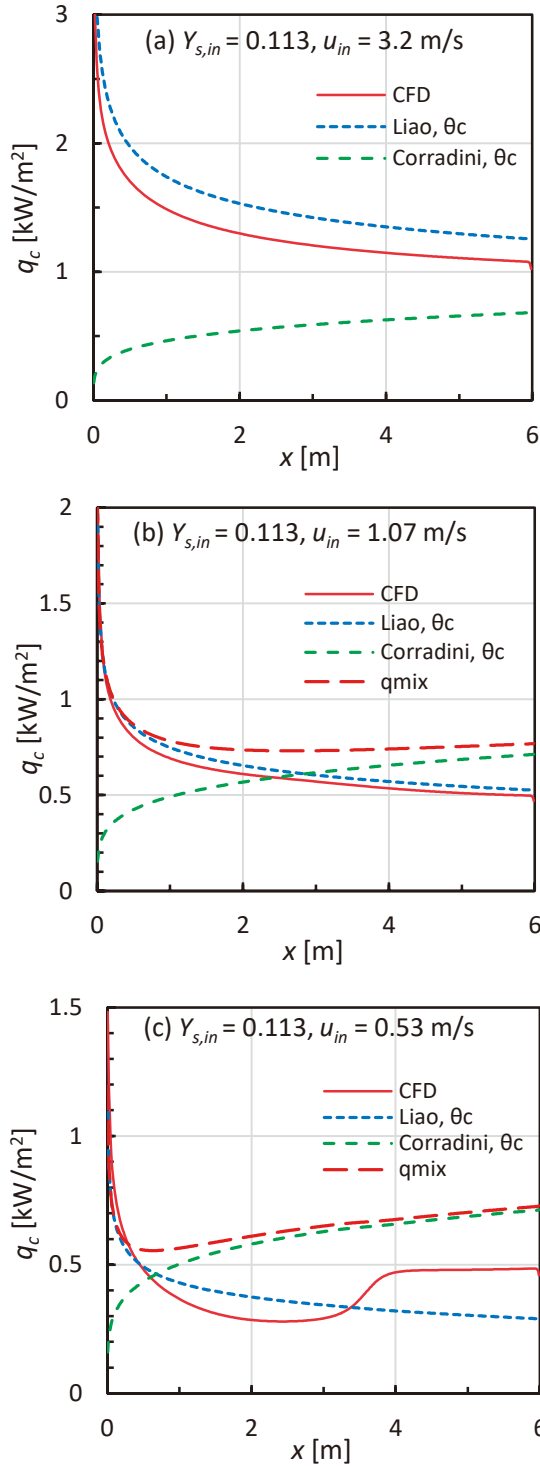


図2 流れ方向の凝縮熱流束 q_c の分布 ($Y_{s,in}=0.113$)

