

501.26
UT

極細管外面上の凝縮熱伝達における 凝縮液膜の表面張力不安定効果

(課題番号 : 15560175)

平成 15 年度～平成 16 年度科学研究費補助金
(基盤研究(C)) 研究成果報告書

横浜国立大学附属図書館



11643768

平成 17 年 3 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	2
研究組織、研究発表	4
第 I 部：極細管外面上に形成される凝縮液の特性	5
1 はじめに	6
2 実験装置および方法	7
3 結果および考察	9
3.1 ぬれ面を実現するための表面処理	9
3.2 凝縮様相の観察結果（管直径の影響）	9
3.3 凝縮特性	9
3.3.1 熱流束変化に対する諸量の特性	12
3.3.2 軸方向位置に対する諸量の変化特性	15
4 結論	18
文献	19
第 II 部：細管外面上に形成される凝縮液薄液膜部の観測	20
1 はじめに	21
2 実験装置と方法	21
3 極細管外面上の凝縮液膜の数値解析	28
4 結果および考察	31
4.1 実験結果	31
4.2 解析結果	37
4.3 考察	41
第 III 部：Observation of Steam Condensation on Thin Vertical Tubes	44
Abstract	45
1 . Introduction	45
2 . Experimental Apparatus and Method	46
3 . Result and Discussion	48
4 . Conclusions	56
References	57

はしがき

本科学研究費補助金報告書は、蒸気の鉛直極細管外面における膜状凝縮伝熱現象の寸法微細化に伴う凝縮液形態と熱伝達を対象とする。管外凝縮現象では、管直径の減少に伴って表面張力効果が強まり、管直径 0.5mm 程度以下で表面張力不安定による凝縮液形態変化が生じ、薄液膜部分の伝熱促進効果が顕著なものと予想されるが、その影響は明らかでない。本研究では水蒸気の凝縮実験と数値解析による単管系に関する凝縮液形態と伝熱特性の解明を第一の目的とする。特に、伝熱特性を支配する凝縮液膜のくびれによる薄液膜に焦点を当て、高倍率顕微鏡を用いる高速度撮影により薄液膜構造の精密測定を行う。次に自由液面解析数値実験により極細管凝縮現象を数値的に再現できることを確認し、さらに細い管径における場合あるいは局所伝熱速度など実験では測定の難しい条件における検討を行い現象の支配因子を明らかにし伝熱特性を解明する。第二に、それらの知見に基づいて微細寸法下の熱移動現象の利用による高効率微細構造凝縮器の検討を、管ピッチ、蒸气流速など官軍に特に影響を及ぼすと思われる因子の及ぼす影響について検討を行った。

液膜が主要な役割をもつ現象においては、寸法の減少により表面張力効果が増大し、重力場において表面張力と重力双方の影響を受けることになる。液体円形自由噴流は形状的に安定ではなく (Rayleigh 不安定)、流れ方向に周期的な直径変化を示す。また、微小重力場における管内液膜挙動に関して Rayleigh と類似した不安定波長に関する実験と解析および細線に沿う液体流下挙動の実験など流体力学的観点からの研究が行われている。しかし近年、比較的微細な構造の機器の利用が重要になってきているにもかかわらず、高性能熱交換器として有望と考えられる本研究の系に関する研究は行われていない。また、凝縮伝熱系においては細管内凝縮伝熱特性の研究が進められてきているがこれらは比較的新しく進展の途上にある。したがって、本研究の極細管外面上の蒸気凝縮系では、凝縮液形態およびそれに伴う熱移動特性は未知であり、それらの解明が重要である。

上記のように従来に関連研究は少なく、本研究の細管上の凝縮液膜不安定に伴う凝縮熱伝達に関する研究は行われていない。また、伝熱特性を知る上で、従来論じられてきた不安定波長に関する検討だけでなく液膜全体にわたる形状、特に薄液膜厚さを必要とする点が新しい事項の一つと考えられる。また、微細構造高効率熱交換器、あるいは微小重力環境における水蒸気の凝縮あるいは結露による

凝縮液形状の変化など，本研究は比較的広範な意味での熱流体科学分野への波及効果を有していると考ええる．

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）

(研究協力者： 根上智幸)

(研究協力者： 諸江哲也)

(研究協力者： 濱田雅弘)

(研究協力者： 津田智司)

研究経費

平成 15 年度 1, 9 0 0, 0 0 0 円

平成 16 年度 1, 8 0 0, 0 0 0 円

計 3, 7 0 0, 0 0 0 円

研究発表

◎ 宇高 義郎、根上智幸、園田英之、鉛直細管外面における水蒸気の凝縮現象の観測、日本機械学会論文集（B編）、70巻690号、(2004) pp.438～443.

◎ Utaka, Y. Negami, T. and Sonoda, H., An Investigation of Condensation Phenomena on Vertical Thin Tubes, Proc. Third Int. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, (June 2004).

第 I 部

極細管外面上に形成される

凝縮液の特性

1. はじめに

本研究は表面張力効果が顕著に作用する系である極細管外面における蒸気の膜状凝縮現象について実験的に検討することを目的としている。近年、比較的微細な構造の機器の利用が重要になってきているが、管直径の小さい系における凝縮液形態およびそれに伴う熱の移動特性などは十分に明らかにされていない。一般に、蒸気の凝縮など液膜が主要な役割をもつ現象においては、伝熱面の形状および寸法の微細化に依存して表面張力効果が増大し、通常の重力場においては表面張力と重力の双方の影響を受けることになる。従来より Rayleigh による液体のジェットの解析⁽¹⁾で知られるように、自由液面をもつ円柱状の液体は形状的に安定ではなく、表面形状が軸方向に三角関数状の凹凸を有する形状に変化し、また条件により液滴に分裂する。それらは直径に比例する波長を有することが明らかにされている。また、高松ら⁽²⁾により、微小重力場における管内液膜挙動の実験と解析が行われており、Rayleigh の解析と類似した不安定波長に関する結果が得られている。Goren⁽³⁾は管の内外面上の液膜の不安定について、液体の物性あるいは初期液膜厚さ等の影響について理論および実験的な研究を行っている。また、Nozaki et al.⁽⁴⁾は、シリコン油を用いて懸垂ワイヤに沿う液体の流下および伝熱特性に関する実験を行った。ワイヤ直径と液体流量を変化させて測定を行い、液体の流下挙動パターンなどについて検討している。

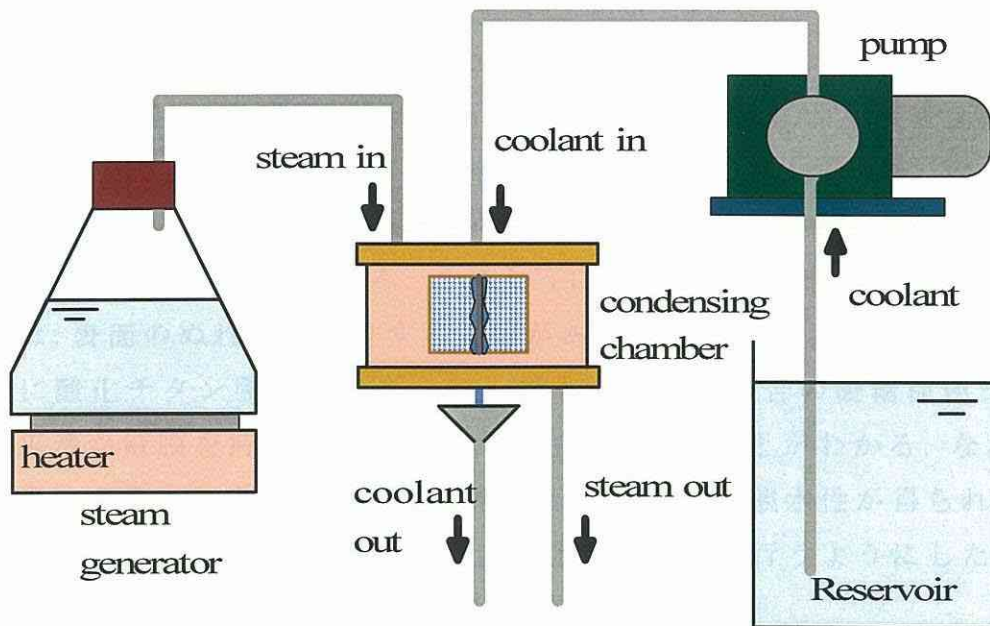
本研究の対象とする鉛直に配置された管外凝縮現象においては、管直径が減少することに伴って半径方向に作用する表面張力の影響が強まり、凝縮液表面で生じる表面張力不安定により凝縮液の形態の変化が予想される。一方、凝縮を伴うことにより、伝熱速度にほぼ比例した凝縮液量の変化が生じ、さらに、流下方向に凝縮液の流下量が増大してゆくことになる。本研究では、このような凝縮を伴う熱伝達系の微細寸法化に伴う凝縮液形態に関する基礎的な知見を得ることを目的とし、ステンレススチール製の極細管（外直径 1.0 mm, 0.6 mm, 0.5 mm および 0.4 mm）内に冷却水を通すことにより、管外表面に周囲の水蒸気を凝縮させる。特に、表面張力による不安定により生じる凝縮液の形状特性およびその変化速度に影響する要因として、熱流束により決められる凝縮速度、および管軸下方への凝縮液流下方向距離の影響に関する実験的な検討を行う。

2. 実験装置および方法

図 1 (a) (b) に凝縮用実験系全体および凝縮室の概略図を示した。実験の主要部分は内直径 64 mm, 内高さ 30 mm の黄銅製の凝縮室からなる。凝縮室上下底面の中央部分に渡された外直径 1.0, 0.6, 0.5 または 0.4 mm の水蒸気の凝縮用のステンレス製細管が鉛直に取り付けられ, 細管の上部と下部が, 冷却水の入り口および出口にそれぞれ接続されている。冷却には水道水を用い, タンク内および冷却水入り口部に設けられた加熱器により水温調節されることによって熱流束を変化させる。精密ポンプにより加圧され, 細管内を上方から下方へ流れる。冷却水の出入口に示差熱電対を取り付け, 冷却水の温度上昇を求めるとともに, 出口側で冷却水流量を測定した。なお, 冷却水流量が少ないことから, 細管出入口付近の水温変化が大きかった。水温上昇の測定精度を高めるため, 熱電対接点を管出入口側から管内に挿入し測温するようにした。それらから, 細管外面を通過する平均熱流束を求めた。凝縮用の蒸気には水蒸気を用いた。電熱ヒーター加熱により蒸気発生器から供給される水蒸気は, 凝縮室上底面の端部付近の流入口から鉛直下向きに流入し, 下底面の流出口を経て, 凝縮器にて凝縮する構造となっており, 凝縮用細管に蒸気の流れが直接当たりにくいように配慮した。凝縮器出口側は大気に開放されており, 実験はほぼ大気圧状態にて行われた。なお, 長時間水蒸気を凝縮室に流入させ続けることにより不凝縮気体を追い出すようにした。

水の表面張力が比較的大きいため一般に金属面上における水蒸気の凝縮実験においては完全な膜状状態にはなりにくく, 液体にぬれる面を実現することが難しい場合が多い。本研究においては, 細管に酸化チタンの超親水性コート剤を塗布し, 表面のぬれ性を増大させ膜状凝縮の生起する条件を実現した。

凝縮室側面には 4 カ所のガラス窓が設置されており, それらを観察用および照明光入射用に使い分けた。凝縮様相の観測には, 作動距離の大きい実体顕微鏡を通して CCD カメラあるいは高速デジタルカメラによる撮影を用いた。



(a) Experimental system

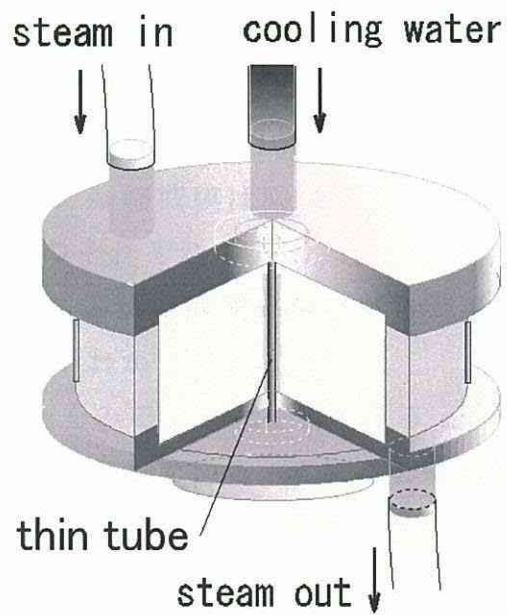


Fig.1 Experimental apparatus

3. 結果および考察

3.1 ぬれ面を実現するための表面処理

図 2(a) (b) に外直径が 1.0 mm のステンレス細管における表面の処理を行っていない場合と処理表面の場合を比較して示した。図 2(a) の細管に表面処理を行っていない場合の凝縮の様子では、凝縮水が滴と膜の混合凝縮状態を示していることがわかる。このように、水蒸気の膜状凝縮実験の行う場合には、表面のぬれ性に注意する必要があることが確認される。図 2(b) は、細管に酸化チタン製の超親水コート剤を塗布した場合の凝縮様相を示しており平滑な液膜を持つ膜状凝縮が実現されていることがわかる。なお、本実験で用いたコート剤は紫外線を照射することにより親水性が得られるため、実験前にコート剤に十分紫外線を当てた後に測定を行うようにした。他の、ステンレス細管についても同様の処理をして用いた。

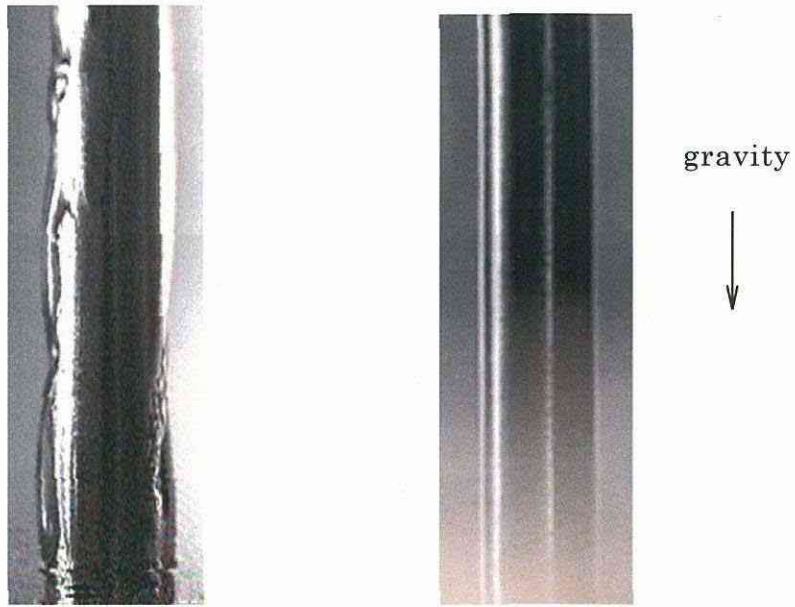
3.2 凝縮様相の観察結果（管直径の影響）

図 3, 4 および 5 は、管外直径 D がそれぞれ 0.4, 0.5 および 0.6 mm における凝縮液の様子を示している。それぞれの図において、図の (a) および (b) は異なる熱流束の場合であり、それぞれ測定範囲の低熱流束と高熱流束に対応している。図 2(b) に示した $D = 1.0$ mm の場合には一様な厚さの平滑な液膜が形成されたのに対して、これらのいずれの場合にも、凝縮液形状は軸方向にはほぼ周期的な凹凸を持つなめらかなこぶ状の波形を描いていることが確認される。なお、管外径 $D = 1.0$ mm のときは、熱流束を変化させても凝縮液形態は変化せず、凝縮液膜は図 2(b) と同様の平滑形状を示した。また、それぞれ図 3~5 のそれぞれの (a) と (b) の比較からみられるように、熱流束の増大によりこぶ状の液膜部分の厚さが増大するとともに、波の間隔が増大していることがわかる。

図 6 は管軸方向の変化をみるために、 $D = 0.5$ mm のときの比較的長い部分の全体的な凝縮の様子を示している。画像の上端が軸方向位置 $z = 10$ mm, 下端が 20 mm を示している。このような凝縮を伴う系においては軸方向位置の増大にともなってこぶ間隔すなわち液膜の波長が増加してゆくことがわかる。

