沸騰二相流におけるじょう乱波に関する実験的研究*

(続報, 水力学的非平衡および密度比の影響)

中西重康**, 加治増夫***
山内庄司****, 沢井徹****Experimental Studies of Disturbance Waves in Boiling Two-Phase Flow
(Continued Report; Effects of Hydrodynamic
Non-Equilibrium and Density Ratio)Shigeyasu NAKANISHI, Masuo KAJI,
Shoji YAMAUCHI, and To'oru SAWAI

Additional experimental data of the disturbance waves in boiling two-phase flow were obtained over a wider range of quality than our previous study [1]. In order to clarify the differences in the characteristics of the disturbance waves between the boiling steam-water system and the adiabatic air-water system, two effects were experimentally investigated. One was the effect of hydrodynamic non-equilibrium due to boiling, namely the modification of the liquid distribution among the base film, disturbance waves and entrainment. The other was that of the gas-liquid density ratio. In the experiments with the evaporating tube followed by the unheated section, the former effect was observed in the standard deviation of the wave propagation velocity, the mean wave time-separation and the wave shape. Finally by comparing the data of the steam-water system with those of the air-water system for three density ratios, it was concluded that the disturbance waves between both systems were different in nature.

Key Words: Multiphase Flow, Boiling Flow, Disturbance Wave, Hydrodynamic Non-Equilibrium, Friction Velocity

1. 緒 論

環状流の流動・伝熱において重要な役割を果たすじょう乱波については従来の研究のほとんどが空気-水断熱二相流で行われているが, 実際に加熱を受け沸騰が進行し水力学的非平衡も大きい蒸発管内でのじょう乱波の挙動との対応が明らかでなくその成果を適用できるか否か不明であった。前報⁽¹⁾において著者らは乾き度0.8以上からドライアウトまでにおける沸騰二相流じょう乱波の諸特性を明確にし, またドライアウト時の壁温変動にじょう乱波が直接的に関与していることを確かめた。さらに蒸気-水沸騰系の各相とみかけ速度を対応させた空気-水断熱系との比較を行った結果, 両者は性格を異にしている部分が多くこの原因として沸騰による水力学的非平衡および物性値の影響が考えられると推定した。

水力学的非平衡に関して Hewitt ら⁽²⁾はドライアウト機構の説明に際し, 蒸発管内での液流の液膜と気流同伴液滴間の液量分配が断熱流からずれているものと

して水力学的非平衡の概念を導入している。一方著者らの研究⁽³⁾によればじょう乱波を伴う過渡流ではじょう乱波液塊と基底液膜との間にも水力学的非平衡が認められている。したがって沸騰流においてはじょう乱波液塊, 基底液膜および気流同伴液滴の3者間に液量分配の非平衡が存在し, これが沸騰流中のじょう乱波の挙動に影響を及ぼしているものと考えられる。この非平衡の影響をじょう乱波に対して研究したものとして Brown ら⁽⁴⁾によるものがあるが, これは Hewitt ら⁽²⁾の導入した水力学的非平衡に基づき大気圧近傍の低い圧力で行われた実験であり, しかも限られた乾き度に対してのみの議論にとどまっていることからこの影響の把握が十分とは言い難いものとなっている。

本研究では, 垂直蒸発管の加熱区間の下流に長さの異なる非加熱区間を設けて, その出口でじょう乱波の挙動を測定し加熱区間で形成された非平衡沸騰流が平衡状態に近づく様子を観測することにより, 沸騰流における前述の3者間の水力学的非平衡についてじょう乱波に及ぼす影響を明らかにすることを目的とした。また, 平衡状態に近付いた蒸気-水系のじょう乱波と空気-水系のそれとの差異の原因を明らかにするため, 空気-水系実験において系圧力を変え, 気液密度比の影響についても合わせて検討し, 沸騰系じょう乱波固