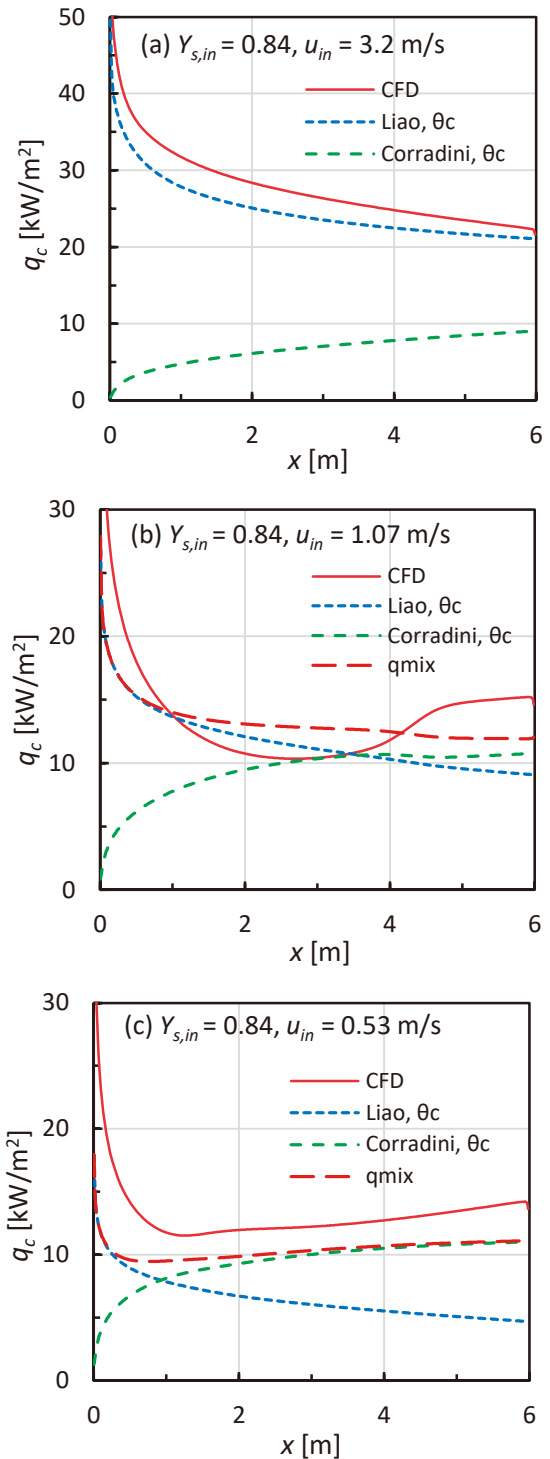


図3 流れ方向の凝縮熱流束 q_c の分布 ($Y_{s,in}=0.84$)

共存対流凝縮の(b) $u_{in}=1.07$ m/s では, $Y_{s,in}=0.113$ と 0.84 で $q_{c,CFD}$ の傾向が異なる. 一方, 相関式による計算値は $x \approx 3$ m で $q_{c,NC}=q_{c,FC}$ になり共存対流凝縮の特徴を示す. 共存対流凝縮の熱流束 q_{mix} には次式⁽¹⁹⁾を使用した.

$$q_{mix} = (q_{c,FC}^m + q_{c,NC}^m)^{1/m}, m=4 \quad (13)$$

$Y_{s,in} = 0.113$ では, $q_{c,CFD} \approx q_{c,FC}$ であり, $q_{c,CFD}$ に NC 凝縮の影響は現れておらず (FC 凝縮の状態が継続), $q_{c,NC}$ が $q_{c,CFD}$ より大きいことを示す. 一方, $Y_{s,in}=0.84$ では, $q_{c,CFD} \approx q_{mix}$ であり, $q_{c,CFD}$ は共存対流凝縮から NC 凝縮への変化を示しており, $q_{c,NC}$ が $q_{c,CFD}$ より小さい.

NC 凝縮の(c) $u_{in} = 0.53$ m/s では, 既存相関式からは $x > 1$ m で $q_{c,NC} > q_{c,FC}$ になり自然対流凝縮と判別される. 一方, $Y_{s,in} = 0.113$ では, $q_{c,CFD}$ は共存対流凝縮から NC 凝縮への変化を示しており, $q_{c,CFD}$ は $u_{in} = 1.07$ m/s と同様に $q_{c,NC}$ より小さい. $Y_{s,in}=0.84$ では, $x > 1$ m で NC 凝縮に変化しており, $q_{c,CFD}$ は $u_{in} = 1.07$ m/s と同様に $q_{c,NC}$ より大きい.

