中性子ラジオグラフィー高速度撮像法の沸騰流計測への応用*

(第1報, 計測誤差評価とボイド率計測)

呉田 昌俊^{*1}, 日引 俊^{*2}
三島 嘉一郎^{*2}, 秋本 肇^{*1}

Measurement of Boiling Flow by High-Frame-Rate Neutron Radiography (1st Report, Error Estimation and Void Fraction Measurement)

Masatoshi KURETA^{*3}, Takashi HIBIKI,
Kaichiro MISHIMA and Hajime AKIMOTO

^{*3} Japan Atomic Energy Research Institute, Dept. of Nuclear Energy System,
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1195 Japan

Void fraction measurement by high-frame-rate neutron radiography and the error estimation were conducted. Measurement error on instantaneous void fraction and time-averaged void fraction of forced-convective subcooled boiling was evaluated experimentally and analytically. Measurement error would be within 18% and 2% for instantaneous void fraction (measurement time is 0.89 ms), and time-averaged void fraction, respectively. Void fraction distribution of subcooled-boiling was measured using atmospheric-pressure water in rectangular channels with channel width 30 mm, heated length 100 mm, channel gap 3 mm and 5 mm, inlet water subcooling from 10 to 30 K and mass velocity ranging from 240 to 2 000 kg/(m²·s). One-side of the channel was heated homogeneously. Instantaneous void fraction and time-averaged void fraction distribution were measured parametrically. Effects of flow parameters on void fraction were investigated.

Key Words: Neutron Radiography, Void Fraction, Subcool, Critical Heat Flux, Boiling, Digital Image Processing, Flow Measurement, Flow Visualization, Multi-phase Flow, Forced Convection

1. 緒 言

現在開発が進められている大強度中性子源のターゲット, 核融合炉のプラズマ対向機器, 高性能半導体素子等はボイラ等従来の伝熱機器と比較して発熱面積が小さく高熱流束負荷となる。これらの機器の限界出力予測手法, 特にバーンアウトモデルに関して著者らが予備検討を行った結果から, モデルに組み込まれている従来のボイド率予測手法ではボイド率の計算精度が低下し, 限界出力予測手法の計算精度を低下させる主原因であることが推定された。沸騰流研究においてボイド率は基本的な流動特性値の一つであり, 従来から計測法や解析的予測手法の研究がなされ, 金属流路内沸騰流のボイド率計測は1950年代より研究⁽¹⁾がなされている。混相流の計測法としてさまざまな開発研究が進められ, 1997年にサンタバーバラ(USA)で開催された先端計測国際会議⁽²⁾においてラジオグラフィー法, NMR(核磁気共鳴)・MRI法, 定電流法, プロープ法等先端計測法が報告されている。各計測法には

適用限界があるため, 計測対象や計測物理量に応じた計測法の適用が重要である。中性子ラジオグラフィー法(Neutron Radiography: NR)は元素ごとに物質内減衰特性が異なる中性子の特徴を利用した非接触計測法であり, 流れを乱すことなく金属容器内の熱流動を可視化できる長所を有し, 「量子工学に立脚した革新的流体計測法」⁽³⁾として開発研究が進められている。NRはX(γ)線透過法とは相補的な情報が得られ, 液体金属や狭かんげき流路内二相流の可視化・計測にも用いられてきた⁽⁴⁾。NRを熱流動に応用した例はレビュー⁽⁵⁾に報告されている。ボイド率計測値をバーンアウトモデル等解析手法の検定や改良に用いる際, 計測誤差の評価がなされていることが重要となる。しかし, NRを沸騰流体系に適用して計測されるボイド率の計測誤差や各種誤差原因の総合評価はなされていなかった。沸騰流におけるボイド率計測誤差の総合評価を行うことで予測手法の予測精度が推定可能となり, またNRによる沸騰流計測システムの最適化が図れることも期待されている。

そこで, 本研究では中性子ラジオグラフィー高速度撮像法を従来計測が困難とされていたサブクール沸騰流中の瞬時ボイド率および時間平均ボイド率の計測に応用し, (1)計測誤差を実験的および解析的に総合評

