T2R2 東京工業大学リサーチリポジトリ
Tokyo Tech Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	自励振動ヒートパイプにおける液柱の往復振動に伴う熱輸送機構の解明
Title(English)	
著者(和文)	三浦正義
Author(English)	Masayoshi Miura
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10524号, 授与年月日:2017年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:長﨑 孝夫,堀岡 一彦,岡村 哲至,末包 哲也,肖 鋒
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10524号, Conferred date:2017/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Tokyo Institute Research Repository)

平成 28 年度 学位論文

自励振動ヒートパイプにおける液柱の往復振動に伴う熱輸送機構の解明

東京工業大学 大学院総合理工学研究科 創造エネルギー専攻

三浦正義

指導教員：長﨑孝夫 准教授

平成 29 年 3 月

目次

第 1 章　緒論　1

1.1　熱輸送デバイスの必要性 2

1.2　ヒートパイプ 3

1.3　自励振動ヒートパイプ 5

1.3.1　自励振動ヒートパイプの特徴 5

1.3.2　先行研究 7

1.4　本研究の目的と構成 9

1.4.1　本研究の目的 9

1.4.2　本論文の構成 10

第 2 章　実験装置および実験方法　13

2.1　実験装置 14

2.1.1　実験装置概要 14

2.1.2　実験装置詳細 15

2.1.3　実験装置気密性の検証 20

2.2　実験方法 21

2.2.1　実験方法概要 21

2.2.2　単成分系における熱輸送の評価 22

2.2.3　2 成分系における熱輸送の評価 23

2.2.4　液柱振動挙動の測定 24

2.2.5　液柱振動パラメーター 26

第 3 章　液柱振動による熱輸送の実験的研究　28

3.1　流路壁温度分布 29

3.1.1　単成分系 29

3.1.2　2 成分系 34

3.1.3　単成分系と 2 成分系の比較 36

3.2　有効熱伝導率 37

3.2.1　有効熱伝導率の定義 37

3.2.2 顕熱輸送・潜熱輸送の有効熱伝導率に及ぼす諸因子の影響.... 40
3.3 流路壁温度の時間変化..... 41
3.3.1 単成分系 42
3.3.2 2 成分系..... 47
3.4 蒸気圧力の時間変化..... 48
3.4.1 蒸気圧力と液柱先端位置の関係..... 48
3.4.2 蒸気質量の時間変化 51
3.5 熱輸送特性に対する作動流体の種類の影響..... 55
3.5.1 熱輸送特性 56
3.5.2 顕熱輸送 57
3.5.3 潜熱輸送 58
3.6 液膜蒸発による潜熱輸送のモデル化..... 59
3.6.1 液膜蒸発モデル 59
3.6.2 液膜蒸発モデルによる予測値と実験結果の比較..... 61

第 4 章 液柱振動による顕熱輸送の数値解析 63
4.1 はじめに..... 64
4.2 流動状態の推定..... 64
4.3 数値解析方法..... 65
4.4 数値解析結果..... 69
4.4.1 断熱部流路壁温度分布 69
4.4.2 熱輸送量 71
4.4.3 流路壁温度の時間変化 78

第 5 章 液柱の往復振動により生じる液膜厚さの測定と予測式の提案 81
5.1 はじめに..... 82
5.2 管内に形成される液膜厚さに関する先行研究..... 82
5.3 実験装置および実験方法..... 83
5.4 データ整理..... 85
5.5 実験結果..... 87
5.6 液膜厚さの予測式の提案..... 90
5.6.1 液膜形成の力学モデル 90

5.6.2 キャピラリー数のみを用いた液膜厚さの予測式 94

第 6 章 結論 97

6.1 本論文の結論 98

6.2 今後の研究課題 100

付録 A 2 成分系における潜熱輸送の見積もり 102

A.1 2 成分系における物質伝達 103

付録 B 熱損失の評価 107

B.1 熱損失の評価方法 108

B.2 流路内に作動流体を封入しない場合の流路壁温度分布 108

B.3 断熱部流路壁温度分布関数の推定 110

B.4 熱損失の評価式 113

付録 C 周期的熱伝導における減衰および位相遅れ 116

C.1 周期的熱伝導における温度分布の時間変化 117

C.2 本実験における温度変動の減衰および位相遅れ 118

記号表 120

参考文献 122

本論文の内容の公表 129

謝辞 131

第 1 章

緒　論

1.1　熱輸送デバイスの必要性

今日，ノートパソコン，タブレット，スマートフォンなどの電子機器に対しては，薄型化，小形化への要求がさらに高まっている．これにより，電子機器内の発熱源が密集するようになり，放熱や冷却に使用できる空間が狭くなっている．加えて，電子機器の高性能化により消費電力が著しく増加し，それに伴い発熱量が増大している．図 1.1 に電子機器の主要な発熱源である CPU の発熱密度の年代推移を示す. この CPU の発熱密度の推移は，Stanford 大学が提供する CPU に関するデーターベース[1,2]に基づき作成した. 図 1.1 から，昨今，CPU 発熱密度は，その増加量は抑えられてきているものの，高止まりの傾向にあることがわかる．1990 年代には，ホットプレートの発熱密度（~10 W/cm^2）を超え，近年では，電力用ボイラーの発熱密度（~100 W/cm^2）に達しているといわれている[3]．この発熱密度の増加は，CPU の温度上昇を引き起こし，CPU の異常動作を誘発するばかりではなく，最悪の場合には CPU が熱破壊するに至る．また，この発熱密度の増加による温度上昇は，電子機器利用者の安全面に関しても問題を発生させる．具体的には，長時間皮膚に触れて使用する機器では，表面温度を一定温度以下に抑えないと，低温やけどの危険がある[4]．このような現状から，より小さく，より高い熱輸送性能を持つ冷却技術が必要とされている．また，LED も照明への利用の普及拡大に伴い，高発熱密度化が予想される．LED は CPU と同様に半導体であり，熱に弱い．LED において光変換ロスは熱になり，その結果，LED の温度が上昇することにより，寿命が短縮したり，光束が低下したり

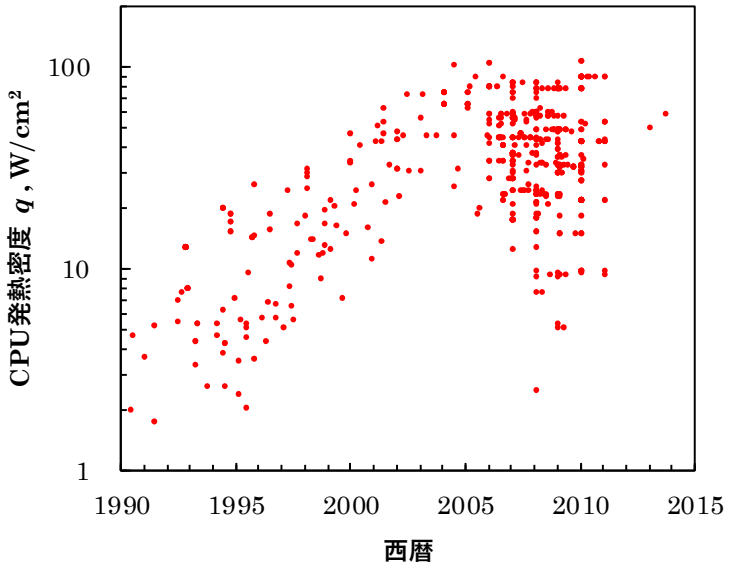


図 1.1 CPU発熱密度の年代推移.

するという問題が生じている[5]. LED パッケージは, 表面積が小さいために放熱が難しく, 熱的に厳しい環境にある.

以上のように，発熱密度の増加に伴い半導体素子の冷却が問題となっており，この半導体素子の冷却のために，より小さく，より高い熱輸送性能をもつ熱輸送デバイスが必要とされている．その熱輸送デバイスの 1 つとしてヒートパイプが挙げられ[6,7]，代表的な形式であるウィック式ヒートパイプおよびサーモサイフォン式ヒートパイプがこれまで多く用いられている．これらヒートパイプは，いずれも作動流体の相変化（蒸発・凝縮）の潜熱を利用して熱輸送を行うものである．次節では，これらヒートパイプについて概説するとともに，小形高性能熱輸送デバイスという観点からの従来のヒートパイプにおける問題点を指摘する．

1.2　ヒートパイプ

これまで電子機器の冷却方法の 1 つとして, 形状の自由度や高い熱輸送性能の観点から, ヒートパイプが多く用いられている．加えて，ヒートパイプは，ポンプなどにより外部からの動力の供給することなく作動させることができるという利点がある．このヒートパイプを用いることにより，電子機器内の冷却が困難な場所から熱を引き出し，冷却を容易に行うことができる場所へ移動させることができる．例えば，ノートパソコンでは，ヒートパイプを用いて，CPU で発生した熱をアルミ板や機器筐体側へ移動させて，ファンで外気へ放熱させるという方法[6,7]が行われている．つぎに，代表的なヒートパイプの形式であるウィック式ヒートパイプおよびサーモサイフォン式ヒートパイプについて説明する．

ウィック式ヒートパイプ

図 1.2 にウィック式ヒートパイプの構造と作動原理に関する模式図を示す．ウィック式ヒートパイプは，毛細管力を利用することにより，冷却部の内壁に凝集した作動流体を加熱部に還流させるため，ヒートパイプ管内面には毛細管構造（ウィック）が設けてある．

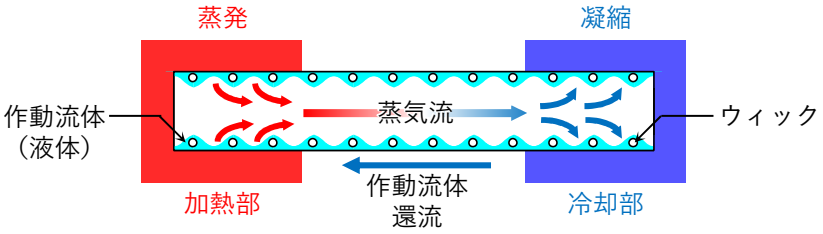


図 1.2　ウィック式ヒートパイプ.

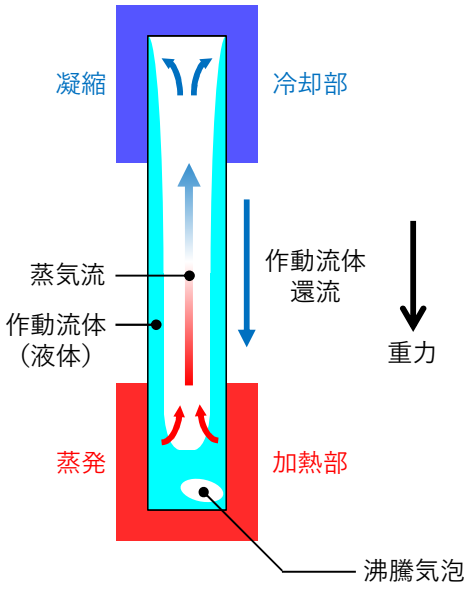


図 1.3 サーモサイフォン式ヒートパイプ.

毛細管構造として，金網，繊維，焼結金属などの多孔質，細い溝（グルーブ）などが用いられる．コンテナと呼ばれる密閉容器内に封入された作動流体は，除熱対象である加熱部から蒸発に伴う潜熱により熱を受け取り，発生した作動流体蒸気は，冷却部で凝縮することにより放出される．そして，冷却部で凝集した作動流体は，ウィックの毛管力により加熱部へ戻される．

サーモサイフォン式ヒートパイプ

図 1.3 にサーモサイフォン式ヒートパイプの構造と作動原理に関する模式図を示す．サーモサイフォン式ヒートパイプは，重力を利用することにより，冷却部の管内壁に凝縮した作動流体を加熱部に還流させるため，加熱部を下側，冷却部を上側（ボトムヒート）にする必要がある．作動流体は，底部の加熱部に液溜りを形成し，沸騰熱伝達により除熱対象である加熱部を冷却する．発生した作動流体蒸気は，上部の冷却部で凝縮することで冷却部に放熱し，凝縮した作動流体は，重力によりコンテナ内壁を流下し加熱部へ戻る．

これらウィック式ヒートパイプやサーモサイフォン式ヒートパイプといった従来のヒートパイプには，小形で高密度な熱輸送デバイスという観点からすると，次に示すようないくつかの欠点が指摘されている[8]．

1. 熱輸送量限界が存在し，細径化とともに急速に低下すること．
2. 熱輸送量がヒートパイプ内の不凝縮性気体濃度に敏感であること．
3. ウィック式ヒートパイプでは，液体の還流を駆動するための内部構造を必要とし，

細径化に限界があること．

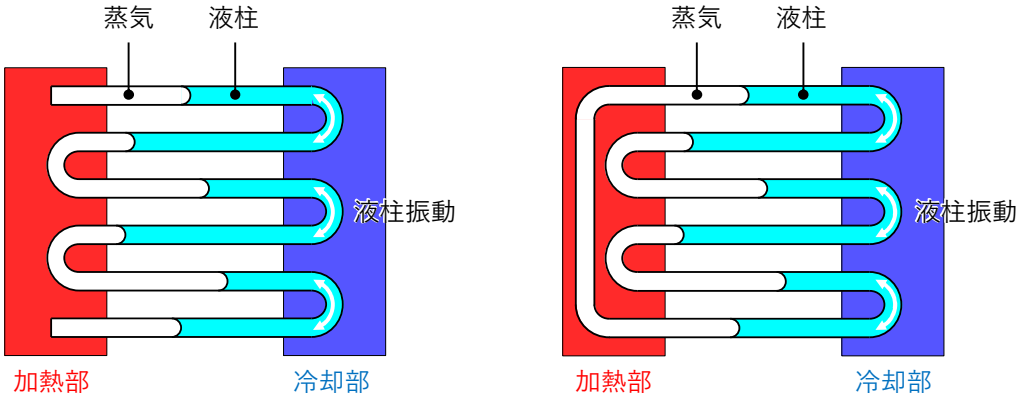
4. サーモサイフォン式ヒートパイプでは，設置姿勢に制限があること．

前述したように，ウィック式ヒートパイプやサーモサイフォン式ヒートパイプでは，凝縮部から蒸発部への液の還流が毛管力あるいは重力により行われる．また，その他のヒートパイプとして，加熱部と冷却部の間をつないだループ構造において毛管力によって作動液体を駆動させることにより一方向循環流で動作するループヒートパイプ，あるいは作動液体の冷却部から加熱部への還流方法として遠心力を用いた回転式ヒートパイプなどがある．これらヒートパイプとは異なる熱輸送機構をもつものとして自励振動ヒートパイプ（Pulsating Heat Pipe, PHP，または Oscillating Heat Pipe, OHP）が，今後の高性能な熱輸送デバイスとして注目される．この自励振動ヒートパイプは，いくつかの製品が開発され，実用化[9,10]がはじまりつつある．

1.3　自励振動ヒートパイプ

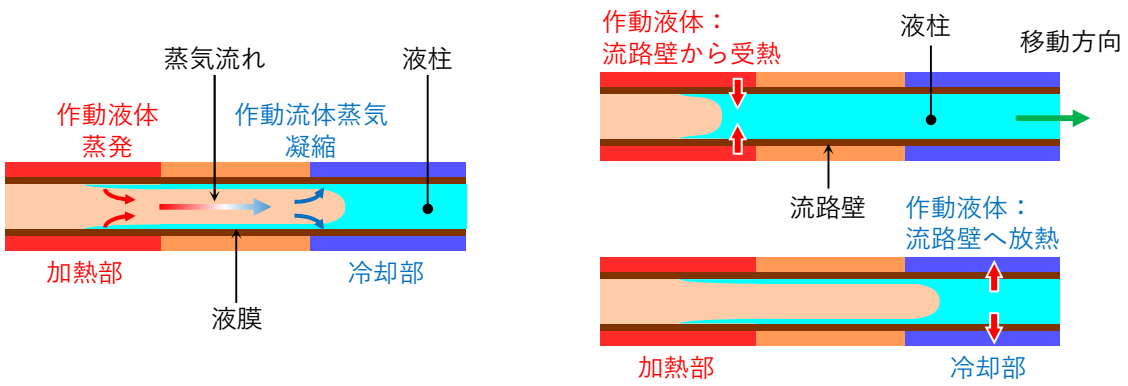
1.3.1　自励振動ヒートパイプの特徴

自励振動ヒートパイプは，TS ヒートロニクス株式会社の技術者であった赤地久輝により考案されたもの[11–14]である．図 1.4 に示すように，自励振動ヒートパイプは，加熱部と冷却部の間を何回も往復する細管流路内を真空排気した後に，作動流体を流路に対する体積比で約 50 %程度封入したものである．そのため，流路内で気液二相状態となっている．加熱部と冷却部の圧力差により，表面張力により形成された液柱が自励的に振動を発生し，



(a) 非ループ型.　　(b) ループ型.

図 1.4 自励振動ヒートパイプの模式図.



(a) 潜熱輸送.　　(b) 顕熱輸送.

図 1.5 潜熱輸送と顕熱輸送の模式図.

高い熱輸送性能が得られる．図 1.4(a)に示すような流路の両端を封止した場合を非ループ型，図 1.4(b)に示すような流路の両端を連結した場合をループ型と呼ぶ．ループ型では振動流だけではなく，条件により一方向循環流も発生することが知られている．従来のヒートパイプが作動液体の駆動力に毛細管力（ウィック式ヒートパイプ）や重力（サーモサイフォン式ヒートパイプ）を利用するのに対して，自励振動ヒートパイプでは，高温部と低温部との間で生じる圧力差を駆動力としている．また，従来のヒートパイプでは，管の中心部を蒸気が流れ，管壁に沿って液が還流するので，作動流体の流れは方向が決まっているのに対して，自励振動ヒートパイプでは，気液二相の振動流である．また，自励振動ヒートパイプでは，潜熱輸送と顕熱輸送を同時に行うことができるため，従来のヒートパイプより高い熱輸送能力が得られる[13,14]と考えられている．図 1.5 に自励振動ヒートパイプにおける潜熱輸送と顕熱輸送の概念図を示す．ここで，潜熱輸送は，図 1.5(a)に示すように作動流体が加熱部で沸騰・蒸発し冷却部で凝縮する，または断熱部で凝縮し流路壁熱伝導および液柱の往復振動により冷却部へ熱が輸送されるという気液の相変化に基づく熱輸送である．一方，顕熱輸送は，図 1.5(b)に示すように流路内を往復する作動流体が加熱部で流路壁から熱を受け取り，断熱部での流路壁との熱の授受および冷却部で流路壁へ熱を放出するという対流熱伝達に基づく熱輸送（ドリームパイプ効果[15]）である．

自励振動ヒートパイプは，前節で述べたような従来のヒートパイプにおいて指摘されている欠点を克服することができると考えられる．例えば，自励振動ヒートパイプでは，不凝縮性気体の影響を受けにくいと報告[14]されており，実用の観点から見て有利であると考えられる．加えて，自励振動ヒートパイプは内部構造を持たないため，コンテナ内壁に毛管構造を有するウィック式ヒートパイプと比較して，細径化に適している．さらに，平板

に溝を彫ることにより自励振動ヒートパイパイプを作成すると，冷却対象に対して面で接触することができるため，効率よく除熱できるという利点がある．これは，すでにヒートレーンという商品名で販売されている．また，重力の影響を受けにくく，設置姿勢による熱輸送能力の変化が小さいとの報告[16]もあり，設置姿勢がボトムヒートに制限されるサーモサイフォン式ヒートパイプと比較して，設置の自由度が高いと考えられる．

1.3.2　先行研究

この自励振動ヒートパイプに対しては，動作機構の解明を目的とした基礎的研究から，熱輸送性能向上を目的とした応用的研究まで幅広く行われている．本論文では，熱輸送機構に着目するため，基礎的研究を中心に先行研究を述べる．流路内の作動流体の挙動を観察するため，透明なガラス管を用いた実験が多く行われている．例えば，細田ら[17,18]・西尾ら[19,20]は，ガラス管を用いた可視化実験において，高速度ビデオカメラを用いて，管内流れにおける気液混相を観察した．作動流体の封入率が高いとき単純な周期的な流動様式を観察し，蒸気プラグの長さの時間変化に基づき，作動流体の相変化による潜熱輸送量が推定されている．Shafii ら[21]は，自励振動ヒートパイプにおける液スラグと蒸気プラグの流れに対して，単純な数学的モデルを提案した．蒸発・凝縮熱伝達係数は一定であると仮定している．Zhang ら[22]は，Shafii らにより提案されたモデル[21]を改善した．この改善されたモデルは，表面張力や液膜内の熱伝達の効果を含むものである．これらモデルに基づいた数値解析結果から，Shafii ら[21]・Zhang ら[22]は，自励振動ヒートパイプにおける熱伝達は，主に顕熱輸送によるものであると述べている．Dobson[23,24]は，液膜の効果を含む単純なモデルを用いて，開口端型自励振動ヒートパイプのメカニズムを研究した．このモデルでは，液膜の厚さと相変化の熱伝達係数は，一定であるとしている．Das ら[25]は，リザーバーに接続した毛細管から構成される単純な自励振動ヒートパイプの実験データを示し，気液界面における 2 相平衡状態を考慮した膜蒸発・膜凝縮モデルを提案し，実験結果と膜蒸発・膜凝縮モデルに基づく数値解析結果を比較している．加えて，Nikolayev[26]は，この膜蒸発・膜凝縮モデルを応用し，多ターンの自励振動ヒートパイプをシミュレーションしている．Rao ら[27,28]は，はじめ Das ら[25]により提案された実験装置を改良した実験装置を用いた実験結果を示している．この改良した実験装置は，加熱部・冷却部を含めて流路壁は完全に透明であり，全体の液膜の挙動を観察することが可能になった．これにより，液膜における蒸発・凝縮の複雑な挙動を理解できるようになった．Senjaya ら[29–32]は，作動流体挙動の可視化実験結果に基づき，加熱部での気泡発生を考慮した数値解析を行っている．さらに，発生した Taylor 気泡を取り囲む液膜における蒸発・凝縮を考慮

するとともに，液膜内での流動も検討している．奥山ら[33]・Kato ら[34]は，冷却部に液リザーバーをもつ単一の直管の自励振動ヒートパイプにおける熱輸送を実験的に調査し，液膜への凝縮による潜熱輸送，振動する液柱による熱拡散，熱輸送管と液リザーバーの間の液交換の 3 つの要素により，熱輸送機構を特徴づけている．嶋崎ら[35]・長崎ら[36–38]は，自励振動ヒートパイプの最も単純な場合として，通常の蛇行管から 1 ターンを抜き出し，両端を加熱・中央部分を冷却した直線流路を用いた実験を行い，液柱の自励振動機構を調べた．この一連の研究により，気体圧力変動と液柱振動の関係や液柱の振動周波数と振動振幅が熱輸送に及ぼす影響などを示している．また，高野ら[39–41]は，1 ターン部分を取り出した実験では評価しきれない熱輸送機構を評価するために，各ターン間の相互作用を考慮に入れた 2 ターンの自励振動ヒートパイプを用いて可視化実験を行い，液柱振動と蒸気圧力変化の関係について議論している．

ここまで議論したように，実験的アプローチ・数値的アプローチの両面から，これまで数多くの研究が行われてきた．そして，いくつかの自励振動ヒートパイプに関する研究のレビュー記事[42–45]がまとめられ，さらに，自励振動ヒートパイプに関する知見を整理した成書[46]が出版されるに至っている．しかしながら，自励振動ヒートパイプの動作機構と熱輸送機構はいまだ十分に解明されておらず[45]，このため，自励振動ヒートパイプの熱輸送性能の正確な予測が困難であり，自励振動ヒートパイプの実用化を妨げる大きな要因となっている．これは，自励振動ヒートパイプは単純な構造であるにもかかわらず，その流路内における熱流動現象は複雑であるためである．例えば，自励振動ヒートパイプの熱輸送において，顕熱輸送と潜熱輸送の両方が行われることが特徴であるにも関わらず，その顕熱輸送と潜熱輸送の熱輸送に対する寄与の割合は，いまだ十分に明らかにされていない．図 1.5 に関連して説明したように，顕熱輸送は，壁と作動流体の間の対流熱伝達に基づく熱輸送であり，潜熱輸送は，加熱部での蒸発と冷却部での凝縮という作動流体の相変化に基づく熱輸送である．熱輸送に対する顕熱輸送・潜熱輸送の役割を理解することは，自励振動ヒートパイプにおける熱輸送機構の詳細を理解し，最適な作動流体を選択し，熱輸送性能向上指針を得ることにつながる．先行研究においては，自励振動ヒートパイプの熱輸送全体に対して，顕熱輸送が支配的であることが，実験的研究[20]・数値解析研究[21,22]から示されている．一方，熱輸送全体に対する潜熱輸送の寄与は流動様式に依存する[47]ことが述べられており，液膜が長く形成される環状流が存在するとき潜熱輸送が重要な役割を果たす可能性を示唆している．このように，自励振動ヒートパイプにおける顕熱輸送・潜熱輸送の役割を理解するために，さらなる実験的研究が必要である．

1.4　本研究の目的と構成

1.4.1　本研究の目的

自励振動ヒートパイプの構造は単純であり，それが大きな長所でもあるが，その中で生じている熱流動現象すなわち相変化を伴う細管内気液二相の往復振動流の流れと伝熱は複雑であり，第 1.3.2 項で整理したように従来多くの研究が行われてきたものの，その動作機構および熱輸送機構はいまだ十分に解明されていない．そこで，図 1.6(a)で示す通常の複数ターンの自励振動ヒートパイプを図 1.6(b)のように 1 ターン分だけ切り取って図 1.6(c)のように直線状とし，自励振動ヒートパイプを最も単純な形状にする．これに関しては，すでに先行研究[35–38]において検討されており，種々の加熱量における液柱の振動周波数と振動振幅，気体圧力変動波形と液柱振動の関係が調べられている．また，流路内で液柱が正弦波的に振動することが確認されている．しかし，実際の自励振動ヒートパイプ

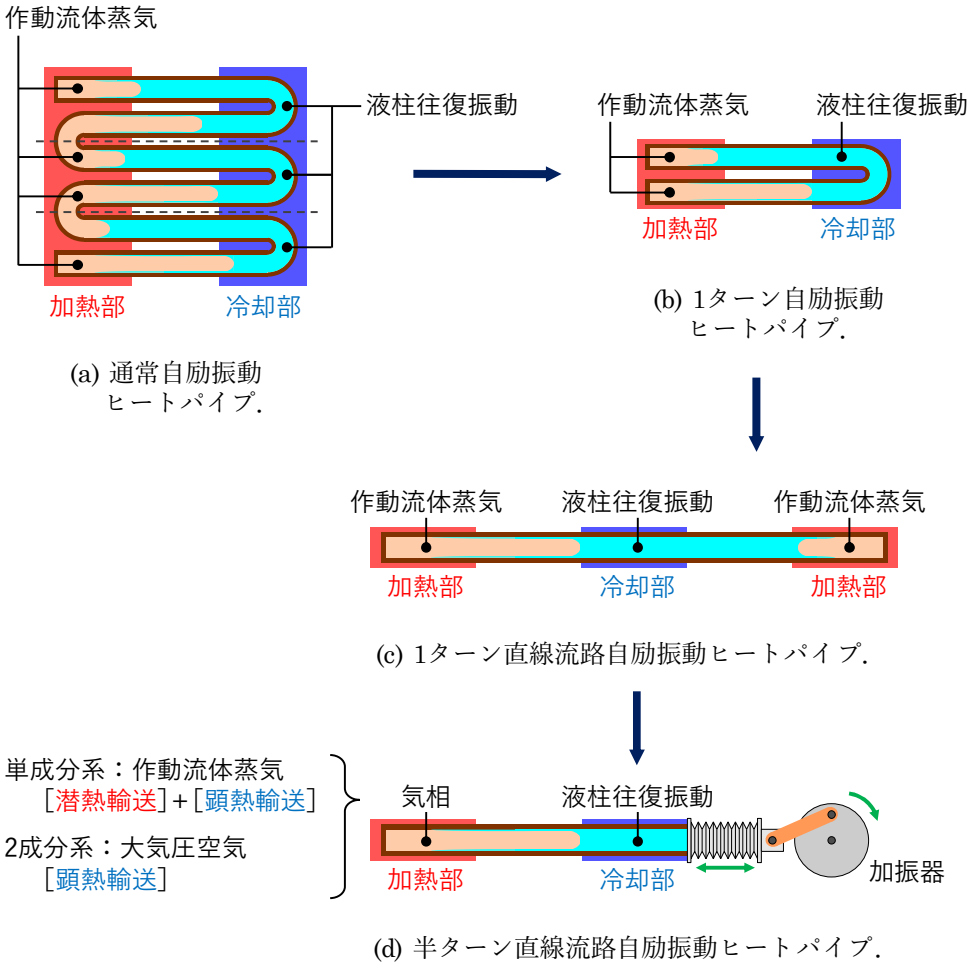


図 1.6 本研究における実験方法の模式図.

