

鉛直平板での凝縮熱流束に対する圧力の影響に関する数値解析

Numerical Simulation for Effects of Pressure on Condensation Heat Fluxes on a Vertical Flat Plate

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

要約 本研究では、数値流体力学（CFD）コード FLUENT を使用し、鉛直路内での蒸気と空気の混合気体から鉛直平板への壁面凝縮に関する数値解析を行い、蒸気質量分率 $Y_{s,in}$ と混合気体速度 u_{in} が凝縮熱流束 q_c に及ぼす影響を評価し、適切な q_c の従来相関式を選定している。これまでに、大気圧条件で $Y_{s,in} = 0.113, 0.226, 0.453, 0.68, 0.84$ で $u_{in} = 0.27 \sim 3.2$ m/s について q_c の流れ方向分布を評価した。本報告では、圧力が q_c に及ぼす影響を評価するために、 $P = 0.3$ MPa, $Y_{s,in} = 0.113, 0.226, 0.340, 0.453$, $u_{in} = 0.27 \sim 3.2$ m/s で数値解析を行った。0.3 MPa では CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ が大きくなり、大気圧では $q_{c,CFD}$ とよく一致する q_c の従来相関式での計算値より大きくなつた。強制対流（FC）凝縮に対しては、 $q_{c,CFD}$ とよく一致する q_c の従来相関式は見当たらない。一方、 u_{in} の減少に伴つて q_c が一定値に近づく自然対流（NC）凝縮に対しては、大気圧条件では q_c を過大評価する Spalding の相関式とサクション係数 θ_B の組合せが $q_{c,CFD}$ とよく一致する計算値を与えた。

キーワード 格納容器、鉛直平板、壁面凝縮、数値解析、凝縮熱流束、圧力の影響

Abstract In this study series, we have been carrying out numerical simulation for wall condensation on a vertical flat plate from steam and air mixtures by using the CFD (computational fluid dynamics) code FLUENT to evaluate effects of the steam mass fraction $Y_{s,in}$ and mixture velocity u_{in} on condensation heat fluxes q_c and to select suitable q_c correlations. We previously finished the numerical simulation for conditions of $Y_{s,in} = 0.113, 0.226, 0.453, 0.68$ and 0.84 and $u_{in} = 0.27 \sim 3.2$ m/s at the pressure of $P = 0.1$ MPa, and obtained the q_c distributions in the flow direction. Now, in this study, we carried out the numerical simulation for conditions of $Y_{s,in} = 0.113, 0.226, 0.340$ and 0.453 and $u_{in} = 0.27 \sim 3.2$ m/s at $P = 0.3$ MPa to evaluate effects of the pressure on q_c . The $q_{c,CFD}$ values obtained from CFD analysis at $P = 0.3$ MPa became larger than the q_c values with the correlation, which gave good agreement with the $q_{c,CFD}$ values at $P = 0.1$ MPa. For forced convection (FC) condensation, a correlation, which gave good agreement with the $q_{c,CFD}$ values, was not found. On the other hand, for natural convection (NC) condensation (where the q_c value approaches a constant value with decreasing u_{in}), the correlation by Spalding with the suction factor θ_B , which gave larger values than the $q_{c,CFD}$ values at $P = 0.1$ MPa, gave good agreement with the $q_{c,CFD}$ values at $P = 0.3$ MPa.

Keywords containment vessel, vertical flat plate, wall condensation, numerical simulation, condensation heat flux, pressure effect

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。原子炉の配管系の破断口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。CV 内の非凝縮性気体（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^(1,2)。一方、最近では、数値流体力学（CFD）コードを用いて実規模の CV を対象とする詳細解析が行われている⁽³⁾。しかし、実規模 CV の CFD 解

析では、流れ場を計算するが、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。従来の凝縮伝熱相関式^(1,2)はバルク（主流）と凝縮面の間で定義されているが、CV 内の複雑な流れ場でバルクを定義することは困難である。そこで、本研究では、凝縮面に接する計算セルでの物理量（速度 u 、温度 T_g 、蒸気濃度）を用いて凝縮熱流束 q_c を計算し、求めた q_c を CV 解析の境界条件の一つとして与えることを目標にしている。

凝縮面からの距離 y に対して任意の位置で q_c の値を予測できるようにするには混合気体の温度 T_g や蒸気質量分

*1 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所

率 Y_s の y 方向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。強制対流(FC)凝縮に対しては、Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽⁴⁾による温度分布の測定値と飽和蒸気の仮定を用い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^(5,6)に Sh_y の相関式を適用して乱流域からバルクまでの任意の y での物理量(u , T_g , Y_s)を使用して q_c を予測する方法を提案した⁽⁷⁾。温度分布の測定例が少なく Sh_y の相関式の妥当性の確認は十分でないが、FC凝縮に対する研究成果の概要を前報⁽⁸⁾で報告した。一方、CV内での主な流動状態である自然対流(NC)での凝縮に関しては、公開された温度分布データは見当たらない。NC凝縮実験については、凝縮面高さを長くして流路断面積を大きくする必要があり大規模な設備になる。このため、本研究では、鉛直流路でのCFD解析モデルを使用して凝縮伝熱特性を評価している。これまでに、大気圧($P=0.1$ MPa)条件下鉛直流路の入口部での $Y_{s,in}$ と u_{in} を変数として数値解析を行い、 q_c の計算値 $q_{c,CDF}$ を従来相関式と比較評価した⁽⁹⁾。