* 原稿受付 2000年2月4日。

^{*1} 正員, 日本原子力研究所(〒319-1195 茨城県那珂郡東海村)。

^{*2} 正員, 京都大学(〒590-0494 大阪府泉南郡熊取町野田)。

E-mail: kureta@hflwing.tokai.jaeri.go.jp

価すること, (2)加熱長と流路かんげきが小さい加熱流路内の瞬時ボイド率分布と時間平均ボイド率分布の計測結果をもとに流動パラメータがボイド率に及ぼす影響を評価することを目的とした。本研究で得られた瞬時ボイド率分布を用いた蒸気泡情報(寸法や移動速度)や時間平均ボイド率の計測値を, ボイド率予測手法やバーンアウトモデルの検定・評価, そして数値解析コードの開発研究に役立てることを考慮し, 第1ステップとして片面加熱矩形流路内サブクール沸騰流を試験対象とした。流路寸法は本実験データを狭かんげきで加熱長が短い流路に適用できるバーンアウト予測モデルの研究に役立たせることを考慮し, 核融合中性子工学研究用中性子源(FNS)の回転ターゲットと大強度中性子源固体ターゲットの設計段階の流路寸法を参考にして決定した。また, 実験条件は正味の沸騰開始位置を本実験で得られた流れ方向のボイド率分布から計測し, 沸騰開始条件の検討に役立てることを考慮して設定した。

記 号

a : 定数
 B : 輝度
 B_d : 暗電流項
 B_0 : オフセット
 C : 画像増幅率(ゲイン)
 d : 流路横断面位置 m
 D : ダイバージェント形コリメータの開口部の直径 m
 D_B : 気泡の厚さ m
 ΔD_B : 気泡厚さの増加速度 m/s
 E : 計測誤差 %
 E_d : デジタル化に起因する計測誤差 %
 E_m : 蒸気泡の移動に起因する計測誤差 %
 E_n : 画像ノイズの統計的変動誤差 %
 E_s : 中性子束の統計的変動誤差 %
 F : 計測時間内の1画素あたりの中性子フルエンス n/pixel-area
 G : 質量速度 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
 L : ダイバージェント形コリメータの全長 m
 L_B : 蒸気泡の長さ m
 ΔL : 動体の移動に起因する画像のぶれ m
 L' : 試験部とコンバータの距離 m
 N : 連続した画像の積分枚数
 P : 画像の位置 m
 q : 熱流束 W/m^2
 R : 空間解像度 m/pixel

s : 流路かんげき m
 t : 厚さ m
 T_m : 入口水温 $^{\circ}\text{C}$
 T_i : 画像積分時間 s
 ΔT : 計測時間 s
 U_θ : 入射中性子ビームの非平行度に起因する画像のぼけ(不鮮明度) m
 ν : 蒸気泡の移動速度 m/s
 x_{ex} : 加熱部出口での熱平衡クオリティ
 z : 加熱部入口からの流れ方向距離 m
 ギリシャ文字
 $\bar{\alpha}$: 局所ボイド率
 $\Delta\alpha$: 設計値からの偏差
 α : 局所ボイド率の画像積算による平均値
 δ : 対象物厚さ m
 $\Delta\delta$: 対象物厚さの変動量 m
 ϵ : 計測効率
 ϕ : 中性子束 $\text{n}/\text{m}^2\text{s}$
 σ : 標準偏差
 Σ : 熱中性子に対する巨視的断面積 m^{-1}
 添 字
 CL : 流路中心線
 design : 設計値
 ex : 加熱部出口での値
 f : 液相单相流
 g : 気相单相流
 m : 沸騰二相流
 measure : 加熱領域内での計測値
 mf : 二相流中の液相
 p : 透過中性子成分
 P : ポリスチレン
 s : 散乱中性子成分
 sm : 試験部内での散乱
 ss : 周辺の生体遮へいからの散乱
 t : 試験部
 th : 入射中性子束
 w : イオン交換水
 $\langle \rangle$: 平均

2. 中性子ラジオグラフィー法(NR)の計測誤差評価

2・1 NRによるボイド率計測法⁶⁾ 試験部内を流れる沸騰二相流を計測体系として考える。中性子源から試験部へ入射する中性子束 ϕ_{th} は, 試験部を透過するとき式(1)で表されるようにその行路の物質厚さ δ に応じて減衰する。沸騰流に関する情報は, この透過中性子束 ϕ_p に包含されている。

NII-Electronic Library Service

た。ラジオグラフィー情報は縦256 pixel, 横256 pixel, 256階調(8 bit)のデジタル画像として記録した。撮像系の空間解像度 R は300~600 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ であった。沸騰流実験で得られる蒸気泡の輪郭を明らかに可視化するために必要な可視化速度を検討するため、予備実験を実施した。予備実験で蒸気泡が大きく成長する質量速度 $G=600 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ での蒸気泡の移動速度 v を計測すると約0.6 m/sであった。動体が計測時間 ΔT 間に移動することで生じるぶれ ΔL [pixel] を式(13)で計算すると、 $R=300\sim 600 \mu\text{m}/\text{pixel}$, $\Delta T=1 \text{ ms}$ で $\Delta L=1\sim 2 \text{ pixel}$ と計算され、蒸気泡の輪郭を明らかに可視化できた。この予備検討結果をもとに記録速度を1125 frames/s($\Delta T=0.89 \text{ ms}$)に設定した。