においては，多くのパラメーターが複雑に関連しており，1 つのパラメーターが熱輸送に及ぼす影響を分離することは難しい．例えば，加熱部への入力熱量を変化させると，液柱の振動周波数と振動振幅はそれぞれ変化してしまう．液柱振動による熱輸送機構の詳細を把握するには，任意の振動周波数および振動振幅において流路内の液柱を強制振動させる実験が必要と考えられる．そこで，本研究では，自励振動ヒートパイプにおける熱輸送機構を解明することを目的として，図 1.6(d)に示すように加熱部と冷却部を設置した流路内において作動液体を機械的に往復振動させて自励振動ヒートパイプにおける流動と熱輸送現象を模擬し，振動する作動流体における顕熱輸送と潜熱輸送の寄与を実験的に評価する．自励振動ヒートパイプにおける熱流動現象に対応する顕熱輸送と潜熱輸送が同時に行われる単成分系と顕熱輸送のみが行われる 2 成分系を比較することにより，実際の自励振動ヒートパイプにおいて分離して評価することが困難である顕熱輸送・潜熱輸送をそれぞれ評価する．また，これら顕熱輸送・潜熱輸送の液柱振動パラメーター依存性も明らかにする．さらに，測定した蒸気圧力の時間変化から蒸気質量の時間変化を推算することにより，作動流体の相変化挙動の詳細を把握する．これら実験結果をもとに，自励振動ヒートパイプにおける潜熱輸送モデルを構築する．また，顕熱輸送における詳細な熱輸送機構を理解することを目的として，往復振動する液柱による顕熱輸送の数値計算を行う．加えて，自励振動ヒートパイプの熱輸送のメカニズムの理解において，往復振動する液柱により流路内壁面に生ずる液膜は熱輸送に大きく影響するため，流路内を往復振動する液柱により生ずる液膜の厚さを実験的に評価するとともに，その測定結果に基づき，液膜厚さの予測式を提案する．

1.4.2　本論文の構成

本論文は，自励振動ヒートパイプ内において生じる液柱の往復振動に伴う熱輸送について研究を行ったものである．全 6 章より構成され，以下に各章の概要を示す．

第 1 章「緒論」では，研究の背景について述べ，本研究の目的を明らかにした．まず，高性能な熱輸送デバイスが必要とされている背景について述べ，そのなかで，新しい熱輸送デバイスの 1 つとして注目されている自励振動ヒートパイプについて述べた．次に，これまでの自励振動ヒートパイプに関する過去の研究の概略について述べた．以上を踏まえ，本研究の目的を示した．

第 2 章「実験装置および実験方法」では，本研究で用いる実験装置および実験方法について説明する．この実験装置は，流路内の液柱を正弦波的に振動させることにより，実際の自励振動ヒートパイプにおける熱流動現象を模擬するものである．このとき，気相を作

動流体蒸気（単成分系）および大気圧空気（2 成分系）として実験を行う．単成分系では，作動流体の相変化による潜熱輸送，および流路壁と液柱との間の対流熱伝達による顕熱輸送が行われ，2 成分系では，顕熱輸送のみが行われる．これら 2 つの系を比較することにより，潜熱輸送と顕熱輸送をそれぞれ分離して評価することを可能にすることを述べる．

第 3 章「液柱振動による熱輸送の実験的研究」では，主に作動流体としてエタノールを用いた流路内液柱の強制振動実験を行い，自励振動ヒートパイプにおける熱流動現象を模擬することで，これまで分離して評価することが困難であった潜熱輸送と顕熱輸送のそれぞれを実験的に評価し，これら潜熱輸送・顕熱輸送における液柱振動振幅や振動周波数などの液柱振動条件依存性について議論する．次に，流路壁温度の時間変化測定に基づき，液柱の移動に伴い生じる残留液膜の相変化挙動の詳細について考察する．さらに，単成分系における蒸気圧力の時間変化測定に基づき，蒸気質量の時間変化を推算する．この蒸気質量の時間変化と液柱先端変位の関係に基づき，液柱先端が加熱部近傍に存在するときに，作動流体蒸気が液柱先端に凝縮するという直接接触凝縮による潜熱輸送を明らかにする．また，これまで作動流体として用いてきたエタノールに加えて，FC-72 およびイオン交換水も作動流体として用いて実験を行い，作動流体の種類が熱輸送特性に与える影響についても議論する．これから，顕熱輸送における作動流体の熱物性値依存性が，ドリームパイプのそれと同様であることを明らかにするとともに，潜熱輸送の熱輸送特性を得る．これら，実験から得られた知見を踏まえて，液膜における作動流体の相変化に着目をした熱輸送モデルを提案する．

第 4 章「液柱振動による顕熱輸送の数値解析」では，はじめに，数値解析に用いる基礎方程式について説明するとともに，計算手法を示す．この数値解析によって得られた結果から，液柱の往復振動に伴う顕熱輸送の詳細について議論する．まず，数値解析により得られた流路壁温度分布と実験から得られた温度分布を比較し，数値解析結果と実験結果において良好な一致が見られることを確認する．さらに，液柱振動条件に対する詳細な流路壁温度分布の変化に基づき，液柱の往復振動により生じる顕熱輸送の詳細について議論する．つぎに，種々の液柱振動条件における熱輸送量に関して，数値解析と実験結果を比較することにより，作動液体が加熱部で直接熱交換する効果の違いを明らかにする．このような数値解析結果と実験結果との比較から，液柱先端に存在する先行液膜が，顕熱輸送に与える影響について明らかにする．

第 5 章「液柱の往復振動により生ずる液膜厚さの測定」では，液柱の往復振動により流路内壁面に生じる液膜の厚さを評価した結果を整理する．平均キャピラリー数を用いることで，測定した液膜厚さを整理することができることを示す．また，過去の研究で提案さ

れている液膜厚さの予測式により得られる液膜厚さと比較することにより，液膜が往復振動する液柱により形成される影響および流路断面が正方形である影響について議論する．さらに，この液膜厚さ測定結果に基づき，液膜形成のモデルを構築し，種々の無次元数を用いた液膜厚さの予測式を提案する．加えて，平均キャピラリー数のみをパラメーターとした簡易な液膜厚さ予測式も提案する．

第 6 章「結論」では，本研究での流路内液柱の強制振動実験，顕熱輸送に関する数値解析，および往復振動する液柱により生ずる液膜厚さ測定により得られた成果をまとめるとともに，さらに今後の研究課題についても言及する．

第 2 章

実験装置および実験方法

2.1　実験装置

2.1.1　実験装置概要

図 2.1 に実験装置の概略図を示す．実験装置は大きく分けて，作動液体が往復振動する試験部分である流路，その作動液体を往復振動させる加振器から構成される．また，計測に関しては，流路内を往復振動する作動液体を測定および観察する高速度ビデオカメラ，流路壁温度や作動流体蒸気圧力などを測定・記録するデータロガーから構成される．はじめに，流路について説明する．断面 2×2 mm², 長さ 160 mm の溝流路を設けた銅板（幅 4 mm，厚さ 3 mm）の 1 面に透明ポリカーボネイト板を密着し，流路内部を可視化した．この銅板の加熱部（長さ 50 mm）は，カートリッジヒーターを圧入した銅ブロックを押し付けることにより加熱を行い，冷却部（長さ 60 mm）は，冷却水ジャケットにより冷却し，冷却部温度を一定とした．また，断熱部（長さ 50 mm）は，ベークライトのブロックが押し付けられている．流路壁温度測定のために，流路壁外表面から深さ 0.5 mm の位置に T

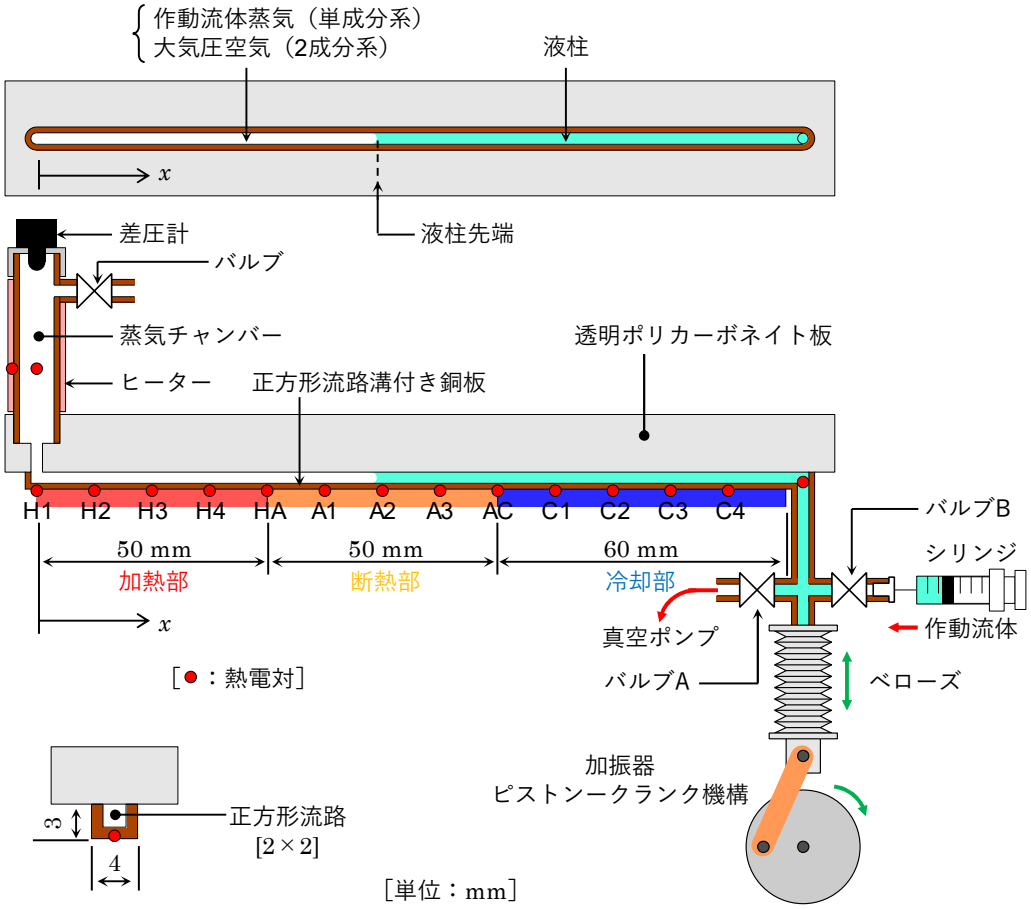


図 2.1 実験装置概略.

型熱電対（素線径 0.1 mm）が設置されている．位置 x は加熱部流路端から冷却部方向への距離である．実際の自励振動ヒートパイプと同じように気体の圧縮比を小さくするために，蒸気チャンバー（内容積 5.6 cm^3）が，流路加熱部端につながっている．蒸気チャンバー部での作動流体蒸気の凝縮を防ぐために，蒸気チャンバー外面に巻きつけたテープヒーターにより，蒸気チャンバーを加熱した．蒸気チャンバーでは，蒸気圧力を測定するために蒸気チャンバー端部に差圧計が設置されている．また，蒸気温度を測定するために，蒸気チャンバー中心部分に T 型シース熱電対（シース径 1 mm）もコンプレッションフィッティングを介して挿入されている．流路の冷却部側は，ベローズを介してピストン－クランク機構よりなる加振器につながれており，これらにより，流路内の作動液体を正弦波的に振動させ，実際の自励振動ヒートパイプにおける熱流動現象を模擬した．流路可視化窓上方には，高速度ビデオカメラが取り付けられている．この高速度ビデオカメラで取得した画像に基づいて，液柱先端位置（すなわち，気液界面）の時間変化が測定された．実験装置内に封入する作動流体は，封入前に加熱脱気または減圧脱気を十分に行ったものを用いた．

2.1.2　実験装置詳細

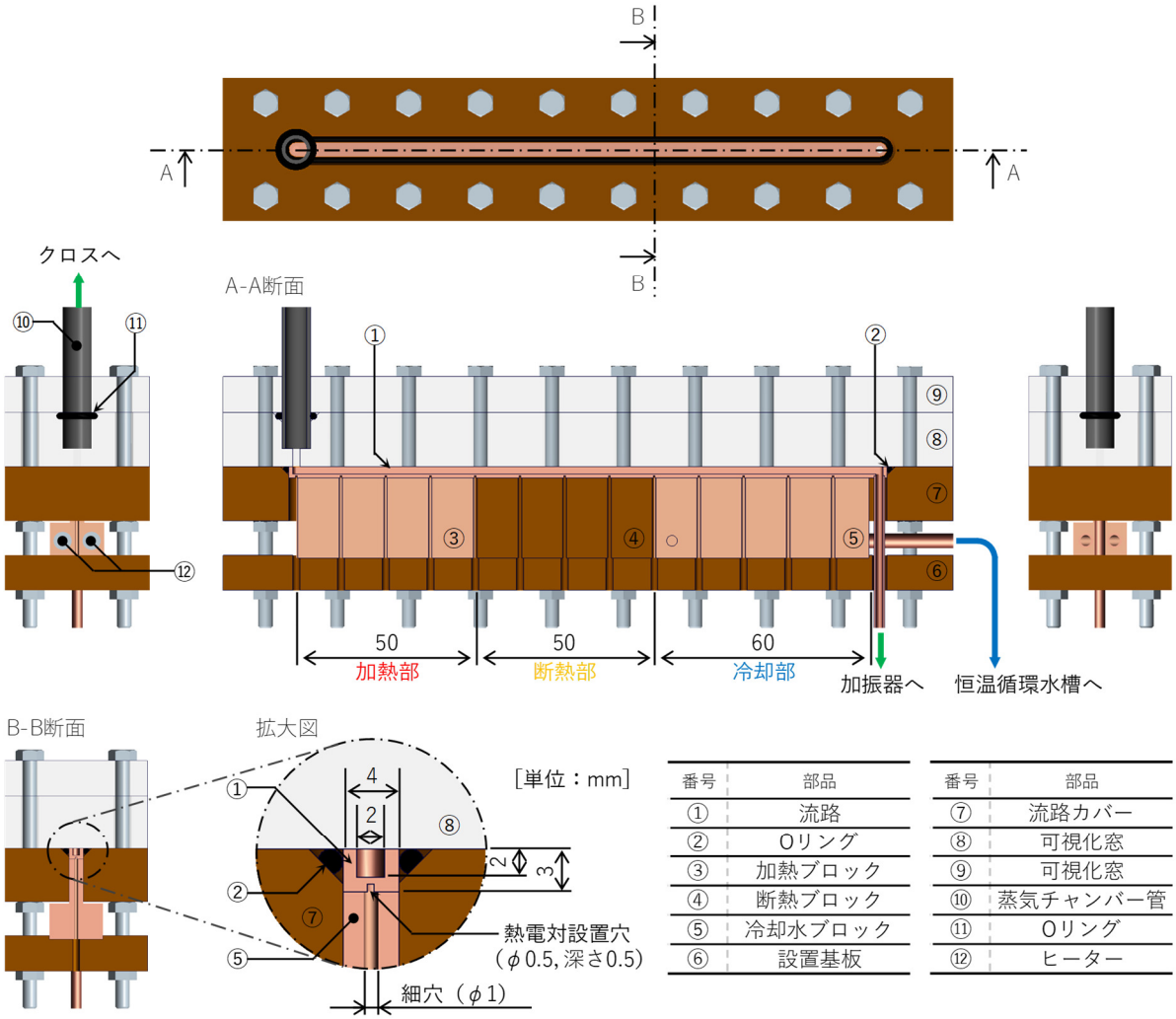
流路

図 2.2 に流路の模式図を示す．流路内径は，作動流体の表面張力により，液プラグが容易に形成できる程度にまで小さくした．この作動流体と管内径の関係については，細田ら[17]により，液プラグの形成される最大管直径が，

$$D_{\max} = 1.84\sqrt{\frac{\sigma}{g\left(\rho_{\mathrm{L}} - \rho_{\mathrm{V}}\right)}} \tag{2.1}$$

で求められることを，気液界面形状の方程式に基づき液プラグが形成される条件を探索することにより導出されている．ここで，σは表面張力，g は重力加速度，ρ_{L} は液体の密度，ρ_{V} は気体の密度である．ここで，本研究で主に用いるエタノールについて温度 370 K の場合で最大管直径を計算すると，$D_{\max} = 2.76\ \mathrm{mm}$ となる．このことから，本実験装置では，管直径をより小さい 2 mm とすることにした．また，式 (2.1)中の最大管直径 $D_{\max}$ は，液体の密度に対して気体の密度が十分に小さい場合，毛管長（キャピラリー長）

$$l_{\mathrm{c}} = \sqrt{\frac{\sigma}{g\rho_{\mathrm{L}}}} \tag{2.2}$$



番号	部品
①	流路
②	Oリング
③	加熱ブロック
④	断熱ブロック
⑤	冷却水ブロック
⑥	設置基板

番号	部品
⑦	流路カバー
⑧	可視化窓
⑨	可視化窓
⑩	蒸気チャンバー管
⑪	Oリング
⑫	ヒーター

図 2.2 流路概略.

におよそ比例する．この毛管長は，一般に 2 mm 程度[48]であることが知られており，他の作動流体でも先ほど示したエタノールに対する最大管直径と同程度であると推測され，管直径 2 mm を採用した流路では，多くの作動流体において液プラグが形成されると考えられる．本研究では，流路加工の容易性や 1 ターン直線流路を用いた自励振動ヒートパイプに関する先行研究[35–38]との対応を考慮した結果，幅（水力直径）2 mm の正方形断面流路を採用することにした．また，流路壁厚さは，実際の自励振動ヒートパイプで用いられる管肉厚に近づけるため，機械加工が可能な範囲で薄くし 1 mm とした．さらに，流路の 1 面を可視化面とすることから，幅 4 mm，厚さ 3 mm の金属板に 2×2 mm^2 の正方形溝を加工することにより流路を形成することにした．加えて，流路裏側から直径 0.5 mm，深さ 0.5 mm の熱電対設置用の穴を設け，T 型熱電対（石川産業 PET-0.1-03, 素線径 0.1 mm）を熱伝導性接着剤（藤倉化成 ドータイト D-500）で穴最深部に接着した．流路材料は，

熱伝導率が大きく，多くのヒートパイプで用いられている銅を使用した．この流路内の作動液体の挙動を観察するために，溝流路を設けた銅板の 1 面に透明ポリカーボネイト板を密着させ，O リング (AS568-046) を用いることで真空気密を実現した．

加熱部（長さ 50 mm）は，カートリッジヒーター（坂口電熱 HI-SD ロッドカートリッジヒーター05051006）を圧入した銅ブロックを流路銅板に押し付けることにより加熱された．加熱ブロックと流路銅板の間には，接触熱抵抗を低減させるために，伝熱グリース（ワイドワーク シルバーグリス WW-ST-801，熱伝導率 8.5 W/m·K）を塗布した．流路加熱部端には，蒸気チャンバー（内容積 5.6 cm^3）が取り付けられている．この蒸気チャンバーは，実際の自励振動ヒートパイプと同じように気体の圧縮比を小さくするために取り付けられている．蒸気チャンバー部における作動流体蒸気の凝縮を防ぐために，蒸気チャンバー外面に巻きつけたテープヒーター（クレイボン C-16）により，蒸気チャンバーを加熱するとともに，その周囲を断熱材（エアロフレックス）で覆った．蒸気チャンバー先端は，クロス分岐構造になっており，流路内蒸気圧力を測定する差圧計（Honeywell 26PCCFA1G），蒸気チャンバー中心部分の温度を測定するための T 型シース熱電対（山里産業，シース径 1 mm）を設置するためにコンプレッションフィッティング，およびボールバルブ（Swagelok SS-43GF2）が取り付けられている．この蒸気チャンバー先端に設置されたボールバルブは，流路内を大気開放状態にするときに用いられる．断熱部（長さ 50 mm）は，ベークライトにより作成されたブロックを押し付けることにより，流路外壁面からの熱流出を抑えるようにしている．冷却部（長さ 60 mm）は，冷却水ジャケットを流路銅板に押し付け，循環恒温水槽で一定温度に保った冷却水を流すことにより冷却した．冷却水ジャケット内部には，内部には直径 3 mm の冷却水流路が設けられている．冷却水ジャケットと流路銅板の間には，加熱部と同様に，接触熱抵抗を低減させるために伝熱グリースを塗布した．また，流路外壁に設置された熱電対（素線径 0.1 mm）は，加熱ブロック，断熱ブロック，冷却ジャケットのそれぞれに設けられた細穴（直径 1 mm）から取り出されている．流路冷却部端は，流路内の作動液体を往復振動させる加振器へつながっている．また，コンプレッションフィッティングを介して K 型シース熱電対（岡崎製作所，シース径 0.5 mm）が流路冷却部端に設置されており，流路内の作動液体温度を測定した．加えて，実験装置近傍に T 型シース熱電対（山里産業，シース径 1 mm）を設置し，周囲環境温度を測定した．

加振器

図 2.3 に加振器の概略図を示す．加振器は，モーター・クランク・レバー・ピストン・

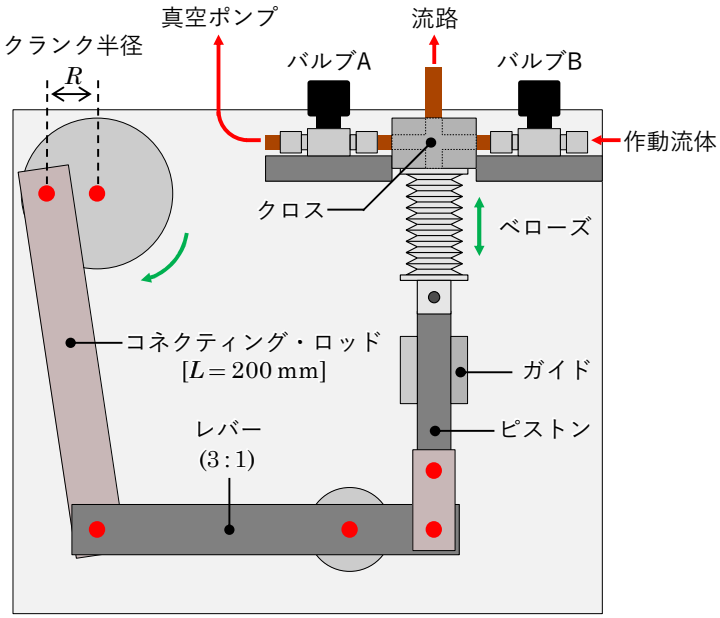


図 2.3 加振器概略.