* 昭和61年11月18日 第940回講演会において講演, 原稿受付 昭和61年5月26日。

** 正員, 姫路工業大学 (〒671-22 姫路市書写2167)。

*** 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

**** 正員, 高松工業高等専門学校 (〒761 高松市勅使町355)。

有の特徴を明らかにした。

2. 実験装置および方法

本研究では前報⁽¹⁾同様すべて垂直上昇流を対象としている。

図1は水力学的非平衡のじょう乱波への影響を調べるために用いたテストセクションの概略図である。供試管は前報⁽¹⁾と同一であるが交流電加熱用ブスの移動によりテスト部Iに0.8mの加熱区間とその下流位置に非加熱区間を設け、非加熱区間直後における液膜厚さ変動をコンダクタンスプローブにより測定した。系圧力 p は前報⁽¹⁾と同一の2.95 MPaで行い、テスト部入口サブクール度および熱負荷 ϕ を所定の値に設定し所定の加熱部出口乾き度を得た。これらの実験条件設定後定常状態を確認の上データをデータレコーダに採取した。非加熱区間長 L は管内径 D (4 mm) との比 L/D で212, 113, 35の3種類について、質量速度 G は300, 500 kg/(m²·s)の2種類に対して実験を行った。またコンダクタンスプローブの二対の電極対間隔は非加熱区間における測定であることおよびじょう乱波伝ば速度の決定精度を高める目的で48 mmに広めている。一方、加熱区間内の中程度の乾き度($0.5 \leq X \leq 0.8$)に対するデータは前報⁽¹⁾と同一のテスト部で同様の方法に従って行ったが、その際添加するKClの濃度は前報⁽¹⁾の高乾き度に比し3倍 (3.75 mg of KCl/kg of H₂O) の濃度としてプローブ出力を高めている。

空気-水断熱系実験では供試管として内径5 mm, 外径14 mmの亚克力製円管を用い気水混合部から

図1 テストセクション概略図

1.9 m 下流位置での液膜厚さ変動を出口タンクに設けた排気・水弁を調整し系圧力を103, 299, 544 kPaの3種類にすなわち気液密度比 ρ_l/ρ_g を802, 276, 152の3種類に変化させ測定を行った。なお、系圧力としては液膜厚さ変動測定位置直後の圧力を採用している。実験範囲としては蒸気-水系と各相のみかけ速度を対応させて行っており、空気みかけ速度 j_g については10~33 m/s, 水みかけ速度 j_l については0.01~0.3 m/sの範囲である。

データ処理に関しては大阪大学大型計算機センター (NEC, ACOS 1000 の LA システム) およびシグナルアナライザ (岩通) を用いて行ったが、サンプリング周波数は蒸気-水系の場合3 kHz, 空気-水系の場合2 kHz (二対の電極対間隔が100 mmのため) とし10~20 秒間のデータを解析した。なお、原波形には雑音・リップル波成分を除去する目的で平滑化処理を施しており、蒸気-水系波形に対してはフーリエ変換による平滑法を空気-水系波形に対しては適応化平滑法⁽⁶⁾を用いた。これらの波形に対し、じょう乱波の平均速度の決定には前報⁽¹⁾の方法および上・下流波信号の相互相関とを併用した。

3. 実験結果

3.1 液膜厚さ変動 図2は蒸気-水系のコンダクタンスプローブによる液膜厚さ変動の一例を異なる非加熱区間長 L/D に対して示したものである。ただし、これらの波形は液膜厚さの絶対値を示すものではなく、また各波形は別個の実験で得られたものである。加熱部出口から下流へ進むに従い波形は鋭いピークを持つものが減少して、 $L/D=212$ では立ち上りの急峻なものはほとんど存在せず前後面ともなだらかな傾斜を有する左右対称の形状になっているものが多くかな

図2 蒸気-水系の非加熱区間における液膜厚さ変動

り波形が崩れてくる。また加熱部出口では比較的明りょうに識別できる基底液膜部も下流に進むにつれ不明りょうとなってくる。この傾向はドライアウト開始乾き度を含む他の実験条件においても同様に観測された。