$$\Delta L = \frac{v \cdot \Delta T}{R} \quad (13)$$

誤差評価実験では、厚さ δ および熱中性子に対する

Fig. 2 Schematic diagram of the high-frame rate neutron radiography

(a) Front view (b) Side view of the polystyrene Plate

Fig. 3 Schematic of the error estimation experiment

巨視的断面積 Σ が既知の固体を加熱部流路内に挿入することで、ボイド率計測値 α の計測誤差と基準となる設計値 α_{design} からの偏差を評価した。誤差評価実験の装置概略図を図3に示した。イオン交換水($\Sigma_w=0.345 \text{ mm}^{-1}$)の模擬体として厚さが異なるポリスチレン板($\Sigma_P=0.212 \text{ mm}^{-1}$)を1枚のアルミニウム板に固定して用いた。検査位置は加熱部中心近傍(加熱部下端から40 mm 上方, 図1参照)であり、各ポリスチレン板の中心が検査位置と一致するように計測誤差評価板を移動し、厚さが異なるポリスチレン板(図3中の表参照)の画像データをそれぞれ得た。なお、使用したビームの中性子/ γ 線比が高く、 $^6\text{LiF}/\text{ZnS:Ag}$ 蛍光コンバータの γ 線に起因する発光は小さいことが推察されたため、 γ 線の影響は無視した。

2.3 実験結果 図4に、画像積分時間 $T_i=0.89 \text{ ms}$ (B_m 画像1枚)でボイド率を算出し得られたボイド率画像データ100枚を積算平均して求めた局所ボイド率 α の平均値 $\bar{\alpha}$ および標準偏差 σ を示した。なお、 B_f および B_g は2250枚($T_i=2 \text{ s}$)の積分平均画像を用いた。他の条件でも図4と同様な横断面方向分布となり、加熱部領域($d < 10 \text{ mm}$)では積算平均値の分散が小さかった。流路中心から距離が10 mm から15 mm の範囲で誤差が大きくなった原因として、ポリスチレン板と流路側壁との間に最大0.2 mm 程度のすきまがありこのすきまを通過する中性子線に起因し誤差が大きく計測されたと考えられた。なお、この範囲は非加熱部で図11, 13からわかるようにこの部分ではボイド率は小さくなるので、たとえ誤差が多少大きくなったとしてもボイド率分布全体の挙動に対するこの部分の影響は小さいと考えられる。図4中の α_{design} は設計値を、 α_{measure} は加熱部領域内のボイド率計測値($\alpha_{\text{measure}} = \langle \bar{\alpha} \rangle \pm \langle \sigma \rangle$)を表している。

ボイド率の計測誤差 $E[\%]$ を次式で定義した。

$$E[\%] = \frac{\langle \sigma \rangle}{\langle \bar{\alpha} \rangle} \times 100 \quad (14)$$

Fig. 4 Comparison of the measured instantaneous void fractions with the designed ones

Fig. 5 Dependence of measurement error on integration time

Fig. 6 Deviation between measured void fractions and designed ones

瞬時ボイド率 ($T_i = 0.89$ ms) の計測誤差 E は、図 4 の条件では 17.2% であった。時間平均ボイド率は画像積算時間 T_i が 0.89 ms 以上 (B_m 画像 1 枚以上) でボイド率を算出することで得られ、時間平均ボイド率の計測誤差も瞬時ボイド率の誤差評価と同様に得られる。このようにして求まる計測誤差 E と T_i の関係を α_{design} をパラメータとして図 5 に示した。図 5 中の○は図 4 の条件での画像積算時間に対する計測誤差を表し、実線は最小二乗近似曲線を表す。図 5 から以下のことがわかった。(1) 流路かんげき s が計測誤差 E に及ぼす影響は顕著ではない。(2) ボイド率 α が大きいほど E は小さい。

次に、ボイド率の計測値 α_{measure} のそれぞれが、その設計値 α_{design} からどれだけへだたっているかを表す量 (設計値からの偏差 $\Delta\alpha$) を考える。これを次式で定義した。

$$\Delta\alpha = \alpha_{\text{measure}} - \alpha_{\text{design}} \quad (15)$$

図 6 に $\Delta\alpha$ を $T_i = 2$ s で求めた結果を示した。図 6 から、流路かんげき s およびボイド率 α の設計値からの偏差 $\Delta\alpha$ への影響は顕著ではなく、 $\Delta\alpha$ が ± 0.03 以内であった。