ベローズ・バルブにより構成されている．モーターに取り付けられたクランク機構により，回転運動を往復振動に変換する．その往復振動は，ベローズ（ベローズ久世 継目無金属ベローズ No.11，有効断面積 66.8 mm²）を介して，作動流体に伝えられる．クランク半径 R は $0\ \mathrm{mm} < R < 15\ \mathrm{mm}$ 範囲で変化させることができ，ベローズの一端に固定されたピストンの振動振幅を調整することができるようになっている．このクランクには，サーボモーター（オリエンタルモーター GL550GD-AF）が取り付けられている．このサーボモーターは，減速機（オリエンタルモーター 5GD5K）が取り付けられているとともに，付属のスピードコントローラーにより回転数を任意に変化させることができる．コネクティングロッド長は 200 mm，クランク半径は最大で 15 mm であることから，連桿比 $\lambda = L/R$ は $\lambda \geq 13.3$ となり十分に大きく，振動波形の正弦波からのずれは無視することができる．また，コネクティングロッドとピストンの間のレバー（レバー比 3:1）によりベローズに与える振動振幅を小さくしている．ベローズの一端は，閉止フランジを介して，ピストン－クランク機構に接続されている．他方は，クロス分岐構造に加工されたブロックに接続され，そのブロックは，真空ポンプ（真空機工 GCD-135XA）へ接続されたバルブ，シリンジに接続されたバルブおよび流路に接続されている．このベローズが，サーボモーター駆動のピストン－クランク機構により加振され，ベローズの内容積が正弦波的に変化することにより，流路内の作動液体が正弦波的に振動する．また，振動時におけるベローズの座屈を防ぐために，テフロン製のガイドが外側から取り付けられている．

表 2.1 実験に用いた作動流体の熱物性値.

［温度 T = 25 ℃］	エタノール	水	FC-72
密度 ρ (kg/m^3)	785	997	1675
比熱 c_p (kJ/kg·K)	2.43	4.18	1.05
粘性係数 μ (mPa·s)	1.09	0.90	0.64
動粘度 ν (mm^2/s)	1.39	0.90	0.38
熱伝導率 k (W/m·K)	0.17	0.61	0.06
蒸発潜熱 h_{fg} (kJ/kg)	855	2257	88
表面張力 σ (mN/m)	22	72	10
Prandtl数 Pr	15.9	6.2	11.7

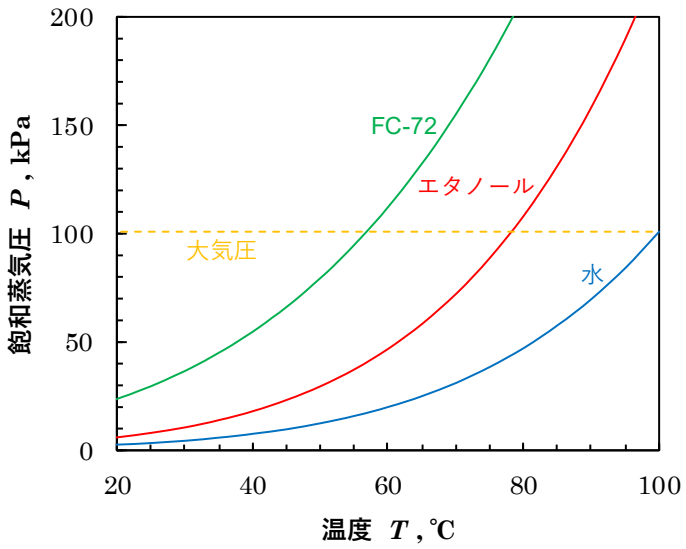


図 2.4 飽和蒸気圧と温度の関係.

作動流体

本研究では，作動流体として，エタノール（和光純薬工業 054-00466）を主に用いた．これは，エタノールは温度変化に対する飽和蒸気圧の変化が大きく，自励振動ヒートパイプ内の液柱振動が生じやすいため，多くの自励振動ヒートパイプにおける先行研究において用いられており，先行研究との比較が容易となるからである．また，作動流体の種類が熱輸送特性に与える影響を検討した実験（実験方法の詳細に関しては第 2.2 節を参照）では，エタノールに加えて，イオン交換水および FC-72（3M）も併せて用いた．本研究で

用いたエタノール，水，および FC-72 に関して，表 2.1 に代表的な熱物性値を，図 2.4 に飽和蒸気圧特性を示す．本研究で用いたいずれの作動流体も加熱脱気または減圧脱気を行い，作動流体中に溶存している不凝縮気体を放出させた．加熱脱気は，作動流体をビーカーに入れ，ホットプレート（アズワン CHP-170AN）を用いて加熱を行った．加熱を開始すると，液体中から細かい気泡が発生するのが確認され，加熱により液体中に溶存する不凝縮気体が放出されていることを確認した．加熱は作動流体が沸騰するまで十分に行い，その後室温まで冷却した作動流体を実験に用いた．減圧脱気は，一方を封止した真空トラップ（アズワン TRAP-02）に作動流体を封入し，真空トラップ内を真空ポンプで減圧した．減圧を開始すると，液体中から細かい気泡が発生するのが確認され，減圧により液体中に溶存する不凝縮気体が放出されていることを確認した．減圧は作動流体が沸騰するまで十分に行い，その後室温まで温まった作動流体を実験に用いた．

2.1.3　実験装置気密性の検証

流路内部では，作動流体の蒸発・凝縮を伴う熱輸送が行われる．そのため，流路内部に空気などの不凝縮気体が侵入すると，気相拡散抵抗が大きくなり，熱輸送性能が低下し，実際の自励振動ヒートパイプ内の熱流動現象を模擬することができなくなる．そこで，作動流体を封入する前に，実験装置の気密性を評価した．この気密性は，単位時間あたりに装置内部圧力の増加量（漏れ速度 $\mathrm{d}P/\mathrm{d}t$）により評価した．つぎに，漏れ試験の方法を説明する．図 2.5 に実験装置の気密性を評価するときの配管を示す．圧力の測定には静電容

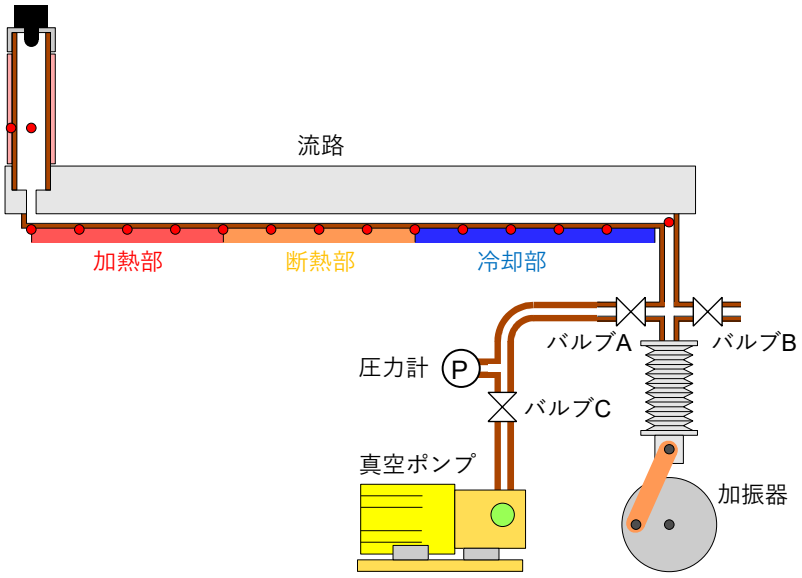


図 2.5 気密性の検証のための配管.

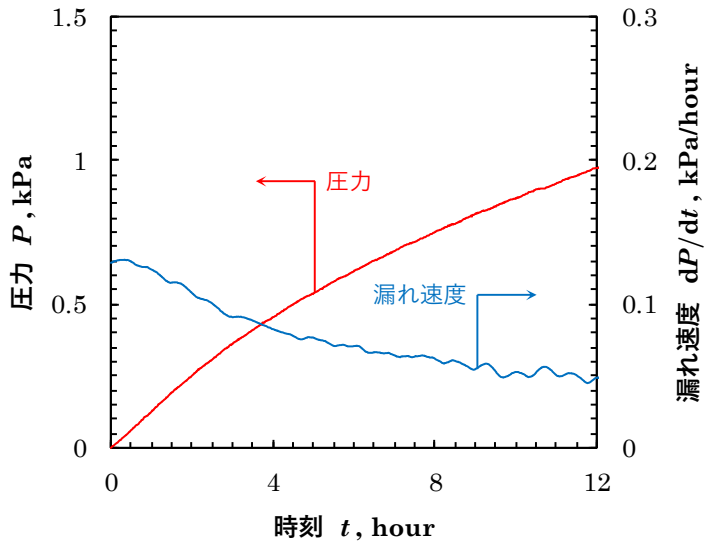


図 2.6 実験装置内圧力と漏れ速度の時間変化（漏れ試験結果の一例）.

量型圧力計（Setra Vactron760）を用いた．はじめに，バルブ A・バルブ C を開，バルブ B を閉にした後，真空ポンプを用いて実験装置内部を十分に真空排気した．その後，バルブ C を閉にし，流路と加振器を合わせた実験装置全体の圧力変化を測定した．このとき，系内圧力が環境温度の影響を受けないようにするため，空調を用いて環境温度を 25 °C で一定となるようにした．

図 2.6 に測定した実験装置全体の圧力と漏れ速度の時間変化を示す．はじめ，固体表面からの吸着気体の放出（アウトガス）の影響により圧力は比較的急峻に上昇する[49]が，時間経過とともに漏れ速度は減少し，十分に時間が経過すると，およそ 0.05 kPa/hour となる．本実験の所要時間は約 5 時間であり，不凝縮気体が流路内に浸入することにより圧力が 0.25 kPa 程度上昇すると推定される．それに対して，実験中の流路内圧力は約 29 kPa（エタノール 45 °C の飽和蒸気圧）であり，実験中の不凝縮気体の浸入による圧力上昇は，装置内システム圧力に対して約 0.86 %である．以上から，流路と加振器を合わせた実験装置全体において気密性は保たれており，流路内部への不凝縮気体の浸入が実験結果に与える影響は無視することができると判断した．

2.2　実験方法

2.2.1　実験方法概要

前節で説明した実験装置を用いて，流路内の作動液体を正弦波的に振動させ，実際の自

励振動ヒートパイプにおける熱流動現象を模擬し，以下の実験を行い，実験的に顕熱輸送・潜熱輸送を評価した．顕熱輸送・潜熱輸送を同時に評価する実験（以下，単成分系と呼ぶ）では，流路を真空排気した後に作動流体を封入し，気相を作動流体の純蒸気とした．一方，顕熱輸送のみを評価する実験（以下，2 成分系と呼ぶ）では，大気圧下で作動流体を封入し，気相を大気圧空気とした．この場合でも，気相の空気中には作動流体の蒸気が存在し，蒸発と凝縮による潜熱輸送は生じうるが，気相拡散抵抗のため，単成分系と比較すると，潜熱輸送は無視することができると考えられることから，近似的に顕熱輸送のみが行われるものとする．この 2 成分系における生じうる潜熱輸送の見積もりは，付録 A において検討されている．単成分系，2 成分系のそれぞれの場合において，液柱振動周波数，振動振幅，および液柱先端の振動中心位置を変化させて実験を行い，流路壁温度，作動液体温度，作動流体蒸気圧力などの測定と高速度ビデオカメラを用いた作動液体の挙動の観察を行った．なお，本実験では，流路内で振動する作動液体の挙動の可視化を行うため，断熱を完全にすることができず，周囲環境への熱損失が生じている．そこで，事前に周囲への熱損失を見積もり，実験結果においては，ヒーター投入電力から熱損失を差し引くことで熱輸送量を算出した．なお，本論文における熱輸送量は，図 2.1 に示す位置 HA の加熱部－断熱部境界において，加熱部から断熱部に伝わるものと定義する．また，熱損失の見積もりの詳細は，付録 B において検討されている．

2.2.2　単成分系における熱輸送の評価

はじめに，図 2.1 のバルブ A を開，B を閉として，バルブ A につながれた真空ポンプにより，流路および加振器内を真空排気した．その間，冷却ブロックに接続された恒温循環水槽を作動させ，冷却ブロックに冷却水を流し冷却部を設定温度にした．また，加熱部に設置したカートリッジヒーターおよび蒸気チャンバーに設置したテープヒーターに電圧を印加し，加熱部に設定熱入力を行うとともに，蒸気チャンバーを加熱部と同じ温度になるように加熱した．実験を行っている間，空調を用いて，実験室内の環境温度が約 25 °C で一定になるようにした．そして，流路および加振器内が十分に真空排気された後，バルブ A を閉，B を開とし，バルブ B に取り付けられた注入口シリコン栓（ジーエルサイエンス 島津注入口セプタム 3007-16101）を介して，シリンジを用いて，加振器および流路内に脱気した作動流体を封入した．そして，サーボモーターを回転させ，流路内の作動液体を往復振動させた．

液柱先端の振動中心位置を変化させる実験

本実験では，加振器のクランク半径およびサーボモーターの回転数を一定とした．すなわち，流路内を往復振動する作動液体の液柱先端の振動振幅および振動周波数は一定で実験を行った．また，ヒーター投入電力および冷却部温度は，実験中一定とした．そして，バルブ B とシリンジの操作により，流路内に封入する作動液体の体積を変化させることで，種々の液柱先端の振動中心位置の条件で実験を行った．ここで，液柱先端の振動中心位置は，流路 x 軸（長手方向）において，液柱先端の最大位置と最小位置の平均として定義された値である．それぞれの液柱先端の振動中心位置の条件において，流路壁温分布が定常状態に達するまでの約 1 時間振動を継続させた．そして，流路壁温度分布が定常状態に達した後に計測を行った．このとき，流路壁温度などの温度測定は，熱電対の温度測定を高精度で行うことができるデータロガー（江藤電気 サーモダック EF5020A）を用いて測定した．このとき，サンプリング周期は 2 s とした．しかし，この計測では準定常的な周期的時間変化をとらえることができないため，高速度サンプリングが可能な A/D 変換ボード (National Instruments PCI-6033E) を用いての測定も併せて行った．このとき，サンプリング周波数は 2000 Hz とした．また，トリガー信号を用いることで，高速度サンプリングと高速度ビデオカメラによる撮影を同期させた．以上の実験を種々のクランク半径およびモーター回転数に対して実験を行った．

加熱量を変化させる実験

本実験では，加振器のクランク半径およびサーボモーターの回転数を一定とした．加えて，流路内に封入する作動液体の体積も一定とした．すなわち，流路内を往復振動する作動液体の液柱先端の振動振幅，振動周波数，および振動中心位置は一定で実験を行った．このように液柱振動条件一定の状態で，カートリッジヒーターに印加する電圧を変化させることで，種々のヒーター投入電力で実験を行った．それぞれのヒーター投入電力の加熱条件において，流路壁温分布が定常状態に達するまでの約 1 時間振動を継続させた．このとき，冷却部温度を一定として実験を行った．そして，流路壁温度分布が定常状態に達した後に計測を行った．このとき，流路壁温度などの温度測定は，データロガー（江藤電気 サーモダック EF5020A）を用いて測定した．また，液柱の振動条件を把握するために，高速度ビデオカメラを用いて，流路内を往復振動する液柱の撮影を行った．

2.2.3　2 成分系における熱輸送の評価

はじめに，冷却ブロックに接続された恒温循環水槽を作動させ，冷却ブロックに冷却水

を流し冷却部を予冷した．また，加熱部に設置したカートリッジヒーターおよび蒸気チャンバーに設置したテープヒーターに電圧を印加し，加熱部および蒸気チャンバーを予熱した．加えて，実験室に設置された空調を用いて，実験室内の環境温度が約 25°C で一定になるようにした．そして，蒸気チャンバーのバルブを開くとともに，バルブ A を閉，B を開とし，バルブ B に取り付けられた注入口シリコン栓を介して，シリンジを用いて，加振器および流路内に作動流体を封入した．そして，作動流体を封入した後，蒸気チャンバーのバルブを閉じ，サーボモーターを回転させ，流路内の作動液体を往復振動させた．

液柱先端の振動中心位置を変化させる実験

本実験は，気相を大気圧空気とすること以外は，前項の単成分系における「液柱先端振動中心位置を変化させる実験」と同様である．流路内を往復振動する作動液体の液柱先端の振動振幅，振動周波数，およびヒーター投入電力を一定とした状態で，種々の液柱先端振動中心位置で実験を行った．ただし，液柱先端振動中心位置を変化させるときの操作が単成分系とは異なる．バルブ B とシリンジの操作により，流路内に封入する作動液体の体積を変化させるとき，蒸気チャンバーのバルブは開いた状態で行った．その他の実験方法の詳細は，前項の単成分系における「液柱先端の振動中心位置を変化させる実験」を参照されたい．

加熱量を変化させる実験

本実験は，気相を大気圧空気とすること以外は，前項の単成分系における「加熱量を変化させる実験」と同様である．流路内を往復振動する作動液体の液柱先端の振動振幅，振動周波数，および振動中心位置を一定とした状態で，種々のヒーター投入電力で実験を行った．その他の実験方法の詳細は，前項の単成分系における「加熱量を変化させる実験」を参照されたい．

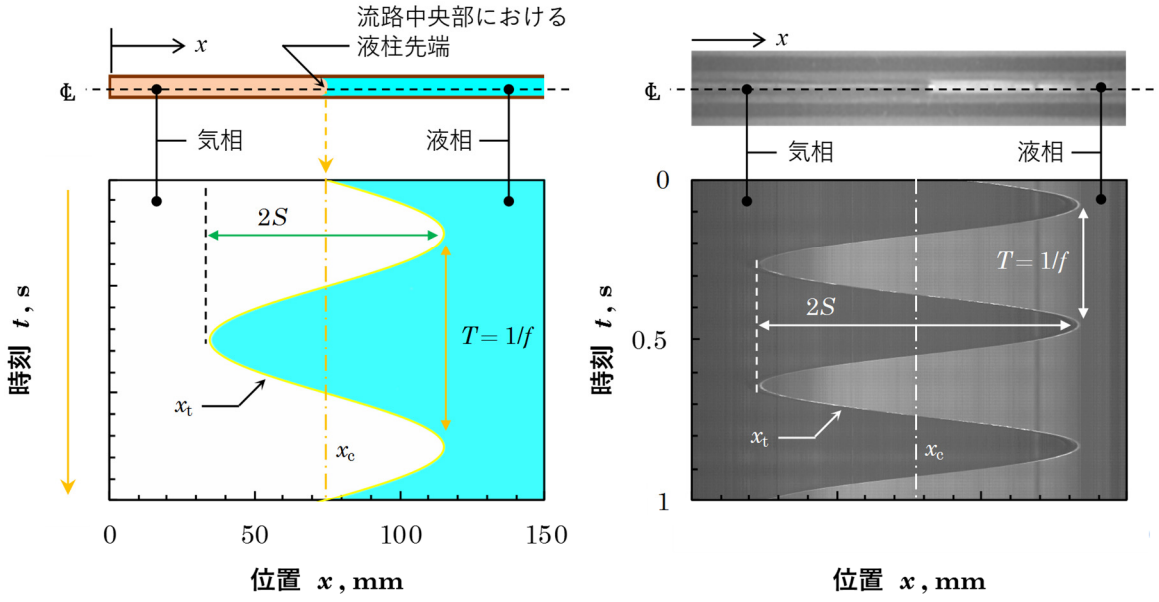
2.2.4　液柱流動挙動の測定

本実験では，高速度ビデオカメラを用いて振動する液柱流動挙動の撮影を行った．表 2.2 に本実験における高速度ビデオカメラの撮影条件を示す．撮影した液柱振動の動画に対して画像解析を施すことにより，液柱の振動振幅・振動周波数・液柱先端振動中心位置の測定および液膜の挙動の観察を行った．画像解析には，画像解析ソフトウェア ImageJ*を用いた．

* アメリカ国立衛生研究所で開発された画像処理ソフトウェア．http://rsbweb.nih.gov/ij/index.html

表 2.2 高速度ビデオカメラの撮影条件.

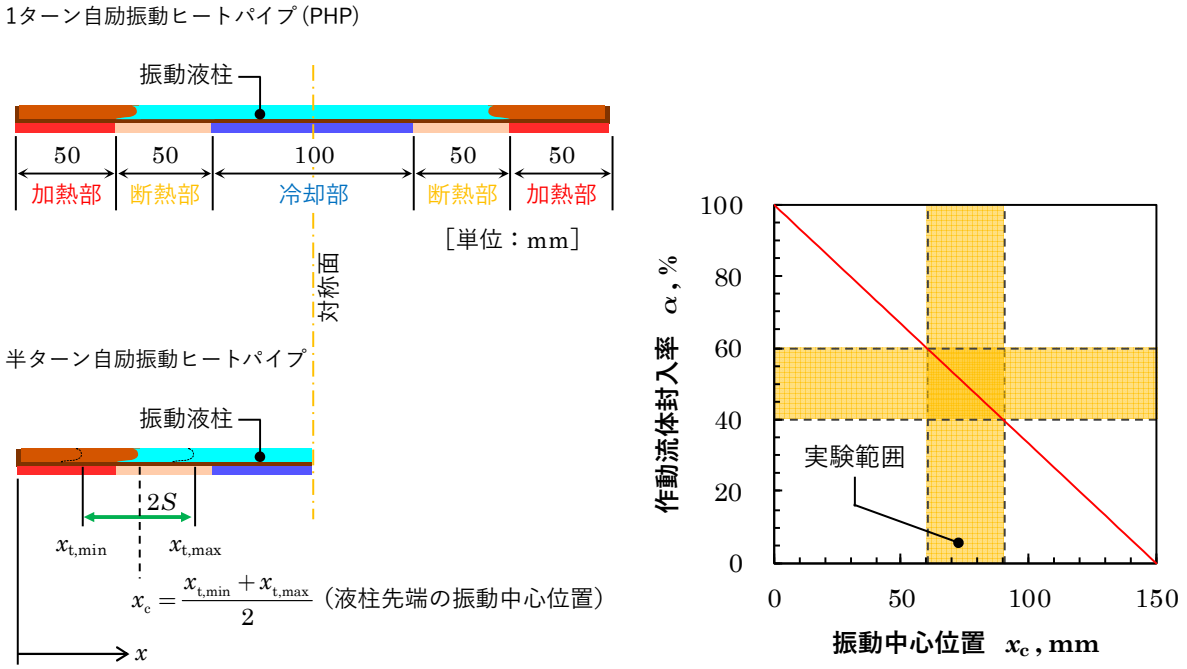
	条件
撮影サイズ	1024 pixels × 496 pixels
撮影範囲	約 140 mm × 約 65 mm
撮影速度	500 fps
シャッター速度	1/500 s
撮影時間	1 s, 2 s



(a) 模式図.　　(b) 実際の動画に対する画像処理結果.

図 2.7 液柱先端変位の測定.

図 2.7 の気液界面の画像は，撮影した動画の 1 フレーム毎に流路中央部の画像を直線状（破線）に切り出し，時系列順に並べて 1 枚の画像にまとめたものである．この画像に基づき，液柱振動振幅，振動周波数および液柱先端の振動中心位置の測定を行った．図 2.7(a)は，撮影した振動する液柱の動画に対して行った画像解析処理を模式的に表したものである．図 2.7(a)の模式図に示すように，気液界面の液柱先端位置は，流路中心線と気液界面湾曲面との交点とした．この画像解析処理により得られた液柱先端変位から，振動振幅 $2S$ が，液柱先端の最大位置と最小位置の間の差として，振動中心位置 x_c が，液柱先端の最大位置と最小位置の平均として得られた．図 2.7(b)に，実際の動画に対する画像処理結果の



(a) 1ターンPHPと半ターンPHPの関係.　　(b) 本研究で実験を行った範囲.

図 2.8 作動流体封入率と振動中心位置との関係.

