

501.26
UT

気液相変化熱伝達過程における
マイクロ液膜形成機構とその特性解明

(課題番号 : 17360096)

平成 17 年度～平成 19 年度科学研究費補助金

(基盤研究 (B)) 研究成果報告書

横浜国立大学附属図書館



12081956

平成 20 年 4 月

研究代表者 宇高 義郎

横浜国立大学大学院工学研究院教授

目次

はしがき	3
研究組織, 研究発表	5
Part-I: レーザー消光法によるマイクロチャネル沸騰系における薄液膜挙動の観測	7
I-1 はじめに	8
I-2 実験装置および方法	10
I-3 実験結果および考察	13
I-3-1 生成蒸気挙動と薄液膜厚さ変化	13
I-3-2 初期薄液膜厚さにおよぼす気泡成長速度の影響	13
I-3-3 初期薄液膜厚さにおよぼす間隙寸法の影響	16
I-3-4 初期薄液膜厚さにおよぼす他の因子の影響	17
I-3-5 初期薄液膜厚さ分布に関する検討	17
I-4 結論	20
文献	21
Part II: 狭隘間隙ミニチャネル沸騰系における薄液膜構造と伝熱特性	22
II-1 はじめに	23
II-2 記号	25
II-3 狭隘間隙ミニチャネル沸騰系における薄液膜構造	25
II-4 薄液膜構造に基づく伝熱特性の検討	26
II-4-1 薄液膜支配領域における現象の特徴と伝熱特性解析方法	26
II-4-1-1 気泡生成位置と気泡先端速度の決定	29
II-4-1-2 液充填期間 t_L , 薄液膜期間 t_M の決定	29
II-4-1-3 薄液膜期間における薄液膜再形成割合	31
II-4-1-4 薄液膜厚さおよび過熱度の算出方法	32
II-4-2 伝熱特性解析結果および考察	33
II-5 結論	36
文献	36
Part III: 核沸騰過程におけるマイクロ液膜構造	37
III-1 はじめに	38
III-2 記号	38
III-3 実験装置および方法	39
III-4 実験結果および考察	43
III-4-1 ミクロ液膜厚さの時間変化	44
III-4-2 気泡中心からのミクロ液膜厚さ分布	45
III-4-3 測定精度に関する検討	46

III-4-4 Cooper-Lloyd の理論式との比較	48
III-5 結論	49
文献	50
Part IV : 核沸騰過程におけるマイクロ液膜構造に基づく伝熱特性の検討	51
IV-1 はじめに	52
IV-2 記号	53
IV-3 前報の結果	54
IV-4 プール核沸騰におけるマイクロ液膜に関する諸特性	55
IV-5 プール核沸騰におけるマイクロ液膜特性とその整理	59
IV-6 ミクロ液膜蒸発に関する検討	61
IV-5 結論	67
文献	67
Part V : Configuration of the micro-layer and characteristics of heat transfer in a narrow gap mini/micro-channel boiling system	68
V-1 Introduction	69
V-2 Nomenclatures	72
V-3 Experimental apparatus and method	73
V-4 Configuration of micro-layer in narrow gap mini/micro-channel boiling system	76
V-4-1 Effect of heat flux and distance from incipient bubble site on the initial micro-layer thickness	76
V-4-2 Effect of bubble forefront velocity and gap size on initial micro-layer thickness	78
V-4-3 Distribution of initial micro-layer thickness	79
V-5 Consideration of heat transfer characteristics on the basis of configuration of micro-layer	79
V-5-1 Characteristics of phenomena in micro-layer dominant region and method of analysis of heat transfer characteristics	79
V-5-1-1 Determination of the incipient bubble site and the bubble front velocity	81
V-5-1-2 Determination of the liquid saturation period t_L and the micro-layer period t_M	83
V-5-1-3 Ratio of micro-layer reformation in the liquid micro-layer period	84
V-5-1-4 Calculation of the micro-layer thickness and the degree of superheat	85
V-5-2 Analysis and Discussion of the Heat Transfer Characteristics	87
V-6 Conclusions	89
References	90

はしがき

沸騰、凝縮など気液相変化を伴う熱伝達過程に関わる多くの現象においては、熱力学・熱流体力学的な物理要因が複雑に関係するため、これまで全世界的に多数の研究者による努力が注がれてきたにもかかわらず、それらの現象の支配機構あるいは伝熱特性の解明が未だ十分な状況出ない部分が残されている。本研究では、沸騰現象におけるマイクロ液膜あるいは濃度差マランゴニ凝縮伝熱において熱移動の主役を演じる液滴間に形成される薄液膜など、気液相変化伝熱過程における蒸気と液相の相互干渉などに基づいて形成されるミクロンオーダーあるいはサブミクロンの厚さをもつといわれる薄液膜の形成過程および熱移動をとめないながら変化する過程に焦点を当てる。それらは特に伝熱過程における重要性が頻繁に指摘されてきているにもかかわらず、理論的・実験的に不確定なまま多くの議論が行われてきた。

本研究では、非接触状態のまま薄液膜測定を行うことが可能な水の赤外線吸光性質を利用するレーザー消光法を用いて、沸騰熱伝達過程において生成蒸気と伝熱面間に形成されるマイクロ液膜 (micro-layer) の厚さ測定法を用い、マイクロ液膜の時・空間的分布を明らかにすることによりその形成機構・変化特性をより一般的に理解するための研究を進める。また並行して、実験による測定結果の検討と機構・特性解明の手段として、近年解析手法が発達してきている気液界面追跡法を含む数値解析により、実験結果との比較あるいは実験条件の設定が難しい領域の解明を通じてより全般的な理解を深める。

対象とする系として、成長気泡が伝熱面に薄く広く拡大し伝熱面全体にわたって薄液膜が形成されるため薄液膜挙動が極めて重要になるミニチャネル沸騰系および沸騰現象理解のための最も普遍的な系であるプール沸騰系におけるマイクロ液膜を対象とする。本研究は申請者らの進めてきたミニチャネル沸騰系の伝熱測定および濃度差マランゴニ凝縮現象におけるミクロン・サブミクロン凝縮液膜厚さ測定に関する研究を基礎とするものである。具体的には、(1)赤外レーザー消光法による薄液膜厚さの時間変化・空間分布の測定、(2)薄液膜現象の伝熱への寄与度等の伝熱特性解明、(3)理論的・解析的検討と実験を総合することによる薄液膜形成機構・伝熱特性の解明、を進める。

核沸騰過程における薄液膜の存在およびその重要性が比較的古くから指摘されながらも、1960年代のCooper-Lloydによる簡便な理論的予測結果が近年の理論的研究のベースとして用いられ、また我が国においても半実験的な薄液膜厚さの予測あるいは測定の容易さのため対象とする系変更などの前提の下に研究が進められてきてはいるが、実際の計測の困難さなどから、実際の系における実証的な研究に関してはほとんど進展がみられていないのが現状である。

本研究は、高密度蒸気発生、マイクロ機器等に重要なミニチャネル沸騰系、および沸騰現象の基本となるプール沸騰系を対象として、蒸気泡生成・成長過程で生じるマイクロ液膜特性を解明する点は、予測にとどまっている従来の枠を超えた実証的研究として価値があるものと考えます。

本研究は、上記のように、気液相変化伝熱において極めて重要なマイクロ液膜の形成機構と特性を明らかにすることを目的とするもので、従来重要性は指摘されてきたものの、簡便な理論あるいは半理論が最近の研究においても用いられているなど、重要性の高さにもかかわらず解明が遅れている現象に対して、実証的かつ理論的に検討を加えるもので、気液相変化伝熱を理解する上で重要度の高いものである。なお、本研究に用いる赤外レーザー光消光法は、本申請者らにより既に濃度差マランゴニ凝縮におけるサブミクロン厚さの薄液膜厚さ測定で実績をもつ方法であり、沸騰現象への適用も可能である。

研究組織

研究代表者：宇高義郎（横浜国立大学大学院工学研究院教授）

研究分担者：松本裕昭（横浜国立大学大学院工学研究院准教授）

研究分担者：大徳忠史（横浜国立大学大学院工学研究院特別研究教員）

（ 研究協力者：田崎豊 ）

（ 研究協力者：王世学 ）

（ 研究協力者：奥田修平 ）

（ 研究協力者：中村考作 ）

研究経費

（金額単位：円）

	直接経費	間接経費	合計
平成 17 年度	5,900,000	0	5,900,000
平成 18 年度	6,500,000	0	6,500,000
平成 19 年度	2,700,000	810,000	3,510,000
総計	15,100,000	810,000	15,910,000

研究発表

A. 学会誌等

- (1) 宇高義郎、奥田修平、田崎豊、狭隘間隙ミニチャネル沸騰系における薄液膜構造と伝熱特性、日本機械学会論文集（B編）、73巻733号、(2007) pp.1929～1935.
- (2) 宇高義郎、田崎豊、奥田修平、レーザー消光法によるマイクロチャネル沸騰系における薄液膜挙動の観測、日本機械学会論文集（B編）、71巻704号、(2005) pp.1133～1139.
- (3) Utaka, Y. Tasaki, Y. and Okuda, S., Behavior of Micro-layer in Micro-channel Boiling System Applying Laser Extinction Method, Heat Transfer – Asian Research, Vol.35, No.1 (2006) pp.35-46.
- (4) Tasaki, Y. and Utaka, Y., Effects of Surface Properties and Gap Sizes on Boiling Heat Transfer Characteristics in a Micro-Channel Vapor Generator, J. Enhance Heat Transfer, Vol.13, Issue 3 (2006) pp.245-260.

B. 国際会議論文

- (1) Utaka, Y., Okuda, S. and Tasaki, Y., Configuration of Micro-Layer in Thin-Gaps in Boiling Heat Transfer, Proc. of 13th Int. Heat Transfer Conference, Sydney, BOI-10 (2006.8.15).

- (2) Utaka, Y., Tasaki, Y. and Ichii, K., Characteristics of Micro-Liquid-Layer Behavior in a Mini-Channel Vaporizer for Water and Ethanol, Proc. of Fourth Int. Conf. on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, ICNMM2006-96128, Ireland (2006.6.20).
- (3) Utaka, Y., Tasaki, Y. and Okuda, S., Configuration of Micro-Layer in Boiling in Narrow Gaps for Water, 16th Int. Symp. On Transport Phenomena, Prague (2005.8.30).

Part I

レーザー消光法によるマイクロチャネル沸騰系
における薄液膜挙動の観測

I-1 はじめに

本研究は、レーザ消光法を液膜厚さ測定に適用することにより、マイクロチャネル沸騰現象の伝熱特性を支配する主な要因である薄液膜の挙動あるいは構造に関する基礎的な知見を得ることを目的としている。ここでマイクロチャネルとは伝熱板間隔を狭めたプレート式蒸気発生器の蒸発液体の入る間隙部を指している。例えば、改質型燃料電池車の改質器への蒸気供給のための蒸発器においては、自動車パワートレインとしての応答性、搭載性を満たすために、蒸発器には高効率・コンパクト性が要求される。これらの条件を満たす蒸発器の一形式として、単位体積あたりの伝熱面積を拡大し、また試料および装置の熱容量を小さくすることができるマイクロチャネル式蒸気発生器を用いることが考えられる。そのような場合には、可能な限り狭いマイクロチャネル間隙のもとで高伝熱特性を得ることが重要と考えられる。

沸騰現象においては一般に、気泡生成・成長・離脱にともなうバルク液、生成蒸気、および蒸気と伝熱面の間に形成される薄液膜等の挙動が非定常的に複雑に影響し合う結果として伝熱特性が定められる。本研究の対象とするマイクロチャネルのような制限流路内で沸騰が生じる場合には、蒸気泡は伝熱壁によって押しつぶされることにより扁平形状になり、急速に伝熱壁面上に広がる。そのことに対応して蒸気泡・壁面間に形成される薄液膜における蒸発速度が伝熱量を決定するために特に重要な役割をもつことになる。このようにマイクロチャネル系の沸騰現象は、プール沸騰とは伝熱の形式あるいは特性が質的・量的に相違する点が存在し、それらに関して甲藤・横谷⁽¹⁾ および Fujita ら⁽²⁾ により報告されている。

著者らの一部は前報⁽³⁾において、マイクロチャネルにおける伝熱測定および生成蒸気挙動の観測を行った。マイクロチャネル式蒸気発生器における伝熱表面のぬれ性、間隙寸法と伝熱特性の関係について実験的に検討し、それらが熱伝達特性を支配する主要な因子であることを示した。間隙 0.25 mm から 10 mm のチャネルにおいて、ラッピング加工銅面、酸化チタンおよびシリコン樹脂コーティングを用いて伝熱面のぬれ性を親水性から疎水性まで変化させた。沸騰現象における発泡特性など種々の影響因子について観測を行い、沸騰曲線に及ぼす表面ぬれ性の影響について検討した。その結果、ほぼプール沸騰に相当する間隙を広めた 10 mm のチャネルにおいて親水性の向上は熱伝達を低下させる傾向を示すが、逆に、間隙 0.25 mm ~ 1.0 mm のマイクロチャネルにおいては向上した。それはぬれ性面における前述の蒸気と伝熱面間に形成される薄液膜の形成とその維持による熱伝達の促進によることを説明した。前報⁽³⁾におけるぬれ性の良好な酸化チタンコート面上の各間隙における沸騰曲線の測定結果

をまとめなおしたものを図 1 に示す。マイクロチャネルにおける沸騰・蒸発形式は上記の生成蒸気による間欠的な薄液膜生成による“薄液膜支配領域”とチャネル入口部において液が前進・後退を周期的に示し、出口側部分ではドライアウトを生じる“ドライアウト出現領域”に区分され、その境界が破線で示されている。マイクロチャネル間隙が 0.5 mm 以下のいずれの場合においても、熱流束の限界値はドライアウト出現領域にて現れ、それらの約 70~80 %前後まで薄液膜支配領域が持続する。したがって、マイクロチャネル沸騰系においては薄液膜支配領域が広い範囲において主要な伝熱形態となっていることがわかる。また、例えば Fujita ら⁽²⁾と同様に、比較的過熱度の低い領域においては間隙が狭いほど高い熱伝達率値となるが、過熱度の増大とともに逆転する傾向を示すことがわかる。以上から、マイクロチャネル式蒸発器における伝熱機構・特性の理解のためには、薄液膜挙動の解明が必須であることが確認される。

一方、Cooper - Lloyd⁽⁴⁾は、低圧系の核沸騰において比較的寸法の大きな蒸気泡を生成させ、伝熱面の温度変化などから薄液膜厚さを実験的に推測するとともに、流体力学的モデルを提案することにより薄液膜厚さを予測している。また、より一般的な薄液膜の蒸発現象に関して、分子間力を考慮に入れたマイクロレベルでの理論的モデルの蒸発特性への適用などが近年提案されており^(5,6)、蒸発面で形成されやすい液体メニスカスから薄液膜領域までを含めた拡張メニ

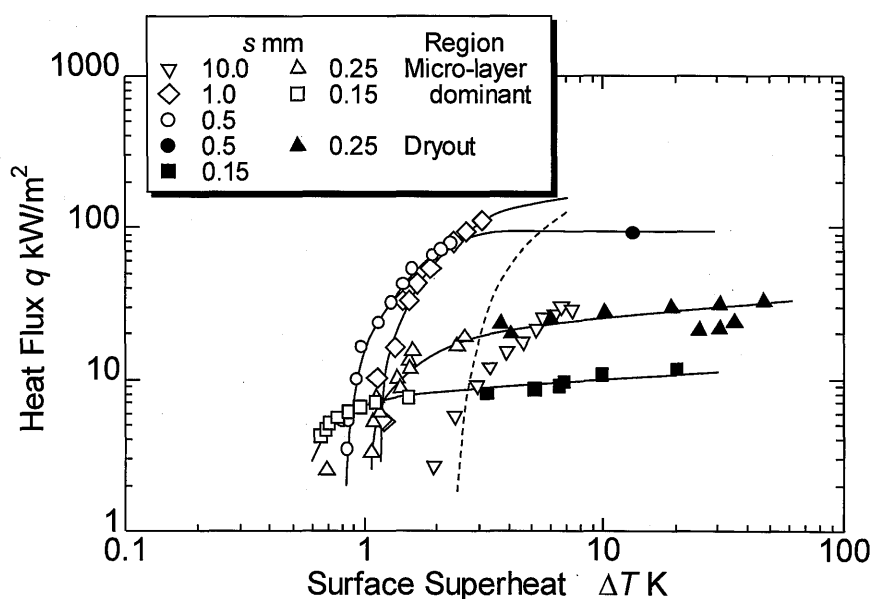


Fig.1 Effect of gap sizes on boiling curves on titanium oxide-coated surface

スカス領域における薄液膜蒸発に関する研究が進展している。しかし、本研究の対象とするマイクロチャネル沸騰系では、伝熱面上に形成される薄液膜の厚さ分布あるいは時間変化挙動が重要な役割を演じるにもかかわらず、薄液膜厚さに関する十分な情報は得られていない。したがって、薄液膜のそれらの事項に関する実証的検討を行うことは価値が高いものと考えられる。

以上述べたように、本研究では前報⁽³⁾の結果をふまえて、薄液膜厚さ測定および蒸気泡生成・成長過程の観測を行い、薄液膜挙動と沸騰条件との関係について検討をおこなう。ミクロンオーダーの非常に薄い液膜が比較的高速にて生成・変化すると考えられるため、その厚さ測定には非接触・高応答性を有する測定系を用いることが望ましい。ここでは、マイクロチャネル実験装置を光学測定に適合するように工夫し、著者らの一部^(7,8)がこれまで用いてきた赤外レーザ消光法の適用可能な構造とした。

I-2 実験装置および方法

図2 (a)に示すように実験装置はマイクロチャネル沸騰実験系およびレーザ計測系からなり、沸騰装置がレーザ発信器と検出器の間に位置する。図2 (b)に示される沸騰実験装置の構成はマイクロチャネル部を除いて前報と同様であるので、ここでは要点を記す。マイクロチャネル実験装置の上流に設けられた大気開放の水槽と加熱槽により、マイクロチャネル部の液面高さは一定に保たれ、沸騰脱気した温水がマイクロチャネルへ供給される。マイクロチャネルおよび加熱槽からの生成蒸気は凝縮器を経て水槽に戻される。図2 (c)にマイクロチャネル部の詳細を示した。主として赤外レーザ光の透過しやすい石英ガラスにより製作されている。マイクロチャネル間隙部は対称に配置された2枚の石英ガラス伝熱板により挟まれている。さらに、その両外側の石英ガラス板により伝熱板との間に加熱用高温空気を通すための流路が作られている。高さ137 mmの加熱流路中央の82 mmを狭流路として熱伝達を高めることにより、その部分が実質的な加熱面となっている。流路幅は45 mmに設定されている。入口部の空気温度を110~300 °Cの範囲で変化させることにより加熱強度を調節した。伝熱板上の発泡点の位置を定めるため、高さ方向中央から下方12 mmの位置に直径約30 μmのキャビティを設けている。また、ガラス伝熱板の高さ方向の中心線に対して上下10 mmの位置に片側2組ずつの計4カ所に温度および熱流束測定用の熱電対を設置した。すなわち、それぞれの設置箇所において、距離2 mmの異なる深さ位置にあけられたφ0.30 mmの細孔に外径0.25 mmのシース熱電対が挿入されている。なお、本測定に用いた伝熱板である石英ガラス上の純水の接触角は測定の結果約26°であり、また、間隙0.15 mmにおけるマイクロチャ

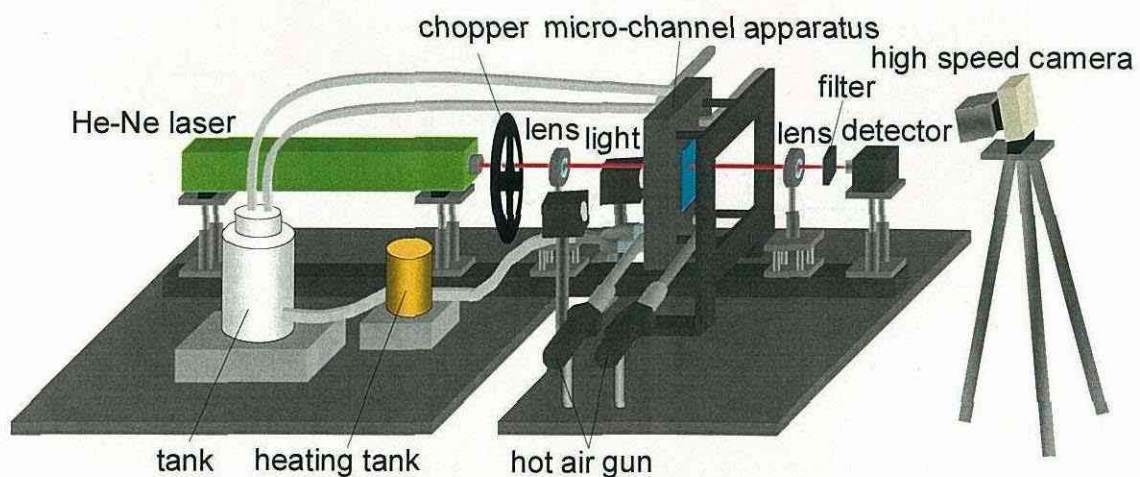
ネル部間隙寸法をプラスチックゲージで測定した結果 0.147 ~ 0.158 mm の範囲にあった。したがって、伝熱板は十分な親水性をもつとともにマイクロチャネル間隙は一様かつ設定値に対して十分な精度を有していることが確認される。

図 2(a) のように、ヘリウムネオンレーザ発信器から射出される直径 3 mm, 波長 3.39 μm の赤外光はチョッパ, 平凸レンズを経て直径 0.6 mm に絞られマイクロチャネル部を通過する。その後, 凸レンズ, 光学フィルタを介してセレン化鉛製光導電素子を使用した受光面 3 \times 3 mm² の検出器に取り込まれる。その信号は高速度カメラで収録した画像と同期して記録される。発泡位置と測定位置距離を変えるため, 入射光の加熱面に対する相対位置を調節できる構造になっている。

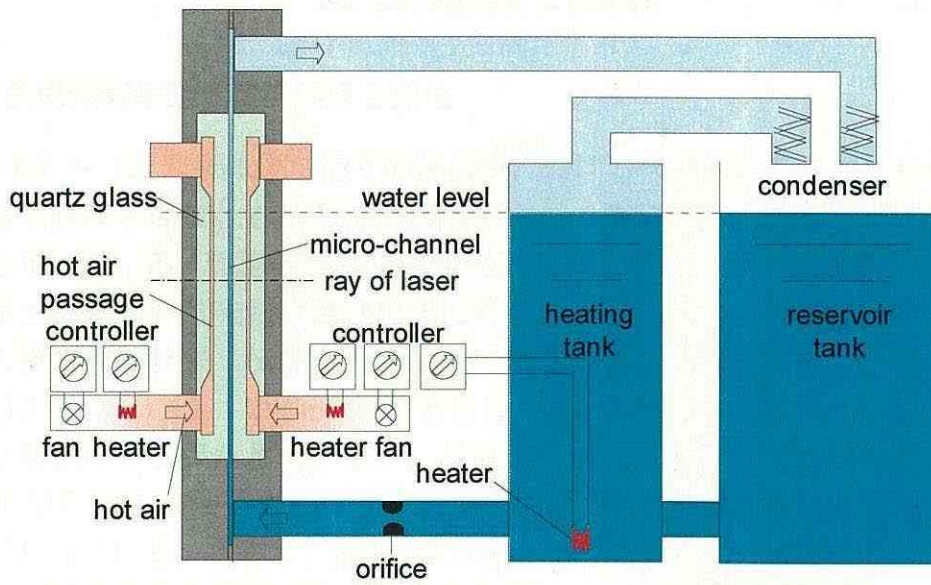
本測定におけるレーザ消光法においては, マイクロチャネルに蒸気だけの入っている状態の検出器入射光強度を I_0 , マイクロチャネル内に薄液膜等の存在する測定時の値を I として, 式 (1) の Lambert の法則に基づいて液膜厚さが求められる。

$$\delta = -(1/A) \ln(I/I_0) \quad (1)$$

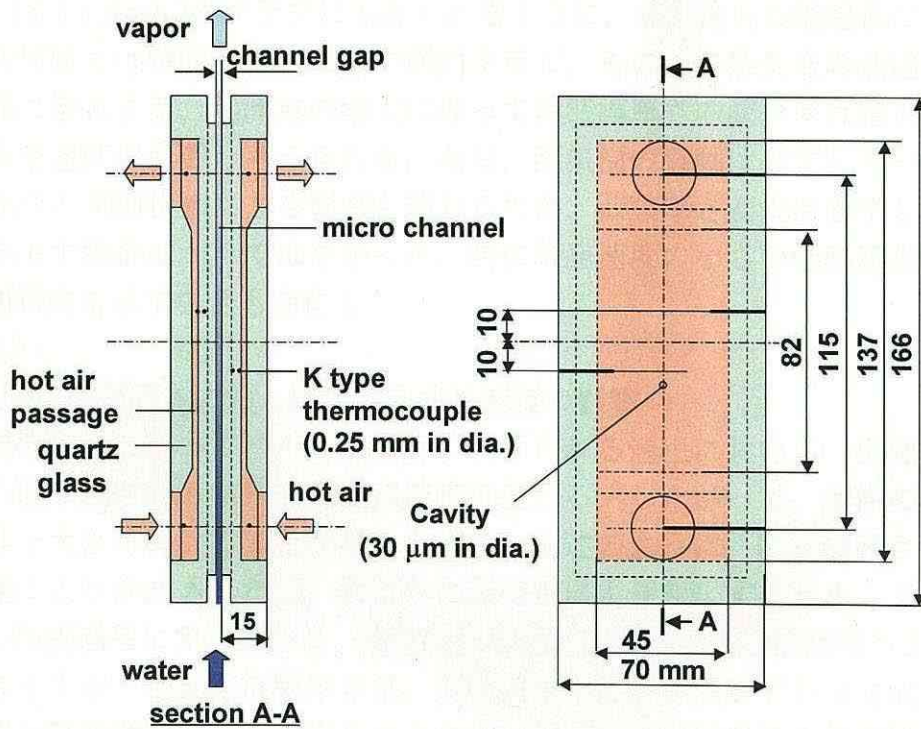
ここで, δ および A はそれぞれ液膜厚さおよび消光係数を表している。水の消光係数は文献 (7) によった。ここで, 測定精度に関しては文献(7)で行った検討が適用され, 本研究の水膜厚さ約 2 ~ 30 μm の範囲において I/I_0 の値はほぼ 0.2 ~ 0.9 程度の値となり, 十分な精度の測定が可能である。



(a) Whole system



(b) Micro-channel boiling system



(c) Details of micro-channel and heating plates

Fig.2 Experimental apparatus

I-3 実験結果および考察

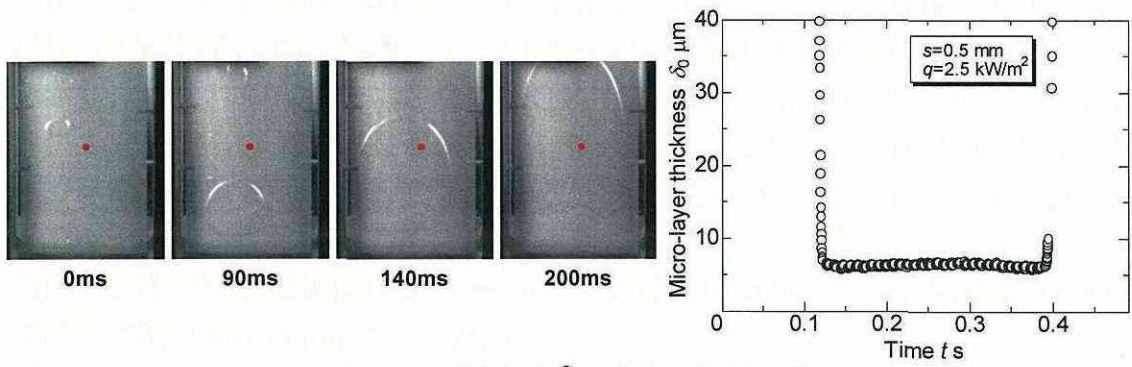
I-3-1 生成蒸気挙動と薄液膜厚さ変化

図3 (a) ~ (c) に異なる3通りの熱流束における代表的な蒸気泡成長過程の様相と薄液膜厚さの変化を示した。画像の中央の●印は薄液膜厚さレーザ測定の位置を示している。気泡先端がレーザ測定点まで達した後に薄液膜が形成され、その厚さに対応する光強度が検出器に記録される。いずれの場合にも蒸気泡は急速に横方向に拡張し伝熱面上を覆ってゆく様子が確認される。比較的低熱流束の図3 (a) の $q = 2.5 \text{ kW/m}^2$ の場合には、液中を進行する蒸気泡の先端はなめらかな形状のまま保たれているが、熱流束の増加により気泡先端の進行速度が増大する図3 (b) の $q = 4.5 \text{ kW/m}^2$ においては、蒸気泡の進行にともなって先端形状が乱れている。さらに、熱流束の大きい図3 (c) においては、乱れた形状の蒸気泡先端が通過した後に液膜厚さが不均一になっている様子が現れている。ほぼ伝熱面全面に蒸気泡が拡大した後に、蒸気は比較的ゆっくりと上部へ移動してゆく。測定位置における蒸気泡存在時間の熱流束依存性は弱く、いずれの場合もほぼ 300~500 ms 程度であった。

