

原子力規制庁

令和4年度原子力施設等防災対策委託費事業

低圧時サブクール沸騰挙動解明試験
成果報告書

電気通信大学

令和5年3月

本報告書は、原子力規制委員会原子力規制庁からの委託により実施した業務の成果をとりまとめたものです。

本報告書に関する問い合わせは、原子力規制庁までお願いします。

目次

1. 緒言	4
2. 実験データの拡充	4
2.1 実験装置及び方法	4
2.2 ボイド率計測	5
2.3 気泡挙動観察	6
2.4 画像解析	7
2.5 OSV メカニズムの妥当性検証	11
3. ボイド率予測モデルの高度化	14
3.1 機構論的 OSV モデルの開発	14
3.2 機構論的 OSV モデルの高度化	16
4. DNB 予測手法に関する検討	20
4.1 DNB 発生メカニズムの実験的検討	20
4.2 半経験的 DNB 予測モデルの開発	20
5. 結言	24
参考文献	24

1. 緒言

低圧時の強制対流サブクール沸騰熱伝達機構については、近年、実験データ及び数値計算用の数学モデルの検討が進み、高圧時のモデルがそのまま適用できないことが明らかになってきている。一方で、実験データのない条件での状態を数値計算により予測するには、実現象の素過程の解明に基づく機構論的又は現象論的なモデルを構築することが望ましい。しかし、既往の知見では、素過程に関する一部のメカニズムの解明が不足し、有効なモデルの解明には不十分である。そこで本事業においては、大気圧の ONB (Onset of Nucleate Boiling) から OSV (Onset of Significant Void) 以降の強制対流サブクール沸騰挙動について、気泡挙動の可視化観察、ボイド率、水温、伝熱面温度などの計測を実施して、ボイド率発展及び壁面熱伝達機構を機構論的又は現象論的に予測するための基礎データを取得するとともに、モデル化の検討を行ってきている。

本事業では、令和3年度までに実施した事業にて整備した実験装置及び試験部を用いて[1]、ボイド率や蒸気泡挙動を始めとする各種熱流動パラメーターの計測を実施する。実験で得られた知見をベースに、強制対流サブクール沸騰中の流路内軸方向ボイド率発展を高精度で予測する上で最も重要かつ未解明の事項である OSV 事象の発生メカニズムを解明するとともに、機構論的モデリングを行う。また、強制対流沸騰では、DNB (Departure from Nucleate Boiling) を生じると、伝熱面温度が急上昇して、きわめて危険状態に推移する。このため、OSV と DNB の関連性を実験的に検討した上で、機構論的 OSV モデルをベースとする DNB 熱流束予測手法を開発する。

2. 実験データの拡充

2.1 実験装置及び方法

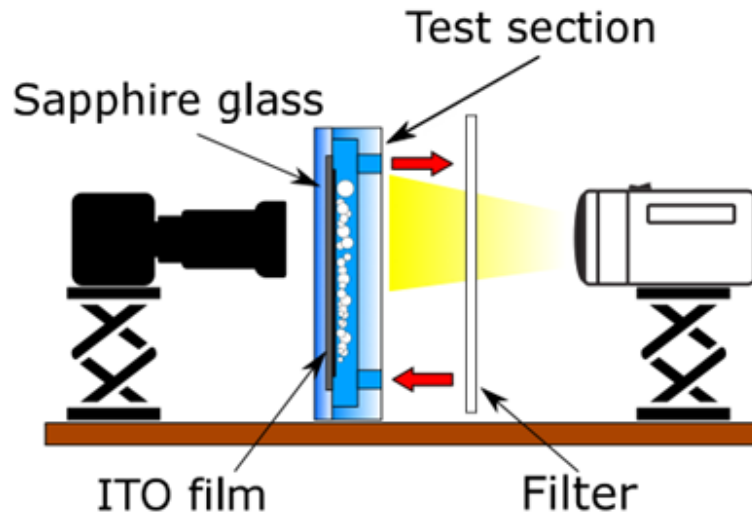
強制対流サブクール沸騰では、加熱壁面上における蒸気生成とサブクール状態にあるバルク液中での蒸気凝縮が同一流路断面内で生じるため、熱的非平衡が強く、ボイド率の予測が困難である。また、この傾向は、蒸気泡の生成・凝縮に伴う流体の比体積の変化が大きいため低圧条件で特に顕著となる。このため、水を作動流体とする低圧強制対流サブクール沸騰実験装置を用いて、流量、熱流束、液サブクール度等の変化に伴うボイド率等の熱流動パラメーターの変化を調べる。

実験装置の詳細は既報に示しており[1]、ここではその概要を述べる。試験部の構成を模式的に図 1(a) に示す。試験部は、透明のポリカーボネートを主材料として、幅 14mm、高さ 10mm の矩形流路を構成した。流動方向は鉛直上向きで、幅 14mm の流路壁の一方をサファイアガラス製とした。サファイアガラス上の幅 10mm の領域に透明の導電性薄膜 (ITO 膜) を成膜し、ここに高周波の交流電流を直接通電することで流体の加熱を行った。ITO 膜の両端には電線を半田付けするために電極膜を設け、また通電した際に電気分解を生じることを防止するため、ITO 膜上に電気絶縁膜として Al_2O_3 膜を成膜した。加熱長は 170mm を基本とし、交流電源の容量不足により十分な熱流束を得られない条件では 40~70mm に短縮した。作動流体はフィルター及びイオン交換樹脂を通した水道水であり、電線を引き出す都合上、図 1 に示すように、伝熱面の対面より鉛直流路に垂直に流入・流出させた。

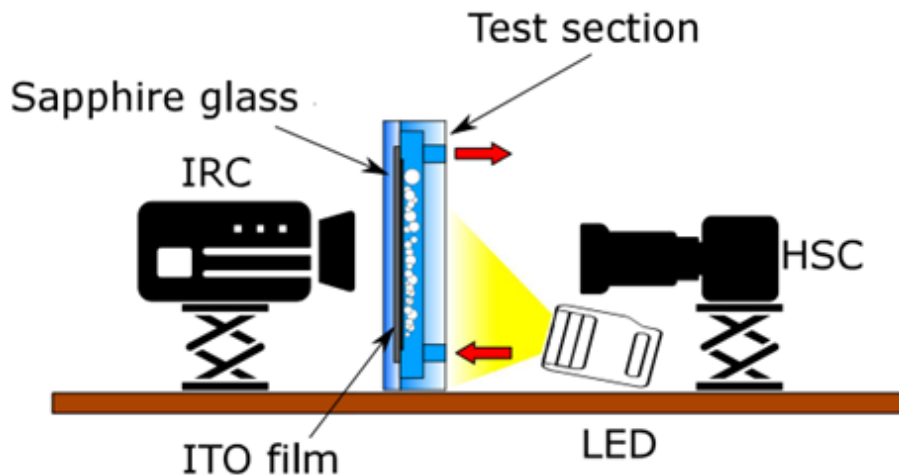
主な実験パラメーターは、質量流束、壁面熱流束、入口サブクール度であり、主な計測項目 (計測手法) は、流路内時空間平均ボイド率 (ガンマ線密度計)、時間平均局所ボイド率 (レーザー式ボイドプロ

ープ)、伝熱面温度分布 (高速度 IR カメラ)、気泡挙動 (高速度カメラ) である。

実験方法は、ボイド率発展に関する実験では、質量流束 G と壁面熱流束 q_w を一定に保った上で入口サブクール度 $\Delta T_{sub,in}$ を徐々に減少させることにより長尺の均一加熱流路における上流から下流への熱流動状態の変化を模擬し、これに伴うボイド率や気泡挙動の変化を調べた。一方、第4章で述べる DNB に関する実験では、 G と $\Delta T_{sub,in}$ を一定に保った上で q_w を徐々に増加させた。この際、図 1(b)に模式的に示すように、伝熱面温度分布と気泡挙動を各々高速度の IR カメラと可視光カメラを用いて同期撮影し、DNB を生じたときの伝熱面温度の上昇とこれを誘起する気泡の挙動を調べた。



(a) ボイド率計測実験における気泡挙動観察の状況



(b) DNB 熱流束計測実験における伝熱面温度分布と気泡挙動の同時計測

図 1 試験部の概略構成

2.2 ボイド率計測

代表的なボイド率の計測結果として、質量流束 $G=300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 $q_w=1 \text{ MW/m}^2$ 、加熱長 $L_h=170 \text{ mm}$ で一定とし、入口サブクール度 $\Delta T_{sub,in}$ を段階的に減少させたときのボイド率の計測結果を図 2 に示す。ここで、図 2(a)はガンマ線密度計による流路内時空間平均ボイド率 α 、図 2(b)は光学式ボイドプロ

ープによる時間平均局所ボイド率 α_{loc} の計測結果である。本図より、試験部におけるサブクール度 ΔT_{sub} が 20K より大きい条件では、 α は無視し得るほど小さく、また α_{loc} は ΔT_{sub} の低下、すなわち液温の上昇とともに上昇傾向ではあるものの、正の値が計測されるのは加熱壁の近傍のみであることがわかる。一方、 ΔT_{sub} が 20K よりも小さくなると、この傾向が大きく変化して、 ΔT_{sub} の低下に従って α が急増するとともに、 α_{loc} が正の値をとる領域が加熱壁から離れたバルク域に及んでいることがわかる。

強制対流サブクール沸騰中で、液サブクール度が十分に低下するとボイド率の急上昇を開始する現象は古くから知られており、正味の蒸気生成開始 (Net Vapor Generation, NVG) あるいはボイド委率急上昇の開始 (Onset of Significant Void, OSV) の名で呼ばれている。強制対流サブクール沸騰中のボイド率予測では、OSV 条件を満足しない領域ではボイド率を無視し、OSV 条件を満足する領域では蒸発率と凝縮率のバランスよりボイド率を計算することで、概ね妥当な精度で流路断面内ボイド率を評価できる[2]。したがって、ボイド率の高精度予測を可能とするためには、強制対流サブクール沸騰中で生じる物理現象を合理的に反映することで、OSV 条件を適切に予測可能な手法を開発することが最も重要と言える。