2.4 考察

2.4.1 計測時間内に透過する中性子数の低下に起因する中性子束の統計的変動誤差解析⁽¹⁰⁾ 撮像系

Fig. 7 Dependence of measurement error due to statistical variation of neutron on integration time

の記録速度が増加すると計測時間 ΔT 内の 1 画素あたりの中性子フルエンス F が次式のように低下する。

$$F = \varepsilon \cdot \phi_{th} \cdot \exp(-\Sigma_f \delta_{mf} - \Sigma_t \delta_t) \cdot R^2 \cdot \Delta T \quad (16)$$

ただし、 ε は計測効率を示した本報では 1 と仮定した。 F が低下すると中性子束の統計的変動に起因する計測誤差 E_s [式(17)] が増す。

$$E_s [\%] = \sqrt{F} / F \times 100 \quad (17)$$

積算平均値を得る場合、連続した画像枚数を N とすると式(17)は式(18)と表される。

$$E_s [\%] = \sqrt{F/N} / F \times 100 \quad (18)$$

図 7 に沸騰流実験の条件 ($\Sigma_f = \Sigma_w = 0.345$ mm⁻¹, $\Sigma_t \delta_t = 0.356$) で E_s を見積もった結果を示した。図 7 中の $[\alpha = 1]$ の点線は中性子の減衰が試験部材 ($\Sigma_t \delta_t$ は各部材の $\Sigma \delta$ の和) のみである場合を表す。太実線は $s = 5$ mm, $\alpha = 0$ の条件での E_s を表し、細実線は図 4 の条件での E_s を表す。図 4 条件での E_s は、 $T_i = 1$ ms で 10.3%, $T_i = 1$ s で 0.33% であり、試験部材内での減衰に起因する割合が 50%, 水内での減衰に起因する割合が 50% と推算された。なお、誤差評価実験で用いたポリスチレン ($\Sigma_p = 0.212$ mm⁻¹) で図 4 条件を見積もると、 $T_i = 1$ ms で $E_s = 7.9\%$, $T_i = 1$ s で $E_s = 0.25\%$ であった。中性子束の統計的変動に起因する計測誤差が全計測誤差に占める割合を実験値 E (図 5) と解析値 E_s を比較し推算すると約 50% であった。なお、これまでの経験によれば、 F が 100 個/pixel 程度以上であれば高速度撮像が可能であった。

2.4.2 画像階調度に起因する誤差解析⁽¹¹⁾ 輝度のデジタル化により輝度値は計測対象物厚さに対して階段状に変化し、対象物厚さにはある幅の不確実性が存在する。このデジタル化に起因する計測誤差 E_d を低減するため、本実験では気相充滿画像 B_g と液相充滿画像 B_f の画像階調度 ($B_g - B_f$) を可能な限り高く (120~180) 設定した。図 4 条件で E_d を見積も

る⁽¹¹⁾と水の場合 $E_d \approx 1.2\%$, ポリスチレンの場合が $E_d \approx 1.5\%$ と推算された。誤差評価実験の条件では最高 $E_d \approx 2\%$ ($s=5\text{ mm}$, $\alpha=0.6$) と推算され, 沸騰流実験(水)では $E_d \approx 1.8\%$ と推算された。

2・4・3 画像の不鮮明度に起因する誤差 静止体の画像の鮮明度を低下させる原因として, 入射中性子線の非平行度度に起因するばけ(不鮮明度)と画像増幅ノイズを検討した。入射中性子線の非平行度度に起因するばけ(不鮮明度) U_g は次式で表される⁽¹²⁾。

$$U_g = L'/(L/D) \dots\dots\dots (19)$$

本研究では散乱中性子補正法として前述の平滑化法を用い, $L'=150\sim 200\text{ mm}$ に設定した。式(19)から $U_g < 1.2\text{ mm}$ (2 pixel 以下)と推算される。デジタル化に起因する計測誤差を低減するため, 本実験では画像増幅器(Image Intensifier; II)を用いて輝度を高い値に設定している。IIは入射光量が零の場合でも暗電流に起因する微量な発光(等価背景入力, $\text{EDI}=4 \times 10^{-11}\text{ lm/m}^2$ 以下)がある。ゲイン(光電子加速電圧)の増加とともにこの等価背景入力の統計的変動に起因するランダム画像ノイズが増大する。本研究の画像増幅率(ルミナスゲイン)は $2.5 \times 10^5\text{ lm}/(\text{m}^2 \cdot \text{lx})$ であり, ランダム画像ノイズの統計的変動に起因するボイド率の計測誤差 E_n は, IIの試験結果から推算し5%以内であった。