図3 気液密度比の液膜厚さ変動への影響

図4 平均到着時間間隔の L/D に対する影響

一方、図3は図2における各相のみかけ速度を対応させた空気-水断熱系の液膜厚さ変動の一例を3種類の気液密度比に対して示したものである。密度比の差による影響は個々の波形形状そのものには顕著に認められず、しかも蒸気-水系で水力学的平衡状態にかなり近付いたと思われるもの(図2, $L/D=212$)と気液密度比を蒸気-水系に近付けた最高圧力のもの($\rho_l/\rho_g=152$)を比較しても両者には依然顕著な差が認められる。

3.2 じょう乱波到着時間間隔 じょう乱波の到着時間間隔の平均値 $\bar{T}_d$ に対する非加熱区間長の影響を示したのが図4である。なお、図中の△印は前報⁽¹⁾と同一のテスト部で得られた加熱区間内のデータである。(d)図のドライアウト開始乾き度の条件のものを除きいずれの乾き度においても L/D の増加に伴い $\bar{T}_d$ も大きくなっており、この傾向は質量速度 $G=500 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ のほうが顕著に見受けられる。本実験範囲では $\bar{T}_d$ が一定の値に収束する傾向はみられず $L/D=212$ 程度でも依然増加している。

図5は乾き度 X (空気-水系では空気・水流量比) に対する $\bar{T}_d$ の変化を蒸気-水系と蒸気-水系復元みかけ速度を等しくした空気-水系とについて比較したものである。なお、前報⁽¹⁾同様熱負荷による差は認められ

図5 X に対する平均到着時間間隔

なかったため実験点の表示においてこれら熱負荷の区別はしておらず、これは3.3節のじょう乱波伝ば速度についても同様である。 $G=300,500 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ともに両系は乾き度増大に従い増加傾向を示し、 L/D の値が大きくなり平衡状態に近付くにつれ値そのものは異なるが傾向は空気-水系に類似してくる。

以上の到着時間間隔の実験結果は著者らの考える水力学的非平衡、とりわけじょう乱波液塊と基底液膜部間の液量分配非平衡の現れであって次のような解釈をし得ることになる。非加熱区間を進行し平衡状態へ向かうじょう乱波はそれ自身が有する過剰の液量を基底液膜部に補給し、これによって一部消滅・減衰することから $\bar{T}_d$ を増大させていく。さらにこれは図2の $L/D=212$ のデータで基底液膜部がかなり不明りょうとなっている事実からも説明が付くことになる。したがって加熱管内ではこの非平衡によりじょう乱波の個数が多くなっており、ドライアウト開始乾き度の領域にまで波は持続しドライアウト時の壁温変動に関与する

結果となる⁽¹⁾。

次に空気-水系における気液密度比の効果についてみると、系圧力が増大し蒸気-水系へ密度比が漸近すると、 $\bar{T}_d$ が急増しリップル波領域に移移する空気・水流量比 X の値は減少し蒸気-水系のデータから離れるのに加え、それ以下の X の範囲においても $\bar{T}_d$ が減少して蒸気-水系のデータから大きく離れてくる。前者の差異は蒸気-水系においてさらに L/D が大となれば解消する可能性があるが、後者の傾向に関して空気-水系と蒸気-水系の差異は気液密度比以外の因子が強く関係していることを示している。

3.3 じょう乱波伝ば速度 図6はじょう乱波伝

図6 平均速度の L/D に対する影響

図7 じょう乱波伝ば速度の標準偏差

図8 摩擦速度と平均速度の関係

 図 9 X に対する平均速度

ば速度の平均値 $\bar{U}_d$ に対する非加熱区間長の影響を示したものである。(a)図では Brown ら⁽⁴⁾による質量速度 $G=297 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、加熱部出口乾き度 $X=0.53$ のデータを比較のためプロットしてある。本実験の $G=300 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と比べた場合かなり大きな速度となっているが、これは系圧力・管内径の差異によるものと考えられる。しかし両者とも非加熱区間長が変わってもほぼ一定値をとる傾向は一致している。Brown ら⁽⁴⁾はこの傾向に対して、彼らの条件は液膜と気流同伴液滴間にほぼ平衡状態が成立しているためとしているが、本実験では他の条件下でも同じ傾向が認められる。(b), (c)図は加熱部出口の非平衡度が大きいと思われる領域の結果を示したものであるが、速度の平均値は一定に保たれている。(d)図は(a)~(c)図に比べ特異な挙動を示しているが、これは加熱部出口でドライアウトが開始した条件のもので加熱部直後では基底液膜は極めて薄く一部では切れているとも思われる。このような条件下では加熱区間内のものを除いて $\bar{U}_d$ は漸増傾向を示しているが、これは液滴再付着により基底液膜が比較的急速に再生されているためと考えられ、図4においてこの条件のじょう乱波到着時間間隔の平均値 $\bar{T}_d$ の変化が他の3条件のものと異なることにも対応している。

