

気液二相脈動流の流動様式とボイド率変動特性*

Flow Pattern and Void Fraction Fluctuation in Oscillatory Two-Phase Flow

平山 美緒** 梅川 尚嗣***
HIRAYAMA Mio UMEKAWA Hisashi

岡野 充浩** 小澤 守***
OKANO Mitsuhiro OZAWA Mamoru

Abstract Safety of large capacity boiling channel system was highly advanced in this three decades. Recent advanced compact watertube boilers, on the other hand, brought about high possibility of unstable flow condition owing to the operation at low-mass flux and low-pressure. Many existing researches on the safety issues focused mainly on the stable flow, and therefore relevant information on the effect of the flow oscillation on the safety issues, e.g. critical heat fluxes, was insufficient for the sound design of compact watertube boilers. Aiming at the fundamental understanding of the possible two-phase flow dynamics, this paper focuses the discussion on the experimental and analytical investigations about the effect of oscillatory flow on the flow pattern and void fraction behavior. Then, the results are summarized as follows: (1) The flow pattern transition is different under oscillatory flow condition from that of the steady condition, and a large bubble and thus slug flow is temporarily formed in the gas injection area during the flow reversal state. (2) Void fraction fluctuation and void propagation velocity can be well predicted by the numerical simulation based on the one-dimensional drift-flux model.

Keywords: Flow Pattern, Void Fraction Fluctuation, Oscillatory Two-Phase Flow, Simulation, Void Wave Propagation Velocity.

1. 緒言

原子炉の開発および安全技術の発展に伴って、限界熱流束(CHF)について数多くの研究が行われ、多くの相関式が提案されてきた。そのため原子炉や大容量ボイラ等の沸騰系の安全性は飛躍的に向上し、性能もかなり高められた。その一方で、近年とくに小容量水管ボイラの領域で、小型化・高性能化に向けた技術開発が行われている。これら小容量水管ボイラでは、発電用・産業用の大容量のボイラに比べてかなり低質量流束・低圧力下で運転が行われている。低圧域では相変化に伴う体積膨張が大きく、一方で熱負荷も高いことから、不安定流動問題すなわち流れの安定性を確保し、もって水管の健全な冷却を維持することが以前に

もまして重要になってきた。大容量のボイラ等では、流れの安全性を目的として、蒸発管入口にかなり大きな絞りを入れるのは常識化しているが、低質量流束・低圧で作動する小型水管ボイラでは、流量分配の予測法も難しい状況にあり[1]、流れの安定性や CHF など今後解決すべき多くの問題が残されている。

従来、CHFに関する研究は主に定常流を対象にしており、脈動流のCHFへの影響について行われたものは少ない[2]。実際の沸騰系では、多数の蒸発管が並列に接続されているし、起動や通常運転中の負荷変動により、不安定流動が引き起こされることもある。不安定流動が発生すれば、CHF(ドライアウト)は大きく減少する[1-3]。また著者らの研究によれば、管の熱容量が小さく相

* 2003.2.19 受付

** 関西大学大学院工学研究科 〒564-8680 大阪府吹田市山手町 3-3-35
TEL (06)6368-0804 FAX (06)6368-0804

*** 関西大学工学部

対的に質量流束が大きい場合の CHF, 特にドライアウトは, 二相流ダイナミクスが支配的で[3, 4], 集中定数系モデルにより予測することができる。しかし低質量流束の場合には, 十分な精度で予測することができなかつた。これは, 脈動流下の流動様式が解明されていないこと, また計算に用いた各種相関式が定常流に基づくものであることが原因と考えられる。これらの原因を追求し, 脈動流下の様々な現象を理解するためには, 脈動流のボイド率挙動や流動様式への影響, 局所での流動様式遷移を理解することが重要となる。このような視点から, 液相流束に脈動を印加した等温系の流れ場におけるボイド率や流動様式について実験的および解析的研究を行い, さらに沸騰系に発展させた場合についての解析を行ったのでここで報告する。

2. 実験装置および方法

本研究では, 脈動の流動様式への影響に焦点を絞り, 空気の吹き込み部は一ヶ所とし, 流動様式の観察は吹き込み部付近を中心として行った。このようにして作られた流動様式図は, まさに発達中のしかも非定常状態のものであり, 表示方法にも多くの問題があるのを認めたくえて, 以下議論を展開する。

実験装置概略およびテスト部を Fig.1, Fig.2 に示す。実験装置は, 主に, 貯水タンク, ポンプ, ロータメータ, シリンダーとピストンによる脈動発生器, テスト部, 気液分離タンクから成っており, 作動流体には常温の水と窒素ガスを用いた。ポンプによって貯水タンクから一定流量の常温水が供給され, 流量計によりその流量を測定されたのち, テスト部上流に設けられた脈動発生器によ

り所定の振幅を印加された脈動流となって, テスト部に流入する。したがって, テスト部へ流入する液相体積流束は, ポンプからの一定供給量と脈動発生器による変動成分との和で表される。

$$j_L = j_{L0} + \Delta j_L \sin(2\pi t/\tau) \quad (1)$$

ここで, j_{L0} はポンプからの平均体積流束, Δj_L と τ はそれぞれ, 脈動成分の振幅と周期である。また, テスト部入口に設置したオリフィスにより, この脈動流のモニターを行った。

テスト部は長さ 2000mm, 内径 15mm, 外径 19mm のアクリル円管で, 3 つのリラクタンス型差圧計が接続されている。差圧計はガス流入部より 125mm, 425mm, 925mm の各地点に 30mm の差圧測定区間をもって設置されている。本実験の範囲では, 摩擦損失が重力による圧力降下に比べて無視できる程度に小さいため, 差圧の測定値から直接的に局所の体積平均ボイド率を求めることができる。窒素ガスは, テスト部入口より 450mm の地点で管中央部に設置された注射針(内径 0.84mm)を臨界ノズルとし, これと圧力調整バルブにより一定に制御され流入する。テスト部を流出した後, 水と窒素ガスは気液分離タンクで分離され, 窒素ガスは大気中に放出され, 水は再び貯水タンクへと戻る。

実験は大気圧下で行われ, 低質量流束での流動様式遷移を観測するため, 気相・液相ともに比較的低流束の $j_L = 0.02 - 0.9\text{m/s}$, $j_G = 0.02 - 4.5\text{m/s}$ の範囲に設定した。また脈動周期は, テスト部の観

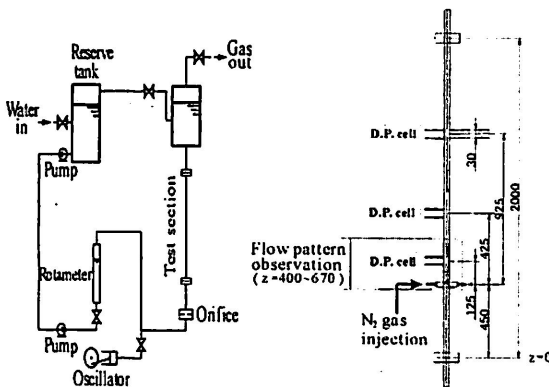


Fig.1 Experimental setup. Fig.2 Test section (scale in mm).