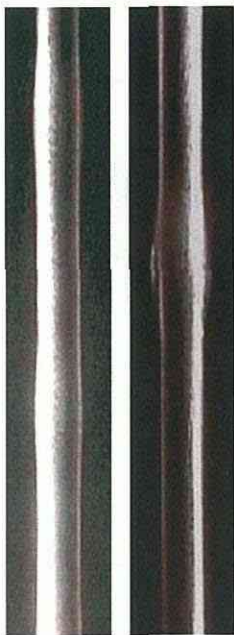
3.3 凝縮特性

前述のように、細管直径が 1.0 mm の場合には、熱流束の大きさに関わらず、本実験範囲では厚さの一定な液膜が得られたのに対して、0.6 ~ 0.4 mm



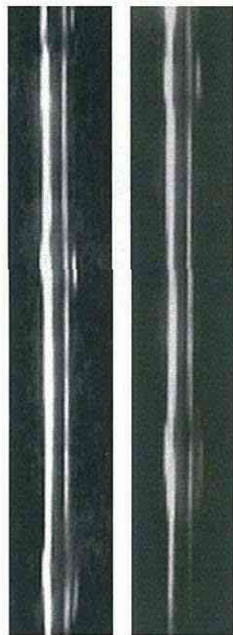
(a) Non-treated surface (b) Treated surface

Fig.2 Aspect of condensate for $D = 1.0\text{mm}$



(a)155 (b)401
kW/m² kW/m²

Fig.3 Condensation aspect
for $D = 0.6\text{mm}$



(a)98 (b)347
kW/m² kW/m²

Fig.4 Condensation aspect
for $D = 0.5\text{mm}$



(a)108 (b)312
kW/m² kW/m²

Fig.5 Condensation aspect
for $D = 0.4\text{mm}$

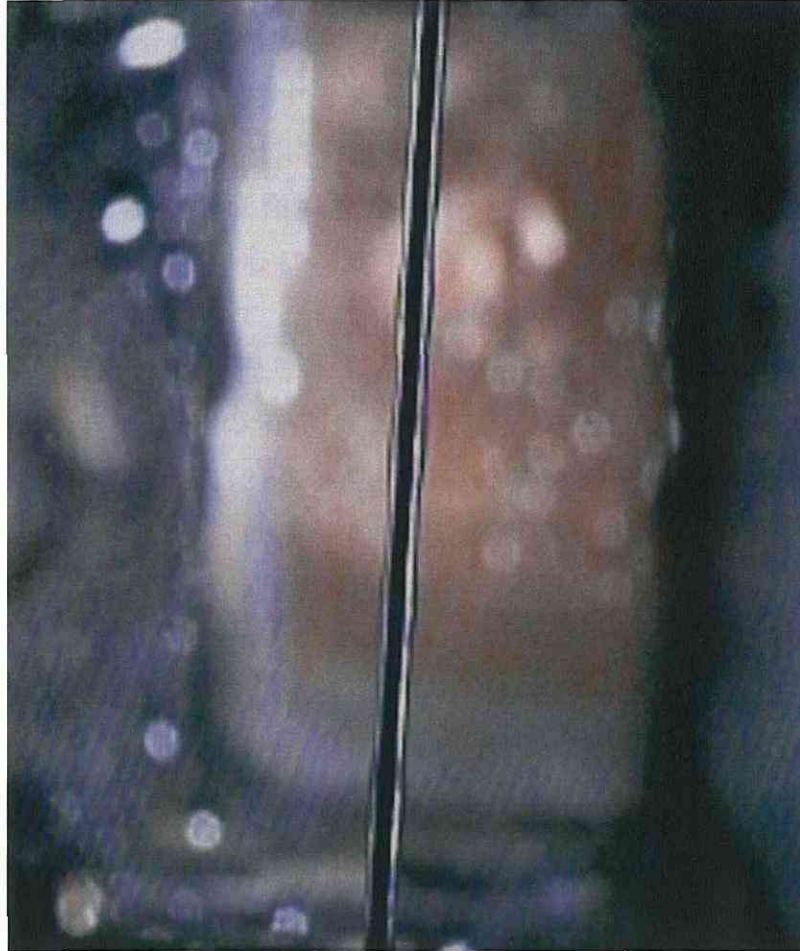


Fig.6 Variation of wavelength along flow direction
of condensate for $D = 0.5\text{mm}$

の場合には液膜厚さが周期的な波状を示した。ここでは、それらの凝縮を伴う細管上の凝縮液形態に関する特性を知るため、以上に示した画像例などから特性値を読みとった。はじめに、凝縮液特性を表す諸量に関する定義を図7に示した。ここで、 λ を波長（こぶ間隔）、 a_{\max} を管中心からの極大液膜半径、 a_{\min} を管中心からの極小液膜半径、 a をそれらの平均液膜半径、 δ を液膜厚さとし、また管の上端からの軸方向位置を z とする。

3.3.1 熱流束変化に対する諸量の特性

図8～図10に熱流束の変化に対する諸特性量の変化を示した。 $D=0.6, 0.5, 0.4$ mmの3種類の管直径の場合について、細管長さ30 mmのほぼ中央 $z=15$ mmにおける値を中心に測定し、さらに上流側の特性との比較のため管直径 $D=0.5$ mmについて $z=7$ mmの値を測定した。

図8は、凝縮液膜の軸方向厚さ変化の無次元波長 $\lambda/2a$ の熱流束に対する変化を表している。図中の実線および波線はそれぞれ、式(1)で表されるRayleigh⁽¹⁾の解析値と式(2)の高松ら⁽²⁾の不安定波長に関する解析値を表している。ただし、これらは横軸の値とは無関係である。

$$\lambda/(2a)=4.51 \quad (1)$$

$$\lambda/(2a)=4.45 \quad (2)$$

本研究の凝縮液膜の流下する系では細管に沿う液膜流が形成されるため、重力場におけるRayleighの液体ジェットの系、あるいは高松らの無重力場における管内面に付着した液膜の不安定波長に関する系と類似しているものと考えられる。 $z=15$ mmの場合には、管直径に関わらず、熱流束の低い領域においてはこれらの解析値に値が接近してゆき、細管直径が大きくなるほど、両者の値に近いことがわかる。さらに、 $z=7$ mmでは、低熱流束領域でRayleighの値にほとんど一致した。いずれの管直径および軸方向位置においても、熱流束の増加にしたがって類似な傾向を示し、波長は単調に増大した。本測定の最大の熱流束付近（150～200 kW/m²）では、波長が約2倍まで増加した。後述のように、熱流束（凝縮液量）の増加に従って波の流下速度は増大し、その結果として、凹凸の間隔が広がってゆくことになる。

図9は、細管半径で規格化した液膜の最大厚さの熱流束に対する変化を表している。いずれの管直径においても、低熱流束域では厚さの増加割合は大きい。例えば $z=15$ mmにおける $D=0.4$ mmの場合、熱流束が50 kW/m²前後で勾配が変化しており、熱流束値がある程度より大きい領域では熱流束の増加に伴って最大液膜厚さの増加率は鈍化していることがわかる。また、

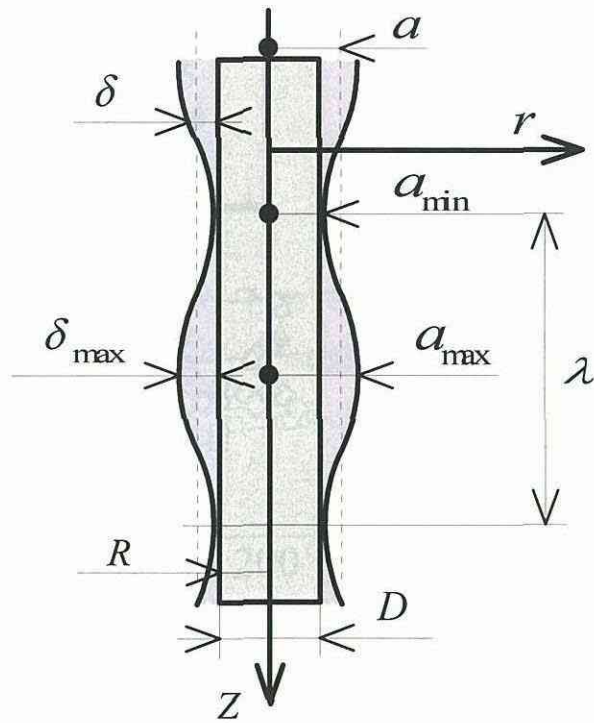


Fig.7 Definition of physical quantities

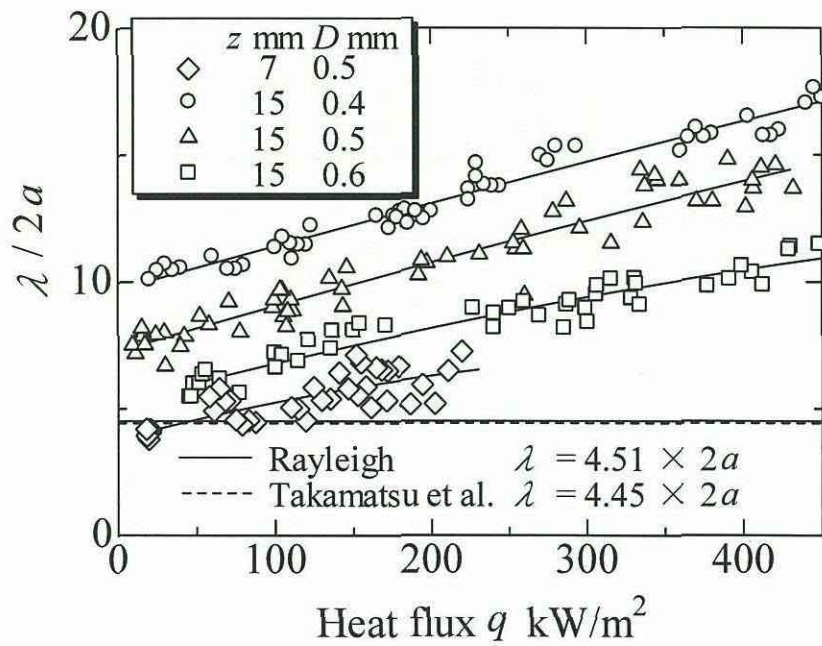


Fig.8 Wavelength and heat flux

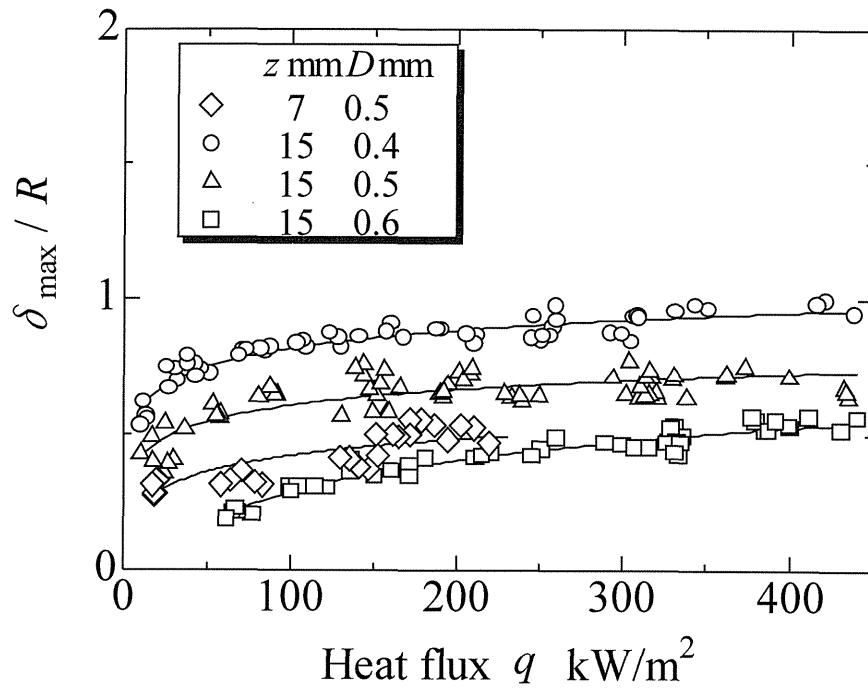


Fig.9 Maximum film thickness and heat flux

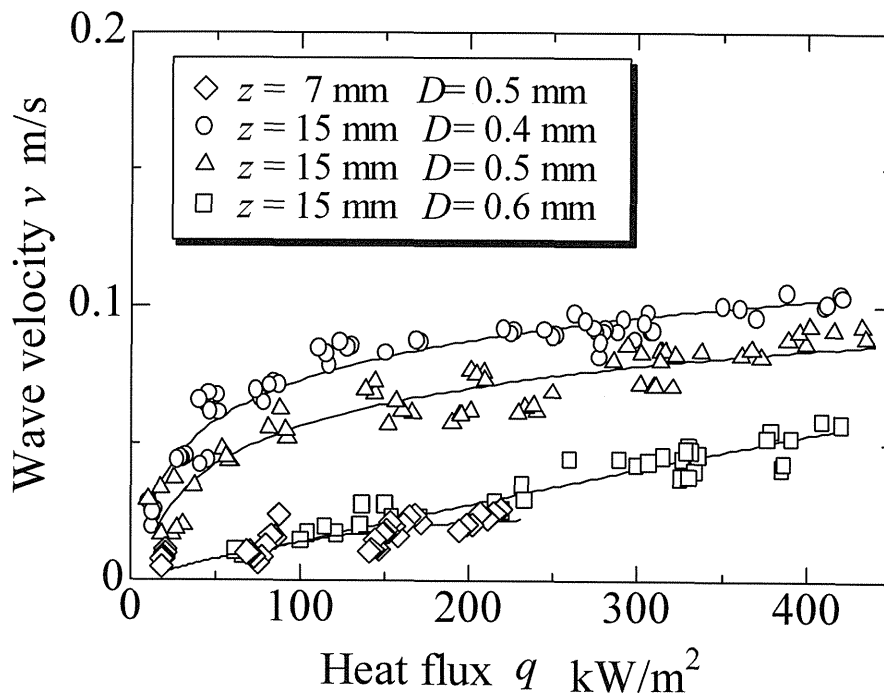


Fig.10 Wave velocity and heat flux

$D = 0.5$ における $z = 7 \text{ mm}$ と $z = 15 \text{ mm}$ (\diamond と \triangle) の比較から、上流側ほど最大液膜厚さの小さいことが確認される。これらをまとめて、液膜厚さの小さい条件になるほど、低熱流束域の急速な液膜厚さの増加がみられなくなり、直線的な斬増傾向を示すことがわかる。

図 10 は、波の移動速度の熱流束に対する変化を示している。ここで、波の速度としては液膜のこぶの位置変化を測定したものである。いずれの細管直径においても、熱流束の増加にともなって波の流下速度は増大しているが、これは熱流束の増加に伴う液膜厚さの増大によって流下速度が大きくなったものと考えられる。しかし、その変化傾向は 2 種類に大別することができる。第 1 のグループは、管直径が小さくかつ位置の大きい場合であり、 $D = 0.5, 0.4$ の $z = 15 \text{ mm}$ が相当する。この場合には、比較的熱流束の低い領域では増加率が大きく徐々に熱流束の増加とともに増加率が小さくなっていく傾向を示している。 $D = 0.6 \text{ mm}$, $z = 15 \text{ mm}$ および $D = 0.5 \text{ mm}$, $z = 7 \text{ mm}$ の第 2 のグループにおいては、熱流束に対して直線的な変化傾向を持っている。これらの傾向は、図 9 の液膜厚さ変化と対応しており、液膜厚さの小さい場合には波の移動速度およびその変化率が低く、逆に波高が増加すると重力により加速され流下速度の増加率が高まるが、その増加割合には限度があることを示している。

なお、図 8 において、管径および位置の増加に対して波長が増大することは、図 9 の液膜厚さおよび図 10 の流下速度の増加に対応していることがわかる。

3.3.2 軸方向位置に対する諸量の変化特性

図 11～図 13 に軸方向位置の変化に対する諸特性量の変化を示した。

図 11 は軸方向位置変化に対する波長の変化を、 $D = 0.5 \text{ mm}$ の本実験範囲における中程度の熱流束より低い領域について画像から読みとったものである。いずれの熱流束においても、熱流束の増大とともに波長は増大していくが、特に熱流束の低い $q = 31 \text{ kW/m}^2$ の場合には位置にほとんど関係なく一定の値となっている。また、 $z = 7 \text{ mm}$ 前後の上流域ではいずれの熱流束でも、Rayleigh の値にほとんど一致していることがわかる。ほぼこれらの傾向は、図 8 において示したように、低熱流束・小流下方向位置では凝縮液量が低いため液流下の影響が小さいためと考えられる。