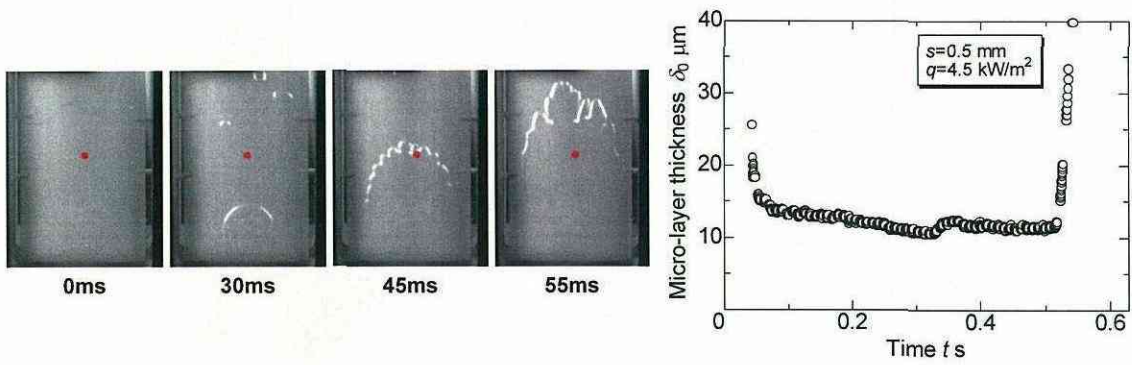
一方、図3 (a)~(c)のグラフにもみられるように、蒸気泡先端通過後に形成される薄液膜厚さは時間とともに減少傾向を示し、その後に蒸気泡の通過終了により急激に増大する。熱流束の増大に伴って薄液膜厚さの減少率は増大した。これは蒸発速度の影響と考えられる。なお、蒸気泡の移動は必ずしも一定ではなく、気液の運動状態による影響も加わるため、液膜厚さ変化は必ずしも一定の傾向を示す場合ばかりではなかった。特に蒸発速度の小さい低熱流束域では逆に増加傾向を示す場合も存在した。

I-3-2 初期薄液膜厚さにおよぼす気泡成長速度の影響

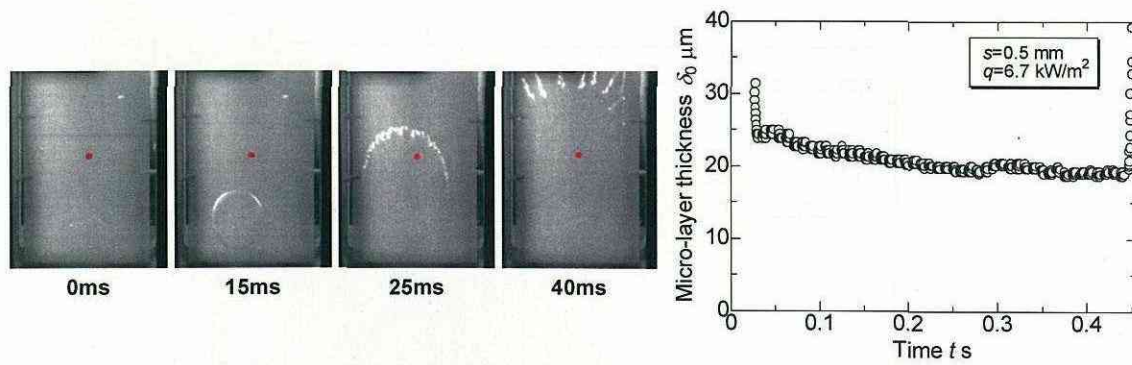
蒸気泡の成長によってバルク液が押し分けられる過程において、伝熱面近傍に液体が取り残される結果として薄液膜は生じる。したがって、気泡の移動速度の影響を大きく受けることが考えられる。前述のように、薄液膜厚さは蒸気泡の到達により形成された後、ただちに蒸発等により変化するため、ここでは薄液膜の形成過程に焦点を絞り、蒸気泡先端通過直後の初期薄液膜厚さ δ_0 を検討の対象とする。初期薄液膜厚さは、蒸発現象の影響を受けず蒸気泡成長過程の力学的な気液挙動により規定されるため、薄液膜挙動に関する基本量と考えることができる。ぬれ性の良好な伝熱面上における初期薄液膜厚さは、気泡によるバルク液の排除、蒸気泡内の圧力による押しつぶし効果、あるいは初期泡生成時の液膜形状の下流側への影響などに依存する可能性が考えられる。したがって、ここでは測定位置における蒸気泡先端通過時の局所速度 V_L および気



(a) $q = 2.5 \text{ kW/m}^2$ and $V_L = 0.38 \text{ m/s}$



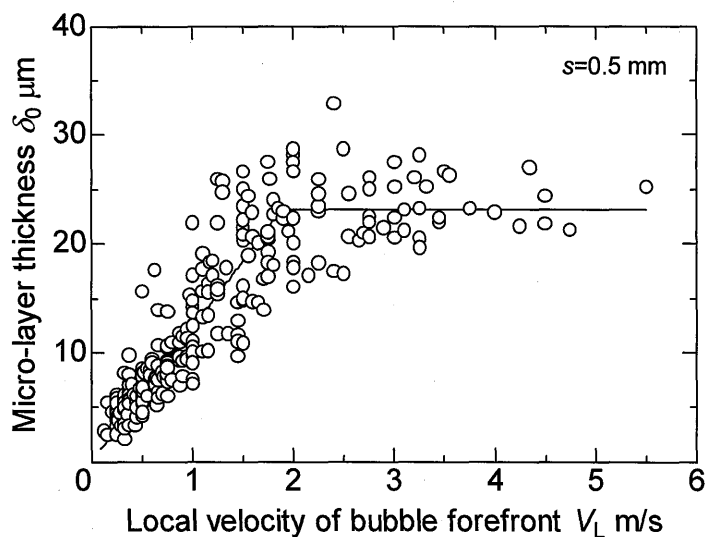
(b) $q = 4.5 \text{ kW/m}^2$ and $V_L = 1.8 \text{ m/s}$



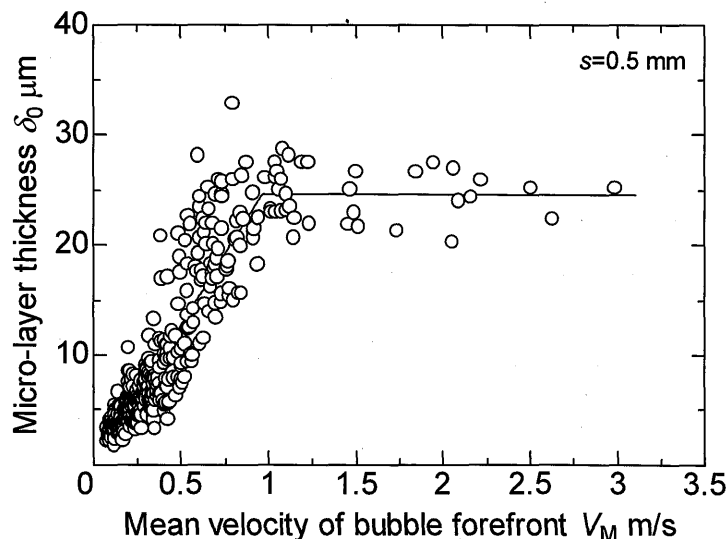
(c) $q = 6.7 \text{ kW/m}^2$ and $V_L = 2.8 \text{ m/s}$

Fig.3 Aspect of bubble growth and variation of micro-layer thickness for $s = 0.5 \text{ mm}$

泡生成から測定位置へ到達するまでの平均速度 V_M の2種類の気泡成長速度を採用した. 図4 (a), (b) に間隙 $s = 0.5 \text{ mm}$ における蒸気泡の両速度に対する薄液膜厚さの関係をそれぞれ示した. 初期薄液膜厚さは気泡通過速度に強い依存性を示し, いずれの気泡先端速度の場合にも定性的に類似の傾向を示した. 速度の小さい側から, 気泡成長速度に対して直線的に変化する“直線的増加領域”と, ほぼ一定値を示す“一定厚さ領域”に区分される. その境界は局所速度 V_L が 2 m/s あるいは平均速度 V_M が 1 m/s 前後であった. 直線的増加領域では, 初期薄液膜厚さの測定値はほぼ $2 \sim 30 \mu\text{m}$ の範囲にあり, 一定厚さ領域の初期薄液膜厚さ δ_0 は約 $24 \mu\text{m}$ であった.



(a) Micro-layer thickness and local velocity



(b) Micro-layer thickness and mean velocity

Fig.4 Micro-layer thickness and velocity of bubble forefront for $s = 0.5 \text{ mm}$

I-3-3 初期薄液膜厚さにおよぼす間隙寸法の影響

図5は3種類の間隙 $s = 0.5, 0.3, 0.15$ mm における気泡先端速度に対する初期薄液膜厚さ変化を示している. いずれの間隙においても, 図4(a) に示した $s = 0.5$ mm の場合と類似の傾向を示した. すなわち, 0.3 および 0.15 mm においても, 気泡通過速度 V_L が $s = 0.5$ mm と同様に約 2 m/s の前後において気泡通過速度に対する初期薄液膜厚さの変化傾向が異なる結果を示した. また, 初期薄液膜厚さは間隙寸法に顕著な影響を受け, 間隙が狭くなるにしたがって減少した. 初期薄液膜厚さの一定領域において, $s = 0.5, 0.3, 0.15$ mm に対応してそれぞれ $\delta_0 = 24, 18, 9$ μm であった.

なおこの特性は, 図1にみられるような, マイクロチャネル間隙が狭いほど低過熱度域における熱流束が大きく, また限界熱流束が低いことを説明する主要なメカニズムと考えられる. すなわち, 薄液膜支配領域において, より狭い間隙の薄液膜厚さはより薄く, より急な温度勾配が現れるため蒸発速度が増加し, その結果として高い沸騰熱伝達を可能にする. 一方, 熱流束が増大すると, 薄い液膜厚さはより短時間で消失しドライアウト出現領域への移行が早まり, 限界熱流束の低下を迎えると推察される.

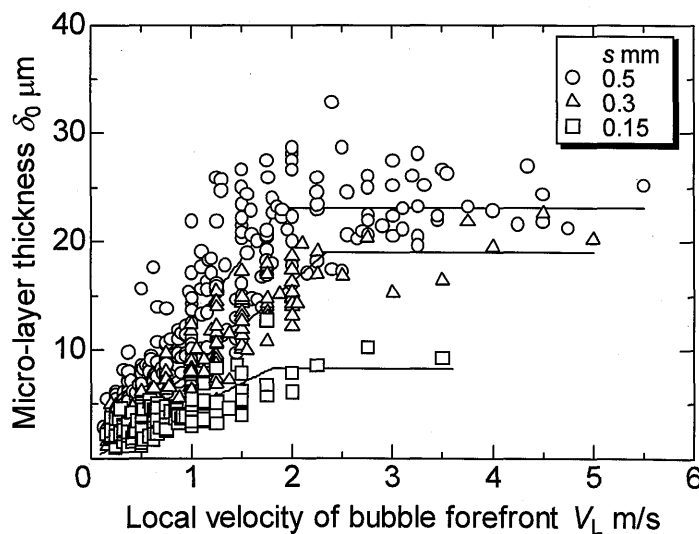


Fig.5 Micro-layer thickness and velocity of bubble forefront for $s = 0.15, 0.3$ and 0.5 mm

I-3-4 初期薄液膜厚さにおよぼす他の因子の影響

初期薄液膜厚さにおよぼす他の影響因子として、まずここでは熱流束と気泡生成位置からの距離について見てみる。図 6 (a), ~ (c) は $s = 0.5, 0.3, 0.15$ mm における、初期薄液膜厚さに対する熱流束の影響を検討したもので、いずれの条件においても、それぞれ 4 通りの熱流束範囲に区分して示している。いずれの図においても、初期薄液膜厚さの熱流束による差異は認められず、薄液膜の形成は力学的な気液の挙動によって決められることを示している。

図 7 (a) ~ (c) は 3 通りの間隙において、それぞれ 6 通りに区分された気泡先端速度をパラメータとして、初期薄液膜厚さ δ_0 に対する気泡生成点からの距離 D の影響を示している。まず、各間隙についてデータの印に無関係に全体的に見てみると、距離 D に対して初期薄液膜厚さは増加する傾向を示している。実線はそれぞれの気泡速度条件ごとに最小自乗法による直線をあてはめたものである。それぞれの気泡速度範囲においては、初期薄液膜厚さの発泡点からの距離に対する依存性はあまり強くなく、一定あるいは弱い増加傾向を示すことが確認できる。以上から、初期薄液膜厚さを決定する主要な因子は間隙寸法と気泡成長速度であることが結論される。

I-3-5 初期薄液膜厚さ分布に関する検討

間隙 0.5 mm における 3 通りの熱流束について、気泡生成位置からの距離 D に対する代表的な気泡先端速度変化を図 8 (a) に示した。蒸気泡の先端速度は成長とともに増加することがわかる。それらの距離に対する気泡先端速度の測定値と図 7 の速度、距離および液膜厚さの関係から距離に対する初期液膜厚さ分布を計算した結果が図 8 (b) である。熱流束の増大にともなう気泡先端速度の増加により初期液膜厚さが増大傾向を示し、距離 10 ~ 60 mm において、初期薄液膜厚さの値は 4 ~ 24 μm である。また、図 8 (a) に示した距離に対する気泡先端速度の増加傾向に対応して、初期液膜厚さも増大の傾向を示す。熱流束の小さい場合には図 4 (a) の初期薄液膜一定厚さ領域に対応する蒸気泡先端速度に達しないため、初期液膜厚さは距離に対して単調に増大する。しかし、熱流束が増大すると、液膜厚さの一定領域が距離の大きな領域で現れ始め、熱流束が大きくなるほど短い距離から液膜厚さが一定になる。○印は、熱流束の限界に近い領域における、乾き領域の進行速度の測定結果および薄液膜の蒸発速度の解析をもとに求められた甲藤・横谷⁽¹⁾による薄液膜厚さの計算結果を示している。熱流束および伝熱面寸法が異なることにより距離の範囲は異なっているが、本測定の範囲内において、熱流束の増加に対して薄液膜厚さの増加率は減じるとともに小さな距離から一定厚さ領域に達することを考慮すると、本研究の結果と傾向がよく一致しているものと考えられる。

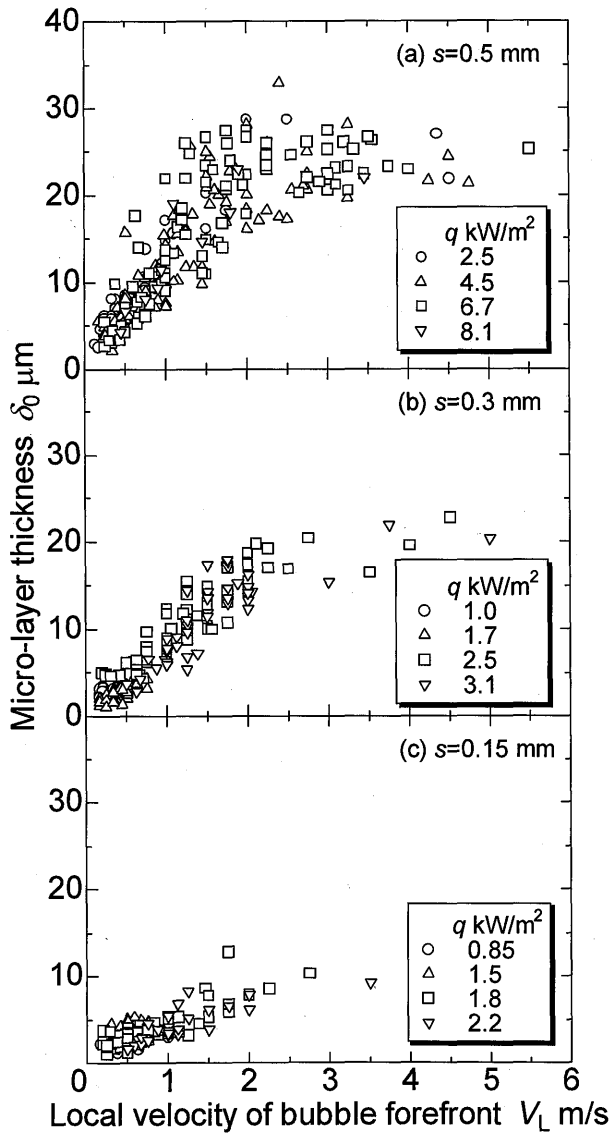


Fig.6 Effect of heat flux on micro-layer thickness

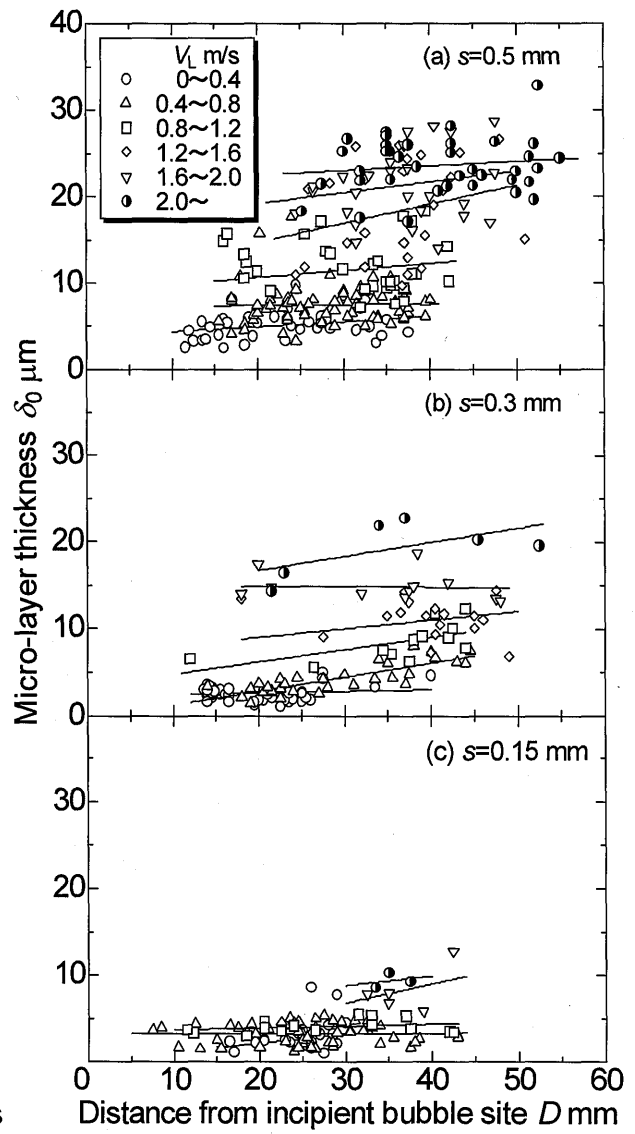
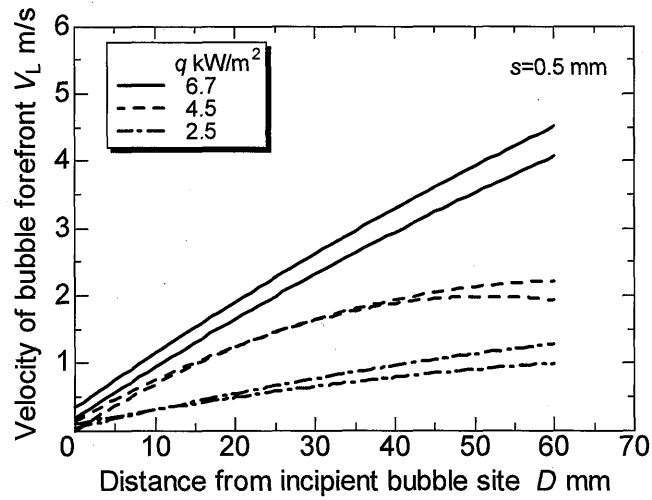
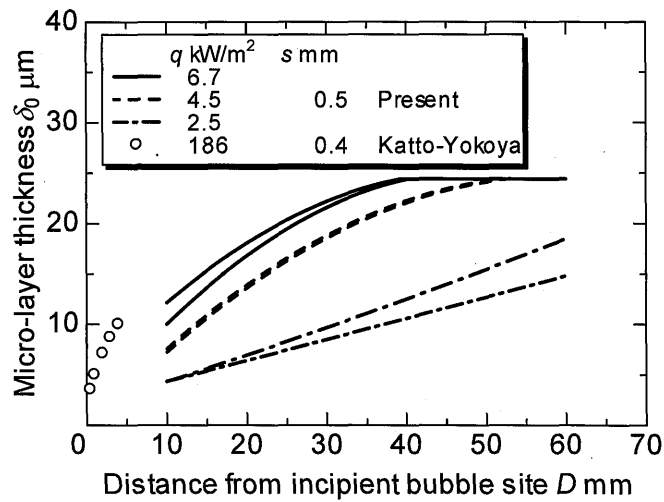


Fig.7 Micro-layer thickness and distance from incipient site of bubble



(a) Velocity of bubble forefront and distance from bubble incipient site



(b) Initial micro-layer thickness and distance from bubble incipient site

Fig.8 Distribution of initial micro-layer thickness for $s = 0.5$ mm

図 9 はプール核沸騰における初期薄液膜厚さを扱った代表的な研究として、式(2)の Cooper-Lloyd⁽⁴⁾と本研究の結果を比較したものである。

$$\delta_0 = 0.8\sqrt{vt_g} = 0.8\sqrt{v\frac{D}{V_M}} \quad (2)$$

ここで、 t_g 、 v および V_M は、それぞれ気泡の発泡位置から D 離れた位置に達するまでの時間、動粘性係数および D までの平均速度を表している。 D がおお

よそ 2 ~ 10 mm, V_m が 1 ~ 3 m/s の範囲では初期薄液膜厚さは双方とも類似の値を示しているが, 気泡先端速度 V_M に対する依存性が逆の傾向を示している点が大きく異なっている. なお, 本研究の制限流路内とプール沸騰の気泡成長では, 系が異なるため単純な比較は難しく, このような差異についてはさらに検討を要する.

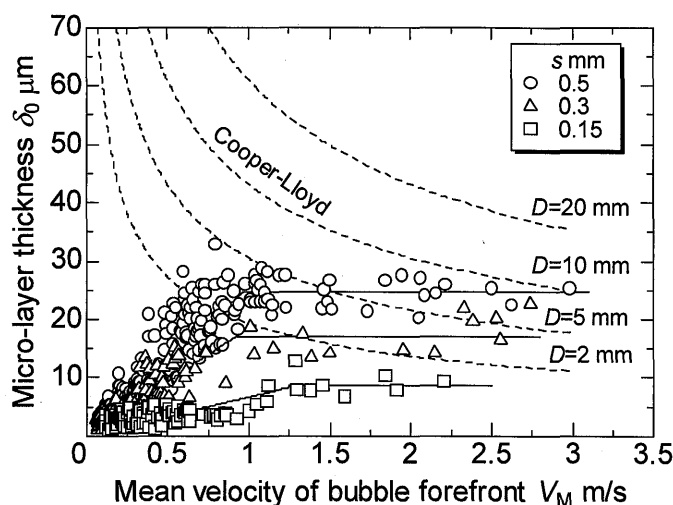


Fig.9 Comparison between Cooper-Lloyd⁽⁴⁾ and the result on micro-layer thickness

I-4 結論

マイクロチャネル式蒸気発生器の沸騰熱伝達特性を明らかにするために重要な, 蒸気泡と伝熱面間に形成される薄液膜厚さのレーザ消光法による光学非接触測定を, マイクロチャネル間隙寸法 0.5, 0.3, 0.15 mm について行った. 薄液膜厚さの挙動および構造について以下の結果が得られた.

- (1) 初期薄液膜厚さを決定する主要因子はマイクロチャネル間隙寸法と気泡成長速度である.
- (2) マイクロチャネル間隙の減少に伴い初期薄液膜は薄くなる傾向を示した.
- (3) 気泡先端速度に対する初期薄液膜厚さ変化は, いずれの間隙においても, 先端速度の低い側から単調に増加する“直線的増加領域”と, 気泡先端が約 2 m/s 以上で現れる“一定厚さ領域”に区分される. 初期薄液膜厚さは, 「直線的増加領域」にて 1~2 μm 程度から始まり, 「一定厚さ領域」において, 間隙寸法 0.5~0.15 mm に対応して約 8 ~ 24 μm の範囲に達した.
- (4) 初期液膜厚さ分布は発泡点から位置が離れるにつれて厚くなる傾向を示し, 距離 10 ~ 60 mm において, 初期薄液膜厚さの値は 4 ~ 24 μm となった.

文 献

- (1) 甲藤好郎, 横谷定雄, 干渉版を加熱面に近づけた場合の核沸騰の実験的研究, 機論 (第2部), **32-238**, (1966), 948-958.
- (2) Fujita, Y., Ohta, H. and Uchida, S., Heat Transfer in Nucleate Boiling within a Vertical Narrow Space, JSME Int. J. Ser. II, **31-3**, (1988), 513-519.
- (3) 田崎豊, 宇高 義郎, マイクロチャンネル式蒸発器における表面性状の沸騰熱伝達に及ぼす影響, 機論(B), **70-691**, (2004) pp.737-743
- (4) Cooper, M. G. and Lloyd, A. J. P., The Microlayer in Nucleate Pool Boiling, Int. J. Heat Mass Transfer, **12**, (1969), pp. 895-913.
- (5) Wayner Jr, P. C., Intermolecular Forces in Phase-Change Heat Transfer: Kern Award Review, AIChE Journal, (1998)
- (6) Stephan, P., Microscale Evaporative Heat Transfer: Modeling and Experimental Validation, Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf., (2002).
- (7) 宇高 義郎, 西川哲治, レーザー吸光法による濃度差マランゴニ凝縮過程における凝縮液膜厚さの非定常測定 (測定結果とその検討), 機論(B), **68-672** (2002) pp. 2292~2299.
- (8) Utaka, Y. and Nishikawa, T., Measurement of Condensate Film Thickness for Solutal Marangoni Condensation Applying Laser Extinction Method, J. Enhanced Heat Transfer, **10-.2**, (2003) pp.119-129.