2・4・4 蒸気泡の移動に起因する計測誤差解析 沸騰流実験では蒸気泡が移動し, 水厚さが時間とともに変化する点が誤差評価実験と異なる。沸騰流計測時の蒸気泡の移動に起因するばれ ΔL は, 前述のように本沸騰流実験では $\Delta L=1\sim 2\text{ pixel}$ と推定される。後述の沸騰流実験($\Delta T=0.89\text{ ms}$)の結果から, $\Delta T=0.89\text{ s}$ 内で1画素あたりの蒸気泡の移動に起因する水厚さ δ_w の変動量 $\Delta\delta$ を測定すると $s=5\text{ mm}$ で $\Delta\delta < 0.2\text{ mm}$ であった。このときボイド率の変動量 $\Delta\alpha'$ は $\Delta\alpha' < 0.04$ となる。計測時間内での水厚さ δ_w の変動量が小さいとき, 沸騰流の水厚さを基準値 δ_0 と変動量 $\Delta\delta$ の和で表す。

$$\delta_w = \delta_0 + \Delta\delta \dots\dots\dots (20)$$

蒸気泡の移動に起因する計測誤差 E_m を次式により評価した。

$$E_m[\%] = \frac{\exp(-\Sigma_w \delta_0) - \exp[-\Sigma_w (\delta_0 + \Delta\delta)]}{\exp(-\Sigma_w \delta_0)} \times 100 \dots\dots\dots (21)$$

後述の沸騰流実験では, $s=5\text{ mm}$, $\alpha=0.5$ 近傍の条件で E_m が最大となり $E_m < 6.6\%$ と推算された。

沸騰流のボイド率計測では, 蒸気泡の輪郭の不鮮明度は2 pixel (1.2 mm)であり, 計測誤差は実験値 E に

Table 1 Results of the error estimation ($T_i=0.89\text{ ms}$)

Measurement error	(a) $s=5\text{ mm}$ $\alpha=0.60$ $\delta_{mf}=2.0\text{ mm}$	(b) $s=3\text{ mm}$ $\alpha=0.17$ $\delta_{mf}=2.5\text{ mm}$	(c) $s=5\text{ mm}$ $\alpha=0.19$ $\delta_{mf}=4.0\text{ mm}$
$\Sigma_f \delta_{mf}$	0.690	0.863	1.38
Error due to statistical variation of neutron, E_s	7.7%	8.4%	11.0%
Error due to limited gray scale, E_d	15%	1.1%	12%
Error due to statistical variation of II noise, E_n	5%	5%	5%
Error due to transfer of vapor bubble, E_m	2%	3%	7%
$E_t = \sqrt{E_s^2 + E_d^2 + E_n^2 + E_m^2}$	98%	103%	140%
Measured error by present experiment, E	43%	8.4%	17.2%
$E_t - E$	52%	1.9%	-3.1%

蒸気泡の移動に起因する計測誤差 E_m が追加され, $\Delta T=0.89\text{ ms}$, $s=5\text{ mm}$ 条件でボイド率計測誤差が最大となることが推測された。

2・4・5 総合計測誤差の検討 瞬時ボイド率の計測誤差の各誤差原因の推定値を比較した結果を表1に示す。表1は誤差を沸騰流中の水厚さ δ_{mf} ごとに評価した結果を表し, 解析予測値 E_t の実験値 E からの偏差を最下行に示した。解析値, 実験値ともに水厚さ δ_{mf} が大きいほど誤差が大きくなる傾向が一致している。 E_t には E_m の寄与分が含まれているため, E_t が E より大きな値となることが予想され, δ_{mf} が小さい条件では予想と一致した結果となった。 δ_{mf} が大きい条件で E のほうが E_t より高い誤差となった理由として, 計測時間内の液膜厚さの変動に起因する近似誤差⁽¹³⁾ $[\exp(-\Sigma\delta) \approx 1 - \Sigma\delta]$ が3%程度重畳したためと考えられる。個々の誤差原因を解析し総合計測誤差を実験値と比較・評価した結果, 本計測法で得られる沸騰流の瞬時ボイド率を誤差予測精度 $\pm 6\%$ 以内で推定できることを示した。時間平均ボイド率は, 画像の積分平均処理により統計的変動誤差や蒸気泡の移動に起因する誤差が小さくなるため総合計測誤差は低下し2%以内と推定された。

3. 沸騰流のボイド率計測への応用

3・1 沸騰流実験 図8に本実験で使用した水循環ループを示した。作動流体であるイオン交換水は図1に示した試験部内流路を垂直上昇した後, 気水分離器に流入する。試験部出口圧力は気圧近傍である。入口水温 T_{in} は, $70\sim 90^\circ\text{C}$ の範囲で $\pm 1^\circ\text{C}$ の精度で調節した。質量速度 G は, $240\sim 2000\text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ (設定