本報告では、加圧水型原子炉の鋼製格納容器の設計圧力が0.3 MPa弱であることから、 $P=0.3$ MPaで数値解析を行い、大気圧条件での $q_{c,CDF}$ と比較評価し、従来相関式での計算値と比較評価した。数値解析の変数は $Y_{s,in}=0.113\sim0.453$ および $u_{in}=0.27\sim3.2$ m/sである。

2. 壁面凝縮の伝熱相関式と解析モデル

本研究の目標は、凝縮面に接する計算セルでの物理量(u , T_g , Y_s)を用いて q_c を予測し、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 での u , T_g , Y_s を用いて局所シャーウッド数 Sh_y を求める必要がある。しかし、大規模設備が必要になる実験で u , T_g , Y_s を評価するのは難しいため、本研究では、鉛直流路でのCFD解析モデルを使用してこれらを評価している。

鉛直流路でのCFD解析結果をCV解析に反映するには熱流束計算値 $q_{c,CDF}$ を相関式化する必要があるため、本報告では従来相関式を参照し、バルク(主流)と凝縮面の間で定義された q_c の相関式について検討した。本章では、本研究で参照している壁面凝縮に関する従来相関式と本研究における壁面凝縮の解析モデルについて記述する。

2.1 壁面凝縮に関する伝熱相関式

本研究で参照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)は単相流での対流伝熱に関する相関式⁽¹⁰⁾であり、広く利用されている。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。式(4)で θ_B はサクション係数であり、式(10)で定義される。 θ_B を使用すると凝縮熱流束 q_c の計算値が過大になり、サクション修正係数 θ_C が使用される場合がある。また、 $\theta_B=1$ が使用される場合もある。

相関式(5)～(8)はバルク(主流)と凝縮面の間で定義されている。相関式(6)ではモル分率 X が使用され、他の相関式では質量分率 Y が使用されているが、計算値に顕著な相違はない。相関式(5)～(7)におけるシャーウッド数 Sh_x にはFC凝縮で相関式(11)、NCに相関式(12)もしくは(13)が使用される。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)もしくは(13)と組み合わせて自然対流(NC)凝縮に使用されるが、NC凝縮では $\theta_B=1$ にするのがよい⁽¹⁴⁾。相関式(6)と(7)はFC凝縮を対象に提案された式であり、相関式(8)はNC凝縮を対象に提案された式である。相関式(12)を使用すると $Sh_{x,NC}/x$ が定数になり流れ方向位置 x の特定が困難なCV解析で便利である。相関式(13)を使用すると $Sh_{x,NC}/x \propto x^{0.2}$ になり、相関式(8)と同じ x 依存性になる。

Araki et al.⁽⁵⁾とLiao and Vierow⁽⁶⁾による相関式の鉛直円管内凝縮データに対する標準偏差は $s=30\%$ と 20% である。本研究では、測定値、CFD計算値、従来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、 $10\sim20\%$ を許容範囲(比較的よく一致)と判断している。

2.2 壁面凝縮の解析モデル

壁面凝縮の解析モデルは、Takaki et al.⁽¹⁵⁾とほぼ同じであり、高木ら⁽⁹⁾による大気圧計算での解析モデルと同じである。計算領域を図1に示す。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⁽¹⁶⁾と同じ6 mである。低流量条件で逆流が生じにくいように y 方向を2倍にして流路幅を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。入口部と出口部は計算の安定性を考慮して1 mにした。

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 ⁽¹⁰⁾	
$Nu_x = (Nu_{x,FC}^m + Nu_{x,NC}^m)^{1/m}, m = 4$	(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. ⁽¹¹⁾ : 粘性底層に対する式	(4)
$q_c = \frac{\rho D \theta_B}{1 - Y_s} \frac{\partial Y_s}{\partial y} h_{fg}$	(4)
Spalding ⁽¹²⁾ : バルクに対する凝縮熱流束の式	(5)
$q_c = D \rho \frac{Sh_x}{x} \theta_B \frac{Y_{s,b} - Y_{s,w}}{1 - Y_{s,w}} h_{fg}$	(5)
Araki et al. ⁽⁵⁾ : バルクに対する強制対流の式	(6)
$q_c = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_x}{x} \ln \left(\frac{1 - X_{s,w}}{1 - X_{s,b}} \right) h_{fg}$	(6)
Liao and Vierow ⁽⁶⁾ : バルクに対する強制対流の式	(7)
$q_c = \lambda_c \frac{Sh_x}{x} (T - T_w)$	(7)
$\lambda_c = D \frac{\phi_2}{\phi_1} \frac{P M_s M_a}{R^2 T^3} h_{fg} h'_{fg}$	(7)
$\frac{1}{\phi_1} = \frac{Y_{s,m}}{Y_{a,w}} \theta_B, \phi_2 = \frac{M_{m,m}^2}{M_{m,b} M_{m,w}}$	(7)
Corradini ⁽¹³⁾ : バルクに対する自然対流の式	(8)
$q_{c,NC} = k_x (\rho_{s,b} - \rho_{s,w}) h'_{fg} \theta_B$	(8)
$k_x = 0.0225 Re_{x,c}^{3/4} Sc^{1/3} \frac{D}{\delta_x}, Re_{x,c} = \frac{\Gamma_x \delta_x}{v}$	(8)
$\Gamma_x = \frac{1.185 Gr_x^{1/2}}{(1 + 0.494 Pr^{2/3})^{1/2}} \frac{v}{x}$	(8)
$\delta_x = \frac{0.565x(1 + 0.494 Pr^{2/3})^{0.1}}{Gr_x^{0.1} Pr^{8/15}}$	(8)
定義式とシャーワット数 Sh_x の式	
$Re_x = \frac{u x}{v}, Gr_x = \frac{\rho g (\rho_w - \rho_b) x^3}{\mu^2}$	(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)
$Sh_{x,NC} = \frac{h_{c,NC}x}{\lambda_c} = 0.0245(Gr_x Sc)^{2/5}$	(13)