Part II

狭隘間隙ミニチャネル沸騰系における 薄液膜構造と伝熱特性

II-1 はじめに

一般に沸騰現象は、気泡生成に関わる性質、気泡成長・離脱にともなうバルク液、生成蒸気、および蒸気と伝熱面の間に形成される薄液膜等の挙動が非定常的に複雑に影響し合う結果として伝熱特性が決定される。本研究の対象とする平行な平面伝熱面間の狭間隙からなるミニチャンネル制限空間内で沸騰が生じる場合には、蒸気泡は両壁面に押しつぶされることにより扁平形状のまま急速に伝熱壁面上に拡がる。そのことに対応して蒸気泡・壁面間に形成される薄液膜の蒸発速度が、伝熱量を決定するための特に重要な役割をもつことになる。

このように狭隘間隙ミニチャンネル内の沸騰現象は、プール沸騰とは伝熱形式あるいは特性において質的・量的な相違点が存在し、それらに関して甲藤・横谷⁽¹⁾および Fujita ら⁽²⁾により報告されている。また田崎・宇高⁽³⁾は、一様熱流束条件下で、高さ 102mm、幅 50mm の銅製伝熱面とガラス板からなる狭隘壁間ミニチャンネルにおける伝熱測定および生成蒸気挙動の観測を行った。ミニチャンネル式蒸気発生器における伝熱表面のぬれ性、間隙寸法と伝熱特性の関係について実験的に検討し、それらが熱伝達特性を支配する主要な因子であることを示した。図 1 に、その結果の一部である、間隙寸法をパラメータとしたぬれ性面上の沸騰曲線を示した。ミニチャンネルにおける沸騰・蒸発形式は生成蒸気による間欠的な薄液膜形成による“薄液膜支配領域”とチャンネル入口部において液が前進・後退を周期的に示し、それより出口側部分ではドライアウトを生じる“ドライアウト出現領域”に区分される。その境界が破線で示されている。ミニチャンネル間隙が 0.5 mm 以下のいずれの場合においても、熱流束の限界値はドライアウト出現領域において現れ、それらの約 70~80 %前後まで薄液膜支配領域が持続する。したがって、狭隘間隙ミニチャンネル沸騰においては薄液膜支配領域が広い範囲にわたって主要な伝熱形態である。伝熱面上に形成される薄液膜の厚さや蒸発による厚さ変化の影響が伝熱特性に極めて重要な役割を果たしていることが推測できる。しかし、実際に薄液膜厚さを直接測定した従来例は見当たらなかった。著者らの前報⁽⁴⁾では、狭隘間隙ミニチャンネル内沸騰の伝熱特性を支配する主要因と考えられる薄液膜構造を解明する目的で、レーザー消光法を適用し、薄液膜厚さの測定を行った。図 2 に、観測用ミニチャンネル沸騰装置およびレーザー測定系から構成される実験装置全体の概略を示す。蒸気泡生成・成長過程の観測の結果として、気泡と加熱面との間に形成される初期薄液膜厚さを決定する主要な因子は気泡成長速度と間隙寸法であることを実証した。

本研究は、既報の狭隘間隙ミニチャンネル沸騰系における熱伝達の特性と沸騰様相の観測⁽³⁾および蒸気泡と伝熱面上に形成される薄液膜の挙動の観測結果⁽⁴⁾を基に議論を進める。はじめに、気泡生成位置、気泡先端速度と気泡生成点か

らの距離の関係，液充満期間と薄液膜期間から構成される気泡生成周期と熱流束の関係など，解析の前提となる諸量の特性を明らかにする．さらに，それらを基に狭隘間隙ミニチャンネル沸騰の伝熱特性について検討を行うことを目的としている．

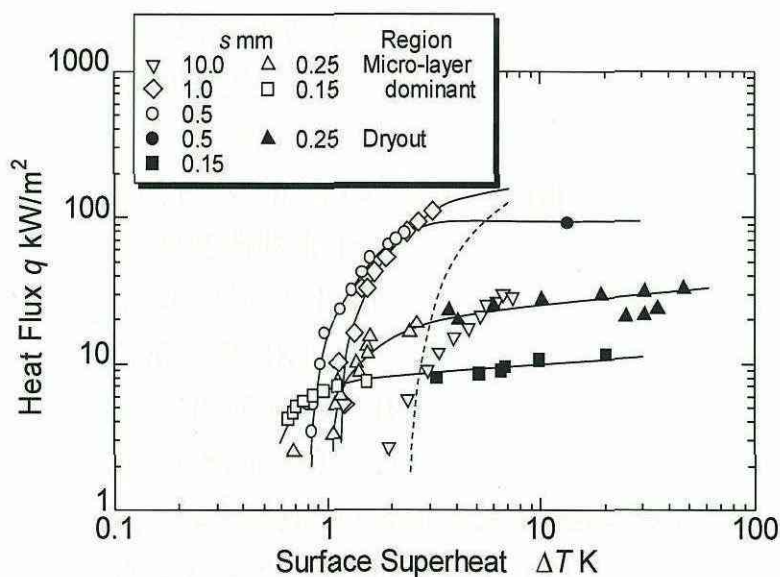


Fig.1 Effect of gap sizes on boiling curves on titanium oxide-coated surface

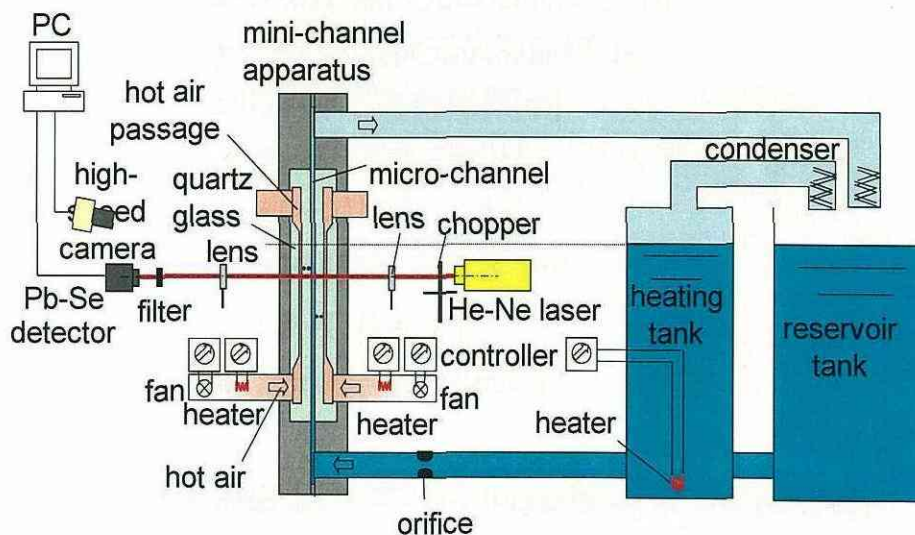


Fig.2 Outline of whole experimental system

II-2 記号

- D : 気泡生成点からの距離 [m]
 H : 伝熱面高さ [m]
 L : 蒸発潜熱 [J/kg]
 q : 平均熱流束 [W/m^2]
 s : 間隙寸法 [m]
 t : 時間 [s]
 t : 薄液膜形成後の経過時間 [s]
 t_L : 液充満期間 [s]
 t_M : 薄液膜期間 [s]
 T : 液温度 [K]
 T_0 : 飽和蒸気温度 [K]
 T_W : 伝熱面温度 [K]
 T_{WE} : 薄液膜期間の最終伝熱面温度 [K]
 $\Delta T = T_W - T_0$: 伝熱面過熱度 [K]
 v : 液膜厚さ減少速度 [m/s]
 V_L : 局所気泡先端速度 [m/s]
 W : 伝熱面幅 [m]
 $x^* = x/H$: 無次元伝熱面高さ [-]
 $y^* = y/W$: 無次元伝熱面幅 [-]
 z : 間隙厚さ方向座標 [m]
 α : 温度伝導率 [m^2/s]
 δ : 薄液膜厚さ [m]
 δ_0 : 初期薄液膜厚さ [m]
 ρ_L : 密度 [kg/m^3]
 λ : 熱伝導率 [$\text{W}/(\text{mK})$]

II-3 狭隘間隙ミニチャネル沸騰系における薄液膜構造

ここでは前報⁽⁴⁾の薄液膜支配領域における薄液膜構造の検討結果の概要と新たに測定範囲を拡張した結果について述べる。図3はレーザー消光法を用いた薄液膜厚さ測

定結果のうち、3種類の間隙における気泡先端速度に対する初期薄液膜厚さ変化を示している。いずれの間隙においても、蒸気泡の通過する速度を表す気泡先端速度 V_L が約 2 m/s の前後を境にして、気泡通過速度に対する初期薄液膜厚さの変化傾向が異なる結果を示した。また、初期薄液膜厚さは間隙寸法に顕著な影響を受け、間隙が狭くなるにしたがって減少した。図 4 (a)~(c) はそれぞれの間隙における気泡先端通過直後に形成される初期薄液膜厚さ δ_0 に対する気泡生成点からの距離 D の影響を示している。前報⁽⁴⁾では D の測定範囲は 10mm 程度以上であったものを、ここでは適用可能な範囲を拡大する目的で概ね 5~10mm の領域の測定結果を新たに加えている。図 3 においても対応するデータが加えられている。それぞれの気泡速度範囲においては、 D に対する依存性は小さく、初期液膜厚さは一定あるいは弱い増加傾向を示すことが確認できる。したがって、初期薄液膜厚さを決定する主要な因子は間隙寸法と気泡成長速度であることが結論される。

以上の結果を基に、代表的な熱流束条件における薄液膜厚さ構造を求めた。間隙 0.5 mm における 3 通りの熱流束における典型的な気泡先端速度変化例の場合について計算される伝熱面上に形成される初期液膜厚さ δ_0 の分布を図 5 に示した。いずれの間隙においても D の増加に伴って、1~2 μm から 10~20 μm 程度の δ_0 が存在することがわかる。熱流束の増大にともなう気泡先端速度の増加により δ_0 が増大する傾向を示した。また、気泡生成位置からの距離 D の増大にともなう気泡先端速度の増加に対応して初期液膜厚さも増大の傾向を示した。

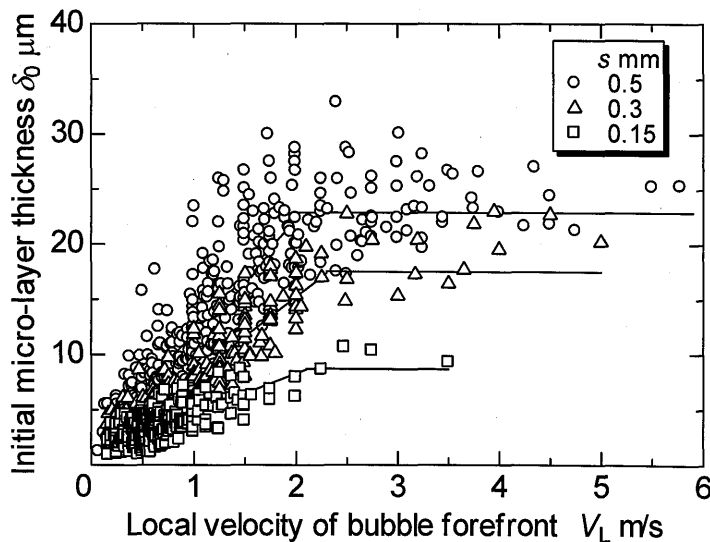


Fig.3 Velocity of bubble forefront and distance from incipient bubble site

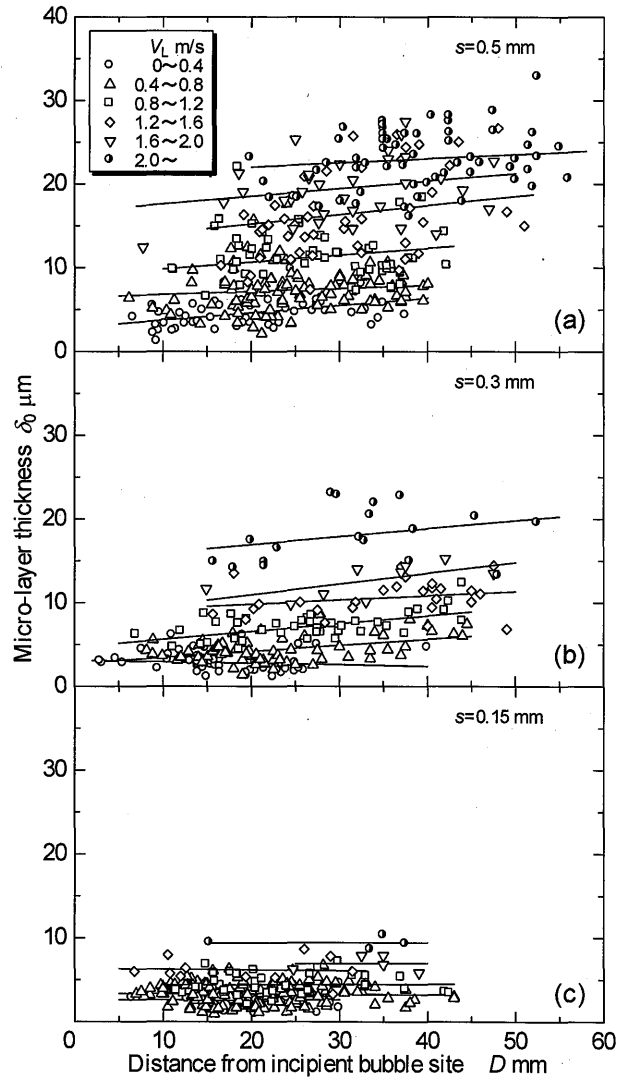


Fig.4 Effects of distance from incipient bubble site and velocity of bubble forefront on initial micro-layer thickness

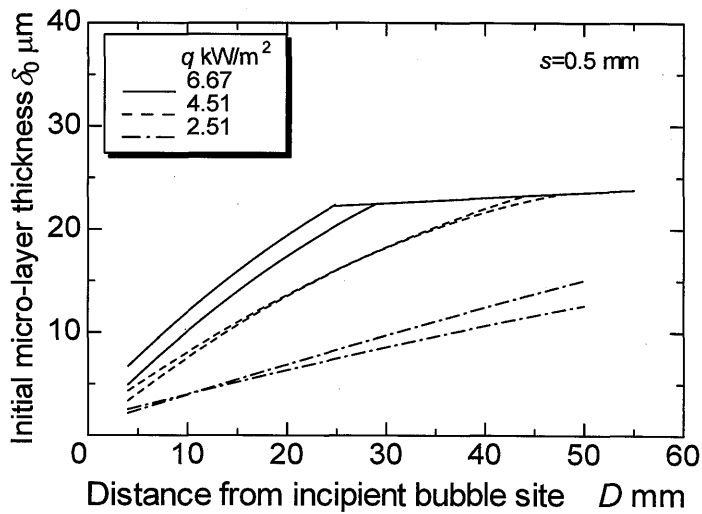


Fig. 5 Distribution of initial micro-layer thickness on heat transfer surface

II-4 薄液膜構造に基づく伝熱特性の検討

II-4-1 薄液膜支配領域における現象の特徴と伝熱特性解析方法

前述のように、薄液膜支配領域が狭隘間隙ミニチャンネル沸騰においては主要な伝熱形態となっていることから、本研究では第3章に一部を示した前報⁽⁴⁾の薄液膜厚さに関する諸特性、および前々報⁽³⁾の薄液膜支配領域における伝熱測定とその過程で得られた実験撮影画像を用いて、代表例としてミニチャンネル間隙 0.5 mm について画像解析に基づく伝熱特性について検討を行う。なお、前々報⁽³⁾と前報⁽⁴⁾においては、測定目的に応じて測定部の材質等が異なるだけで、基本的には同一の測定系を用いているため、両者の結果を基に伝熱測定と薄液膜測定の双方の結果を比較することが可能である。

薄液膜支配領域は、間隙内が液で満たされている液充満期間と間隙に蒸気泡が形成されその下部の伝熱面上に薄液膜が存在している薄液膜期間の2種類の期間から構成され、それらの期間が交互に繰り返し生起する。また、そのうちの薄液膜期間は、液充満期間から気泡生成・成長により伝熱面上に形成される初形成薄液膜と、その後の気液の複雑な動的挙動にともなう液スラグの移動により再び形成される再形成薄液膜の2種類が存在する。

以上のような薄液膜支配領域における蒸発機構と伝熱特性を検討するために、ミニチャンネル内沸騰現象を次のようにモデル化する。加熱条件として、より厳密にはさらに検討を要するが、ここでは熱流束一定条件を採用する。

- (1) 気泡生成周期は液充満期間 t_L と薄液膜期間 t_M の和である。
- (2) 薄液膜期間は1回の初形成薄液膜と再形成薄液膜の存在する期間から構成される。
- (3) 気泡は定位置から発泡し、その位置は熱流束の関数とする。
- (4) 気泡成長速度は熱流束の関数とする。
- (5) 以上の気泡生成周期、液充満期間、薄液膜期間、初形成薄液膜期間、再形成薄液膜期間、発泡位置および気泡成長速度としては、測定の全期間にわたる全データの平均値を用いる。

諸量の伝熱面平均値として、図6に示すように、前々報⁽³⁾の伝熱測定に用いた高さ $H=102\text{mm}$ 、幅 $W=50\text{mm}$ の伝熱面の流側から下流側へ3カ所（無次元位置 $x^*=0.20, 0.50, 0.80$ ）、各々スパン方向に3カ所（ $y^*=0.22, 0.5, 0.78$ ）の計9箇所の代表読み取り位置を設定し、それらにおける平均値を測定した。その結果、いずれの諸量に関しても y^* 方向の差異は小さかったため、 y^* 方向の平均値を採用し、 x^* 方向のみについて考慮する。

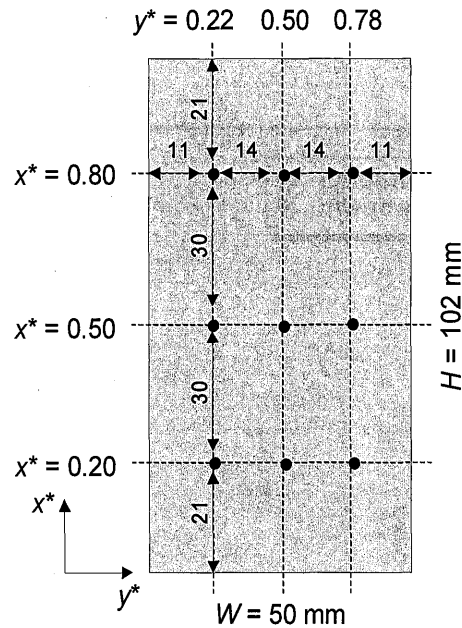


Fig.6 Measuring positions on the heat transfer surface

II-4-1-1 気泡生成位置と気泡先端速度の決定

実験画像より読み取った平均熱流束値毎の平均気泡生成位置とその位置から生成する気泡の平均気泡先端速度変化をそれぞれ図7および図8に示した。図7の○印は発生した気泡各々の生成位置で、●印がそれらの平均位置を表している。各熱流束において発泡位置の変化は比較的狭い範囲に存在し、概ね平均値で代表することの妥当性が確認される。また、図8の曲線は各々の熱流束条件下で画像より読み取った5~10通りの気泡先端速度変化の平均値を示している。気泡先端速度 V_L は、距離および熱流束の増大とともに単調に増加する傾向を示した。

これより気泡生成点からの距離 D における気泡先端速度 V_L が求まり、それらの値を図4の結果に適用すれば各位置 x^* における薄液膜期間の初期薄液膜厚さ δ_0 を求めることができる。ここで、任意の気泡先端速度における値は内挿により決定した。

II-4-1-2 液充満期間 t_L 、薄液膜期間 t_M の決定

液充満期間と薄液膜期間を画像撮影期間にわたって時系列的に計測した。図9に3通りの位置 x^* における液充満期間 t_L 、薄液膜期間 t_M の平均値と熱流束との関係を示した。 x^* の増加にともなって液充満期間は減少し、逆に薄液膜期間が増大する傾向を示した。また、熱流束の増大にともなって、液充満期間は大きく減少し薄液膜期間が長くなっている。これらの傾向は4.1.1節に示したように、気泡生成位置 x^* が熱流束の低下にともなって増大していることおよび重力の影響で生成気泡が上方に停留しやすい傾向を示すことによる。

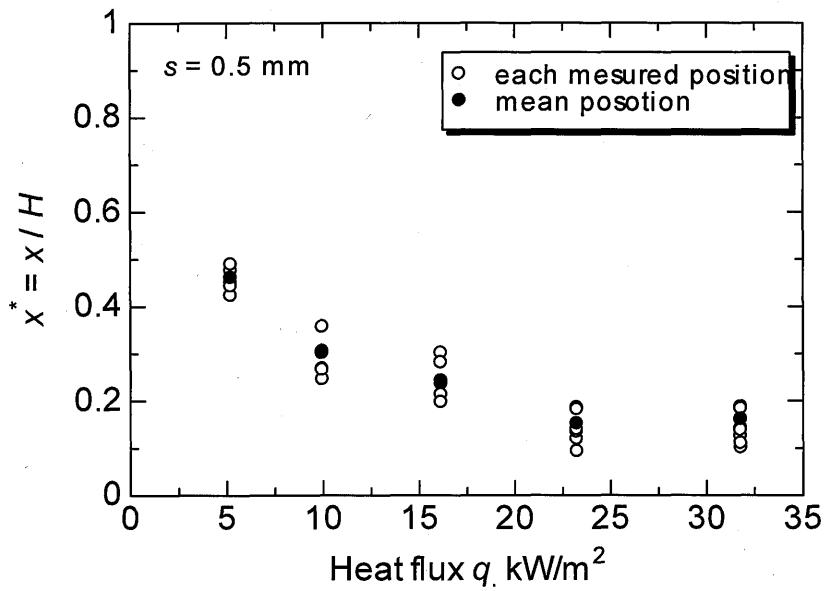


Fig.7 Positions of incipient bubble site

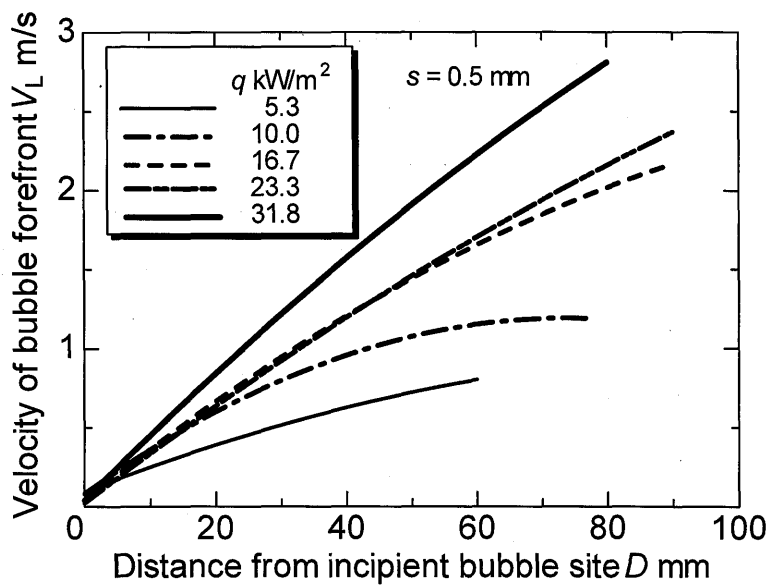


Fig.8 Mean velocity of bubble forefront and distance from incipient bubble site

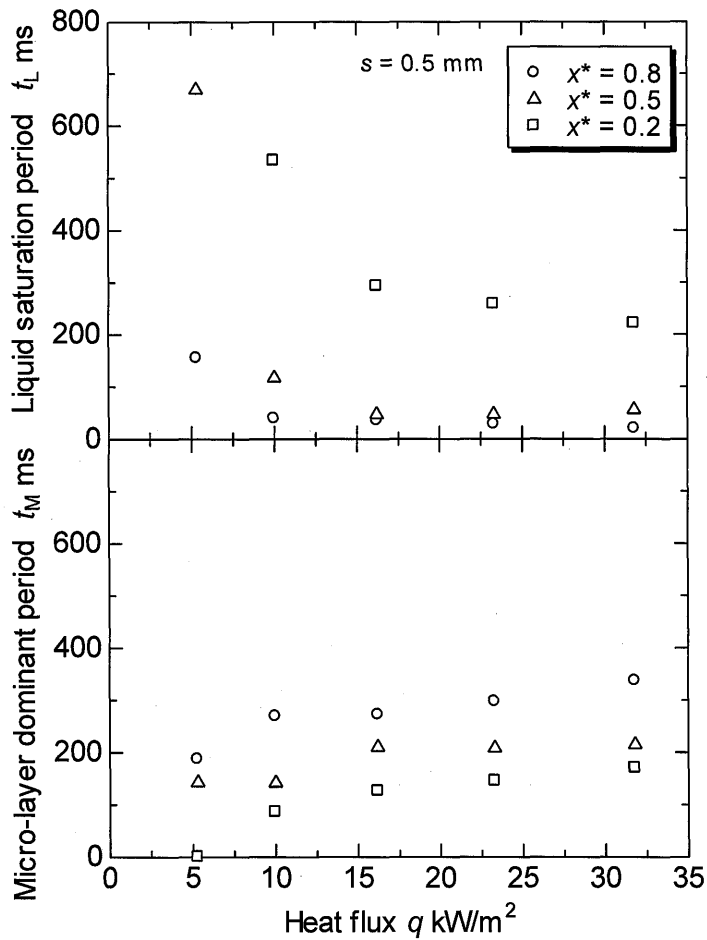


Fig.9 Heat flux vs. liquid saturation period and micro-layer period

II-4-1-3 薄液膜期間における薄液膜再形成割合

前述のように，薄液膜期間においては初形成薄液膜と再形成薄液膜が存在する．1回の薄液膜期間内に再薄液膜の形成されている回数割合を知る必要がある．実験画像より熱流束毎に，気泡成長による薄液膜の初形成回数とその後の液移動による薄液膜再形成回数を求め，式(1)よりその割合を定めた．

$$\frac{N_R}{N_B} = \frac{\text{液移動による薄液膜再形成回数}}{\text{気泡成長による薄液膜初形成回数}} \quad (1)$$

なお，初形成液膜と再形成液膜の厚さを決める諸因子への依存性は同様であり，双方に差異が見られなかった．図10にその測定結果を示す．熱流束の小さい領域では薄液膜の再形成は非常に少ないが，熱流束の増加とともに液スラグの移動が活発になり，再形成薄液膜の形成頻度が増大する．また， x^* の小さい上流側では薄液膜の再形成はほとんど生じないが， x^* の増大にともなってその出現回数が増加することがわかる．

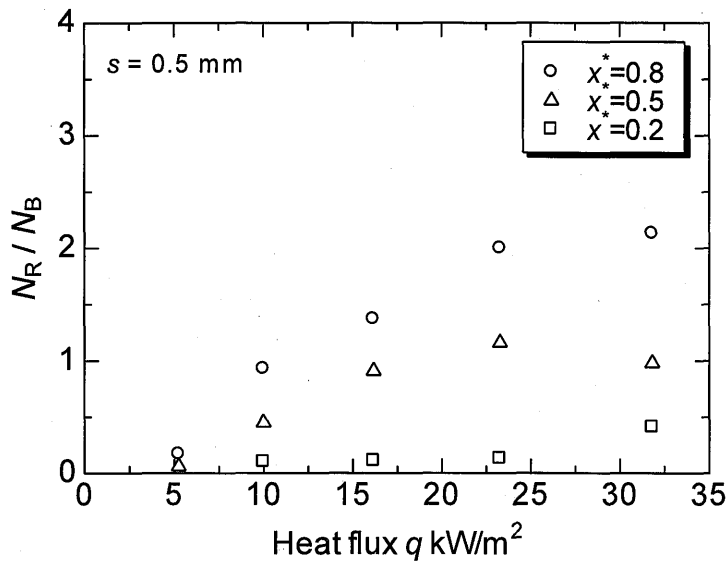


Fig.10 Relationship between average heat flux and N_R / N_B

II-4-1-4 薄液膜厚さおよび過熱度の算出方法

薄液膜形成領域の伝熱特性を検討するために、気泡生成周期における薄液膜厚さ変化とそのときの過熱度の経時変化を以下のような方法により求めた。

薄液膜期間：

薄液膜期間においては熱流束一定条件の下に、壁温 T_w と飽和温度 T_0 に規定される液膜の定常熱伝導により液は蒸発し、薄液膜は初期薄液膜厚さ δ_0 から薄液膜厚さ δ を減少させてゆく。また、再形成液膜が生じた場合についても同様である。式(2)、(3)、および(4)により、薄液膜期間中の薄液膜厚さ変化と、伝熱面過熱度の推移が算出される。

$$v = \frac{q}{\rho_L L} \quad (2)$$

$$\delta = \delta_0 - vt \quad (3)$$

$$\Delta T = T_w - T_0 = q \frac{\delta}{\lambda} \quad (4)$$

液充満期間：

図 11 に示すように、液充満期間のモデルとして、蒸気泡が通過した直後に間隙内には飽和温度の純水が充満し、伝熱面から一定の熱流束の下に加熱される。伝熱面の間隙側の対向面は断熱されている。液体の動きは比較的遅いので、液

体内の温度変化については熱伝導だけを考慮する. 1次元非定常熱伝導方程式(5)を初期条件(6)および境界条件(7)の下で解くことにより過熱度を算出する.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5)$$

初期条件:

$$\begin{cases} t = 0 : T = T_{WE} & (z = 0) \\ T = T_0 & (0 \leq z \leq s) \end{cases} \quad (6)$$

境界条件:

$$\begin{cases} z = 0 : -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q \\ z = s : \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

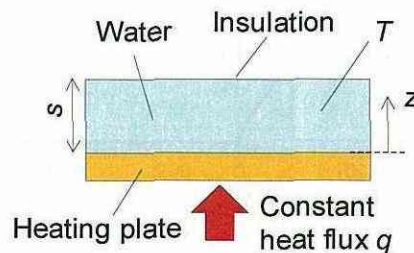
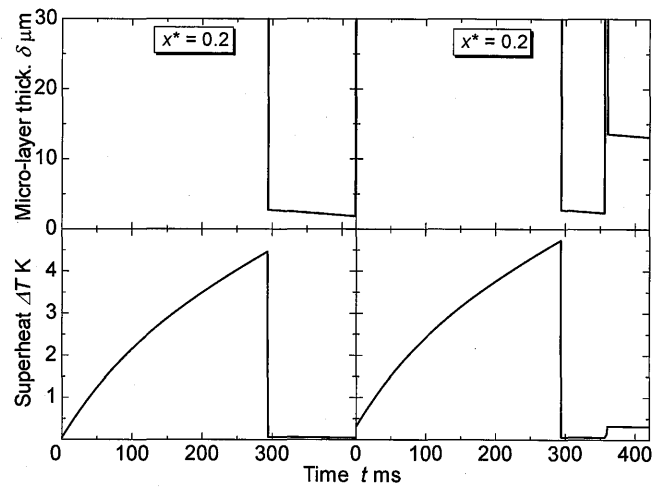


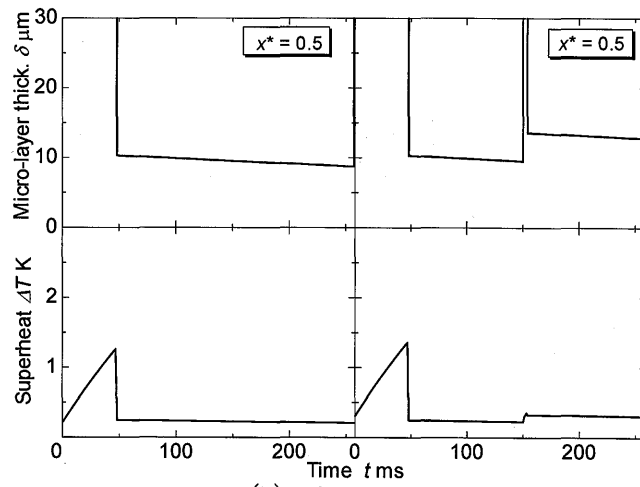
Fig.11 Calculation model in liquid saturation period