図 12 は無次元液膜厚さの位置変化を示している。いずれの熱流束におい

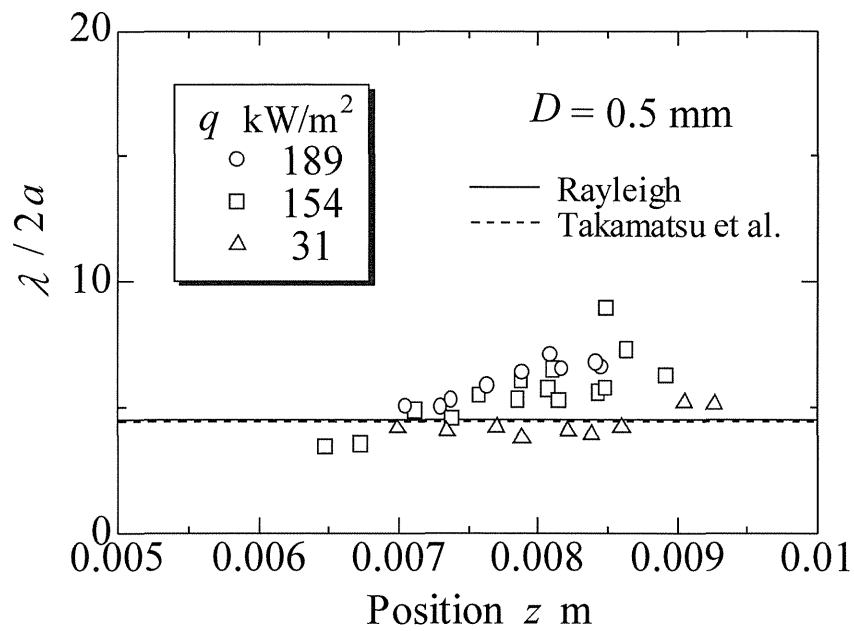


Fig.11 Wavelength and position

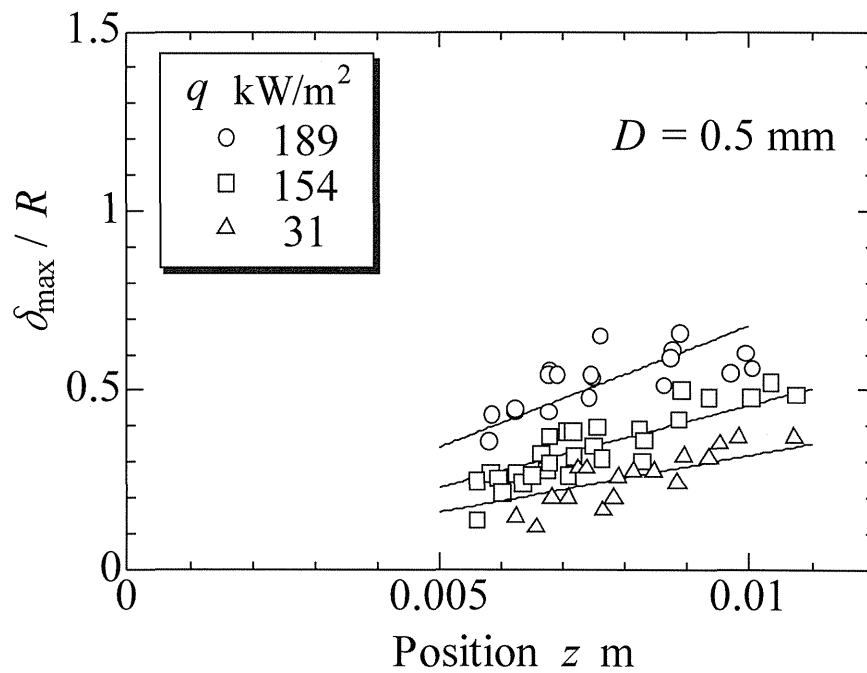
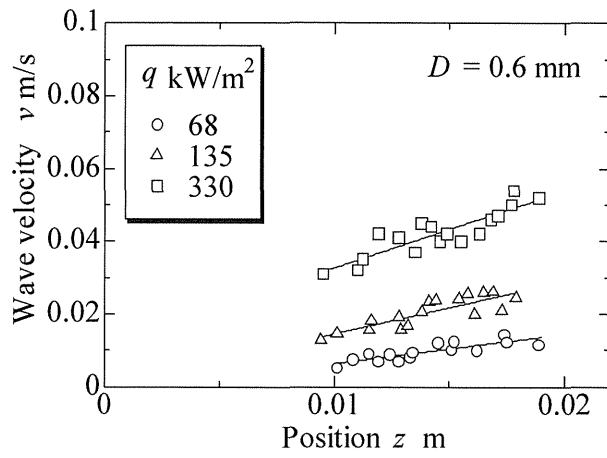
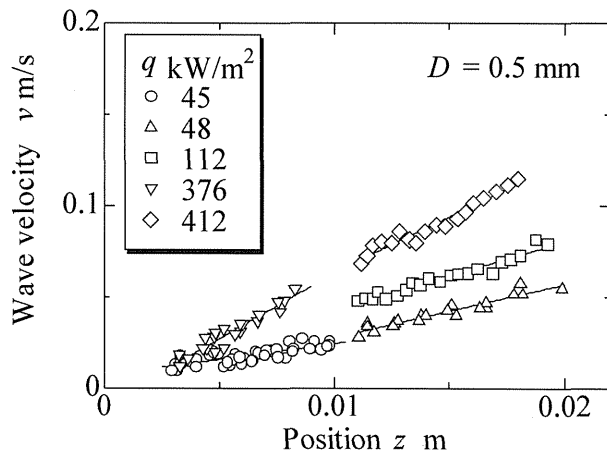


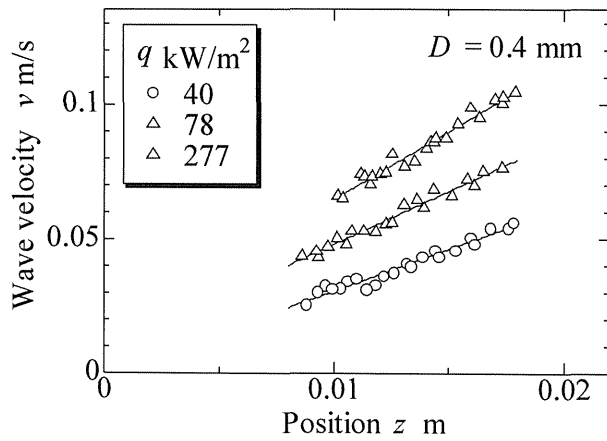
Fig.12 Maximum condensate thickness and position



(a) $D = 0.6 \text{ mm}$



(b) $D = 0.5 \text{ mm}$



(c) $D = 0.4 \text{ mm}$

Fig.13 Wave velocity and position

ても、位置の減少にともなって液膜厚さは直線的に減少した。各熱流束ごとに当てはめた実線で示されている最小自乗法による直線はほぼ原点に向かっており、膜状凝縮の上流端部の液膜厚さが理論上ゼロであることと類似しているが、本研究の測定では詳細な議論は難しくさらに検討を必要とする。

図 13 (a) (b) (c) はそれぞれ細管直径 D が 0.6, 0.5 および 0.4 mm における波の移動速度を示している。図 13 (b) の $D=0.5$ mm の場合には、特に流下方向の上流端付近まで測定している。熱流束の増加に伴い流下速度の増加がみられるとともに、いずれの熱流束においても位置の増加にしたがって流下速度は直線的に大きくなっていく様子が分かる。また、これらの測定点は概ね原点に向かっており、位置の減少に伴って速度がゼロに近づいていくことがわかる。それらの傾向は、図 9 および図 10 の結果と密接な関係をもっている。すなわち、熱流束あるいは頂部からの位置の増加により波の振幅部分にあたる最大液膜厚さが増加することによって流下速度は増大する。そのため、図 10 に示されるように熱流束の増加によって流下速度の増大がみられ、その結果、図 8 に示された熱流束の増加に伴う波長の増加傾向が現れる。また、位置の増大によるそれも同時に現れていることになる。

以上から極細管外面の凝縮系においては、低凝縮速度に現れる Rayleigh 不安定が、凝縮速度の増加あるいは位置の増大による流下流量の増加に起因して、最大液膜厚さおよびその波長が増大することがわかった。

4. 結 論

凝縮を伴う熱伝達系の微細寸法化に伴う凝縮現象に関する基礎的な知見を得ることを目的とし、ステンレススチール製の極細管(外直径 1.0, 0.6, 0.5 および 0.4 mm) の外表面に水蒸気を凝縮させるときの凝縮液の形態変化について検討した。特に表面張力による不安定に起因する凝縮液の形状およびその変化速度に影響する要因として、凝縮速度および流下方向位置の影響について実験的な検討を行い、以下の結果を得た。

- (1) 本研究の管直径のうち、1.0 mm の場合には、通常の平滑な表面を持つ膜状凝縮がみられたが、0.6 mm 以下では、表面張力不安定による凝縮液膜厚さの不均一が生じ、こぶ状の凸部を有する波状の凝縮液形状が現れた。
- (2) 熱流束の小さい低凝縮速度の条件において、液膜の凹凸の波長は

- Rayleigh 不安定波長とほぼ一致した。熱流束の増大とともに波の振幅部分に相当する最大液膜厚さ、および波の移動速度は増加傾向を示した。
- (3) 上流端からの位置の影響については、上記の低熱流束の場合と類似して、上流付近位置では、不安定により生じた液膜の波長は Rayleigh 不安定波長とほぼ一致した。また、位置の増加とともに最大液膜厚さ、および波の移動速度は増加傾向を示した。
- (4) 上記 (3) および (4) の結果から、極細管外面の凝縮系においては、低凝縮速度に現れる Rayleigh 不安定から、凝縮速度の増加あるいは位置の増大による流下液量の増加に起因して、最大液膜厚さおよびその波長の増大への変化が生じることがわかった。

最後に、親水面を実現するための超親水性コート剤を提供いただいた東陶機器（株）に謝意を表す。また、実験に協力した元横浜国立大学学生諸江哲也君に謝意を表す。

文 献

- (1) Rayleigh, Lord, On the Instability of Jets, Proc. London Math.Soc., Vol.10 (1878), pp.4-13 .
- (2) 高松洋, 藤井丕夫, 本田博司, 内山弘規, 微小重力下における環状液膜の安定性, 機論(B), Vol. 64, No.619,(1998), pp. 904-909.
- (3) Goren, S.L., The Instability of an Annular Thread of Fluid, J. Fluid Mech., Vol.12 (1962) pp.309-319.
- (4) Nozaki, T., Kaji, N. and Mori, Y.H., Heat Transfer to a Liquid Flowing Down Vertical Wires Hanging in a Hot Gas Stream: an Experimental Study of a New Means of Thermal Energy Recovery, Proc. Eleventh Int. Heat Transfer Conf., Vol.6, (1998) pp.63-68.

第Ⅱ部

細管外面上に形成される 凝縮液薄液膜部の観測

1. はじめに

極細管上に形成される凝縮液膜において、凝縮熱伝達特性を決定する主要な要因と考えられる凸状の液隆起部の間に存在する薄液膜部に関する知見を得ることが重要である。本章では、管径 0.5mm のステンレス製細管を使用し、細管外面上に水蒸気を凝縮させて表面張力の影響を強く受けた場合に生じる波状の凝縮液膜のくびれ部分の厚さを測定し、次章に示される VOF 法を用いた数値解析結果と比較検討する。

2. 実験装置と方法

Fig. 1 に実験装置全体の様子を示す。蒸気発生器で水蒸気を発生させ、水蒸気を凝縮室に送る。凝縮室内の中心軸上に配置された細管上で蒸気の一部が凝縮し、残った蒸気は凝縮室外へと出ていく。細管を冷却する冷却水は、プランジャーポンプにより汲み上げられ、加圧されて凝縮室上部より細管内に入り、凝縮室下部から出ていく。細管内を通る冷却水の流量は、プランジャーポンプにより調節される。細管の入口と出口に熱電対を取り付け冷却水の温度を測定する。冷却水の細管出入り口の温度差と流量から熱流束を求める。

Fig. 2 に実験装置の凝縮室付近の様子を示す。Fig. 2 では内部の様子がわかるように、凝縮室を扇形に切断した様子を描いている。高さ 30mm、内径 40mm の円筒形凝縮室内の中心軸上に、細管を鉛直に配置してある。観察窓を 4 カ所設け、顕微鏡中心軸上の観察方向と逆方向から光をほぼ平行に当て、顕微鏡に高速度カメラを取り付け細管の様子を撮影し、ビデオテープに取り込む。

Fig. 3 に冷却水の細管入口付近の様子を示す。シリコンブロックに小さな穴をあけ、その穴に細管を通し、上下からシリコンブロックをおさえつけてある。シリコンブロックを押さえつけることにより、細管にかかる圧力を高め、冷却水が凝縮室内に侵入するのを防ぐ。細管出口も同様にシリコンブロックを上下から押さえ込むことによりシールしてある。

実験では細管を冷却する冷却水の、細管入口温度と細管出口温度を測定し、その二つの温度差と冷却水流量から熱流束を求めた。温度測定には K 型(クロメル・アルメル)熱電対を使用した。クロメル線とアルメル線はそれぞれ $\phi 50 \mu\text{m}$ で、外側に薄いポリエステル被覆が施されている。熱電対の先端を火であぶり、先端だけ被覆を剥がすことにより細管内の的確な位置で温度を測定することが可能である。Fig.4 に細管入