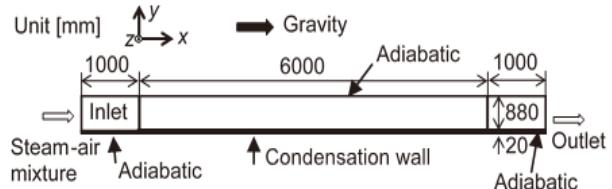


図 1 壁面凝縮解析の計算領域

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		
条件	圧力 P [MPa]	0.3039	
	蒸気割合 $Y_{s,in}$ [-]	0.226	0.453
	速度 u_{in} [m/s]	0.53~3.2	0.53~3.2
	温度 $T_{g,in}$ [°C]	98.2	115.7
	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), $\theta_B = 1$	
凝縮壁の外面 $T_{w,out}$ [°C]		56	56

流れ方向の計算セル寸法は $\Delta x = 10$ mm 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 を与えるために計算セルの幅を $\Delta y = 0.1$ 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 SST k-ω を使用した。混合気体の入口条件は、圧力 $P = 0.3039$ MPa であり、蒸気質量分率 $Y_{s,in}$ と速度 u_{in} を変数にした。 $Y_{s,in} = 0.226$ と 0.453 (混合気体の飽和温度は $T_{g,in} = 98.2$ と 115.7 °C) であり、 $u_{in} = 0.53$ ~ 3.2 m/s である。NC 凝縮では u_{in} が q_c に影響しないため、 $Y_{s,in} = 0.113$ と 0.34 の $u_{in} = 0.53$ m/s で追加計算した。混合気体の出口条件は圧力一定境界とした。

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. サクション係数を $\theta_B = 1$ にしたが, 粘性底層では $\theta_B \approx 1$ であり θ_B の影響は小さい. 凝縮壁の外面温度は $T_{w,out} = 56$ °C で一定であり, 凝縮壁以外の壁面は断熱条件を与えた.

2.3 大気圧条件での凝縮熱流束の概要

大気圧 ($P=0.1013$ MPa) 条件では, $Y_{s,in}=0.113, 0.226, 0.453, 0.68, 0.84$ および $u_{in}=0.27\sim3.2$ m/s で数値解析を行い^(9,15), $Y_{s,in}$ と u_{in} が q_c に及ぼす影響を評価した. $Y_{s,in}$ が大きく q_c が大きいと, u_{in} の低下に伴う FC 凝縮から NC 凝縮に変化するが u_{in} 大きくなり, 大きい u_{in} で NC が生じた.

FC 凝縮に対しては, θ_B を使用した Spalding の相関式(5)と θ_C を使用した Liao and Vierow の相関式(7)および Araki et al. の相関式(6)で計算値 $q_{c,FC}$ に顕著な相違はなく CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ と比較的よく一致し, θ_B を使用した Spalding の相関式(5)では $q_{c,FC}/q_{c,CFD}$ が 1 ± 0.1 の範囲内になった(なお $Sh_{x,FC}$ には式(11)を使用).

NC については, θ_B を使用した Corradini の相関式(8)での計算値 $q_{c,NC}$ は, $Y_{s,in}=0.113$ と 0.226 で $q_{c,NC}$ が $q_{c,CFD}$ より顕著に大きくなり, $Y_{s,in}=0.453, 0.68, 0.84$ では $q_{c,NC}/q_{c,CFD}$ が $0.9\sim1.2$ の範囲になった. θ_B を使用した Spalding の相関式(5)と式(12)の $Sh_{x,NC}$ での計算値 $q_{c,NC}$ は $q_{c,CFD}$ の 1.35 倍になり, 式(12)における $Sh_{x,NC}$ の係数 0.13 を 0.096 になると $q_{c,NC}/q_{c,CFD}$ は一部の条件を除いて 1 ± 0.2 の範囲になった(なお係数 0.096 は従来相関式での係数 0.09~0.14 の範囲内にある).

3. 热流束への蒸気質量分率の影響

3.1 热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 ($Y_{s,in}=0.226$) と図 3 ($Y_{s,in}=0.453$) に示す. 凝縮伝熱特性は, $q_{c,FC} > q_{c,NC}$ で FC 凝縮, $q_{c,FC} < q_{c,NC}$ で NC 凝縮, $q_{c,FC} \approx q_{c,NC}$ で共存対流 (MC) 凝縮に区分されるが, $q_{c,FC}$ と $q_{c,NC}$ の計算式の影響があり境界値は明確でない. 定性的には, 上流では FC 凝縮であり, 下流では MC 凝縮や NC 凝縮になりやすい. また, u_{in} を低下すると, FC 凝縮から MC 凝縮, NC 凝縮に変化する.

従来相関式による計算では, FC 凝縮には Liao and Vierow⁽⁶⁾による相関式(7)と式(10)の θ_B および式(11)の $Sh_{x,FC}$

を使用して $q_{c,FC}$ を求め, NC 凝縮には Corradini⁽¹³⁾による相関式(8)と式(10)の θ_B を使用して $q_{c,NC}$ を求めた. 式(7)と(11)より $q_{c,FC} \propto Sh_{x,FC}/x \propto 1/x^{0.2}$, 式(8)より $q_{c,NC} \propto x^{0.2}$ であり, 図 2 と図 3 に示すように, x の増加に伴って $q_{c,FC}$ (Liao) は減少し, $q_{c,NC}$ (Corradini) は増加する.