II-4-2 伝熱特性解析結果および考察

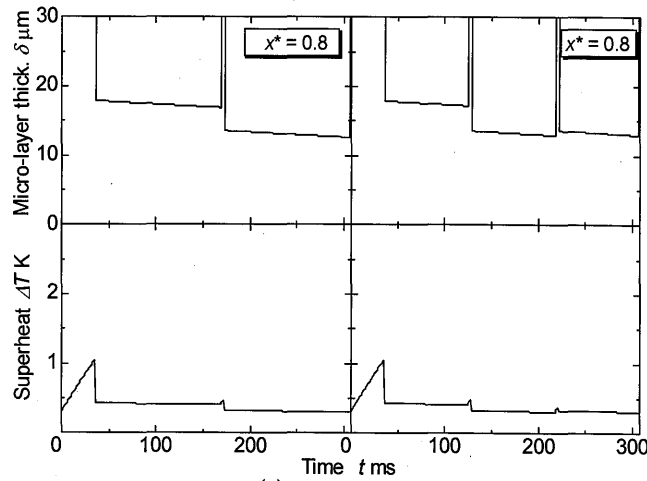
以上の方法により間隙 0.5mm における 5 通りの熱流束について解析を行った. その結果の一例として熱流束 16.2 kW/m^2 のときの $x^* = 0.20, 0.50, 0.80$ における, 気泡生成の 1 周期中の薄液膜厚さと過熱度の推移を図 12(a), (b), (c) にそれぞれ示した. 液充滿期間では時間経過とともに過熱度は増加傾向を示した. その後, 薄液膜が形成されると過熱度は急激に減少し, 蒸発による薄液膜厚さの減少にともなって徐々にではあるがさらに減少する. 薄液膜期間中において, 薄液膜期間が複数回に分割され, それらの間に数ミリ秒にわたる液厚さの増加している期間が存在している. それらは短時間だけの液スラグの通過によるものである. また各 x^* について, それぞれ左右に 2 通りの結果が示されているのは, 式(1)の再液膜形成比率 N_R / N_B の値は一般に整数とならな



(a) $x^* = 0.2$



(b) $x^* = 0.5$



(c) $x^* = 0.8$

Fig.12 Variations of micro-layer thickness and surface superheat in a vapor bubble cycle for $q = 16.2 \text{ kW/m}^2$

いため、再液膜形成回数の1回異なる2通りの回数を按分したことによる。例えば薄液膜再形成割合が0より大きく1未満の場合、気泡生成周期中に薄液膜が再形成されない周期と、1回再形成される周期が混在し、比率に応じてそれぞれを配分すると考える。それらにおける再形成薄液膜厚さは、本実験におけるすべての熱流束において、薄液膜を再形成する液の移動速度の大部分が0.8~1.6m/s内に分布した。その結果、再形成初期薄液膜厚さは約10~16 μm と計算される。したがって、再形成液膜厚さにおける差異は小さいと考えられるため、再形成薄液膜厚さとしては全データの平均値である13.6 μm の一定値をここでは採用している。他の条件についても同様に決めている。

これらより各熱流束条件下の平均過熱度を求め、前々報⁽³⁾の実験から得られた沸騰曲線と比較した結果を図13に示す。図中の■印が測定結果を、○印が計算値を表している。計算値は実験結果と良好な一致を示していることがわかる。したがって、本研究の薄液膜厚さを用いることにより、蒸発速度の予測が可能であり、狭隘間隙ミニチャンネル沸騰系における主要な沸騰形態である薄液膜支配領域が気泡生成周期を構成する液充満期間と薄液膜の蒸発の生起する薄液膜期間により決められていることがわかる。さらに、比較的多くの時間割合を占有する薄液膜期間の低過熱度により、薄液膜支配領域における良好な熱伝達が実現されていることが確認される。

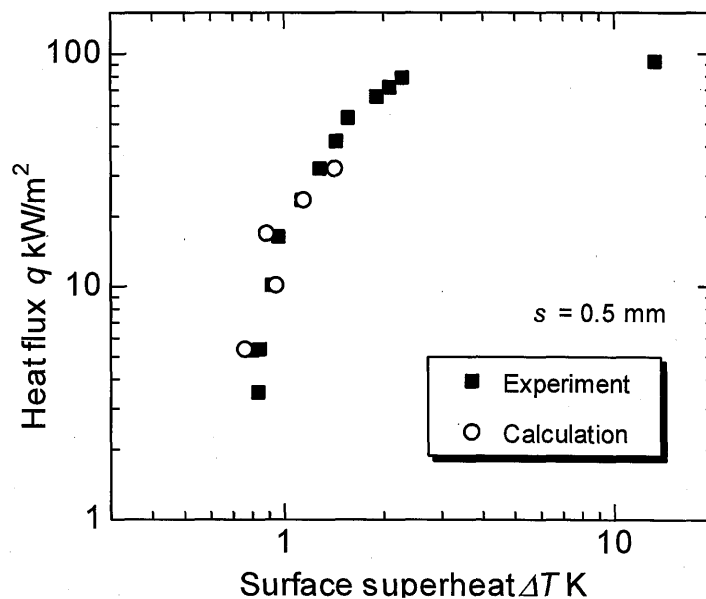


Fig.13 Comparison between experiment and calculation in boiling curve

II-5 結 論

伝熱測定と沸騰様相の観測, および蒸気泡と伝熱面間に形成される薄液膜厚さのレーザー消光法による測定に基づく薄液膜構造から, 狭隘間隙ミニチャンネル沸騰系において主要な伝熱形態である薄液膜支配領域の伝熱特性について検討した. その結果は以下のようにまとめられる.

- (1) 伝熱測定および現象の観測画像に基づいて, 以下に示す(a)~(d)の解析の前提となる諸量を測定し, それらの特性を明らかにした.
 - (a) 熱流束の関数としての気泡生成位置
 - (b) 気泡生成位置からの距離に対する気泡先端速度
 - (c) 気泡生成周期を構成する液充満期間と薄液膜期間
 - (d) 薄液膜期間における初形成薄液膜と再形成薄液膜の回数割合
- (2) 薄液膜期間と液充満期間の伝熱モデルに基づいて伝熱面過熱度を計算した結果, 測定による沸騰曲線と良好な一致をみた. 本研究の薄液膜厚さおよび上記(1)の諸量を用いることにより蒸発速度の予測が可能であることが確認された.

薄液膜支配領域においては, 比較的多くの時間割合を占有する薄液膜期間の低過熱度により, 薄液膜支配領域における良好な熱伝達が実現されていることが確認された.

文 献

- (1) Katto, Y. and Yokoya, S., Experimental Study of Nucleate Pool Boiling in Case of Making Interference Plate Approach to the Heating Surface, *Proc. 3rd International Heat Transfer Conference*, Vol.3 (1966), 219.
- (2) Fujita, Y., Ohta, H. and Uchida, S., Heat Transfer in Nucleate Boiling within a Vertical Narrow Space, *JSME International Journal, Series II*, Vol.31, No.3 (1988), 513.
- (3) Tasaki, Y. and Utaka, Y., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.70, No.691 (2004), 737.
- (4) Utaka, Y., Tasaki, Y. and Okuda, S., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.71, No.706 (2005), 1647.

Part III

核沸騰過程におけるマイクロ液膜構造

III-1 はじめに

核沸騰現象は、他の熱伝達現象と比較して高い熱伝達率を持ち、また気液両相を利用できるなど多くの利点を有するため、工業的に多く利用されてきている。しかし核沸騰現象は多くの研究がなされてきているにも関わらず、気泡の生成・成長や運動、気液界面での相変化等の多くの物理化学的な要因に影響を受けるため、その伝熱機構や特性は未だ定量的に解明されていない事項が多く残されている。

核沸騰現象の主要な伝熱機構として、気泡攪乱機構、顕熱輸送機構、薄液膜蒸発機構など、伝熱面近傍に形成される過熱液相を気泡の上昇運動による対流熱伝達と生成気泡と伝熱面との間に形成される薄液膜（マイクロ液膜）の蒸発による伝熱機構が提案されている。このうち、薄液膜蒸発機構は潜熱輸送機構とも呼ばれ、マイクロ液膜が蒸発することによって大量の熱が輸送されると考えられている。マイクロ液膜厚さに関しては、従来から Cooper & Lloyd⁽¹⁾の理論式が代表的であるが、実際の実験的な検討は十分でない。マイクロ液膜は液中に存在するため、厚さの非接触測定は難しく、特別な工夫を必要とする。そのため本研究では極細光ファイバを用いたレーザー消光法を適用することにより、マイクロ液膜厚さの非接触測定を可能とする系を考えた。本研究はプール核沸騰気泡下部に形成されるマイクロ液膜の厚さをレーザー消光法により直接測定するとともに、高速度撮影により沸騰気泡の挙動を同時に観測し、マイクロ液膜の構造特性について明らかにすることを目的とする。

III-2 記号

A	: 消光係数 [-]
C	: Cooper-Lloyd の係数 [-]
h	: 光ファイバ先端高さ [m]
I	: レーザーのマイクロ液膜透過光強度 [-]
I_0	: レーザーの基準光強度 [-]
q	: 熱流束 [W/m ²]
r_L	: 発泡点～測定点間距離 [m]
R_M	: ミクロ液膜半径 [m]
R_{Max}	: 最大マイクロ液膜半径 [m]
t	: 沸騰気泡発生からの経過時間 [s]
t_g	: 初期液膜形成時間 [s]
V_{ML}	: 平均マイクロ液膜先端成長速度 [m / s]

- δ : ミクロ液膜厚さ [m]
- δ_0 : 初期ミクロ液膜厚さ [m]
- ν : 動粘性係数 [m²/s]

III-3 実験装置および方法

図 1 に本研究で用いた実験装置の概略を示す。本実験装置は水の沸騰系とレーザー透過割合測定系から構成される。伝熱面にはレーザーに対して透過性の高い石英ガラス(厚さ 2 mm)を用い、図 2 に示すような沸騰容器の底面に設置した。沸騰容器内の水はヒーターによって加熱され飽和状態が保たれる。伝熱面表面に設けたキャビティ位置の裏側から、直径 2 mm のノズルから測定用レーザーに対して透明な高温窒素ガス噴流を斜め 60 度から衝突させることによる局所加熱を行うことで定点からの発泡を起こりやすいようにした。噴流の速度は約 180 m/s、温度を 260 ~ 400°C に変化させることにより熱流束を調節した。ここで熱流束の値は、熱電対で測定した噴流温度から沸騰熱伝達率を仮定し、核沸騰熱伝達特性曲線⁽²⁾を用いて繰り返し計算することで算出した。

レーザー透過割合測定系には、波長 3.39 μm のヘリウムネオンレーザーおよびセレン化鉛製ディテクタを用い、レーザー光が核沸騰により発生する気泡下部のミクロ液膜を通過し、一部が消光される際の透過割合を計測することにより液膜厚さを求めるレーザー消光法によってミクロ液膜厚さを測定する。レーザー光を赤外光用レンズで集光し、コア径 94 μm の赤外光の透過率の高いフッ化

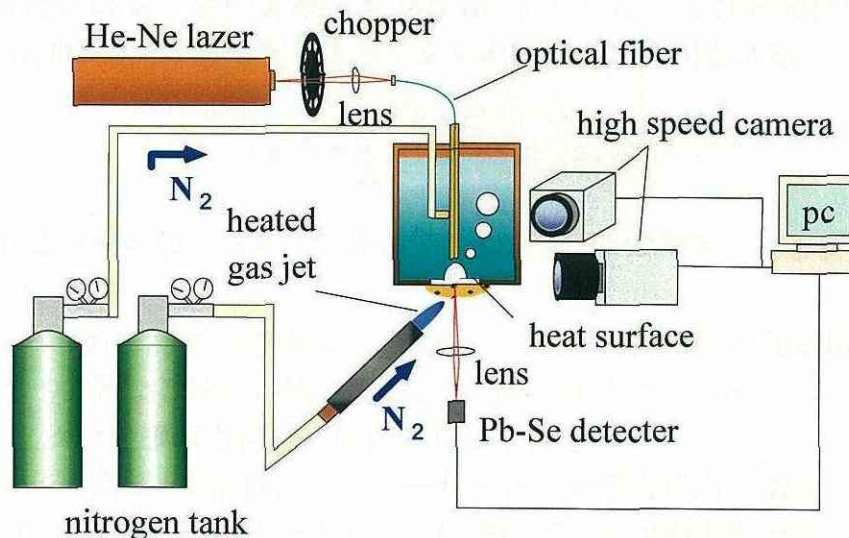


Fig. 1 Outline of experimental apparatus

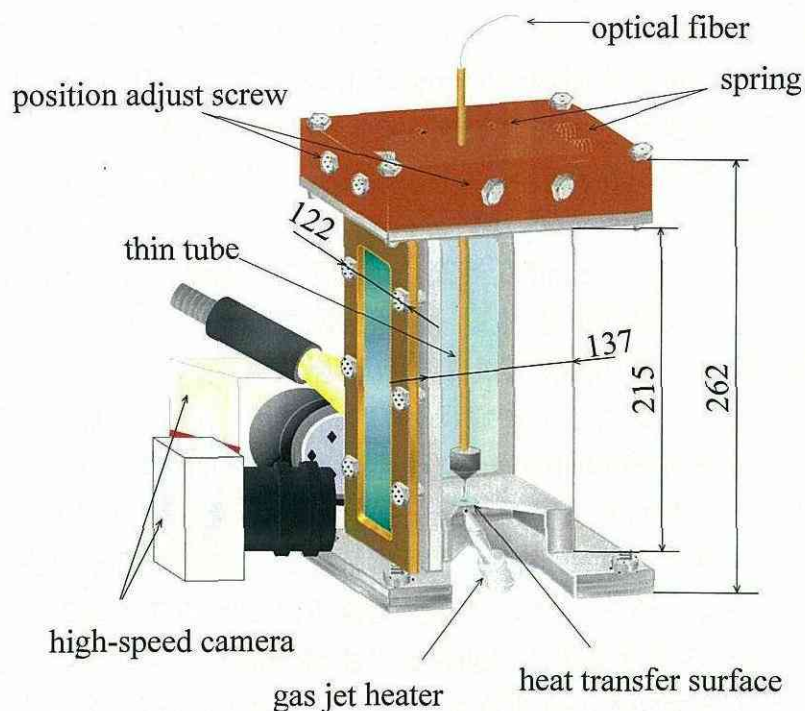


Fig. 2 Details of pool boiling apparatus

ガラス製光ファイバへ入射させる．伝熱面から発生する気泡内に光ファイバを挿入することにより，光ファイバ内を経てレーザー光を沸騰装置底部の伝熱面直上まで導き，レーザー光が気泡下部に形成されるマイクロ液膜，伝熱面石英ガラス，加熱媒体(窒素ガス)を通過した際の透過光強度 I をディテクタで検出する．透過割合を計測するにあたって，図 3 に示すように，空気と乾いた伝熱面ガラスを通過した後のレーザー光強度を基準値 I_0 とした．これらを(1)式に示す Lambert の法則に適用することによりマイクロ液膜厚さが算出される．

$$e^{-As} = \frac{I}{I_0} \quad (1)$$

ここで A は消光係数であり，宇高ら⁽³⁾による消光係数測定による値 $A = 5.42 \times 10^4$ を用いた．

沸騰気泡の挙動に関する観測においては，気泡の発生位置の測定精度を向上させるため，90°異なる沸騰容器の側面 2 方向から最大 5000 fps にてレーザー消光法によるマイクロ液膜厚さ測定と同期させて撮影を行った．

本測定のレーザー消光法は，赤外レーザー光が対象物質内で消光される性質に基づいているため，レーザー光の経路において，既知の消光特性を持ち，また測定において消光特性の変化しない伝熱面などの装置の構成部品以外のものとし周囲液体がおよびマイクロ液膜が存在する．そこで，マイクロ液膜以外の周囲

液体で消光されてはならないため、光ファイバを気泡内に挿入する際に光ファイバの先端に水が付着することによるレーザーの消光を防ぐ必要がある。図4のように、細管内へ窒素を送り続けることで光ファイバ先端を窒素気泡で覆うことの可能な装置を製作した。先端部分には沸騰気泡に影響を与えないよう十分小さい管を用いた。図5で示すように、極細光ファイバを細管に通したレーザー光射出装置を沸騰気泡上に設置し、直径0.4mmのステンレス細管先端からレーザーに対して透明な窒素気泡を放出、これを沸騰気泡と合体させる構造とした。また、細管内部の窒素気泡と沸騰による気泡の間にも薄い液膜が生じる可能性が考えられるため、それをすばやく除去するため、表面をシリコーンコーティングにより非ぬれ面とした直径0.07mmの極細針を細管先端に設けた。また本測定に用いたディテクタは大気温度の影響を受けやすく、検出するレーザー出力の変動を防ぐため、実験室温度を一定に保ち、さらにディテクタを空気の強制対流によって冷却しながら測定を行った。また、レーザー光がマイクロ液膜を通過する際に僅かな屈折を生じる可能性も考えられるため、直径約2mmのレーザー光を3×3mmのディテクタ受光面中心へ入射するようディテクタの位置調整を行った。

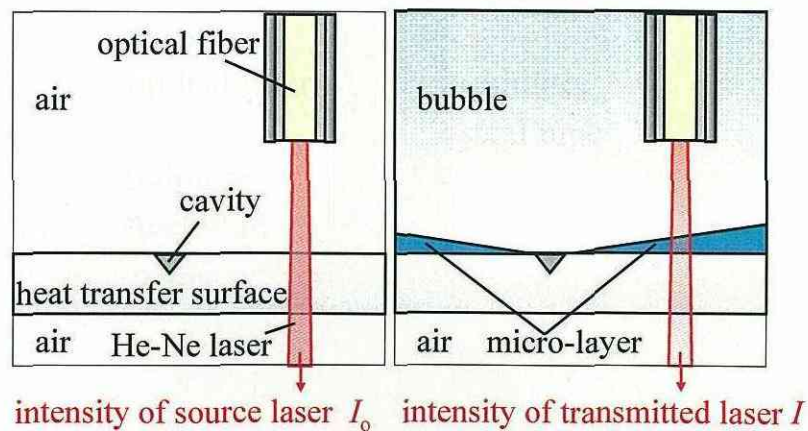


Fig.3 Principle of laser extinction method

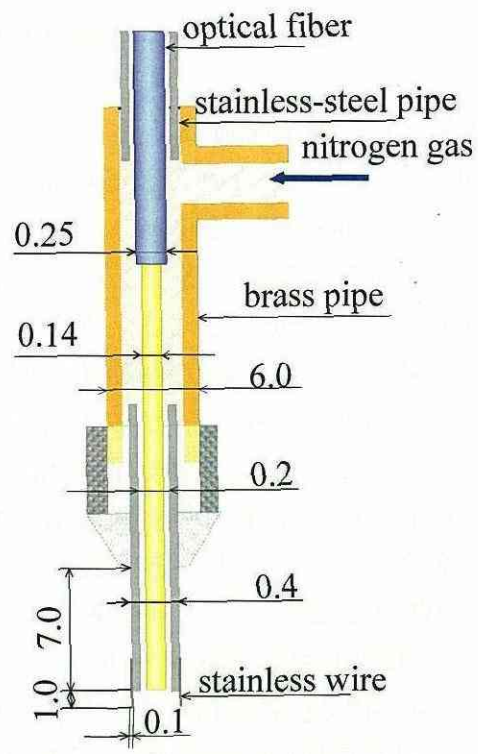


Fig.4 Details of fiber equipment

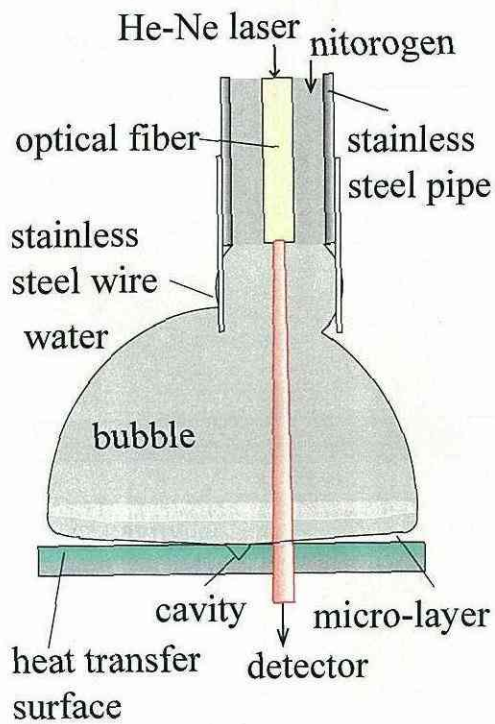


Fig.5 Measuring method of micro-layer thickness

III-4 実験結果および考察

3通りの熱流束の下で、図6に示すように測定位置である光軸と気泡生成点の距離の発泡点距離 r_L および伝熱面から光ファイバ先端までの距離 h を変化させて測定を行った。レーザー光はファイバを出てから拡がりを持つため、光ファイバ先端を伝熱面に近づけ h を小さくすることにより伝熱面上でのレーザーの照射面積が小さくすることができる。しかし、光ファイバ先端を伝熱面に近づけ過ぎる場合、すなわち h の小さい範囲では光ファイバ保護のための窒素気泡が伝熱面上の温度境界層を乱し、キャビティからの発泡の妨げとなることが確認されたため、 $h > 2.3 \text{ mm}$ で実験を行った。

次に、伝熱面上の液膜厚さ測定範囲を特定するため、光ファイバ先端から射出されるレーザー光の伝熱面上における寸法および強度分布の測定を行った。図7に伝熱面上のレーザー強度分布を示した。測定した結果、レーザー光の強い部分は中心に集中しており、レーザー光の直進性は良好であった。このため、 $h > 2.3 \text{ mm}$ の範囲で h の違いによるマイクロ液膜厚さ測定への影響はみられず、本研究で主に用いた $h = 3.3 \text{ mm}$ の場合、伝熱面上の照射直径は約 0.3 mm であった。

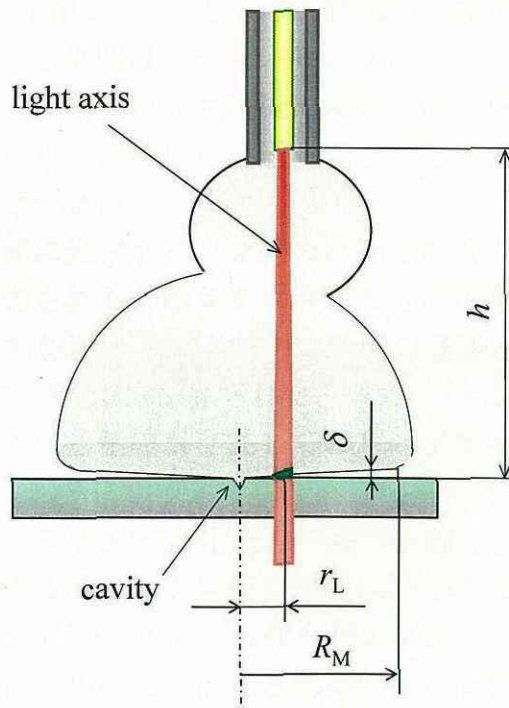


Fig.6 Notation of parameters

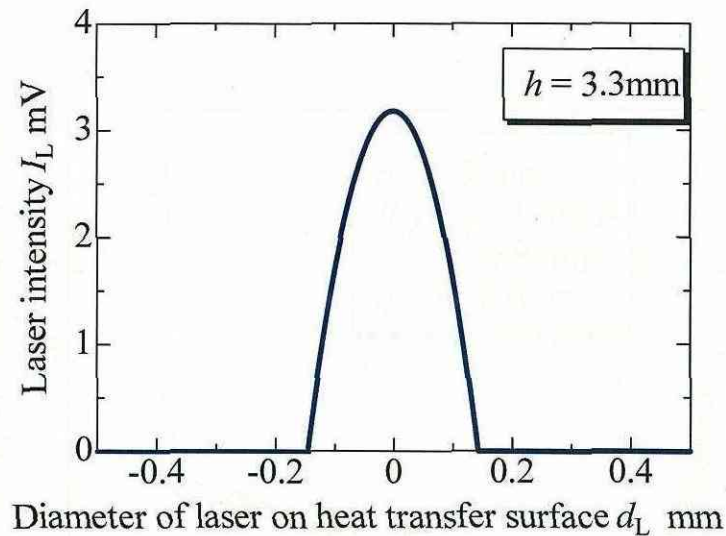
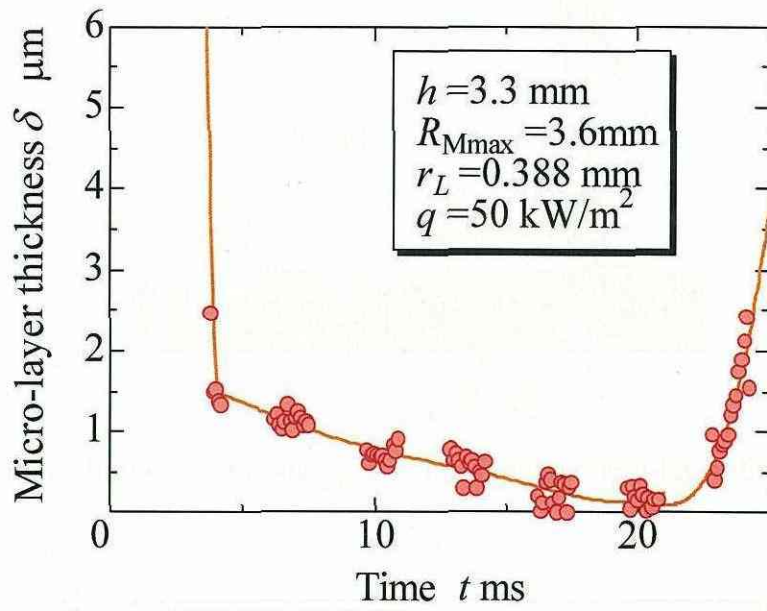


Fig.7 Distribution of laser intensity

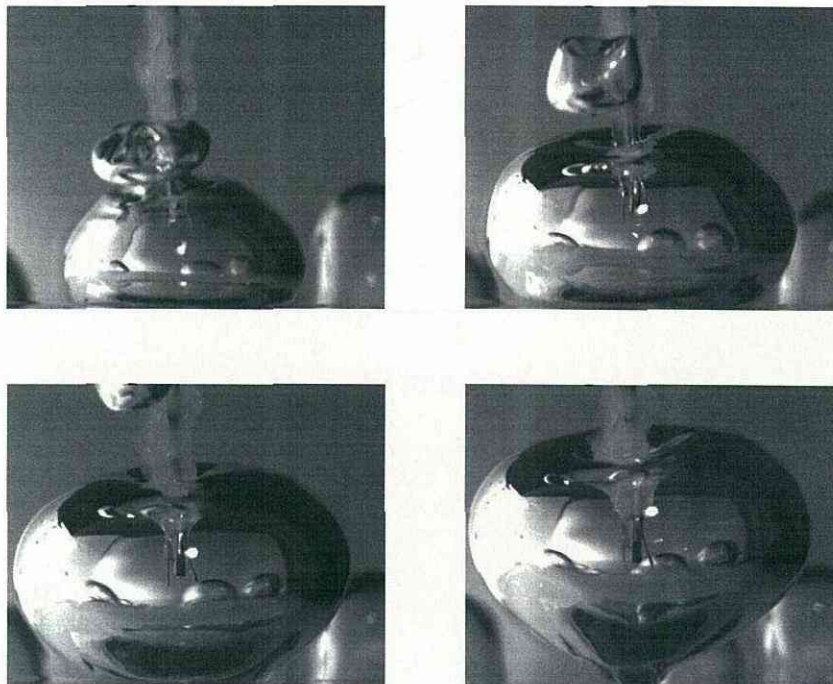
III-4-1 ミクロ液膜厚さの時間変化

図 8 (a)にファイバ先端高さ $h = 3.3\text{mm}$, 気泡中心からの距離 $r_L = 0.39\text{mm}$, 熱流束 $q = 50 \text{ kW/m}^2$ における沸騰気泡が発生から離脱までの時間に対するミクロ液膜厚さの変化例, および(b)に, そのときの沸騰気泡の様子を示した. ミクロ液膜厚さの点が途切れている期間は, チョッピングによってレーザーが一時的に遮断された期間である. 沸騰気泡発生直後においては, 蒸気泡と窒素ガス気泡が合体せずレーザーがバルク流体中を通過しほとんど消光されてしまうためミクロ液膜厚さの測定はできない.

その後, 沸騰気泡内部に光ファイバを納めた細管が侵入するとレーザーがミクロ液膜部分でのみ消光されるためミクロ液膜厚さ測定が可能となる. この場合, 初期ミクロ液膜厚さは数 μm 程度であり, 時間の経過とともに蒸発の影響によって徐々に薄くなっていく傾向が見られた. また, $t = 20 \text{ ms}$ 付近では厚さがほぼゼロで一定になっている領域が存在しており, ドライアウトが生じたものと考えられる. ここで, 図 9 に示すように, 測定位置 r_L に蒸気泡が達し, ミクロ液膜が形成されたときの厚さを初期ミクロ液膜厚さ δ_0 と定義する. なお, 上述のようにミクロ液膜形成時のミクロ液膜厚さは測定されない場合が多くあるため, 図 8 のような薄液膜厚さの時間変化曲線の直線的变化を示している部分に最小自乗法による外挿を用いた. 測定されたミクロ液膜厚さに加えた補正量は平均で約 $0.5 \mu\text{m}$ であった. また, 高速度撮影による画像から, ミクロ液膜半径の R_M を読み取り, 図 10 に示すような読み取り点に最小自乗法による曲線を当てはめたミクロ液膜半径の時間変化より発泡開始時間と位置 r_L における初期液膜形成時間 t_g を計算した.