Fig. 8 Schematic diagram of the flow loop

Fig. 9 Change of the instantaneous void fraction

精度 $\pm 5\%$)の範囲で実験を行った。次の研究ステップとして、加熱長が短い(加熱助走区間が短い)加熱流路内サブクール沸騰流条件での沸騰開始条件、蒸気泡情報、そしてバーンアウトモデルの検討を予定している。このためデータベースとしてサブクール沸騰領域での低ボイド率データから沸騰開始条件が検討可能となる程度の高ボイド率データまでが必要であった。上記実験条件はこのボイド率データベースの整備を考慮し設定した。図1に記した加熱部の加熱は、ステンレスはくに銅電極を接続し直流電源を用いて直接通電加熱した。加熱部の可視化領域は、中性子ラジオグラフィー画像の画像階調度の低下を防ぐため断熱材は用いなかった。この加熱部での熱損失は、熱バランスから印加熱量の2%以内と見積もられた。

実験は、入口条件を設定した後、熱流束をステップ状に限界熱流束まで上昇させる方法と入口水温と熱流束を設定した後、質量速度をステップ状に低下させる方法の二とおりで実施した。それぞれのステップでの画像は、流れが定常に達した後記録した。限界熱流束 q_{CHF} 近傍では、印加熱流束の上昇幅を印加熱流束の

数%以下に設定し、バーンアウト直前までの沸騰流画像を記録した。

3.2 結果と考察

3.2.1 瞬時ボイド率の計測 図9にバーンアウト直前でのサブクール沸騰流の瞬時ボイド率($\Delta T = 0.89$ ms)計測例を示す。図9は $s = 5$ mm, $G = 600$ kg/(m²・s), $T_{in} = 90$ °C, $q = 0.9$ MW/m²($q/q_{CHF} = 0.99$)での局所ボイド率 α の時間変化を示している。この実験条件で後述の時間平均ボイド率が最も高く計測された。サブクール沸騰気泡の挙動を、二次元のボイド率分布として時間ステップ0.89 msごとに表示し観察した。観察と蒸気泡情報の計測結果を以下に示した。

(1) 正味の蒸気泡発生位置は、流路横断面位置 $d = 5 \sim 10$ mm(加熱領域の横両端近傍)であった。

(2) 蒸気泡は上昇とともに膨張し合体した(図9左)。流路かんげきが3~5 mmでは、ほとんどの気泡は流路壁に拘束されて二次元的に(偏平に)なっていると考えられる。このことは、片面加熱透明ガラス/ポリカーボネイト製狭かんげき矩形流路の実験で観察されている。したがって、中性子線の透過方向(加熱面に垂直な方向)に沿っては、一つの気泡のみと考えられる。また、高サブクール域では、気泡は加熱面近傍のみに存在し、やはり、中性子線の透過方向に沿って複数の気泡がある可能性は小さい。一方、中性子線の透過方向に垂直な横方向には気泡は自由に動けるため、ラジオグラフィー画像では、この方向に動く気泡の合体が観察された。図9条件での蒸気泡の移動速度 v は約0.6 m/s, 気泡厚さ D_B の増加速度 ΔD_B は最高0.1 m/sであり、加熱部出口通過時の最大気泡長さ L_B は15 mm, 最大気泡厚さ $D_{B, max}$ は4.9 mm($\alpha = 0.98$)であった。

(3) 図9のように高ボイド率となる流動様式条件では、流れが周期性のある沸騰流であった。この周期は、 $s = 3$ mmで最大10 ms, $s = 5$ mmで最大25 ms程度であった。時間平均ボイド率計測に必要な画像積算時間は最低100 msが必要と見積もられ、この流動の周期性に起因する瞬時ボイド率の時間平均ボイド率(後述)からの偏差は最高 ± 0.35 であった。

(4) バーンアウトは、加熱部出口近傍の加熱面上に蒸気泡が最も大きく広がった瞬間に発生した。図9のように瞬時ボイド率が高くなるサブクール沸騰条件では、気泡位置の液相厚さが薄い(図9条件では0.1 mm)。