一例を示す．輝度が高い方の領域が作動液体であり，気液界面の変位が白線で表れている．本実験では，このような解析画像に基づき，液柱振動条件を測定した．

2.2.5　液柱振動パラメーター

本実験では，サーボモーターの回転数，加振器のクランク半径，および流路に封入する作動液体の体積を変化させることで，液柱先端の振動周波数，振動振幅，振動中心位置を変化させた．本項では，本実験で採用した液柱振動パラメーターの選択について述べる．

振動周波数

本研究では，液柱の振動周波数が熱輸送に及ぼす影響を検討するために，振動周波数を $1\ \mathrm{Hz} \leq f \leq 3\ \mathrm{Hz}$ の範囲で変化させた．これは，これまでの自励振動ヒートパイプに関する研究において報告されている一般的な作動液体の振動周波数[42–45]である．また，流路壁温度の時間変化を測定するために，さらに低い振動周波数 0.83 Hz でも実験を行った．

液柱振動振幅

振動振幅 $2S$ に関しては，加熱部中心と冷却部中心の間を液柱先端が往復する場合の振幅（$2S = 100\ \mathrm{mm}$）と加熱部－断熱部境界と断熱部－冷却部境界の間を液柱先端が往復

する場合の振幅（$2S = 50\ \mathrm{mm}$）の間で，変化させて実験を行った．

液柱先端の振動中心位置

最後に，液柱先端の振動中心位置について述べる．図 2.8(a)に示すように本実験における液柱先端の振動中心位置 x_c は，1 ターン自励振動ヒートパイプ[35–38]の作動流体封入率α（流路全体積に占める作動液体の体積割合）と対応する．ここで，x は流路加熱部端から冷却部方向への距離である．液柱先端の振動中心位置が小さくなる，すなわち加熱部に近づくことは，作動流体封入率が増大することを意味し，液柱先端の振動中心位置が大きくなる，すなわち冷却部に近づくことは，封入率が減少することを意味する．図 2.8(b)に 1 ターン自励振動ヒートパイプの作動流体封入率と本実験の振動中心位置の関係を示す．一般的な自励振動ヒートパイプの封入率は $40\ \% \leq \alpha \leq 60\ \%$ [42–45]であり，それに対応する液柱先端の振動中心位置は，$60\ \mathrm{mm} \leq x_c \leq 90\ \mathrm{mm}$ である．そのため，本研究では，振液柱先端の動中心位置は断熱部領域内，すなわち $50\ \mathrm{mm} \leq x_c \leq 100\ \mathrm{mm}$ で変化させた．

第 3 章

液柱振動による熱輸送の実験的研究

3.1　流路壁温度分布

3.1.1　単成分系

図 3.1 に種々の液柱先端の振動中心位置 x_c に対する単成分系の流路壁温度分布を示す．ここで，液柱先端の振動中心位置は，図 2.8(a)の「半ターン自励振動ヒートパイプ」で示したように，往復振動する液柱先端の最大位置と最小位置の平均として得られる．振動中心位置が大きい，すなわち冷却部に近い場合から，振動中心位置が小さい，すなわち加熱部に近い場合の順に並べられている．このとき，ヒーター投入電力 Q_E, 液柱振動振幅 $2S$, および液柱振動周波数 f は一定である．図 3.1 から，いずれの振動中心位置においても，加熱部流路壁温度分布および冷却部流路壁温度分布は，それぞれ一様となっていることがわかる．一方で，振動中心位置が変化すると，加熱部流路壁温度は変化している．このことを検討するために，加熱部平均温度および熱輸送量と振動中心位置の関係を図 3.2 に示す．ここで，加熱部平均温度は，流路壁温度測定位置 H1 から HA（図 2.2 参照）で測定した流路壁温度 5 点の相加平均

$$T_{\mathrm{H}} = \frac{1}{5}\left(T_{\mathrm{H1}} + T_{\mathrm{H2}} + T_{\mathrm{H3}} + T_{\mathrm{H4}} + T_{\mathrm{HA}}\right) \tag{3.1}$$

で定義した．また，熱輸送量 Q_{total} は，事前に見積もった熱損失 $Q_{\mathrm{loss,h}}$（付録 B 参照）をヒーター投入電力から差し引くことで算出した．図 3.2 から，振動中心位置が増加する，すなわち振動中心位置が冷却部に近づくと，加熱部平均温度は減少する一方で，熱輸送量は増加することがわかる．これは，加熱部温度が低下した結果，約 25 °C に保たれている周囲環境温度と加熱部との温度差が小さくなり，自然対流熱伝達による加熱部から周囲環境への熱損失が小さくなるためである．そして，さらに振動中心位置が増加し，およそ断熱部中心位置より大きくなると，加熱部平均温度は増加に転じ，熱輸送量は減少している．このように，振動中心位置が断熱部中心近傍のとき熱輸送性能は最もよくなり，振動中心位置が加熱部および冷却部のいずれに近づいても熱輸送性能は低下する．この熱輸送性能の変化を統一的に議論するため，次節において加熱部－冷却部温度差および熱輸送量を用いた有効熱伝導率を定義し，振動中心位置，振動振幅，および振動周波数の液柱振動パラメーターの依存性を検討した．

つぎに，断熱部流路壁温度分布に着目する．振動中心位置が変化すると，断熱部流路壁温度分布の挙動が大きく変化することがわかる．この液柱先端の振動中心位置の違いによる断熱部流路壁温度分布の差異を明確にするため，式 (3.2)で定義するように断熱部両端

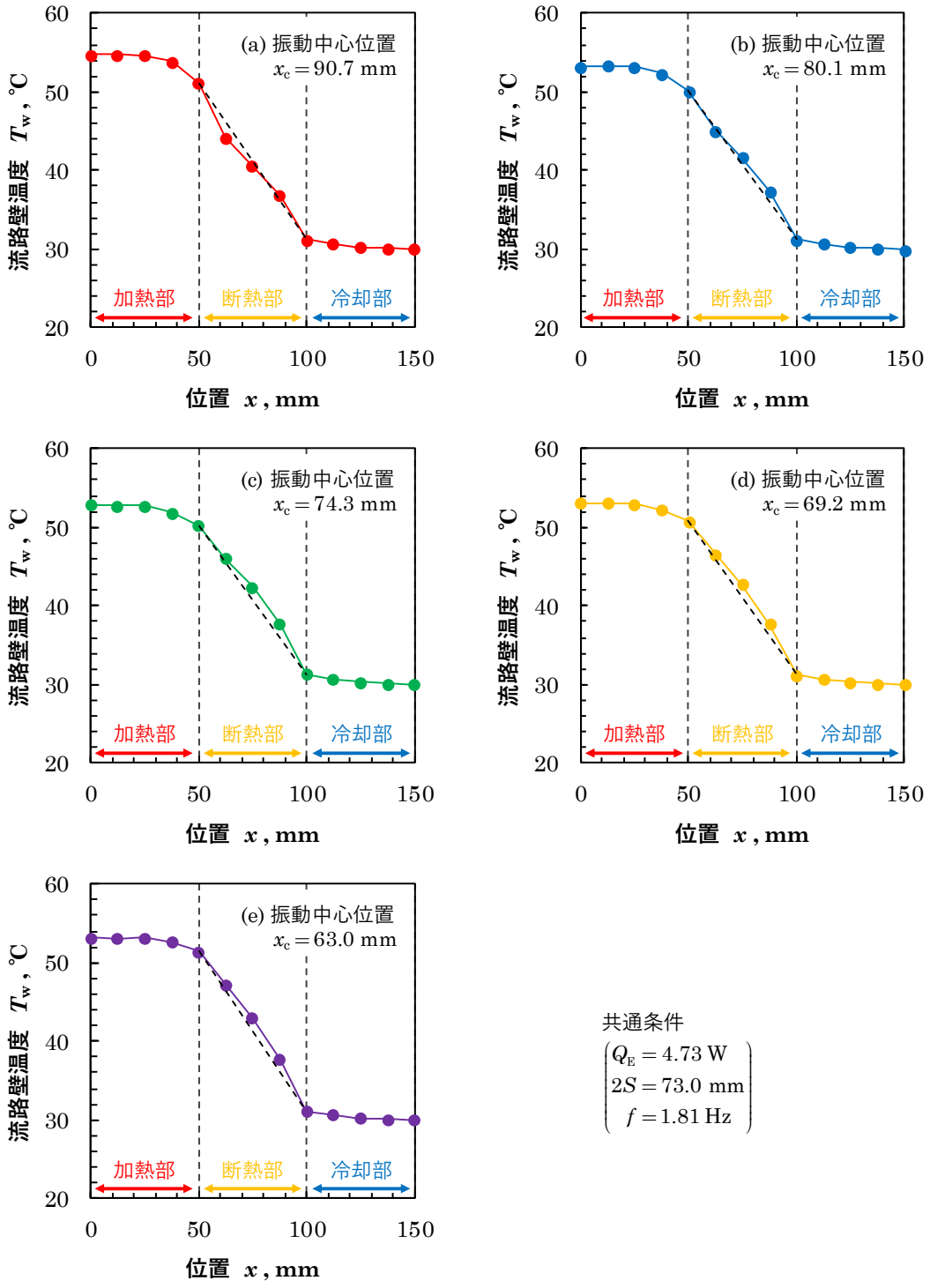


図 3.1 種々の振動中心位置に対する単成分系の流路壁温度分布.

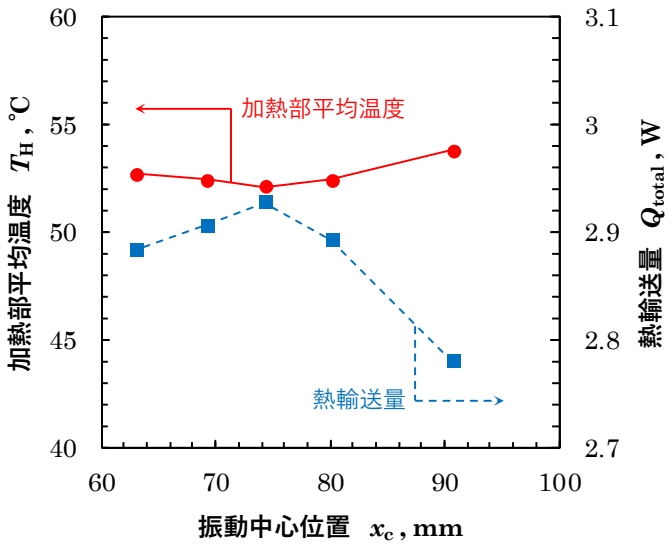


図 3.2 単成分系における加熱部平均温度および熱輸送量と振動中心位置の関係.

の温度で規格化した無次元温度Θを用いた断熱部流路壁温度分布を図 3.3 に示す.

$$\Theta = \frac{T(x) - T_{AC}}{T_{HA} - T_{AC}} \tag{3.2}$$

ここで T_{HA} は加熱部－断熱部境界（図 2.1 の位置 HA）温度，T_{AC} は断熱部－冷却部境界（図 2.1 の位置 AC）温度である．また図中の黒破線で示す直線分布は，加熱部から冷却部への熱輸送が流路壁の単純熱伝導によってのみ行われると仮定した場合の流路壁温度分布に対応する．液柱先端の振動中心位置の違いにより，無次元流路壁温度分布が，大きく変化することがわかる．振動中心位置が冷却部に近い図 3.3(a)・図 3.3(b)では，加熱部に近い断熱部 $50\ \mathrm{mm} \le x \le 75\ \mathrm{mm}$ では下に凸，冷却部に近い断熱部 $75\ \mathrm{mm} \le x \le 100\ \mathrm{mm}$ では上に凸になっている．これは，加熱部に近い断熱部では，作動流体の蒸発により流路壁が冷却され，冷却部に近い断熱部では，作動流体蒸気の凝縮により流路壁が加熱されていることを示唆する．液柱が加熱部から冷却部に後退するとき，流路内壁面上に液膜が形成されることが，高速度ビデオカメラを用いた流路内部の観察により確認されているとともに，先行研究[25,27,28,33,34]においても観察されている．よって，加熱部に近い断熱部において，その液膜が蒸発し，冷却部に近い断熱部において，その発生した蒸気が凝縮していると考えられる．一方，振動中心位置が加熱部に近い図 3.3(c)–図 3.3(e)の場合では，温度分布が断熱部全体で上に凸になっている．これは，液柱が冷却部に移動するときに形成された液膜が加熱部で蒸発し，その作動流体蒸気が断熱部で凝縮し，その凝縮熱が流路壁を加熱するためである．このように，振動中心位置が変化すると，断熱部において作動液体

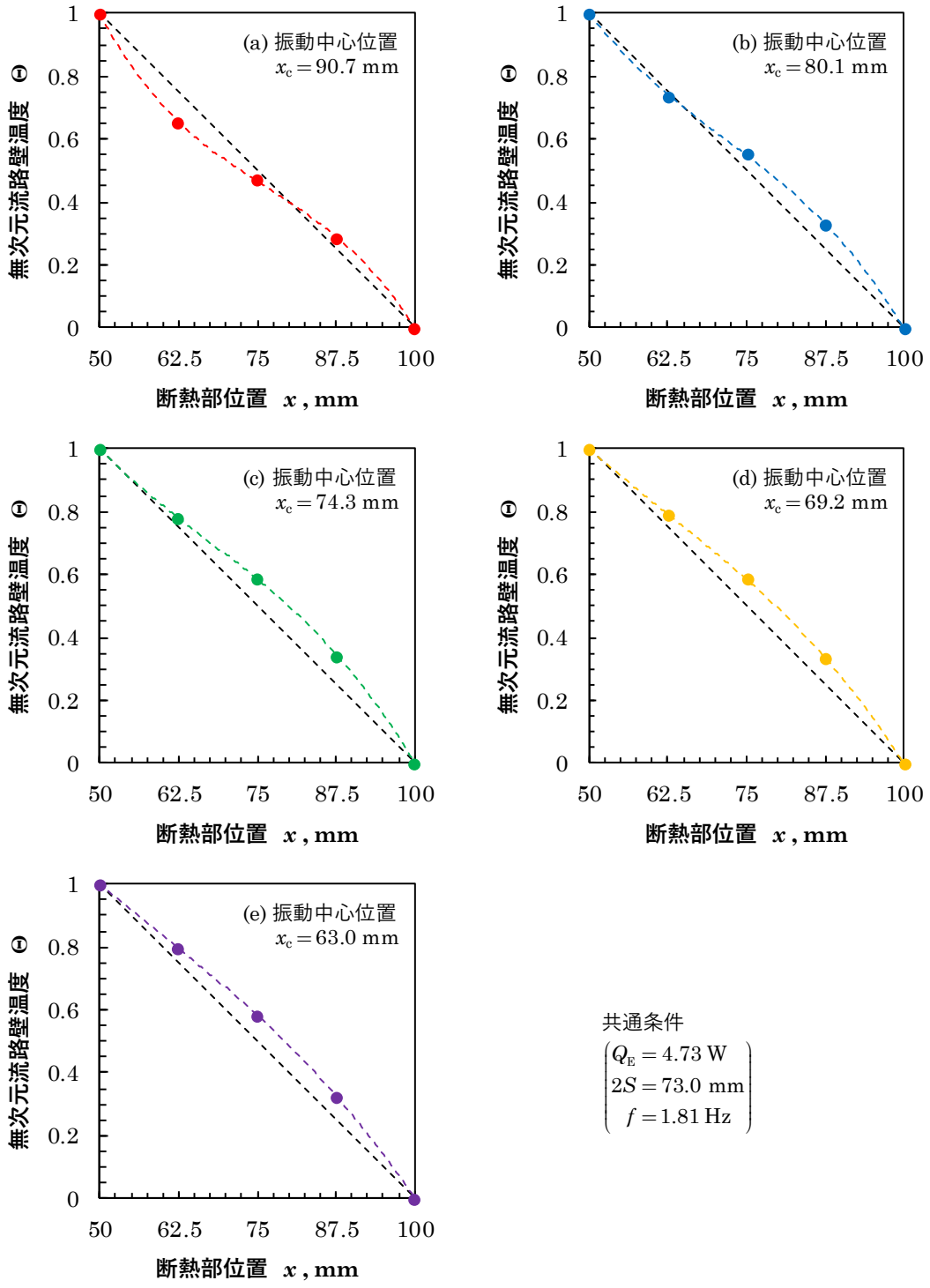


図 3.3 種々の振動中心位置に対する単成分系の無次元流路壁温度分布.

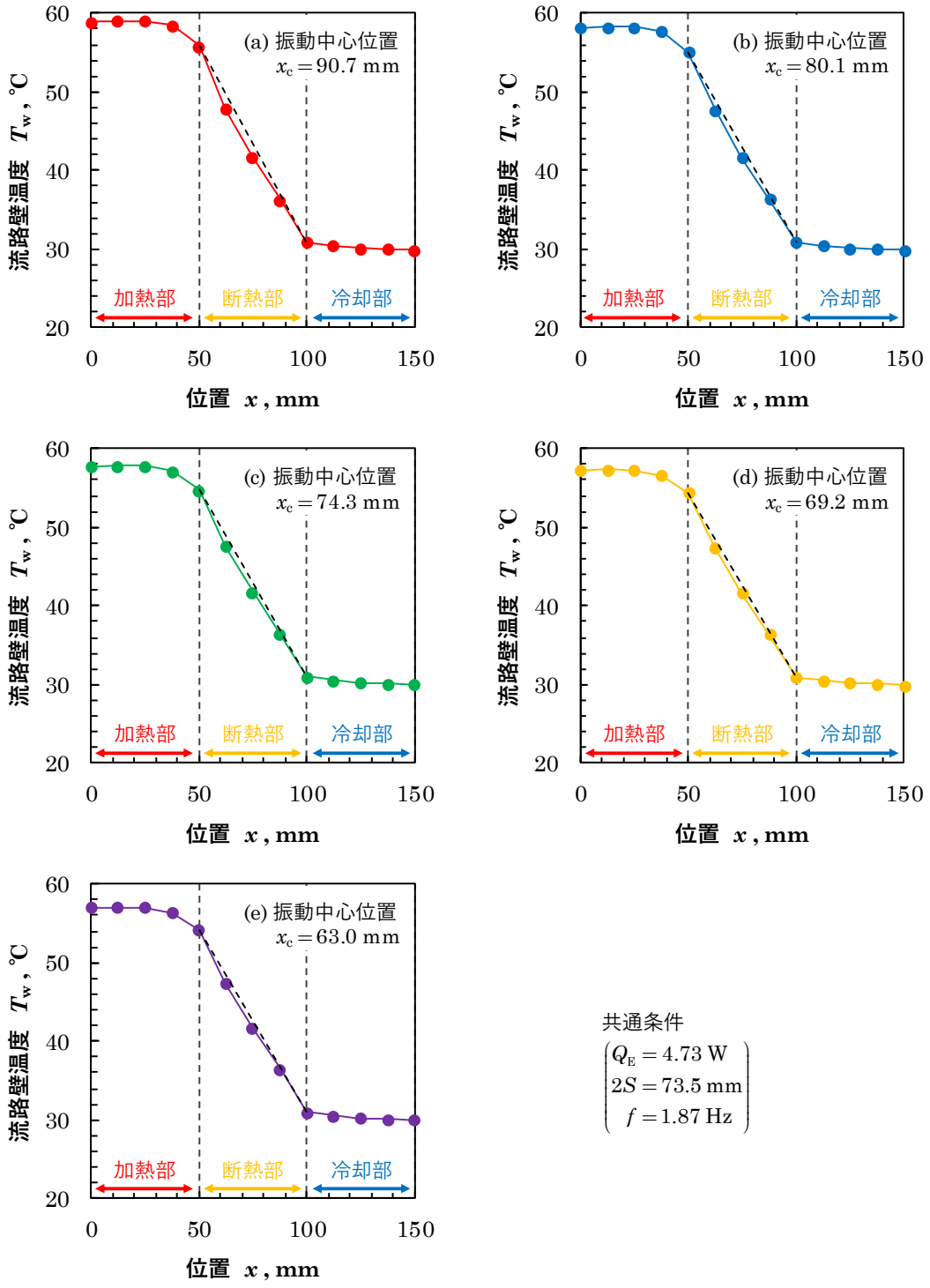


図 3.4 種々の振動中心位置に対する2成分系の流路壁温度分布.

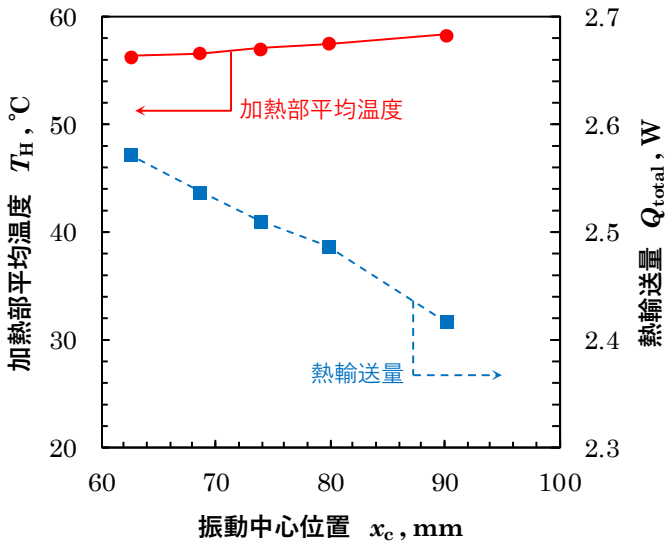


図 3.5 2成分系における加熱部平均温度および熱輸送量と振動中心位置の関係.

が蒸発する領域と作動流体蒸気が凝縮する領域の境界位置が変化することがわかる.

3.1.2　2 成分系

図 3.4 に種々の液柱先端の振動中心位置 x_c に対する 2 成分系の流路壁温度分布を示す. 振動中心位置が大きい，すなわち冷却部に近い場合から，振動中心位置が小さい，すなわち加熱部に近い場合の順に並べられている．このとき，ヒーター投入電力 Q_E，液柱振動振幅 $2S$，および液柱振動周波数 f は一定とした．図 3.4 から，前項の単成分系の場合と同様に，いずれの振動中心位置においても，加熱部流路壁温度分布および冷却部流路壁温度分布のいずれもおよそ一様となっていることがわかる．また，振動中心位置が変化すると，加熱部流路壁温度は変化している．このことを検討するために，前項の単成分系の場合と同様に，加熱部平均温度 T_H および熱輸送量 Q_{total} と振動中心位置の関係を図 3.5 に示す. 図 3.5 から，振動中心位置が増加する，すなわち振動中心位置が冷却部に近づくと，平均加熱部流路壁温度は単調に増加する一方で，熱輸送量は単調に減少することがわかる．このように，振動中心位置が加熱部に近づくと，熱輸送性能が上昇することがわかる．この熱輸送性能の変化に関しては，単成分系の熱輸送性能の変化との比較と併せて，次節において有効熱伝導率を用いて議論する.

つぎに，断熱部流路壁温度分布に着目する．前項の単成分の場合と同様に，式 (3.2)で定義した無次元温度Θを用いた断熱部流路壁温度分布を図 3.6 に示す．前項の単成分系では，振動中心位置が変化すると断熱部流路壁温度分布が大きく変化したのに対して，2 成

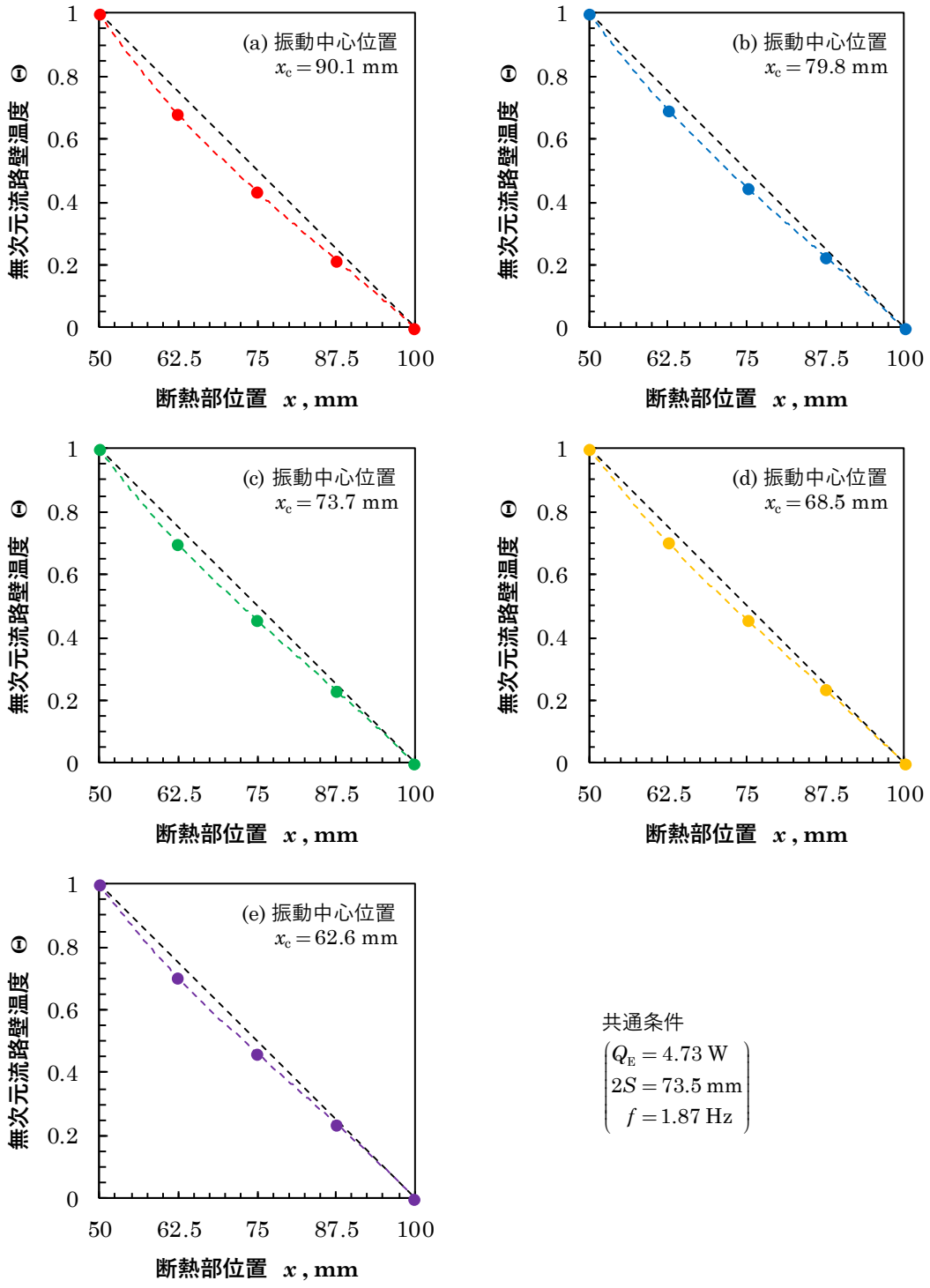


図 3.6 種々の振動中心位置に対する2成分系の無次元流路壁温度分布.

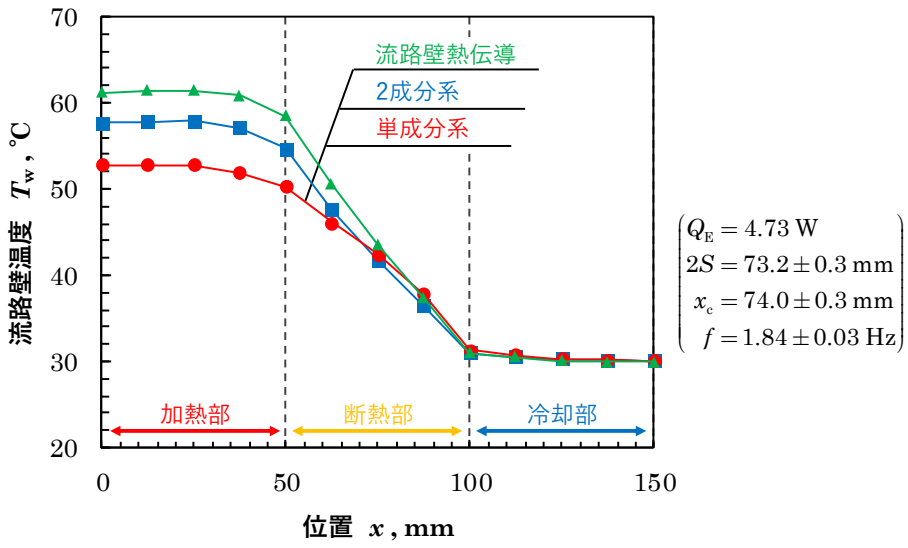


図 3.7 流路壁温度分布の比較.