(a)



(b)

Fig.8 Variation of micro-layer thickness and aspect of bubble growth

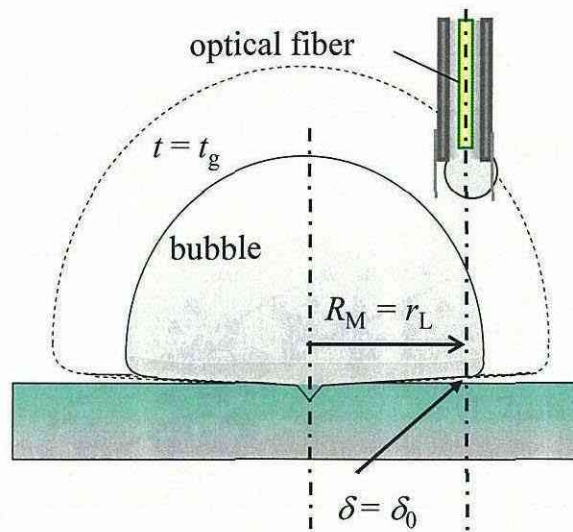


Fig.9 Definition of measuring system of initial micro-layer thickness

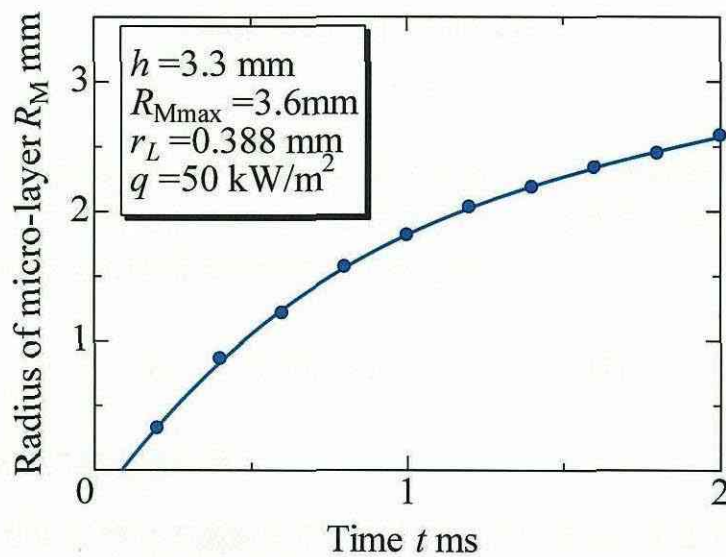


Fig.10 Variation of radius of micro-layer

III-4-2 気泡中心からのマイクロ液膜厚さ分布

図 11 に発泡点からの位置 r_L に対する初期マイクロ液膜厚さ δ_0 の変化を示す。マイクロ液膜は本測定では伝熱面上に半径 2 ~ 4mm 程度まで成長した。また、その半径は離脱開始直前の伝熱面と平行な方向の気泡直径の約 80%であった。初期マイクロ液膜厚さ δ_0 は発泡点からの測定距離が増加するにしたがって厚くなる傾向を示し、1 ~ 8 μm 程度の分布をもっていることが明らかになった。また、図中の実線は、実験範囲において、熱流束によるマイクロ液膜厚さへの影響はみら

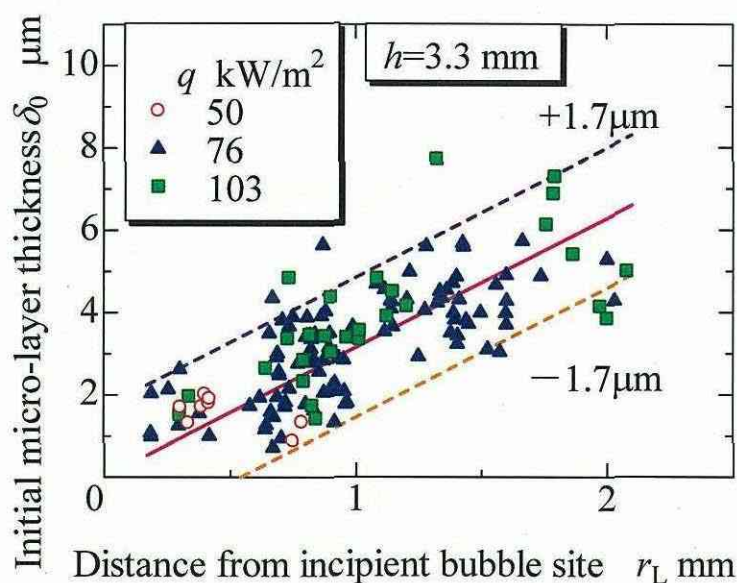


Fig.11 Variation of initial micro-layer thickness against distance from incipient bubble site

れなかったため、発泡点からの距離 $r_L = 0$ の位置を $\delta_0 = 0$ と仮定して全てのデータに対する最小二乗法による直線をあてはめたものである。発泡位置からの距離とマイクロ液膜厚さの関係は次の式(2)で表される。

$$\delta_0 = 3.15 \times 10^{-3} \times r_L \quad (2)$$

III-4-3 測定精度に関する検討

次に、測定精度について検討する。本測定においては、前述のようにレーザー光を測定対象であるマイクロ液膜だけの消光率変化を検出するようにし、また受光部の面積とレーザー光の入射面積との関係についても十分な精度で検討しているため、主な誤差要因としてはレーザー発信強度の変動およびディテクタによるその検知にともなう測定誤差の検討が重要である。実際の測定の時と同様のレーザー照射およびディテクタ条件下でディテクタにレーザー光を入射させ、出力変動の測定を行った。その結果、図 12 に示すように、実験時間中に出力の変動が最大 8.6% 存在する結果が得られた。この変動値をマイクロ液膜厚さに変換した場合、図 9 に破線で示したように $\pm 1.7 \mu\text{m}$ の誤差が生じることになる。この誤差は他の誤差要因に比較して大きいこと、および得られた測定点の 90% 以上が 2 本の波線で示される幅内の誤差範囲に含まれていることから、実線で示した式(2)は信頼度の高い結果と考えられる。

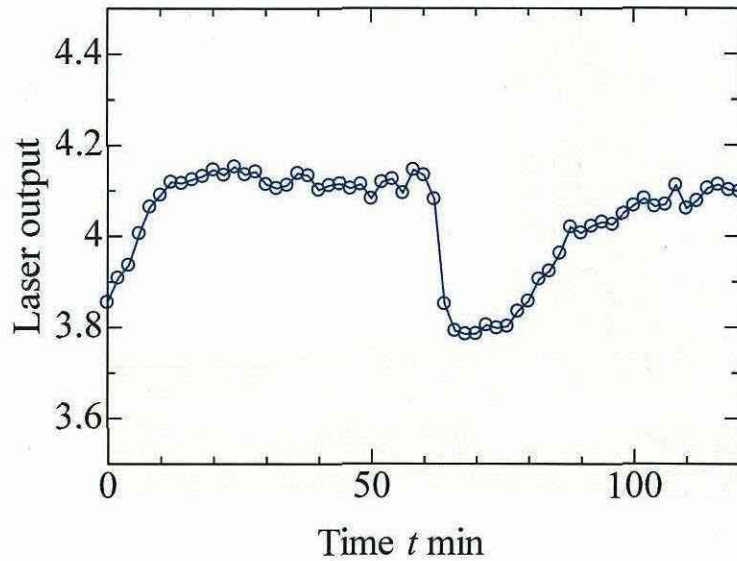


Fig.12 Variation of laser output against time

III-4-4 Cooper-Lloyd の理論式との比較

プール核沸騰における初期薄液膜厚さを扱った代表的な研究として Cooper-Lloyd⁽¹⁾の研究が挙げられる。低圧下で大きな気泡を形成する有機液体によるプール核沸騰実験を行い、薄膜温度センサを用いてヒーターの表面の温度を測定し、マイクロ液膜の厚さを推測した。また、図 13 のように、気泡の成長を静止した気液界面の下を壁面が一定の速さ U_w で移動することに置き換える流体力学モデルから、以下のようなマイクロ液膜厚さの推測式(3)を導いた。

$$\delta_0 = C\sqrt{vt_g} \quad (3)$$

ここで t_g はあるマイクロ液膜半径において初期マイクロ液膜が形成される時間である。 C は定数で、Cooper-Lloyd らが行った実験に適用した結果では $C = 0.8$ であった。(3)式を本研究の系に適用すると(4)式のように変形できる。ここで V_{ML} は気泡発生後、マイクロ液膜半径が r_L に達するまでの平均成長速度を表している。

$$\delta_0 = 0.8\sqrt{v\frac{r_L}{V_{ML}}} \quad (4)$$

V_{ML} の関係を、(4)式と比較したものである。前述のように、初期マイクロ液膜厚さは r_L の関数で表されるため、 r_L で場合分けを行った。初期マイクロ液膜厚さは Cooper-Lloyd による理論値と比較して小さく、本研究の測定値が薄くなる傾向を示した。特に V_{ML} の小さい領域では差異が大きいばかりでなく、気泡先端速度

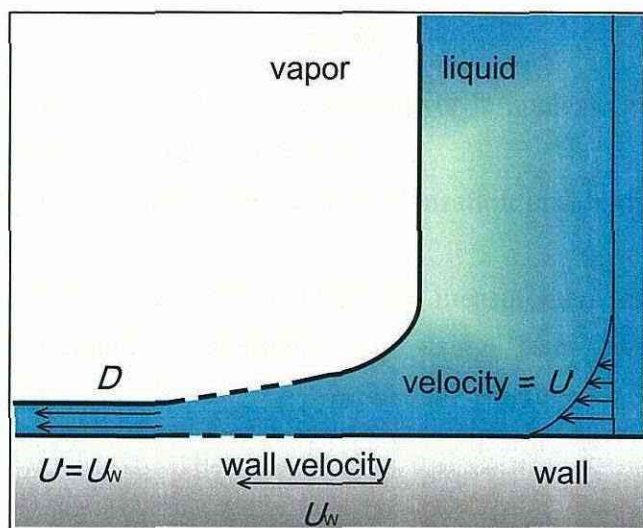


Fig.13 Theoretic model of micro-layer in nucleate boiling by Cooper & Lloyd⁽¹⁾

に対する変化傾向も異なる結果となっている。これは水と異なる物性値のトルエンによる実験結果により定数 C を決定したことによる差異等が考えられるばかりでなく、マイクロ液膜の生成機構が Cooper-Lloyd のモデルでは十分に説明できないことを示している。

III-5 結論

従来測定が困難であった、プール核沸騰過程において沸騰気泡下部に生成するマイクロ液膜の厚さを、レーザー消光を適用して測定を行った。その結果、以下のような結論が得られた。

- (1) 初期マイクロ液膜厚さは約 $1 \sim 8 \mu\text{m}$ であった。
- (2) ミクロ液膜厚さは時間の経過とともに蒸発の影響によって減少する傾向を示した。
- (3) 本研究の実験範囲において、熱流束による初期マイクロ液膜厚さへの影響は見られなかった。
- (4) 初期マイクロ液膜厚さは発泡点からの距離が増大するにしたがって厚くなる傾向を示した。マイクロ液膜厚さの分布は、

$$\delta_0 = 3.15 \times 10^{-3} \times r_L$$

と表された。

- (5) Cooper-Lloyd らの理論式と比較を行った結果、本測定におけるマイクロ液膜厚さの値は Cooper-Lloyd より大幅に薄くなる結果を得た。

文献

- (1) Cooper, M.G., Lloyd, A.J.P. (1969), The microlayer in nucleate pool boiling. Int. J. Heat and Mass Transfer. Vol.12, pp.895-913.
- (2) Kutateladze, S.S. (1959), Heat transfer in condensation and boiling, AEC-tr-3770, USAEC.
- (3) Utaka, Y. and Nishikawa, T. (2003), Unsteady measurement of condensate film thickness for marangoni condensation by using laser absorption method, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers (Series B), Vol.68, No.672, pp.2292-2299.

Part IV

核沸騰過程におけるミクロ液膜構造に基づく 伝熱特性の検討

IV-1 はじめに

核沸騰現象は、他の熱伝達現象と比較して高い熱伝達率を持ち、気液両相を利用できることなどの特徴をもつため、工業的に多く利用されている。しかし核沸騰現象は多くの研究がなされているにも関わらず、気泡の成長や運動、気液界面での相変化現象など多くの物理化学的な要因に影響を受けるため、その伝熱機構や特性は未だ定量的に解明されていない事項が多く残されている。

核沸騰現象の主要な伝熱機構として、これまで気泡攪乱機構、顕熱輸送機構、薄液膜蒸発機構などが提案されており、それらは気泡の挙動・上昇による過熱液層内の対流促進による効果と、マイクロ液膜蒸発による効果に分けられるが、どちらがどのような定量的な影響をもっているか明らかにされていない。薄液膜蒸発機構は潜熱輸送機構とも呼ばれ、伝熱面表面と沸騰気泡との間に形成される薄液膜(マイクロ液膜)が蒸発することによって大量の熱が輸送されると考えられている。

マイクロ液膜厚さに関しては、従来から Cooper & Lloid⁽¹⁾の理論式が多くの研究で用いられてきているが、その適否についての検討は十分でない。前報⁽²⁾では、図1に示したように、コア径 $94\mu\text{m}$ の極細光ファイバを細管に通したレーザ光射出装置を沸騰気泡上部のバルク液中に設置し、細管先端からレーザーに対して透明な窒素気泡を放出、これを沸騰気泡と衝突させ、光ファイバからマイクロ液膜までの間に液体の存在しないようにするための測定系を考えた。沸騰系とレーザー透過割合測定系から構成される実験装置を用いて、プール核沸騰気泡下

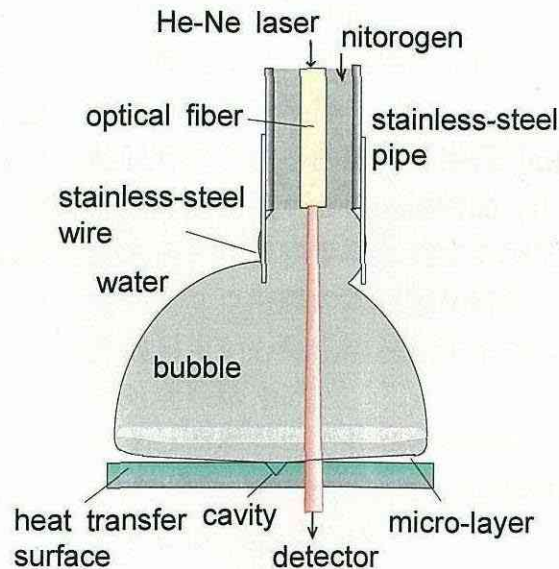


Fig.1 Method to measure micro-layer thickness

部に存在するマイクロ液膜の厚さを、レーザ消光法を用いて測定した。その結果、時間の経過とともに蒸発の影響によって徐々に薄くなってゆき、発泡点から離れるにつれ厚くなる傾向を示した。

本研究では核沸騰過程において、マイクロ液膜からの蒸発が沸騰熱伝達に与える影響を定量的に明らかにすることを目的とし、前報⁽²⁾で示したマイクロ液膜厚さの構造と核沸騰気泡の生成および成長の過程を撮影した画像からマイクロ液膜の特性を導き出し、それらを基にマイクロ液膜からの蒸発伝熱の核沸騰熱伝達特性への影響について検討した。

IV-2 記号

A	: 消光係数 [-]
H	: 光ファイバ高さ [m]
H_{Bd}	: 離脱時における沸騰気泡高さ [m]
I	: レーザーのマイクロ液膜透過光強度 [-]
I_0	: レーザーの基準光強度 [-]
K	: 熱伝導率 [W/m・K]
L	: 蒸発潜熱 [J/kg]
Q	: 熱流束 [W/m ²]
Q_{ML}	: ミクロ液膜を通し気泡へ伝わる熱量 [J]
R	: 発泡点からの変位 [m]
R_L	: 発泡点～測定点間距離 [m]
R_M	: ミクロ液膜半径 [m]
R_{Mmax}	: 最大マイクロ液膜半径 [m]
R_{Bmax}	: 最大沸騰気泡半径 [m]
R_{Bd}	: 離脱時における沸騰気泡半径 [m]
t	: 沸騰気泡発生からの経過時間 [s]
t_{Mmax}	: 最大マイクロ液膜半径に達する時間 [s]
t_{Md}	: 最大マイクロ液膜の離脱開始時間 [s]
t_{Bd}	: 気泡発生から気泡離脱完了までの時間 [s]
V_b	: 蒸気泡体積 [m ³]
V_s	: ミクロ液膜からの蒸発気泡体積 [m ³]
V_{Mmax}	: R_{Mmax} までの平均マイクロ液膜先端成長速度 [m/s]
δ	: ミクロ液膜厚さ [m]
δ_0	: 初期マイクロ液膜厚さ [m]
δ_{max}	: R_{Mmax} における δ_0 [m]

Δt_{Me} : ミクロ液膜期間 [s]

ΔT : 伝熱面過熱度 [K]

ρ_v : 蒸気密度 [kg/m^3]

ρ_l : 液体密度 [kg/m^3]

IV-3 前報の結果

図2は前報⁽²⁾の主要な結果である、位置に対する初期ミクロ液膜厚さの変化を示している。初期ミクロ液膜厚さ δ_0 は、測定の範囲では熱流束への依存性は存在せず、発泡点からの測定距離が増加するにしたがって直線的に増加する傾向を示し、1~8 μm 程度の分布をもっていることが明らかになった。発泡位置からの距離とミクロ液膜厚さの関係は次の式(1)で表された。

$$\delta_0 = 3.15 \times 10^{-3} \times r_L \quad (1)$$

また、Cooper-Lloidらが導いたミクロ液膜厚さの理論式と比較を行った結果、前報で測定したミクロ液膜厚さの値はCooper-Lloidらの理論式より大幅に薄く、また気泡成長速度に対する傾向も異なる結果が得られた。

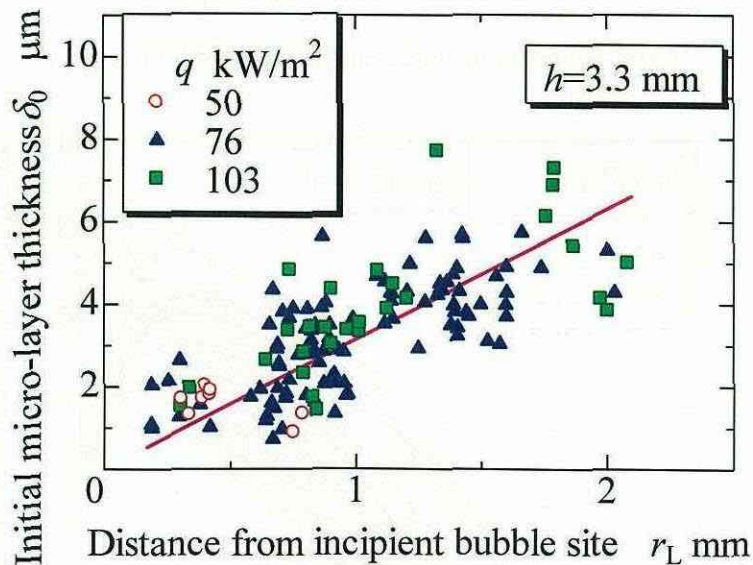


Fig.2 Variation of initial micro-layer thickness against distance from incipient bubble site

IV-4 プール核沸騰におけるマイクロ液膜に関する諸特性

はじめに主要な要因に関する定義を行うため、図3に沸騰気泡が発生してからの沸騰気泡の形状と経過時間を模式的に示した。気泡が発泡点から生成し、成長とともに伝熱面との間にマイクロ液膜が形成され、その半径が増大してゆく。その後、気泡の浮力等により気泡は伝熱面より離脱する。離脱過程において形成されたマイクロ液膜半径も減少し、伝熱面はバルク液で覆われマイクロ液膜は消滅する。図4は気泡が発泡してから離脱するまでの、マイクロ液膜半径の経時変化を示したもので、気泡成長速度の値は異なるが、変化傾向は類似しており、始め大きくその後減少してゆくことがわかる。

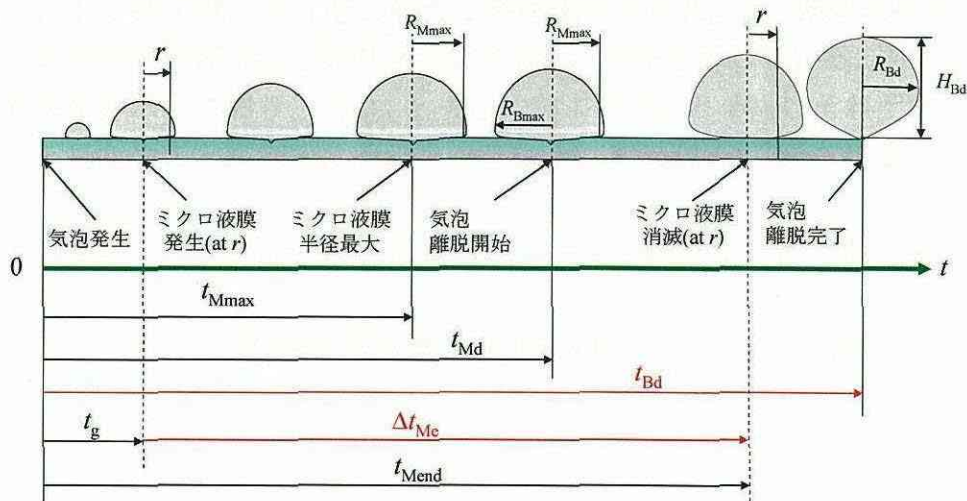


Fig.3 Definition of times relating to micro-layer

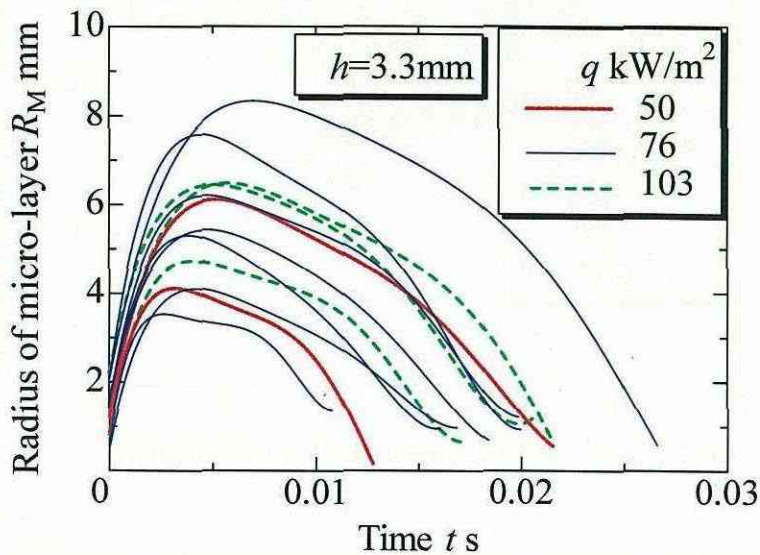


Fig.4 Variability of radius of micro-layer over time

ここで、最大マイクロ液膜半径 R_{Mmax} が現れる時刻を t_{Mmax} 、 R_{Mmax} から気泡が離脱し始める時刻を t_{Md} 、その時の気泡半径を R_{Bmax} 、気泡離脱時間を t_{Bd} における離脱完了時の気泡半径を R_{Bd} 、気泡高さを H_{Bd} 、半径 r におけるマイクロ液膜の存在時間をマイクロ液膜期間 Δt_{Me} と定義する。

図5は最大マイクロ液膜半径 R_{Mmax} に対する気泡離脱時間 t_{Bd} の変化を示している。熱流束に関係なく、 R_{Mmax} が増加するにしたがって t_{Bd} も増加することが分かる。最大マイクロ液膜半径と気泡離脱時間の関係は(2)式で表される。

$$t_{Bd} = 4.94 \times R_{Mmax} + 6.92 \times 10^{-3} \quad (2)$$

図6および図7は、それぞれ最大マイクロ液膜半径 R_{Mmax} と気泡離脱半径 R_{Bd} 、および気泡離脱半径 R_{Bd} と気泡離脱高さ H_{Bd} の関係を示している。両グラフとも直線的变化を示しており、 R_{Mmax} と R_{Bd} 、および R_{Bd} と H_{Bd} はそれぞれほぼ比例の関係と見なすことができ、それらは式(3)および式(4)にて表される。

$$R_{Bd} = 1.33 \times R_{Mmax} \quad (3)$$

$$H_{Bd} = 1.782 \times R_{Mmax} + 9.53 \times 10^{-4} \quad (4)$$

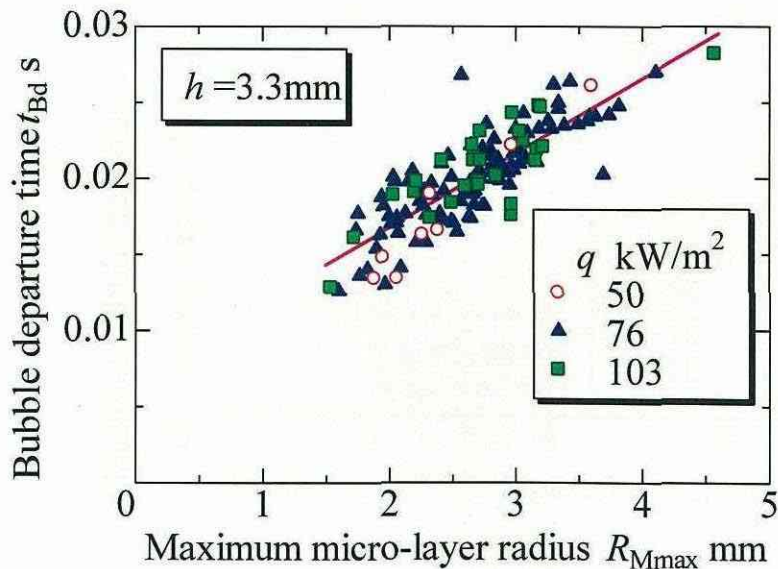


Fig.5 Variation of bubble departure time against maximum micro-layer radius

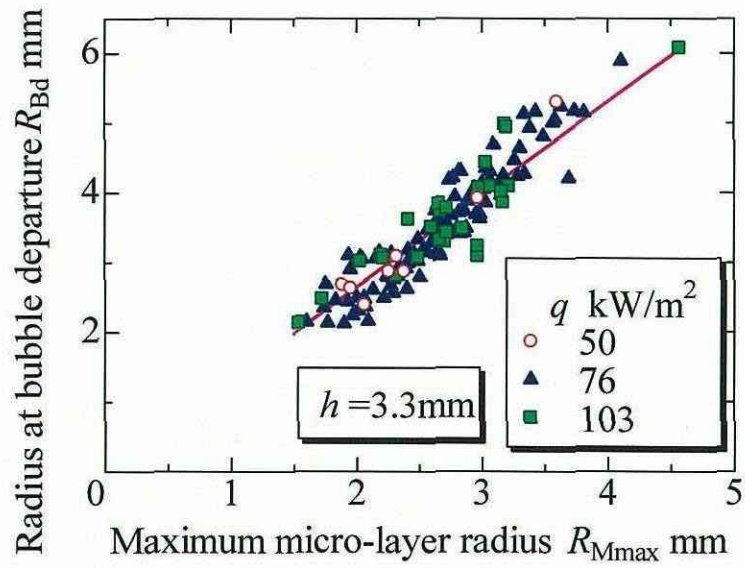


Fig.6 Variation of radius at bubble departure against maximum micro-layer radius

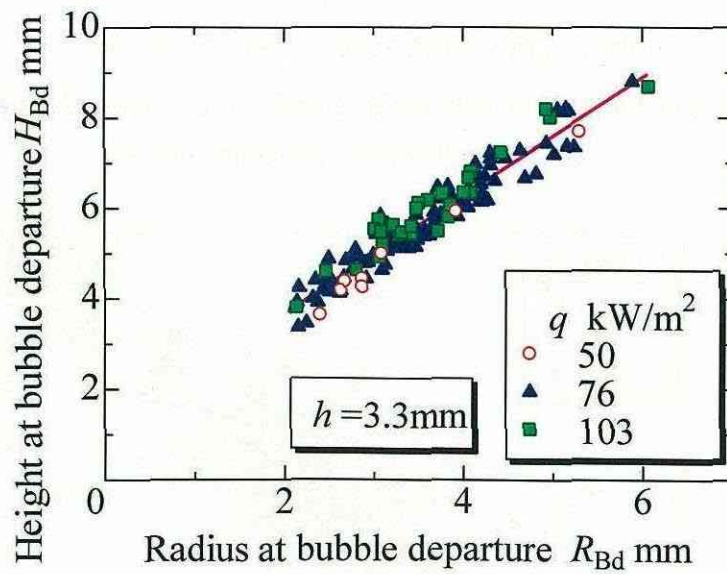


Fig.7 Variation of height at bubble departure against radius at bubble departure

図8は最大マイクロ液膜半径 R_{Mmax} に対する R_{Mmax} のときの初期マイクロ液膜厚さの値 δ_{max} との関係を示している. 式(1)にあてはめることにより, 式(5)で表される.

$$\delta_{max} = 3.15 \times 10^{-3} \times R_{Mmax} \quad (5)$$

図9に位置 r_L に対するマイクロ液膜期間 Δt_{Me} の変化を示す. ミクロ液膜期間 Δt_{Me} は位置 r_L が増加するにしたがって減少する傾向を示した. しかし, 同じ位置においてもマイクロ液膜期間の値は大きく異なり, 図5~7のような良好な比例関係を示していないことがわかる.