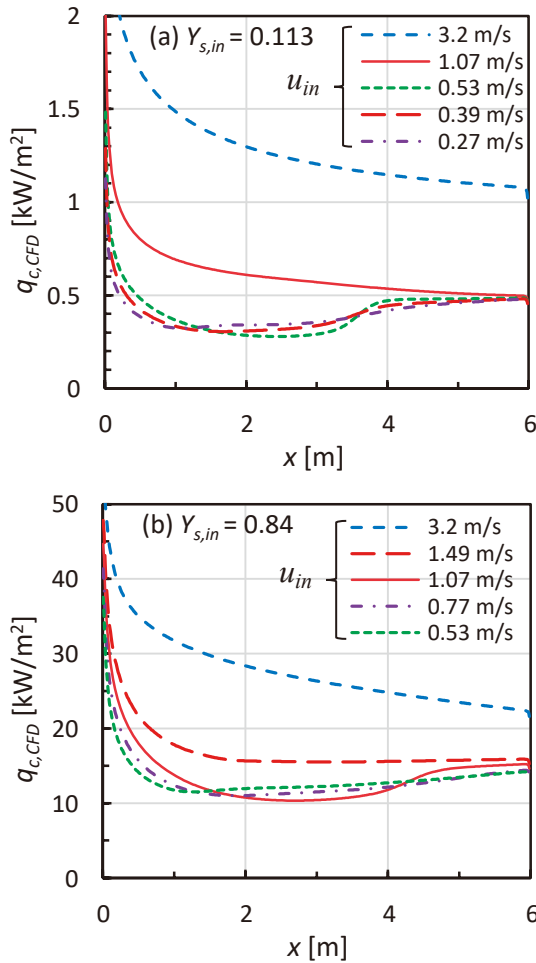


図4 凝縮熱流束のCFD計算値 $q_{c,CFD}$ への速度 u_{in} の影響

図2と図3に示したように, $q_{c,CFD}$ は $Y_{s,in}=0.113$ では $q_{c,FC}$ より小さく, 特に $q_{c,NC}$ より大幅に小さい. 一方, $Y_{s,in}=0.84$ では, $q_{c,CFD}$ は $q_{c,FC}$ や $q_{c,NC}$ より大きい. $Y_{s,in}=0.113$ で $\theta_B \approx 1.03$, $Y_{s,in}=0.84$ で $\theta_B \approx 2.05$ であることから, 既存相関式で使った θ_c を θ_B に変更すれば $q_{c,FC}$ や $q_{c,NC}$ が $q_{c,CFD}$ に近づくかと推定される.

3.2 混合気体速度の影響

凝縮熱流束のCFD計算値 $q_{c,CFD}$ への混合気体速度 u_{in} の影響を図4に示す. (a) $Y_{s,in}=0.113$ では, $u_{in}=3.2$ m/s と 1.07 m/s で FC 凝縮であり, $u_{in} = 1.07$ m/s で共存対流凝縮の特徴 (x が大きい下流で q_c が流れ方向に増加) が現れていない. $u_{in}=0.27 \sim 0.53$ m/s で NC 凝縮であり, u_{in} が低下しても $q_{c,CFD}$ が低下しない.

(b) $Y_{s,in}=0.84$ では, $u_{in}=3.2$ m/s で FC 凝縮であり, $u_{in}=1.49$ m/s では共存対流凝縮の特徴が現われており $x > 2$ m で $q_{c,CFD}$ が一定値になっている. $u_{in}=0.53 \sim 1.07$ m/s で NC 凝縮であるが, $u_{in}=1.07$ m/s では共存対流凝縮から NC 凝縮に変化する過程であり NC 凝縮への変化が遅れている.

図2～図4に示したように $Y_{s,in}$ が q_c に及ぼす影響が大きい. $Y_{s,in}$ が大きく q_c が大きいと FC 凝縮から NC 凝縮に変化する u_{in} が大きくなる.

4. 凝縮熱流束の相関式

ここでは, CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ を既存相関式(5)～(8)による計算値 $q_{c,FC}$ や $q_{c,NC}$ と比較し, $q_{c,CFD}$ との一致がよい既存相関式を選択する.

4.1 強制対流凝縮

FC 凝縮に対する Liao and Vierow⁽¹³⁾による相関式(7)での計算値 $q_{c,FC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較を図5に示す. $Y_{s,in}=0.453$ での解析結果⁽¹⁹⁾および $Y_{s,in}=0.226$ と 0.68 での解析結果⁽²⁰⁾に本報告での解析結果 ($Y_{s,in}=0.113$ と 0.84) を加えて表示した.

FC 凝縮を選別するために, リチャードソン数 $Ri_x = Gr_x / Re_x^2 < 2$ ⁽¹⁹⁾を使用した. 図3に示した結果から $q_{c,FC}$ を大きくするために, (a)では θ_B を使用したが $q_{c,FC}$ が過大になり, $q_{c,CFD}$ と θ_B が大きくなるにしたがって $q_{c,FC}$ が大きくなった. 一方, (b) で θ_c を使用すると, $q_{c,FC}$ は $q_{c,CFD}$ と比較的よく一致したが, $q_{c,CFD}$ と θ_B が大きくなるにしたがって $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が小さくなる傾向が残った.