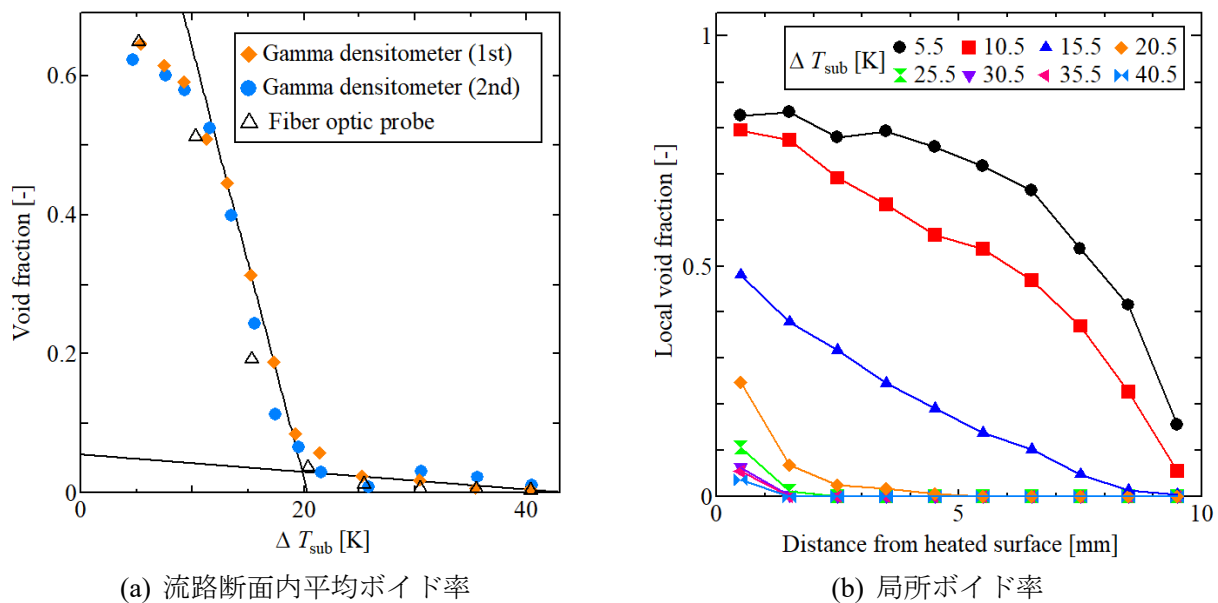


図2 ガンマ線密度計及びボイドプローブによるボイド率の計測結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 1 \text{ MW/m}^2$)

2.3 気泡挙動観察

OSV を機構論的にモデル化するためには、OSV を生じるメカニズムを理解する必要がある。OSV に関する機構論的なモデルとしては、加熱壁に付着している蒸気泡が壁面離脱を開始すると OSV を生じると仮定するものが有名で、気泡離脱モデルと呼ばれている[3]。この仮定を採用するに至った経緯に関する明瞭な記述は、公開文献には見当たらないが、およそ次のように推測される。気泡が壁面に付着した状態では、ボイド率は壁面近傍でのみ正の値をとるため、 α は低い値に抑えられる。したがって、 α の急増を生じるためには、気泡が壁面を離脱して、バルク液中でもボイド率が正の値をとる必要があると考えたものと推定される。しかし、この仮定は、十分に合理的とは思われない。すなわち、気泡が壁面を離脱すると、サブクール液中に移動するため、蒸気凝縮が促進される。また、主流中に移動することから、上昇流の場合、気泡の上昇速度も増加する。これは、いずれもボイド率の低下要因となる。した

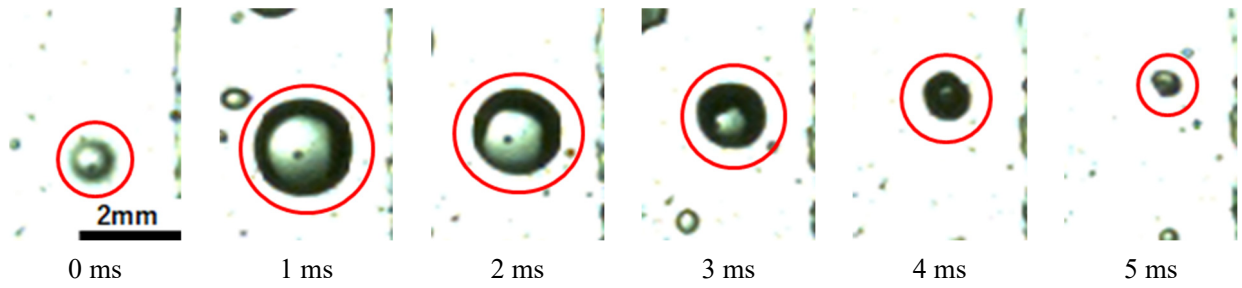
がって、気泡の壁面離脱は、むしろボイド率の低下要因であり、合理的な仮定とは思われない。

上記の考察によれば、強制対流サブクール沸騰中で OSV 生じるメカニズムは未解明と言える。そこで、ボイド率は蒸気相である気泡の体積割合であるから、強制対流サブクール沸騰中の気泡挙動を詳細に観察することで、OSV を生じるメカニズムについて改めて検討を実施する。目的達成のためには、OSV 前にボイド率が低く抑えられる理由と、OSV に至るとボイド率の急上昇を開始するメカニズムを解明する必要がある。まず、OSV に至る前に観察される典型的な気泡挙動を図 3 に示す。本図に示すように、発泡核で生成された小気泡は急速に体積を増加するが、その後伝熱面を横方向に離脱して、サブクール液との熱交換により速やかに凝縮・消滅した。本観察結果より、OSV の以前にボイド率が低く抑えられる原因は、壁面で蒸気生成が活発に行われても、すべての気泡は壁面離脱により速やかに凝縮・消滅するため、常に蒸発量と凝縮量が釣り合った状態が維持され、この結果、正味の蒸気生成量は無視し得るほど低い値に維持されるためと理解できる。また、気泡の伝熱面離脱は OSV の以前から頻繁に生じること、また気泡が伝熱面を離脱するとボイド率の低下を招くことが確認できたことから、少なくとも本実験体系における OSV 条件は、気泡離脱モデルにより説明できないことも確認できる。

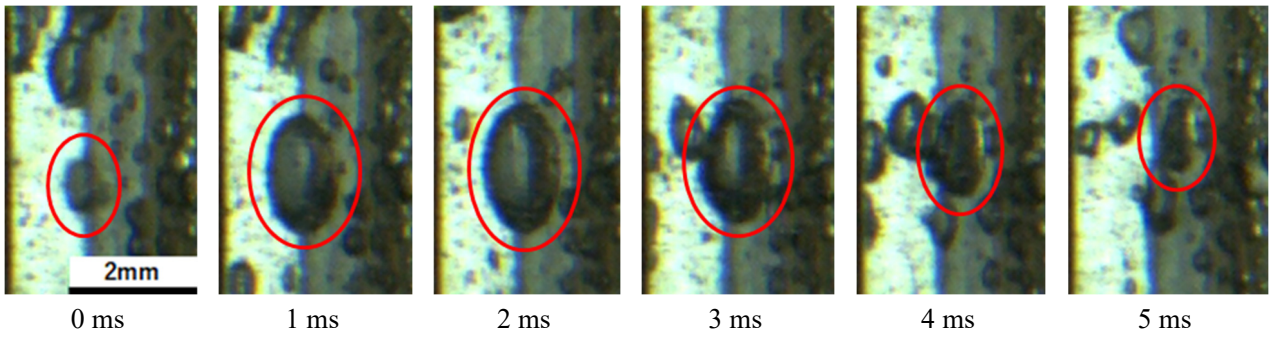
次に、 ΔT_{sub} が十分に低下するとボイド率の急上昇を開始するメカニズムについて考察するため、 ΔT_{sub} の低下に伴う試験部内の気泡分布状況の変化を図 4 に示す。まず、OSV 前の図 4(a)-(d)では、小気泡のみが存在している。これは、図 3 の考察結果より、壁面で生成された気泡がその直後に凝縮・消滅するためと解釈できる。次に、OSV 条件に近い図 4(e)では、気泡サイズの顕著な増加がみられ、さらに ΔT_{sub} を減少させると、気泡サイズが急速に増加することがわかる。ここで、蒸気凝縮は気泡の界面で生じ、また気泡径の増加に伴って単位体積当たりの界面積（界面積濃度）は低下する。したがって、気泡サイズが増加すれば、凝縮量は低下するから、OSV は、気泡サイズの増加に伴う凝縮量の急速な低下により引き起こされた可能性がある。

2.4 画像解析

ΔT_{sub} の低下に伴う気泡パラメーターの変化について定量的な情報を得るため、画像解析を実施した。画像解析の手順を図 5 に示す。図 5(a)に示す原画像と気泡が無い場合の背景画像との差分より、図 5(b)に示すように二値化処理した上で、図 5(c)に示すように気泡の抽出とラベリングを行った。気泡の投影面積より各気泡の径を算出するとともに、Sauter 平均径を求めた。 q_w と G をいくつかの値に設定した上で ΔT_{sub} を段階的に減少させ、これに伴う Sauter 平均径 d_B と気泡数 N_B の変化を図 6 に示す。図中の黒丸は OSV 条件におけるデータを示す。本図より、 ΔT_{sub} の低下に伴って、すべての実験条件で、OSV の以前では d_B が漸増するが、OSV の以降では急激な増加に転じることがわかる。 N_B の変化傾向は実験条件によりやや異なるが、気泡径の急激な増加に起因して、OSV 以降では、むしろ ΔT_{sub} の低下とともに気泡数は減少傾向となることがわかる。



