気泡微細化沸騰における気泡の挙動*

熊谷 哲^{*1}, 久保 良^{*2}

Bubble Motion in Micro-Bubble Emission Boiling

Satoshi KUMAGAI and Ryo KUBO

High heat flux far exceeding CHF is accomplished in micro-bubble emission boiling (MEB) which appears in transition boiling region under some condition of liquid subcooling and velocity. It is necessary for discussion of heat transfer mechanism in MEB to understand how the liquid is supplied to the heated surface, which should be achieved by sincere observation of bubble motion on the surface. In this study bubble height and diameter are measured from high speed film and analyzed for S-MEB I occurring on a horizontal surface in parallel flow of water. The bubbles collapse against the surface with high collapsing rate. The collapsing rate that is the decreasing rate of the bubble height increases with increasing of the heat flux. This collapsing motion is supposed to carry the liquid to the surface like a micro-jet in cavitation. As a result of the analysis using an equivalent bubble radius, the radius tends to decrease along the curve of the Rayleigh solution, which means bubbles collapse under inertia control rather than heat transfer control, in high heat flux region of S-MEB I.

Key Words: Phase Change, Boiling Heat Transfer, Micro-bubble Emission Boiling, Bubble Motion, Collapsing Rate, Rayleigh Solution

1. はじめに

気泡微細化沸騰 (MEB) についての従来の研究結果⁽¹⁾⁽²⁾ から, 激しい気泡微細化沸騰 (S-MEB) では気泡は伝熱面に向かって崩壊するという点が, 核沸騰との大きな相違であり, また, 気泡の崩壊によって発生すると考えられる MEB 特有の沸騰音は, 熱伝達と強い相関性を示すことが明らかになった. したがって MEB の伝熱機構を考察するためには, 気泡の崩壊に対するより踏み込んだ検討が必要である.

本報では, 水平上向き伝熱面に並行にサブクール水を供給する系で得られた高速度写真をもとに, 気泡の挙動について多角的な検討を行い, S-MEB が示す現象の特異性を明らかにする. 具体的には気泡の高さの時間変化を求め, それが核沸騰とどのように異なるのか, また, 実際に気泡の崩壊が伝熱面に向かって生じているのかを検証する. さらに気泡力学的な検討の導入により, 気泡崩壊の定性的な特質を考察する.

2. 実験装置

用いた実験装置は基本的に前報⁽²⁾と同じで, その概要を図 1 に示す. すなわち, 5mm×10mm の水平上向き伝熱面に並行にサブクール水を供給する. 実験条件は流速 0.5m/s, サブクール度 60K で, タイプ I の激しい気泡微細化沸騰 (S-MEB I) が生じる⁽²⁾. 伝熱面上の気

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatus

* 原稿受付 1998 年 1 月 26 日.

*¹ 正員, 東北大学大学院工学研究科(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01).*² 正員, 東北大学大学院[現: (株) 東芝機械エネルギー研究所].
E-mail: kumagai@verdure.mech.tohoku.ac.jp

泡の挙動を 7500~11500 (核沸騰では 935) コマ/秒で高速写真にとり、その輪郭を写しとって解析した。

3. 気泡高さの時間変化

図 2 は、流速 0.5m/s, サブクール度 60K で得られた MEB を含む沸騰曲線であり、高速写真撮影を行った点を示してある。図 3 に、このときの高速度撮影フィルムから得られた気泡高さ H の時間履歴を示す。図 3

Fig. 2 Boiling curve of S-MEB I

(a) は図 2 の測定点 4, すなわち核沸騰の合体泡領域での気泡高さで、○は離脱を示している。伝熱面上には大部分の時間一つの気泡が成長していき、それが最大気泡径に達した頃次の気泡の成長が始まる。最大気泡径に達した気泡はその後凝縮作用によって高さが減少していくが、凝縮は気泡の中心に向かって進むため、ある高さまで減少すると気泡首部で切断されて離脱に至る。すなわちここでは、気泡は伝熱面方向につぶれるよりはむしろ離脱する場合がほとんどであり、そのライフサイクルの周期は比較的長い。

MEBが生じているときの結果を図 3 (b)~(f) に示す。時間スケールは図 3 (a) の 5 倍に引き伸ばしてある。図 3 (b) は MEB が発生した直後のものである。MEB では核沸騰の合体泡と比べると最大気泡高さが減少しており、また、1/5~1/2 程度のかかなり短い周期で気泡の急激な成長・崩壊が繰り返されている。●は崩壊直前のコマにおける気泡高さを示す。このとき伝熱面上には、同時に複数の気泡が出現しており、ほとんどの場合気泡は離脱することなく、伝熱面に向かってかなり大きい速度で押しつぶされるように崩壊する。