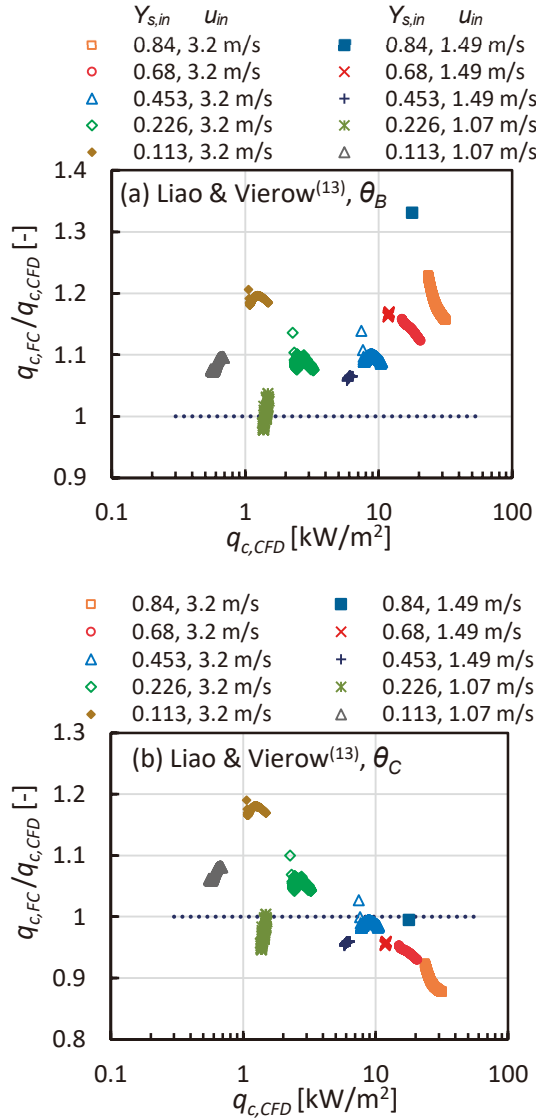


図5 Liao and Vierow⁽¹³⁾による相関式(7)での計算値 $q_{c,FC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

Spalding⁽²³⁾による相関式(5)と Araki et al.⁽¹²⁾による相関式(6)での計算値 $q_{c,FC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較を図6に示す。図6(a)の Spalding⁽²³⁾による相関式(5)での計算値 $q_{c,FC}$ は $q_{c,CFD}$ とよく一致し、 $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ は 1 ± 0.1 の範囲内に収まった。図6(b)の Araki et al.⁽¹²⁾による相関式(6)での計算値 $q_{c,FC}$ では、 $Y_{s,in} = 1.13$ の $u_{in} = 3.2$ m/s で $q_{c,FC}/q_{c,CFD} \approx 1.2$ が少し大きい。

FC凝縮に対する既存相関式(5)~(7)では、式(5)と θ_B 、式(7)と θ_C の組合せにすれば、相関式(6)と(7)では $Y_{s,in} = 1.13$ の $u_{in} = 3.2$ m/s で $q_{c,FC}/q_{c,CFD} \approx 1.2$ を除いて計算値 $q_{c,FC}$ に顕著な相違はない。相関式(5)では $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が 1 ± 0.1 の範囲内に収まった。

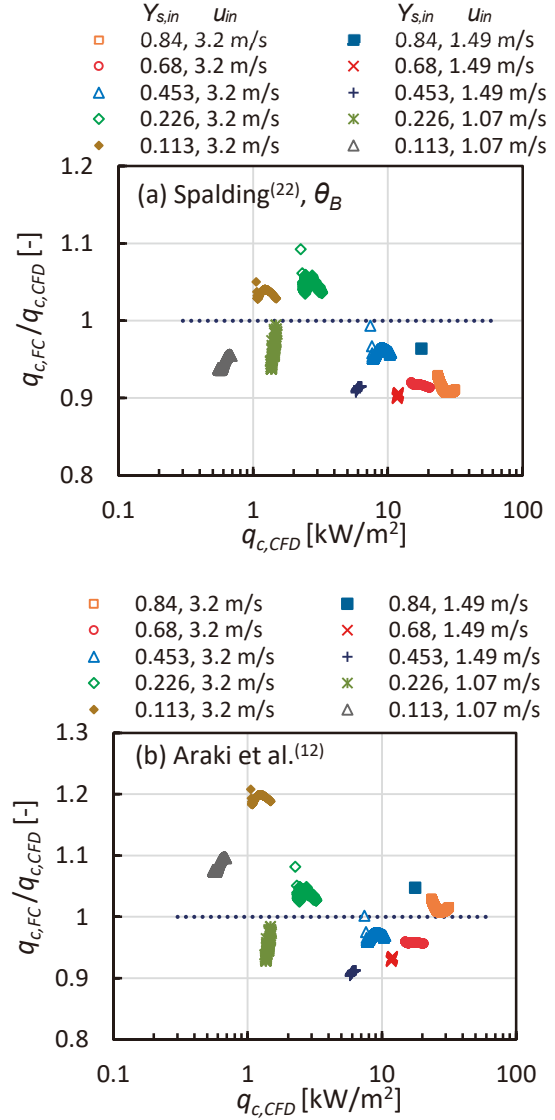


図6 Spalding⁽²³⁾と Araki et al.⁽¹²⁾による相関式での計算値 $q_{c,FC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