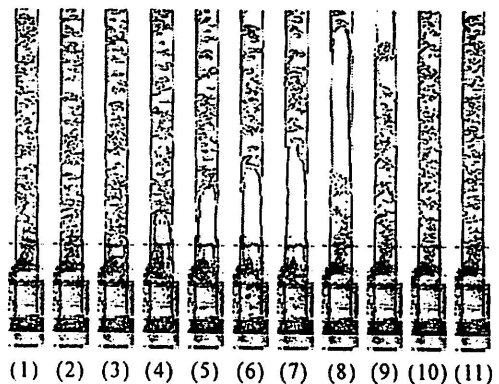


Fig.3 Flow pattern transition ($j_{L0} = 0.1\text{m/s}$, $j_{G0} = 0.03\text{m/s}$, $\tau = 2\text{s}$, $\Delta j_L = 0.327\text{m/s}$, vertical upward flow, successive photos were obtained at every 0.2s period).

察部の代表的な滞留時間(通過時間)が、2秒程度であることから、この値の1, 2, 3倍すなわち2, 4, 6秒とした。実験は脈動発生器のピストンのストロークを一定にして行ったので、1サイクルあたりに系に流入・流出する体積は一定であるが、液相流束の振幅は脈動周期 2, 4, 6秒に対して $\Delta j_L = 0.327, 0.164, 0.109 \text{ m/s}$ と変化する。

3. 実験結果および考察

流動様式判定は直接目視により、また高速度ビデオカメラを用いて行った。観測領域は前述の研究目的を考慮して、Fig. 2における $z=400 \text{ mm}$ から $z=670 \text{ mm}$ 、すなわち混合部の上流 50mm から下流 220mm 程度の範囲の、流れが発達中の領域で行った。また流動様式の判定においては、脈動一周期中に一度でも気泡の長さが管径オーダーを超える大気泡が観測された場合は、その流れをスラグ流とした。

3. 1 流動様式

脈動流下で観測された流動パターンの一例を Fig. 3 に示す。この撮影が行われた実験条件の気相の時間平均体積流束は気泡流領域と一致する。

Fig.3 の(2)-(7)間は、液体流れは静止あるいは逆流している状態である。(1)で流れは気泡流であったが、逆流が始まると小さい気泡が集まり大気泡を形成し、その大気泡はさらに成長しながら徐々に上方へと移動する。そして、液相体積流束の増加に伴い((8)-(9)), 大気泡を含む気液二相混合物は上方へいっきに押し流される。このような大気泡の挙動は液相流束の変動に大きく依存している。

次に、定常流下および脈動周期が 2, 4, 6秒の脈動流下の流動様式マップを Fig.4-Fig.7 に示す。ここで j_{Lo} と j_{Go} は、それぞれ液相と気相の体積流束の時間平均値を表しており、それぞれのマップには、Mishima-Ishii[5](図中 M-I と略記)と RELAP5/MOD1 Code[6](図中 RELAP5 と略記)において用いられている判別基準を用いて流動様式境界線が描かれている。RELAP5/MOD1 Code[9]による流動様式境界には、気泡流→スラグ流遷移に

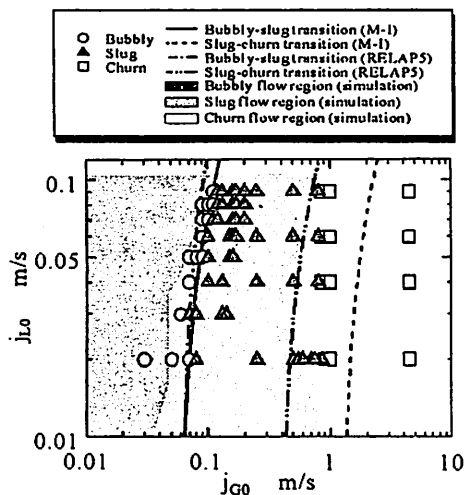


Fig. 4 Flow pattern map (steady flow).

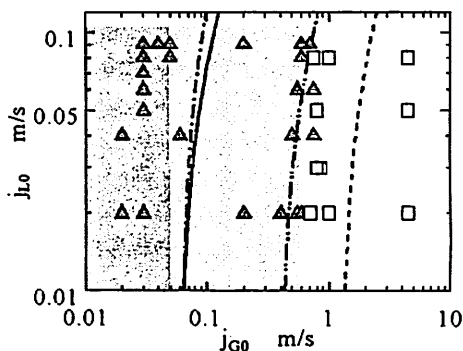


Fig. 5 Flow pattern map ($\tau=2\text{s}$, $\Delta j_L=0.327 \text{ m/s}$).

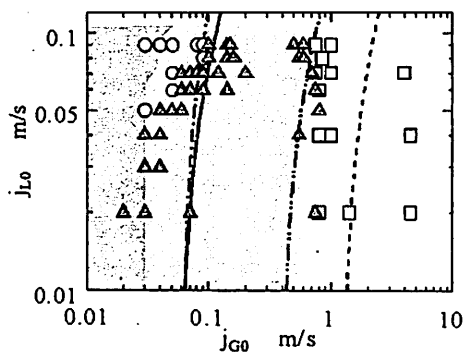


Fig. 6 Flow pattern map ($\tau=4\text{s}$, $\Delta j_L=0.164 \text{ m/s}$).