(a) 伝熱面の底面からの観察結果



(b) 伝熱面の側面からの観察結果

図3 OSV前における典型的な気泡挙動

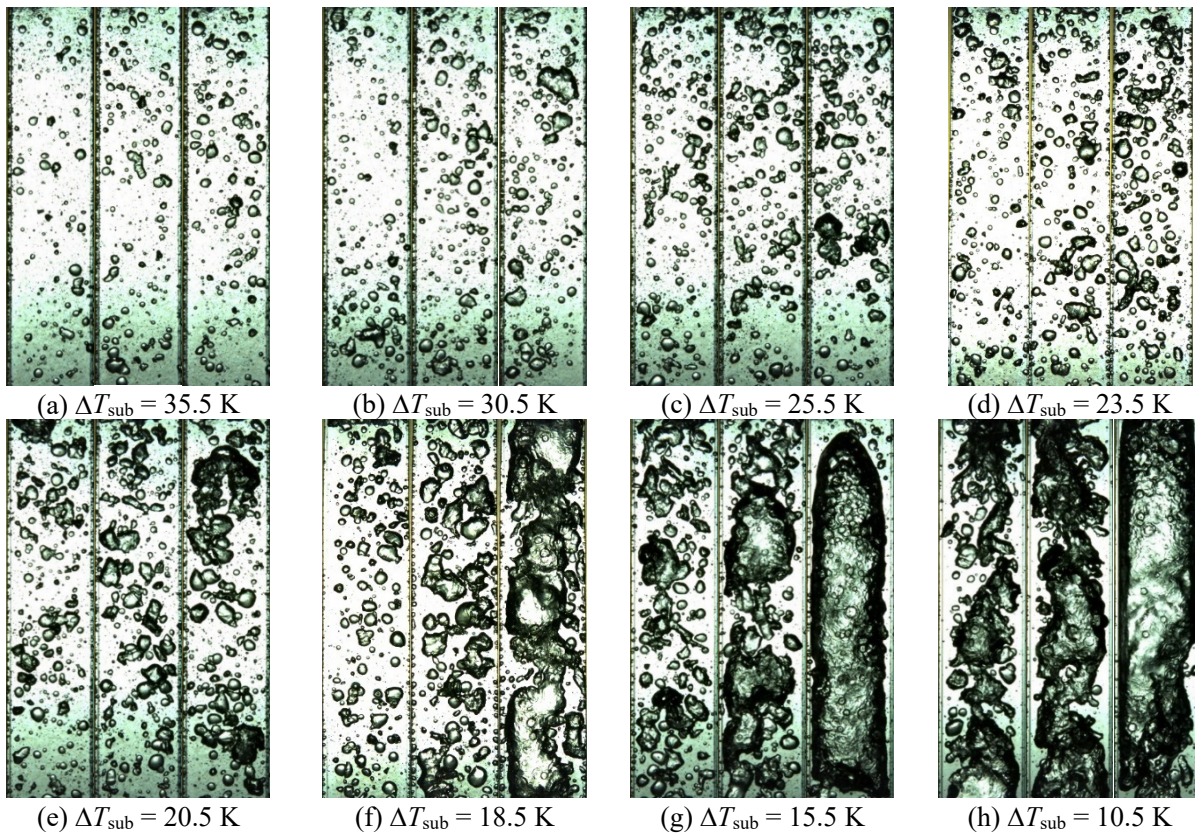
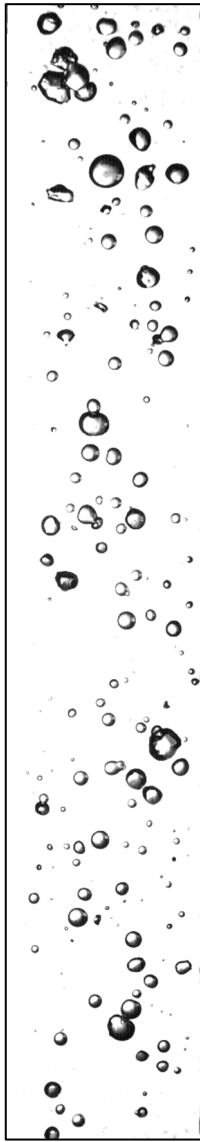
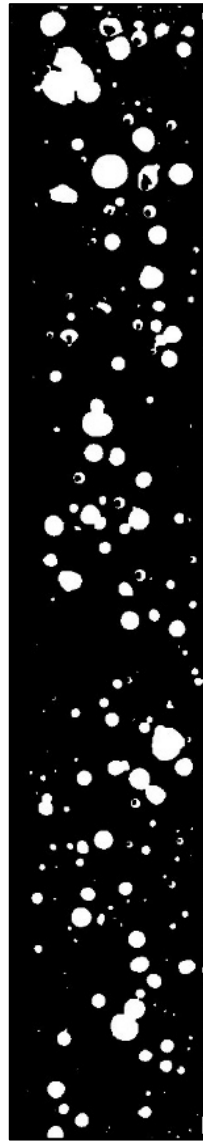


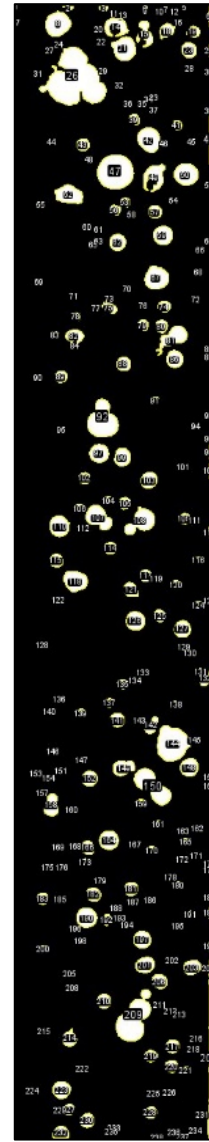
図4 サブクール度の低下に伴う気泡挙動変化の観察結果



(a) 原画像



(b) 二値化画像



(c) 気泡のラベリング

図5 気泡の画像解析手順

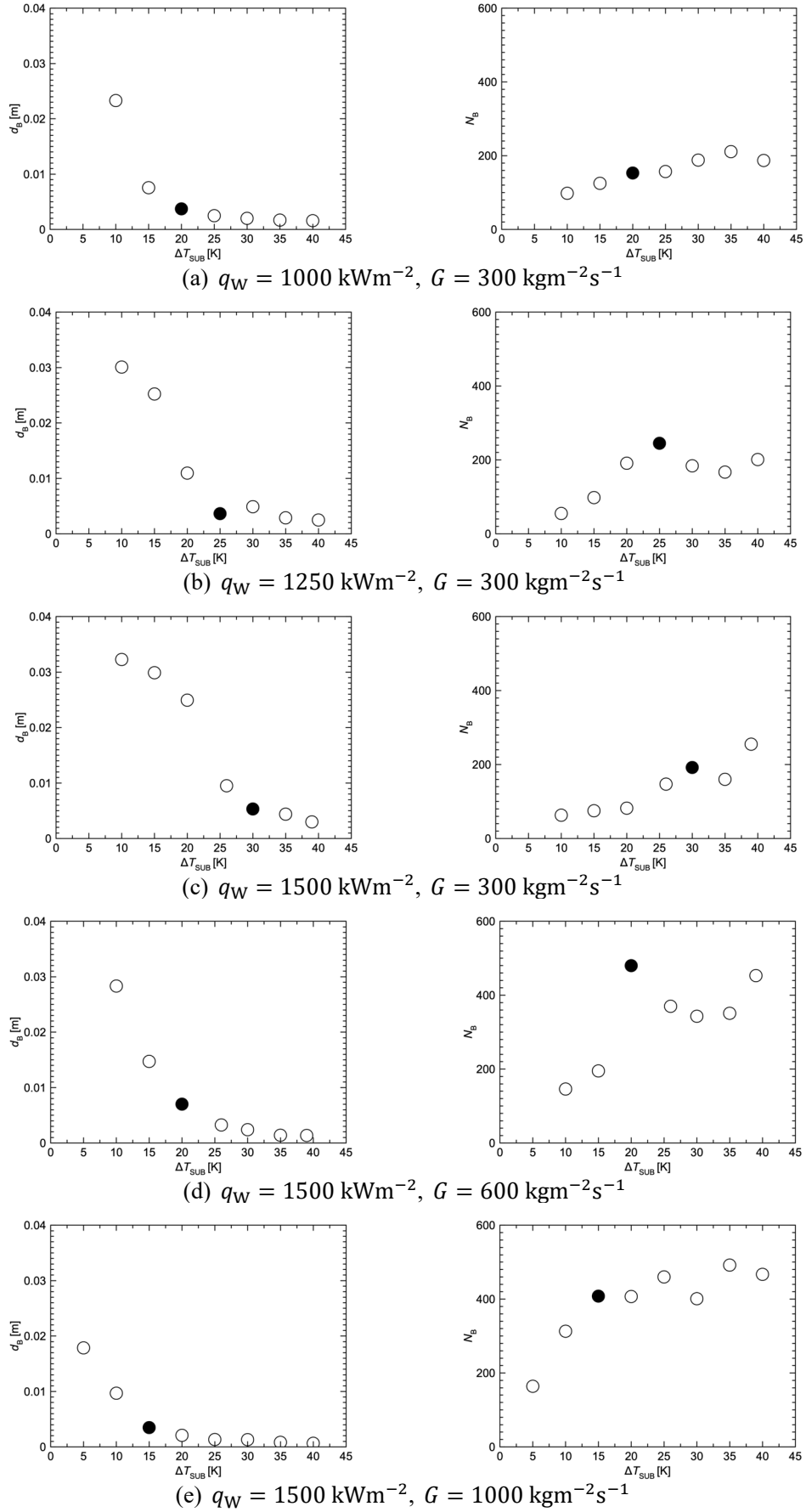


図6 ΔT_{sub} の変化に伴う (左) Sauter 平均径 d_B の変化と (右) 気泡数 N_B の変化

2.5 OSV メカニズムの妥当性検証

前節までに示した実験結果より、強制対流サブクール沸騰中における OSV 事象は、気泡径の増加に伴う気液界面積濃度及び凝縮量の急速な低下に起因して生じることが強く示唆される。この考え方の妥当性を検証するため、本節では、本研究で得られた実験情報を蒸気相の質量保存式に代入してボイド率の発展を計算し、これをボイド率の計測結果と比較する。

まず、蒸発率を Γ_{VAP} 、凝縮率を Γ_{CON} とし、簡単のため蒸気相の圧縮性を無視すれば、定常状態における蒸気相の質量保存式は以下で与えられる。

$$\frac{d}{dz}(\alpha u_V) = \frac{\Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}}}{\rho_V} \quad (1)$$

ここで、 z は軸方向空間座標、 α は流路断面平均ボイド率、 ρ は密度、 u は速度、下付き添え字の V は蒸気相を表す。簡単のため、気液間の相対速度を無視すると、定常状態における質量保存則より、

$$G = \alpha \rho_V u_V + (1 - \alpha) \rho_L u_L = \{\alpha \rho_V + (1 - \alpha) \rho_L\} u \quad (2)$$

ここで、下付き添え字の L は液相を表す。式(1), (2)より、

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{\alpha}{\alpha \rho_V + (1 - \alpha) \rho_L} \right] = \frac{\Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}}}{G \rho_V} \quad (3)$$

流路軸方向の ΔT_{sub} の低下は、

$$q_w P_h dz = -c_{pL} G A d(\Delta T_{\text{sub}}) \quad (4)$$

ここで、 P_h は伝熱面の濡れ縁長さ、 c_p は定圧比熱、 A は流路断面積である。式(3), (4)より、

$$\frac{d}{d\Delta T_{\text{sub}}} \left[\frac{\alpha}{\alpha \rho_V + (1 - \alpha) \rho_L} \right] = -\frac{c_{pL} A}{q_w P_h \rho_V} (\Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}}) \quad (5)$$

ここで、 α の関数 $f(\alpha)$ は次式で定義すれば、

$$f(\alpha) = \frac{\alpha}{\alpha \rho_V + (1 - \alpha) \rho_L} \quad (6)$$

単純な計算により、

$$\frac{df}{d\alpha} = \frac{\rho_L}{(\rho_L - \Delta \rho \alpha)^2} \quad (7)$$

ここで、 $\Delta \rho = \rho_L - \rho_V$ を用いた。式(5)~(7)より、

$$\frac{d\alpha}{d\Delta T_{\text{sub}}} = \frac{d\alpha}{df} \frac{df}{d\Delta T_{\text{sub}}} = -\frac{c_{pL} A (\rho_L - \Delta \rho \alpha)^2}{q_w P_h \rho_V \rho_L} (\Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}}) \quad (8)$$