(d)図の場合を除き速度平均値に対する非加熱区間長の影響はほとんどないが、速度の標準偏差についてみるとこの影響が現れている。図7は高乾き度域における速度標準偏差 σ_{u_d} を L/D をパラメータとして示したものである。 $L/D=35$ に比べ $L/D=212$ ではその値が約1/2となっており空気-水断熱系とほぼ同じオーダーになっている。

次に速度平均値 $\bar{U}_d$ を著者が以前行った⁽⁶⁾気液界面の摩擦速度 V^* で整理すると両系の差が明確になる。図8(a)は空気-水系に対するデータであるが、系圧力の大きい条件下で多少偏差の大きいものがあるも

 図 10 X に対する平均空間間隔

ののほぼ図中の式 $\bar{U}_d=20 V^*$ に合致している。一方、(b)図は蒸気-水系のものであるが、図6の結果から加熱・非加熱区間の区別をせず質量速度 G のみをパラメータとした。この場合(a)図とは直線の傾きが異なり V^* の二乗に比例した形となる。また G が異なると直線の式も異なり、 $G=300 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ に対して $\bar{U}_d=67(V^*)^2$ 、 $G=500$ に対して $\bar{U}_d=43(V^*)^2$ という結果が得られた。なお、 V^* の推定は空気-水系に対する Henstock-Hanratty⁽⁷⁾のものを用いたが、これを蒸気-水系に適用した場合絶対値に多少差がでてでも流量に対する V^* の依存関係は大きく狂わないと考えられる。

図9は X に対する速度平均値を両系比較したものである。図中の蒸気-水系を示す実線は図8(b)で得られた関係から引いたものであり、乾き度0.6付近からそれ以上で速度平均値の減少が認められる。空気-水系でも多少の減少はあるものの X の大きい領域では依然両者の差が明瞭であり、系圧力を増大させても同様にむしろ増加しているものさえある。

3.4 じょう乱波空間間隔 $\bar{T}_d$ と $\bar{U}_d$ より求めたじょう乱波空間間隔の平均値 $\bar{L}_d$ を X に対して両系比較したのが図10である。なお、比較が容易となるよう実験点は記入していない。全体的傾向として、空気-水系データは蒸気-水系非加熱部データとよく似た増加傾向を示しているが、沸騰系データとは大きく異なっている。

4. 結 論

沸騰二相流中のじょう乱波固有の特徴を把握するため、まず水力学的非平衡の観点から加熱部直後に設けた非加熱部でのじょう乱波諸特性の変化を比較的高圧の条件下で測定し、また気液密度比の観点から系圧力を変化させた空気-水系の測定を行い有用なデータが得られた。この結果次のことが明らかとなった。

(1) 環状二相流の沸騰による水力学的非平衡は従

来指摘されている液膜量と気流同伴液滴量間の非平衡の他に液膜内におけるじょう乱波液塊と基底液膜部との間の液量分配の非平衡, すなわちじょう乱波部の有する液量が基底液膜部の有する液量よりも平衡状態に比し相対的に多い状態も存在し, したがって蒸発管内ではこの非平衡によりじょう乱波の個数は過剰となっており, ドライアウト領域にまでじょう乱波は持続し得ることが明らかとなった。

(2) 非加熱区間での平衡状態へ向かう蒸気-水系じょう乱波の挙動変化は平均到着時間間隔の増大, 伝ば速度の標準偏差の減少という形で現れ, さらに波形形状は徐々に急峻さ(特に前面の急峻さ)が崩れ前後面ともなだらかな形へと近付いていく。