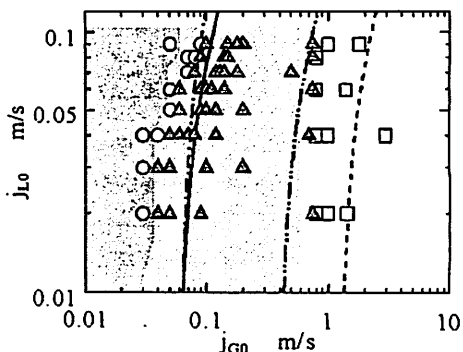


Fig. 7 Flow pattern map ($\tau=6\text{s}$, $\Delta j_L=0.109 \text{ m/s}$).

$\alpha=0.2$, スラグ流-チャーン流遷移に $\alpha=0.65$ を用い, ボイド率 α で与えられている流動様式境界を,スラグ流のドリフトフラックスモデル[7-9]を用いることにより $j_{L0} - j_{G0}$ 平面に境界線を描いている。

Fig.4 の定常流下の流動様式マップをみると, 流動様式遷移式による流動パターン予測と実験観測の結果がよく一致している。これらの流動様式遷移の予測は, 流れが発達した領域で観測された結果に基づくものであるが, 未発達な流れにもその遷移式が適用できることがわかった。また, 本研究の実験範囲では, 流動様式の遷移は気相体積流束に強く支配されている。

Fig.5-Fig.7 の脈動流下の流動様式マップでは座標軸に平均体積流束が用いられているが, 今回の実験においては, 脈動周期と気泡の滞留時間は同オーダーであり, 気泡がテスト部を流出する前に入口液相体積流束が変化するため, 準定常が仮定できず, 各瞬間の体積流束を用いるのは適切ではない。また一方, 液相体積流束は比較的大きい振幅で脈動しているにもかかわらず, その時間平均値を代表値として流動様式マップに用いている点, 問題がないわけではない。

脈動周期 2 秒の Fig.5 と定常流下の Fig.4 を比較すると, スラグ流領域がかなり広がっており, 気泡流-スラグ流遷移が低気相体積流束側へシフトしている。しかし, スラグ流-チャーン流遷移は脈動流の影響をほとんど受けていない。脈動周期 4 秒の Fig.6 の場合には 2 秒の Fig.5 に比べて, 気泡流-スラグ流遷移が高気相体積流束側へシフ

トしている。これは, 脈動周期の違いによる影響よりも, 脈動振幅の大きさの違いによる影響が強いと考えられる。脈動周期が 6 秒になると(Fig.7), 定常流の場合にかなり近づき, また, 気相体積流束が大きい領域では脈動流による影響は弱く, どの条件においてもスラグ流-チャーン流遷移は j_{L0} にかかわらずほとんど同じ j_{G0} で生じていた。

3. 2 ボイド率変動

計測されたボイド率データはノイズを含んでいたため, 加算平均でノイズを圧縮した後, さらに脈動周期の 1/8 周期で移動平均を行った。脈動周期が 2, 4 秒の処理後のボイド率変動と入口液相流束の変動を表すオリフィスの差圧変動を Fig.8, 9 に示す。ここでボイド率変動のグラフは, 測定位置ごとにそれぞれボイド率 $\alpha=0$ の基線を順にずらして示している。図中縦軸上につけたスケールは, 最下段すなわち $z=0.575\text{m}$ の位置でのボイド率を示している。

Fig.8, 9 に示すのは, 時間平均液相体積流束および気相体積流束がほぼ同条件下のものであり, 脈動周期および入口液相体積流束の脈動振幅が異なっている。いずれの脈動周期に対しても局所のボイド率が入口液相流束の脈動周期とほぼ同周期で変動し, 観察結果からも明らかのように, 逆流状態もしくは流れが静止している間に空気吹き込み部でのボイド率が急上昇する。これが流れとともに移動して, $z=0.575\text{m}$, 吹き込み部から第 1 番目の差圧測定位置に達した時点でボイド率が急速に増加する。この急な増加は大気泡の形成・通過を表しており, 入口液相流束が増加するととも

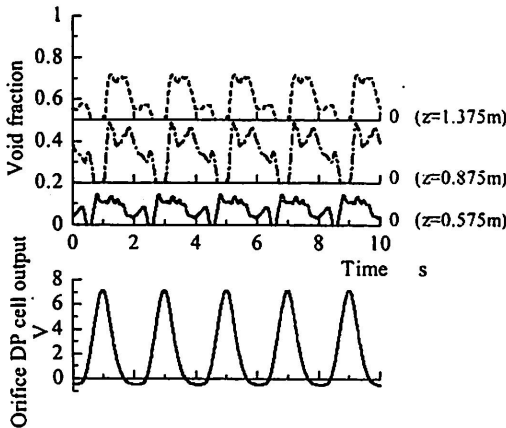


Fig. 8 Void fraction fluctuation (experiment, $j_{L0}=0.09\text{m/s}$, $j_{G0}=0.04\text{m/s}$, $\tau=2\text{s}$, $\Delta j_L=0.327\text{m/s}$).

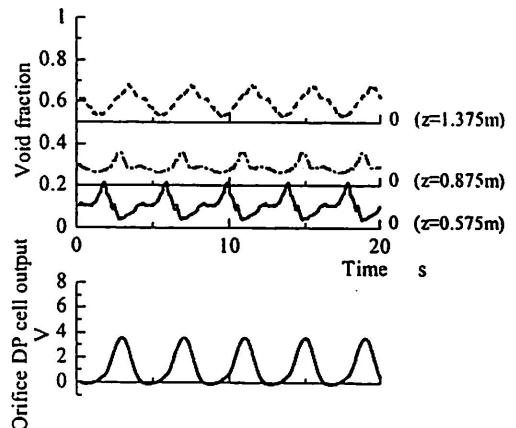


Fig. 9 Void fraction fluctuation (experiment, $j_{L0}=0.09\text{m/s}$, $j_{G0}=0.04\text{m/s}$, $\tau=4\text{s}$, $\Delta j_L=0.164\text{m/s}$).