MC 凝縮の熱流束 q_{mix} は, 式(1)と相似則から, 次式⁽¹⁵⁾で表せる.

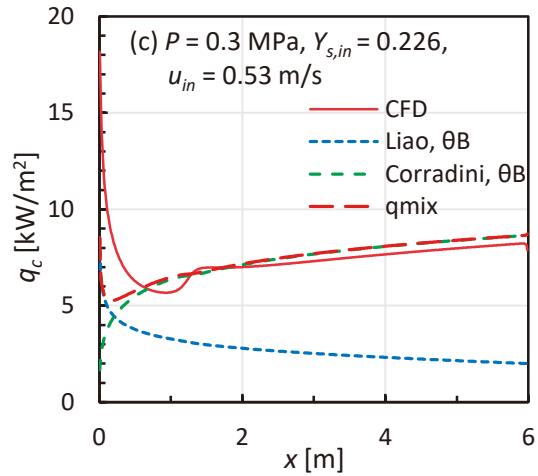
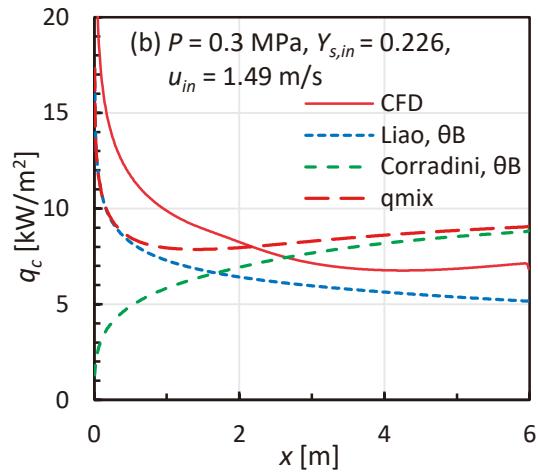
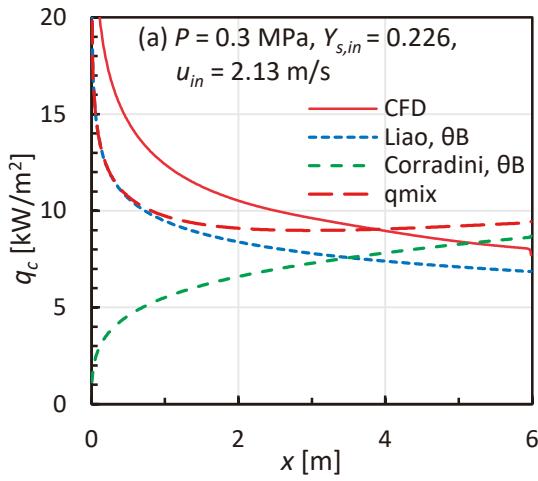
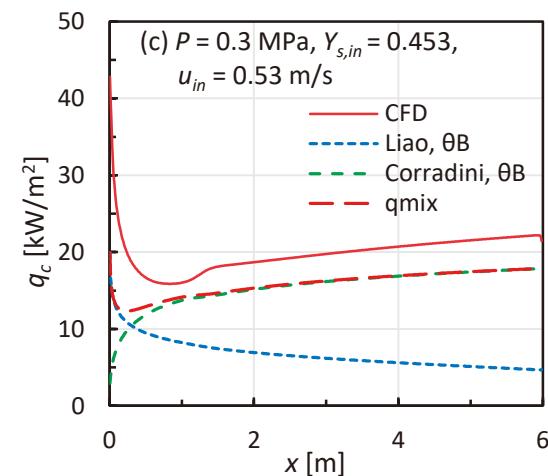
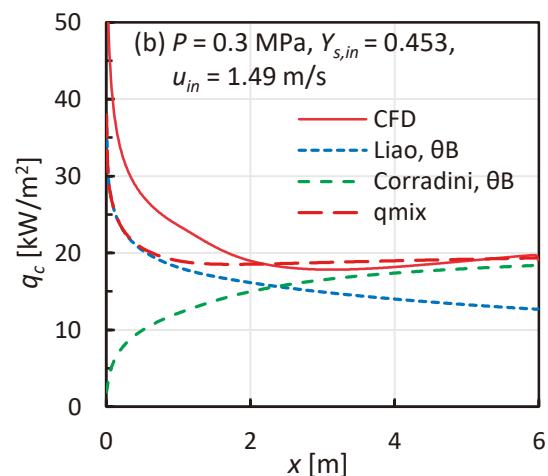
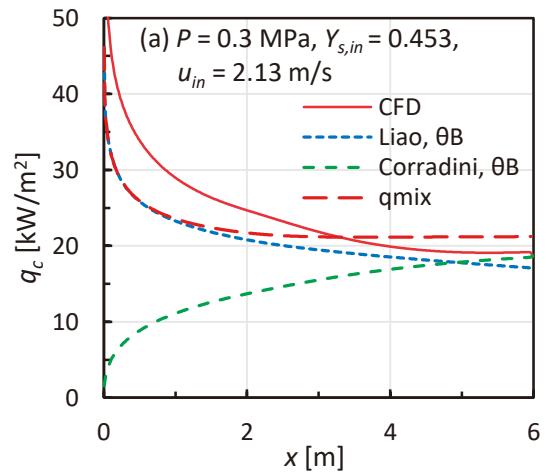
$$q_{mix} = (q_{c,FC}^m + q_{c,NC}^m)^{1/m}, m = 4 \quad (14)$$

この式より, FC 凝縮では $q_{mix} \approx q_{c,FC}$, NC 凝縮では $q_{mix} \approx q_{c,NC}$ になり, MC 凝縮では q_{mix} がほぼ一定値になる. 式(10)の θ_B は $Y_{s,in}$ により異なり, $Y_{s,in} = 0.226$ で $\theta_B \approx 1.11$, $Y_{s,in} = 0.453$ で $\theta_B \approx 1.30$ である. u_{in} は θ_B にほとんど影響しない.