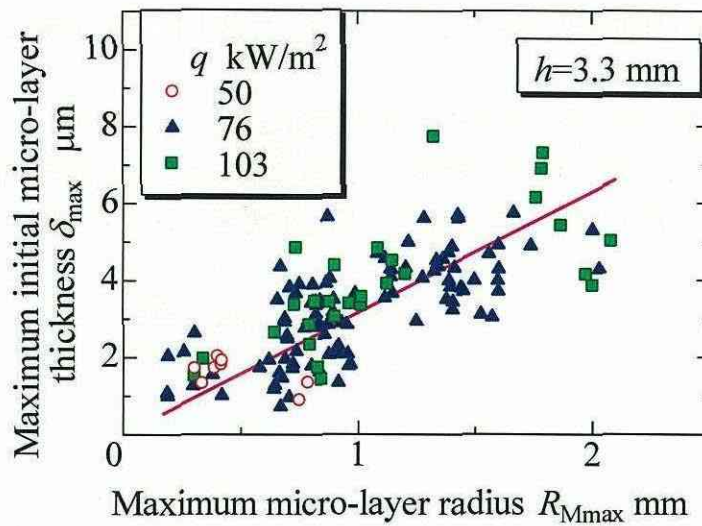


Fig.8 Variation of maximum initial micro-layer thickness against maximum micro-layer radius

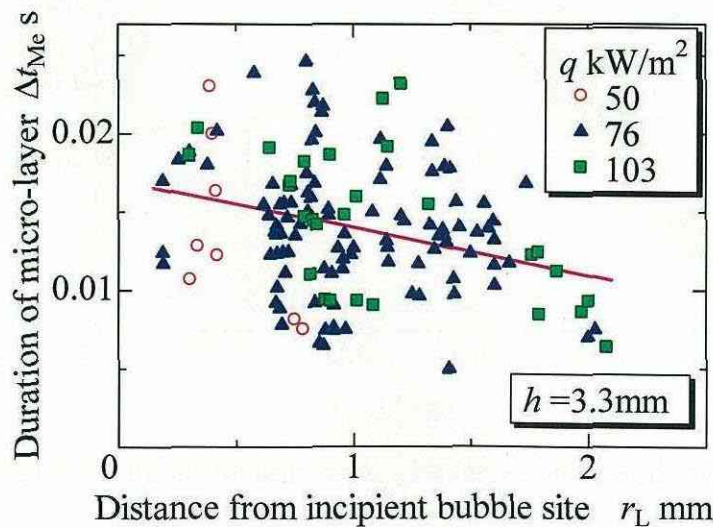


Fig.9 Variation of duration of micro-layer against position

IV-5 プール核沸騰におけるマイクロ液膜特性とその整理

前掲の図4に示したように、気泡の発泡から離脱までのマイクロ液膜半径 R_M の経時変化は気泡の離脱半径には依らず、傾向が類似していることがわかった。このことから、気泡成長に係わる物理要因は、気泡成長時間を規格化することにより系統的な傾向をえられる可能性が考えられる。

そのような視点から、まず図4で示した気泡発生から離脱までのマイクロ液膜半径 R_M の経時変化を、最大マイクロ液膜半径 R_{Mmax} と気泡離脱時間 t_{Bd} によって無次元化しなおした結果を図10に示した。無次元化することにより、マイクロ液膜は概ね相似的に成長することが確認される。したがって、上述のように、マイクロ液膜成長に関しては、このような無次元化を利用することによってより良好な整理につながると考えられる。

図8で示した局所位置とマイクロ液膜期間の関係を、それぞれ最大マイクロ液膜半径 R_{Mmax} と気泡離脱時間 t_{Bd} により無次元化した結果を図11に示した。無次元化によりまとまりの向上が確認される。無次元位置と無次元存在時間の関係は式(6)で表される。

$$\frac{\Delta t_{Me}}{t_{Bd}} = -0.674 \times \frac{r_L}{R_{Mmax}} + 0.946 \quad (6)$$

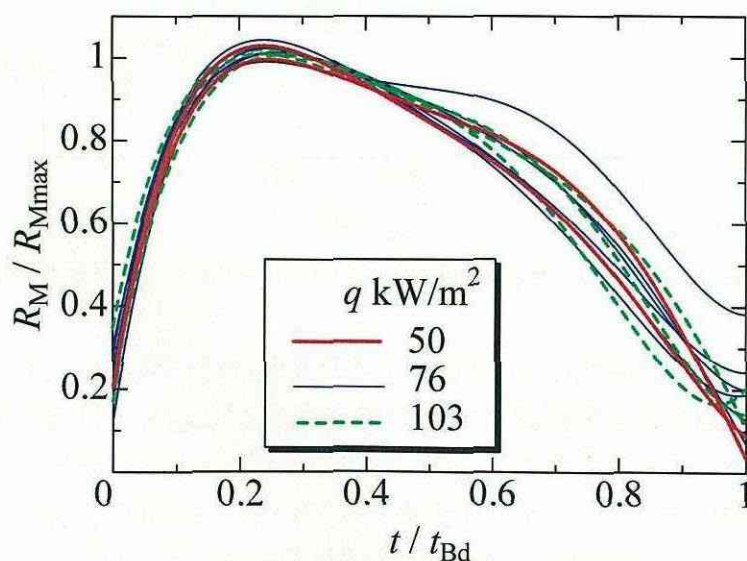


Fig.10 Variability of dimensionless radius of micro-layer over dimensionless time

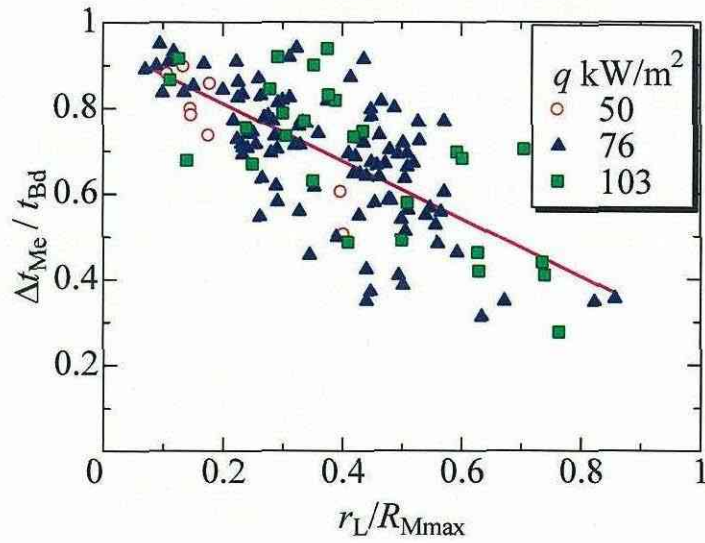


Fig.11 Variation of dimensionless duration of micro-layer against dimensionless position

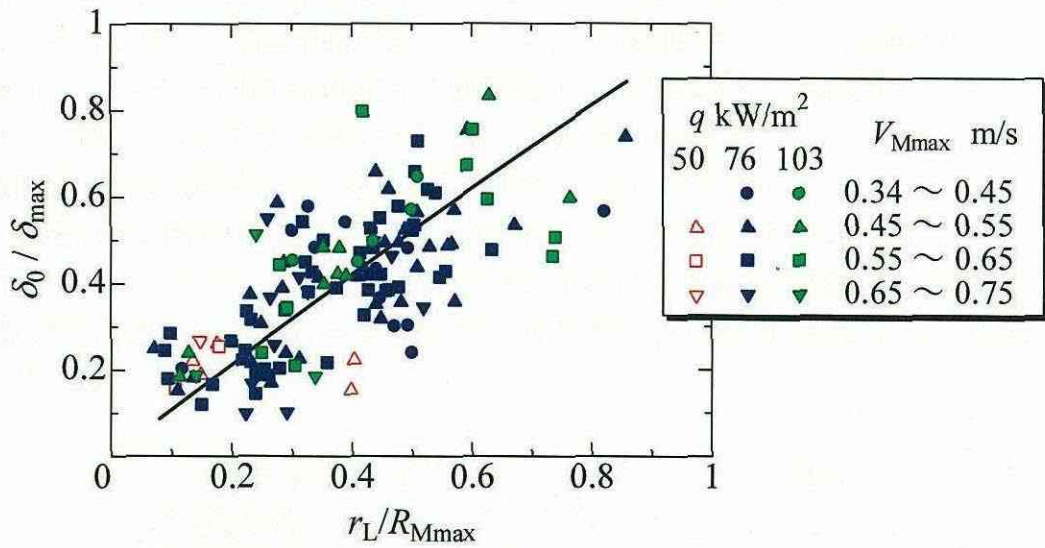


Fig.12 Variation of dimensionless thickness of micro-layer against dimensionless position

図 2 で示した，初期マイクロ液膜厚さ δ_0 と位置 r_L の関係についても同様の整理を行った．図 12 は， R_{Mmax} における初期マイクロ液膜厚さ δ_0 の最大値 δ_{max} および r_L を R_{Mmax} により規格化したものである． R_{Mmax} に達するまでのマイクロ液膜の平均成長速度 V_{Mmax} と熱流束 q をパラメータとして示している．本測定範囲ではそれらのパラメータに対する依存性は見られず，無次元マイクロ液膜厚さは(7)式のように無次元位置に対して一通りに決まることが分かる．

$$\frac{\delta_0}{\delta_{max}} = -9.52 \times 10^{-2} \times \left(\frac{r_L}{R_{Mmax}} \right)^2 + 1.09 \times \frac{r_L}{R_{Mmax}} \quad (7)$$

IV-6 ミクロ液膜蒸発に関する検討

ミクロ液膜半径 R_{Mmax} だけを与えることにより式(2)(3)および式(6)(7)を用いることにより、伝熱面上の初期ミクロ液膜厚さ δ_0 の分布およびミクロ液膜存在時間 Δt_{Me} が決定される。ミクロ液膜は、過熱度 ΔT によるミクロ液膜を通しての熱伝導によって液膜が蒸発し、式(8)のように初期ミクロ液膜厚さ δ_0 から時間と共にその厚さを減少させていく。 ΔT は(8)式によって定められる。

$$\delta(t) = \delta_0 - \frac{q}{\rho_l L} t \quad (8)$$

$$q = k \frac{\Delta T}{\delta(t)} \quad (9)$$

ここでは、以上の前提を含めて、以下の条件を与えることにより、ミクロ液膜が伝熱面から沸騰気泡へ伝える熱量を計算する。

- 1) 初期ミクロ液膜の特性・構造は、熱流束によらず一定 (図 12 より)。
- 2) 液膜が非常に薄く、存在時間が短いことから、蒸発期間中にミクロ液膜内の液体移動はなく、ミクロ液膜は伝熱面から沸騰気泡への熱伝導のみで蒸発するとする。
- 3) ミクロ液膜のドライアウト領域では、その熱流束をゼロとおく。
- 4) 沸騰領域は孤立気泡域とし、他の気泡の干渉はないとする。
- 5) 離脱気泡形状を回転楕円体とみなし、式(4)(5)により蒸気泡体積を求める。

なお、上記の 4) の条件において、Moissis-Berenson⁽³⁾は孤立気泡域から、気泡干渉域と孤立気泡域が入り混じった領域(第一遷移域)への遷移熱流束 q_{tr} を(10)式で与えている。

$$q_{tr} = 0.11 \rho_v L \cdot \theta^{0.5} \left[\frac{g \sigma}{(\rho_l - \rho_v)} \right] \quad (10)$$

本研究の親水・撥水処理を施していないガラス面においては、水の一般的な接触角は $20^\circ \sim 40^\circ$ であり、遷移熱流束の範囲は $q_{tr} = 105000 \sim 148500$ [W/m^2] となった。本実験の熱流束の範囲は高熱流束側で 103000 [W/m^2] であり、孤立気泡域と考えられる。

ミクロ液膜が成長中、常に先端形状が円形を保ちながら成長すると仮定すれば、最大ミクロ液膜半径 R_{Mmax} のミクロ液膜がミクロ液膜期間 Δt_{Me} 内に沸騰気泡へ伝える熱量 Q_{ML} は、式(8)(9)を用いれば式(11)で表される。

$$Q_{ML} = \int_0^{R_{Mmax}} 2\pi r \int_0^{\Delta t_{Me}} \left[k \Delta T / \left(\delta_0 - \frac{q}{\rho_l L} t \right) \right] dt dr \quad (11)$$

図 13 は熱流束が一定条件 $q = 76$ kW/m^2 におけるミクロ液膜厚さの時間変化を

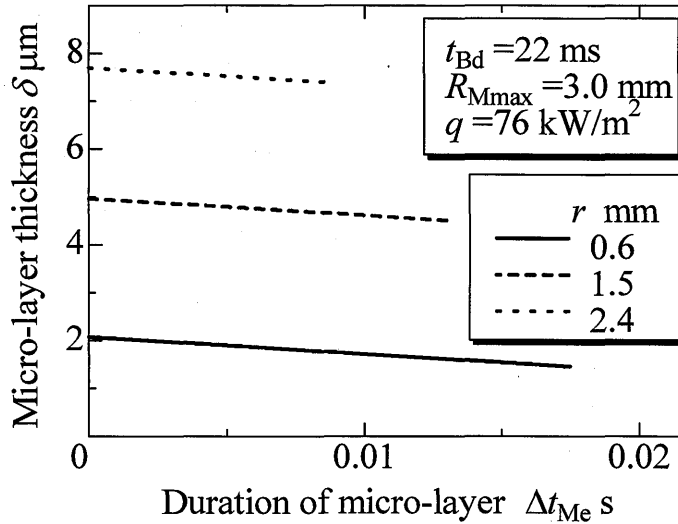


Fig.13 Variation of micro-layer thickness ($q = \text{const.}$)

式(11)から計算した結果を表している。 $t=0$ はマイクロ液膜が生成した瞬間で、気泡の外側へ向かうほどマイクロ液膜期間は短い。蒸発によりマイクロ液膜厚さは減少してゆき、発泡点に近い位置においては初期マイクロ液膜厚さが小さいため、 $\delta=0$ となるドライアウトが生じる場合が現れる。

図 14 は孤立気泡域におけるマイクロ液膜のドライアウトした部分の半径と熱流束の関係を、最大マイクロ液膜半径 $R_{M\text{max}}$ をパラメータとして表している。本研究で用いた熱流束の範囲では中心から 4 ~ 10 % 部分がドライアウトする計算結果を得た。図 15 は孤立気泡域において、単一の気泡が発生してから離脱するまでの、マイクロ液膜を通して気泡へ伝わる熱量 Q_{ML} と熱流束の関係を表している。熱量はマイクロ液膜部分では熱流束に比例して増加するが、ドライアウト領域の出現があるため、その影響で完全な比例関係とはなっていない。

図 16 は計算で得られた熱量から求めたマイクロ液膜からの蒸発による生成蒸気体積 V_s を式(12)より、撮影した気泡画像と式(4)(5)より求めた沸騰気泡の全蒸気量体積 V_b を式(13)より求め、その比率と熱流束の関係を、最大マイクロ液膜半径をパラメータとして示した。

$$V_s = \frac{Q_{\text{total}}}{\rho_v L} \quad (12)$$

$$V_b = \frac{4}{3} \pi \times r_a r_b r_c = \frac{4}{3} \pi \times R_{\text{Bd}}^2 \times \frac{H_{\text{Bd}}}{2} \quad (13)$$

本研究で用いた熱流束の範囲では全蒸発量に対するマイクロ液膜からの蒸発割合は、実験で用いた熱流束範囲において、沸騰気泡体積のうち 5 ~ 11% であり、

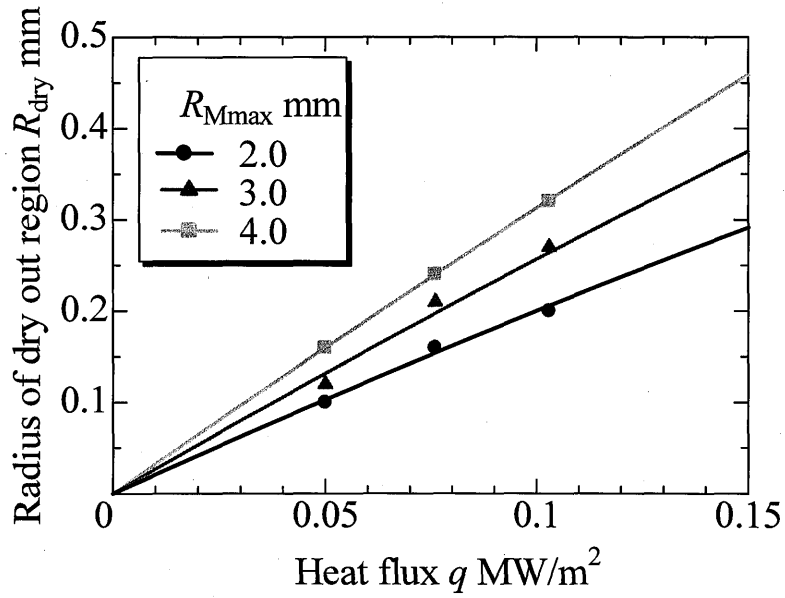


Fig.14 Variation of radius of dry out region against heat flux

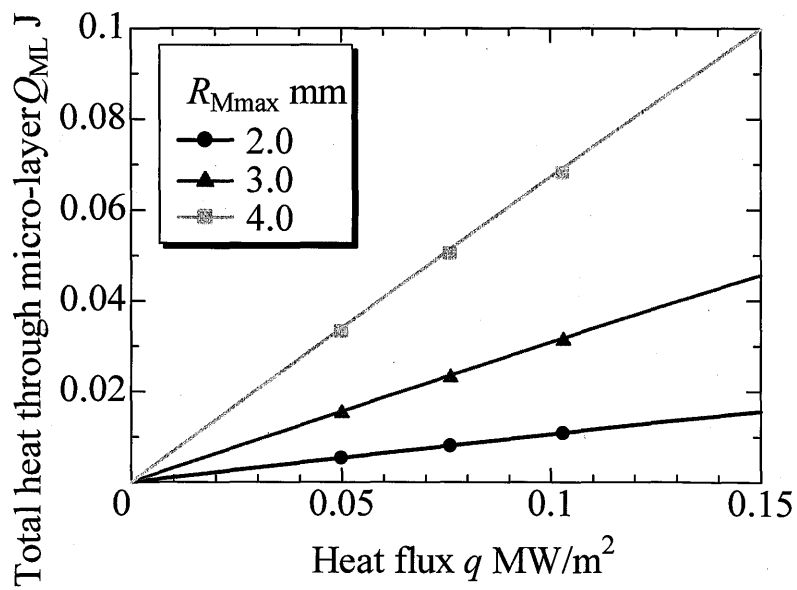


Fig.15 Variation of Total heat through micro-layer against heat flux

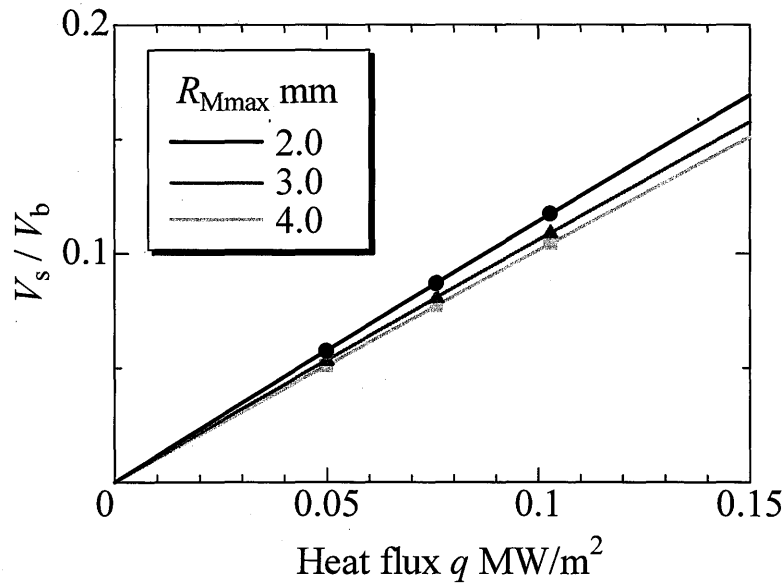


Fig.16 Contribution of evaporation from micro-layer

孤立気泡域の最大熱流束 ($q=149\text{kW/m}^2$) では約 16%程度 of ミクロ液膜蒸発の影響があることがわかる。

実際の核沸騰では、本研究の対象とする孤立気泡域とは異なり、気泡の合体などの影響が高熱流束域で出現してくる。ここではあくまで参考として、大気圧下の水のプール核沸騰における限界熱流束点 (Zuber⁽⁴⁾) によれば $q_c=1109\text{kW/m}^2$) まで孤立気泡域が続くとしたときの、ミクロ液膜からの蒸発の影響を試算してみることにする。

図 17 ~ 20 はそれぞれ図 13 ~ 16 を、大気圧下の水のプール核沸騰における限界熱流束点まで試算してみたものである。図 18 ~ 20 においては実線の領域が孤立気泡域を、破線の領域が気泡干渉域を表している。

図 17 は $q=1.0\text{MW/m}^2$ 一定条件におけるミクロ液膜厚さの時間変化を試算した結果である。限界熱流束点付近の非常に高い熱流束においては、急速な乾燥が進み、ドライアウト領域が出現することがわ分かる。

図 18 に、ミクロ液膜のドライアウトした部分の半径と熱流束の関係を、最大ミクロ液膜半径 R_{Mmax} をパラメータとして示した。熱流束 1.0MW/m^2 では中心から 54 ~ 63%部分がドライアウトする計算結果を得た。

図 19 より、単一の気泡が発生してから離脱するまでの、ミクロ液膜を通して気泡へ伝わる熱量 Q_{ML} と熱流束の関係において、非常に高い熱流束においてはドライアウトの影響が強くと現れるため、ミクロ液膜を通して気泡へ伝わる熱量 Q_{ML} は熱流束と比例関係にはならないことが分かる。

図 20 において、ミクロ液膜からの蒸発による生成蒸気体積 V_s の沸騰気泡の全

蒸気量体積 V_b に占める割合が 1.0 MW/m^2 では 80%程度になり、高熱流束ではマイクロ液膜蒸発の影響が強くなる傾向が読み取れる。前述のように、本研究の測定結果は孤立気泡域を対象としているので、熱流束の大きな領域における定量的議論はここでは難しい。 R_{Mmax} の影響は小さく、ほぼ熱流束の関数として表される傾向を示した。

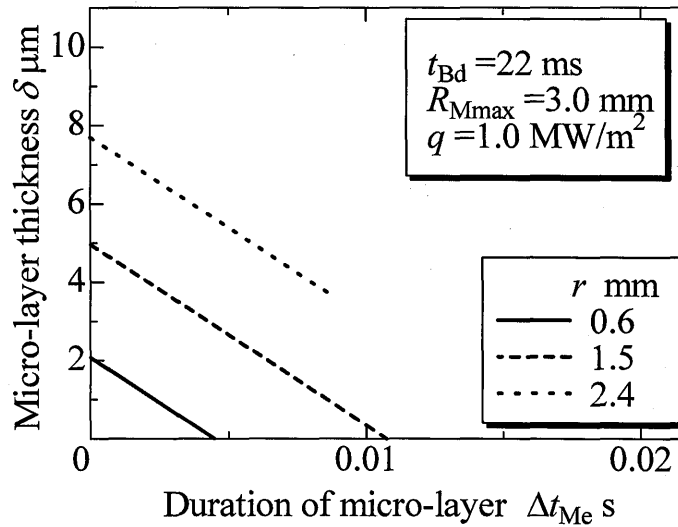


Fig.17 Variation of micro-layer thickness ($q = \text{const.}$)

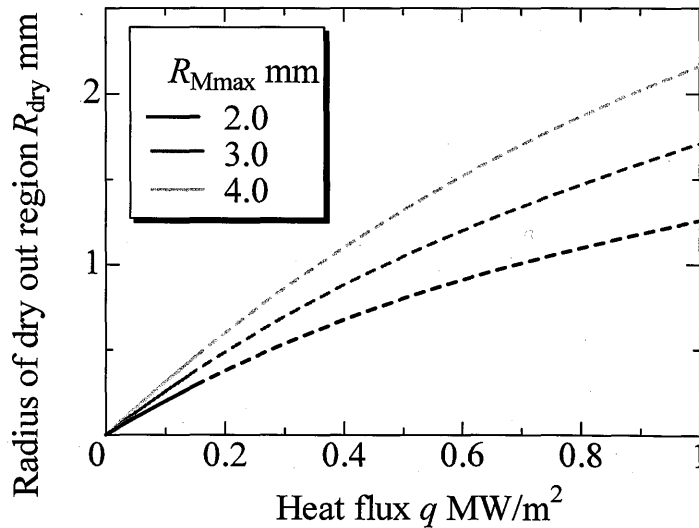


Fig.18 Variation of radius of dry out region against heat flux

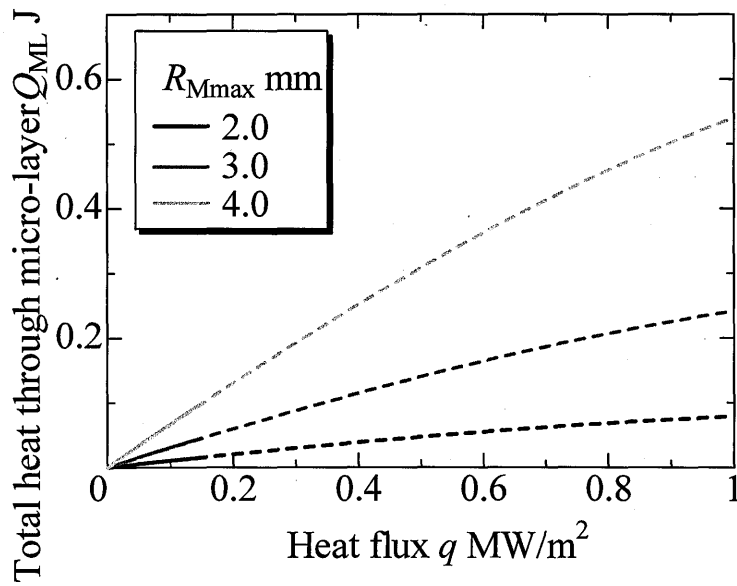


Fig.19 Variation of Total heat through micro-layer against heat flux

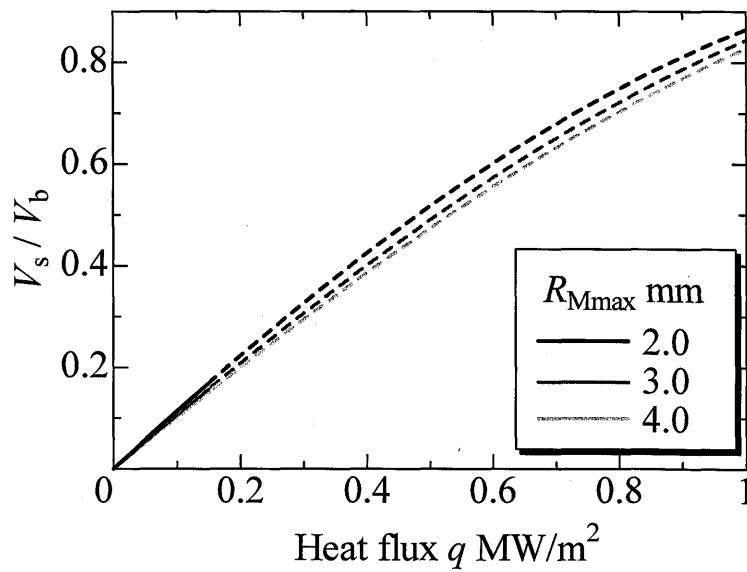


Fig.20 Contribution of evaporation from micro-layer

IV-5 結論

プール核沸騰過程において沸騰気泡下部に生成するマイクロ液膜の厚さを、レーザー消光を適用して測定を行った。得られたマイクロ液膜の厚さ構造を基に、マイクロ液膜蒸発に関する伝熱特性の検討を行い、以下の結論を得た。

- (1) 実験を行った熱流束範囲において、マイクロ液膜は相似的に成長し、マイクロ液膜厚さおよび存在時間を最大マイクロ液膜半径の関数として表した。
- (2) 本実験の熱流束範囲において、マイクロ液膜からの蒸気量は全沸騰気泡体積に対し5~11%の寄与をしており、その寄与度は熱流束が大きくなるほど増加する傾向を示した。孤立気泡域ではマイクロ液膜からの蒸発が全蒸発量の最大16%程度であると推測された。

文献

- (1) Cooper, M.G., Lloyd, A.J.P. (1969), The microlayer in nucleate pool boiling. Int. J. Heat and Mass Transfer. Vol.12, pp895-913.
- (2) Utaka, Y., Nakamura, K. (2008), Configuration of Micro-layer in Nucleate Boiling, JSME,
- (3) Moissis, R., and Berenson, P.J., (1963), On the Hydrodynamic Transitions in Nucleate Boiling, J. Heat Transfer, 85-3, pp.221-229.
- (4) Zuber, N., (1958), On stability of boiling heat transfer, Trans.ASME,80-3,pp.711-720.