にそのボイド率のピークは下流側へ移動し、すなわち、形成された大気泡が下流側へ移動したことを意味する。また $z=0.575\text{m}$ の地点のボイド率変動に注目すると、脈動周期が4秒の時のボイド率ピーク値が2秒の時より大きくなっている。

これは逆流状態もしくは流れが静止している状態に起因するものであり、その時間が長ければ、より大きな気泡が形成される。なお、脈動周期が比較的長い4秒の場合にはオリフィスの差圧変動と $z=0.575\text{m}$ でのボイド率変動は一見逆位相に、また脈動周期が短い $\tau=2\text{s}$ の場合には同位相に見えるが、これは、脈動周期に対する吹き込み部から差圧測定位置までの通過時間(滞留時間)の大きさに依存している。

定常気泡流下では、局所ボイド率の変動はなく、ほぼ一定であり、局所の流動様式が時間ごとに変化することはなかったが、脈動流下では局所ボイド率が大きく変動、つまりは、局所・時間ごとに流動様式が大きく変化するといえる。この流動様式の時間変化が、例えば熱伝達にどのような影響を与えるのかを予測・把握することは大変重要である。

4. ボイド波伝播シミュレーション

周知のように、密度波振動はボイド波の伝播遅れを起因としている[10]。言い換えれば、二相流の流れのダイナミクスはボイド波の変動によって記述される。この枠組みでいえば、気泡が集まったり停滞したりといった現象は、ボイド波の伝播や流れ場との相互作用により理解することができることになる。そこで、Zuberらにより提案されたドリフトフラックスモデル[7-9]に基づいた数値シミュレーションを行った。

4.1 ボイド何伝播式

解析には一次元質量保存式を用い、気相の非圧縮性を仮定すると、気相の質量保存式は次式のようになる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_G)}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

この式が、すなわちボイド波伝播式となる。

ここで、気相速度 u_G がドリフトフラックスモデルによって表されるものと仮定して

$$u_G = C_0 j_T + v_{Gj} \quad (3)$$

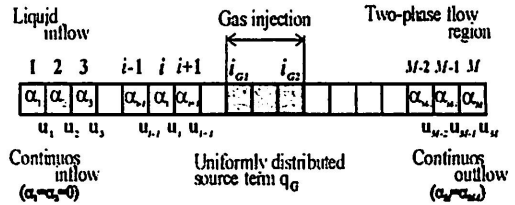


Fig. 10 Flow model.

と表わす。ここで、 v_{Gj} は荷重平均ドリフト速度である。

4.2 流れ場のモデル

シミュレーションに用いたフローモデルを Fig.10 に示す。このフローモデルはチャンネルに沿って3つの領域から成っている。第1領域は液単相流である。第2領域は気液混合領域であり、長さ L_G に沿って均一にガスが流入される。第3領域は二相流領域である。液相の流入体積流束 j_L には、正弦波状の強制脈動成分 $\Delta j_L \sin(\omega t)$ が印加される。ここで、 ω は角振動数を表している。混合領域では、脈動流下においてもガスの吹き込み流量は一定である。このガスの吹き込みは湧き出し項 q_G として次式で与える。

$$q_G = j_{G0}/L_G \quad (4)$$

この気相の湧き出し項はチャンネル単位長さあたりの気相体積流束の増加量の意味し、混合領域の上流・下流部には存在しないものとした。したがって、チャンネルに沿った速度分布は次のようになる。

まず液単相流領域では、式(2)における速度 u_G は式(1)で置き換えられ、この領域における速度はチャンネル入口において決定される。しかしながら、これはボイド率が常に0であることを意味するものではなく、ボイドは流れの逆流とともに混合領域の上流まで伝播する可能性を持っている。

次に、混合領域における速度は

$$u_G = C_0 [j_L + q(z - z_{G1})] + v_{Gj} \quad (5)$$

で与えられ、ここで、 z はチャンネル入口を原点とした座標であり、 z_{G1} は混合領域の開始点である。

最後に、二相流領域は次式で表される。

$$u_G = C_0 [j_L + j_{G0}] + v_{Gj} \quad (6)$$

それぞれの領域におけるボイド波伝播式は、式

(1), (5), (6)で表される各領域の気相速度を式(2)に代入することにより得られる。ただし、ガス流入領域については、ガスの吹き込みを湧き出し項として与えるので次式のように表される。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha u_G] = q_G \quad (7)$$

これらのボイド波伝播式を数値的に解くことにより、シミュレーションを行った。有限差分近似には、スタッガード格子法を用い、速度はノード上で、ボイド率はセルの中心で定義した。また、時間微分は前進差分で、対流項は風上差分で表した。境界条件として、フローモデルの入口端、出口端にそれぞれ、連続流入出条件 $\alpha_1 = \alpha_2$, $\alpha_M = \alpha_{M-1}$ をおいた。

5. シミュレーション結果および考察

実験結果からも分かるように脈動流下においては、チャンネルに沿って、また局所において流動様式が時々刻々と変化する。したがって、時間・局所ごとに気相・液相の相対速度が異なり、分布の様子も異なる。しかし、局所ごとに分布定数・ドリフト速度を変えたのでは連続性を確保することができないので、実験において流動様式判別を行った $z=0.575\text{m}$ の地点での流動様式により、チャンネル全体の分布定数およびドリフト速度を定め用いることとした。

実際の計算においては、まずボイド率の初期値を、Thom[11]によって与えられたスリップ比に対する Winterton[11]の近似式を用いて求めた。流動

様式の判別には、定常流下での実験結果とよく一致していたことから RELAPS/ MODI Code[6]による判別法を用いた。また各流動様式における分布定数とドリフト速度については、Zuber らにより提案された式[7-9]を用いた。なお、計算のメッシュ長さ 5mm、タイムステップはクーラン条件を満たすように設定したが、多くの場合 2ms であった。

5. 1 ボイド率変動

シミュレーションにより得られた局所ボイド率変動を Fig.11, 12 に示す。これらの計算条件は、先に示した Fig.8, 9 の各実験条件と同じであり、ボイド率変動の表示にあたっては、同様に観察位置 z ごとに "0" で基線位置を示している。

局所のボイド率変動は入口液相流束の脈動周期とほぼ同周期で変動し、入口液相流束が逆流もしくは静止した状態のときチャンネル上流側でボイド率が急速に増加し、さらに、そのボイド率のピークは入口液相流束の増加とともに下流側へ移動している。脈動周期が 2 秒の Fig.11 では、混合領域より上流の $z=0.3\text{m}$ の地点においてもボイド率変動が認められ、液相の逆流にともない気相も上流側へ流れていることがわかる。この気相の上流側への流れは液相流束の逆流の大きさに依存し、脈動振幅が大きいほど多くの気相が流れる。気相・液相体積流束が Fig.11 と同条件の Fig.12 では、脈動振幅が Fig.11 に比べ小さいので、気相の上流側への流れはない。脈動周期が 4 秒の Fig.12 では、ボイド率ピークがチャンネルに沿って順に