図 3 (c) でも気泡高さおよび気泡数は図 3 (b) と同様であるが、周期はやや短くなり、また気泡の生長・崩

Fig. 3 Bubble height versus time measured from high speed film

壊も急激になって、離脱する気泡は見られなくなる。

図3(d)は測定点8の結果である。ここでは熱流束を増加させたことによって、複数の気泡がほぼ同時に成長・崩壊を行うようになる。キャビテーションでは、気泡が複数個崩壊するときに、気泡同士が互いに干渉し合い、個々の気泡の崩壊は単一気泡の場合よりも一層急激になること、液体微小噴流が向き合い、それが他の気泡を貫く場合があること、さらには液体微小噴流を誘起し合うことなどが明らかにされている⁽³⁾⁽⁴⁾が、MEBでもこのような機構によって複数の気泡が同時に成長・崩壊するとも考えられる。

図3(e)でも図3(d)と同様に複数の気泡について成長・崩壊の同時性が示されている。

図3(f)は測定点10の結果であり、このとき射出される微小気泡群により周囲全体が白濁し、高さ30mm程度の自由界面が盛り上がるほどの激しいS-MEBが発生している。伝熱面上に現れる気泡は、図3(b),(c)では複数個あったのが、最終的にはほぼ単一で伝熱面上に出現するようになり、気泡はさらに急速に成長し、また急激に崩壊しているのが、図からうかがえる。しかしながらその過程はMEBの他の測定点のものと比べると周期性が強く、かなり自律的であるといえる。

このような気泡高さの時間変化から、MEBでは気泡の成長・崩壊速度がきわめて大きいことが特徴といえる。そこで気泡高さの変化速度を求め、比較してみる。解析は、高速度写真フィルムの1コマごとの高さの変化を、1コマに要する時間で除することで行う。図4(a)にCHF近くの核沸騰の合体泡領域の結果を示す。この気泡高さの変化速度は核沸騰領域の中では最大と思われるが、本実験のMEBを含む全領域の中では小さいものである。また、気泡が離脱する瞬間の気泡高さの変化速度も小さい。図4(b)~(f)はS-MEBが生じたときのものである。気泡高さを示した図3と同じく、ここでの時間スケールは図4(a)の5倍に引き伸ばしてある。図4(b)はMEBが生じた直後のもので、気泡の成長・崩壊速度は全般的に大きくなるが、とくに気泡の成長開始点と最終崩壊点の近くで、合体泡領域のものよりも大きな速度を示している。図4(c),(d)ではさらに変化速度が大きくなるが、とくに図3(d)では複数個の気泡が干渉し合って、崩壊側の速度の変化は互いに同調する傾向を示すようになる。また各気泡の最大変化速度は、成長側にいくつか大きい値を示すものもあるが、全般的な傾向としては崩壊速度の方が大きい。図3(e)では、伝熱面上の気泡が単一になる傾向

Fig. 4 Velocity of bubble height versus time

が現れ始めるが、図 4 (f) ではほぼ単一気泡のみが伝熱面上で成長・崩壊を繰り返す。ここでは成長、崩壊ともに大きな速度をもち、強い周期性を示す。成長速度の方もすべての気泡で最大値が大きくなっていることは、微細化気泡の射出がバルク液体を巻き込み、自由界面までが盛り上がる⁽²⁾この領域での S-MEB の特徴である。自由界面までが大きく持ち上げられるのは、気泡崩壊時の反動によるものとも考えられる。すなわちキャピテーション気泡のリバウンドと同様の機構が、気泡の成長を補助している可能性が考えられる。

さて、核沸騰の CHF 近傍では、気泡の高さがその離脱・崩壊過程においてあまり大きな速度で減少しないことから、MEB が他の沸騰現象と大きく異なるところは、気泡が伝熱面に向かって高速に崩壊する点にあるといえる。もし一般の沸騰に見られない、伝熱面に向かって気泡が崩壊していく機構によって伝熱面に液体が強く導かれているとすれば、この MEB が高熱流束を実現できることは定性的に説明できる。すなわち、合体泡の下に液膜には気泡離脱時のみ液体が供給されることが考えられるが、気泡自らの崩壊によって液体が慣性力を持って伝熱面に向かって高速に供給されるとすれば、伝熱面に乾燥部分が大きく形成されていたとしても、液体は伝熱面に到達し得る。また、液体の伝熱面への突入は気泡の崩壊時にのみ生じるため、連続した衝突噴流のように気泡の成長、離脱を阻害することもない。図 4 (b)~(f) から MEB での気泡崩壊速度を検討してみると、それが最大値を示すのは多くの場合、気泡サイクルの最終段階である。すなわちキャピテーション気泡の崩壊のように、伝熱面に突入する液体の慣性力が大きいことを示している。

4. 気泡力学的な検討

前節での検討から、MEB の通常の沸騰に対する特異

性として、気泡崩壊時に大きな慣性力を有する液体の流れが伝熱面に向かって生じているであろうことを示した。ここではより踏み込んだ考察として、気泡力学の立場から、気泡の崩壊が熱伝達支配によるものか、あるいは慣性支配によるものかを検討する。