大気圧の $u_{in}=2.13$ m/s では FC 凝縮^(9,15)であるが, 図 2 と図 3 の(a)に示す 3 気圧の $u_{in}=2.13$ m/s では $q_{c,FC}$ と $q_{c,NC}$ に顕著な相違がなく, 下流で MC 凝縮 ($q_{c,FC} \approx q_{c,NC}$ で q_{mix} がほぼ一定値) になる. $x < 3$ m の FC 凝縮では CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ は従来相関式での計算値 $q_{c,FC}$ より大きい. $Y_{s,in}=0.226$ では下流でも x 方向に $q_{c,CFD}$ が減少する FC の特徴を示すが, $Y_{s,in}=0.453$ では $x > 4$ m で $q_{c,CFD}$ の変化が小さくなり MC 凝縮の特徴 ($q_{c,FC} \approx q_{c,NC}$ で q_{mix} がほぼ一定値) を示している. q_{mix} は $x > 2$ m で $q_{c,CFD}$ と比較的よく一致した.

x 方向の q_c 变化が小さい MC 凝縮である(b) $u_{in}=1.49$ m/s での $q_{c,CFD}$ では, $Y_{s,in}=0.226$ より 0.453 の方が MC 凝縮の範囲が広く, 大気圧と同様に $Y_{s,in}$ が大きい方が FC 凝縮から MC 凝縮や NC 凝縮に変化する u_{in} が大きい傾向がある. (a)の $u_{in}=2.13$ m/s と同様に, $x < 2$ m の FC 凝縮では CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ は従来相関式での計算値 $q_{c,FC}$ より大きい. $x > 3$ m では x 方向に q_c が増加する NC 凝縮になり, $q_{c,CFD}$ は $Y_{s,in}=0.226$ で $q_{c,NC}$ より小さく 0.453 で $q_{c,NC}$ とよく一致した. 主に NC 凝縮になる(c) $u_{in}=0.53$ m/s で $q_{c,CFD}$ は, $Y_{s,in}=0.226$ で $q_{c,NC}$ とよく一致し, 0.453 で $q_{c,NC}$ より大きい.

図 2 と図 3 に示したように, $q_{c,CFD}$ は従来相関式による計算値と比較的よく一致したが, FC 凝縮の計算値 $q_{c,FC}$ より大きい. NC 凝縮に対して $q_{c,CFD}$ は, $Y_{s,in}=0.226$ の $u_{in}=0.53$ m/s と $Y_{s,in}=0.453$ の $u_{in}=1.49$ m/s で $q_{c,NC}$ とよく一致し, $Y_{s,in}=0.226$ の $u_{in}=1.49$ m/s で $q_{c,NC}$ より小さく $Y_{s,in}=0.453$ の $u_{in}=0.53$ m/s で $q_{c,NC}$ より大きくなつた.

図2 流れ方向の凝縮熱流束 q_c の分布 ($Y_{s,in} = 0.226$)図3 流れ方向の凝縮熱流束 q_c の分布 ($Y_{s,in} = 0.453$)

3.2 混合気体速度の影響

凝縮熱伝達率の CFD 計算値 $h_{c,CFD}$ への混合気体速度 u_{in} の影響を図 4 に示す。 $h_{c,CFD}$ の傾向は $q_{c,CFD}$ の傾向と同じである。(a) $Y_{s,in}=0.226$ では、 $u_{in}=3.2 \text{ m/s}$ と 2.13 m/s で FC 凝縮であり、 $u_{in}=1.49 \text{ m/s}$ で共存対流凝縮である。 $u_{in}=1.07$ と 0.53 m/s で NC 凝縮であり、 u_{in} が低下しても $h_{c,CFD}$ が低下しない。

(b) $Y_{s,in}=0.453$ での $h_{c,CFD}$ は、 $Y_{s,in}=0.226$ での $h_{c,CFD}$ の約 2 倍大きい。 $u_{in}=3.2 \text{ m/s}$ で FC 凝縮であり、 $u_{in}=2.13 \text{ m/s}$ の $x>4 \text{ m}$ で共存対流凝縮の特徴が現われている。 $u_{in}=1.49 \text{ m/s}$ では NC 凝縮に近く、 $u_{in}=0.53$ と 1.07 m/s で NC 凝縮である。