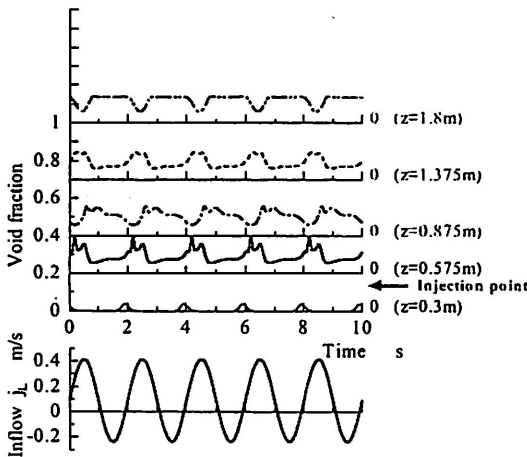


Fig.11 Void fraction fluctuation (simulation, $j_{L0}=0.09\text{m/s}$, $j_{G0}=0.04\text{m/s}$, $\tau=2\text{s}$, $\Delta j_L=0.327\text{m/s}$).

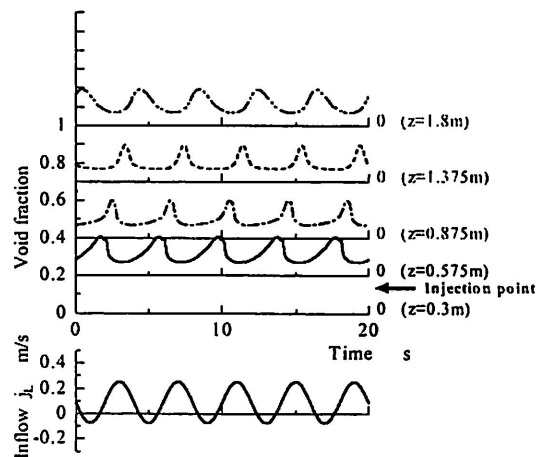


Fig.12 Void fraction fluctuation (simulation, $j_{L0}=0.09\text{m/s}$, $j_{G0}=0.04\text{m/s}$, $\tau=4\text{s}$, $\Delta j_L=0.164\text{m/s}$).

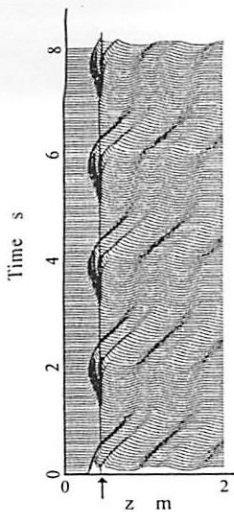


Fig. 13 Void fraction distribution (simulation, $j_L=0.09\text{m/s}$, $j_G=0.04\text{m/s}$, $\tau=2\text{s}$, $\Delta j_L=0.327\text{m/s}$).

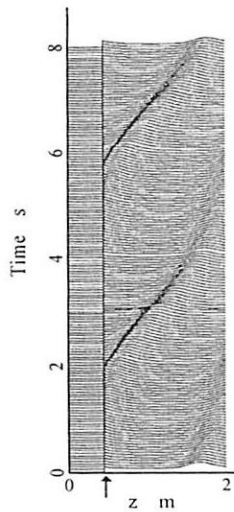


Fig. 14 Void fraction distribution (simulation, $j_L=0.09\text{m/s}$, $j_G=0.04\text{m/s}$, $\tau=4\text{s}$, $\Delta j_L=0.164\text{m/s}$).

移動している様子がうかがえるが、脈動周期が 2 秒の Fig.11 では、 $z=0.875\text{m}$ と $z=1.375\text{m}$ のところで上流側から下流側へのボイド率ピークの伝播が逆転しているかのようにみえる。そこで、形成されたボイド率ピークがどのようにテスト部を伝播していくかをより明確に示すために、Fig.11, 12 と同条件でのテスト部ボイド率分布の時間変化を Fig.13, 14 に示す。図中矢印は気相の吹き込み地点を示している。

全ての条件において、ガス吹き込み地点でボイド率ピークが形成され、そのピークが下流へ伝播していく様子がうかがえる。特に脈動振幅が大きい Fig.13 の場合には、ガス吹き込み地点より上流でボイド率のピークが認められるが、これは本計算が対流項の計算に風上差分を用いていること、したがって逆流中には吹き込み部よりも上流では下流側の特性が影響を与え、一方吹き込み地点より下流では j_{G0} と j_L の相対的な大小関係によっては u_G は正となり、上流側の特性が影響することがあること、そして本計算では気相の圧縮性が考慮されていないことなどに依ると思われる。この点については今後、検討の必要がある。この問題は後述の沸騰系の計算ではさらに顕著に現れている。脈動周期が 2 秒の Fig.13 と 4 秒の Fig.14 で

は、ガス吹き込み地点から下流へ伝播していったボイド率ピークが、ガス吹き込み地点付近で新しくボイド率ピークが形成されるとき、すなわち入口液相流束が逆流している間に、逆流する前までのボイド率ピークの伝播速度よりもかなり遅い速度で伝播するか、あるいは停滞している。逆流が大きいために途中でピークの伝播が停滞してしまうこと、また気液二相混合物のチャンネル内通過時間に比べて脈動周期が短いことが原因で、1 周期前に形成されたボイド率ピークがその周期中にテスト部を通過してしまわずにチャンネル下流部に存在し、結果として脈動周期 2 秒の Fig.11 では伝播が逆転したかのようにみえている。

これらの傾向は実験結果にも認められ、このシミュレーションの有効性がわかる。

5. 2 流動様式マップ

シミュレーション結果より流動様式マップを作成した。流動様式判定にはシミュレーションと同様に RELAP5/MOD1 Code[6]による方法を用い、実験観測とほぼ同じ地点である $z=0.575\text{m}$ でのボイド率で判定を行った。実験において脈動 1 周期中に一度でも大気泡がみられた場合にはスラグ流としたことから、ボイド率変動 1 周期中の最大値を求め、その値により流動様式の判定を行った定常流下および脈動周期 2, 4, 6 秒の脈動流下の流動様式マップを Fig.4-Fig.7 に示す。