4.2 自然対流凝縮

NC凝縮の相関式による計算値 $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較を図7に示す。計算結果から $Ri_x = Gr_x/Re_x^2 > 30$ ⁽¹⁹⁾をNC凝縮として使用した。図7(a)の Corradini⁽²⁴⁾の相関式(8)では θ_B を使用した。計算値 $q_{c,NC}$ は、 $Y_{s,in} \geq 0.453$ では $q_{c,CFD}$ と比較的良好に一致したが、 $Y_{s,in} \leq 0.226$ では $q_{c,CFD}$ より小さくなり、 $Y_{s,in} = 0.113$ では $q_{c,CFD}$ との相違が大きくなった。

Spalding⁽²³⁾による相関式(6)と $\theta_B = 1$ および式(12)の $Sh_{x,NC}$ を使用した計算値 $q_{c,NC}$ と $q_{c,CFD}$ の比較を図7(b)に示す。この相関式の組合せは、Chilton 相関式として LP モデルに基づく欧州の CV 解析コード CAST3M-LP1 に組み込まれて

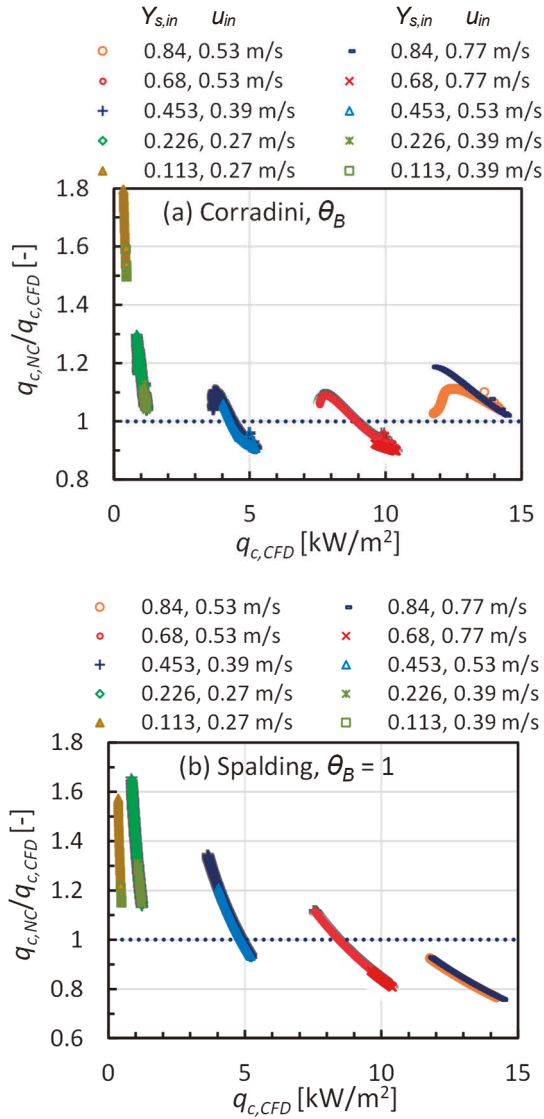


図7 自然対流凝縮の相関式による計算値 $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

いる⁽²⁵⁾. 式(12)において $Sh_{x,NC} \propto x$ であり, 式(6)で $Sh_{x,NC}/x \propto \text{定数}$ になり, $q_{c,NC}$ の値は x に依存しない. 計算値 $q_{c,NC}$ では, $q_{c,CFD}$ の増加に伴って $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が小さくなっている. $Y_{s,in} = 0.113$ で $\theta_B \doteq 1.03$, $Y_{s,in} = 0.84$ で $\theta_B \doteq 2.05$ であることから, θ_B を使用すれば $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が $q_{c,CFD}$ によらず一定値に近づくが, この場合には全域で $q_{c,NC}$ が $q_{c,CFD}$ より大きくなり相関式の係数を修正する必要がある.

4.3 考察

図7(b)から相関式(6)と θ_B および式(12)の $Sh_{x,NC}$ を使用すると $q_{c,CFD}$ によらず $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が一定値に近づくと期待される. Spalding⁽²³⁾と θ_B を用いた NC 凝縮の相関式による

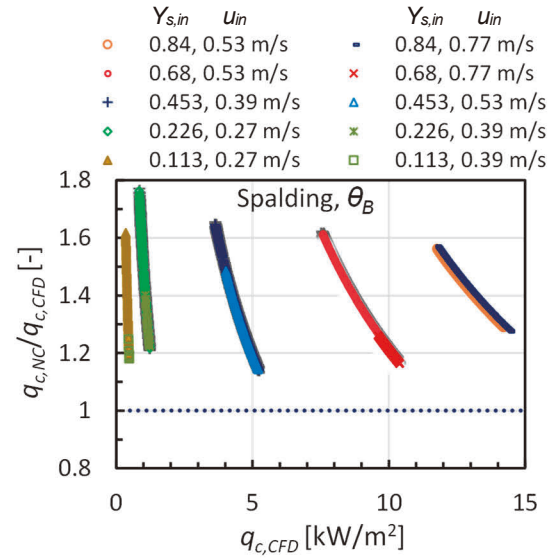


図8 Spalding⁽²³⁾と θ_B を用いた自然対流凝縮相関式による計算値 $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