分系では，振動中心位置が変化しても断熱部流路壁温度分布があまり変化しないことがわかる．また，いずれの振動中心位置においても，加熱部に近い流路壁無次元温度は，黒色破線で示した単純熱伝導の場合と比較して低下しており，温度分布の形が下に凸の形になっていることがわかる．これは，液柱の往復振動による顕熱輸送により，流路から作動液体に熱が移動し，流路の温度が低下するためである．本項で議論した 2 成分系の顕熱輸送における，流路壁と往復振動する作動液体の間の熱交換のメカニズムに関しては，次章において数値解析の手法を用いてさらに検討を行った．

3.1.3　単成分系と 2 成分系の比較

図 3.7 にヒーター投入電力 Q_E，振動振幅 $2S$，液柱先端振動中心位置 x_c および液柱振動周波数 f を同一とした場合における単成分系（●印）と 2 成分系（■印）の流路壁温度分布を示す．単成分系は第 3.1.1 項の図 3.1(c)，2 成分系は前項の図 3.4(c)の結果である．また，図中の流路壁熱伝導（▲印）は，作動流体を封入しない場合，すなわち銅流路壁の単純熱伝導によってのみ熱が輸送される場合の結果である．図 3.7 から，2 成分系では作動流体を封入しない場合と比較して加熱部温度が低下しており，作動流体の往復振動による顕熱輸送が行われていることが確認できる．単成分系では，2 成分系と比較して，さらに加熱部温度が低下しており，熱輸送性能が向上していることがわかる．これは，2 成分系では液柱の往復振動による顕熱輸送のみが行われるのに対して，単成分系では顕熱輸送に加えて作動流体の相変化による潜熱輸送が行われるからである．

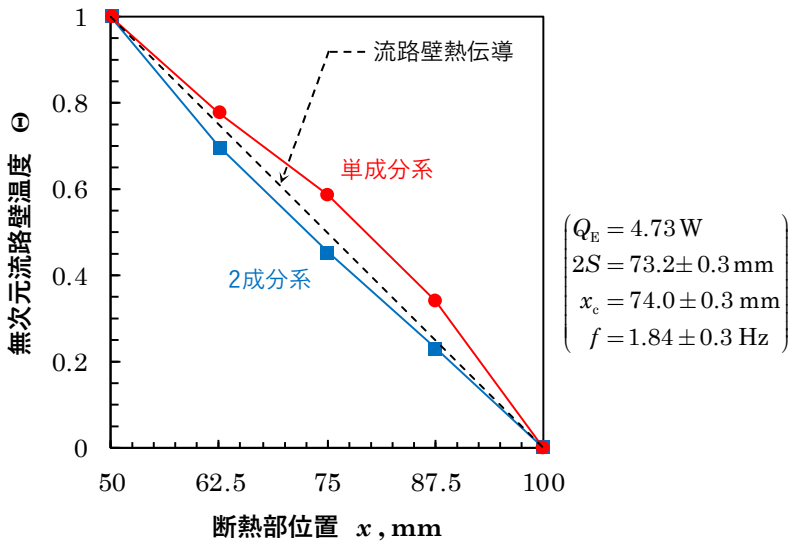


図 3.8 無次元流路壁温度分布の比較（単成分系と2成分系）.

単成分系と 2 成分系の壁温分布の差異をより明確にするため，式 (3.2)で定義した無次元温度Θを用い, 断熱部流路壁温度分布を単成分系および 2 成分系で比較した結果を図 3.8 に示す．図 3.8 から，単成分系（●印）の場合には流路壁熱伝導（破線）と比較して無次元温度分布が上に凸であることがわかる．これは，第 3.1.1 項で議論したように，液柱が冷却部側に後退したとき，加熱部の残留液膜から蒸発した作動流体が冷却部近傍で凝縮し，その凝縮熱が流路を加熱するためである．一方，2 成分系（■印）の場合には，流路壁熱伝導（破線）と比較して無次元温度分布が下に凸であることがわかる．これは，前項で議論したように，振動する液柱の顕熱輸送により流路壁から作動液体に熱が移動し，流路の温度が低下しているためである．本項で議論した流路壁温度分布は，図 3.7 および図 3.8 で示した組み合わせとは異なる液柱の振動振幅，振動中心位置，振動周波数の組み合わせにおいても同様の傾向が確認されている．

3.2　有効熱伝導率

3.2.1　有効熱伝導の定義

第 3.1.3 項では，単成分系と 2 成分系の流路壁温度分布の相違を議論したが，本項では熱輸送性能について議論する．熱輸送性能は，加熱部から冷却部への熱輸送量と加熱部－冷却部温度差の関係として評価する必要がある．その指標として実用研究の場合には熱抵抗がよく用いられるが，ここではより基礎的に熱輸送機構の検討を行うため，振動する作

動流体による有効熱伝導率を

$$k_{\mathrm{eff}} = \frac{\left(Q_{\mathrm{total}} - Q_{\mathrm{cond}}\right) \cdot L_{\mathrm{eff}}}{A \cdot \Delta T} \tag{3.3}$$

により算出した．ここで，Q_{total} は全熱輸送量，Q_{cond} は壁の熱伝導による熱輸送量，L_{eff} はヒートパイプの有効長（加熱部の位置 H3 と冷却部の位置 C2 の間の距離 100 mm），A は作動流体流路断面積 (2×2 mm^2)，ΔT は加熱部の位置 H3 の流路壁温度 T_{H3} と冷却部の位置 C2 の流路壁温度 T_{C2} の間の温度差である．流路熱伝導による熱輸送量は断熱部の流路壁温度勾配を用いて，

$$Q_{\mathrm{cond}} = A_{\mathrm{w}} k_{\mathrm{w}} \frac{T_{\mathrm{HA}} - T_{\mathrm{AC}}}{L_{\mathrm{ad}}} \tag{3.4}$$

で見積もった．ここで，A_{w} は流路壁の断面積 (8 mm^2)，k_{w} は流路壁の熱伝導率，T_{HA} は加熱部－断熱部境界温度，T_{AC} は断熱部－冷却部境界温度，L_{ad} は断熱部長さ (50 mm) である．さらに，潜熱輸送と顕熱輸送の両方が行われる単成分系の有効熱伝導率と顕熱輸送のみが行われる 2 成分系の有効熱伝導率を比較することにより，振動する作動流体による潜熱輸送のみの有効熱伝導率を求める．すなわち単成分系の場合の有効熱伝導率 $k_{\mathrm{eff,single}}$ から 2 成分系の場合の有効熱伝導率 $k_{\mathrm{eff,two}}$ を差し引き，次式で定義される潜熱輸送の有効熱伝導率 $k_{\mathrm{eff,latent}}$ を算出した．

$$k_{\mathrm{eff,latent}} = k_{\mathrm{eff,single}} - k_{\mathrm{eff,two}} \tag{3.5}$$

ここで，単成分系においては，潜熱輸送の過程が顕熱輸送に影響している可能性がある．例えば，第 3.1.3 項で議論したように，単成分系と 2 成分系では流路壁温度分布に相違があり，単成分系では断熱部における作動流体蒸気の凝縮により液柱の顕熱輸送が促進されることが考えられる．しかしながら，単成分系における顕熱輸送に対する潜熱輸送の影響を定量的に正確に評価することは困難であった．そのため，潜熱輸送の有効熱伝導率は，2 成分系における顕熱輸送の有効熱伝導率と比較して，作動流体の相変化により単成分系の有効熱伝導率が，同じ液柱振動条件においてどれだけ増加したのかを意味することに注意する．

図 3.9 は，式 (3.3)より求めた単成分系の有効熱伝導率（●印），2 成分系の有効熱伝導率（■印），および式 (3.5)より求めた潜熱輸送の有効熱伝導率（▲印）を振動中心位置 x_{c} に対して示したものである．振動振幅 $2S$ は一定であり，振動中心位置が大きいほど液柱先端は冷却部に近い領域を往復運動する．2 成分系，すなわち顕熱輸送については，振動

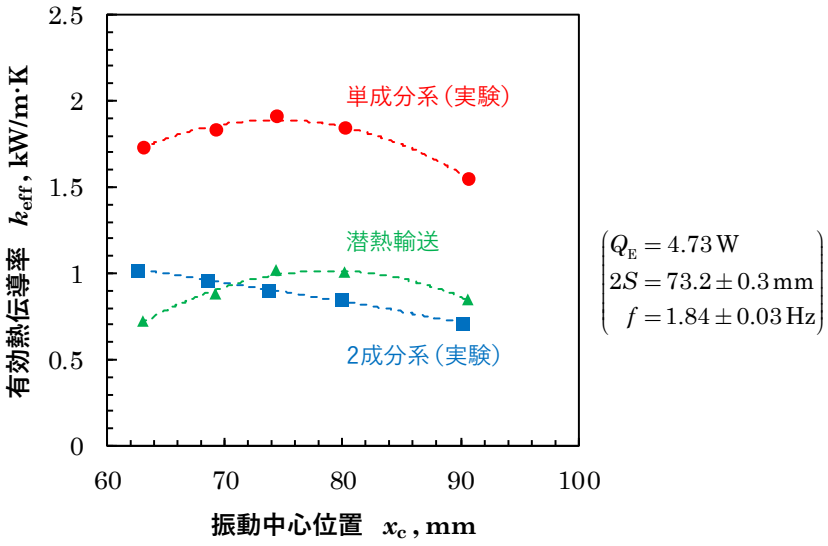


図 3.9 有効熱伝導率と振動中心位置の関係.

中心位置の増加とともに有効熱伝導率は単調に減少する．これは，振動中心位置が加熱部から遠ざかるにつれ，加熱部付近に液柱が滞在する時間が減少し，加熱部流路壁と液柱との間の熱交換が十分に行われないためである．一方，潜熱輸送については，振動中心位置の増加すなわち振動中心位置が冷却部に近づくとともに有効熱伝導率が増加する．その理由は，次の通りである．振動する液柱は加熱部から冷却部へ後退した後の流路壁面に液膜を残すことが高速度ビデオ撮影により観察されており，このとき加熱部での液膜の蒸発と冷却部での蒸気の液膜への凝縮が同時に発生し，これにより潜熱輸送が効果的に行われると考えられる．振動中心位置が冷却部に近づくと，作動流体蒸気に露出する冷却部が長くなり，蒸気の凝縮が促進され，潜熱輸送の有効熱伝導率が増大すると考えられる．しかしながら，振動中心位置がさらに大きくなり，冷却部に近づくと，有効熱伝導率は低下しはじめる．これは，液柱先端が加熱部に浸入しないようになるためである．加えて，これら顕熱輸送と潜熱輸送が同時に行われる単成分系においては，振動中心位置が断熱部中心付近のとき，有効熱伝導率が最大となる．これは，実際の自励振動ヒートパイプにおいて，最適な作動流体の封入率が存在し，作動流体の封入率が約 50 %のとき，最大の熱輸送量となることと対応していると考えられる．本節で議論した有効熱伝導率は，図 3.9 で示した組み合わせとは異なる液柱先端の振動振幅，および振動周波数の組み合わせにおいても同様の傾向が確認されている．

3.2.2　顕熱輸送・潜熱輸送の有効熱伝導率に及ぼす諸因子の影響

本研究で行った実験では，図 3.9 で示したように，液柱先端の振動振幅 $2S$ と振動周波数 f を一定にして，液柱先端の振動中心位置 x_c を変化させた．このとき，正確に振動中心位置を制御することが難しかったため，図 3.10 の有効熱伝導率と振動振幅の関係および図 3.11 の有効熱伝導率と振動周波数の関係で示される振動中心位置 $x_c = 75$ mm のときの有効熱伝導率は，振動中心位置に対する直線内挿補間を行うことにより算出された．

液柱先端の振動振幅

図 3.10 は，振動周波数および振動中心位置を同一とした場合における有効熱伝導率と振動振幅の関係を示したものである．2 成分系，すなわち顕熱輸送については，振動振幅が増加するにしたがって，有効熱伝導率は単調に増加している．これは，振動振幅が増加するにつれ，液柱が加熱部および冷却部により深く浸入するようになるからである．また，潜熱輸送についても，振動振幅の増加とともに有効熱伝導率は単調に増加していることがわかる．これは，振動振幅が増加するにつれ，液柱振動に伴って形成される液膜の長さが増加し，液膜蒸発・凝縮による潜熱輸送が増大するためである．

液柱先端の振動周波数

図 3.11 は，振動振幅および振動中心位置を同一とした場合における有効熱伝導率と振動周波数の関係を示したものである．2 成分系，すなわち顕熱輸送については，振動周波数が増加するにしたがって，有効熱伝導率が単調に増加している．これは，振動周波数が

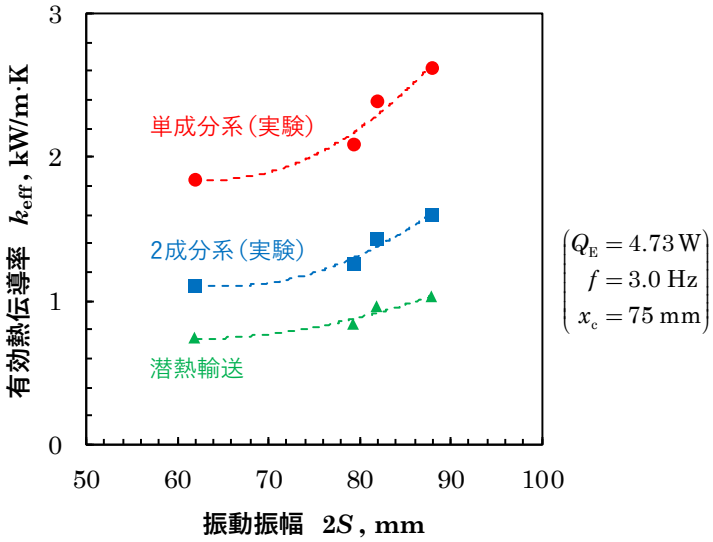


図 3.10 有効熱伝導率と振動振幅の関係.

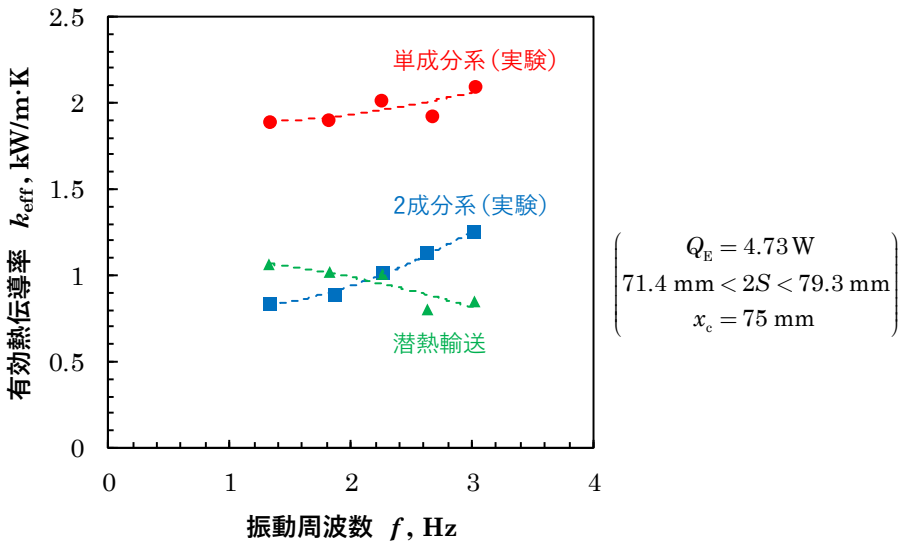


図 3.11 有効熱伝導率と振動周波数の関係.

増加するにつれ，液柱が加熱部および冷却部で熱交換する単位時間当たりの回数が増大するからである．一方，潜熱輸送については，振動周波数が増加するにしたがって，有効熱伝導率は単調に減少することがわかる．この理由は次のように考えることができる．液柱振動周波数が増加するにつれて，液柱の移動速度が増加し，それにともなって流路内壁面上に形成される残留液膜の厚さは増大することが知られている[48]．この液膜厚さの増加により蒸発・凝縮の相変化熱伝達係数は減少し，潜熱輸送の有効熱伝導率が低下していると考えることができる．この液柱の往復振動による流路内壁面上に形成される液膜は，潜熱輸送に影響を与え，定量的な潜熱輸送量の評価において重要な役割を果たすと考えられる．そこで，第 5 章において，液膜の厚さの評価を行った．

3.3　流路壁温度の時間変化

図 3.3 に示したように，単成分系では，液柱先端の振動中心位置 x_{c} が変化すると，無次元流路壁温度分布Θが大きく変化することが観察された．振動中心位置が加熱部に近い場合では，無次元流路壁温度分布が断熱部全体で上に凸になっていた．これは，液柱が冷却部側に後退したとき，振動する液柱により断熱部流路内壁上に残留した液膜へ作動流体蒸気が凝縮し，その凝縮熱が流路を加熱するためである．一方，振動中心位置が冷却部に近い場合における無次元流路壁温度分布は，加熱部に近い $x \leq 75$ mm で下に凸，冷却部に近い $x \geq 75$ mm で上に凸になっていた．これから，振動する液柱により断熱部流路内壁上に生じる残留液膜において，加熱部に近い断熱部で作動流体が蒸発し，蒸発潜熱により流路

を冷却し，冷却部に近い断熱部で作動流体が凝縮し，凝縮潜熱により流路を加熱していると説明することができた．以上のメカニズムの詳細を理解するために，流路壁温度の時間変化を測定した．このとき，これまで議論してきた振動周波数と比較して，小さい液柱振動周波数 0.83 Hz で実験を行うことで，流路壁温度の時間変化測定を可能にした．なお，付録 C において，正弦波的に表面温度が変化する場合の減衰率および位相遅れを検討した．その検討の結果，今回実験を行った振動周波数 0.83 Hz において，温度測定を行った流路壁内表面から 0.5 mm の位置では，流路壁面の温度変動の振動振幅に対して，温度振幅の減衰率は 93 %となり，位相遅れは 14 ms であった．この位相遅れは，振動周期 1201 ms と比較すると 1.2 %と小さく，液柱先端位置と流路壁温度の関係の議論において，無視することができると判断した．

3.3.1　単成分系

図 3.12 に単成分系における液柱先端位置 x_{t} と流路壁温度の時間変化 $T_i'(t)$ の関係を示す．ここで，流路壁温度の時間変化 $T_i'(t)$ は，式 (3.6)に示すように，測定した流路壁温度の時間変化 $T_i(t)$ から，流路壁温度の時間平均値 $\overline{T}_i$ を差し引くことで求めた．

$$T_i'(t) = T_i(t) - \overline{T}_i \quad (i = \mathrm{H4, HA, A1, A2, A3, AC, C1}) \tag{3.6}$$

ここで，i は流路壁温度を測定した位置である（流路壁温度測定位置 H4・HA・A1・A2・A3・AC・C1 に関しては，図 2.1 を参照）．図 3.12 では，それぞれの i に対する $T_i'(t) = 0$ は，それぞれの測定した流路壁温度の位置において直線破線で示されている．加えて，図 3.12 で x_{sat} と示されている飽和位置は，局所流路壁温度 T_{w} が，作動流体蒸気圧力に対する飽和温度 $T_{\mathrm{sat}}(P)$ と等しくなる位置である．この飽和温度は，蒸気チャンバー先端で測定した蒸気圧力 P に基づき計算された．作動流体は，$x < x_{\mathrm{sat}}$，すなわち $T_{\mathrm{w}} > T_{\mathrm{sat}}$ の領域では蒸発し，$x > x_{\mathrm{sat}}$ すなわち $T_{\mathrm{w}} < T_{\mathrm{sat}}$ の領域では凝縮する．以上から，流路位置，液柱先端位置および飽和位置の関係は，式 (3.7)のとおりとなる．

$$\begin{cases} x > x_{\mathrm{t}}：\text{流路は液柱で充満} \\ x < x_{\mathrm{t}}：\text{流路は蒸気と液膜で充満} \quad \begin{cases} x > x_{\mathrm{sat}}：\text{凝縮が発生} \\ x < x_{\mathrm{sat}}：\text{蒸発が発生} \end{cases} \end{cases} \tag{3.7}$$

加えて，図 3.12 では，流路壁温度の時間変化 $T_i'(t)$ に対応する時間平均値 $\overline{T}_i$ の x 軸方向分布も併せて示されている．

図 3.12(a-1)に，単成分系で振動中心位置 $x_{\mathrm{c}} = 81.8\,\mathrm{mm}$ の場合における流路壁温度と液

柱先端位置の時間変化を示す．はじめに，$x < x_{\mathrm{sat}}$ である位置 HA の流路壁温度に着目する．液柱が加熱部から冷却部に移動し，液膜を流路壁に残すと，流路壁温度が低下している．これは，$x < x_{\mathrm{sat}}$ の流路壁上に残された液膜が蒸発し，流路壁が冷却されるためである．そして，液膜が消失すると，流路壁温度は増加するようになる．また，液柱が加熱部から冷却部に後退し，流路内壁上に残されても，すぐに流路壁温度は低下していない．この理由は，次の通りである．残留液膜の温度は，液柱コア部の温度，すなわち冷却部温度に近いと推測される．この過冷状態の残留液膜が流路壁に温められ，液膜厚さ方向の温度分布が発達し，蒸発を開始するまで時間を要する．このため，すぐに流路壁温度が低下しなかったと考えられる．しかし，同じ $x < x_{\mathrm{sat}}$ である位置 H4 の流路壁温度に着目すると，流路壁温度はほぼ一定であることがわかる．これは，位置 H4 まで液柱が到達しておらず，位置 H4 近傍の流路内壁に液膜が存在しないためである．

つぎに，$x > x_{\mathrm{sat}}$ である位置 A1 の流路壁温度に着目する．液柱が冷却部から加熱部へ移動し，液柱先端が位置 A1 を通過するとき，流路壁温度は低下しはじめている．これは，流路が作動液体で満たされると，流路壁から液柱への対流熱伝達により熱が移動するためである．そして，液柱が加熱部から冷却部へ移動し，液柱先端が位置 A1 を再び通過するとき，流路壁温度は上昇しはじめている．これは，流路が作動液体で満たされなくなり，流路壁と作動液体の間の熱交換による冷却効果がなくなるとともに，液膜が作動流体蒸気に露出するため，液膜への作動流体蒸気の凝縮により，流路壁が加熱されることを示している．さらに，飽和位置が位置 A1 に近づくと，過冷度が低下し作動流体蒸気の凝縮が減少するため，流路壁温度の増加はおよそ零となる．同様に，$x > x_{\mathrm{sat}}$ である位置 A2・A3・AC の流路壁温度においても，それぞれの流路壁温度測定位置において流路が作動液体で満たされるとき，流路壁温度は低下し，それぞれの流路壁温度測定位置において液膜が作動流体蒸気に露出するとき，流路壁温度は上昇している．しかし，同じ $x > x_{\mathrm{sat}}$ である位置 C1 の流路壁温度に着目すると，流路壁温度はほぼ一定であることがわかる．これは，流路壁面上の液膜に作動流体蒸気が露出する時間が短いためであるとともに，位置 C1 が存在する冷却部は，熱容量の大きい冷却水ブロックにより冷却されているためである．

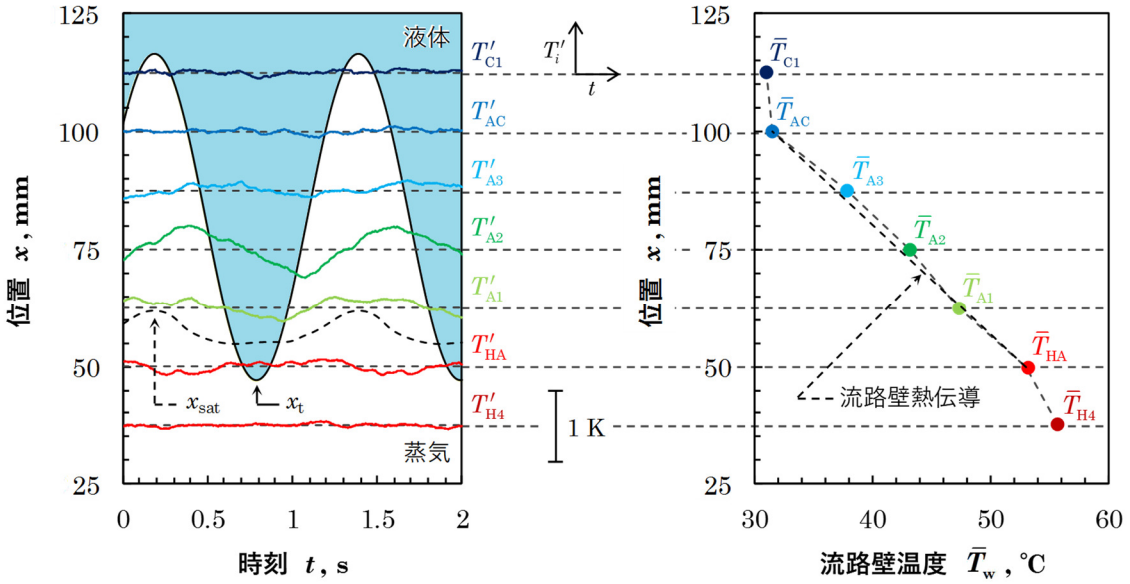
図 3.12(a-2)に時間平均流路壁温度分布を示す．破線は，加熱部－断熱部境界温度 T_{HA} および断熱部－冷却部境界温度 T_{AC} を直線で結んだもので，流路壁熱伝導のみで熱が輸送されると仮定した場合の温度分布である．断熱部流路壁温度は，破線直線の温度分布と比較して，T_{A1} はほぼ等しく，T_{A2}・T_{A3} では高くなっている．これは，位置 A1 では飽和位置に近く凝縮があまり行われないためであり，位置 A2・A3 近傍では，加熱部での液膜の蒸発により生じた蒸気が凝縮することにより，熱が流路壁内表面から断熱部流路壁へ流れ

るためである．これら結果は，ここまで議論してきた流路壁温度の時間変化の議論と合致する．

図 3.12(b)に，単成分系で振動中心位置 $x_c = 70.5$ mm の場合における流路壁温度と液柱先端位置の時間変化と時間平均流路壁温度分布を示す．この振動中心位置は，図 3.12(a)の振動中心位置 $x_c = 81.8$ mm の場合と比較して，加熱部に近く，液柱先端がより深く加熱部に浸入する条件である．はじめに，$x < x_{sat}$ である位置 H4 の流路壁温度に着目する．液柱が加熱部から冷却部に移動し，液膜を流路壁に残すと，流路壁温度が低下している．これは，位置 H4 近傍における流路壁上に残された液膜が蒸発し，流路壁が冷却されるためである．そして，液膜が消失すると，流路壁温度は増加する．同様に位置 H4 においても，液膜の蒸発により流路壁が冷却された結果，流路壁温度が低下していることが確認される．