(5) 瞬時ボイド率の計測誤差 E は、誤差評価実験の結果および蒸気泡の移動に起因する誤差評価が

ら、図9条件では高ボイド率部で5%以内、低ボイド率部で17%程度と推定された。

サブクール沸騰流の瞬時局所ボイド率分布を限界熱流束まで連続して計測できたことにより、詳細な蒸気泡情報を蓄積することができた。

本計測結果をもとにサブクール沸騰条件時のバーンアウト発生機構を考察した。サブクール沸騰領域においても図9のように瞬時ボイド率が高い値($\alpha > 0.95$)からバーンアウトに至る条件があり、このような高ボイド率条件では気泡充満に基づくバーンアウトモデル⁽¹⁴⁾は、①気泡層の上限ボイド率を0.82と仮定している、②気泡層・コア層間乱流強度計算の問題等の理由により適用が困難であることがわかった。薄液膜ドライアウトに基づくバーンアウトモデル⁽¹⁵⁾は、機構的には図9のように高ボイド率領域まで適用できる可能性がある。しかし、限界熱流束値の予測値と実験値とを比較した結果、モデルが10倍以上過大評価することがわかった。本実験条件で得られた瞬時ボイド率計測値とモデル内部で計算されたボイド率値を比較し検討した結果、モデルがボイド率を過大評価していることが限界熱流束の予測精度低下の主要原因であることがわかった。既存の沸騰開始条件式やボイド率予測式(またはモデル)の多くは、瞬時ボイド率ではなく時間平均ボイド率の計測データを検定用に用いている。正味の沸騰開始条件の計測や既存の予測法の評価、また最適予測法の提案に役立てるため時間平均ボイド率の流れ方向分布も計測する必要があった。

3.2.2 時間平均ボイド率の計測

(1) 熱流束がボイド率に及ぼす影響 図10に時間平均局所ボイド率 α ($T_i = 2$ s) (以下、ボイド率と記す)の空間分布を、熱流束をパラメータとして示した。また、加熱部出口でのボイド率分布を図11に示した。実験条件は図9と同じである。図11中の各点は計測値を表している。図10および図11から、横断面方向の分布形状が低熱流束ではくさ形分布、高熱流束では中心ピーク分布であることがわかる。この分布形状の変化は瞬時ボイド率分布の観察結果(図9)から、加熱領域の横両端近傍で発生した蒸気泡が移動とともに膨張し、出口中心線近傍で合体する流動様式に起因する変化であることがわかった。図10のように流れ方向のボイド率分布が得られたことにより、正味の沸騰開始位置およびその位置での熱平衡クオリティが計測できた。沸騰開始条件式や流れ方向ボイド率分布予測式と計測値との比較・検討は次報に記す。

(2) 質量速度がボイド率に及ぼす影響 発熱体の限界熱流束を評価する際、バーンアウト位置でのボ

イド率の評価が重要となる。本実験のような一様発熱の場合、一般に加熱部出口端でバーンアウトが発生する。バーンアウトモデルの評価を行う場合、限界熱流束を質量速度の関数として表示したグラフ(限界熱流束マップ)が有用であり従来から活用されている。そこで本研究ではバーンアウトモデルの評価・検討に活用する目的で、限界熱流束マップ上にボイド率を重ね合わせたグラフ(ボイド率マップ)を作成した。図12に加熱部出口での加熱断面平均ボイド率 $\langle \alpha_H \rangle_{ex}$ を、 G と q の関数として等高線表示した結果(ボイド率マップ)を示した。図12中の白丸は計測条件を、斜線の丸は限界熱流束値を、実線は出口クオリティが零となる条件($x_{ex} = 0$)を表している。なお、加熱部出口での加熱断面平均ボイド率 $\langle \alpha_H \rangle_{ex}$ は、この値からバーンアウト位置での平均蒸気泡厚さ D_B を計算し、バーンアウト予測モデルの研究に役立てることを考慮している。斜線領域は限界熱流束以上であるためボイド率の計測が不可能な領域を表す。ボイド率マップから以下の結果を得た。

(i) 低質量速度では $x_{ex} = 0$ 近傍で熱流束増加に伴うボイド率の増加率が大きく、最高 $\langle \alpha_H \rangle_{ex} = 0.5$ 程度でバーンアウトに至った。

Fig. 10 Dependence of void fraction distribution on heat flux

Fig. 11 Effect of heat flux on void fraction profile at the exit

Fig. 12 Void fraction map in the subcooled region

Fig. 13 Effect of inlet water temperature on void fraction profile at the exit

(ii) 高質量速度では熱流束増加に伴うボイド率の増加率は小さく、低ボイド率($\langle \alpha_H \rangle_{ex} < 0.25$)でバーンアウトに至った。

(iii) 時間平均ボイド率(加熱断面平均値 $\langle \alpha_H \rangle_{ex}$)と瞬時ボイド率を比較した結果(例: 図9~12), 低質量速度では $\langle \alpha_H \rangle_{ex} = 0.5$ 近傍で瞬時ボイド率の最高値が1近傍と高い値(瞬時ボイド率の $\langle \alpha_H \rangle_{ex}$ からの偏差は約0.5)となっているが、高質量速度ではこの偏差は0.1以内と低下することがわかった。