まず定常流下の流動様式マップの Fig.4 をみると、気泡流-スラグ流遷移において、Mishima-Ishii[5]や RELAP5/MOD1 Code[6]の境界線に比べて低液相流束域でスラグ流領域が少し広がっているが、実験とほぼ同じ結果が得られている。定常流下の Fig.4 と脈動周期 2 秒の Fig.5 を比べると、スラグ流領域・チャーン流領域それぞれが、低気相流束側へ少しシフトし、特に高液相体積流束域では明確に気泡-スラグ流遷移が低気相体積流束側に移動している。高速ビデオを含む目視観測によって求めた結果と比較すると、気泡流-スラグ流遷移では定量的には差があるものの、全体的にはよく対応した結果となり、一方、スラグ流-チャーン流遷移については定量的にもよく一致している。気泡流領域では、クオリティの変化に対してボイド率が敏感に変化してしまうために、気泡流-スラグ流境界に差が生じたものと考えられる。次に、脈動周期が 4 秒の Fig.6 と 6 秒の Fig.7 をみると、脈動周期が 2 秒の Fig.5 と比べてスラ

グルーチャーン流遷移はほとんど変化がないが、気泡流-スラグ流遷移ではどちらもスラグ流領域が低気相体積流束側に広がっている。また、脈動周期が4秒から6秒になると、スラグ流領域が少し縮小し、気泡流-スラグ流境界が高気相流束側へシフトしている。それぞれを実験結果と比較すると、脈動周期が4秒の場合の気泡流-スラグ流境界が低液相流束域において高気相流束側へシフトしていることを除いては、うまく流動様式を再現できており、また、脈動周期が4秒の場合に比べて6秒の場合には、スラグ流領域が縮小するという傾向も、実験結果とよく一致している。

以上の結果から、本シミュレーションは脈動二相流の基本的な特性をあらわしうるものと判断できる。

6. ボイド波伝播速度

ボイド波伝播速度をボイド率変動の位相の速度として定義し、2地点のボイド率変動の相互相関より算出した。脈動時には、入口液相流束の変動に伴い下流側の流体の速度も変動し、厳密に言えば Fig.13, 14 で明らかなように、局所瞬間的に伝播速度は変化することになるが、ここでは出来るだけ時間的にも空間的にも平均値となるように長い区間(0.8m)にわたる値として求めた。そのボイド波伝播速度 v_{void} と時間平均総体積流束 j_T の関係を Fig.15 に示す。

Fig.15 には実験結果とシミュレーション結果

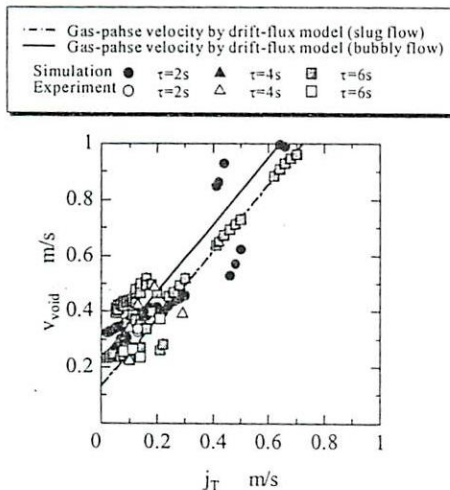


Fig.15 Relationship between void propagation velocity and time-averaged total volumetric flux (experiment and simulation).

をあわせて示しており、またそれぞれの図にはドリフトフラックスモデルによる気泡流・スラグ流における気相速度 u_g が描かれている。実験結果の Fig.15 をみると、時間平均体積流束の増加にともないボイド波伝播速度が増加しており、またばらつきはあるものの、脈動周期や振幅の違いによる伝播速度の大きな違いは認められない。さらにシミュレーション結果についてもみると、実験結果と同様に時間平均体積流束の増加に伴ってボイド波伝播速度が増加し、脈動周期および振幅の違いによる差異も認められず、また実験結果ともほぼ一致している。これらのことは、通過時間に比べて脈動周期が短いあるいは周期が長くても振幅が小さい場合にはボイド波伝播速度は平均流束にたいしてほぼ一義的に決まることを示している。これらの結果によれば、特に低容積流束域では気泡流に対する気相速度にほぼ一致し、高容積流束域ではスラグ流に対する値とほぼ一致する。

7. 沸騰系ボイド波伝播シミュレーション

空気-水等温系でのボイド波伝播のモデルをもとに、一定熱流束で均一加熱された系における脈動流中のボイド波伝播シミュレーションを行った。

沸騰系のシミュレーションにおいては、サブクール水がチャンネルに流入する場合や逆流が生じる場合には、エネルギー保存則に基づいて瞬間ごとの蒸気生成区間を定める必要がある。しかしここでは、例えば自然循環ボイラのように飽和水が固定された加熱区間に流入するものとした。

7.1 流れ場のモデル

沸騰系のフローモデルは等温系のモデル (Fig.10) と同様に、チャンネルに沿って3つの領域から成っている。第1領域は加熱部までの断熱された液单相流領域である。第2領域は一定熱流束で均一加熱される領域であり、Umekawaら[3]の用いた沸騰系をモデルとして、入口からの距離 $z=0.3\text{m}$ から $z=1.2\text{m}$ までの加熱部長さ 0.9m とした。第3領域は断熱領域で、二相流もしくは蒸気单相流である。また、テスト部全体の長さは逆流が生じて数値的に問題が生じないように、加熱部前後に十分な長さの断熱部を確保する目的で 2m とした。管径は 3mm 、系圧は 0.3MPa である。