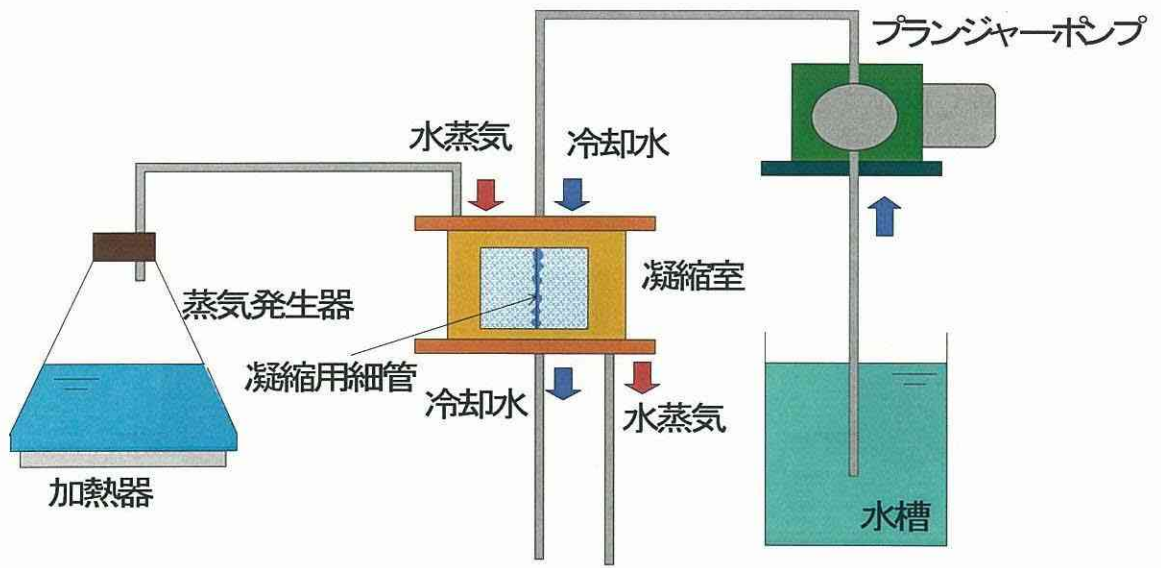


Fig.1 実験装置

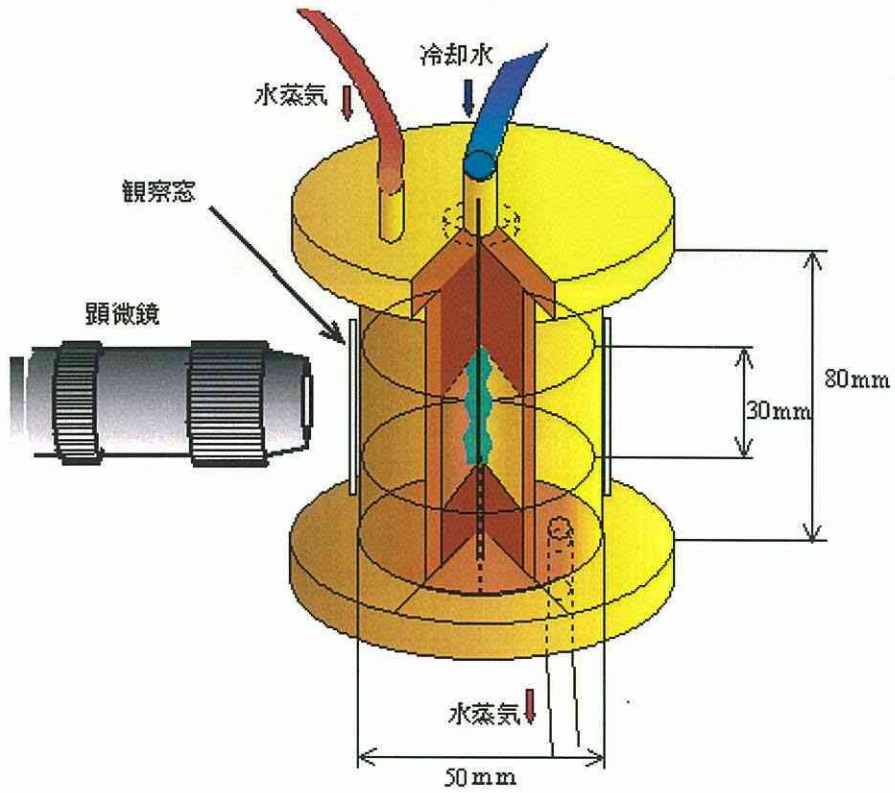


Fig.2 実験装置概略図

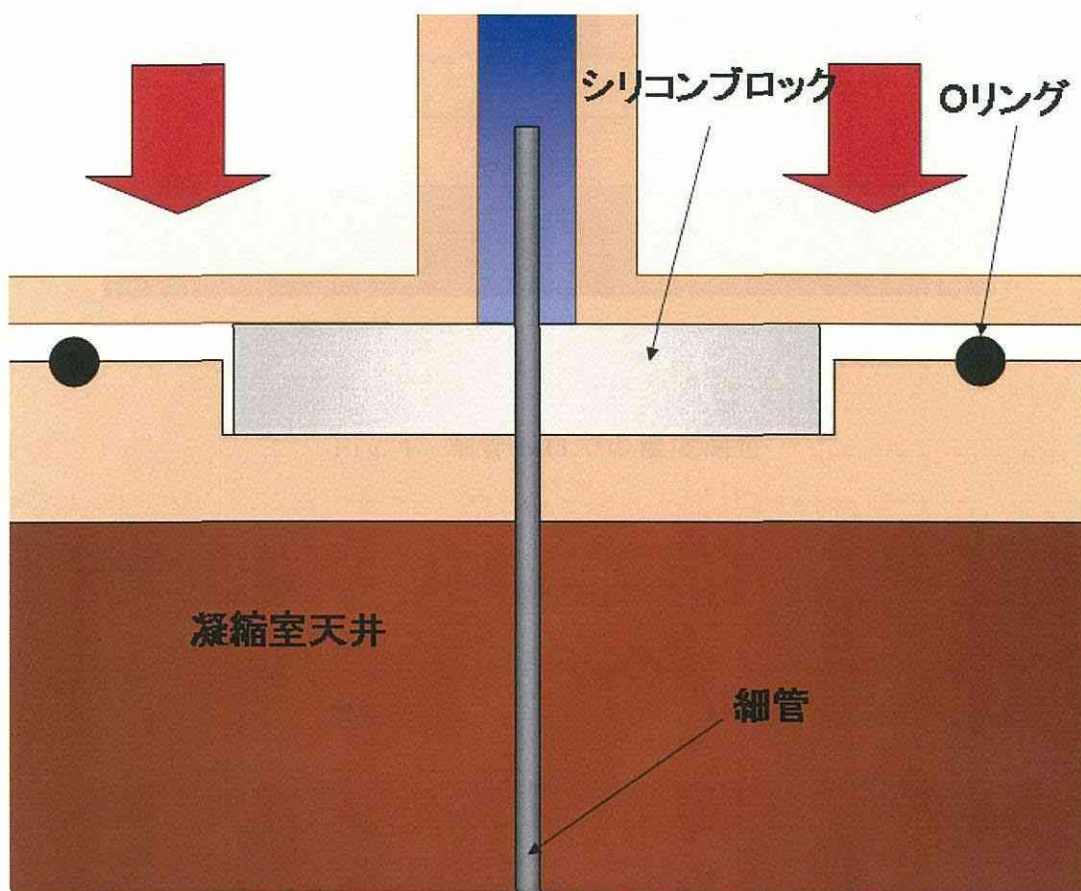


Fig.3 管入口拡大図

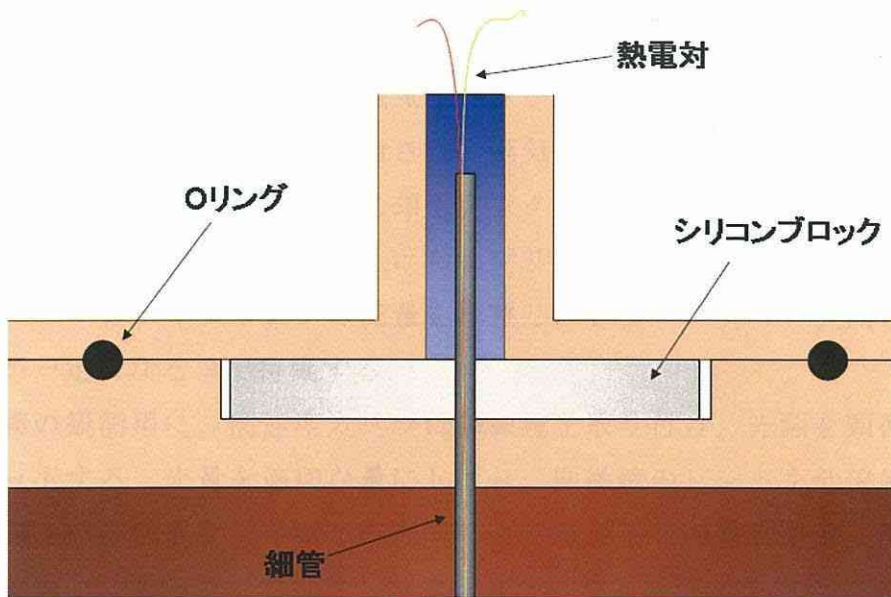


Fig. 4 細管入口での温度測定

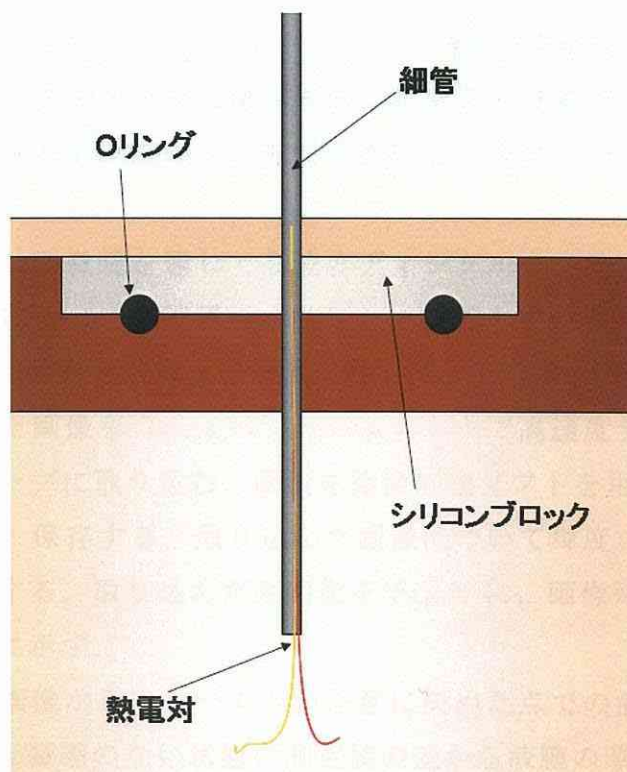


Fig. 5 細管出口での温度測定

口の熱電対の様子，Fig.5 に細管出口の熱電対の様子を示す．

凝縮気体には水蒸気を用いる．電気ヒーターにより生成された水蒸気はシリコンチューブを介して凝縮室内に供給され，蒸気出口から排出される．冷却水には常温の水道水を用い，十分な量を冷却水タンクにためておく．冷却水タンクからプランジャーポンプによって吸い上げられシリコンチューブを介して細管内に供給される．プランジャーポンプの流量を調整し，シリコンチューブ内の圧力が安定し流量が一定になるまで待機する．

凝縮液膜の観測用に，高速度カメラに顕微鏡を取り付け，光源を顕微鏡と同一軸上にセットする．光量を適切な量にしぼり，顕微鏡のピントを低倍率で合わせる．その際，窓部に取り付けたヒーターにより窓ガラスの曇りを取り除く．凝縮の様子を確認し，液膜が左右対称かを確認した後倍率を適切な倍率まで上げる．

熱流束は冷却水の流量と細管入口，出口の温度差から算出する．以下に温度測定と流量測定の方法を示す．凝縮室装置に蒸気を入れる前に，冷却水を流した状態で入口と出口の温度を測定し測定誤差を測定する．その後，蒸気を凝縮室内に供給し，凝縮室内が蒸気で満たされ，装置全体の温度が一定なるまで放置する．冷却水入口温度と出口温度が一定になっていることを確認した後測定する．

高速度カメラのフレームレート，サンプリング時間等を設定する．5回取り込み，それぞれの画像をビデオテープに保存する．顕微鏡の位置を固定したまま冷却水の供給を止め，細管を凝縮液のない乾燥状態にした後に，そのまま撮影し細管外面の位置を記録保存する．

本研究においては顕微鏡を通して高速度デジタルカメラによって取り込んだ画像から画像処理によって気液界面を特定し，凝縮している状態と，凝縮のない状態の測定値の差から薄液膜厚さを測定している．以下に，その詳細を示す．

顕微鏡で拡大した画像を 1m s のフレームレートで高速度デジタルカメラで取り込みビデオテープに取り込む．画像を画像処理ソフトを用い 1 フレーム毎に分割して取り込み，保存する．取り込んだ画像について輝度の分布から気液界面を特定し，2 値化する．取り込んだ生画像を Fig.6 に，画像処理によって 2 値化した画像を Fig.7 に示す．

2 値化した後の画像からフレーム上の任意に決めた点での液部分の厚さを測定し，凝縮した状態と凝縮のない状態の測定値の差から液膜の厚さを求める．Fig.7 における赤線の位置が測定点である．

凝縮気体には水蒸気を用いる．電気ヒーターにより生成された水蒸気はシリコンチューブを介して凝縮室内に供給され，蒸気出口から排出される．冷

却水には常温の水道水を用い，十分な量を冷却水タンクにためておく．冷却水タンクからプランジャーポンプによって吸い上げられシリコンチューブを介して細管内に供給される．プランジャーポンプの流量を調整し，シリコンチューブ内の圧力が安定し流量が一定になるまで待機する．

凝縮液膜の観測用に，高速度カメラに顕微鏡を取り付け，光源を顕微鏡と同一軸上にセットする．光量を適切な量にしぼり，顕微鏡のピントを低倍率で合わせる．その際，窓部に取り付けたヒーターにより窓ガラスの曇りを取り除く．凝縮の様子を確認し，液膜が左右対称かを確認した後倍率を適切な倍率まで上げる．

熱流束は冷却水の流量と細管入口，出口の温度差から算出する．以下に温度測定と流量測定の方法を示す．凝縮室装置に蒸気を入れる前に，冷却水を流した状態で入口と出口の温度を測定し測定誤差を測定する．その後，蒸気を凝縮室内に供給し，凝縮室内が蒸気で満たされ，装置全体の温度が一定なるまで放置する．冷却水入口温度と出口温度が一定になっていることを確認した後に測定する．

高速度カメラのフレームレート，サンプリング時間等を設定する．5回取り込み，それぞれの画像をビデオテープに保存する．顕微鏡の位置を固定したまま冷却水の供給を止め，細管を凝縮液のない乾燥状態にした後に，そのまま撮影し細管外面の位置を記録保存する．

本研究においては顕微鏡を通して高速度デジタルカメラによって取り込んだ画像から画像処理によって気液界面を特定し，凝縮している状態と，凝縮のない状態の測定値の差から薄液膜厚さを測定している．以下に，その詳細を示す．

顕微鏡で拡大した画像を 1 m s のフレームレートで高速度デジタルカメラで取り込みビデオテープに取り込む．画像を画像処理ソフトを用い 1 フレーム毎に分割して取り込み，保存する．取り込んだ画像について輝度の分布から気液界面を特定し，2 値化する．取り込んだ生画像を Fig.6 に，画像処理によって 2 値化した画像を Fig.7 に示す．

2 値化した後の画像からフレーム上の任意に決めた点での液部分の厚さを測定し，凝縮した状態と凝縮のない状態の測定値の差から液膜の厚さを求める．Fig.7 における赤線の位置が測定点である．

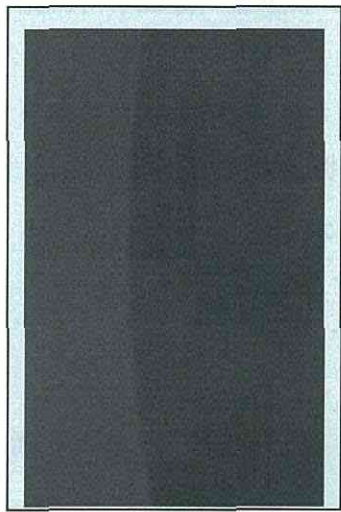


Fig. 6 取り込んだ画像

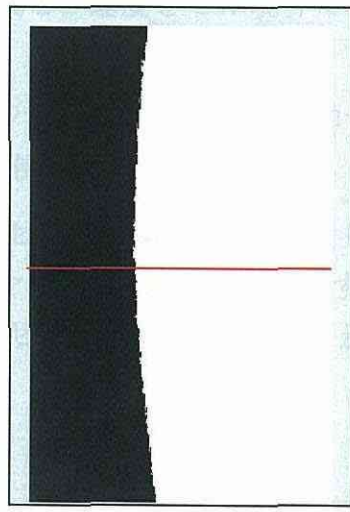


Fig. 7 2値化した画像

3. 極細管外面上の凝縮液膜の数値解析

本研究では、細管外面上における水蒸気の凝縮液膜の挙動をシュミレーションする数値解析プログラムとして、自由液膜を伴う計算に適したVOF法を用いた数値解析プログラムを用いた。VOF法^{5), 6), 7)}はHirtらにより提案された方法であり、セルと呼ばれる格子ごとに、流体の存在率にあたるVOF関数Fを定義して、このFを定義して、このFの移流方程式方程式を解くことにより自由液面を模擬する。この手法は、複雑な液面形状の追跡ができる。計算の小規模化が図れるといった利点を持ち、手法上の主な特徴としては、セル内の流体の体積割合を示すF関数とドナー・アクセプター法、セル内の液面方向を示すフラグNFなどが挙げられる。

本研究では中心軸をz軸、半径方向の軸をr軸とした二次元軸対称座標を使用する。

圧力、表面張力、F関数、温度をセル中心に定義し、速度をセル境界で定義するスタaggerドメッシュを用いる。

セルにおける流体体積比率をFとして表し、その値によりセル内の液面位置を決める際に使用し、セル内の状態を判定する際にも使用する。

- $F < 1$: 気体セル (計算セルには流体は存在しない)
- $0 < F < 1$: 液面セル (計算セルには液面が存在する)
- $F > 1$: 流体セル (計算セルは流体で満たされている)

また、Fの移流計算は次式に従う。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

液面セルとなる計算セルはFの値のみで決定できるが、この条件だけで液面セルを決定すると計算上多くの不都合が生じる。そのため、VOF法における最前提条件として液面セルは流体セルと気体セルに挟まれていることを必要条件とする。

VOF法において表面形状の認識は、液面セルに対してそのセル内での液面がどの座標軸に対して、より垂直に近いかを評価することによりおこなう。したがって、2次元計算の場合には、液面セルは4つの方向のいずれかに分類され、この分類が表面形状を示していることになる。プログラムでは、これらに気体セルと流体セルを加えた6つに計算セルを分類している。

基礎式は以下のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u}{r} = 0 : \text{連続の式} \quad (2.)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right] : r \text{ 方向運動量方程式} \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = g_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right] : z \text{ 方向運動量方程式} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] : \text{エネルギー方程式} \quad (5)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial r} + v \frac{\partial F}{\partial z} = 0 : F \text{ の移流方程式} \quad (6)$$

$$\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial r} = LM : \text{エネルギーバランス} \quad (7)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{1}{\rho_L} \frac{M}{dr} : F \text{ の増加量} \quad (8)$$