上式より、 Γ_{VAP} と Γ_{CON} を与えれば、式(8)を数値積分することで ΔT_{sub} の低下に伴う α の変化を評価でき

ることがわかる。

図 5(c)に示すように、本研究では、試験部に存在するすべての気泡についてそのサイズを画像解析により導出している。そこで、抗力係数 C_D には Ishii-Chawla の式[4]、凝縮熱伝達率 h_{CON} には Ranz-Marshall の式[5]を用いて各気泡に対する凝縮量 $\gamma_{CON,i}$ を算出し、すべての気泡に対して $\gamma_{CON,i}$ の和をとるとともに、観察対象とする流路の体積で除することで、各実験条件における Γ_{CON} の推定値を得た。次に、OSV を生じる以前では α の増加は無視し得る程度であることから、式(8)より次式が成立する。

$$\Gamma_{VAP} \approx \Gamma_{CON} \quad (9)$$

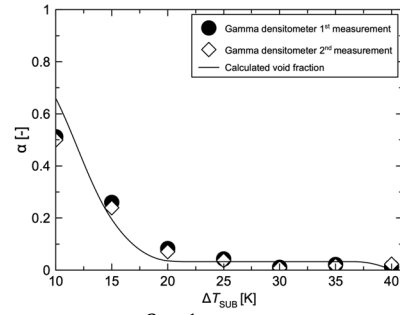
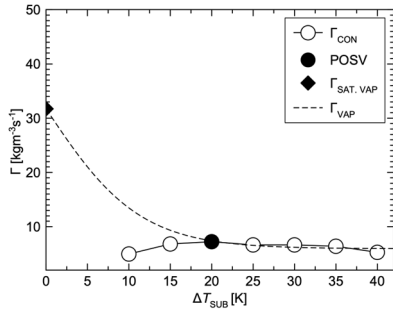
また、 $\Delta T_{sub} = 0$ で飽和沸騰に至ると、壁面熱流束がすべて蒸気生成に消費されるとともに凝縮が生じないと仮定すれば、

$$\Gamma_{VAP} = \frac{q_w P_h}{\Delta h_{VAP} A} \quad (10)$$

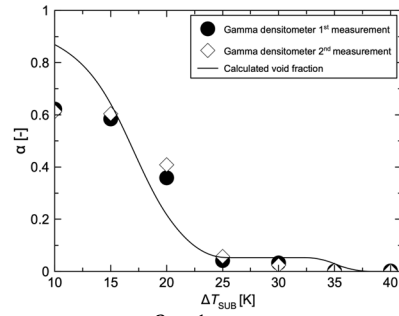
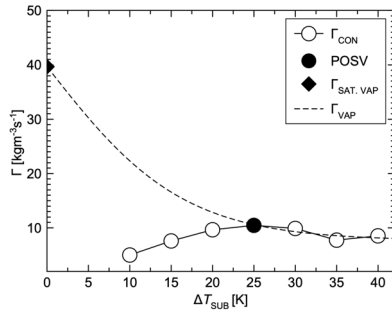
$$\Gamma_{CON} = 0 \quad (11)$$

ここで、 Δh_{VAP} は蒸発潜熱である。

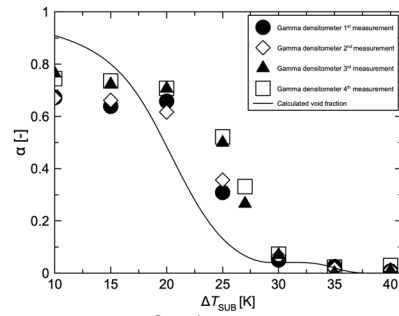
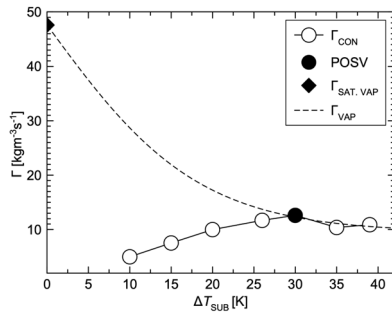
上記の手法による Γ_{CON} 及び Γ_{VAP} の推定値とこれらを式(8)に代入して得られる ΔT_{sub} の低下に伴う α の変化を図 7 に示す。ここで、本手法により α の変化を正確に評価することはきわめて困難であることを注意しておく。例えば、Ranz-Marshall の式は一様流中に置かれた単一球周りの熱伝達を対象とする相関式であるのに対し、本研究における実験体系では、気泡は変形を伴っており、また他気泡の影響により各気泡の周囲における液体の速度及び温度の分布はきわめて複雑である。また、変形した気泡の投影断面積より気泡の直径を算出しているため、気泡径の評価も正確ではない。このため、図 7 に示すボイド率発展の実験結果と式(8)による評価結果は、相応の誤差が生じている場合もある。しかしながら、OSV を生じる以前ではボイド率の増加は無視し得るほど小さいのに対して、OSV 条件を満足すると急峻なボイド率増加を生じるという強制対流サブクール沸騰中におけるボイド率の基本的な発展傾向を良く捉えている。これより、少なくとも本実験の体系において、OSV の起因事象は、気泡径の急激な増大による気液界面積濃度及び凝縮率の減少であると結論される。



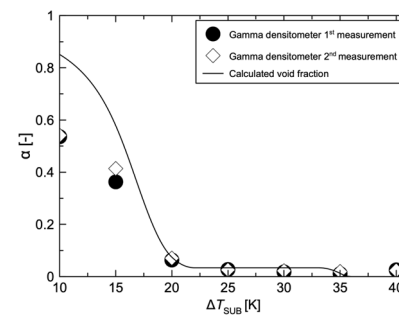
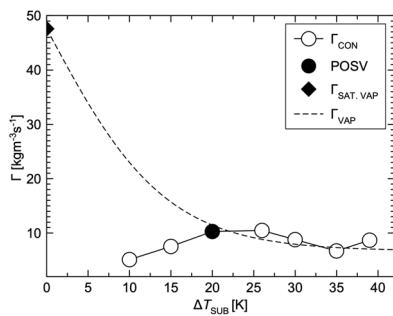
(a) $q_w = 1000 \text{ kWm}^{-2}$, $G = 300 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$



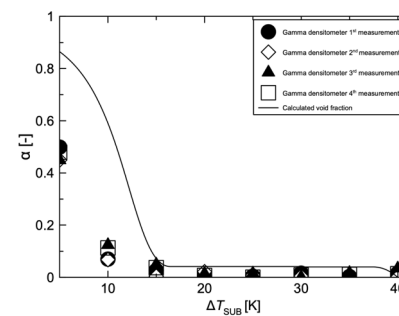
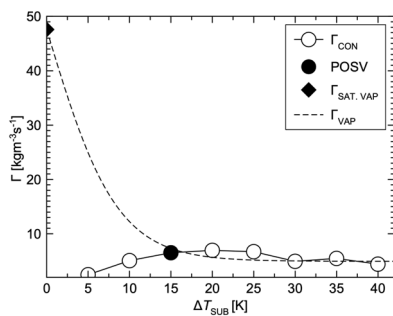
(b) $q_w = 1250 \text{ kWm}^{-2}$, $G = 300 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$



(c) $q_w = 1500 \text{ kWm}^{-2}$, $G = 300 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$



(d) $q_w = 1500 \text{ kWm}^{-2}$, $G = 600 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$



(e) $q_w = 1500 \text{ kWm}^{-2}$, $G = 1000 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$

図7 ΔT_{sub} の変化に伴う (左) 相変化率の推算結果と (右) ボイド率の計算結果

3. ボイド率予測モデルの高度化

3.1 機構論的 OSV モデルの開発

前節での実験的検討により、強制対流サブクール沸騰中における OSV 条件の高精度予測を実現するためには、気泡径の急激な増大、すなわち大気泡形成条件を正確に予測する必要のあることがわかった。気液二相流では、低ボイド率条件における流動様式は多数の小気泡が存在する気泡流で、ボイド率が増加すると小気泡の合体により大気泡が形成されて、流動様式がスラグ流に遷移する。また、スラグ流遷移時におけるボイド率は幾何学的な考察により 0.3 程度と評価され、この値は実験的に得られる遷移条件ともよく一致することが知られている[6]。一方、OSV を生じる前の強制対流サブクール沸騰では、気泡は加熱壁の近傍のみに存在する。以上の知見より、以下では、強制対流サブクール沸騰中では、 ΔT_{sub} の低下とともに、加熱壁近くに形成される気泡層内のボイド率 α_{BL} が徐々に増加し、 α_{BL} が 0.3 程度に達すると、大局的な気泡合体を生じて大気泡が生成され、本事象による凝縮率の低下により OSV を引き起こすと仮定することで、OSV 条件を物理的に適切かつ機構論的に予測可能なモデルを開発する。

上述の議論に基づき、本モデルでは、OSV 条件を次式で与える。

$$\alpha_{\text{BL}} = 0.3 \quad (12)$$

次に、上記条件を満足するときの ΔT_{sub} の値を考える。まず、OSV 点の上流では式(9)が成立する。 Γ_{VAP} は、蒸気生成に消費される壁面熱流束を q_{VAP} とすれば、次式で表される。

$$\Gamma_{\text{VAP}} = \frac{q_{\text{VAP}} P_h}{\Delta h_{\text{VAP}} A} \quad (13)$$

一方、 Γ_{CON} の表式は、

$$\Gamma_{\text{CON}} = \frac{C_1 \alpha_{\text{BL}} h_{\text{CON}} \Delta T_{\text{sub, BL}} P_h}{\Delta h_{\text{VAP}} A} \quad (14)$$

ここで、 C_1 は凝縮を生じる気液界面積に関する $O(1)$ のオーダーのモデル定数である。式(13), (14)を式(9)に代入して α_{BL} について解き、式(12)を用いれば、式(12)を満足するときの ΔT_{sub} は次式で計算できる。

$$\frac{q_{\text{VAP}}}{C_1 C_2 h_{\text{CON}} \Delta T_{\text{sub}}} = 0.3 \quad (15)$$

ここで、気泡層のサブクール度について $\Delta T_{\text{sub, BL}} = C_2 \Delta T_{\text{sub}}$ の関係を仮定した。ここで、 C_2 は $O(1)$ のオーダーのモデル定数である。

強制対流沸騰の熱伝達率評価式として著名な Chen の式では、壁面熱流束 q_w を強制対流の寄与分 q_{FC} と核沸騰の寄与分 q_{NB} の線形和として記述する[7]。また、 q_{NB} は、さらに蒸気生成分 q_{VAP} と気泡による攪乱効果（ポンプ効果） q_{PUMP} の線形和と考える。 q_{FC} と q_{NB} は Chen の方法により評価し、ポンプ効果では生成気泡と同程度の体積のサブクール液が飽和温度まで昇温されるとすれば、次式を得る。

$$q_{\text{VAP}} = \frac{q_{\text{NB, Chen}}}{1 + C_3 \rho^* \Delta \theta_{\text{SUB}}} \quad (16)$$