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

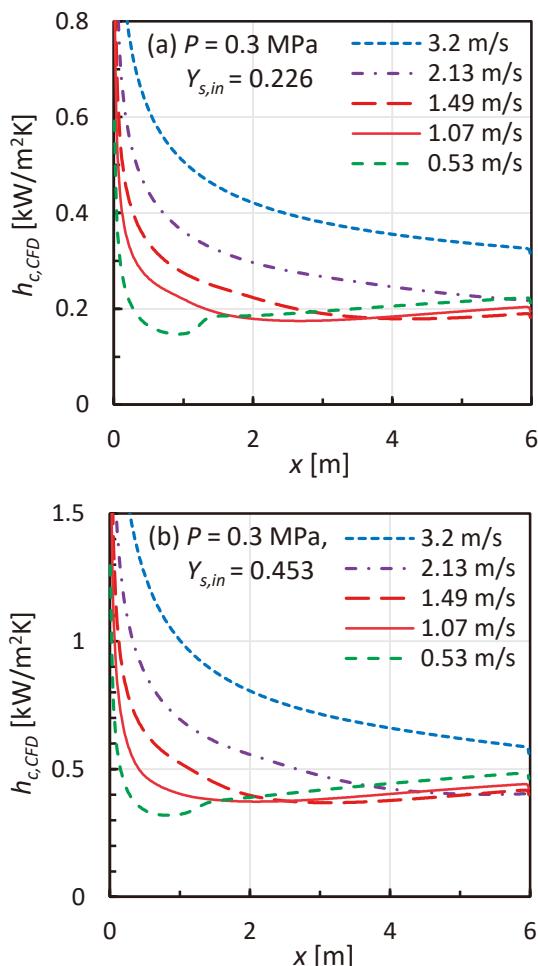


図 4 凝縮熱伝達率 CFD 計算値 $h_{c,CFD}$ への速度 u_{in} の影響

4. 凝縮熱流束の相関式

本研究では CFD 解析により q_c を評価しているが、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、検証された従来相関式や従来相関式の組合せを活用する。ここでは、CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ を従来相関式による計算値 $q_{c,FC}$ や $q_{c,NC}$ と比較した。

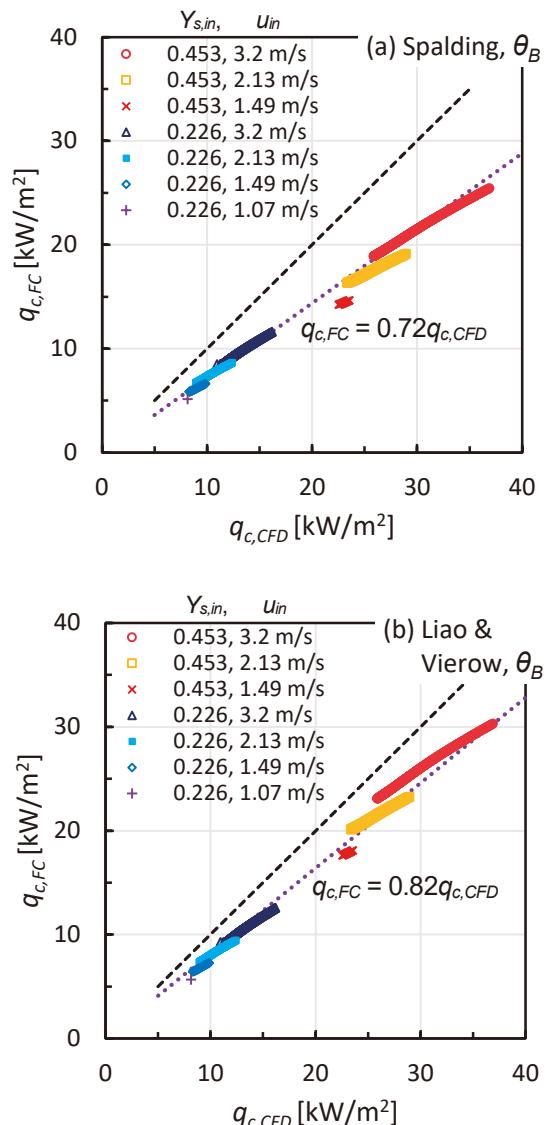


図 5 Spalding⁽¹²⁾による式(5)と Liao and Vierow⁽⁶⁾による式(7)での計算値 $q_{c,FC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

4.1 強制対流凝縮

FC 凝縮に対する Spalding⁽¹²⁾による相関式(5)と Liao and Vierow⁽⁶⁾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。式(10)の θ_B と式(11)の $Sh_{x,FC}$ を使用した。FC 凝縮を選別するために、リチャードソン数 $Rlx = Gr_x/Re_x^2 < 2$ ⁽¹⁵⁾を使用した。大気圧では相関式(5)と θ_B 、相関式(6)、相関式(7)と θ_C による計算値 $q_{c,FC}$ は相互によく一致し、 $q_{c,CFD}$ と比較的よく一致した⁽⁹⁾。一方、3 気圧では $q_{c,CFD}$ が大きく、図 5 (a)の Spalding⁽¹²⁾による相関式(5)と θ_B による $q_{c,FC}$ は $q_{c,CFD}$ より大幅に小さく、 $q_{c,CFD}$ の 72 % になった。図 5 (b)の Liao and Vierow⁽⁶⁾による相関式(7)と θ_B による $q_{c,FC}$ は $q_{c,CFD}$ より小さく、 $q_{c,CFD}$ の 82 % になった。 $q_{c,CFD}$ と同等の $q_{c,FC}$ を与える従来相関式は見当たらない。

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 6 に示す。NC 凝縮では q_c への u_{in} の影響がないため、 $Y_{s,in} = 0.113$ と 0.340 での CFD 計算を追加した。計算結果から $Rlx = Gr_x/Re_x^2 > 30$ ⁽¹⁵⁾を NC 凝縮として使用した。なお、NC 凝縮になる範囲が狭いため、 $Y_{s,in} = 0.113$ では $u_{in} = 0.27 \text{ m/s}$ での CFD 計算を追加した。

図 6 (a)の Corradini⁽¹³⁾の相関式(8)では θ_B を使用した。計算値 $q_{c,NC}$ は、 $Y_{s,in} = 0.113$ では $q_{c,CFD}$ より大きくなり、 $Y_{s,in} = 0.340$ と 0.453 では $q_{c,CFD}$ より小さくなかった。 $Y_{s,in} = 0.453$ では $q_{c,NC}$ は $q_{c,CFD}$ の 0.82 倍になった。つまり、Corradini の相関式と CFD 計算値で $Y_{s,in}$ に対する変化が異なる。