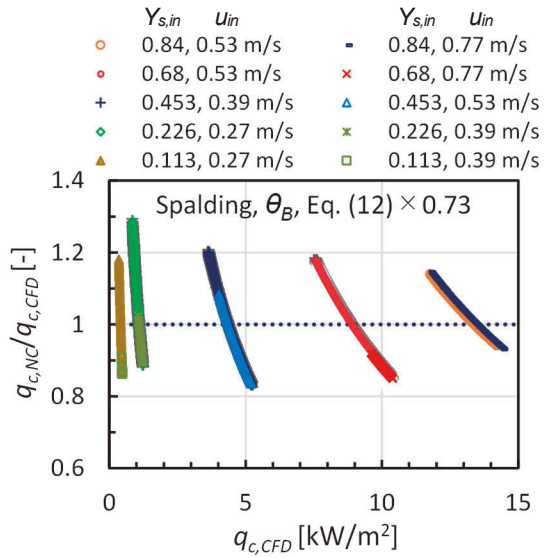


図9 相関式(6)および式(12)で修正係数を用いた計算値 $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

計算値 $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較を図8に示す. $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ の値の平均値は1.36である. Dascalaki et al.⁽²⁶⁾では, 多くの NC 伝熱相関式が掲載されており, 式(12)の係数0.13が0.09~0.14の範囲にあることが示されている. 図8において係数を補正すると $0.13/1.36 = 0.096$ になり, 0.09~0.14の範囲になる.

相関式(6)と θ_B および式(12)を使用し, $Sh_{x,NC}$ の係数0.13を0.73倍に変更して計算した $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較を図9に示す. $Y_{s,in} = 0.226$ の $u_{in} = 0.27$ m/s を除いて

$q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ の値は 1 ± 0.2 の範囲にある。

本報告ではバルク（主流）と凝縮面の間で定義された Sh_x を用いた凝縮熱流束の相関式について検討した。本研究の目標は凝縮面に接する計算セルでの物理量（速度、温度、蒸気濃度）を用いて凝縮熱流束を予測して CV 解析の境界条件を与えることである。このためには、凝縮面からの距離 y の関数として局所シャーウッド数 Sh_y を求める必要がある。FC凝縮に対してはCFD計算値を用いて Sh_y を求め、相関式を作成した⁽²⁷⁾。今後の課題は、NC凝縮に対してCFD計算値を用いて Sh_y を求め、相関式を作成することである。

5. おわりに

本報告では、バルクと凝縮面の間で定義された凝縮熱流束 q_c の相関式について検討した。具体的には鉛直矩形流路内の空気と蒸気の混合気体から高さ 6 m の鉛直平板への壁面凝縮に関する CFD 解析モデルを使用し、蒸気質量分率 $Y_{s,in} = 0.113$ と 0.84 および混合気体の速度 $u_{in} = 0.27 \sim 3.2$ m/s で数値解析を行った。 $Y_{s,in} = 0.226, 0.453, 0.68$ および $u_{in} = 0.27 \sim 3.2$ m/s での結果^(19,20)を含めて $Y_{s,in}$ と u_{in} が凝縮熱流束 q_c に及ぼす影響について検討した。得られた主な結果は以下の通りである。

- (1) $Y_{s,in}$ が q_c に及ぼす影響は大きく、 $Y_{s,in}$ が大きく q_c が大きいと強制対流 (FC) 凝縮から自然対流 (NC) 凝縮に変化する u_{in} が大きくなる。NC 凝縮では u_{in} が低下しても q_c は変化しない。
- (2) FC 凝縮では、既存相関式でサクション係数 θ_B (> 1) を適切に選択すれば計算値 $q_{c,FC}$ は CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ と比較的よく一致する。Spalding の相関式と θ_B を使用すると、 $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が 1 ± 0.1 の範囲内に収まった。
- (3) NC 凝縮では、Corradini の相関式は $Y_{s,in} = 0.113$ と 0.226 で $q_{c,FC}$ が $q_{c,CFD}$ より顕著に大きくなった。Spalding の相関式と $\theta_B = 1$ を使用すると q_c の増加に伴い $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が小さくなり、Spalding の相関式と θ_B を使用すると $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ の平均値が 1.36 になった。
- (4) 使用した NC に対するシャーウッド数 $Sh_{x,NC}$ の相関式の係数 0.13 に対し、補正係数 $0.13/1.36 = 0.096$ は NC 伝熱の既存相関式の係数 $0.09 \sim 0.14$ の範囲内にある。 $Sh_{x,NC}$ の相関式に補正係数を使用すると $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ は一部の条件を除いて 1 ± 0.2 の範囲になった。