計算の手順としては、 Δt 、計算終了時間、記録時間、メッシュ数、 Δr 、 Δz 、蒸気温度、細管外面温度を計算条件に従い入力する。入力データに従い計算領域を長方形メッシュで区切り、スタカードメッシュとして各セル内に初期値を設定する。その後、境界条件に従い計算領域周囲及び自由液面の数値を設定する。計算ループの流れとしては、設定された速度、圧力から運動量方程式である(3)式、(4)式により新たなタイムステップの速度を求める。その後、運動量方程式から求めた速度が連続の式を満たすよう修正し、エネルギー方程式である(5)式から温度を求める。また、エネルギーバランスの式から凝縮量の計算を行う。Fの移流計算式である(6)式とドナー・アクセプター法からFを求める。そのFを用いて液面の傾きを求め、表面形状を決定する。現時間の速度、圧力、温度、Fらを前時間の値とし時間刻み分を時間に足して、次時間の速度計算に進む。このループを終了時間に達するまで繰り返す。

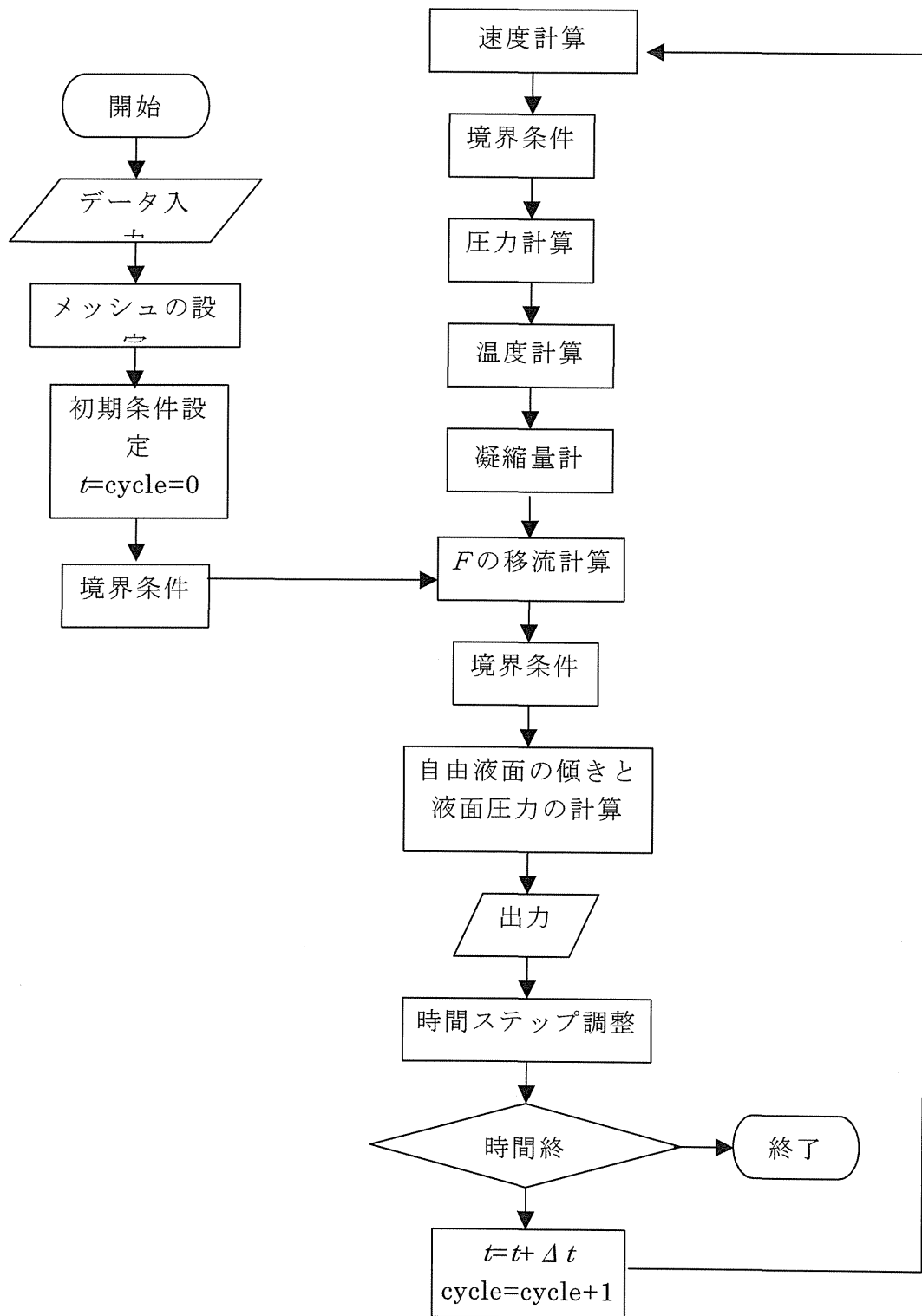


Fig.8 フローチャート

4. 結果及び考察

4.1 実験結果

Fig. 9 に熱流速 $q=367\text{kW/m}^2$ における細管外面上の凝縮液膜不安定に生じた波の熱流速 $q=367\text{kW/m}^2$, 凝縮室天井からの距離 $z=15\text{mm}$ における移動の様子を表す. 図上の白線は細管の壁面境界である.

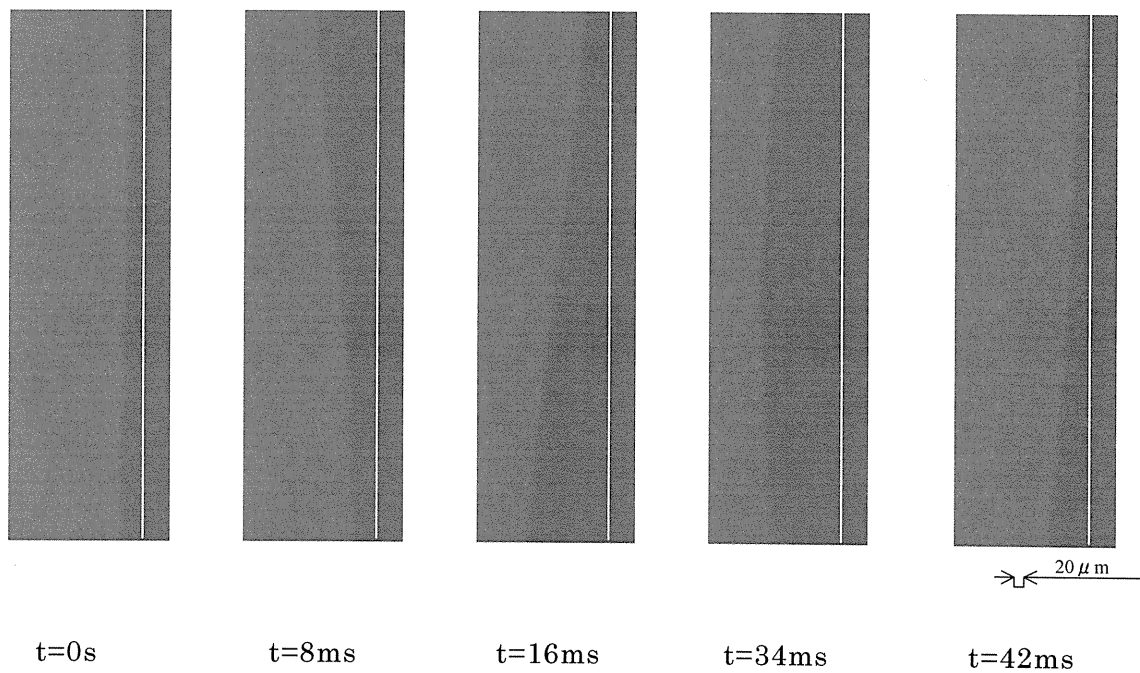


Fig.9 凝縮液膜の波の移動の様子

Fig. 10 に凝縮系の各寸法を定義する. Fig. 11 に 2.6 データ整理によって取得した熱流束 78kW/m^2 における壁面と凝縮液膜の 1m s 毎の挙動を示す. Fig. 12 に Fig. 11 のグラフの液面のくびれ部分を拡大した図を示す. 図中の実線はそれぞれ最小液膜および壁面のプロットを最小 2 乗法で近似した線になる. これらの値をそれぞれの位置とし, 最小液膜厚さは壁面との差の平均とする. Fig. 13 に熱流束 78kW/m^2 における液膜の厚さの変化を示す. Fig. 14 に管径 0.5mm における熱流束と最大液膜厚さの関係を示す. Fig. 15 に管径 0.5mm における熱流束と最小液膜厚さの関係を示す.