図 6 (b)の Spalding⁽¹²⁾の相関式(5)では θ_B を使用し、 $Sh_{x,NC}$ に式(12)を使用した。式(12)を使用すると相関式(5)で $Sh_{x,NC}/x \propto x^0$ になり、 $q_{c,NC}$ は流れ方向にほぼ一定値になる。このため、流れ方向位置 x の定義が難しい CV 解析で利用しやすい。 $q_{c,NC}$ は、 $q_{c,CFD}$ より小さく、 $q_{c,CFD}$ の 0.75 倍になった。

Spalding⁽¹²⁾による相関式(5)と θ_B および式(13)の $Sh_{x,NC}$ を使用した計算値 $q_{c,NC}$ と $q_{c,CFD}$ の比較を図 6 (c)に示す。 $q_{c,NC}$ は $q_{c,CFD}$ とよく一致し、 $q_{c,NC}/q_{c,CFD}$ の平均値は 0.94 である。 $q_{c,CFD}$ に対する $q_{c,NC}$ の標準偏差は $s = 6\%$ と小さい（不確かさ $\pm 2s = \pm 12\%$ ）。

4.3 考察

本報告では、凝縮した液膜による熱抵抗 $1/h_f$ を考慮していない。 $1/h_f$ は、一般に凝縮熱抵抗 $1/h_c$ の数%以下であり、データ評価や CFD 解析で考慮されていない^(1,2)。しかし、 q_c と h_c が大きくなると、 h_c の値が h_f に近くなり、 $1/h_f$ の影

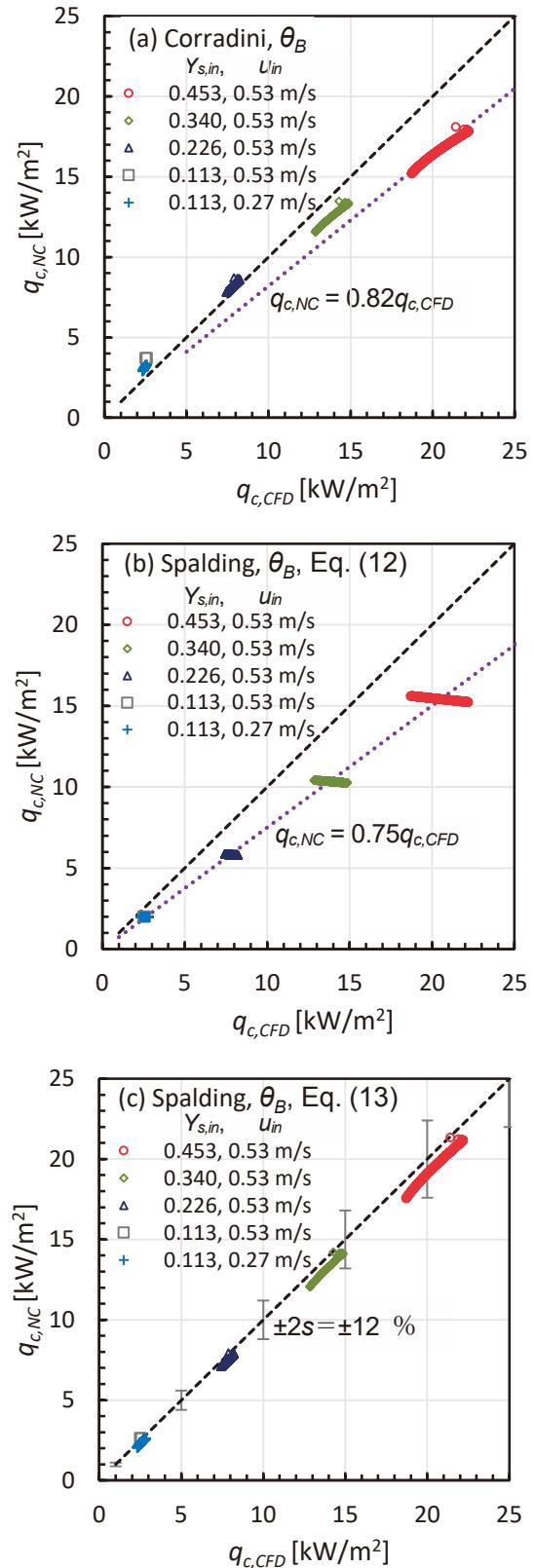
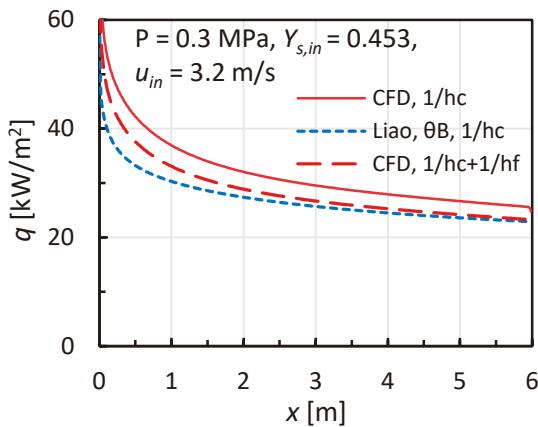


図 6 自然対流凝縮の相関式による計算値 $q_{c,NC}$ と CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ の比較