本研究の最終目標は主流での物理量を使用せず凝縮面からの距離 y での Sh_y を用いて q_c を予測することである。CFD 計算値を用いて FC 凝縮に対する Sh_y を求めて相関式

を作成した⁽²⁷⁾。NC 凝縮に対する Sh_y の相関式の作成は今後の課題である。

記号

B	サクションパラメータ (–)
cp	比熱 (kJ/kg K)
D	拡散係数 (m ² /s)
Gr	グラスホフ数 (–)
h	熱伝達率 (kW/m ² K)
h_c	凝縮熱伝達率 (kW/m ² K)
h_{fg}	凝縮潜熱 (kJ/kg)
h_{fg}'	$= h_{fg} + cp(T_b - T_w)$ (kJ/kg)
M	分子量 (kg/kmol)
Nu	ヌッセルト数 (–)
P	圧力 (Pa)
Pr	プラントル数 (–)
q_c	凝縮熱流束 (kW/m ²)
R	一般ガス定数 (kJ/kmol K)
Re	レイノルズ数 (–)
Ri	リチャードソン数 (–)
Sc	シュミット数 (–)
Sh	シャーウッド数 (–)
s	標準偏差 (–)
T	温度 (K)
u	速度 (m/s)
X	モル分率 (–)
Y	質量分率 (–)
x	流れ方向位置 (m)
y	凝縮面からの距離 (m)

ギリシャ文字

θ_B	サクション係数 (–)
θ_C	サクション修正係数 (–)
λ	熱伝導率 (kW/m K)
λ_c	凝縮熱伝導率 (kW/m K)
ν	動粘性係数 (m ² /s)
ρ	密度 (kg/m ³)

添字

a	空気
-----	----

<i>b</i>	バルク
<i>c</i>	凝縮
<i>CFD</i>	CFD 計算値
<i>conv</i>	対流
<i>FC</i>	強制対流
<i>g</i>	混合気体
<i>in</i>	入口
<i>m</i>	平均もしくは混合気体
<i>mix</i>	共存対流
<i>NC</i>	自然対流
<i>out</i>	外側
<i>s</i>	蒸気
<i>w</i>	壁面
<i>x</i>	流れ方向位置 x
<i>y</i>	距離 y