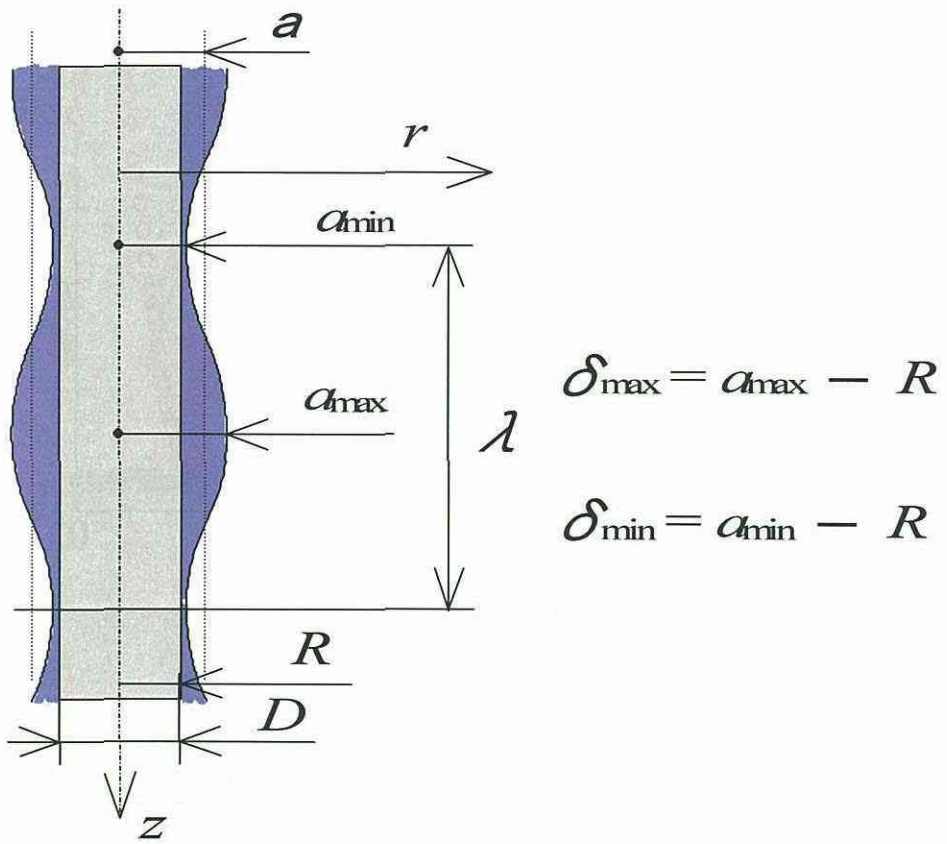


Fig. 10 記号の定義

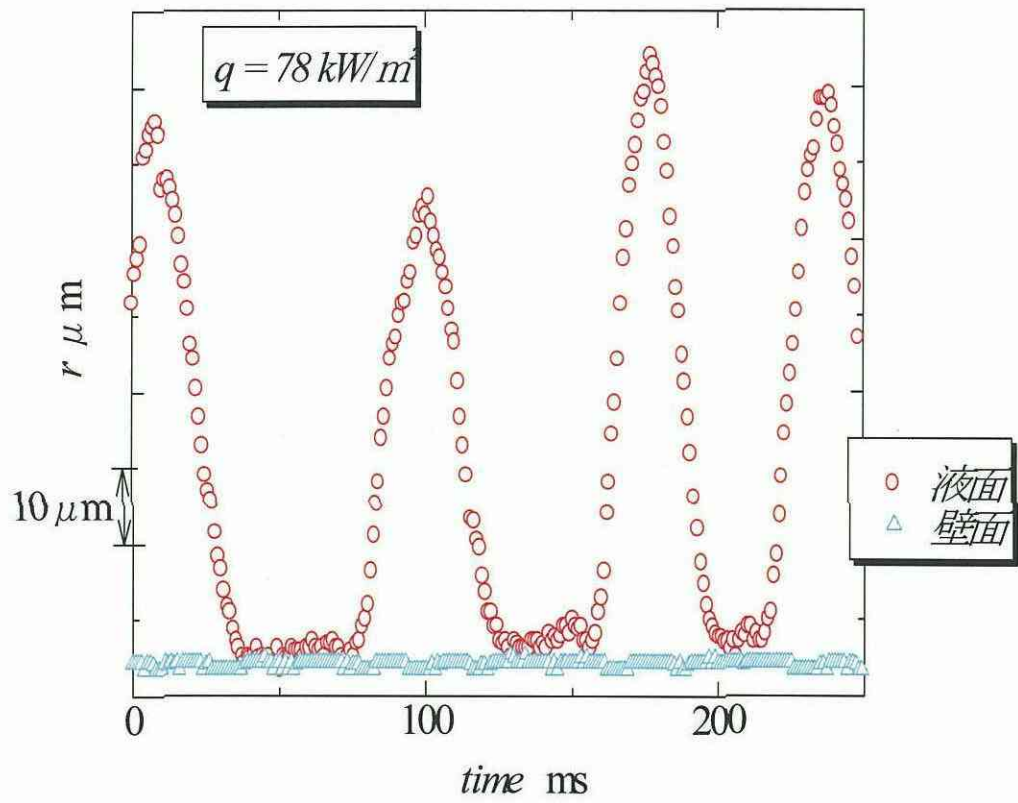


Fig.11 液膜および壁面の時間変化

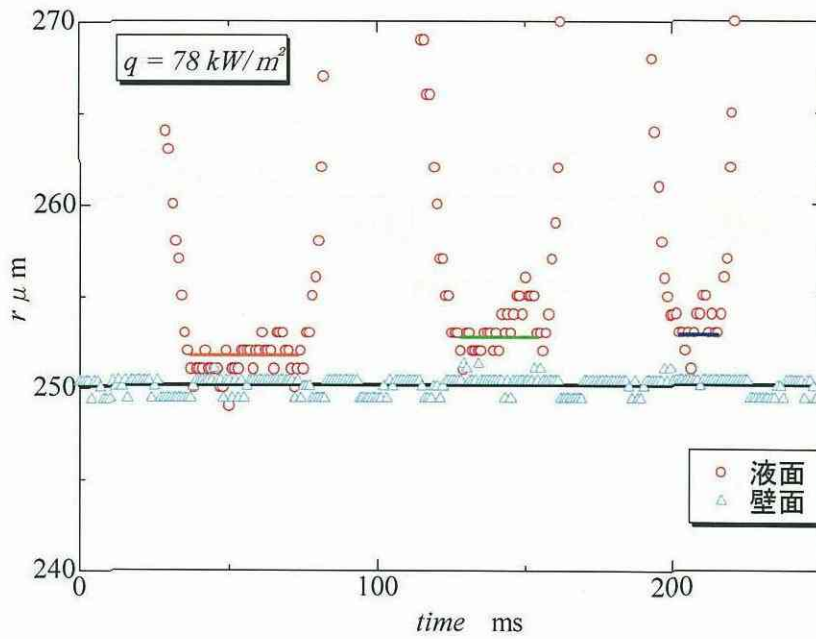


Fig.12 液膜のくびれ部

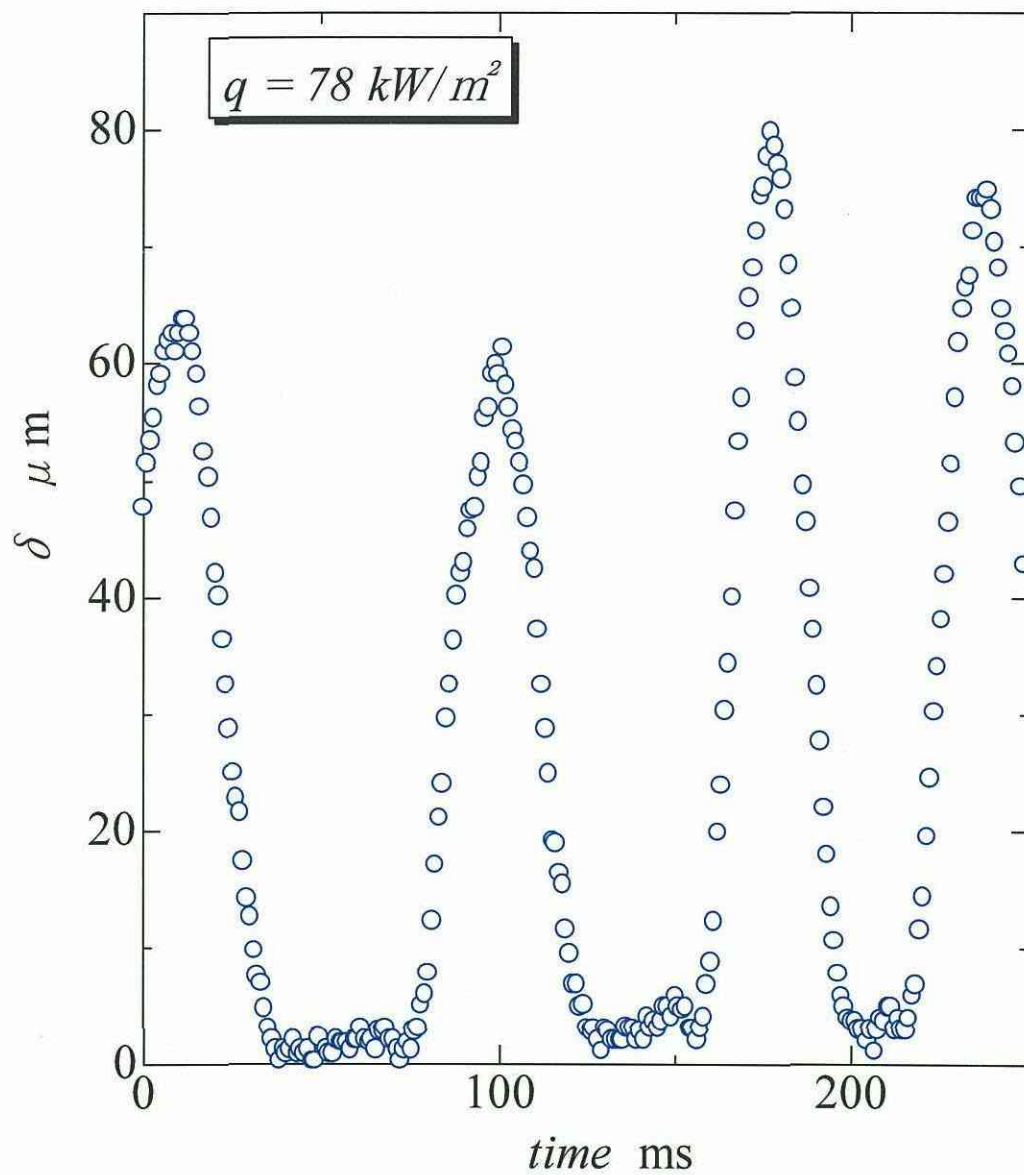


Fig.13 液膜厚さの時間変化

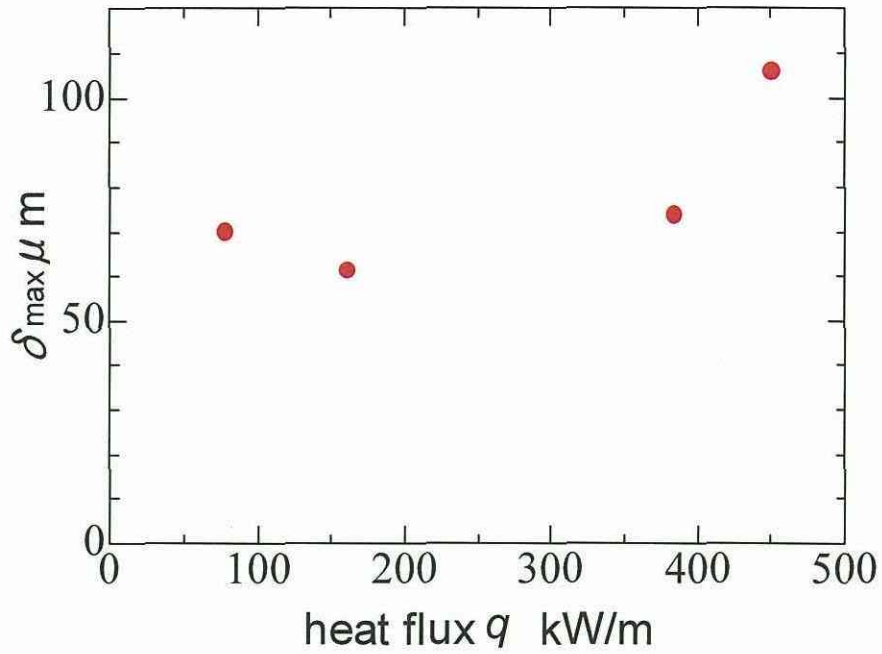


Fig.14 熱流束に対する最大液膜厚さの変化

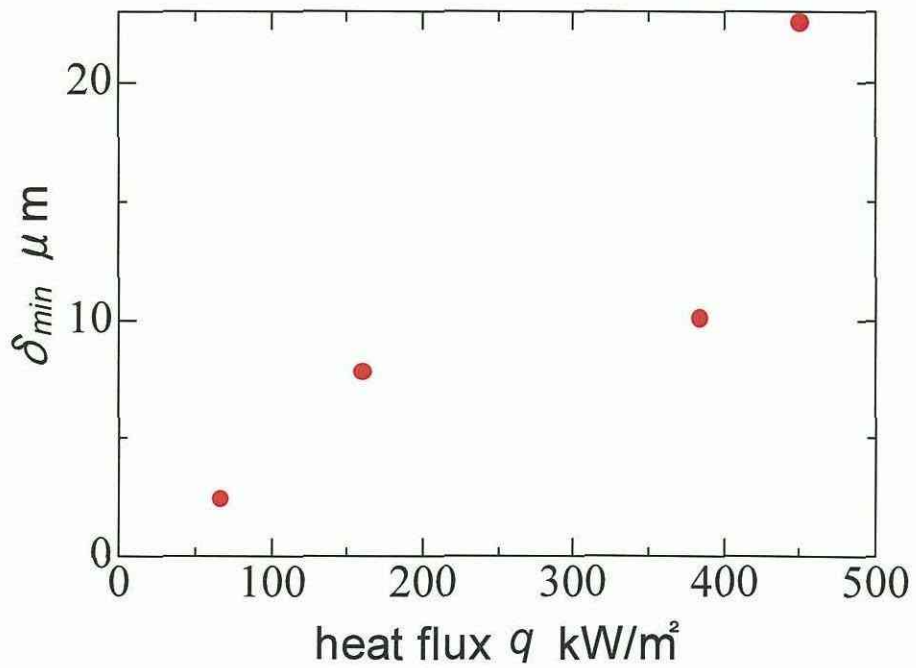


Fig.15 熱流束に対する最小液膜厚さの変化

4.2 解析結果

Table4.1 に計算条件を示す. Fig.16 にこの条件における液面形状のグラフを示す. この条件では, 上部壁面への液体の付着形状については特に指定しておらず, 非付着条件が与えられている.

実際の現象では凝縮室天井部分に凝縮液のメニスカスが生じる. 次に示す条件においてはこの上部壁面 (天井部分 $z=0\text{mm}$) へ付着している液がメニスカスを形成するような条件を設定した. 上部壁面境界での境界条件には固着条件を与え, 接触角を 80° として与えた. Table4.2 に計算条件を示す. Fig.17 にこの条件における液面形状の時間変化を示す.

次に, 熱流束の低い場合, すなわち壁面温度を 370K として計算を行った. この計算は 35ms まで進んでおり, 液膜厚さの比較の対象として示す. Table.4.3 に計算条件をFig.18 にこの条件における液面形状のグラフを示す.

Table4.1 計算条件

		0.5mm	
計算範囲		r 方向	0~0.5mm
		z 方向	0~10mm
セルの仕様	大きさ	r 方向	10 μ m
		z 方向	25 μ m
	数	r 方向	50 個
		z 方向	400 個
壁面温度		363K	
初期液膜厚さ		50 μ m	

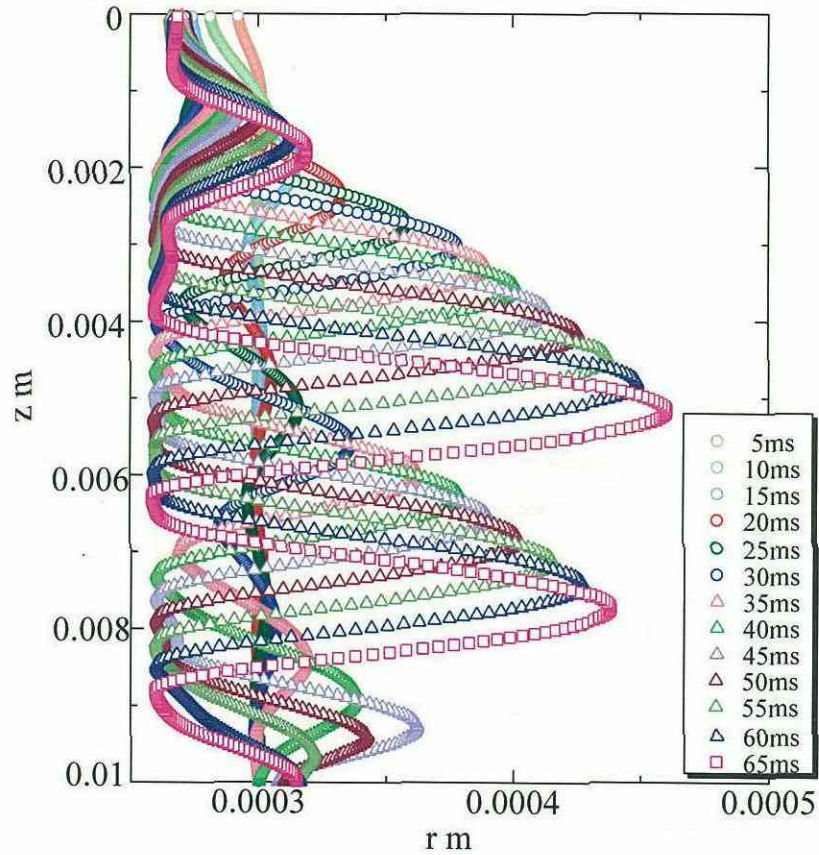


Fig.16 液面形状の時間変化

Table4.2

管径		0.5mm	
計算範囲		r 方向	0~0.5mm
		z 方向	0~10mm
セルの仕様	大きさ	r 方向	10 μ m
		z 方向	25 μ m
	数	r 方向	50 個
		z 方向	400 個
壁面温度		363K	
初期液膜厚さ		50 μ m	

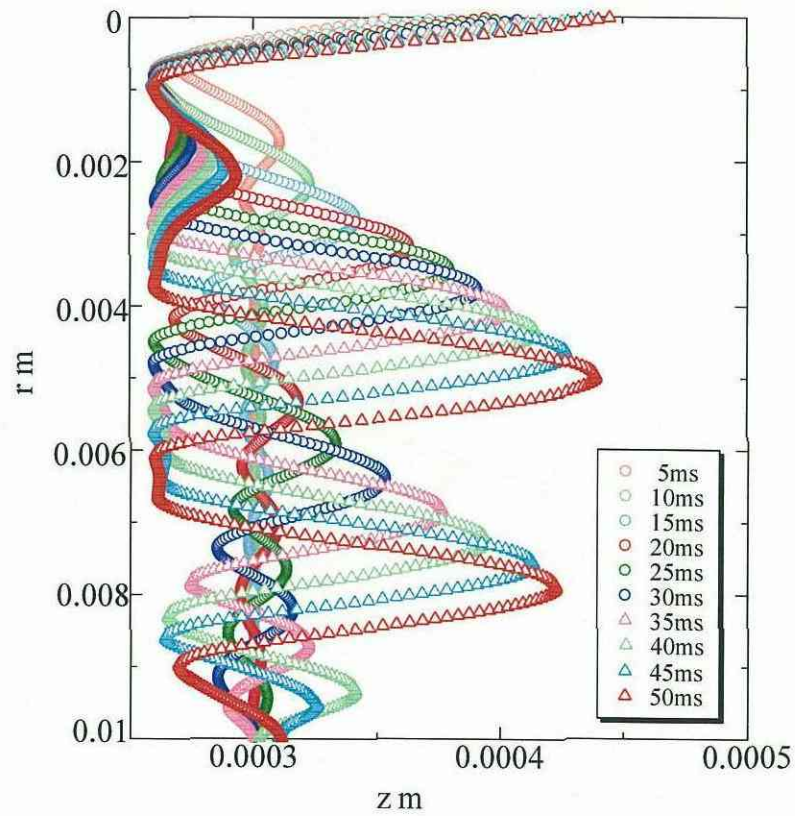


Fig.17 液膜形状の時間変化

Table4.3

管径		0.5mm		
計算範囲		r 方向	0~0.5mm	
		z 方向	0~10mm	
セルの仕様		大きさ	r 方向	10 μ m
			z 方向	50 μ m
		数	r 方向	50 個
			z 方向	200 個
壁面温度		370K		
初期液膜厚さ		50 μ m		

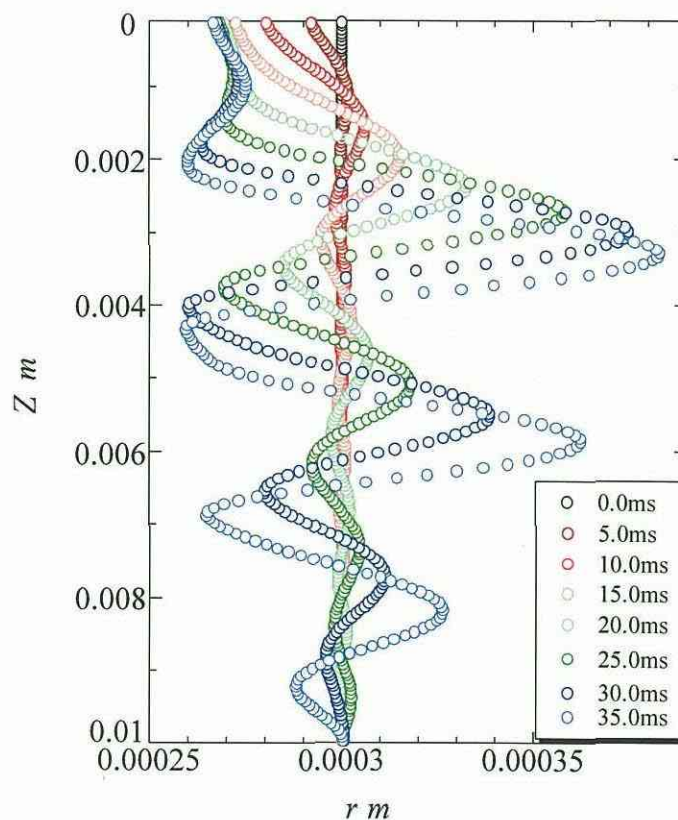


Fig.18 液膜形状の時間変化

4.3 考察

Fig. 9 に凝縮液膜の波の移動する様子を示した. Fig. 9 を見ると波の下流方向の傾きよりも波の上流方向の傾きが小さくなっていることが分かる. これは液膜の厚い部分に働く重力が液膜を下垂させ, その結果波を上流側と下流側について非対称にしていると考えられる. また, 液膜の厚い部分が通り過ぎるとすぐに液膜は薄くなり, 液膜が薄い部分非常に長い時間続く. つまり, この系において液膜の薄い部分が大部分を占め, 伝熱特性に非常に密接に関係していると考えられる.

Fig. 11 に 1 m s ごとの液膜および壁面の時間変化について示した. また, Fig. 12 にくびれ部の拡大図を示した. また, Fig. 13 に液膜厚さの時間変化について示した. Fig. 12 を見ると壁面, 液面ともに多少のずれが見られる. しかし, この誤差は長さにして約 $1\ \mu\text{ m}$ であり, 1 ピクセルの長さは $0.95\ \mu\text{ m}$ に相当する. したがって, 測定誤差に関しては, データ数を多めに処理することにより, 約 $0.2\sim 0.3\ \mu\text{ m}$ 程度以下の測定精度が確保されているものと考えられる. また, 図中の実線は先に述べたように, 壁面, 最小液膜のプロットを最小 2 乗で近似したものでこれらの厚さの平均値を, その熱流束における最小液膜厚さとしている. Fig. 13 は各プロットから壁面の近似線の値を引いたものである. 図を見ると最小液膜厚さは約 $2\ \mu\text{ m}$, 最大液膜厚さは約 $70\ \mu\text{ m}$ となっていることがわかる.