液相の流入体積流束 j_L は、等温系モデルと同様に正弦波成分 $\Delta j_L \sin(\omega t)$ で強制的に脈動を印加さ

れる。加熱区間では、一定熱流束で均一加熱，すなわち壁面単位面積あたりの蒸気生成量が一定であるので，相変化により発生した気相を加熱区間で一定の湧き出し項 q_B として次式で与える。

$$q_B = \frac{4q}{DH_{LG}\rho_G} \quad (8)$$

一方，気相が相変化により生成されるのと逆に，液相の体積流速はテスト部に沿って減少していき，単位長さなりに減少する液相体積流速は

$$\delta j_L = \frac{4q}{DH_{LG}\rho_L} \quad (9)$$

で与えられる。

このフローモデルでは先述のように湧き出し項は一定で加熱領域に沿って存在するが，局所ボイド率が1に達して液相がない場合には気相の湧き出し項は存在しないものとした。したがって，チャンネルに沿った速度分布は次のようになる。

まず断熱液单相流領域では，気相速度 u_G は式(1)で置き換えられる。

次に，相変化を伴う加熱領域における速度は，

$$u_G = C_0 [j_L + (q_B - \delta j_L)(z - z_{G1})] + v_{G1} \quad (10)$$

で与えられ，ここで， z_{G1} は加熱領域の開始点で，今回のモデルでは固定されている。

最後に，断熱領域は次式で表される。

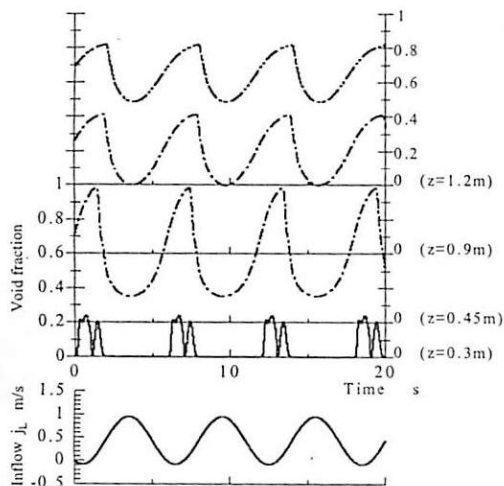


Fig. 16 Void fraction fluctuation (simulation, $j_{L0}=0.427\text{m/s}$, $\Delta j_L=0.512\text{m/s}$, $\tau=6\text{s}$, $q=4\text{kW/m}^2$).

$$u_G = C_0 [j_L + (q_B - \delta j_L)(z_{G2} - z_{G1})] + v_{G1} \quad (11)$$

ここで， z_{G2} は相変化終了地点であり， $z_{G1} - z_{G2}$ 間において局所ボイド率が1で液相がない地点には，気相の吹き込みは行われず，蒸気の過熱は考慮されていない。

これらの気相速度をボイド伝播式(式(2))に代入し，等温系シミュレーションと同じ方法で数的に解いた。沸騰系の場合には，チャンネルに沿って流動様式が大きく変化するため，本来ならば局所瞬間ごとにドリフトフラックスモデルの分布定数とドリフト速度を変えるべきであるが，ここでは簡単のために一貫してスラグ流モデルを用いた。したがって，高クオリティ域では実現象との対応上で問題がある。

計算のメッシュ長さは5mm，タイムステップはクーラン条件を満たすように設定したが，多くの場合は0.1msであった。

7. 2 ボイド率変動

計算により得られた局所ボイド率変動を Fig.16 に示す。なお，ここで示したデータは Umekawa ら[3]による沸騰系の実験条件と同じものを選択している。図にはこれまでと同様に，観察位置 z ごとに“0”で基線位置を示している。また，ボイド率ピークの伝播の様子が分かりやすい

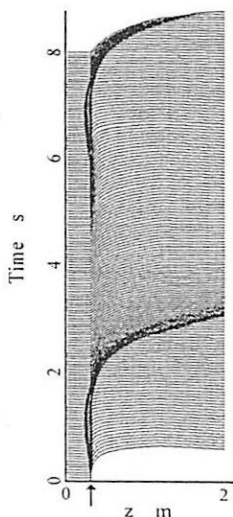


Fig. 17 Void fraction distribution (simulation, $j_{L0}=0.427\text{m/s}$, $\Delta j_L=0.512\text{m/s}$, $\tau=6\text{s}$, $q=4\text{kW/m}^2$).

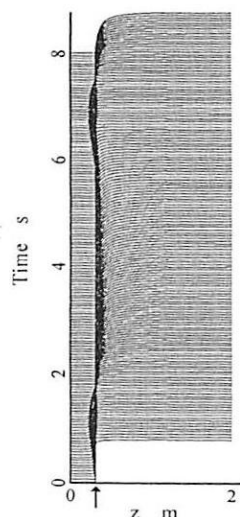


Fig. 18 Void fraction distribution (simulation, $j_{L0}=0.427\text{m/s}$, $\Delta j_L=0.512\text{m/s}$, $\tau=6\text{s}$, $q=40\text{kW/m}^2$).

ように、Fig.17, 18 にボイド率分布の時間変化を示す。図中矢印は加熱開始点を示しており、Fig.17 は Fig.16 と同条件で、Fig.18 は加熱量が 40kW/m^2 の場合である。

局所ボイド率変動は入口液相流束の脈動周期とほぼ同周期で変動し、入口液相流束が減少し始めると増加し、液相流束が増加し始めると減少している。z=0.3m 地点のボイド率ピークがダブルピークになっているが、これは先の断熱系シミュレーションで述べたようにモデルおよび計算方法の都合上、形成されたものである。また、局所のボイド率ピークの伝播速度は、等温系の場合と比較して沸騰系でははるかに大きな値となる。これは当然のことながら、局所の総体積流束がチャンネルにそって増加し、またその値が等温系のときに比べはるかに大きい値であるためである。

熱流束が 4kW/m^2 の Fig.17 では、加熱開始点付近でボイド率ピークが形成されると、気液二相混合物がチャンネルを通過する時間が脈動周期に比べ短いので、そのピークは停滞することなく下流へ伝播している。熱流束が大きい 40kW/m^2 の Fig.18 では、加熱開始点直後に 0.8 に近い高ボイド率になってしまい、ボイド率の変動やピークの形成というのはほとんど認められなくなっている。沸騰系においても脈動流下では、等温系と同様にボイド率ピークが形成され、そのピークが下流へ伝播していくが、加熱部上流部で高ボイド率に達する場合には、入口液相流束の脈動の影響が弱く、局所ボイド率の変動は顕著でない。