Part V

Configuration of the micro-layer and characteristics of heat transfer in a narrow gap mini/micro-channel boiling system

V-1 Introduction

Recently, the researches and applications on the microscopic phenomena are of great interest. One of the examples in the field of heat transfer with phase change is mini/micro-channel type vapor generator for a fuel cell vehicle with a reformer. A fuel cell vehicle with a reformer requires a high efficiency of heat exchange and low heat capacity to meet power train requirements and realize fast response and compactness. The use of a narrow gap mini/micro-channel vapor generator for a reformer with a large surface area per unit volume and small heat capacity is one possible approach to satisfy these requirements. Since there are several definitions of “mini” and “micro” were presented depending on the hydraulic diameter of other non-dimensional variables and the size in this study span both, the term of mini/micro is used in this study. The mini/micro-channel refers to that section of the bulk liquid in a plate-shaped vapor generator with thin gaps between the heating plates, as shown in Figure 1. In the boiling process, the bulk liquid, superheated micro-layer and the bubbles generally affect the boiling characteristics in complicated ways. In particular, in the case of a restricted flow path such as a mini/micro-channel, vapor bubbles have a depressed shape, because they are pushed and crushed by the heating plates and rapidly spread over the heating plates. Therefore, the rate of evaporation at the micro-layer between the plates and the bubbles plays an important role in determining the heat-transfer rate.

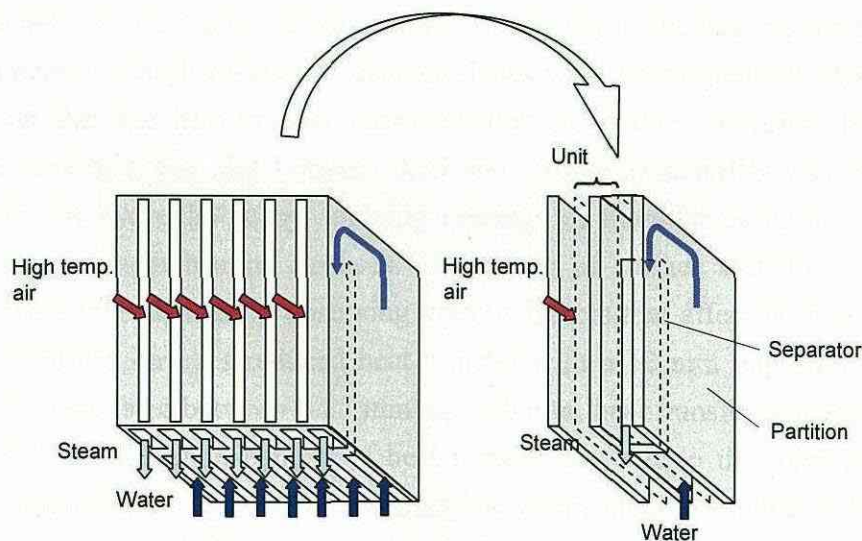


Figure 1 Mini/micro-channel vapor generator

There have been many investigations on mini/micro-channels. Kandlikar [1] studied the behavior of flow caused by a pressure drop between the inlet and outlet in a horizontal micro-channel with a cross section of 1×1 mm. Wen et al. [2] studied the heat transfer coefficient of a vertical micro-channel with a cross section of 1 mm by 2 mm, and a vertical pipe ranging in diameter from 0.8 to 1.7 mm. Thome et al. [3] and Dupont et al. [4] presented a three-zone flow boiling model formulated to describe evaporation of elongated bubbles in micro-channels and is compared to experimental data. For the boiling in narrow gap mini/micro-channels, Katto and Yokoya [5] and Fujita et al. [6] reported that the evaporation characteristics in a mini/micro-channel with a reduced gap size formed by a flat heating surface are completely different from those of pool boiling.

On the other hand, studies on the thin film that forms between the heating surface and bubbles in nucleate pool boiling have been performed. For example, Cooper et al. [8] measured the change in the heating surface temperature and calculated the thin film thickness from the experimental results using an ideal analytical model. Recently, some attempts (Stephan [9] and Wayner [10]) have been made to elucidate the mechanism of heat and mass transfer by precisely modeling the thin film, taking into account the adsorbed liquid film in which intermolecular forces are influential. Comparison with practical cases is still insufficient, and it is important to accumulate experimental results for a variety of boiling systems.

In a previous report, Tasaki and Utaka [7] described observations of the aspects of vapor behavior and heat transfer measurements in the mini/micro-channel. The effects of the gap size between the heating plates and the wettability of the heating surface of a mini/micro-channel on the heat-transfer characteristics were experimentally studied. It was pointed out that the heat-transfer characteristics are mainly governed by these factors. In the case of a gap size between 0.25 and 10 mm, wettability was changed from hydrophilic to hydrophobic by applying coatings of titanium oxide and silicon resin to the lapped copper heating surfaces. The effects of surface wettability on the boiling curve were investigated by observing various factors that affect boiling. It was found that hydrophilic surfaces reduced heat transfer with a 10 mm gap size. On the other hand, with a gap size between 0.25 mm and 1.0 mm, heat transfer was enhanced. It was concluded that the enhancement of heat transfer was due to the formation and sustaining of a micro-liquid-layer on the heating plate with a highly wettable surface.

Two regions are seen for boiling or vaporization in the mini/micro-channel, namely a micro-layer-dominant region and a dryout region as shown in Fig.2. The open and closed symbols denote the micro-layer-dominant region and the dryout region, respectively. Intermittent formation of the micro-layer, due to the generation of vapor

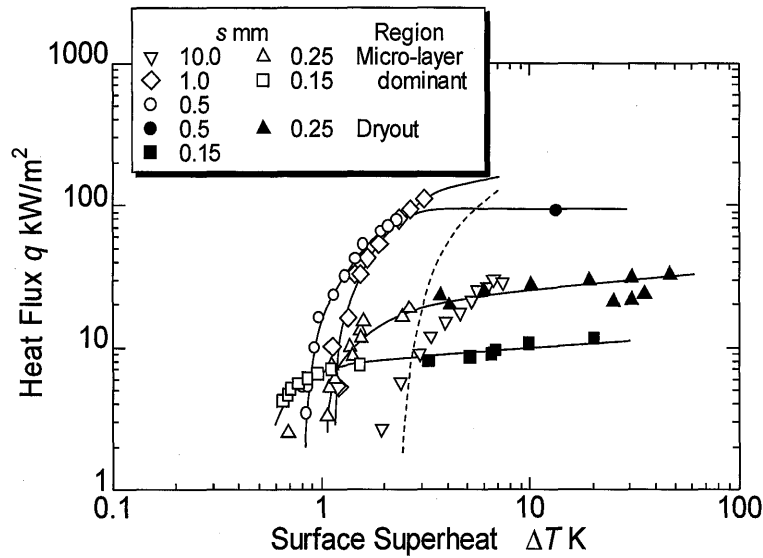


Figure 2 Effect of gap sizes on boiling curves on titanium oxide-coated surface

bubble, is observed in the first region. In the other region, periodic forward and backward movements of the liquid at the entrance of the channel, and the appearance of dryout at the exit are observed. The dotted line in the figure divides the two regions. For all cases of a gap size of less than 0.5 mm, the maximum heat flux occurs in the dryout region. However, the micro-layer-dominant region occupies approximately 70 to 80% of the maximum heat flux. Hence, it is seen that the micro-layer-dominant region represents the principal form of heat transfer for mini/micro-channel boiling. For instance, in the region of relatively low superheat, a narrower gap size results in a higher heat-transfer coefficient. However, with increasing superheat, the change tends to have an opposite trend. Therefore, clarification of the behavior of the micro-layer is a very important factor in elucidating the mechanism and characteristics of boiling heat transfer in a mini/micro-channel vaporizer.

In this study, the characteristics of the micro-layer that forms in the mini/micro-channel vapor generator between the heat transfer surface and bubbles generated during boiling were clarified by the application of high response and non-contact laser extinction method to measure the micro-layer thickness. Furthermore, the mechanism and characteristics of heat transfer was quantitatively analyzed by investigating factors such as the position of the generated vapor bubble, velocity of vapor forefront, the periods of micro-layer dominance and liquid saturation in the boiling cycle, and so forth, on the basis of the heat transfer measurements, observations of the aspect of boiling given in the previous report [7], and the configuration of the

micro-layer.

V-2 Nomenclatures

A : extinction coefficient

D : distance from incipient bubble site

H : height of heat transfer surface

I : detected laser intensity with liquid-layer

I_0 : detected laser intensity without liquid-layer

L : latent heat of vaporization

N_B : number of times of initial micro-layer appearance by bubble growth in a bubble period

N_R : number of times of micro-layer appearance by liquid slug in a bubble period

q : average heat flux

s : gap size

t : time

t : time after formation of micro-layer

t_L : term filled with bulk liquid

t_M : term with micro-layer

T : liquid temperature

T_0 : vapor saturation temperature

T_w : temperature of heat transfer surface

T_{WE} : final temperature in term with micro-layer

$\Delta T = T_w - T_0$: superheat of heat transfer surface

v : rate of decrease of micro-layer thickness

V_L : local bubble forefront velocity

W : twidth of heat transfer surface

$x^*=x/H$: nondimensional height of heat transfer surface

$y^*=y/W$: nondimensional width of heat transfer surface

z : axis of gap thickness

α : thermal diffusivity

δ : micro-layer thickness

δ_0 : initial micro-layer thickness

ρ_L : density

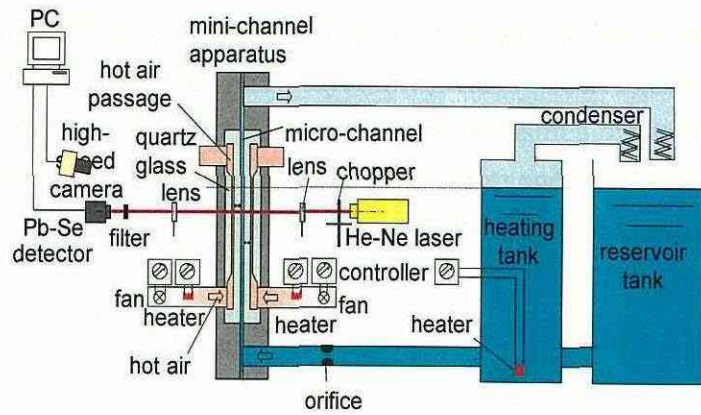
λ : thermal conductivity

V-3 Experimental apparatus and method

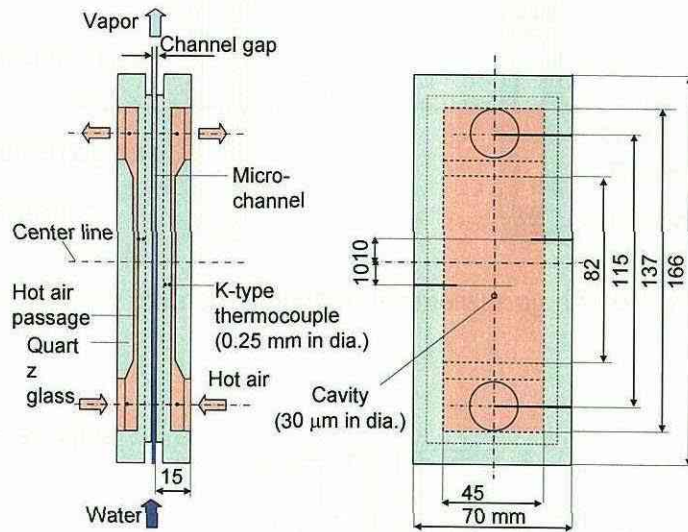
Figure 3(a) shows the experimental apparatus consisting of a boiling section in the mini/micro-channel vapor generator, and a section for measuring the micro-layer thickness by application of the laser extinction method. The vapor generator is located between a laser emitter and a detector. The mini/micro-channel system apparatus is the same as that used in the previous study [7], with the exception of the mini/micro-channel section. A water reservoir and heating tank were placed upstream in the mini/micro-channel test apparatus. The cross-sectional area of the water reservoir was large enough to maintain a constant water level in the mini/micro-channel. The water supplied to the mini/micro-channel apparatus was boiled in a heating tank that was open to the atmosphere. Vapor generated from the mini/micro-channel vapor generator and the heating tank flowed through a condenser and back to the water reservoir. Figure 3(b) shows the details of the mini/micro-channel test apparatus. Quartz glass with a high transparency for infrared light was mainly utilized for the test apparatus to enable more accurate measurements. Two quartz glass plates form the mini/micro-channel, which is filled with water as the test fluid. Passages for high temperature air used as the heating fluid to heat the mini/micro-channel were positioned at the back and front of the mini/micro-channel. The central part of the 82 mm high passage, which essentially served as the heating area, was narrowed to enhance heating. The width of the passage was 45 mm. The heat flux into the mini/micro-channel was controlled by varying the air temperature from 110 to 300 °C. A cavity of 30 μm diameter was located 12 mm below the center of the mini/micro-channel to provide an incipient bubble site on the heating plate. Two thermocouples to measure the heat flux were embedded at different depths in the quartz glass at points 12 mm above and below the center, respectively.

The contact angle of pure water on the quartz glass heating plates was 26° and the real gap size of the narrower mini/micro-channel, as measured with a plasti-gauge, was in the range of 0.147 to 0.158 mm for a 0.15 mm test gap size. Therefore, it was confirmed that the heating surface had sufficient wettability, and that the gap size was constant and sufficiently accurate with respect to the target value.

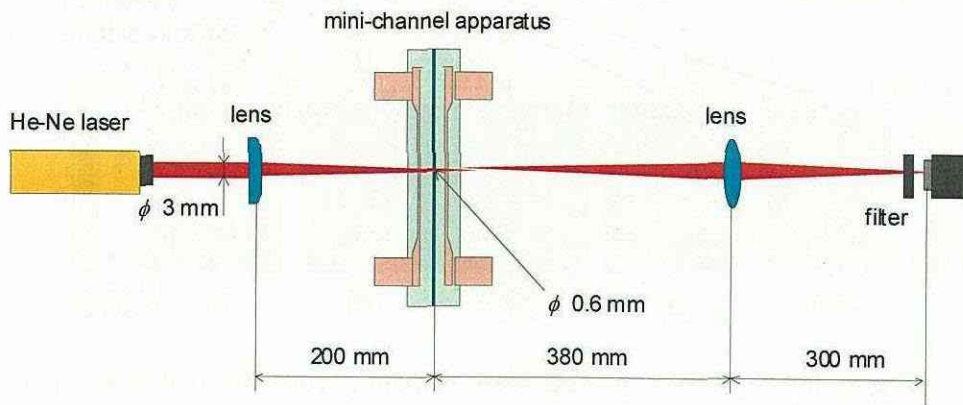
For the laser extinction method, a laser ray (3 mm diameter and 3.39 μm wavelength) was launched from a He-Ne laser emitter through the mini/micro-channel via a chopper, as shown in Figure 3(c). A convex lens was used to focus the laser ray to a diameter of 0.6 mm. After passing through the convex lens and an optical filter, the laser ray was introduced to a Pb-Se detector with a light detection surface area of 3×3 mm².



(a) Schematic of whole experimental system



(b) Details of mini/micro-channel and heat transfer plate

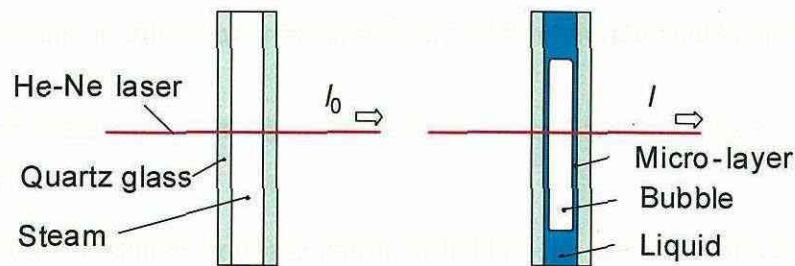


(c) Measurement apparatus dimensions

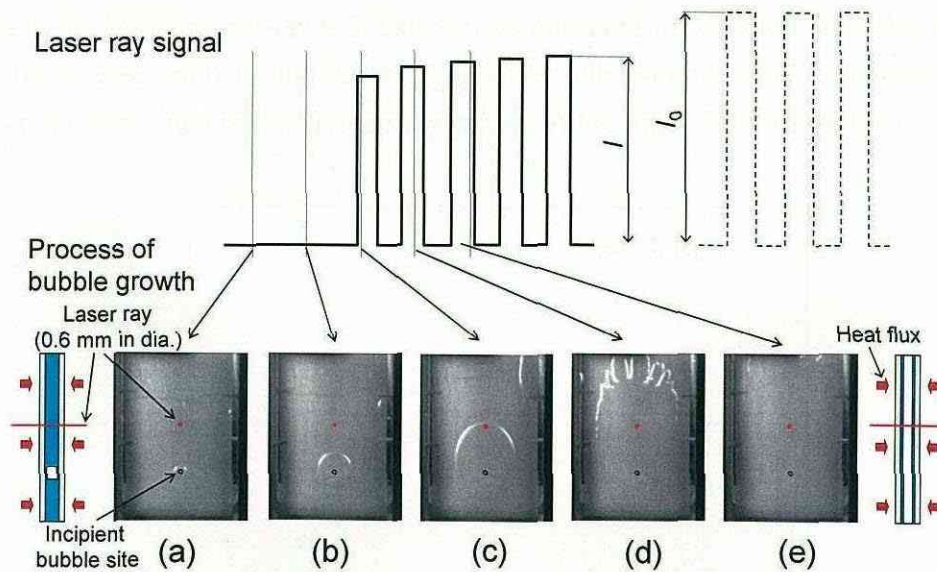
Figure 3 Experimental apparatus for measuring micro-layer thickness

The principle of the laser extinction method is to determine the micro-layer thickness, as illustrated in Figure 4(a). The micro-layer thickness was determined using Lambert's law, as given in Eq. (1). I_0 and I denote the light intensities at the detector when the mini/micro-channel being measured is filled with steam and with a thin water layer and steam, respectively. δ and A are the micro-layer thickness and extinction coefficient, respectively.

$$\delta = -(1/A) \ln(I/I_0) \quad (1)$$



(a) Principle of laser extinction method for measuring micro-layer thickness



(b) Example of measuring process and aspect of bubble growth process

Figure 4 Measurement method and example

The extinction coefficient for water was measured, and the precision of measurement was investigated by Utaka and Nishikawa [11]. This method is sufficiently accurate to measure the micro-layer thickness of water on a micron scale, because the values of I/I_0 are varied from 0.2 to 0.9 in relation to a range of 2 to 30 μm for the thickness of the micro-layer of water.

The laser signals were recorded in synchronization with the process of bubble growth, which was recorded with a high-speed camera placed in front of the mini/micro-channel, as shown in Figure 4(b). The relative location of the incident laser ray on the heating surface was adjusted to vary the distance from the incipient bubble.

V-4 Configuration of micro-layer in narrow gap mini/micro-channel boiling system

V-4-1 Effect of heat flux and distance from incipient bubble site on the initial micro-layer thickness

Heat flux and the distance from the incipient bubble site were examined as possible factors affecting the initial micro-layer thickness for the gap sizes of 0.15, 0.3 and 0.5 mm. The effect of heat flux on the initial micro-layer thickness for a gap size of 0.3 mm is shown in Figure 5. Measurements were made at four different heat flux levels. No distinction in the initial micro-layer thickness was observed for different heat flux levels as similar to the cases of 0.15 and 0.5 mm gap sizes, indicating that the formation of the micro-layer is determined by the dynamic behavior of the liquid-vapor interface.

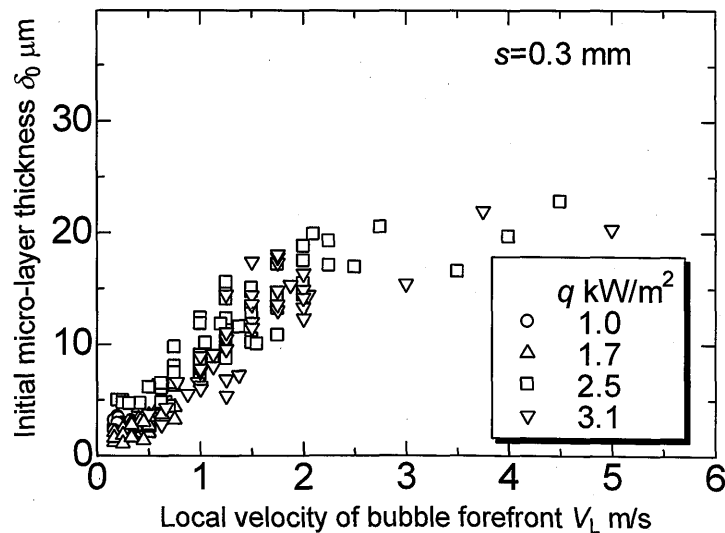


Figure 5 Relation between micro-layer thickness and bubble forefront velocity flux on micro-layer and effect of heat thickness for a gap size of 0.3 mm

The effect of the distance from the bubble formation site on the initial micro-layer thickness for three gap size of 0.5, 0.3 and 0.15 mm is shown in Figure 6 for six different bubble forefront velocities. It was observed that the initial micro-layer thickness was weakly dependent on the distance from the bubble incipient site.

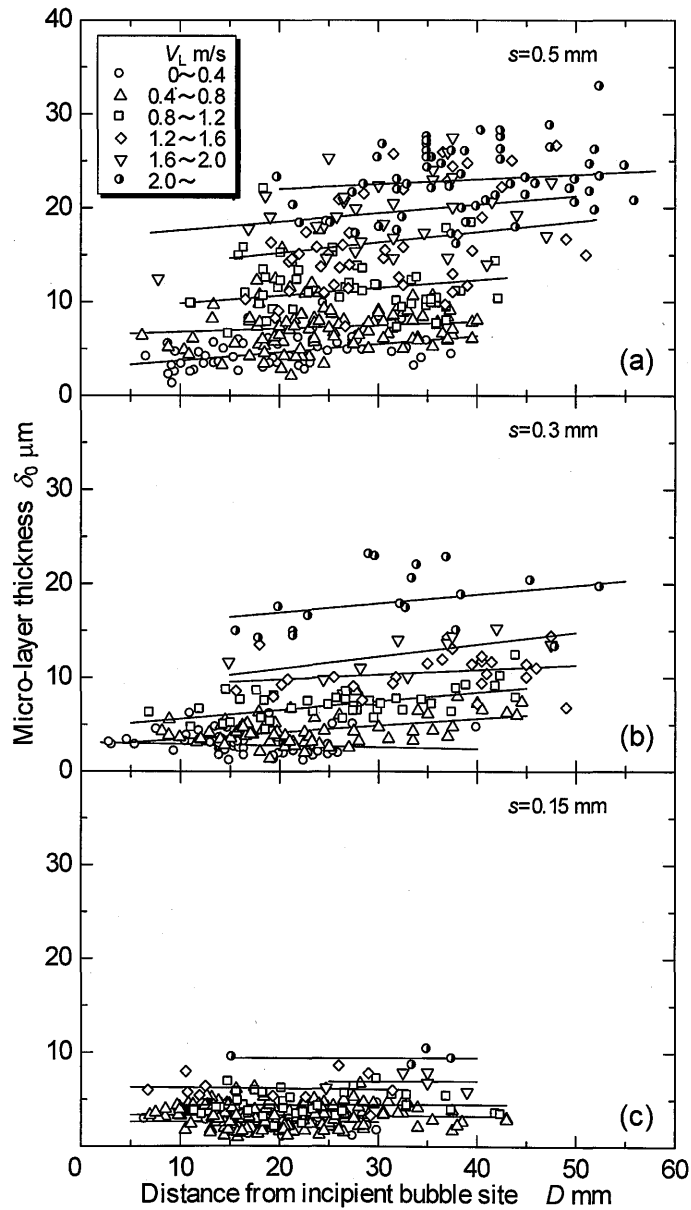


Figure 6 Effects of distance from incipient bubble site and velocity of bubble forefront on initial micro-layer thickness

V-4-2 Effect of bubble forefront velocity and gap size on initial micro-layer thickness

The micro-layer is formed as a result of liquid remaining on the heating surface immediately after the liquid is pushed away by the bubble growth. The micro-layer thickness varies due to the effects of bubble forefront velocity and movement, and the evaporation rate from the micro-layer. Attention was focused on the initial micro-layer thickness δ_0 that appears immediately after the passage of the bubble forefront. It is thought that δ_0 is determined by the kinetic interface behavior in the process of bubble growth without being affected by evaporation of the micro-layer. On a highly wettable surface, the initial micro-layer thickness may depend on the effect of the two characteristic regions that are distinguished at a bubble forefront velocity of approximately 2 m/s (Fig. 7). Initial micro-layer thicknesses of between 2 and 23 μm were measured in the linear-increase region and approximately 18 μm in the constant thickness region for a gap size of 0.3 mm.

The variation of the initial micro-layer thickness in relation to the bubble forefront velocity is shown in Figure 7 for three different mini/micro-channel gap sizes of 0.5, 0.3 and 0.15 mm. The tendency of the initial micro-layer thickness relative to the bubble forefront velocity for the different gap sizes changed at a bubble forefront velocity of 2.0 m/s. Moreover, the initial micro-layer thickness was strongly affected by the gap size, and decreased with decreasing gap size. In the constant thickness region, initial micro-layer thicknesses of 23, 18 and 9 μm were measured for gap sizes of 0.5, 0.3 and 0.15 mm, respectively.

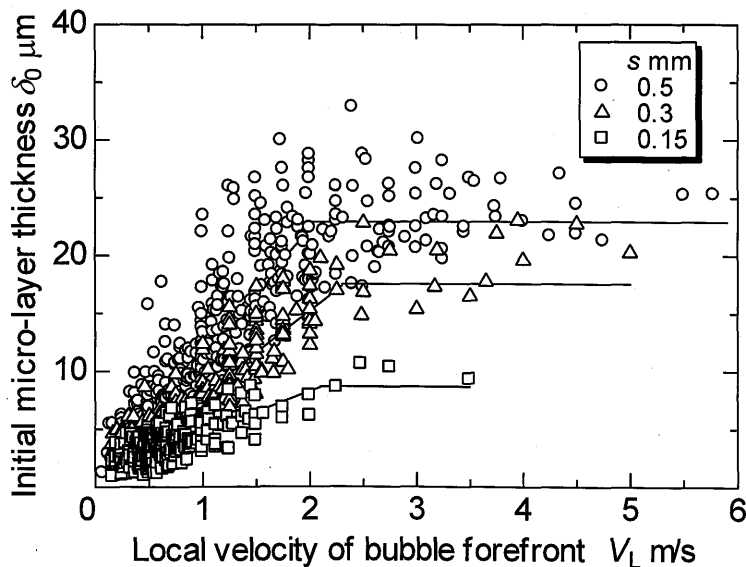


Figure 7 Velocity of bubble forefront and distance from incipient bubble site

These characteristics suggest that, for smaller gap sizes, the heat flux is larger in the low heat flux domain and the critical heat flux is lower than the dominant domain in the boiling curves. That is, in the micro-layer dominant region, the vaporization rate is increased, and higher boiling heat transfer is possible due to the thinner micro-layer. On the contrary, due to an increase in heat flux, the thinner liquid film disappears for a short time and a dryout region appears.

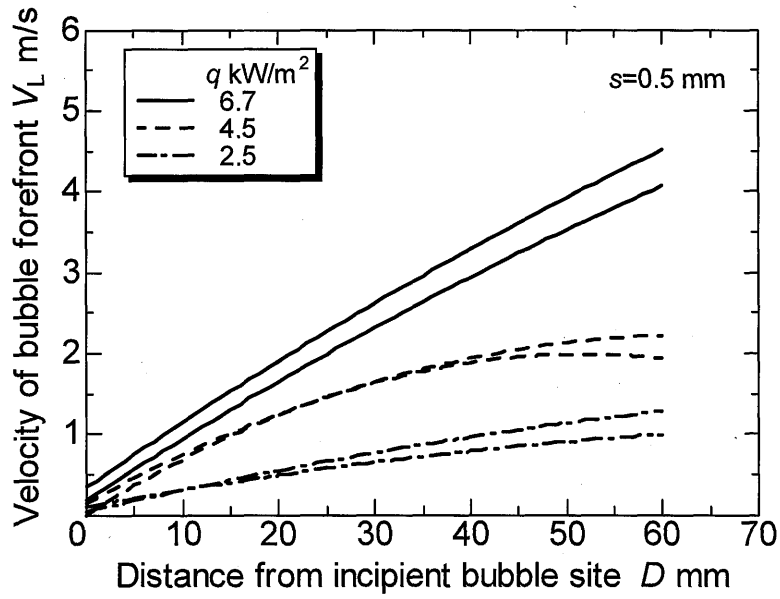
V-4-3 Distribution of initial micro-layer thickness

Figure 8(a) shows the typical variations of bubble forefront velocity in relation to the distance, D , from the incipient bubble site at three different heat fluxes and a gap size of 0.5 mm. As a bubble grows and enlarges, the velocity of the bubble forefront increases. Figure 8(b) shows the distributions of initial micro-layer thickness on the heating surface, derived from the relation between the bubble forefront velocity and the distance from the bubble formation site, as shown in Figures 6 and 7. The initial micro-layer thickness increases, because the bubble forefront velocity increases with increasing heat flux; and the initial micro-layer thickness is between 1-2 and 10-20 μm , in the region of D between 3 and 50 mm, respectively. Furthermore, the initial micro-layer thickness increases with increasing D , which corresponds to the tendency for the bubble forefront velocity to increase, as shown in Figure 7. The initial micro-layer thickness increases monotonically in the lower heat flux region in which the bubble forefront velocity is out of the region of constant micro-layer thickness. On the other hand, as the heat flux increases, a constant thickness appears in the region of larger D . The initial micro-layer thickness becomes constant at smaller D with increasing heat flux.