Fig. 14 に熱流束と最大液膜厚さの関係を示した. 過去の研究結果とは傾向がやや異なっており, 熱流束の増大とともに上がる傾向は得られなかった. Fig. 15 に熱流束と最小液膜厚さの関係について示した. 熱流束の増大に伴い最小液膜厚さも増大していることがわかる. これは熱流束の増大に伴い凝縮量が増大するからとも考えられるが, 測定データがまだ少ないため, さらに測定を進める必要がある.

次に, 解析の Table 4.1 に計算条件を, Fig. 13 にその時の液面形状の変化を, Fig. 13 を見ると, 凝縮液膜の波は発達しながら流下していき $t = 65\text{ ms}$ においては新しい波が上方から発生しているのがわかる. また, $z = 0.003\text{ m}$ 付近において, 液膜のくびれ部分からも新たな波が発生し始めている. Fig. 13 において液膜の厚さの変化を見てみると最大液膜厚さはまだ増大しているが, 最小液膜厚さは $10\ \mu\text{ m}$ 付近で下げ止まっている. この原因については凝縮による液膜の増大と波の発生メカニズムにおける増幅作用がわりあっていることが考えられる. しかし, VOF 法において液面セルは液体セルと気体セルの間に存在しなければならず, 壁面境界の隣のセルにおいて, 壁面セルと同じ VOF 関数 $F = 1$ の流体セルとみなしている可能性がある.

天井部分のメニスカスを考慮した場合について Table4.2 で計算条件， Fig.16 で液面形状の変化を示した． Fig.16 を見るとメニスカスを考慮しない場合と同様に凝縮液膜の波は発達しながら流下していき $t = 50\text{ms}$ においては新しい波が上方から発生しているのがわかる．また， $z = 0.0065\text{m}$ 付近において，液膜のくびれ部分からも新たな波が発生し始めている．

次に，実験結果と解析結果の比較を示す．最小液膜厚さについて実験結果のグラフに Fig.16, Fig.18 から得られた解析値をプロットしたものを Fig.19 に示す．また最大液膜厚さについても同様に実験結果のグラフに解析値をプロットしたものを Fig.20 に示す．

Fig.19 を見ると最小液膜厚さについて数値解析結果と実験結果は中熱流束帯において近い値が得られた．また， Fig.20 を見ると最大液膜厚さの実験値は数値解析結果に比べて全体的に低い値が得られた．最小液膜厚さ，最大液膜厚さどちらにおいても，解析結果はまだ発達途中であるため，最大液膜厚さは厚く，最小液膜厚さは薄くなる可能性がある．

しかし，最小液膜厚さにおいて数値解析ではセルの r 方向の幅を $10\mu\text{m}$ として計算していることを考慮すると，最小液膜厚さはさらに小さくなることも考えられる．したがって，測定結果を考慮すると，さらに計算の精度を向上させるためにはセル寸法をさらに減少させて計算を進める必要があることが明らかになった．

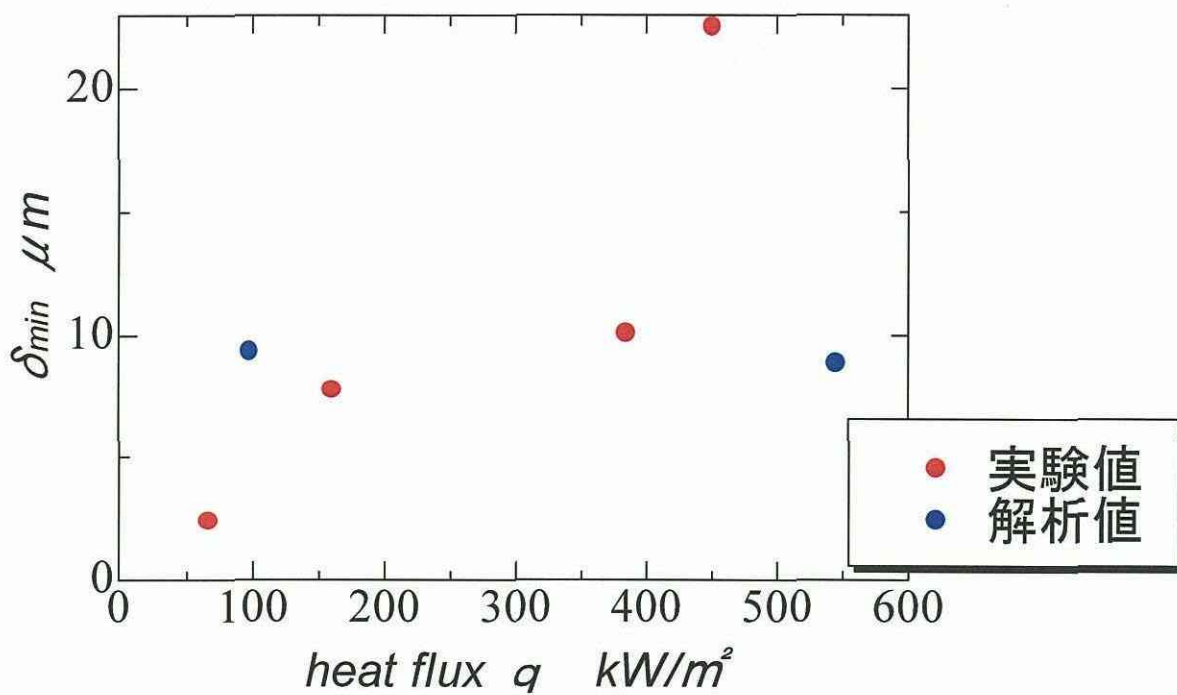


Fig.19 実験結果と解析結果の最小液膜厚さの比較

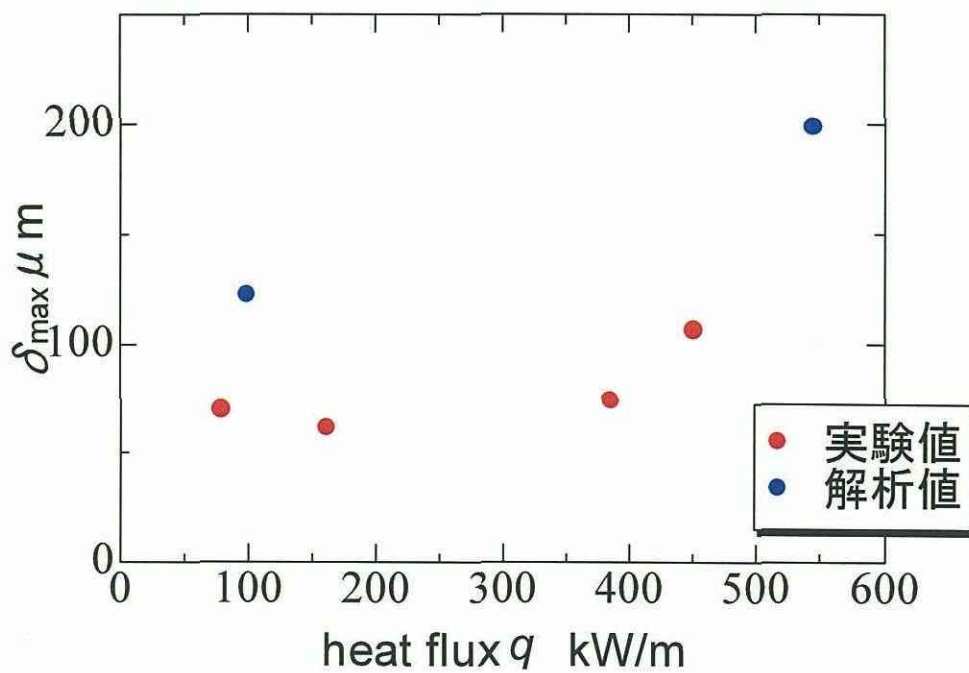


Fig.20 実験結果と解析結果の最大液膜厚さの比較

第Ⅲ部

Observation of Steam Condensation on Thin Vertical Tubes

ABSTRACT

Observation and measurement of steam condensation phenomena on the wetted outer surface of thin tubes arranged vertically were conducted. The condensate modes were affected by surface tension of the condensate, and the wavy shape of the condensate surface appeared due to surface tension instability on the thin tubes. While smooth condensate surface of uniform thickness was observed for tubes having an outer diameter of 1.0 mm, a wavy shape with non-uniform thickness was observed for tubes of 0.5 mm in diameter. The wavy shape became distinct with a decrease in tube diameter. Although the wavelengths of the instability at low condensation rates almost coincided with those obtained from analysis on free liquid jet by Rayleigh, they increased with increases in the condensation rate and axial length from the top.

1. INTRODUCTION

The objective of the study was to investigate experimentally film condensation phenomena of steam on the outer surface of vertical thin tubes on which surface tension effects are significant. Although equipment utilizing these minute structures is becoming increasingly important, the condensate modes and its heat transfer characteristics in the small tube system have not been adequately clarified. Generally, for phenomena such as condensation of steam during which a liquid film plays a critical role, surface tension effects depend upon the configuration and dimension of the heat transfer surface and the influence of the gravitational field. Rayleigh reported that the shape of cylindrical liquid columns with a free liquid surface is not stable, which was discovered from analysis of liquid jets [1]. The shape of the free surface of the jet is based on a trigonometric function and is divided among the droplets depending on the conditions. The wavelength is proportional to the diameter of the jet. Experimental and analytical investigations of the behavior of liquid films in a tube in a micro-gravitational field was conducted by Takamatsu *et al.* [2] who reported that a wavelength similar to that found by Rayleigh was due to surface tension instability. Nozaki *et al.* performed experiments on the downward flow of silicone oil along a thin wire and determined its heat transfer characteristics [3]. The effect of changes in wire diameter and liquid flow rate

on patterns of downward flow were examined and the effect of surface tension acting radially was predicted to increase with decreasing tube diameter. Change in condensate mode occurs through surface tension instability. At the same time, the flow rate of the condensate increases downstream *via* condensation, which is nearly proportional to the rate of heat transfer. In this study, vapor condensed on the outer surface of tubes 1.0 and 0.5 mm in diameter by flowing cooling water through thin tubes made of stainless steel. Experimental results showed that condensation rate, determined by the heat flux and distance from the top along the tube axis of condensate flow, affects the configuration characteristics of the surface tension instability and its rate of change.

2. EXPERIMENTAL APPARATUS AND METHOD

A schematic of the experimental system for the condensation studies is shown in Fig.1. The main portion of the experimental apparatus is a brass condensation chamber with a 64-mm inside diameter and 30-mm inside height. Thin stainless steel tubes with outside diameters of 1.0 mm and 0.5 mm are installed vertically in the center of the condensation chamber between the top and bottom faces. Coolant water flowed through the tubes from the top toward the bottom. Tap water was used as the coolant and heat flux was adjusted by changing coolant temperature. The cooling water was pressurized using a pump. The rise in temperature of the cooling water was measured *via* thermocouples placed at the inlet and outlet of the tubes and the flow rate of the coolant water were measured for deciding heat flux. The thermocouple junctions were inserted in the tube near the ends for precise measurement of temperature because the coolant temperature at the exit changed rapidly due to the small flow rate. Average heat flux over the whole tube was determined using the measured temperature values. Steam was used for the condensation. Steam flowed from the inlet located near the upper edge of the bottom surface of the condensation chamber to an outlet near the opposite side of the lower bottom surface so the thin tube was not directly impinged by the steam flow. The experiment was conducted at atmospheric pressure because the condenser exit was exposed to ambient conditions. The non-condensing gas was removed by continuous vapor flow through the chamber for several hours. In general, it is difficult to wet the metal surface during condensation experiments because of the large surface tension of water. In this study, the extremely hydrophilic titanium oxide coating agent was applied to the thin tube surface for obtaining the wetting surface. Four glass windows installed in the condensation chamber were used for observation and photography by CCD camera and high-speed digital camera attached to a microscope.

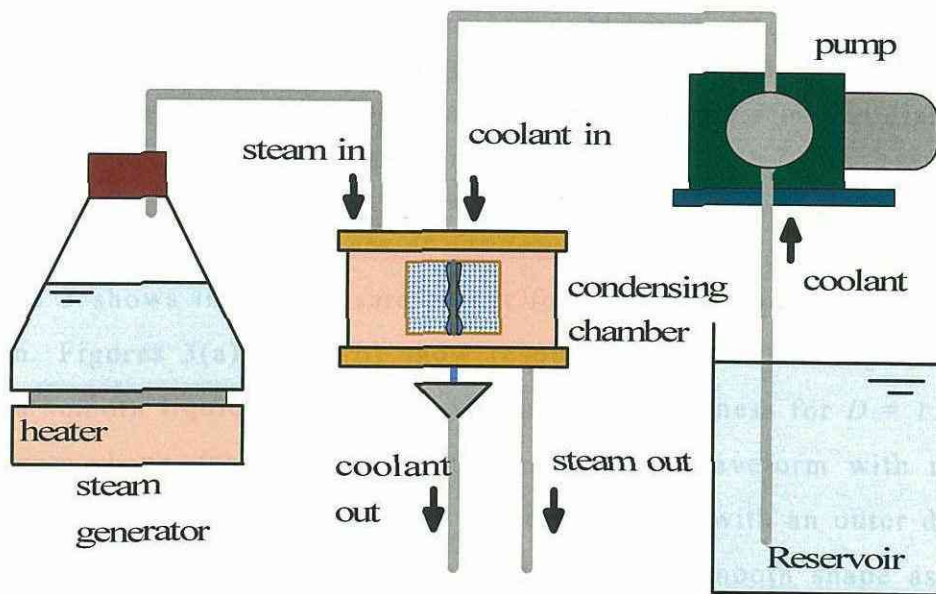


Fig.1 Experimental apparatus

3. RESULTS AND DISCUSSION

Surface treatment for achieving wetting surface

It is necessary to achieve wettability of the surface for studies involving film condensation of steam. Despite the surface treatment, some non-wetting area was apparent, which affected film condensation. However, overall wettability was improved by the surface treatment. Figure 2 shows that condensation of a smooth liquid film occurred on tubes with an outside diameter of 1.0 mm by applying a hydrophilic coating of titanium oxide to the stainless steel tube. The hydrophilicity of the coating agent was promoted by treatment with ultraviolet radiation before the experiments. Stainless steel tubes 0.5 mm in diameter were treated similarly to promote wettability.

Effect of tube size on aspects of condensation

Figure 3 shows the condensate aspect for tubes with an outside diameter of 0.5 mm. Figures 3(a) and 3(b) show results under low and high heat fluxes. While a smooth liquid film formed with uniform thickness for $D = 1.0$ mm, the condensate shape describes a smooth and nodular waveform with the axially periodically ruggedness. Condensate mode for a tube with an outer diameter of 1.0 mm remained unchanged and showed the same smooth shape as shown in Fig.2 with a change in heat flux. The thickness of the humps and the interval of the wave increased with an increase in heat flux as shown by Figs.3(a)and3(b).

Characteristics of factors affecting heat flux change

A condensate film of uniform thickness on a tube 1.0 mm in diameter was not dependent on heat flux; however, in the case involving a tube 0.5 mm in diameter, a periodic and wavy condensate was observed. Physical values defining the condensate characteristics are shown in Fig.4. λ denotes the wavelength ("hump interval"), a_{\max} is the maximum radius from the center axis, a_{\min} is the minimum liquid thickness, a is average radius, δ is liquid film thickness, and z is the axial position from the upper end of the tube.