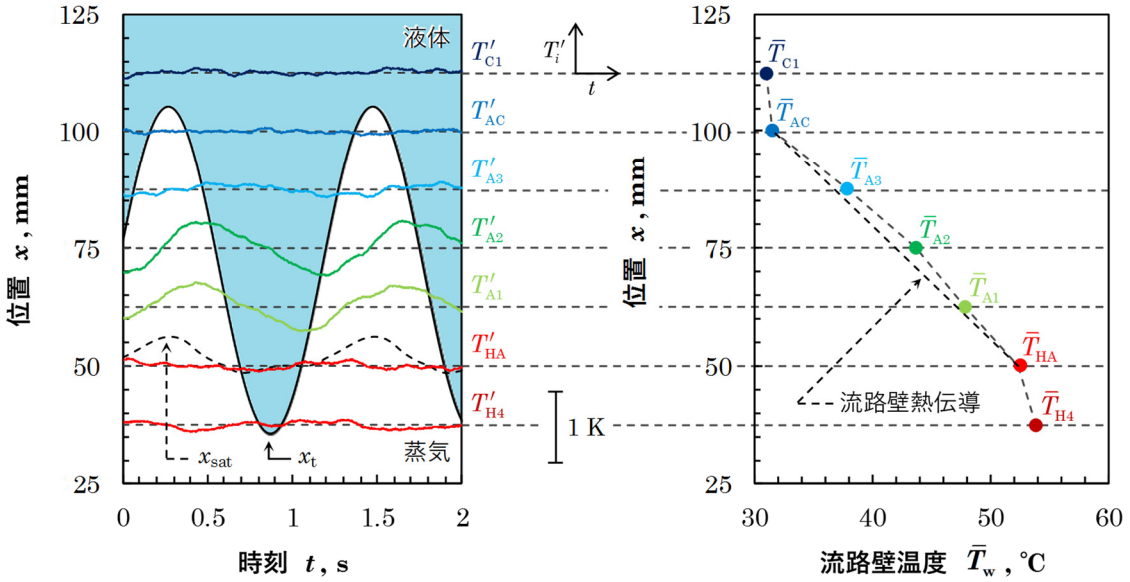
つぎに，$x > x_{sat}$ である位置 A1 の流路壁温度に着目する．液柱が冷却部から加熱部へ移動し，液柱先端が位置 A1 を通過するとき，流路壁温度は低下しはじめている．これは，流路が作動液体で満たされると，流路壁から液柱への対流熱伝達により熱が移動するためである．そして，液柱が加熱部から冷却部へ移動し，液柱先端が位置 A1 を通過するとき，流路壁温度は上昇しはじめている．これは，液膜が作動流体蒸気に露出するため，液膜への作動流体蒸気の凝縮により，流路壁が加熱されることを示している．また，図 3.12(a-1)の振動中心位置が冷却部に近い場合と比較して，温度振幅が大きいことがわかる．これは，位置 A1 と飽和位置の距離が図 3.12(a-1)の場合と比較して大きいため，過冷度が増大し，作動流体の凝縮が促進されるためである．同様に，$x > x_{sat}$ である位置 A2・A3 の流路壁温度においても，それぞれの流路壁温度測定位置において流路が作動液体で満たされるとき，流路壁温度は低下し，それぞれの流路壁温度測定位置において液膜が作動流体蒸気に露出するとき，流路壁温度は上昇している．しかし，同じ $x > x_{sat}$ である位置 A3 の流路壁温度に着目すると，流路壁温度はほぼ一定であることがわかる．これは，流路壁面上の液膜に作動流体蒸気が露出する時間が短く，作動流体蒸気の凝縮が位置 A2・A3 の場合と比較して少なくなるためである．また，同様に位置 C1 の流路壁温度もほぼ一定である．これは，位置 C1 の流路壁が作動流体蒸気に露出することなく，常に冷たい液柱に満たされているためである．

図 3.12(a-2)と同様に，図 3.12(b-2)に時間平均流路壁温度分布を示す．断熱部流路壁温度は，単純熱伝導を仮定した破線直線の温度分布と比較して，いずれも高くなっている．これは，加熱部での液膜の蒸発により生じた蒸気が凝縮することにより，熱が流路壁内表面から断熱部流路壁へ流れるためであり，ここまで議論してきた流路壁温度の時間変化の議論と合致している．



(a-1)　流路壁温度の時間変化.　　(a-2)　流路壁温度時間平均値.

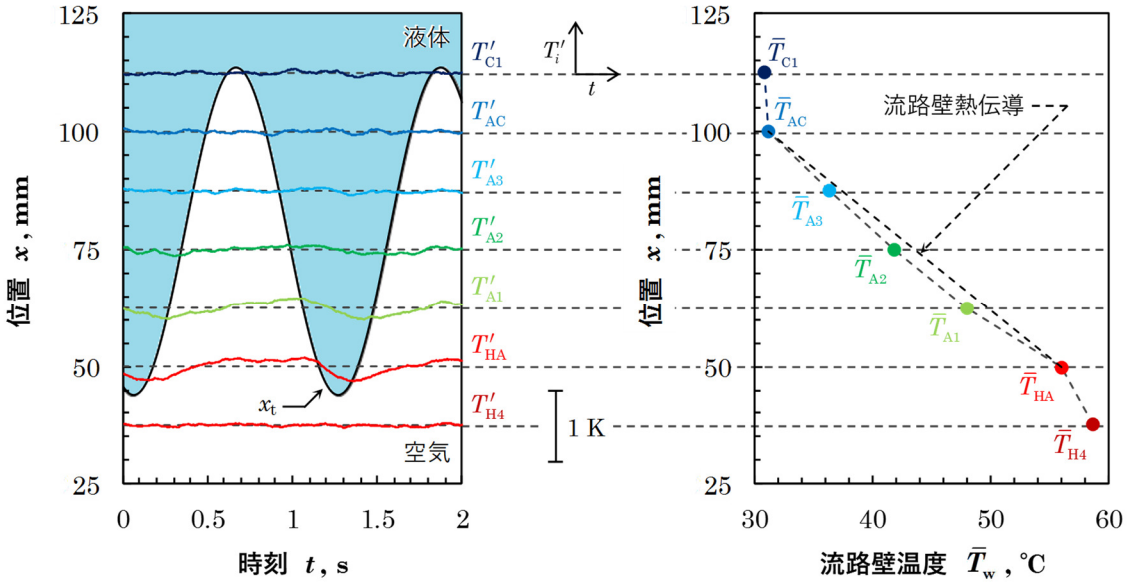
(a)　振動中心位置　$x_c = 81.8$ mm.



(b-1)　流路壁温度の時間変化.　　(b-2)　流路壁温度時間平均値.

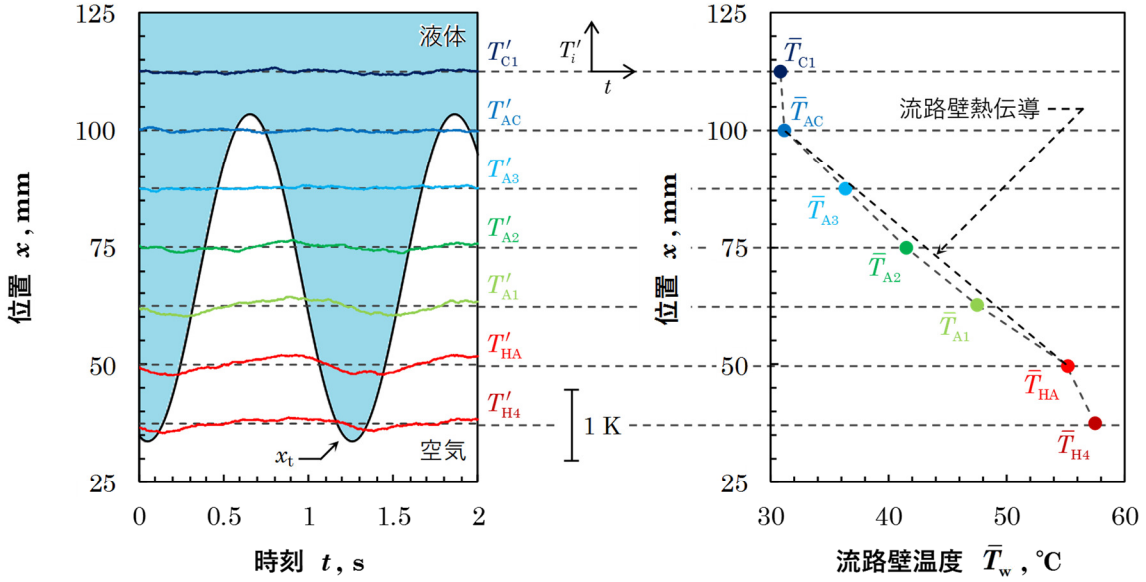
(b)　振動中心位置　$x_c = 70.5$ mm.

図 3.12　単成分系における断熱部流路壁温度の時間変化と液柱先端位置の関係.



(a-1)　流路壁温度の時間変化.　　(a-2)　流路壁温度時間平均値.

(a)　振動中心位置　$x_c = 78.8$ mm.



(b-1)　流路壁温度の時間変化.　　(b-2)　流路壁温度時間平均値.

(b)　振動中心位置　$x_c = 68.6$ mm.

図 3.13　2成分系における断熱部流路壁温度の時間変化と液柱先端位置の関係.

以上のように，液柱が加熱部から冷却部に移動するときに生じる液膜において，加熱部および $x < x_{\mathrm{sat}}$ の断熱部での蒸発と冷却部および $x > x_{\mathrm{sat}}$ の断熱部での凝縮が同時に発生する，ウィック式ヒートパイプと同様な熱輸送が生じていることがわかる．

3.3.2　2 成分系

前項で議論した図 3.12 の単成分系の場合と同様に，2 成分系における液柱先端位置と流路壁温度の時間変化の関係，および流路壁温度時間平均値の x 軸方向分布を図 3.13 に示す．図 3.13(a-1)に，2 成分系で振動中心位置 $x_{\mathrm{c}} = 78.8\,\mathrm{mm}$ の場合における流路壁温度と液柱先端位置の時間変化を示す．これは，図 3.12(a-1)に示した単成分系の場合に近い振動中心位置である．液柱が冷却部から加熱部へ移動し，液柱先端が位置 HA を通過するときするとき，流路壁温度は低下しはじめている．これは，流路が作動液体で満たされると，流路壁から液柱への対流熱伝達により流路壁が冷却されるためである．そして，液柱が加熱部から冷却部へ移動し，液柱先端が位置 HA を再び通過するとき，流路壁温度は上昇しはじめている．これは，流路壁が液柱で満たされないようになり，流路壁が冷却されないためである．同様に，位置 A1・A2・A3 の流路壁温度においても，それぞれの流路壁温度測定位置において流路が作動液体で満たされるとき，流路壁温度は低下し，それぞれの流路壁温度測定位置において空気に露出するとき，流路壁温度は上昇している．また，位置 A1・A2・A3 での温度振幅と比較して，位置 HA での温度振幅が大きくなっている．これは，位置 HA は，往復振動する液柱先端の移動方向が変化する位置に近く，液柱先端近傍での作動流体の撹拌が強く発生し，流路壁から作動流体への対流熱伝達が大きくなったためであると考えられる．しかし，位置 AC・C1 の流路壁温度に着目すると，流路壁温度はほぼ一定であることがわかる．これは，流路壁面が空気に露出する時間が短く，さらに，位置 C1 では熱容量の大きい冷却水ブロックにより冷却されているためである．また，液柱が到達しない位置 HA の流路壁温度は，一定となっている．前項の単成分系（図 3.11(a-1)）と比較すると，2 成分系（図 3.12(a-1)）の断熱部位置 A1・A2・A3 における温度振幅は小さくなっていることがわかる．これは，2 成分系では，流路壁と液柱の間の対流熱伝達の有無による温度変動のみであったのに対して，単成分系では，作動流体蒸気の凝縮による加熱効果も併せて生じていることを示唆している．

図 3.13(b-1)に，2 成分系で振動中心位置 $x_{\mathrm{c}} = 68.6\,\mathrm{mm}$ の場合における流路壁温度と液柱先端位置の時間変化を示す．これは，図 3.12(b-1)に示す単成分系の場合に近い振動中心位置である．液柱先端位置と流路壁温度変動の関係は，図 3.13(a-1)に示す振動中心位置が冷却部に近い場合と同様の挙動を示している．液柱が冷却部から加熱部へ移動し，流路が

作動液体で満たされると，流路壁から液柱への対流熱伝達により熱が移動した結果，流路壁温度が低下し，液柱が加熱部から冷却部へ移動し，流路壁が液柱で満たされないようになると流路壁が冷却されないため，流路壁温度が上昇している．一方で，振動中心位置が異なる図 3.13(a-1)と図 3.13(b-1)を比較すると，往復振動する液柱先端の移動方向が変化する位置近傍での温度振幅が異なることわかる．具体的には，図 3.13(a-1)の位置 HA の温度振幅と比較して，図 3.13(b-1)の位置 H4 の温度振幅は小さくなっている．これは，位置 H4 が熱容量の大きい加熱ブロックを押し付けることにより加熱しているためであると考えられる．

3.4　蒸気圧力の時間変化

3.4.1　蒸気圧力と液柱先端位置の関係

ヒーター投入電力 $Q_{\mathrm{E}} = 4.73\ \mathrm{W}$，液柱振動振幅 $2S = 72.9\ \mathrm{mm}$，液柱先端の振動中心位置 $x_{\mathrm{c}} = 74.3\ \mathrm{mm}$，振動周波数 $f = 1.81\ \mathrm{Hz}$ の場合における，単成分系の蒸気圧力 P と液柱先端位置 x_{t} の時間変化を図 3.14 に示す．この蒸気圧力は，蒸気チャンバー先端部で測定されたものである．加えて，蒸発・凝縮を無視し，液柱振動に伴う蒸気部分の体積変化による圧力変化を断熱過程として求めた断熱圧力 P_{ad} の時間変化を図 3.14 に併せて示す．この断熱圧力は，

$$P_{\mathrm{ad}}(t) = P_{\mathrm{av}}\left[\frac{V_{\mathrm{c}}}{V(t)}\right]^{\gamma} \tag{3.8}$$

で計算される，ここで，P_{av} は蒸気圧力 P の時間平均値であり，V は蒸気体積，V_{c} は液柱先端位置 x_{t} が振動中心位置 x_{c} であるときの蒸気体積，γは作動流体蒸気の比熱比である．

図 3.14 からわかるように，液柱が加熱部へ前進すると，作動流体蒸気は圧縮されるため，蒸気圧力は高くなる．そして，液柱が冷却部へ後退すると，作動流体蒸気は膨張するため，蒸気圧力は低くなる．また，蒸気圧力 P の振動振幅は，断熱圧力 P_{ad} の振動振幅よりも大きく，断熱圧力の振動振幅の大きさと比較すると，蒸気圧力のそれは約 2 倍であった．これは，作動流体の相変化の影響によるものであると考えられる．液柱先端位置と圧力の関係に着目すると，液柱先端が冷却部を移動するとき，断熱圧力より蒸気圧力の方が低く，作動流体蒸気の凝縮が優勢であることを示す．これは，冷却部が作動流体蒸気に露出し，作動流体蒸気の凝縮が促進されるためである．一方，液柱先端が断熱部および加熱部を移動するとき，断熱圧力より蒸気圧力の方が高く，蒸発が優勢であることを示す．こ

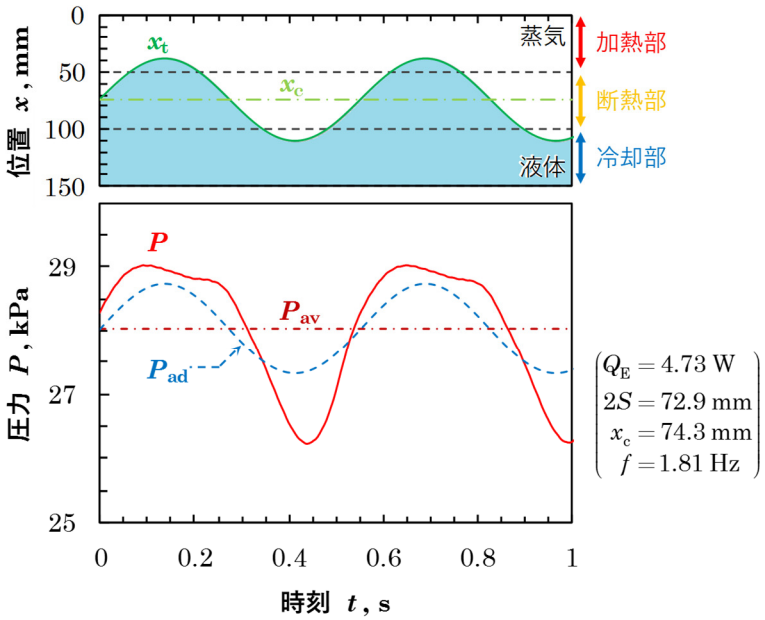
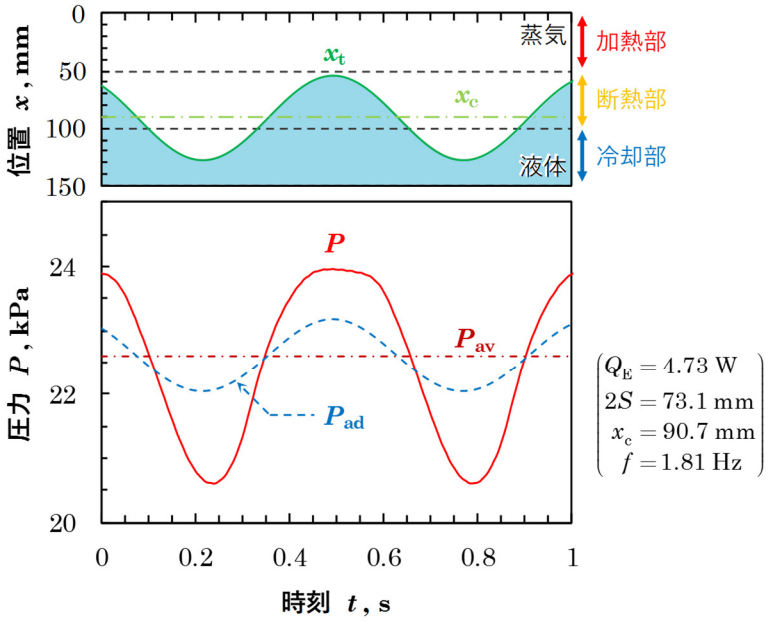
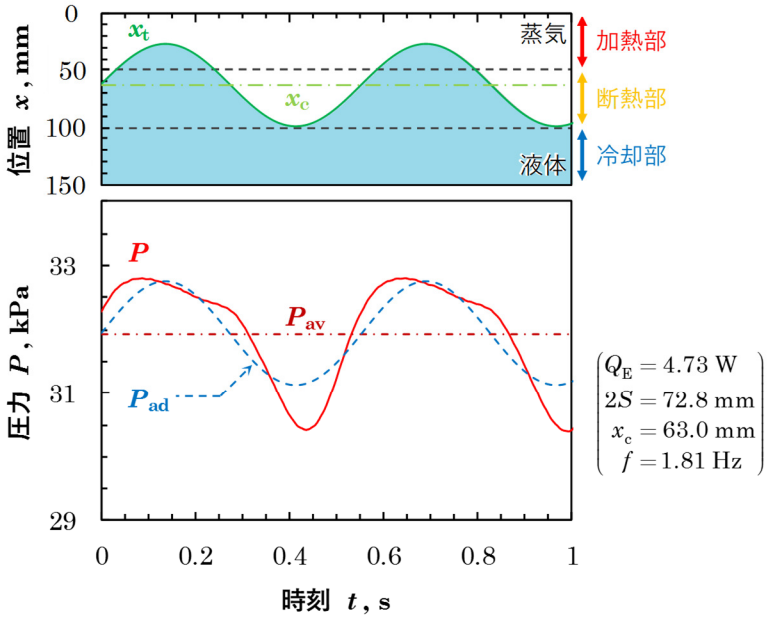


図 3.14 蒸気圧力と液柱先端位置の関係.

れは，加熱部で液膜からの蒸発が連続的に発生しているのに対して，液柱が冷却部を覆い凝縮を抑制するためである．このような理由で，単純な断熱圧縮・断熱膨張の場合と比較して，蒸気圧力の振動振幅が増加していると考えられる．また，振動 1 サイクルにおいて，蒸気圧力の時間平均値より蒸気圧力の方が高くなる時間の割合が高くなっている．これは，振動 1 サイクルあたりの蒸発時間と凝縮時間の割合の違いに起因するものであると考えることができる．蒸発に関しては，液柱が加熱部から冷却部へ後退し流路内壁に液膜を残したときから，再び液柱が冷却部から加熱部へ前進し流路を満たすまで可能である．一方，凝縮に関しては，液柱が冷却部に後退し冷却部が作動流体蒸気に露出したときのみ，作動流体蒸気の凝縮が可能になる．このように，蒸発可能な時間と比較して凝縮可能な時間が短いという時間的な不均衡により，振動 1 サイクルにおいて，蒸気圧力の時間平均値より蒸気圧力が高い時間の方が長くなったと考えられる．以上のような液柱先端位置に対する蒸気圧力の変化は，異なる振動中心位置の場合においても確認することができている．図 3.15 は，図 3.14 と同じ液柱先端の振動振幅および振動周波数で，振動中心位置が異なる場合の蒸気圧力と液柱先端位置の関係を示す．図 3.15(a)は，図 3.14 の場合と比較して振動中心位置が冷却部に近い場合，図 3.15(b)は，振動中心位置が加熱部に近い場合を示す．いずれの振動中心位置においても，断熱圧力の振動振幅と比較して蒸気圧力の振動振幅は大きく，また，振動 1 サイクルにおいて，蒸気圧力の時間平均値より蒸気圧力が高い時間の割合が高くなっていることがわかる．



(a) 振動中心位置 $x_c = 90.7$ mm.



(b) 振動中心位置 $x_c = 63.0$ mm.

図 3.15 種々の振動中心位置における蒸気圧力と液柱先端位置の関係.

つぎに，液柱先端の振動中心位置の違いが，蒸気圧力の時間変化に与える影響について議論する．図 3.15(a)に示す振動中心位置が冷却部に近い場合では，図 3.14 で示した振動中心位置が断熱部中心近傍の場合と比較すると，蒸気圧力の振動振幅が大きくなっている．また，断熱圧力の振動振幅の大きさと比較して，蒸気圧力の振動振幅の大きさは約 3 倍程

度になっている．加えて，振動 1 サイクルにおける，蒸気圧力の時間平均値と比較して蒸気圧力が高い時間の割合は，図 3.14 で示した場合と比較して小さくなっている．一方，図 3.16(b)に示す振動中心位置が加熱部に近い場合では，蒸気圧力の振動振幅が小さくなっている．蒸気圧力の振動振幅の大きさは，断熱圧力の振動振幅の大きさの約 1.5 倍であり，振動中心位置が冷却部に近い場合と比較して圧力の振動振幅が小さくなっている．また，振動 1 サイクルにおける，蒸気圧力の時間平均値と比較して蒸気圧力が高い時間の割合は，図 3.14 で示した場合と比較して大きくなっている．これは，振動中心位置が加熱部に近づくことにより，作動流体蒸気の凝縮に寄与する冷却部が，作動流体蒸気に対して露出する時間が短くなるからである．このように，液柱先端の振動中心位置が変化すると，蒸気圧力の時間変化の挙動が変化することがわかる．以上の蒸気圧力の時間変化には，液柱の往復振動に伴う気体の圧縮・膨脹と作動流体の相変化による蒸発・凝縮の効果の両方が含まれている．そこで，次項では，作動流体の蒸発・凝縮の挙動を把握するために，蒸気圧力の時間変化の実測値から蒸気質量の時間変化を算出し，液柱先端位置と作動流体の相変化挙動の関係の詳細を把握することにする．

3.4.2　蒸気質量の時間変化

前項で議論したように，蒸気圧力の時間変化には，液柱の往復振動に伴う気体の圧縮・膨脹と作動流体の相変化による蒸発・凝縮の効果の両方が含まれている．そこで，作動流体の相変化と液柱先端位置との関係を明らかにするために，作動流体蒸気が理想気体であると仮定し式 (3.9)を用いて，蒸気質量の時間変化を推算した．

$$m = \frac{PV}{RT} \tag{3.9}$$

ここで，P は測定した蒸気圧力，V は蒸気体積，R は作動流体蒸気の気体定数，T はチャンバー中心部で測定した作動流体蒸気温度である．なお，理想気体からのずれの程度を評価する圧縮係数 $Z = Pv/RT$ は，前項で示した図 3.14 の条件において一般化された圧縮係数線図より推算すると $Z = 0.996$ であり，理想気体である $Z = 1$ に近く，作動流体蒸気が理想気体的に振る舞うことが確認されている．また，ここで，式 (3.9)を用いて推算したこの蒸気質量変化は，蒸発と凝縮が同時に生じている場合には両者を合せた正味の蒸気質量変化であることに注意する．図 3.14 で示した蒸気圧力の時間変化の実測値から式 (3.9)を用いて算出した蒸気質量の時間変化を図 3.16 に示す．また，第 3.4 節で定義したように，図 3.16 で示されている飽和位置 x_{sat} は，流路壁温度 T_{w} が作動流体蒸気圧力に対応する飽

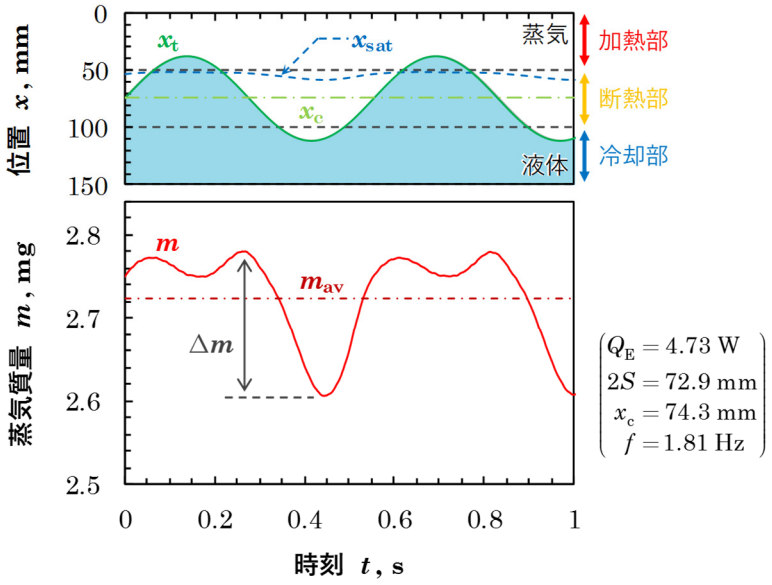
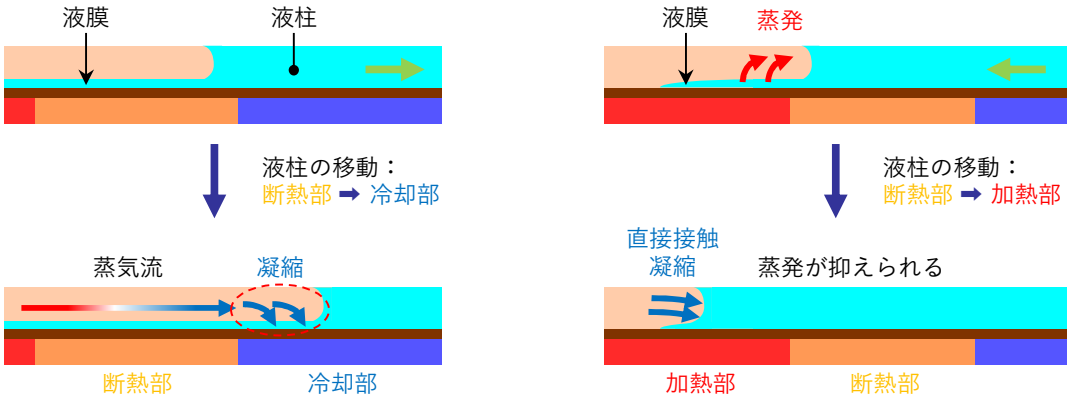


図 3.16 蒸気質量と液柱先端位置の関係.