(3) 空気-水断熱系との比較を行った結果, 蒸気-水系は平衡状態へ近づくに従い空気-水系の到着時間間隔に類似する傾向を示すものの, 伝ば速度および波形形状において両系はかなり異なる性格を有している。また気液密度比を蒸気-水系に近付けると, 速度・到着時間間隔はかえって蒸気-水系の実験値から離れ

る傾向を示す。このことから両系のじょう乱波の差異は沸騰系データが有する水力学的非平衡に起因するものに加え, 気液密度比以外の因子にも大きく依存しており単純に両系を比較することはできない。

終わりに本実験に協力された大阪大学大学院学生 松田晃幸君, 高松工業高等専門学校学生 神原克史・壬生博行両君に付記して謝意を表す。

文 献

- (1) 中西・ほか3名, 機論, 51-463, B (昭60), 1026.
- (2) Tong, L. S. and Hewitt, G. F., *ASME Paper*, 72-HT-54 (1972).
- (3) 山内・中西, 第21回日本伝熱シンポジウム講演(昭58-5), 232.
- (4) Brown, D. J., ほか2名, *ASME Paper*, 75-WA/HT-7 (1975).
- (5) Kawata, S. and Minami, S., *APPLIED SPECTROSCOPY*, 38-1 (1984), 49.
- (6) 山内・ほか2名, 機論, 44-384, B (昭53), 2824.
- (7) Henstock, W. H. and Hanratty, T. J., *AIChE J.*, 26-6 (1970), 990.

討 論

〔質問〕 波江 貞弘〔船舶技術研究所〕

沸騰二相流におけるじょう乱波がドライアウト領域まで持続しえることなど大変興味深い指摘をされておられるが, 下記の2点についてご教示願いたい。

(1) 加熱部出口でドライアウトが開始し, 基底液膜が一部切れていると思われる条件〔たとえば図6(d)に対応〕におけるじょう乱波も, 通常二成分系で観察されるような円周方向の二次元性を保持していると考えてよいか。

(2) 沸騰系では気相側が加速流であることが空気-水系の場合と大きく異なる点と思われる。このため両者を比較する場合, 上流の影響を強く受ける液滴流量, したがって全液膜流量が両者で一般には一致しておらず, また非加熱区間を設けても容易に回復しないと考えられるが, この点を考慮すべきではないか。

また, 気相が加速流であることがじょう乱波内の「水力学的非平衡」の原因になっているとは考えられないか。

〔回答〕 (1) 今回示したデータでは周方向位置による液膜厚さ変化を直接測定しているわけではないが, 同一装置でドライアウト時の壁温変動の周方向相関を調べた結果(付1)ではほぼ同一の挙動を示してお

り本報程度の管径の場合液膜の状態は周方向の二次元性を保持していると考えている。

(2) ご指摘のとおり気流コア中の液滴量と液膜流量との間に大きな非平衡が存在しそれが大局においてドライアウト乾き度を決定している。当然, じょう乱波の挙動にも影響するはずである。したがって図5, 9のように各相の見掛け速度を対応させ G, x をパラメータに蒸気-水沸騰系と空気-水断熱系を比較するのでは不充分であるが, これらの図でもご指摘の非平衡から予想されるのとは逆の結果が出ている点を指摘したい。X が上昇しドライアウト点に近づけば沸騰系の気流中の液滴は平衡値より過剰となり液膜流量のほうは平衡値よりも少ない⁽²⁾。このことからじょう乱波の頻度は平衡値より少ない($\bar{T}_d$ は大きい)と予想されるが, 図5では空気-水断熱系の $\bar{T}_d$ より小さい。じょう乱波の挙動という点からみると, 液滴量と液膜流量間の非平衡に加えて液膜内のじょう乱波部と基底液膜部との間の液量分配の非平衡をも考慮しなければならないと考えている。

(付1) 石谷・ほか4名, 機論, 47-423, B(昭56), 2210-2220.