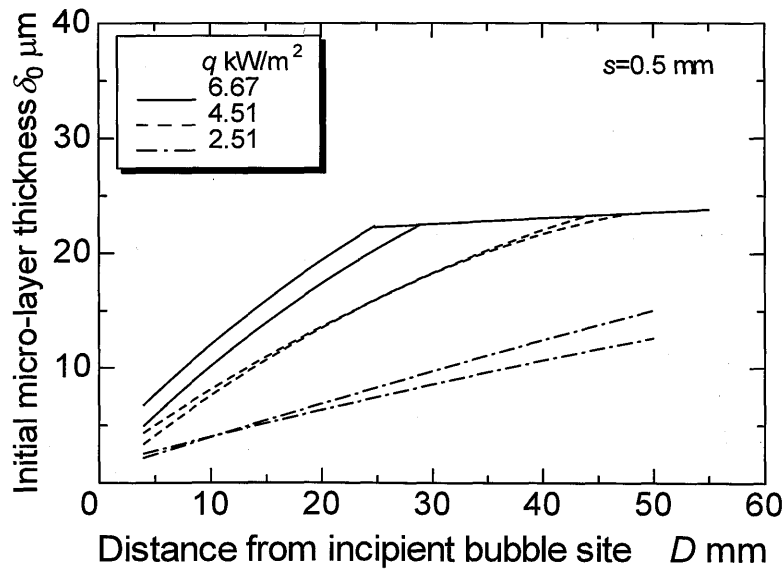
V-5 Consideration of heat transfer characteristics on the basis of configuration of micro-layer

V-5-1 Characteristics of phenomena in micro-layer dominant region and method of analysis of heat transfer characteristics

A micro-layer dominant region is the principal form of heat transfer in narrow gap mini/micro-channel boiling. Therefore, the heat transfer characteristics are discussed using various characteristics of the liquid micro-layer thickness elucidated in Chapter 3, and heat transfer measurement data and analysis of images taken, for the micro-layer dominant region reported in ref. [7]. The measuring system used in ref. [3] is basically the same as that used in this study; therefore, the results of the heat transfer and liquid



(a) Velocity of bubble forefront and distance from bubble incipient site



(b) Initial micro-layer thickness and distance from bubble incipient site

Figure 8 Distribution of initial micro-layer thickness for $s = 0.5$ mm

micro-layer measurements are comparable.

The micro-layer dominant region consists of a liquid saturation period where the whole gap is filled with the liquid and a micro-layer period where the vapor bubble is formed in the gap and a micro-layer exists on the heat transfer surface underneath the vapor bubble. These two periods are repeated alternately. The micro-layer period can be classified into two phases: an initial liquid micro-layer that is formed on the heat transfer surface by bubble generation and growth from the liquid saturation period, and a reformed liquid micro-layer that is formed again by the transfer of a liquid slug accompanying the dynamic and complicated behavior of bubbles.

To study the evaporation mechanism and heat transfer characteristics in the micro-layer dominant region, the mini/micro-channel boiling phenomenon is modeled as described below. Although the heating conditions require further study, in the present investigation, the heat flux is assumed to be constant.

- (1) The bubble generation cycle is the sum of the liquid saturation period t_L and the micro-layer period t_M .
- (2) The micro-layer period consists of an initial micro-layer and a reformed micro-layer.
- (3) Bubbles are generated at a constant site that is a function of the heat flux.
- (4) The bubble growth rate is another function of the heat flux.
- (5) The averaged values during the period of measurement were used for the above mentioned factors such as the bubble generation cycle, liquid saturation period, micro-layer period, initial micro-layer period, reformed micro-layer period, incipient bubble site, and bubble growth rate all data throughout during the period of measurement is averaged.

For the heat transfer surface indices, average values were measured at a total of nine representative reading positions, as shown in Figure 9: three non-dimensional positions ($x^* = 0.20, 0.50, 0.80$) from upstream to downstream of the heat transfer surface with height $H = 102$ mm and three non-dimensional positions ($y^* = 0.22, 0.5, 0.78$) in the span direction width $W = 50$ mm, as used for heat transfer measurements in ref. [7]. Since every index showed a small difference in the y^* direction, the averages in the y^* direction were adopted by taking the x^* direction into consideration.

V-5-1-1 Determination of the incipient bubble site and the bubble front velocity

Figures 10 and 11 show the changes of the average incipient bubble site for each average heat flux determined from high-speed images, and the changes of the mean bubble forefront velocities generated from these sites, respectively. In Figure 10, symbol

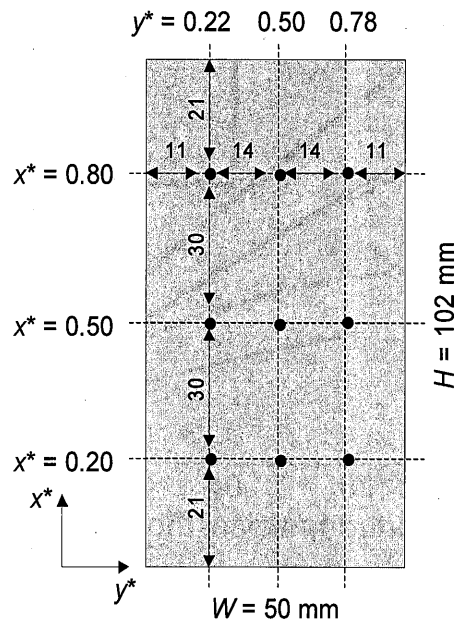


Figure 9 Measuring positions on the heat transfer surface

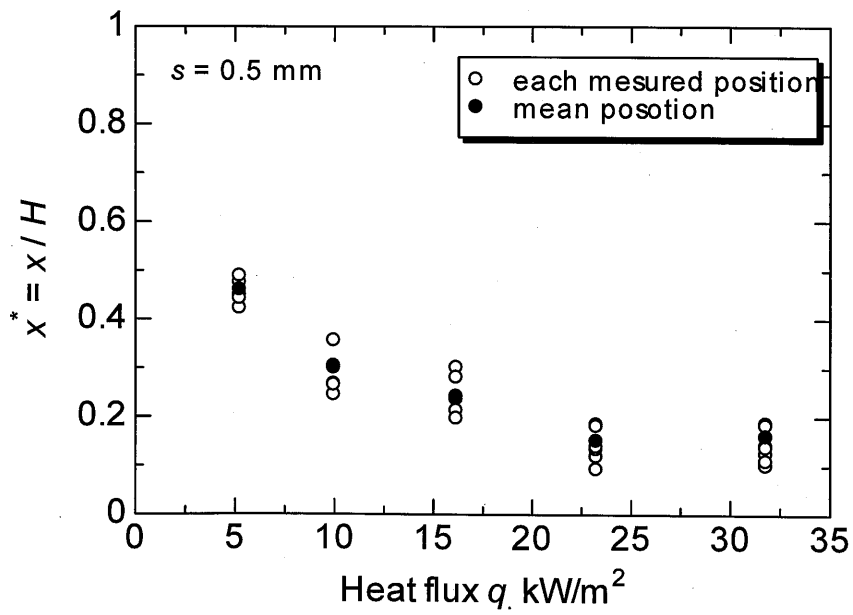


Figure 10 Positions of incipient bubble site

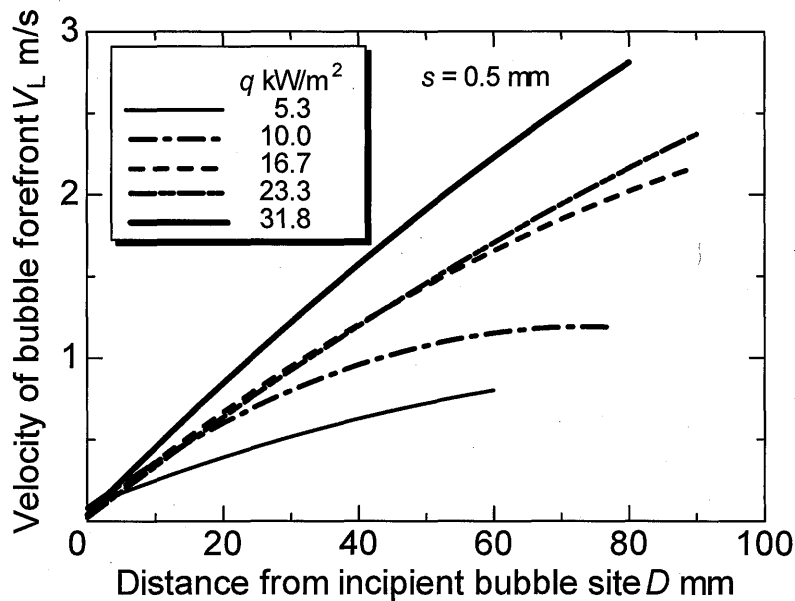


Figure 11 Mean velocity of bubble forefront and distance from incipient bubble site

○ represents the measured position of incipient bubble sites and ● represents the average position. At each heat flux, the changes in the positions of the incipient bubble site are limited to a comparatively narrow range. This justifies the validity of averaging. The curves in Figure 11 show the averages of 5 to 10 patterns of bubble forefront velocity as determined from the images under each heat flux condition. The bubble forefront velocity V_L tends to increase monotonically as the distance and heat flux increases.

The bubble forefront velocity V_L at distance D from the incipient bubble point can then be calculated. By applying these values to the results shown in Figure 6, the initial micro-layer thickness δ_0 , at each position x^* in the micro-layer period, can be obtained, where the value at an arbitrary bubble forefront velocity is determined by interpolation.

V-5-1-2 Determination of the liquid saturation period t_L and the micro-layer period t_M

The liquid saturation period and the micro-layer period were measured as a time series throughout the image capturing period. Figure 12 shows the relationship between the average heat flux, and the average liquid saturation period t_L and liquid micro-layer period t_M at three x^* positions. As x^* increases, the liquid saturation period becomes shorter and the micro-layer period becomes longer. As the heat flux increases, the liquid saturation period becomes remarkably shorter and the micro-layer period becomes longer. As mentioned in 5-1-1, this indicates that the incipient bubble site x^* grows with a decrease in heat flux and the bubbles generated tend to pool high under gravity.

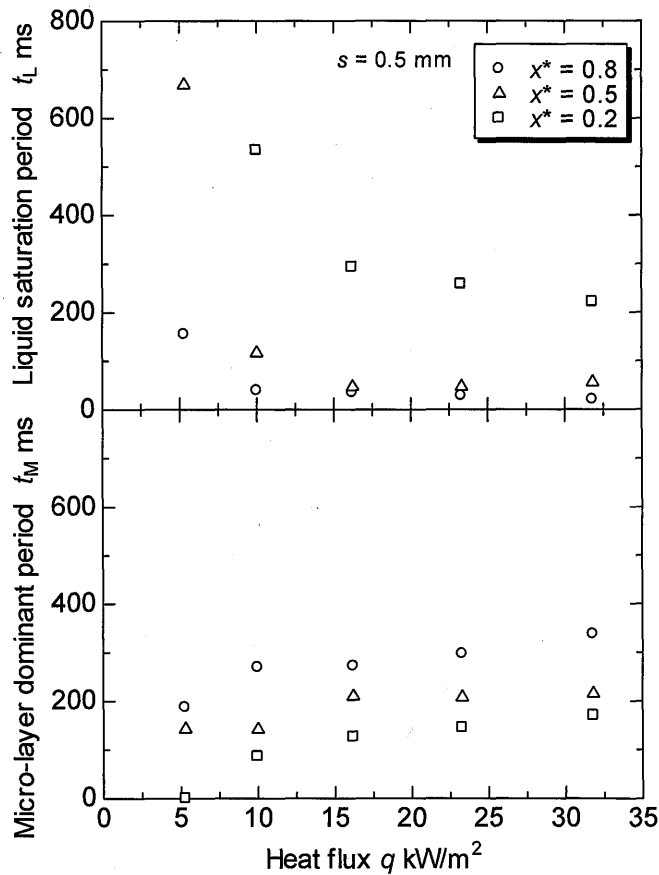


Figure 12 Heat flux vs. liquid saturation period and micro-layer period

V-5-1-3 Ratio of micro-layer reformation in the liquid micro-layer period

The liquid micro-layer period consists of both initial and reformed micro-layers. It is necessary to determine the number of micro-layers reformed in a single liquid micro-layer period. From the experimental images, the number of initial micro-layers formed by bubble growth, and the number of micro-layers reformed by later liquid movement were determined and their ratio was calculated, as shown by Eq. (2).

$$\frac{N_R}{N_B} = \frac{\text{number of times of micro-layer re-appearance by liquid slug}}{\text{number of times of initial micro-layer appearance by bubble growth}} \quad (2)$$

Both the initial and reformed liquid micro-layers were equally dependent on the determining factors of micro-layer-thickness, with no discrepancy between them. Figure 13 shows the measured results. In the region of small heat flux, the number of reformed micro-layers is very small. However, as the heat flux increases, the movement of the liquid slug becomes active and the frequency of micro-layer reformation increases. At the upstream where x^* is small, micro-layers are hardly reformed. However, as x^* increases, the frequency of reformed micro-layers increases.

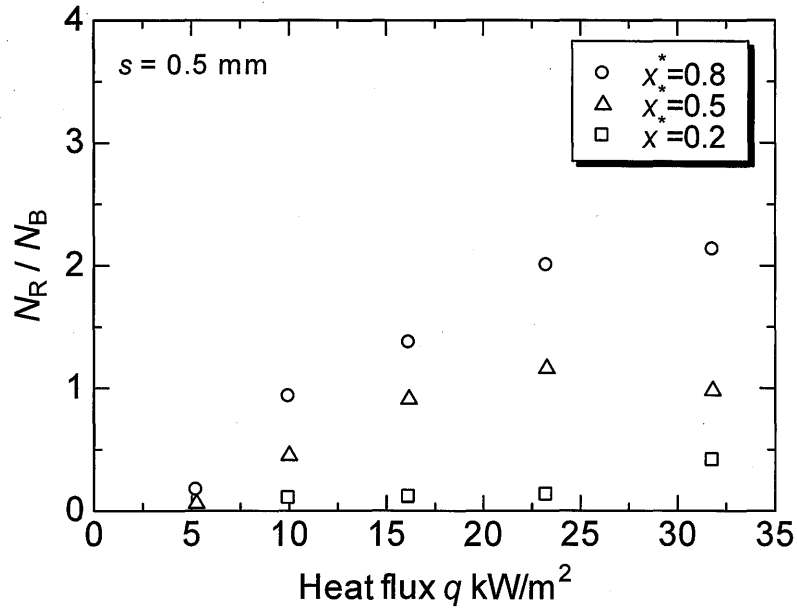


Figure 13 Relationship between average heat flux and N_R / N_B

V-5-1-4 Calculation of the micro-layer thickness and the degree of superheat

To study the heat transfer characteristics where a liquid micro-layer is formed, the variation of the liquid micro-layer thickness and the degree of superheat in the bubble generation cycle were determined as follows:

Micro-layer period:

In the micro-layer period, steady-state heat conduction by the micro-layer, which is dependent on the wall temperature T_w and the saturation temperature T_0 , and causes liquid to evaporate at constant heat flux, so that the micro-layer loses thickness δ is reduced from the initial micro-layer thickness δ_0 . This is also same to the reformed liquid micro-layer. Using Eqs. (3), (4), and (5), the changes in the micro-layer thickness during the micro-layer period, and the transition of the degree of superheat on the heat transfer surface were calculated.

$$v = \frac{q}{\rho_L L} \quad (3)$$

$$\delta = \delta_0 - vt \quad (4)$$

$$\Delta T = T_w - T_0 = q \frac{\delta}{\lambda} \quad (5)$$

Liquid saturation period:

Figure 14 shows a model of the liquid saturation period. Immediately after vapor bubbles pass, the gap is filled with water at saturation temperature, and is heated from the heat transfer surface at constant heat flux. The surface facing the gap side of the heat transfer surface is thermally insulated. The liquid moves comparatively slowly, so that only heat conduction is considered in regard to the temperature changes in the liquid. By solving the one-dimensional equation of heat conduction in unsteady state (Eq. (6)), under the initial conditions (Eq. (7)), and boundary conditions (Eq. (8)), the degree of superheat is calculated.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (6)$$

Initial conditions:

$$\begin{cases} t = 0: T = T_{WE} & (z = 0) \\ T = T_0 & (0 \leq z \leq s) \end{cases} \quad (7)$$

Boundary conditions:

$$\begin{cases} z = 0: -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q \\ z = s: \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

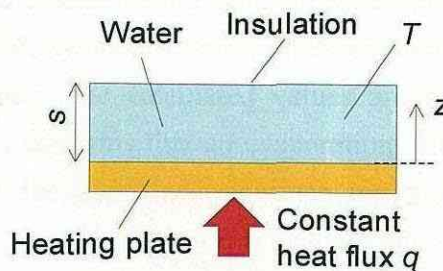


Figure 14 Calculation model in liquid saturation period

V-5-2 Analysis and Discussion of the Heat Transfer Characteristics

Using the method shown above, the analysis was performed for a gap of 0.5 mm with five patterns of heat flux. As an example, Figures 15(a), (b), and (c) show the transitions of the micro-layer thickness, and the degree of superheat during a cycle of bubble generation at $x^* = 0.20$, 0.50, and 0.80, respectively, for a heat flux of 16.2 kW/m^2 . In the liquid saturation period, the degree of superheat increases over time. Once the micro-layer is formed, the degree of superheat drastically decreases. As evaporation reduces the thickness of the micro-layer, the degree of superheat is gradually decreased further. The micro-layer period can be divided into several periods. Between the divided periods, there are also periods of several milliseconds in duration where the micro-layer thickness increases. These periods are attributable to the quick passage of a liquid slug. In Fig. 15, different results are given for each x^* on the right and left. This is because the value of the micro-layer reformation ratio N_R/N_B from Eq. (1) does not generally become an integer, and therefore those micro-layer reformations counted with a difference of one were divided right way. For example, when the micro-layer reformation ratio is greater than 0, but smaller than 1, bubble generation cycles with no micro-layer reformation and those with single micro-layer reformation coexist, and are therefore divided according to the ratio. With regard to the reformed micro-layer thickness in the cycles, the movement velocities of liquid for reforming micro-layers were mostly distributed from 0.8 to 1.6 m/s at every heat flux in this experiment. Consequently, the initial liquid micro-layer thickness of reformation is calculated to be approximately 10 to 16 μm . The reformed micro-layer thickness is distributed narrow range; therefore, a constant value of 13.6 μm , averaged from all data, was adopted as the reformed micro-layer thickness. The other conditions were also equally determined.

Figure 16 shows the results of calculating the average degree of superheat at each heat flux, and comparing the calculated results with the experimentally obtained boiling curve in ref. [7]. In the Figure 16, symbol ■ represent experimentally obtained results, and ○ represent calculated values. The calculated values are in good agreement with the experimental results. This confirms that an evaporation rate can be predicted using the micro-layer thickness; that the micro-layer dominant region, the principal form of narrow gap mini/micro-channel boiling, is determined by the liquid saturation period constituting a bubble generation cycle, and a micro-layer period where the micro-layer evaporates. In addition, the low degree of superheat in the micro-layer period, which occupied a comparatively long duration, indicates good heat transfer in the micro-layer dominant region.

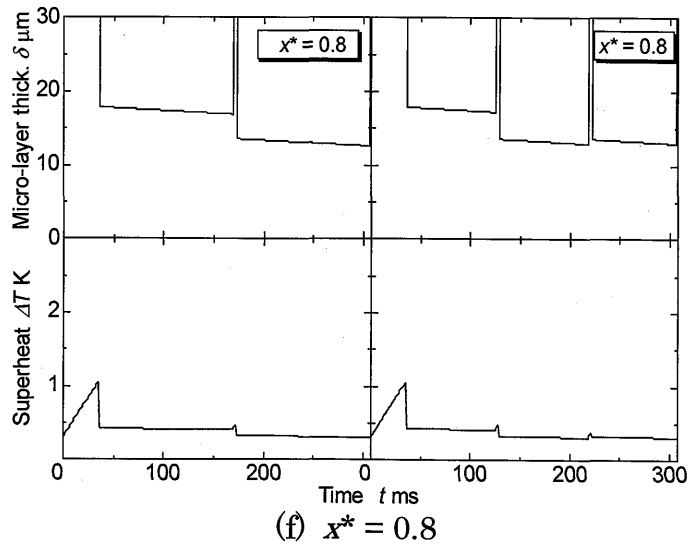
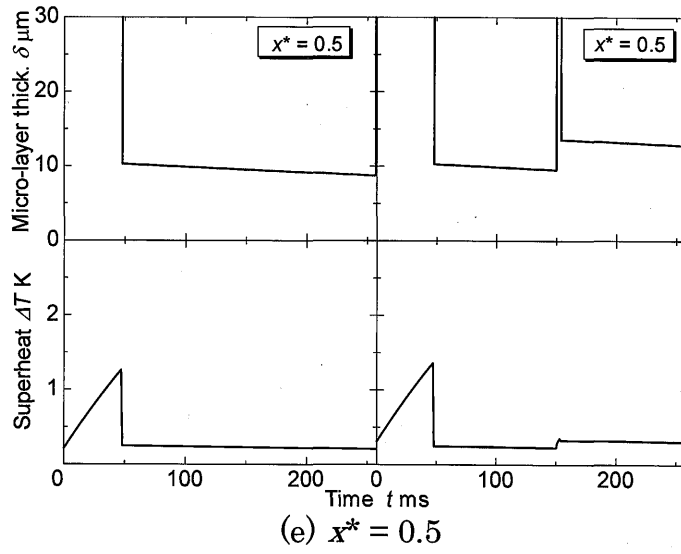
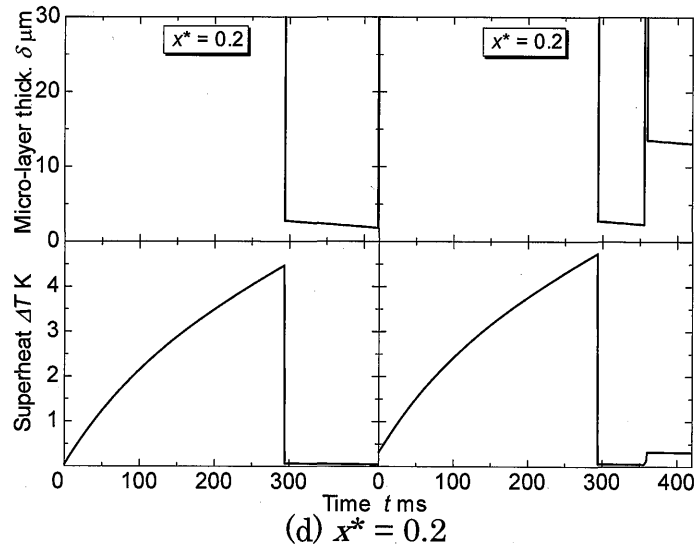


Figure 15 Variations of micro-layer thickness and surface superheat in a vapor bubble cycle for $s = 0.5$ and $q = 16.2 \text{ kW/m}^2$

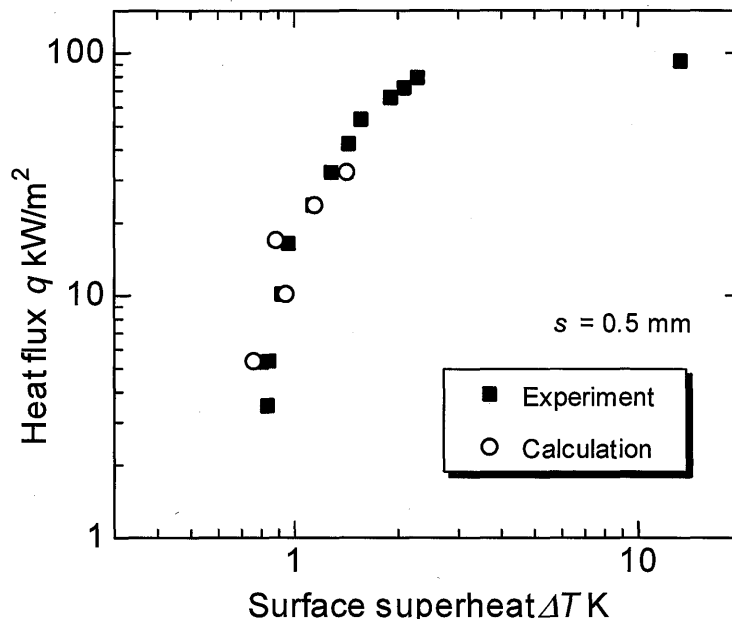


Figure 16 Comparison between experiment and calculation in boiling curve

V-6 Conclusions

The thickness of the micro-layer that forms on a heating surface by vapor growth was measured using the laser extinction method for mini/micro-channel gap sizes of 0.5, 0.3 and 0.15 mm, in order to clarify the heat-transfer characteristics of boiling in a mini/micro-channel vapor generator. Furthermore, the heat transfer characteristics in narrow gap mini/micro-channel boiling were investigated for the micro-layer dominant region. The following results were obtained for mini/micro-channel gap sizes of 0.5, 0.3 and 0.15 mm.

- (1) The initial micro-layer thickness was determined by the gap size and the velocity of the bubble forefront.
- (2) The trend in the variation of the micro-layer thickness, relative to the velocity of the bubble forefront, is divided into two regions; from the low velocity side, a region where the thickness increases linearly with increasing velocity, and a region where the thickness is almost constant. The boundaries of the two regions were determined at a bubble forefront velocity of 2 m/s.
- (3) The initial micro-layer thickness decreases with the decreasing gap size of the mini/micro-channel. The initial micro-layer thickness was approximately 1 to 2 μm in the region of linear increase. In the constant thickness region, the micro-layer thickness

values were 8 to 24 μm for a mini/micro-channel gap size in the range of 0.15 to 0.50 mm.

(4) The initial micro-layer thickness increases due to an increase in the bubble forefront velocity with increasing heat flux. The distribution of initial micro-layer thicknesses of between 4 and 24 μm on the heating surface is in the region of distance, D , between 10 and 60 mm.

(5) On the basis of the measured characteristics of the micro-layer, the factors analyzed, that is, (a) the position of incipient bubble site, (b) the bubble forefront velocity against the distance from the bubble site, (c) the terms of liquid saturation and micro-layer formation, and (d) the ratio between numbers of initial micro-layer appearances by bubble growth and by a formation of liquid slug, were measured and their characteristics were clarified.

(6) Prediction of the vaporization rate was confirmed by applying the measured micro-layer thickness and the factors outlined in (5) above.

References

- [1] Kandlikar, S.G., Two-Phase flow Patterns, Pressure Drop and Heat Transfer during Boiling in Mini-channel and Micro-channel Flow Passages of Compact Evaporators, *Heat Transfer Engineering*, 23, 2002, pp. 5-23.
- [2] Wen, D. S., Yan, Y. and Kenning, D. B. R., Saturated Flow Boiling of Water at Atmospheric Pressure in a 2 mm \times 1 mm Vertical Channel: Time-averaged Heat Transfer Coefficients and Correlations, *Proc. 8th UK National Heat Transfer Conference*. 2003.
- [3] Thome, J.R., Dupont, V. and Jacobi, A.M., Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47, 2004, 3375-3385.
- [4] Dupont, V., Thome, J.R. and Jacobi, A.M., Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part II: comparison with the database, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47, 2004, 3387-3401.
- [5] Katto, Y. and Yokoya, S., Experimental Study of Nucleate Pool Boiling in Case of Making Interference Plate Approach to the Heating Surface, *Proc. 3rd International Heat Transfer Conference*, Vol.3, 1966, 219.
- [6] Fujita, Y., Ohta, H. and Uchida, S., Heat Transfer in Nucleate Boiling within a Vertical Narrow Space, *JSME International Journal, Series II*, Vol.31, No.3, 1988, 513.
- [7] Tasaki, Y. and Utaka, Y., Effects of Surface Properties and Gap Sizes on Boiling Heat Transfer Characteristics in a Micro-Channel Vapor Generator, *J. Enhance Heat*

Transfer, Vol.13, Issue 3, 2006, pp.245-260.

[8] Cooper, M. G. and Lloyd, A. J. P., The Microlayer in Nucleate Pool Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 12, 1969, 895-913.

[9] Stephan, P., Microscale Evaporative Heat Transfer: Modeling and Experimental Validation, *Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf.*, 2002.

[10] Wayner Jr, P. C., Intermolecular Forces in Phase-Change Heat Transfer: Kern Award Review, *AIChE Journal*. 45 (10), 1999, 2005-2068.

[11] Utaka, Y. and Nishikawa, T., An Investigation of Liquid Film Thickness during Solutal Marangoni Condensation Using Laser Absorption Method: Absorption Property and Examination of Measuring Method, *Heat Transfer–Asian Research*, 30 (8), 2003, 700-711.