(a) 液膜への凝縮.　　(b) 液柱先端への直接接触凝縮.

図 3.17 液柱移動と作動流体相変化の関係.

和温度 $T_{sat}(P)$ と等しくなる位置である．よって，この飽和位置より加熱部に近い位置では作動流体は蒸発し，飽和位置より冷却部に近い位置では作動流体は凝縮する．これら流路位置 x，飽和位置 x_{sat} および液柱先端位置 x_t の関係は，式 (3.7)でまとめられている．

つぎに，蒸気質量の時間変化と液柱先端変位の関係について議論する．液柱が加熱部から冷却部に後退するとき ($0.26\,\mathrm{s} < t < 0.45\,\mathrm{s}$)，蒸気質量は減少する．これは，図 3.17(a)で示すように，液柱に覆われていた冷却部の残留液膜が作動流体蒸気に露出し，作動流体蒸気が液膜へ凝縮するためである．そして，液柱が冷却部から加熱部に前進するとき ($0.45\,\mathrm{s} < t < 0.61\,\mathrm{s}$)，蒸気質量は増加している．これは，液柱が後退したときに加熱部に形成した液膜が蒸発するとともに，液柱の加熱部への前進に伴い，凝縮に寄与する冷却部

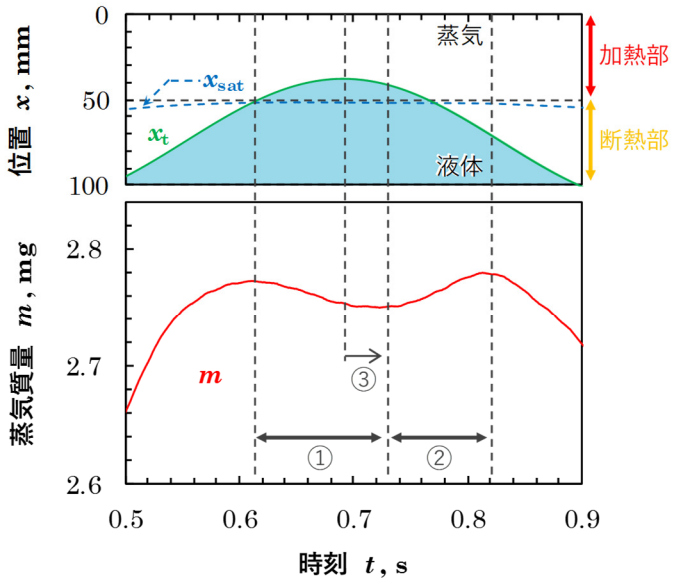
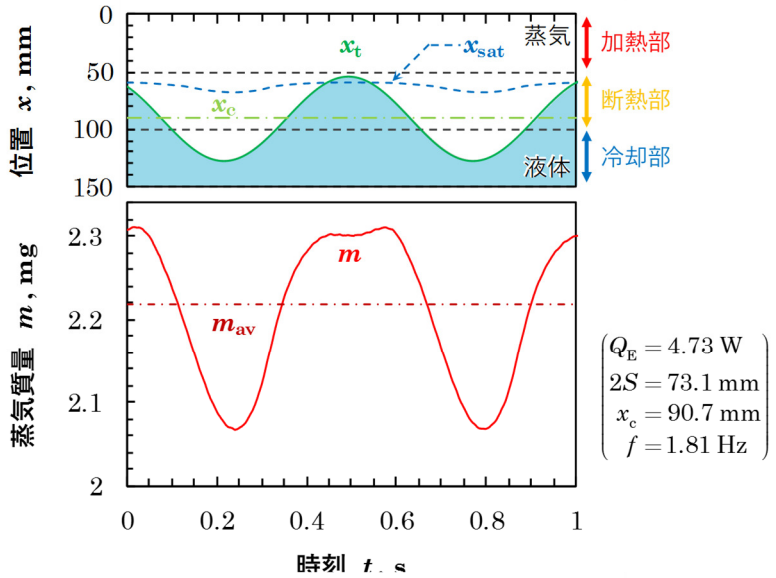


図 3.18 蒸気質量と液柱先端位置の関係（液柱先端が加熱部・断熱部に存在するとき）.

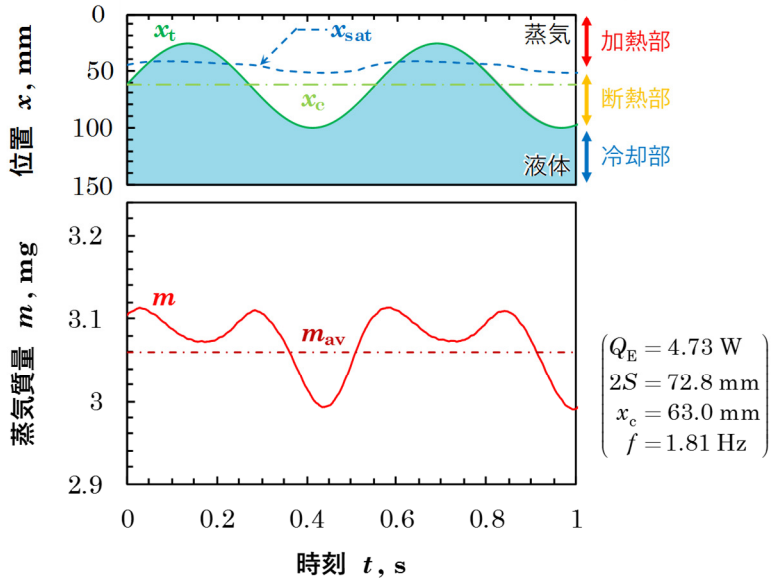
が液柱に覆われ凝縮が抑えられるためである.

さらに，液柱先端が加熱部に存在するとき（$0.61\,\mathrm{s} < t < 0.76\,\mathrm{s}$），蒸気質量変化は特異な挙動を示している．この特異な挙動における液柱先端変位と蒸気質量変化の関係をより明確にするために，図 3.16 で示した蒸気質量の時間変化において液柱先端が加熱部および断熱部に存在するときの時間を拡大して図 3.18 に示す．まず，液柱が断熱部から加熱部に前進し，液柱先端位置がおよそ飽和位置より小さくなるとき（図 3.18 の①），蒸気質量が減少している．これは，図 3.17(b)で示すように，蒸発に寄与する液膜部分が液柱本体に覆われてしまうために蒸発が抑えられるとともに，作動流体蒸気が冷たい液柱へ直接接触凝縮するためである．この直接接触凝縮が発生する理由としては，液柱が冷却部から加熱部へ前進するとき，冷却部で冷やされた作動液体が液柱断面中央部から液柱先端へ押し出されるため，作動流体蒸気から冷たい液柱先端界面への直接接触凝縮が促進されるためであると考えられる．一方，液柱が加熱部から冷却部に後退するとき，液柱断面周囲から流路壁との熱交換により温められた作動液体が液柱先端に巻き上げられるため，作動流体蒸気から液柱先端界面への直接接触凝縮は抑えられると考えられる.

その後，液柱先端位置が加熱部から断熱部に移動すると，再び作動流体蒸気質量が増加している（図 3.18 の②）ことがわかる．これは，液柱が加熱部から後退するときに生じる液膜が蒸発するためである．このとき，図 3.18 の③で示すように，液柱が加熱部から冷却部に後退し残留液膜が形成されても，直ちに作動流体の蒸発により蒸気質量が増加し



(a)　振動中心位置　$x_c = 90.7$ mm.



(b)　振動中心位置　$x_c = 63.0$ mm.

図 3.19 種々の振動中心位置における蒸気質量と液柱先端位置の関係.

なかった．この理由は，冷却部で冷やされた作動液体を液柱が残していくため，残留液膜温度が飽和温度よりも低く，その液膜が加熱部流路壁により温められ蒸発を開始するまでの熱的な時間遅れが生じるためである．

図 3.16 に示すように液柱後退時の蒸気質量変化Δmは約 0.17 mg であることがわかり，これに蒸発潜熱を乗じて熱量に換算すると 0.14 J である．また，第 3.2 節における潜熱輸

送の有効熱伝導率から，図 3.16 における振動条件での潜熱輸送量は 1 周期あたり 0.51 J と推算でき，蒸気質量変化に基づく熱量より大きい値である．このことから，図 3.16 に示される蒸気質量の変化には現れない加熱部での作動流体の蒸発と冷却部での作動流体の凝縮が同時に発生し，効率的に相変化に基づく熱輸送が行われていることがわかる．これは，前節の流路壁温度の時間変化からも示唆された結果である．

図 3.18 に図 3.16 とは異なる振動中心位置における蒸気質量と液柱先端位置の関係を示す．図 3.18(a)は振動中心位置が冷却部に近い場合，図 3.18(b)は振動中心位置が加熱部に近い場合である．振動中心位置が変化すると，液柱先端が加熱部近傍に存在するときの直接接触凝縮による蒸気質量変化が変化することがわかる. 図 3.18(a)に示す振動中心位置が冷却部に近い場合では，液柱先端が加熱部に浸入したときの直接接触凝縮による蒸気質量の減少はほとんどなく，液柱先端が加熱部近傍に存在するとき，蒸気質量は一定となっている．これは，振動中心位置が冷却部に近づいたことで，加熱部へ前進する液柱が蒸発する残留液膜を覆うことによる蒸発を抑える時間が短くなったからである．一方，図 3.18(b)に示す振動中心位置が加熱部に近い場合では，直接接触凝縮による蒸気質量減少量は大きくなった．これは，液柱先端が加熱部に深く浸入することにより，液柱先端が加熱部に滞在する時間が長くなり，残留液膜の蒸発が抑えられる時間が長くなるためである．

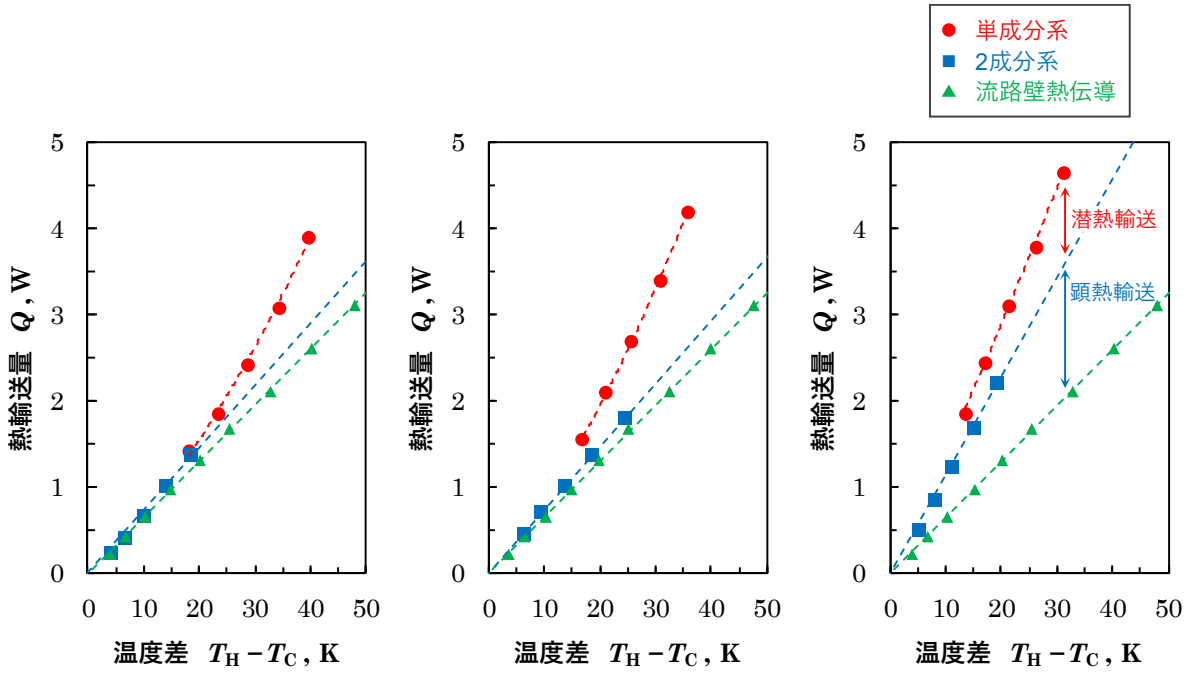
3.5　熱輸送特性に対する作動流体の種類の影響

ここまで，作動流体としてエタノールを用いて，液柱振動条件が熱輸送性能に及ぼす影響を検討するとともに，蒸気圧力の時間変化測定から蒸気質量の時間変化を推算し，蒸気質量変化と液柱先端位置の関係を調べた結果，液柱振動に伴い流路内壁に生じる液膜の相変化による潜熱輸送のメカニズムが明らかにされた．本節では，エタノールに加えて，FC-72 およびイオン交換水を作動流体として用いて実験を行うことで，作動流体の種類が熱輸送特性に及ぼす影響を検討した．なお，これまで示してきた実験結果は，図 2.1 に示すような水平に設置された流路において得られたものであったが，本節における実験結果は，垂直に設置された流路において上部を加熱して（垂直トップヒート），得られたものである．垂直トップヒートを選択した理由は，FC-72 を作動流体として使用したとき，水平設置流路では安定な液柱振動を得ることができなかったためである．液柱振動条件は，液柱先端の振動振幅 $2S = 72 \pm 1$ mm，振動中心位置 $x_c = 75 \pm 2$ mm，振動周波数 $f = 1.42 \pm 0.02$ Hz で一定とした．このとき，振動中心位置は断熱部中心であり，液柱先端は加熱部・冷却部にそれぞれ 11 mm 浸入することになる．この液柱振動条件を一定の

もと，種々のヒーター投入電力に対して実験を行い，熱輸送量と加熱部－冷却部温度差の関係（熱輸送特性）を求め，作動流体の種類が熱輸送特性に及ぼす影響を議論する．

3.5.1　熱輸送特性

図 3.20 に熱輸送量と加熱部－冷却部温度差の関係を示す．ここで，加熱部－冷却部温度差として，加熱部流路壁平均温度と冷却部流路壁平均温度の温度差を用いた．単成分系の結果は●印で示され，2 成分系の結果は■印で示されている．▲印は作動流体を封入しない場合，すなわち流路壁熱伝導のみで熱が輸送される場合の結果であり，図 3.20(a), (b), (c)で共通である．はじめに，図 3.20(a)に示す FC-72 の熱輸送特性について議論する．2 成分系の場合は，温度差に比例して熱輸送量が増加している．一方，単成分系においては，温度差が増加するにつれ温度差に対する熱輸送量の増加率が増加していることがわかる．また，図 3.20(b)に示すエタノールの熱輸送特性は，単成分系・2 成分系のいずれにおいても，FC-72 の場合と同様の傾向を示している．しかし，単成分系における同じ温度差に対する熱輸送量を比較すると，エタノールの熱輸送量は，FC-72 のそれよりも大きくなっている．最後に，図 3.20(c)に示す水の熱輸送特性について議論する．2 成分系の熱輸送特性は，FC-72・エタノールの場合と比較して，温度差に対する熱輸送量の増加率が大きくな



(a) FC-72.　(b) エタノール.　(c) イオン交換水.

図 3.20 種々の作動流体における熱輸送量と温度差の関係.

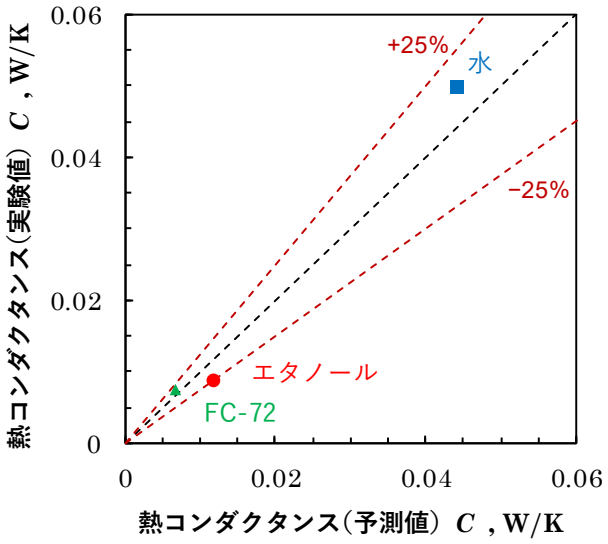


図 3.21 熱コンダクタンスの実験値と予測値の比較.

っている．また，単成分系の熱輸送特性は，FC-72 やエタノールの場合と異なり，熱輸送量が温度差に対して直線的に増加していることがわかる．次節から，これら熱輸送特性に基づき，液柱の往復振動により生じる顕熱輸送・潜熱輸送に関して議論する．

3.5.2　顕熱輸送

図 3.20 に示す熱輸送量と加熱部－冷却部温度差の関係において，2 成分系の熱輸送量から，同じ温度差のときの流路壁熱伝導による熱輸送量を差し引いて求めた熱輸送量は，液柱の往復振動に伴う流路壁と作動流体の間の対流熱伝達による顕熱輸送量であると考えることができる．そこで．流路壁熱伝導と 2 成分系の熱輸送特性のそれぞれに対して原点を通る直線でフィッティングを行い，流路壁熱伝導と 2 成分系の熱コンダクタンスを求めた．これら熱コンダクタンスの差から顕熱輸送による熱コンダクタンスを算出した．この実験結果に基づいて算出した熱コンダクタンスと円管流路内を完全に作動液体で充満して往復振動させる場合（ドリームパイプ）の有効熱伝導率の予測式である修正 Watson の式[50]により算出した熱コンダクタンスの比較を図 3.21 に示す．ここで，流路断面積 (2×2 mm^2)，加熱部－冷却部中心距離 (105 mm) を用いて，有効熱伝導率を熱コンダクタンスに換算した. 図 3.20 から, 実験から得られた顕熱輸送の熱コンダクタンスは, 修正 Watson の式により推算される熱コンダクタンスに対して，いずれの作動流体においても±25 %の範囲で一致することがわかる．これから，2 成分系における熱輸送の熱物性値依存性は，ドリームパイプのそれと同様であることがわかる．

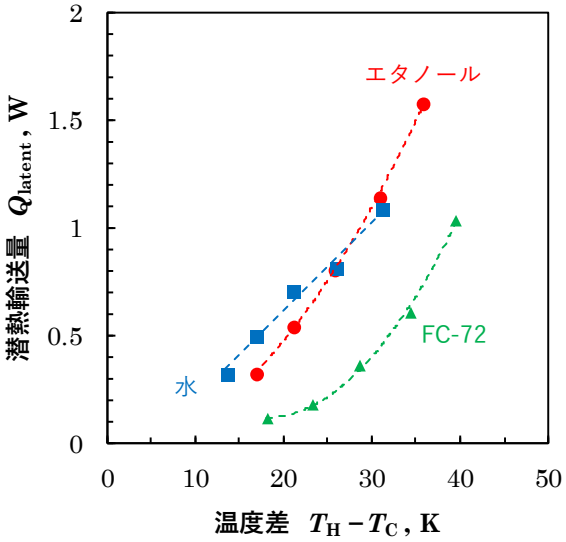


図 3.22 潜熱輸送量と温度差の関係.

3.5.3　潜熱輸送

図 3.20 に示す熱輸送量と加熱部－冷却部温度差の関係において，単成分系の熱輸送量から，同じ温度差のときの 2 成分系の熱輸送量を差し引いて求めた熱輸送量は，作動流体の相変化による潜熱輸送量であると考えることができる．この潜熱輸送量と温度差の関係を図 3.22 に示す．FC-72・エタノールの場合は，温度差が増加するにつれ，温度差に対する潜熱輸送量の増加率が上昇していることがわかる．これは，温度差が増加するにつれ，蒸発熱伝達係数が増加していることを意味する．この理由は，次の通りである．これまで議論してきたように，液柱が加熱部から冷却部に後退するとき，流路壁面上に液膜を残すことが，高速度ビデオカメラによる観察により確認されている．このとき，加熱部で液膜が蒸発し，冷却部でその蒸気が凝縮することにより，作動流体の相変化による潜熱輸送がなされている．ここで，液膜厚さ方向の温度分布が直線的であるとすると，蒸発熱伝達係数は作動流体の熱伝導率を液膜厚さで除することで求められる．すなわち，液膜厚さが減少すると，蒸発熱伝達係数は増加することになる．このことから，温度差が増加するにつれ，液柱が加熱部から冷却部に後退している間における液膜の蒸発量が増大し，液膜厚さが減少した結果，振動 1 サイクルあたりの平均での蒸発熱伝達係数が増加したと考えられる．一方，水の場合，温度差が増加するにつれ，およそ直線的に潜熱輸送量が増加していることがわかる．これは，蒸発熱伝達係数が一定であることを意味する．この理由は，前述の FC-72（$h_{fg} = 88$ kJ/kg）・エタノール（$h_{fg} = 855$ kJ/kg）の蒸発潜熱 h_{fg} と比較して，

水の蒸発潜熱（$h_{\mathrm{fg}} = 2257\ \mathrm{kJ/kg}$）は大きいため，液膜の蒸発による液膜厚さの減少が小さくなったからであると考えられる．

3.6　液膜蒸発による潜熱輸送のモデル化

ここまで，種々の液柱振動条件および作動流体における，流路内を往復振動する液柱による熱輸送の詳細を実験的に調査してきた．これにより，流路内を往復振動する流路壁内面に生ずる液膜が，潜熱輸送において重要な役割を果たすことが示された．そこで，本節では，液柱の往復振動に伴い生じる液膜における相変化に着目をして，作動流体の相変化による潜熱輸送のモデル化を行い，実験結果と比較することで潜熱輸送の定量的な予測が可能になることを示す．

3.6.1　液膜蒸発モデル

図 3.23 に示すように，1 次元的な液膜に関して，時間 $\mathrm{d}t$ の間に気液界面で生じる蒸発により，厚さ $\mathrm{d}\delta$だけ薄くなる場合の熱収支を考える．このとき，液膜内での温度分布は直線分布として，気液界面温度 T_{sat} と流路壁温度 T_{w} は時間的に一定であるとする．気液界面における単位面積あたりの熱量のつりあいを考えると，液膜厚さδは時刻 t の関数であることに注意すると，式 (3.10)の関係が得られる．

$$-\rho_{\mathrm{L}} \cdot h_{\mathrm{fg}} \cdot \mathrm{d}\,\delta = \frac{k_{\mathrm{L}}}{\delta}\left(T_{\mathrm{w}} - T_{\mathrm{sat}}\right)\mathrm{d}\,t \tag{3.10}$$

ここで，ρ_{L} は作動液体の密度，h_{fg} は作動流体の蒸発潜熱，k_{L} は作動液体の熱伝導率である．つぎに，式 (3.10)の微分方程式を解くための初期条件を考える．蒸発開始時の液膜厚さδ_0は，液柱振動条件により流体力学的に決定されるものとして，初期条件は，

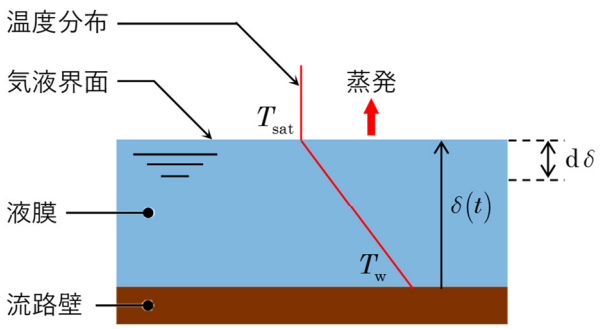
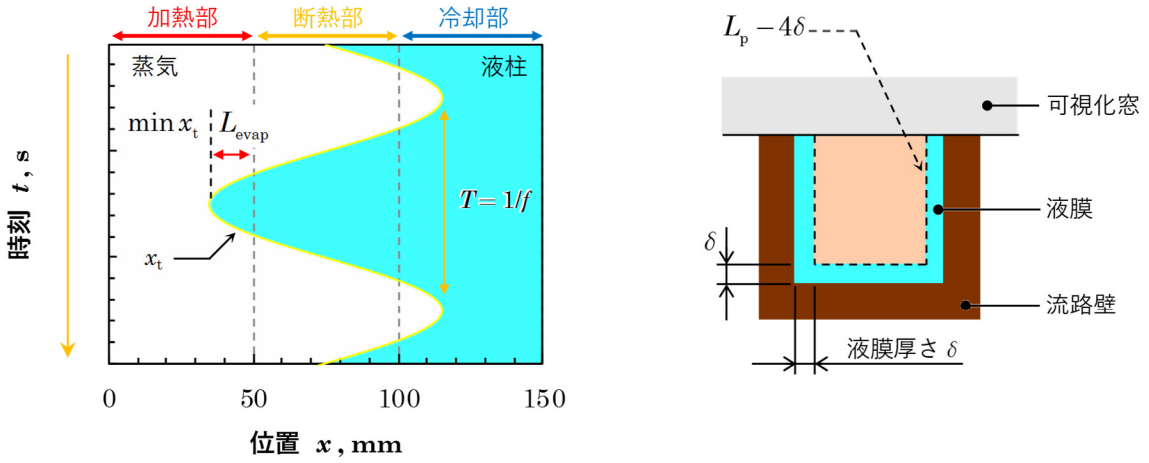


図 3.23 液膜蒸発モデル．



(a) 液柱先端変位と平均飽和位置の関係.　　(b) 流路断面.