ここで、 $q_{NB,Chen}$ は Chen の式により計算される q_{NB} 、 C_3 はポンプ効果により昇温されるサブクール液の体積に関する $O(1)$ のモデル定数、 ρ^* は気液の密度比 ($=\rho_L/\rho_V$)、 $\Delta\theta_{SUB}$ は次式で定義される無次元サブクール度である。

$$\Delta\theta_{SUB} = -\frac{1}{2C_3\rho^*} + \sqrt{\left(\frac{1}{2C_3\rho^*}\right)^2 + \frac{h^*\Delta\theta_W}{0.3C_1C_2C_3\rho^*}} \quad (17)$$

ここで、 h^* は熱伝達率比 ($=Sh_{NB}/h_{CON}$)、 $\Delta\theta_W$ は無次元過熱度 ($=c_{pL}\Delta T_W/\Delta h_{VAP}$) である。式(16)で計算される q_{VAP} と Ranz-Marshall 式[5]で計算される h_{CON} を式(15)に代入すれば、OSV を生じるときのサブクール度 $\Delta T_{sub,OSV}$ を計算できる。

OSV 予測手法としては、次の Saha-Zuber による経験式[2]が有名である。

$$St = \max\left[\frac{455}{Pe}, 0.0065\right] \quad (18)$$

ここで、 St は Stanton 数 ($=q_W/Gc_{pL}\Delta T_{SUB}$)、 Pe は Peclet 数 ($Pe = GDc_{pL}/k_L$) である。本研究で開発した機構論的 OSV モデルの妥当性を検討するため、作動流体は水として、圧力 1-15MPa、流路径 10-25mm、熱流束 250-1000kW/m²、質量流束 100-1900kg/m²s の範囲で変化させ、本モデルの計算結果を Saha-Zuber の相関式による計算結果と比較した。結果を図 8 に示す。ここで、モデル定数は、最も基本的な値として $C_1=C_2=C_3=1$ とし、OSV 前の気泡径は Laplace 長さ に等しいものとした。図 8 より、本研究で開発した機構論的 OSV モデルによる計算結果は、Saha-Zuber が予測する OSV 条件の変化傾向を再現しており、想定した OSV メカニズムの妥当性が確認できる。

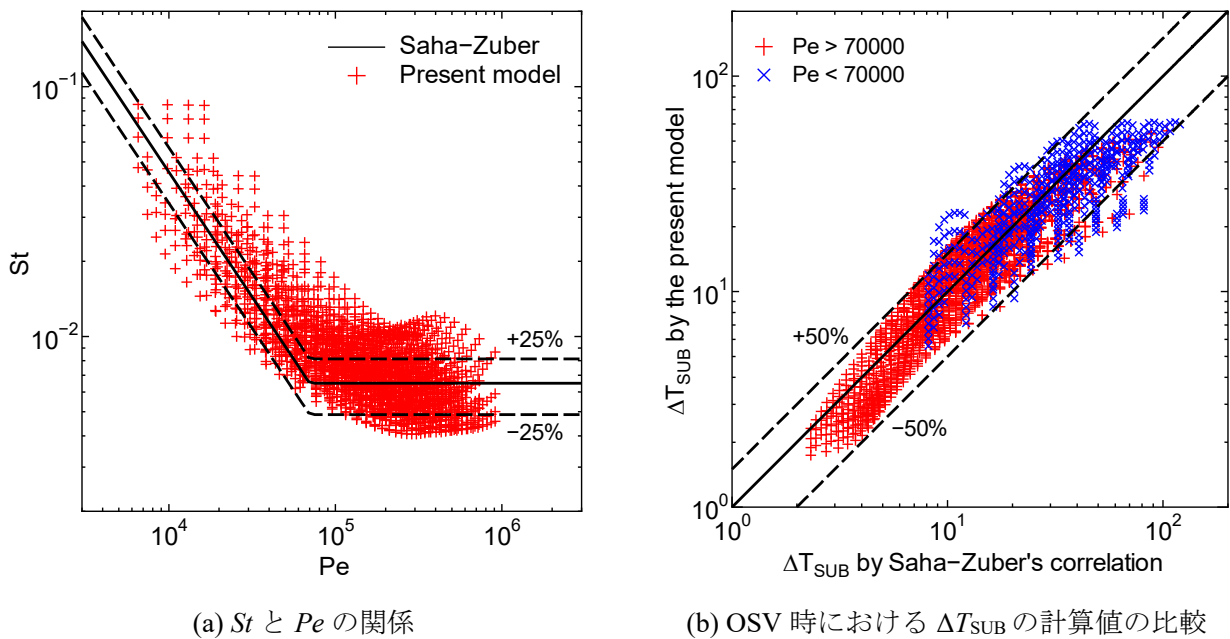


図 8 本研究で開発した機構論的 OSV モデルと Saha-Zuber の経験式[2]による計算結果の比較

3.2 機構論的 OSV モデルの高度化

本モデルは、モデル定数を含んでいることから、これらを調整することで、実験データをより正確に再現する半経験式を開発できる可能性がある。このため、最も不確定要素が大きいモデル定数として、ポンプ効果に関する C_3 を選定し、これが次に示す 5 つの無次元数の関数として与えられると仮定する。

$$\rho^* = \frac{\rho_L}{\rho_V} \quad (19)$$

$$D^* = \frac{D}{d_B} \quad (20)$$

$$q^* = \frac{\rho_L q_w d_B}{\rho_V \Delta h_{VAP} \mu_L} \quad (21)$$

$$G^* = \frac{G \Delta h_{VAP}}{q_w} \quad (22)$$

$$Pe = \frac{G D c_{pL}}{k_L} \quad (23)$$

ここで、 ρ^* は気液密度比、 D^* は気泡径を代表長さとする無次元流路直径、 q^* は無次元熱流束でポンプ効果により誘起される流れの Reynolds 数、 G^* はポンプ効果により誘起される流れに対する主流の慣性力比、 Pe は Peclet 数である。公開文献にある実験データとの比較検討の結果、 C_3 の関数形として、次式が推奨されることがわかった。

$$C_3 = 13.7 \times \max[71.8(\rho^*)^{-0.956}, 0.131(\rho^*)^{0.230}] \times \max[13700 Pe^{-1.02}, 1] \times (D^*)^{-0.274} (q^*)^{-0.111} (G^*)^{-0.232} \quad (24)$$

OSV 条件を表す代表的な無次元量として、同条件における熱平衡クオリティの実験値と計算値を比較した結果を図 9 に示す。流路形状の影響を把握するため、比較対象には円管、二重円管、矩形管流路に対する実験データを使用し、各々異なるシンボルを用いて示した。既存相関式である Saha-Zuber と Levy の結果を見ると、非円形流路で特に誤差が大きくなっており、全 232 データに対する平均絶対誤差 MAE は Saha-Zuber で 45.2%、Levy で 52.4% となっている。一方、 $C_3 = 1$ とする機構論的相関式では、係数の調整を全く行っていないにもかかわらず、MAE は 47.8% であり、著名な既存相関式である Saha-Zuber や Levy と比較して遜色のない結果となっている。最後に、式(24)を用いた半経験式では、MAE の値が 21.6% であり、他の相関式と比較して半分以下の値を達成している。また、流路形状により予測性能が大きく変化していないことから、OSV を生じるメカニズムを正しく反映しており、経験的相関式に対する機構論的相関式の優位性が確認できる。以上より、沸騰時の物理現象を適切に反映することで、既存相関式と比較して強制対流サブクール沸騰中のボイド率をより高度に予測可能なモデルの開発に成功した。

各 OSV モデルの予測精度のパラメーター依存性（流路等価直径、圧力、質量流束、熱流束）を図 10～13 に示す。経験則である Saha-Zuber 式[2]及び気泡離脱モデルに基づく Levy 式[3]では、0.1 MPa 程度の低圧条件及び 10MPa 程度の高圧条件（図 11）、さらには 100kg/m²s 程度の低質量流束条件（図 12）で予測精度が目立って低下している。また、流路形状により予測精度が大きく異なっているため、原子炉内の冷却材流路など、複雑形状流路に適用した場合に十分な予測精度を保てるか懸念が残る。次に、モデル定数を一定とする機構論的モデルでは、流路形状が予測精度に及ぼす影響が大幅に軽減されている

ことが確認できるが、図 1 を見ると、圧力に対して系統的な依存性が見られ、低圧時には OSV 点の熱平衡クオリティの絶対値を過小評価、高圧時には逆に過大評価する傾向が認められる。この原因は完全に明らかではないが、発泡核で形成された沸騰気泡の成長速度が圧力により異なるため、これがポンプ効果に影響を及ぼした可能性などが考えられる。一方、モデル定数の調整を行った半経験的モデルでは、予測精度のパラメータ依存性が概ね解消されており、幅広い熱流動条件への適用性が期待できる結果が得られている。