Changes in related factors plotted against the change in heat flux are shown in Figs.5-7. The characteristic quantities were measured at $z = 15$ mm positioned at the center of the length for a tube size of $D = 0.5$ mm, and at $z = 7$ mm for comparison with upstream characteristics. Figure 5 shows the change in dimensionless wavelength, $\lambda/2a$, which indicates the variation in axial condensate film thickness with heat flux. The solid and dotted lines in the figure



Fig.2 Aspect of condensate for $D = 1.0\text{mm}$



(a) 98 kW/m^2



(b) 347 kW/m^2

Fig.3 Condensation aspect

denote the analytical values of the instability wavelength shown in equations (1) and (2) by Rayleigh and Takamatsu *et al.*, respectively.

$$\lambda / (2a) = 4.51 \quad (1)$$

$$\lambda / (2a) = 4.45 \quad (2)$$

Since liquid film flow along the tube formed in a system in which condensate film flows down, the phenomenon of wave length instability is similar to systems involving the liquid jets of Rayleigh in a gravitational field, and a liquid film adhering to an inside tube wall in a micro-gravitational field as reported by Takamatsu *et al.* In cases when $z = 7$ mm and 15 mm, the non-dimensional wavelength approached these analytical values with a decrease in heat flux. The non-dimensional wavelength was similar to that of the value reported by Rayleigh in the low heat flux region for the case of $z = 7$ mm. The wavelength increased two-fold near the largest heat flux (400 kW/m^2). Flow velocity of the wave increased with an increase in heat flux (condensation rate) and, as a result, the distance between the humps became large. Figure 6 shows the variation in maximum thickness of a liquid film normalized by tube radius against heat flux. In the low heat flux region, the rate of increase in thickness is large. The gradient changed near a heat flux of 100 kW/m^2 and the rate of increase of the maximum thickness decreased with an increase in the region of larger heat flux. Moreover, a comparison of results obtained at $z = 7$ mm and $z = 15$ mm confirmed that the largest liquid film thickness upstream is small. Figure 7 shows the variation of moving velocity of the wave against heat flux. The rate of location change of the hump was measured as wave velocity. The augmentation of wave velocity with increasing heat flux originated from an increase in liquid film thickness with increasing heat flux. However, the change was dependent on position. When positioned farther from the top (*i.e.*, $z = 15$ mm) the trend was for a larger increase in rate in the low heat flux region, which gradually decreased with an increase of heat flux. A linear change occurred for $z = 7$ mm. These tendencies correspond to the change in liquid film thickness shown in Fig.6. That is, wave velocity and the rate of change were low for smaller condensate film thicknesses; as wave height increases, wave velocity

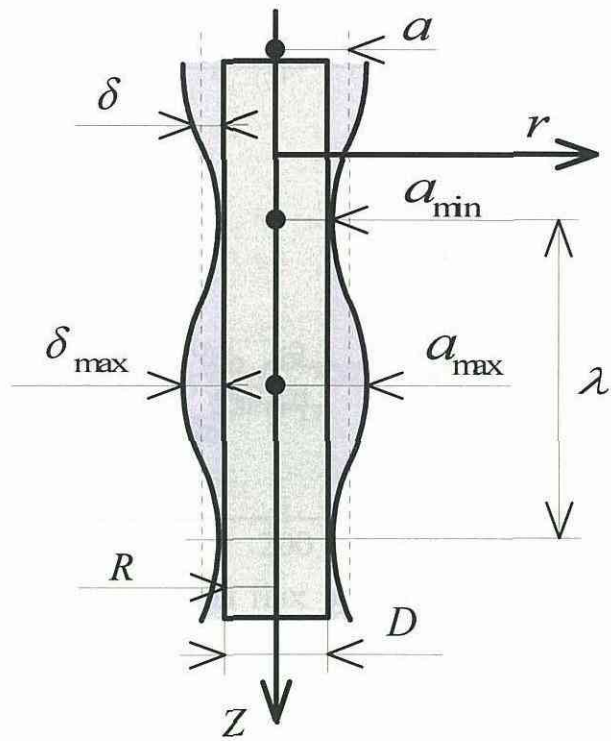


Fig.4 Definition of physical quantities

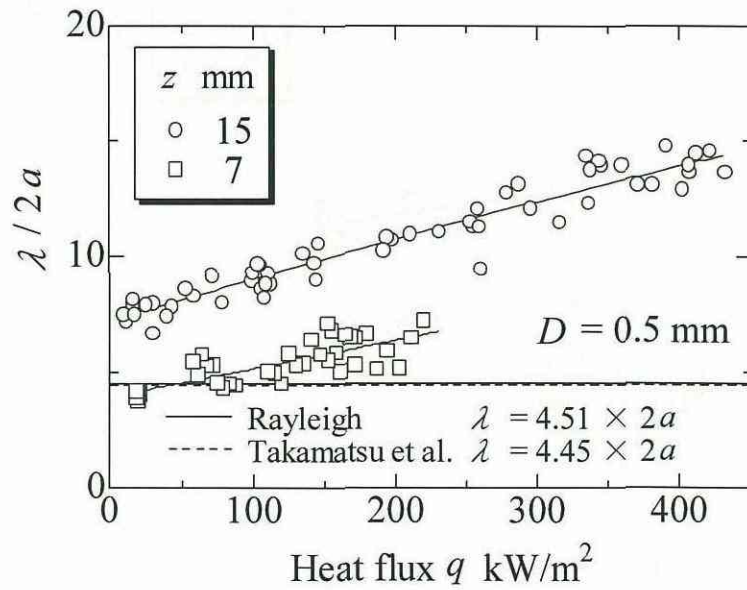


Fig.5 Wavelength and heat flux

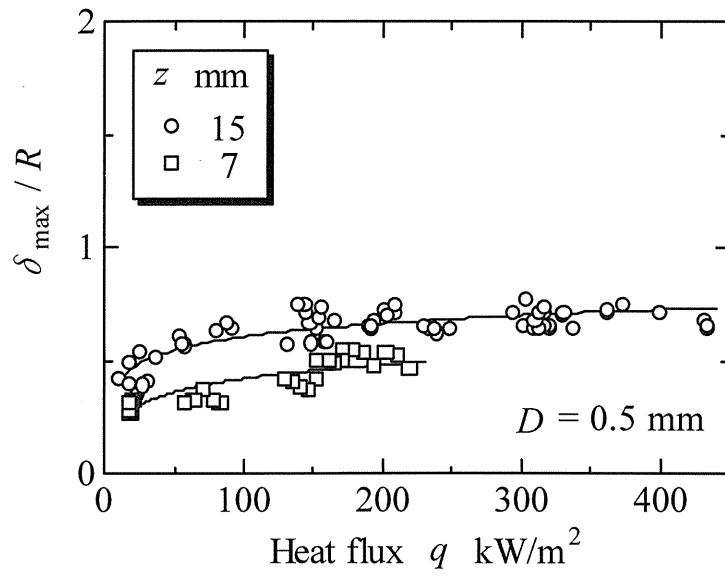


Fig.6 Maximum film thickness and heat flux

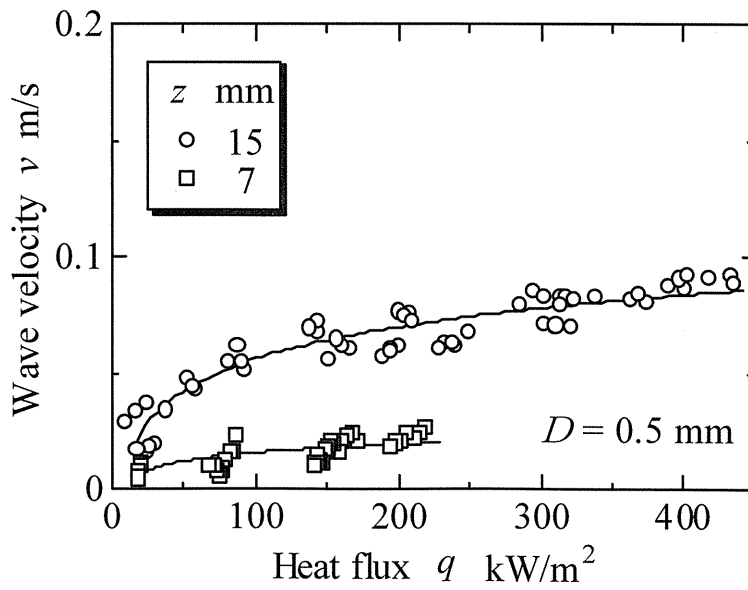


Fig.7 Wave velocity and heat flux

accelerated and the rate of downward flow velocity increased. The increase in wavelength with an increase in position corresponded to increases in liquid film thickness as shown in Fig.6 and in downward flow velocity as shown in Fig.7.

Variation in characteristics of the quantities for the axial position

The change in characteristic quantities against the change in the axial position is shown in Figs.8-10. Figure 8 shows the variation in wavelength with axial position, which were determined from the images in the region of smaller heat flux than the moderate heat flux in this experiment. Wavelength increased with an increase in heat flux throughout the entire heat flux region. For the lowest heat flux of $q = 31 \text{ kW/m}^2$, a fixed value was obtained. In the upflow region near $z = 7 \text{ mm}$, the data nearly agreed with Rayleigh's independent measure of heat flux. As shown in Fig.5, these trends were due to the small condensate flow rate under conditions of low heat flux and a small distance from the top of the tube. Figure 9 shows the effect of location from the top on the non-dimensional liquid film thickness. Liquid film thickness decreased with decreasing distance at every heat flux value. Although the linear curves fitted by the least square method for each heat flux approach the origin, the situation is similar to the liquid film thickness at the upper end of film condensation being zero theoretically. Figure 10 shows the wave velocity measured near the origin.

The velocity of condensate flow increased linearly with an increase in position for each heat flux value, while an increase in velocity of downward flow occurred with an increase in heat flux. Because these points approached the origin wave velocity approaches zero with a decrease in position. These trends are similar to the results shown in Figs.6 and 7, in which the velocity of downward flow increased with an increase in maximum liquid film thickness, corresponding to the amplitude of the wave due to augmentations by heat flux and position from the top. Therefore, an increase in velocity of downward flow occurred with an increase in the heat flux as shown in Fig.7 and, as a result, wavelength increased with an increase in heat flux as shown in Fig.5. Simultaneously, an effect of an increase in the position also appeared. The results clarified that liquid film thickness and the wavelength of the Rayleigh instability, which appeared at low condensation rates, increased with the

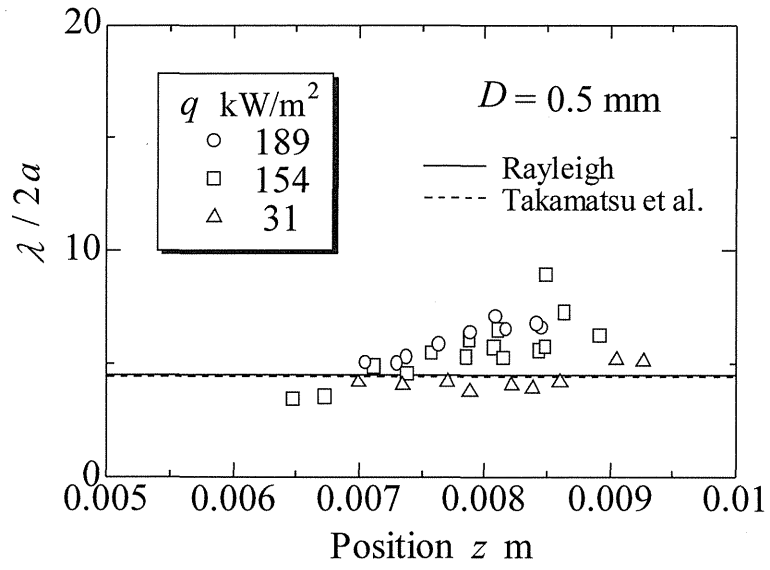


Fig.8 Wavelength and position

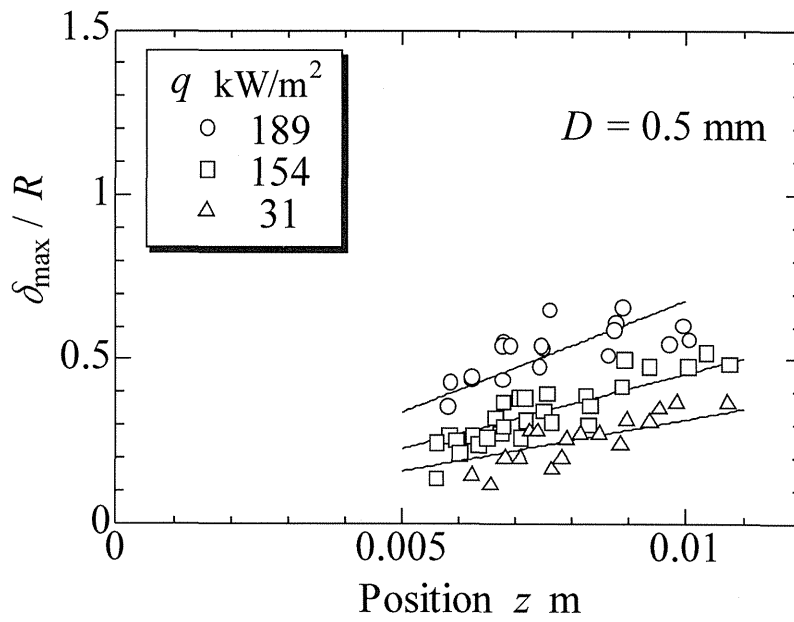


Fig.9 Maximum condensate thickness and position

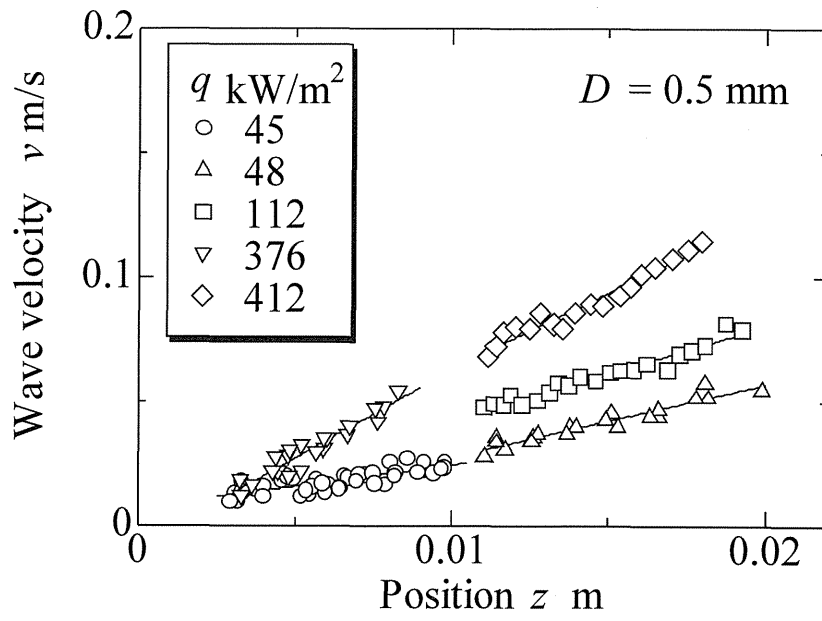


Fig.10 Wave velocity and position

condensation rate or an increase in downward flow rate with an increase in the position.

4. CONCLUSIONS

To obtain a basic knowledge of condensation phenomenon within a heat transfer system, morphological changes of a condensate from steam on the outer surface of thin vertical stainless steel tubes (1.0 and 0.5 mm outside diameter) was examined. Experimental investigations were conducted to determine condensation rate and the effect of the position from the top as influencing factors for the shape of unstable condensates due to surface tension. The following results were obtained:

- (1) Film condensation on 1.0-mm tubes possessed a smooth surface. In contrast, non-uniform condensate film thickness occurred on 0.5-mm tubes, caused by surface tension instability, and resulted in a wavy condensate shape containing humps.
- (2) Under conditions of low condensation rate with a small heat flux, the wavelength of the non-uniform film agreed with that of the Rayleigh instability. Maximum liquid film thickness corresponding to the wave amplitude and the velocity of the wave downflow showed a tendency toward increase with increasing heat flux.
- (3) Distance from the top of the tube affected the results, with the wavelength of the liquid film similar to that of the Rayleigh instability near the inlet. This result corresponds to the case involving low heat flux. Furthermore, maximum liquid film thickness and the velocity of the wave downflow increased with an increase in distance from the top.
- (4) The results (2) and (3) shown above indicate that the changes in maximum liquid film thickness and wavelength increased from those of the Rayleigh instability, which appeared at low condensation rates, and were generated by increases in condensation rate and/or in downward flow rate with increasing distance from the top.
- (5) We are grateful to Toto Ltd. for providing the super hydrophilic coating agent and to Tetsuya Moroe, a student of Yokohama National University, for assistance with the study.

REFERENCES

- [1] Rayleigh, Lord, On the Instability of Jets, Proc. London Math.Soc.,Vol.10 (1878), pp.4-13
- [2] Takamatsu, H., Fujii, M., Honda, H. and Uchiyama, H., Stability of Annular Liquid Film in Microgravity, Trans. JSME (B),Vol. 64, No.619,(1998), pp. 904-909.
- [3] Nozaki, T., Kaji, N. and Mori, Y.H., Heat Transfer to a Liquid Flowing Down Vertical Wires Hanging in a Hot Gas Stream: an Experimental Study of a New Means of Thermal Energy Recovery, Proc. Eleventh Int. Heat Transfer Conf., Vol.6, (1998) pp.63-68.