(3) 入口水温がボイド率に及ぼす影響 図13に加熱部出口横方向のボイド率分布を計測した結果を示した。図13から入口サブクール度が小さいとき加熱部出口でのボイド率分布に及ぼす入口水温の影響が顕著であることがわかった。また、図13の条件では入口サブクール度の上昇とともにボイド率分布が中心ピーク分布から平坦な分布に変化し、水温が90°Cから85°Cへ低下した場合のボイド率の最高値は1/3程度に低下することがわかった。計算機上で瞬時ボイド率をアニメーション表示することで、サブクール沸騰流条件下での蒸気泡の凝縮を観察した。この観察からサブクール水中では凝縮効果が蒸気泡の成長や合体を抑制し、ボイド率分布を平坦化していると考えられる。一方、流動が飽和条件に近い場合、蒸気泡は成長や合体が可能となり流路中心線近傍を流れる傾向があ

る大きな蒸気泡を形成すると考えられる。他の条件でも図13と同様な結果を得た。

4. 結 論

中性子ラジオグラフィー高速度撮像法をサブクール沸騰流のボイド率計測に応用し、以下の結果を得た。

(1) 沸騰流体系で計測されるボイド率の計測誤差を実験的、解析的に総合評価し、本沸騰流条件での瞬時ボイド率の計測誤差は18%以内、時間平均ボイド率の計測誤差は2%以下と推定された。また、誤差原因の検討結果から、誤差最大条件では中性子の統計的変動に起因する割合が44%、画像増幅ノイズに起因する割合が36%、蒸気泡の移動に起因する割合が18%、デジタル化に起因する割合が1.5%と推定された。

(2) 沸騰流実験で計測された瞬時ボイド率計測値および時間平均ボイド率計測値をもとに、熱流動パラメータがボイド率に及ぼす影響を評価した。横断面ボイド率分布は、低熱流束ではく形分布であり高熱流束では中心ピーク形分布に変化することがわかった。

(3) 限界熱流束データを重ねたボイド率マップを作成し、限界熱流束とボイド率の関係を明らかにした。

(4) 入口水温のボイド率に及ぼす影響を計測し、飽和温度近傍でボイド率の変化が顕著であり、水温が90°Cから80°Cに低下すると横断面ボイド率分布が中心ピーク形から平坦化することがわかった。

謝 辞

実験にご協力いただいた日本原子力研究所渡辺博典氏、佐藤隆氏、松林政仁氏、安藤均氏、根本裕之氏、小松正夫氏に謝意を表す。

文 献

- (1) Egen, R. A., Dingee, D. A. and Chastain, J. W., BMI-1163(1957).
- (2) Ishii, M. and Theofanous, T. G., eds., *Nucl. Eng. Des.*, **184**(1998), 161-456.
- (3) 秋山守, 伝熱研究, **3**(1995), 2-9.
- (4) Mishima, K. and Hibiki, T., *Nucl. Eng. Des.*, **184**(1998), 183-201.
- (5) Mishima, K., Hibiki, T., Saito, Y., Nakamura, H. and Matsubayashi, M., *Nucl. Inst. Meth.*, **A424**(1999), 66-72.
- (6) Mishima, K. and Hibiki, T., *Nucl. Sci., Eng.*, **124**(1996), 327-338.
- (7) Hrdhika, Z. and Peterka, F. *NEUTRON RADIOGRAPHY*, (3), (1990), 131-143, Kluwer Academic Press.
- (8) Yoshii, K. and Kobayashi, H., *Nucl. Inst. Meth.*, **A377**(1996), 76-79.
- (9) Matsubayashi, M., Tsuruno, A. and Horiguchi, Y., *Proc. 3rd Asian Symp. Res. React.*, Tokai, Japan, (1991),

- 581-591.
- (10) Hibiki, T. and Mishima, K., *Nucl. Inst. Meth.*, **A369** (1996), 186-194.
- (11) Hibiki, T. and Mishima, K., *Nucl. Inst. Meth.*, **A388** (1997), 204-211.
- (12) Von der Hart, P. and Röttger, H., eds, *Neutron Radiography Handbook*, (1981), 1-170, D. Reidel.
- (13) Mishima, K. and Hibiki, T., *Int. J. Exp. Heat Transf., Thermody., Fluid Mech., Exp. Thermal Fluid Sci.*, **12** (1996), 461-472.
- (14) Weisman, J. and Pei, B. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **26** (1983), 1463-1477.
- (15) Katto, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **35** (1992), 1115-1123.
-