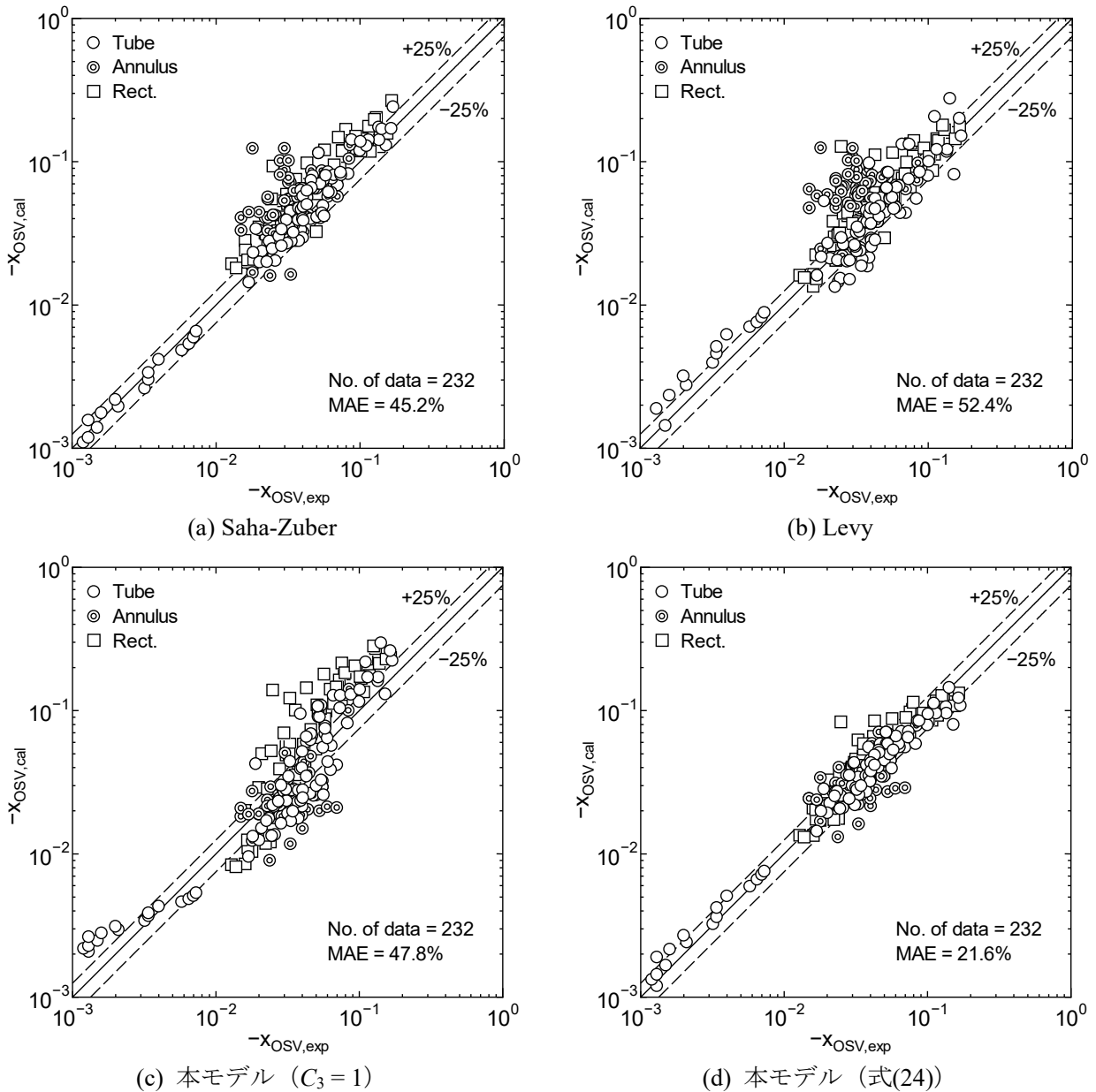
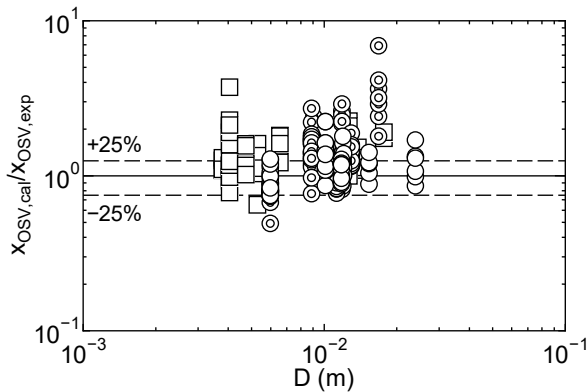
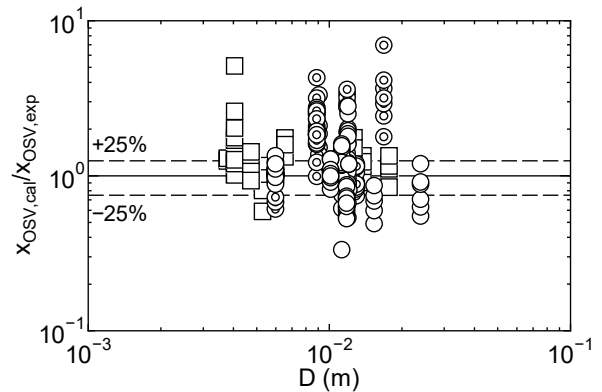


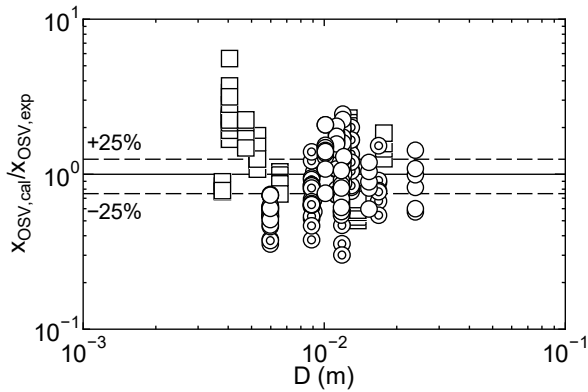
図 9 OSV 点における熱平衡クオリティの実験値と計算値の比較
(○ : 円管、◎ : 二重管、□ : 矩形管)



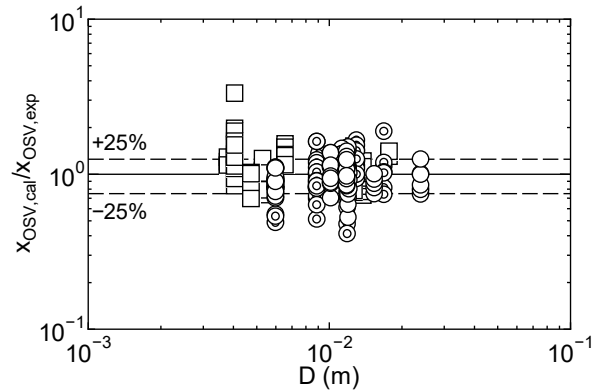
(a) Saha-Zuber



(b) Levy

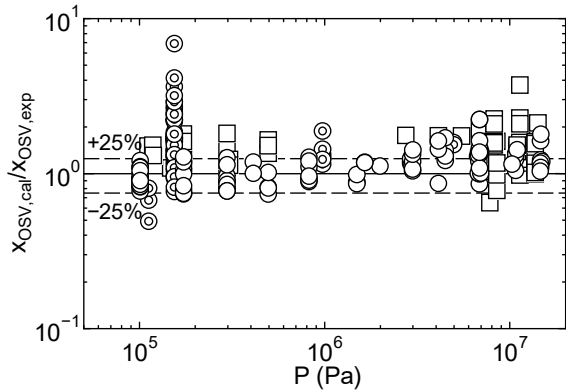


(c) Original mechanistic model

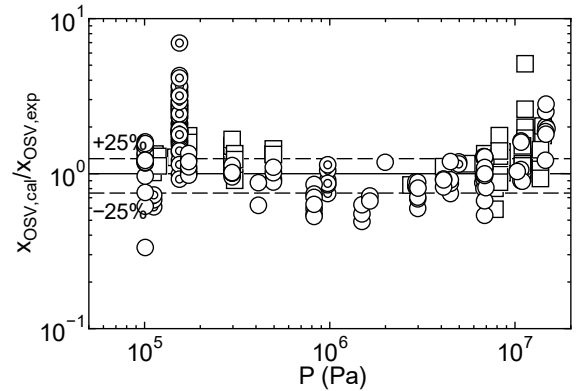


(d) Present

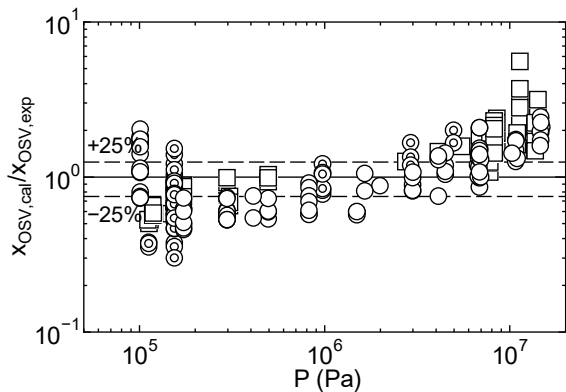
図 10 流路の等価直径の影響 (○ : 円管、◎ : 二重管、□ : 矩形管)



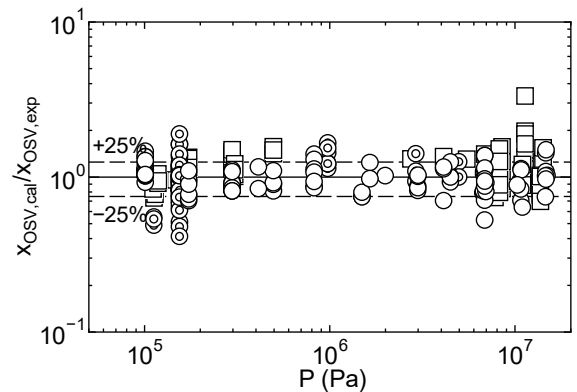
(a) Saha-Zuber



(b) Levy

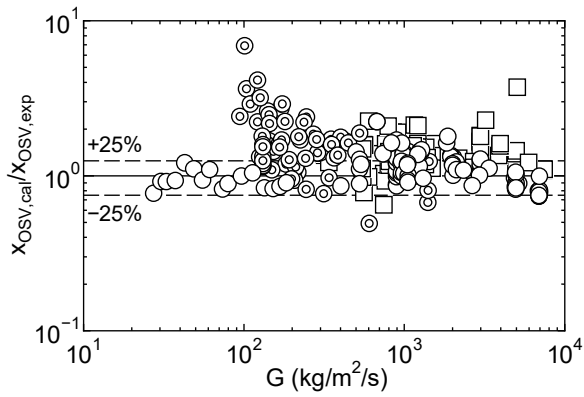


(c) Original mechanistic model

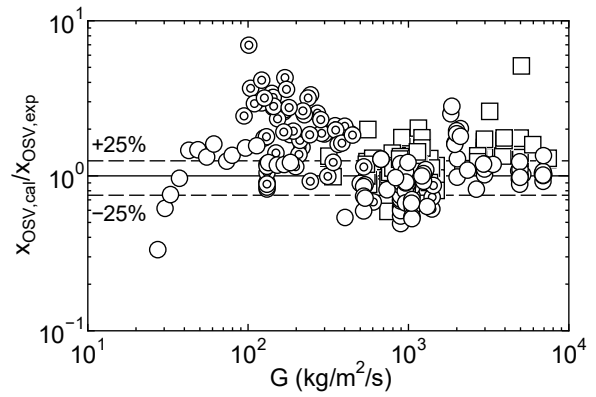


(d) Present

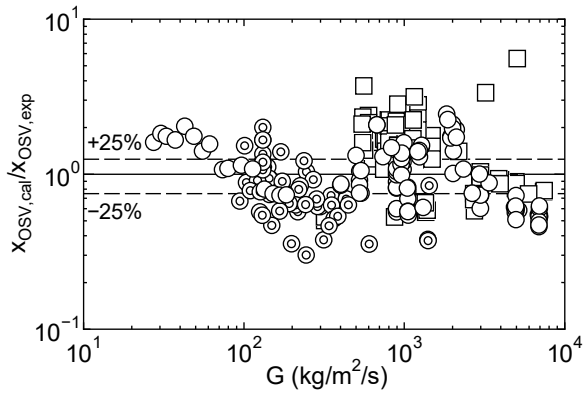
図 11 圧力の影響 (○ : 円管、◎ : 二重管、□ : 矩形管)