7. 3 ボイド波伝播速度

局所ボイド率変動から空気-水等温系と同じ方法で、0.75m 区間にわたる平均値としてボイド波伝播速度を導出し、時間平均体積流束との関係を Fig.19 に示す。また時間平均総体積流束には平均区間中央の値を用いた。

Fig.19 には、Umekawa ら [3] による管径 3mm、圧力 0.3MPa、加熱部長さ 0.9m のテスト部に脈動周期 6 秒の脈動水流を流入させた実験で得られた壁温変動から求めた伝播速度とシミュレーション結果をあわせて示しており、またスラグ流・環状流におけるドリフトフラックスモデルによる気相速度が描かれている。等温系と同様に平均体積流束の増加に伴いボイド波伝播速度が増加すること、脈動周期の違いによる差異も認められず、実験結果とほぼ一致していることがわかる。これら

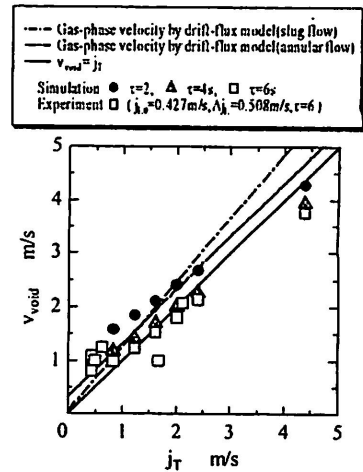


Fig. 19 Relationship between void propagation velocity and time-averaged total volumetric flux (experiment and simulation).

の結果より、ボイド波伝播速度は平均体積流束に対してほぼ一義的に決まり、低容積流束域ではスラグ流に対する気相速度に近くなるが、平均体積流束が大きい場合には、ボイド波伝播速度は環状流における値あるいは時間平均総体積流束とはほぼ同じ速度となる。

以上の結果より、局所瞬間的にはボイド波伝播は条件によって大きく変化するものの、管の長さ方向の平均値としてみると、そこを大きく占める流動様式に依存した時間平均の気相速度で与えられることがわかる。このことは、従来の動特性解析特に密度波振動解析 [10] や集中定数系安定解析 [12, 13]、あるいは脈動ドライアウト解析 [3-4] の妥当性をボイド波伝播の面から裏づけたことになる。

8. 結論

ボイド率挙動を含む流動様式とその遷移への脈動流の影響について調べることを目的として、空気-水等温系及び沸騰系も対象として、可視化実験および数値シミュレーションを行った。その結果は以下のように要約される。

1. 脈動流の大気泡形成への影響はかなり強く、気泡流が支配的な領域においてさえ、流れが逆流している間に大気泡が形成された。これは、沸騰系の低クオリティ域において限界熱流束を引き起こす可能性を示唆している。
2. 等温系シミュレーションによりボイド率変

動を予測することができた。さらには、流動様式の判定に RELAP5/MOD1 Code で用いられている規準を適用して得られたマップは、脈動周期が短い場合の気泡流-スラグ流遷移において定量的には差があるものの全体的には実験結果とよく一致し、このシミュレーションの妥当性が検証できた。

3. 等温系におけるボイド波伝播速度をシミュレーションにより予測し、実験結果とほぼ一致することを示した。また、等温系においてボイドの伝播は、気相速度でうまく表されることが分かった。
4. 等温系モデルを沸騰系に拡張したシミュレーションにより、沸騰系においても局所ボイド率は入口液相流束と同周期で変動することがわかった。しかし、高加熱流束の場合には加熱開始点直後に高ボイド率に至り、入口液相流束の変動の影響は顕著でなくなる。
5. 沸騰系におけるボイド波伝播速度をシミュレーションにより予測し、実験結果と一致することを示した。また、沸騰系においてボイド伝播は、低ボイド率域ではスラグ流に対する気相速度に、また高ボイド率の場合には環状流に対する値あるいは時間平均総体積流束と一致することが明らかになった。

参考文献

- [1] Ozawa, M., Solved and unsolved thermal-hydraulic problems in boiler systems: Learning from accidents, *Heat Transfer Engineering*, Vol.23, pp.13-24, (2002).
- [2] Ozawa, M., Hirayama, M., Umekawa, H., Critical heat flux condition induced by flow instabilities in boiling channels, *Chem. Eng. Technol.*, Vol.25, No.12, pp.1197-1201, (2002).
- [3] Umekawa, H., Ozawa, M. and Mitsunaga, T., Critical heat flux and flow pattern under flow oscillation, *Proceedings of the Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics*, Fukuoka, pp.265-271, (1996).
- [4] Ozawa, M., Umekawa, H., Mishima, K., Hibiki, T. and Saito, Y., CHF in oscillatory flow boiling channels, *ICHEME*, Vol.79, PartA, pp.389-401, (2001).
- [5] Mishima, K., Ishii, M., Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol.27, pp.723-737, (1984).
- [6] Atomic Energy Society of Japan, *Numerical Analysis of Gas-Liquid Two-Phase Flow*, Asakura Pub., Tokyo, pp.80-82, (1993).
- [7] Zuber, N. and Findlay, J., Average volumetric concentration in two-phase flow systems, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* Vol.87, pp.453-468, (1965).
- [8] Zuber, N., Staub, F. W., Bijwaard, G. and Kroeger, P. G., Steady state and transient void fraction in two-phase systems, *GEAP5417*, (1967).
- [9] Ishii, M., One dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phase in various two-phase flow regimes, *ANL-77-47*, Argonne Nat. Lab., October, (1977).
- [10] Ozawa, M., Flow instability problems in steam generating tubes, in Ishigai, S. ed., *Steam Power Engineering*, Cambridge University Press, New York, pp.323-385, (1999).
- [11] JSME ed., *Handbook of Gas-Liquid Two-Phase Flow Technology*, Corona Pub., Tokyo, pp.55-93, (1989).
- [12] Lahey, Jr. R. T., Clause, A., and DiMarco, P., Chaos and non-linear dynamics of density-wave instabilities in a boiling channel, *AIChE Symp. Ser.*, Vol.85, No.269, pp.256-261 (1989).
- [13] Ozawa, M., Asao, Y., and Takenaka, N., Density wave oscillation in a natural circulation loop of liquid nitrogen, in Gouesbet, G. and Berlemont, A. eds., *Instabilities in Multiphase Flows*, Prenum Press, New York, pp.113-124 (1993).