図 5 の形の気泡において、Shima-Nakajima⁽⁵⁾の解析のもとに等価半径 R を次式により求める。

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{H/2} + \frac{1}{W/2} \quad (1)$$

つぎに解析結果を Florschuetz-Chao⁽⁶⁾が行った方法に従って検討する。すなわち最大気泡半径 R_0 との比で表される無次元気泡半径 R/R_0 を、次式で表される熱伝達支配における無次元時間 τ_H で整理した。

$$\tau_H = \frac{4}{\pi} Ja^2 \frac{\kappa t}{R_0^2} \quad (2)$$

ここで、 Ja はヤコブ数、 κ は温度伝導率である。

図 2 に示したそれぞれの沸騰領域における測定点に対する整理結果を、図 6 (a)~(f) に示す。図中にはサンプル気泡の中で初期気泡径が最大および最小の値に対して、完全慣性崩壊を示す Rayleigh⁽⁷⁾の解 (3) と (4)、および Florschuetz-Chao⁽⁶⁾によって求められた曲率の効果を省略した平面境界に対する温度解 (5) と、Plesset-Zwick⁽⁸⁾のゼロ次近似温度解 (6) を比較のため示す。

図 6 (a) は核沸騰合体泡領域の結果である。全般的には気泡径の減少はきわめて遅く、しかもその速度は気

Fig. 5 Equivalent bubble radius

Fig. 6 Non-dimensional bubble radius versus non-dimensional time (Continued on the next page)

Fig. 6 Non-dimensional bubble radius versus non-dimensional time (Continued from the previous page)

泡径が小さくなるにしたがって遅くなるという、温度解 (5), (6) が示す熱伝達支配的な傾向をもつ。温度解 (6) で表される曲線より気泡径の減少速度が小さいのは、気泡底面近くでの蒸発により気泡への蒸気の供給が行われているためと思われる。図 6 (b) は MEB が発生した直後の結果である。気泡径の減少はやや速くなり、また気泡径の減少とともにその崩壊速度は大きくなるという、慣性支配的な傾向を示す気泡が現れはじめる。図 6 (b) から (c), (d), (e) と熱流束を増加させていくにしたがって、全体が慣性支配を示す Rayleigh 解 (3), (4) に近づいていく。とくに図 6 (f) ではほぼ Rayleigh 解に一致した結果を示した。

以上の結果から MEB で生じる気泡の崩壊は、一般のサブクール沸騰の気泡の凝縮過程と比べると慣性支配的であり、熱流束の増加とともにその傾向は強まっていけるといえる。

なお気泡の等価直径については、一つの点についてのみではあるが、稲田ら⁹⁾によっても求められている。彼らの結果を図 6 と同じ方法で整理したところ、その結果も図 6 (c), (d) と同様に Rayleigh 解 (3), (4) からは離れているものの、気泡径の減少とともにその崩壊速度は大きくなるという、慣性支配的な傾向を示した。

5. まとめ

気泡微細化沸騰 (MEB) に対する高速度写真撮影結果をもとに、気泡の挙動の解析を行った。結果を以下

に要約する。

(1) CHF 付近では伝熱面上の気泡は単一であるが、MEB が発生すると最初伝熱面上には複数の気泡が出現する。これらの気泡は熱流束の増加とともに互いに同調するようになり、最終的には一つの気泡となる。このときの気泡の高さは、周期的な変化を示す。

(2) MEB では気泡の崩壊速度は大きく、しかも熱流束の増加とともにその速度は大きくなる。

(3) 気泡力学的立場から気泡の崩壊を検討した結果、MEB では気泡は慣性支配的な傾向をもちながら崩壊することが明らかになった。その傾向は熱流束の増加とともに強くなる。微小気泡群の強い吹き上げをとまう $2 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ の S-MEB では、ほぼ慣性支配の気泡崩壊になる。

参考文献

- (1) 久保・島田・熊谷, 機論, 59-557(B) (1993), 183-190.
- (2) 熊谷・久保・川崎, 機論, 64-627(B) (1998), 3808-3813.
- (3) 藤川・赤松, 機論, 50-450(B) (1984), 293-299.
- (4) 小原・杉山・新井・平岩, 機論, 56-526(B) (1990), 1583-1587.
- (5) Shima, A. and Nakajima, K., J. Fluid Mech., 80-2(1977), 369-391.
- (6) Florschuetz, L. W. and Chao, B. T., Trans. ASME, J. Heat Transf., 87-2(1965), 209-220.
- (7) Rayleigh, L., Phil. Mag., 34-200(1917), 94-98.
- (8) Plesset, M. S. and Zwick, S. A., J. Appl. Phys., 23(1952), 95-98.
- (9) 稲田・宮坂, 機講論, 813-4(1981-11), 103-105.