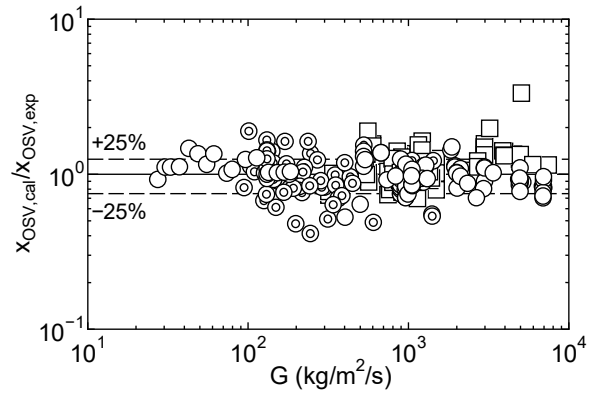
(a) Saha-Zuber



(b) Levy

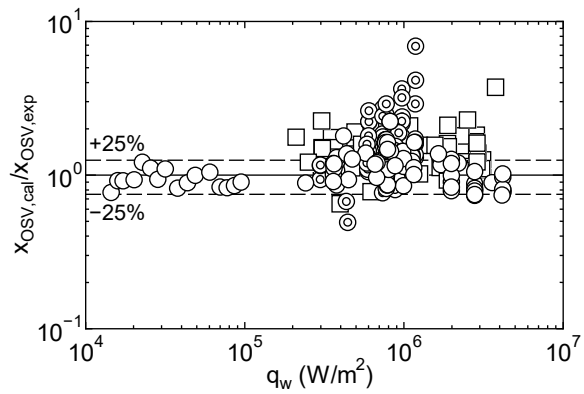


(c) Original mechanistic model

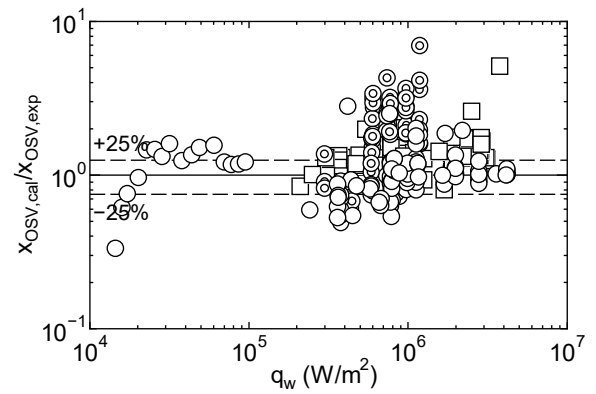


(d) Present

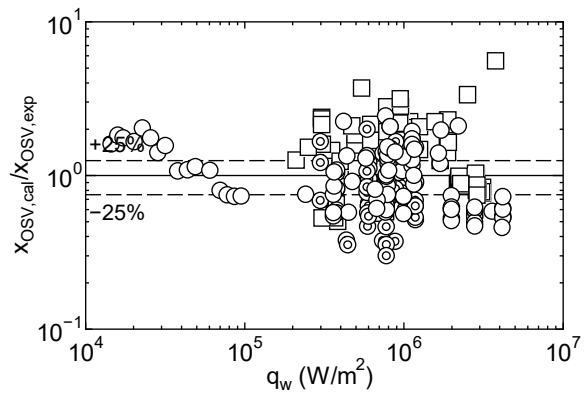
図 12 質量流束の影響 (○ : 円管、◎ : 二重管、□ : 矩形管)



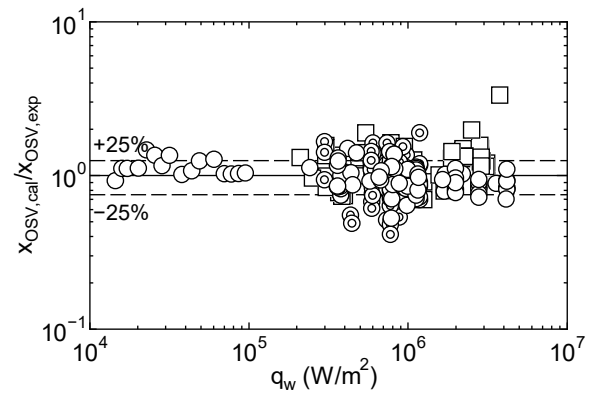
(a) Saha-Zuber



(b) Levy



(c) Original mechanistic model



(d) Present

図 13 熱流束の影響 (○ : 円管、◎ : 二重管、□ : 矩形管)

4. DNB 予測手法に関する検討

4.1 DNB 発生メカニズムの実験的検討

前節までに、強制対流サブクール沸騰中で大局的な気泡合体により大気泡が形成されると、凝縮率の低下に起因してボイド率の急上昇、すなわち OSV を生じることを示した。ここで、大気泡が生成される際、大気泡と加熱壁の間には薄液膜が形成されると考えられるが、壁面からの熱流束により薄液膜が消失すると、DNB を引き起こして壁温が急上昇し、状況が一変する可能性がある[8]。DNB の発生は、原子力発電所の安全確保においてきわめて重要な事象であるため、本実験で大気泡が形成された後、さらに熱流束を上昇させて、DNB に至るときの状況を調べた。

入口サブクール度を 20~60K、質量流束を 150~1000kg/m²s の間に設定した上で壁面熱流束を徐々に増加させ、大気泡形成するときの熱流束 q_{LBF} と DNB 熱流束 q_{DNB} を調べた。計測された q_{LBF} と q_{DNB} の関係を図 14 に示す。本図より、 q_{LBF} が低い条件では $q_{DNB} > q_{LBF}$ だが、 q_{LBF} が高い条件では $q_{DNB} \approx q_{LBF}$ となることがわかる。これは、低 q_{LBF} 条件では、大気泡形成時の熱流束が大気泡下の薄液膜を消失させるのに不十分なため、DNB を引き起こすには、より高い熱流束を必要とするが、高 q_{LBF} 条件では、大気泡の形成と同時に薄液膜が消失して、DNB に至ったものと解釈できる。

IR カメラによる壁面温度分布と高速度カメラによる気泡挙動の同期撮影の結果を図 15 に示す。本図に示すように、 $t = 0\text{ms}$ で加熱壁上に大気泡が形成されて、主流からの液供給が断たれ、この状態が 30~40ms 程度継続すると、薄液膜が消失して、壁温の急上昇を開始する様子が確認できる。これより、強制対流サブクール沸騰において、大気泡の形成と DNB の発生の間には、きわめて密接な関連があると結論できる。

4.2 半経験的 DNB 予測モデルの開発

公開文献で報告されている DNB データを対象に、 $C_3 = 1$ とする機構論的 OSV モデルを用いて大気泡形成時の熱流束 q_{LBF} を計算し、これを DNB 熱流束の実験値 q_{DNB} と比較した。結果を図 16 に示す。本図より、図 14 の場合と同様に、 q_{LBF} と q_{DNB} の間にはきわめて強い正の相関が存在することがわかる。これより、DNB を生じる上で大気泡形成がきわめて重要な素過程の一つであることが確認できる。特に、 q_{LBF} が高い値となる実験条件では、 q_{LBF} と q_{DNB} がほぼ等しい値となっており、高熱流束条件で大気泡が形成される場合、大気泡の形成と同時に薄液膜が消失するため、即座に DNB を生じると考えられることも確認できる。これより、 q_{LBF} は q_{DNB} を予測する上で有効なスケーリングパラメーターと考えられることから、熱流束比を $\Phi = q_{DNB}/q_{LBF}$ で定義し、 Φ に関する無次元相関式を開発する。相関式開発には、次に示す 4 種類の無次元パラメーターを用いた。

$$q^* = \frac{q_{LBF}}{q_{CHF,Zuber}} \quad (25)$$

$$G^* = \frac{G \Delta h_{VAP}}{q_{LBF}} \quad (26)$$

$$\chi_{LBF} = \frac{-\Delta T_{SUB,LBF} c_{pL}}{\Delta h_{VAP}} \quad (27)$$

$$L^* = \frac{L}{D} \quad (28)$$

ここで、 $q_{CHF,Zuber}$ は飽和プール沸騰で広く用いられている Zuber の相関式[5]による CHF の計算値であり、 q^* は大気泡形成時における熱流束の大きさの程度を表す。Zuber の CHF 相関式では、強制対流と液相のサブクール度の影響が考慮されていないため、これらのパラメーターの影響を考慮するため、 G^* と χ_{LBF} を用いた。また、流動状態の発達を考慮するため、無次元加熱長 L^* を用いた。幅広い熱流動条件で取得されたデータを用いて検討した結果、下記の関数形により DNB 熱流束を良く予測できることがわかった。

$$\Phi = f_1(q^*)f_2(G^*)f_3(-\chi_{LBF})f_4(L^*) \quad (29)$$

$$f_1(q^*) = \max(1.5q^{*-0.49}, 1.4q^{*-0.21}) \quad (30)$$

$$f_2(G^*) = \min(0.37G^{*-0.138}, 1) \quad (31)$$

$$f_3(-\chi_{LBF}) = 1 \quad (32)$$

$$f_4(L^*) = \min(1.49L^{*-0.98}, 3.2q^{*-0.26}) \quad (33)$$

上式を用いて計算した q_{DNB} を実験値と比較した結果を図 17 に示す。本図より、様々な圧力、流量、流路等々の条件下で取得された実験データを $\pm 25\%$ 程度の誤差範囲内できわめて高精度に予測できることがわかる。したがって、本研究で開発した OSV 評価モデルは、ボイド率予測に止まらず、DNB 熱流束の高精度予測にも応用可能である。

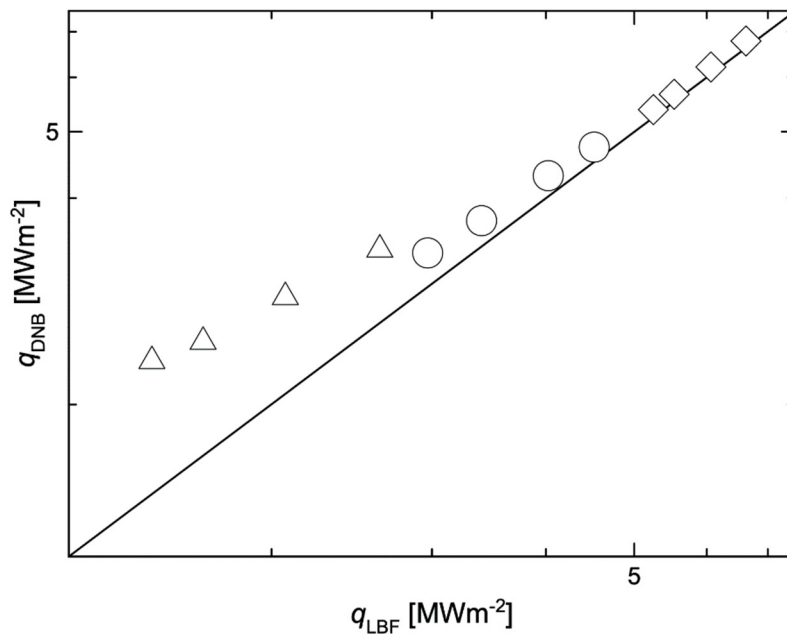


図 14 大気泡径時熱流束と DNB 熱流束の関係 (本実験)