引用文献

- (1) J. Green and K. Almenas, An Overview of the Primary Parameters and Methods for Determining Condensation Heat Transfer to Containment Structures, *Nuclear Safety*, Vol. 37 (1996), pp. 26-48.
- (2) J. C. de la Rosa, A. Escrivá, L. E. Herranz, T. Cicero and J. L. Muñoz-Cobo, Review on Condensation on the Containment Structure, *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 51 (2009), pp. 32-66.
- (3) M. K. Yadav, S. Khandekar and P. K. Sharma, An Integrated Approach to Steam Condensation Studies Inside Reactor Containments: A Review, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 300 (2016), pp. 181-209.
- (4) S. A. Albdour, Y. Addad, N. Alyammahi and I. Afgan, Steam Condensation Heat Transfer in the Presence of Noncondensable Gases (NCGs) in Nuclear Power Plants (NPPs): A Comprehensive Review of Fundamentals, Current Status, and Prospects for Future Research. *Int. J. Energy Research*, Vol. 2024 (2024), p. 2880812.
- (5) F. Liu, Z. Sun, M. Ding and H. Bian, Research Progress of Hydrogen Behaviors in Nuclear Power Plant Containment under Severe Accident Conditions, *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 46 (2021), pp. 36477-36502.
- (6) A. Dehbi, F. Janasz and B. Bell, Prediction of Steam Condensation in the Presence of Noncondensable Gases using a CFD-based Approach, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 258 (2013), pp. 199-210.
- (7) L. Vyskocil, J. Schmid and J. Macek, CFD Simulation of Air-Steam Flow with Condensation, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 279 (2014), pp. 147-157.
- (8) E. Studer, D. Abdo, S. Benteboula, G. Bernard-Michel, B. Cariteau, N. Coulon, F. Dabbene, Ph. Debesse, S. Koudriakov, C. Ledier, J.-P. Magnaud, O. Norvez, J.-L. Widlocher, A. Beccantini, S. Gounand and J. Brinster, Challenges in Containment Thermal Hydraulics, *Nuclear Technology*, Vol. 206 (2020), pp. 1361-1373.
- (9) S. Kelm, H. Muller, A. Hundhausen, C. Druska, A. Kuhr and H.-J. Allelein, Development of a Multi-Dimensional Wall-Function Approach for Wall Condensation, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 353 (2019), p. 110239.
- (10) G. Vijaya Kumar, L. M. F. Cammiade, S. Kelm, K. A. Prakash and W. Rohlf, Implementation of a CFD Model for Wall Condensation in the Presence of Non-Condensable Gas Mixtures, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 187 (2021), p. 116546.
- (11) M. Murase, Y. Utanohara, R. Goda, T. Shimamura, S. Hosokawa and A. Tomiyama, Measurements of Temperature Distributions and Condensation Heat Fluxes for Downward Flows of Steam-Air Mixture in a Circular Pipe, *混相流*, Vol. 33 (2019), pp. 405-416.
- (12) H. Araki, Y. Kataoka and M. Murase, Measurement of Condensation Heat Transfer Coefficient inside a Vertical Tube in the Presence of Noncondensable Gas, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 32 (1995), pp. 517-526.
- (13) Y. Liao and K. Vierow, A Generalized Diffusion Layer Model for Condensation of Vapor with Noncondensable Gases, *Transactions of ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 129 (2007), pp. 988-994.
- (14) M. Murase, Y. Utanohara, S. Hosokawa and A. Tomiyama, Prediction Method of Condensation Heat Transfer from Steam-Air Mixture for CFD Application, *混相流*, Vol. 35 (2021), pp. 453-462.
- (15) M. Murase and Y. Utanohara, Numerical Simulation of Experiments for Wall Condensation from Mixtures of Saturated Steam and Air in a Vertical Tube, *Mechanical Engineering Journal*, Vol. 10, (2023), 23-00128.
- (16) F. Legay-Desesquelles and B. Prunet-Foch, Heat and Mass Transfer with Condensation in Laminar and Turbulent Boundary Layers along a Flat Plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 29 (1986), pp. 95-105.

- (17) M. Murase, Y. Utanohara and A. Tomiyama, Prediction Method for Condensation Heat Transfer in the Presence of Non-condensable Gas for Computational Fluid Dynamics Applications, *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, Vol. 8 (2022), p. 031404.
- (18) 村瀬道雄, 歌野原陽一, 強制対流における蒸気と空気の混合気体からの壁面凝縮, *INSS JOURNAL*, Vol. 31, C-1 (2024), pp. 158-171.
- (19) T. Takaki, M. Murase and Y. Utanohara, Condensation Heat Fluxes from Mixed Convection Flows of Steam and Air Mixtures on a Vertical Flat Plate, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 62 (2025), pp. 167-178.
- (20) M. Murase, T. Takaki and K. Miyoshi, Numerical Simulation for Effects of Steam Mass Fraction on Condensation Heat Fluxes from Saturated Steam and Air Mixture on a Vertical Plate, 21th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-21), Busan, Korea, Aug. 31-Sep. 5, 2025 (2025), No. 1118.
- (21) 日本機械学会編, 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会 (2009).
- (22) M. Murase and T. Takaki, Heat Flux Correlations for Condensation from Steam and Air Mixtures on Vertical Flat Plates, *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, Vol. 11 (2025), p. 021401.
- (23) D. B. Spalding, A Standard Formulation of the Steady Convective Mass Transfer Problem, *International Journal Heat and Mass Transfer*, Vol. 1 (1960), pp. 192–207.
- (24) M. L. Corradini, Turbulent Condensation on a Cold Wall in the Presence of a Noncondensable Gas, *Nuclear Technology*, Vol. 64 (1984), pp. 186–195.
- (25) S. Benteboula and F. Dabbene, Modeling of Wall Condensation in the Presence of Noncondensable Light Gas, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 151 (2020), p. 119313.
- (26) E. Dascalaki, M. Santamouris, C.A. Balaras and D.N. Asimakopoulos, Natural Convection Heat Transfer Coefficients from Vertical and Horizontal Surfaces for Building Applications, *Energy and Buildings*, Vol. 20 (1994), pp. 243-249.
- (27) M. Murase, Y. Utanohara and T. Takaki, Numerical Simulation of Forced Convection Condensation from Steam-Air Mixtures on Vertical Flat Plates and Evaluation of Wall Function, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 442 (2025), P. 114289.