図 7 凝縮熱流束への液膜熱抵抗 $1/h_f$ の影響

響を無視できなくなる。参考に、 $Y_{s,in} = 0.453$, $u_{in} = 3.2 \text{ m/s}$ での流れ方向の熱流束分布への $1/h_f$ の影響を図 7 に示す。 $1/h_f$ は、層流液膜として凝縮量から計算した。混合気体は下向きの流れで x が大きくなるほど液膜厚さが厚くなり $1/h_f$ が大きくなる。一方、 x が大きくなるほど境界層厚さが厚くなり $1/h_c$ も大きくなる。このため、 $1/h_f$ の影響は x 方向にほぼ一定値になる。 $1/h_f$ を反映した熱流束 ($1/h_c + 1/h_f$) は $1/h_f$ を考慮しない $q_{c,CFD}$ ($1/h_c$) の約 0.87 倍である。

3 気圧での凝縮熱流束の CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ は大気圧での $q_{c,CFD}$ より大きくなり、従来相関式による凝縮熱流束の計算値は FC 凝縮では $q_{c,CFD}$ より小さくなり、NC 凝縮では Spalding⁽¹²⁾による相関式(5)と θ_B および式(13)の $Sh_{x,NC}$ の組合せによる計算値が $q_{c,CFD}$ とよく一致した。しかし、高圧条件に対しては公開データが少なく、CFD 計算値の検証ができていない。高压データの収集と CFD 解析の検証は、今後の課題である。

本報告で適用した q_c の相関式は、バルク（主流）と凝縮面の間で定義され、流れ方向位置 x の関数である。格納容器 (CV) 内では、流れ場が評価条件により異なり時間変化するため、 x を定義することが困難である。このため本研究では、凝縮面に接する計算セルでの物理量 (u , T_g , Y_s) を用いて q_c を予測し、CV 解析の境界条件を与えることを目標にしている。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 を求める必要があり、FC 凝縮に対しては CFD 計算値を用いて Sh_y を求めて相関式を作成した⁽¹⁷⁾。今後の課題は、NC 凝縮に対する Sh_y を評価して相関式を作成することである。この場合、 Sh_y の相関式を用いて図 2 や図 3 に示した x 方向の q_c の変化を予測するのは困難である。 q_c は、 x の増加に対して一定値にはならないが、 x が大きくなると変化が小さくなる。そ

こで、FC 凝縮に対する Sh_y 相関式の作成⁽¹⁷⁾では、 $x=4\sim6 \text{ m}$ での平均値を使用した。

5. おわりに

本報告では、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、混合気体の圧力 $P = 0.3 \text{ MPa}$ 、蒸気質量分率 $Y_{s,in} = 0.113\sim0.453$ および混合気体の速度 $u_{in} = 0.27\sim3.2 \text{ m/s}$ で数値解析を行った。大気圧での CFD 解析結果⁽⁹⁾と比較して凝縮熱流束 q_c に及ぼす圧力の影響を評価した。得られた主な結果は以下の通りである。

- (1) 高圧では蒸気密度が大きくなるため、凝縮熱流束の CFD 計算値 $q_{c,CFD}$ が大気圧での $q_{c,CFD}$ より大きくなつた。
- (2) FC 凝縮では、従来相関式による凝縮熱流束の計算値 $q_{c,FC}$ は $q_{c,CFD}$ より小さくなつた。 $q_{c,CFD}$ と同等の $q_{c,FC}$ を与える従来相関式は見当たらない。
- (3) NC 凝縮に対しては、大気圧で $q_{c,CFD}$ とよく一致する $q_{c,FC}$ を与える Corradini の相関式は、3 気圧では $q_{c,CFD}$ より小さい $q_{c,FC}$ を与えた。Spalding の相関式と θ_B の組合せを使用すると、凝縮熱流束の計算値 $q_{c,NC}$ は $q_{c,CFD}$ とよく一致した。

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_c	凝縮熱伝達率 ($\text{kW}/\text{m}^2\text{K}$)
h_{fg}	凝縮潜熱 (kJ/kg)
h_{fg}'	$= h_{fg} + cp (T_b - T_w) (\text{kJ/kg})$
M	分子量 (kg/kmol)
m	指数 (-)
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)
μ	粘性係数 (Pa s)
ν	動粘性係数 (m ² /s)
ρ	密度 (kg/m ³)

添字

a	空気
b	バルク
CFD	CFD
c	凝縮
$conv$	対流
FC	強制対流
f	凝縮液膜
g	混合気体
in	入口
m	平均もしくは混合気体
mix	共存対流
NC	自然対流
s	蒸気
w	壁面
x	流れ方向位置 x
y	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) 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. International Journal of Energy Research, Vol. 2024 (2024), p. 2880812.
- (3) 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.
- (4) 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.
- (5) 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.
- (6) 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.
- (7) 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.
- (8) 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.
- (9) 高木俊弥, 村瀬道雄, 三好弘二, 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, INSS JOURNAL, Vol. 32, NT-10 (2025).
- (10) 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).
- (11) 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.
- (12) D. B. Spalding, A Standard Formulation of the Steady Convective Mass Transfer Problem, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 1 (1960), pp. 192-207.

- (13) M. L. Corradini, Turbulent Condensation on a Cold Wall in the Presence of a Noncondensable Gas, Nuclear Technology, Vol. 64 (1984), pp. 186–195.
- (14) 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.
- (15) 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.
- (16) G. Vijaya Kumar, L. M. F. Cammiade, S. Kelm, K. A. Prakash and W. Rohlfs, Implementation of a CFD Model for Wall Condensation in the Presence of Non-Condensable Gas Mixtures, Applied Thermal Engineering, Vol. 187 (2021), p. 116546.
- (17) 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.