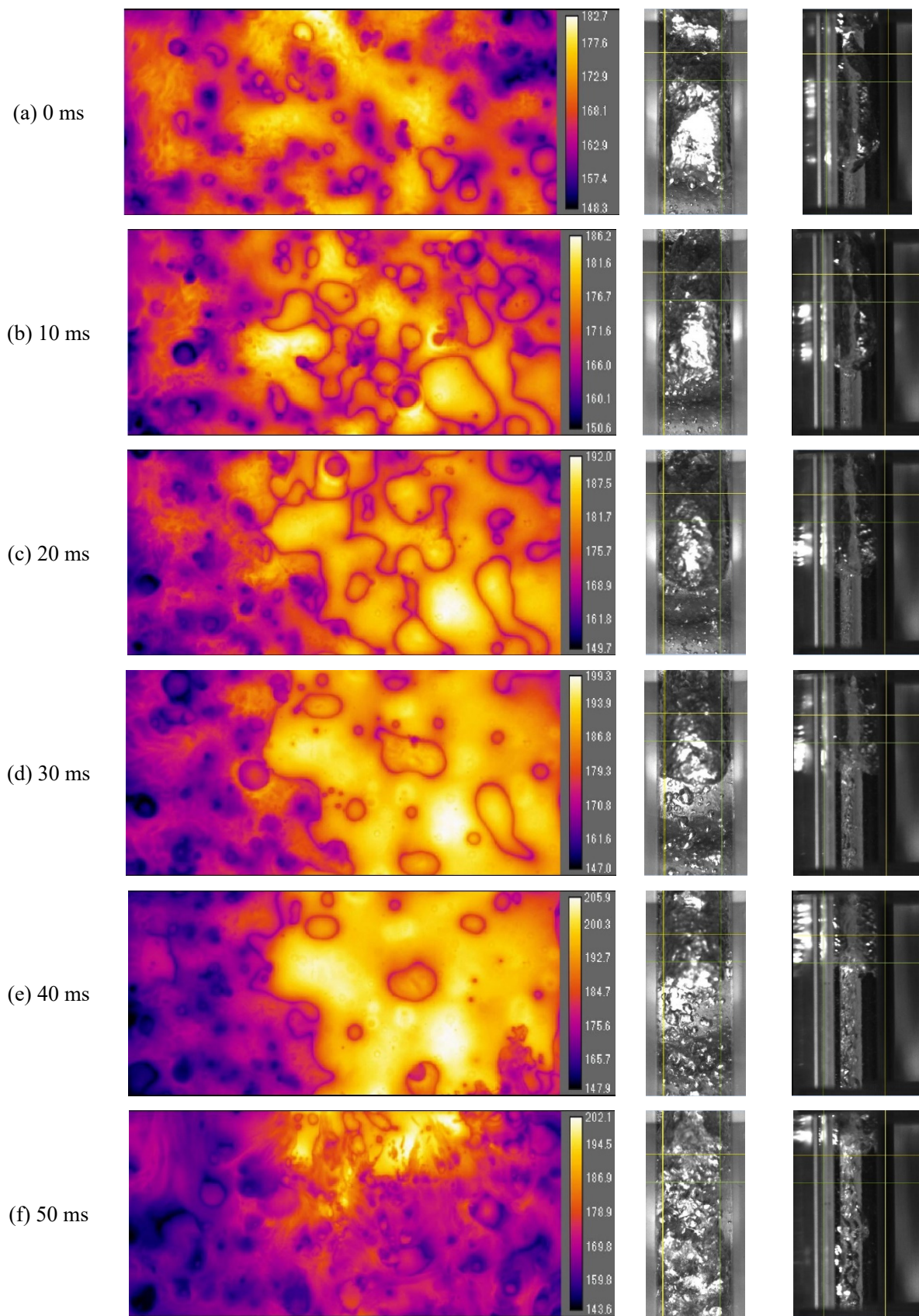


図 15 強制対流サブクール沸騰中で DNB に至ったときの熱流動状態の観察結果

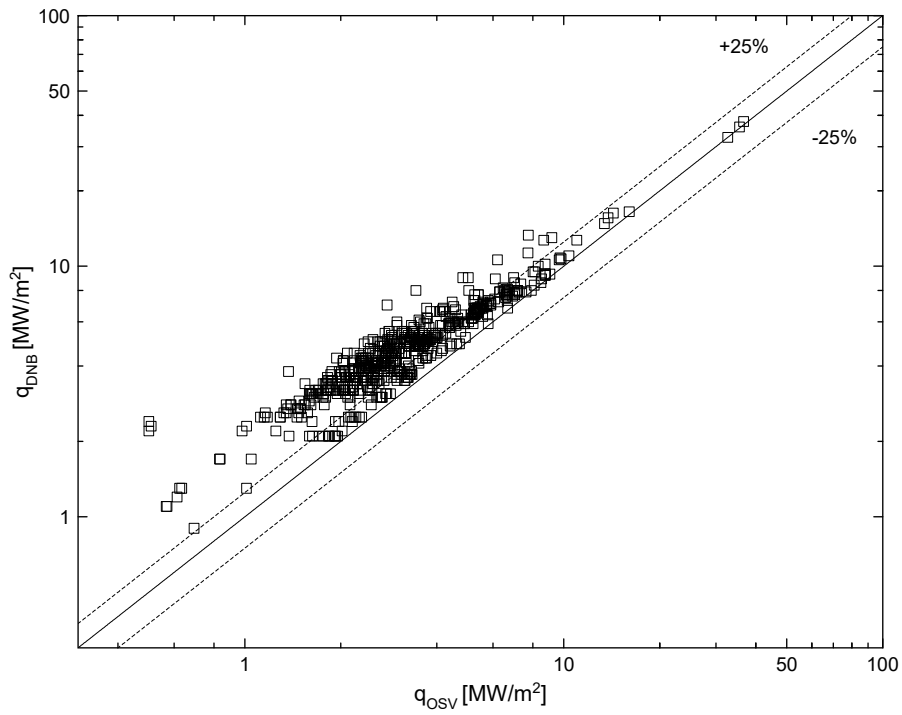


図 16 大気泡径時熱流束と DNB 熱流束の関係 (既存実験)

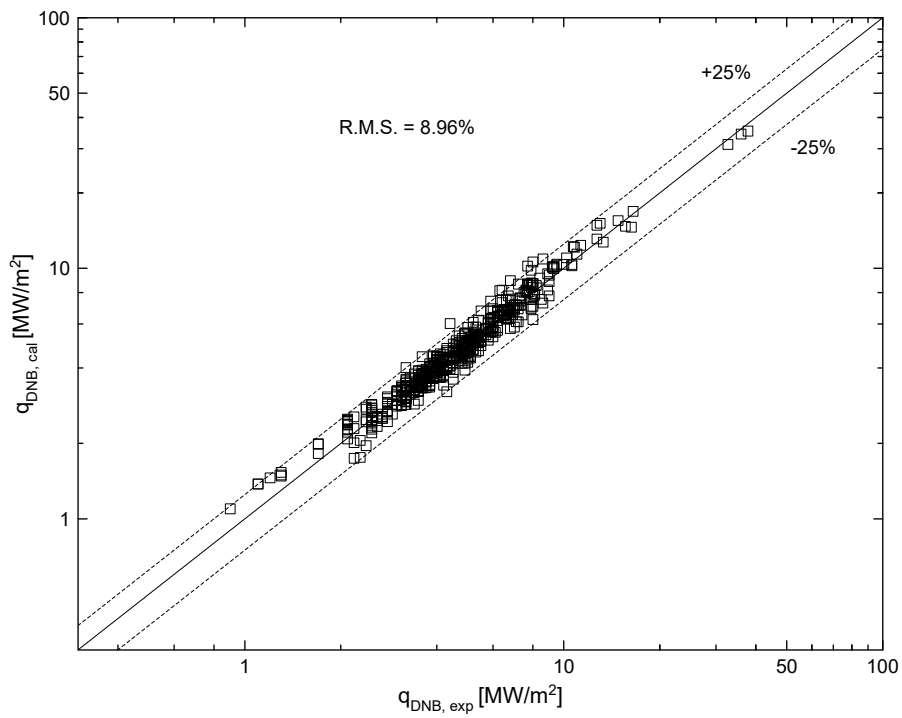


図 17 DNB 熱流束の半経験的予測結果

5. 結言

強制対流サブクール沸騰中におけるボイド率発展を高精度かつ高い信頼性で予測可能な手法を開発するため、OSV 事象を引き起こす物理メカニズムを実験的に検討するとともに、本検討結果に基づいて、機構論的 OSV モデルを開発した。本研究の主な成果を以下に示す。

- OSV の起因事象は、従来想定されてきたような蒸気泡の伝熱面離脱ではなく、大局的気泡合体に引き続く気液界面積濃度及び凝縮率の低下であることを解明した。
- 気液二相流の知見より、加熱壁近くにおける局所ボイド率が 0.3 を超過すると大局的気泡合体が生じるものと仮定することで、機構論的 OSV モデルを開発した。本モデルは、既存モデルが不得意とする非円形流路、低圧力、高圧力、低質量流束等の条件でも目立った予測精度の低下は無く、幅広い熱流動条件への適用性の観点で、機構論的モデルの優位性を示した。
- 大局的気泡合体は、OSV の起因事象であると同時に、DNB に先立つ重要な素過程であることを明らかにした。このため、DNB 熱流束を大気泡形成時熱流束でスケーリングするとともに、物理的意味の明確な無次元数の関数として表現することで、DNB 熱流束に関する半経験的相関式を開発した。開発した相関式は、幅広い熱流動条件で取得された DNB 熱流束に関する実験データを高精度で予測することが可能であり、原子力発電所の安全性向上に寄与できると考えられることを示した。

参考文献

- [1] 電気通信大学, 低圧時サブクール沸騰挙動解明試験, 原子力規制庁令和 3 年度原子力施設等防災対策委託費事業成果報告書 (2022).
- [2] P. Saha, N. Zuber, Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling, Proceedings of International Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 175-179 (1974).
- [3] S. Levy, Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965 (1967).
- [4] T. Okawa, K. Yoneda, Y. Yoshioka, New interfacial drag force model including effect of bubble wake (I), Model development for steam-water bubbly flow in large-diameter pipes, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 35, No. 12, pp. 895-904 (1998).
- [5] F.P. Incropera, D.P. DeWitt, A. Lavine, T.L. Bergman, Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6th ed., Wiley, New York (2006).
- [6] K. Mishima, M. Ishii, Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer 27(5), 723-737 (1984).
- [7] J.C. Chen, Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development, 5(3), pp. 322-329 (1966).
- [8] G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, M. Simoncini, G. Zummo, Rationalization of existing mechanistic models for the prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux, Int. J. Heat Mass Transf. 37, 347-360 (1994).