図 3.24 液膜蒸発モデルにおける各パラメーターの定義.

$$\delta\big|_{t=0} = \delta_0 \tag{3.11}$$

とする．式 (3.11)の初期条件のもと式 (3.10)の微分方程式を解くと，液膜厚さδは,

$$\delta(t) = \sqrt{\delta_0^2 - \frac{2k_L \cdot \Delta T_{sat}}{\rho_L \cdot h_{fg}} \cdot t} \tag{3.12}$$

が得られる．この液膜厚さδで作動流体の熱伝導率 k_L を除することで用いることで，式 (3.13)で示すように，時間変化する蒸発熱伝達係数 h を求めることができる．

$$h(t) = \frac{k_L}{\delta(t)} \tag{3.13}$$

以上より，振動 1 サイクルの間の時間平均潜熱輸送量は,

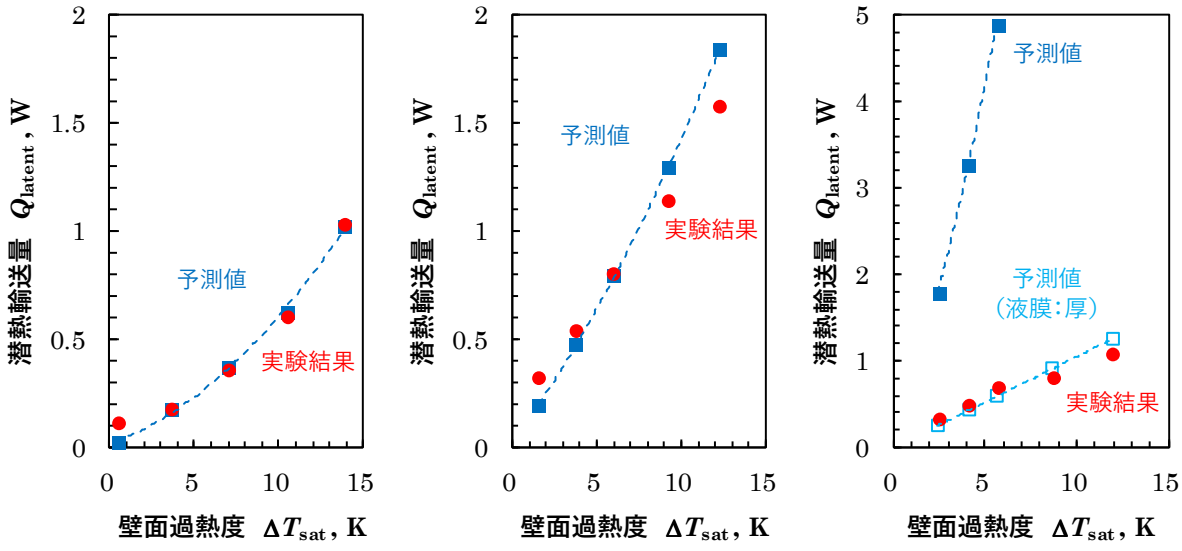
$$\bar{Q}_{latent} = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} A_{evap} \cdot h \cdot \Delta T_{sat}\, \mathrm{d}t \tag{3.14}$$

と求めることができる．ここで，τは液膜が蒸発する特性時間で，振動周波数の逆数$1/f$ とする．また液膜の蒸発面積は,

$$A_{evap} = L_{evap}\left(L_p - 4\delta\right) \tag{3.15}$$

と定義する．ここで，蒸発する液膜の長さは,

$$L_{evap} = L_h - \min x_t \tag{3.16}$$



(a) FC-72.　　(b) エタノール.　　(c) イオン交換水.

図 3.25 潜熱輸送量と壁面過熱度の関係の予測値と実験値の比較.

と定義し，図 3.24(a)で示すように，液柱先端が加熱部に浸入する長さである．また，図 3.24(b)で示すように，L_p は流路内壁の濡れ縁長さ（流路内壁銅部分）であり，液膜厚さの変化を考慮した蒸発液膜面積になっている．過熱度は，流路壁温度と飽和温度の差

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat} \tag{3.17}$$

である．以上から，式 (3.12)–式 (3.14)を併せると，時間平均潜熱輸送量は，

$$\bar{Q}_{latent} = \frac{L_{evap} \cdot L_p \cdot \rho_L \cdot h_{fg}}{\tau} \cdot \left[\delta_0 - \sqrt{\delta_0^2 - \frac{2k_L \cdot \Delta T_{sat}}{\rho_L \cdot h_{fg}} \cdot \tau} \right] - 4L_{evap} \cdot k_L \cdot \Delta T_{sat} \tag{3.18}$$

の形で表現することができる．

3.6.2　液膜蒸発モデルによる予測値と実験結果の比較

つぎに，ここまでの液膜蒸発のモデル化により得られた式 (3.18)で求められる時間平均潜熱輸送量の予測値と実験的に得られた潜熱輸送量を比較することにする．比較に用いる実験結果は，前節で作動流体の種類の潜熱輸送への影響を議論したものである．図 3.22 では潜熱輸送量と加熱部－冷却部温度差の関係で整理していたが，図 3.25 では，潜熱輸送量と壁面過熱度の関係として整理している．図 3.25 に種々の作動流体における潜熱輸送量と壁面過熱度の関係の予測値と実験値の比較を示す．実験結果を●印，予測値を■印

で示している．ここで，初期液膜厚さδ_0として，正方形断面流路において等速で移動する液柱により生じる液膜厚さの予測式[51]に基づき正方形断面流路の四辺に一定の厚さで液膜が存在すると仮定することで算出した平均液膜厚さを採用した．またこのとき，液柱の代表速度として時間平均速度を用いた．図 3.25 からわかるように，図 3.25(a)で示される FC-72 および図 3.25(b)で示されるエタノールの場合では，実験結果と予測値はよく一致しており，壁面過熱度の増加に対する潜熱輸送量の増加率が増加するという特徴的な挙動だけではなく，定量的にも一致している．一方，図 3.25(c)で示されているイオン交換水の場合では，実験結果と予測値は一致しておらず，実験結果に対して予測値は約 6 倍大きい値になっている．また，モデルを用いた予測では壁面過熱度が 6 °C を超える場合，液膜の蒸発が進行した結果，液膜厚さが 0 となるドライアウトが生じた．この液膜蒸発モデルによる予測値と実験結果との相違は，液膜蒸発モデルで仮定した液膜の挙動と実際の液膜の挙動の差異に起因するものであると考えられる．液膜蒸発モデルでは，流路壁面上に形成された液膜は静止していると仮定している．実験において，作動流体として FC-72 およびエタノールを用いた場合では，液柱が加熱部から冷却部へ向けて後退するときに流路内壁面上に生じる液膜はおよそ静止していることが，目視および高速度ビデオカメラを用いた流路内液膜挙動の撮影により観察されている．これは，液膜蒸発モデルの仮定と合致する結果である．一方，作動流体としてイオン交換水を用いた場合では，液柱移動時に生じる液膜が静止していないことが観察されている．これは，水の表面張力が大きいためであり，流路壁面上に形成された薄液膜が環状にまとまり，液膜厚さを増しながら，流下していく過程が観察されている．このため，予測値で用いた初期液膜厚さδ_0を過小に評価し，蒸発熱伝達係数が大きくなった結果，実験結果と比較して潜熱輸送量の予測値が大きくなったと考えられる．そこで，図 3.25(c)で示すイオン交換水の場合において，液膜厚さ予測式[51]で求められた初期液膜厚さを 5.5 倍に厚くして計算した結果を□印で示す．すると，潜熱輸送量と壁面過熱度の関係において，実験で得られた潜熱輸送量と予測値が合致するようになり，およそ定性的かつ定量的に潜熱輸送量を予測できることがわかる．実験における流路内液膜挙動の観察と予測モデルにおける初期液膜厚さを変化させた検討を併せると，作動流体としてイオン交換水を用いた場合では，作動流体の表面張力が大きいため，流路内壁面上に薄液膜が安定して存在することができず，環状にまとまり液膜厚さが厚くなった結果，蒸発熱伝達係数が小さくなり，FC-72 およびエタノールと比較して潜熱輸送量が減少したと考えられる．

第 4 章

液柱振動による顕熱輸送の数値解析

4.1　はじめに

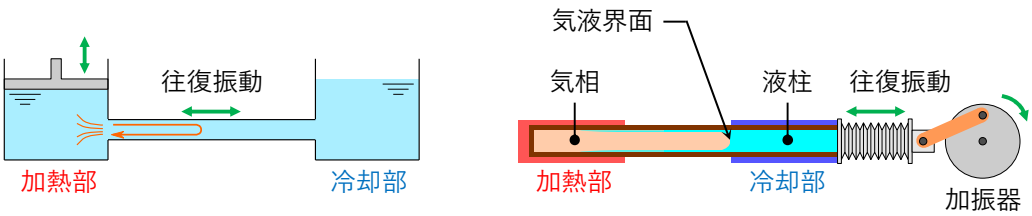
本章では，正方形断面流路内で往復振動する液柱における流れ場と温度場について数値解析を行い，その数値解析から得られた液柱振動による顕熱輸送の熱輸送量や断熱部流路壁温度分布などを前章の 2 成分系における実験結果と比較するとともに，液柱の往復振動に伴う顕熱輸送機構の詳細について検討を行った．

4.2　流動状態の推定

本節では，2 成分系において流路内を往復振動する液柱の流動状態について検討を行った結果を整理する．図 4.1(a)に示すようなドリームパイプ[15]に代表される管内単相振動流では，層流振動の乱流遷移条件が 2 つの無次元数$\phi = 2S\sqrt{\omega/\nu}$ および$\mathrm{Wo} = D/2\sqrt{\omega/\nu}$ により与えられる[52]ことが知られている．ϕは振動流における Stokes 境界層厚さ$\sqrt{2\nu/\omega}$ を代表長さとする Reynolds 数であり，Wo は Womersley 数であり，管半径$D/2$ を代表長さとした Reynolds 数である．ここで，S は流路内作動液体の振動振幅，ωは角周波数，νは動粘性係数である．本研究の 2 成分系では図 4.1(b)に示すように気液界面が存在し，この管内単相振動流と異なる点はあるものの，いずれも管内を作動流体が往復振動する点は共通であるため，往復振動する液柱における顕熱輸送を数値解析により検討するにあたり，前述した管内単相振動流で流動状態の推定に用いられる 2 つのパラメーターϕおよび Wo を用いて，流路内を往復振動する液柱の流動状態を推定することにした．本研究のエタノールを用いた実験において，振動周波数$1\ \mathrm{Hz} \leq f \leq 3\ \mathrm{Hz}$ の場合における Womersley 数は，

$$2.57 \leq \mathrm{Wo} \leq 4.44 \tag{4.1}$$

となる．また，本研究で実験を行った振動振幅$50\ \mathrm{mm} \leq 2S \leq 100\ \mathrm{mm}$ の場合におけるパ



(a) ドリームパイプでの単相振動流.　　(b) 本研究における液柱振動流.

図 4.1 作動流体が往復振動することによる顕熱輸送.

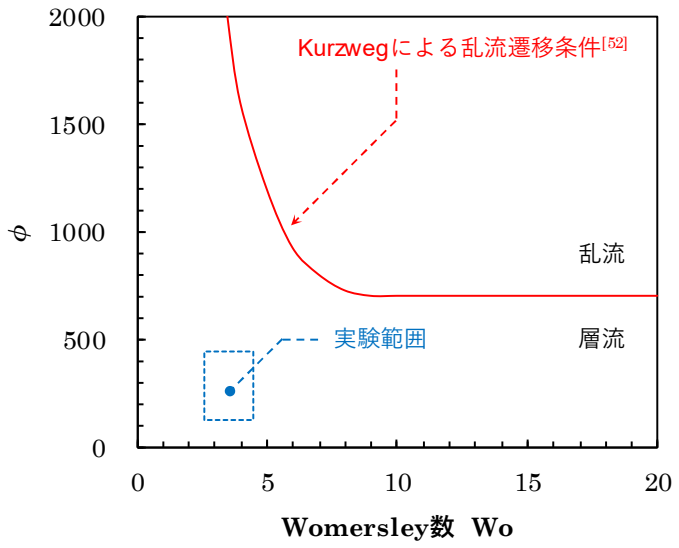


図 4.2 Wo-ϕマップにおける実験範囲と乱流遷移条件.

ラメーターϕは,

$$128 \leq \phi \leq 444 \tag{4.2}$$

となる．これら本研究で実験を行った液柱振動条件に対応する範囲を Wo-ϕマップ上に破線で図 4.2 に示す．また，図 4.2 には Kurzweg による乱流遷移条件[52]も併せて示している．破線で囲まれた本研究の実験範囲は，Kurzweg による乱流遷移条件と比較して，Wo およびϕのいずれも小さく，流路内を往復振動する液柱の流動状態は層流であると推定することができる．

4.3　数値解析方法

図 4.3 に，正方形断面流路内で振動する液柱の解析モデルを示す．本解析においては，液柱の往復振動により形成される液膜は考慮せず，液柱先端の端面は平面で近似し，液柱を直方体として取り扱うことにする．実験において流路冷却部端で測定された作動液体温度は冷却部流路壁温度とほぼ等しかったことから，計算モデルでは流路および液柱を冷却部側に延長し，実験での流路冷却部端における作動液体の流入・流出を模擬した．加熱部流路壁温度分布，冷却部流路壁温度分布，液柱振動振幅 $2S$，液柱先端の振動中心位置 x_c，および振動周波数 f は，実験値を与えて計算を行い，その結果得られる断熱部流路壁温度分布および熱輸送量を実験結果と比較する．この断熱部流路壁温度は，往復振動する液柱と流路壁の間の熱交換を考慮して，流路壁の非定常温度変化を解いた．

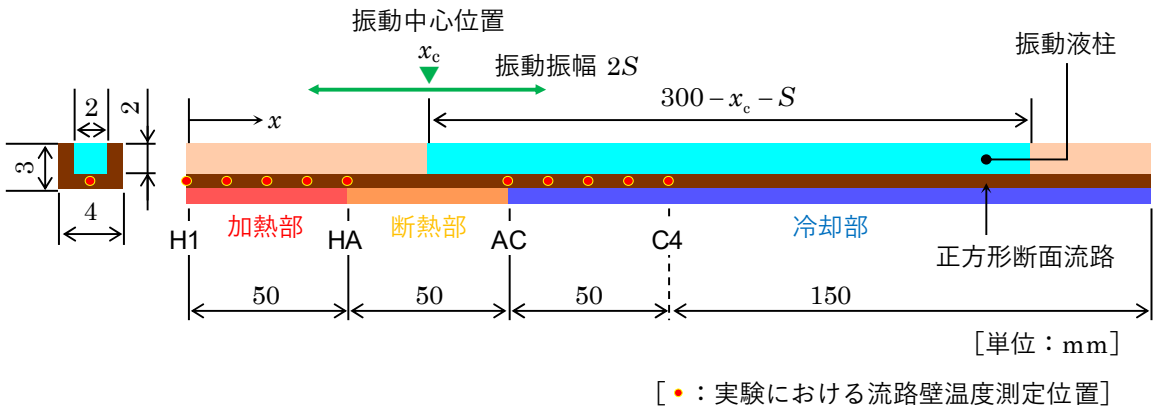


図 4.3 流路内で往復振動する液柱の解析モデル.

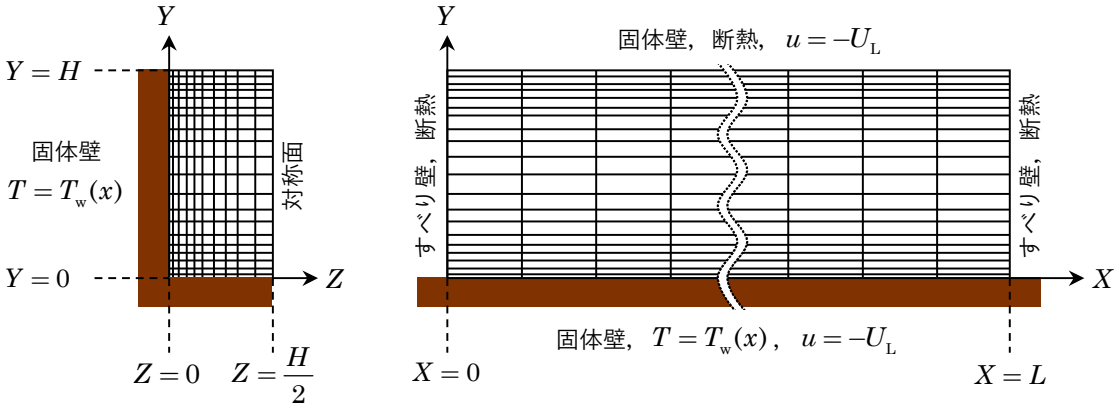


図 4.4 振動する液柱における速度場と温度場の計算格子と境界条件.

図 4.4 に，この液柱内の速度場と温度場を解くための座標系と計算格子を示す．座標 X は液柱先端を原点とする流れ方向距離，Y は底面を原点とする高さ方向距離，Z は壁面を原点とする奥行き方向距離であり，これらの座標系は液柱とともに移動する．また，流路の高さと幅を H，液柱長さを L とする．Z 方向の計算領域長さは，場の対称性から片側のみ（$0 \le Z \le H/2$）とする．計算格子として，壁近くおよび液柱両端（$X = 0, L$）付近での速度および温度変化が急峻であることから，壁近くおよび液柱両端付近では格子サイズを小さくし，これら境界から離れるにつれ格子サイズが一定の比率で増加する不等間隔格子を用いた．以下で述べる結果では，Y 方向，Z 方向の最小格子サイズを $H/40$ とし，X 方向の最小格子サイズを $H/2$ とし，いずれの方向にも格子サイズを 1.05 の比率で等比級数的に増加させた．ただし，格子サイズの最大値は，Y 方向・Z 方向には $H/20$，X 方向には $10H$ とした．また，断熱部壁温を解く場合の格子サイズは，$\Delta x = 0.5$ mm とした．なお，これら最小格子サイズを上記の値の 1/2 として計算を行ったが，伝熱量の計算結果に格子サイズの違いによる相違はなかった．

流路内を往復振動する液柱内の速度場と温度場の支配方程式および境界条件は，以下の通りである．

支配方程式

連続の式
$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{4.3}$$

Navier-Stokes 方程式
$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \left(\mathbf{u} \cdot \nabla\right)\mathbf{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p^* + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \tag{4.4}$$

エネルギー方程式
$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u}T\right) = \alpha \nabla^2 T \tag{4.5}$$

ここで,

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u & v & w \end{pmatrix}^{\mathrm{T}} \tag{4.6}$$

$$\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial X} & \frac{\partial}{\partial Y} & \frac{\partial}{\partial Z} \end{pmatrix}^{\mathrm{T}} \tag{4.7}$$

$$p^* = p + \rho \frac{\mathrm{d}U_{\mathrm{L}}}{\mathrm{d}t} X \tag{4.8}$$

である．

境界条件

$$X = 0, L: \quad u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial X} = 0 \tag{4.9}$$

$$Y = 0: \quad u = -U_{\mathrm{L}}, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad T = T_{\mathrm{w}} \tag{4.10}$$

$$Y = H: \quad u = -U_{\mathrm{L}}, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 \tag{4.11}$$

$$Z = 0: \quad u = -U_{\mathrm{L}}, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad T = T_{\mathrm{w}} \tag{4.12}$$

$$z = \frac{H}{2}: \quad \frac{\partial u}{\partial Z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial Z} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial Z} = 0 \tag{4.13}$$

ここで，U_{L} は振動する液柱速度である．液柱振動振幅 S，液柱先端の振動中心位置 x_{c}，および振動周波数 f の実験値を用いると，液柱先端位置は,

$$x_{\mathrm{L}} = S \sin\left(2\pi f \cdot t\right) + x_{\mathrm{c}} \tag{4.14}$$

で表されることから，式 (4.14)を時刻 t で微分することにより，振動する液柱速度は，

$$U_{\mathrm{L}} = \frac{\mathrm{d}x_{\mathrm{L}}}{\mathrm{d}t} = 2\pi f S \cos\left(2\pi f \cdot t\right) \tag{4.15}$$

で与えられる．

つぎに，流路壁熱伝導について考える．付録 C において，周期的熱伝導における流路壁厚さ方向の温度分布を検討しており，今回検討する液柱振動条件においては，流路壁断面内において温度はおよそ一様であることが確認されている．そこで，断熱部流路壁温度 T_{w} は，流路壁断面内において一様であると仮定し，1 次元非定常熱伝導方程式

$$A_{\mathrm{w}}\rho_{\mathrm{w}}c_{\mathrm{w}}\frac{\partial T_{\mathrm{w}}}{\partial t} = A_{\mathrm{w}}k_{\mathrm{w}}\frac{\partial^2 T_{\mathrm{w}}}{\partial X^2} + Q_{\mathrm{w}}\left(x,t\right) \tag{4.16}$$

により断熱部流路壁温度の時間変化を解く．ここで，A_{w} は流路壁断面積，ρ_{w} は流路壁密度，c_{w} は流路壁比熱，k_{w} は流路壁熱伝導率である．また，$Q_{\mathrm{w}}\left(x,t\right)$ は x 方向単位長さあたりの液柱から流路壁への伝熱量であり，流体の温度勾配により，

$$Q_{\mathrm{w}}\left(x,t\right) = 2\int_0^{H/2} k\left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)_{Y=0}\mathrm{d}Z + 2\int_0^{H} k\left(\frac{\partial T}{\partial Z}\right)_{Z=0}\mathrm{d}Y \tag{4.17}$$

で与えられる．ここで，k は作動液体（エタノール）の熱伝導率である．以上の式 (4.3)–式 (4.5)・式 (4.16)を時間発展に解き進め，周期定常解を求める．式 (4.3)・式 (4.4)に基づき，速度場を解く際には，SMAC 法とスタガードメッシュを用い，対流項には 1 次風上法を用いた．エネルギー方程式である式 (4.5)の時間前進には，Euler 陽解法を用い，流路壁の非定常熱伝導方程式である式 (4.16)の時間前進には完全陰解法を用いた．以上の計算により，周期定常状態が得られた後，熱輸送量 Q_{total} を式 (4.18)で求め，実験値との比較を行った．

$$Q_{\mathrm{total}} = Q_{\mathrm{cond}} + Q_{\mathrm{hex}} \tag{4.18}$$

ただし，

$$Q_{\mathrm{cond}} = -A_{\mathrm{w}}k_{\mathrm{w}}\left(\frac{\mathrm{d}\overline{T}_{\mathrm{w}}}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{HA}} \tag{4.19}$$

$$Q_{\mathrm{hex}} = -\int_{\mathrm{A1}}^{\mathrm{HA}} \overline{Q}_{\mathrm{w}}(x)\,\mathrm{d}x \tag{4.20}$$

ここで，$\overline{T}_{\mathrm{w}}$ および $\overline{Q}_{\mathrm{w}}$ は，振動 1 周期についての時間平均を表す．式 (4.19)は，加熱部－

断熱部境界（位置 HA）における温度勾配を用いた流路壁の熱伝導による熱輸送であり，式 (4.20)は，液柱が加熱部に浸入したとき，加熱部が液柱により直接冷却されることによる熱輸送を表す.

4.4　数値解析結果

本節では，前節で示した数値解析手法を用いて得られた断熱部流路壁温度分布および熱輸送量と第 3.1.2 項で議論した 2 成分系の実験結果と比較する.

4.4.1　断熱部流路壁温度分布

図 4.5 に種々の液柱先端の振動中心位置 x_c における，無次元断熱部流路壁温度分布の数値解析結果および 2 成分系の実験により得られた実験結果の比較を示す．数値解析結果が実線で，実験結果が塗りつぶしのシンボルで示されている．このとき，液柱振動振幅 $2S$ および液柱振動周波数 f は一定である．また，図 4.5 では，振動中心位置が大きい，すなわち冷却部に近い場合から加熱部に近い場合の順に並べられている．無次元断熱部流路壁温度分布Θは，数値解析により得られた断熱部流路壁温度分布 T_w を前章の式 (3.2)の定義を用いて換算した．ここで，数値解析における断熱部流路壁温度分布は，振動の 1 周期について時間平均したものである．図 4.5 から，いずれの振動中心位置における数値解析により求められた断熱部流路壁温分布も，実験から得られた流路壁温度分布に対して，良好な一致を示すことがわかる．さらに，2 成分系の実験からは十分にとらえることができなかった詳細な断熱部温度分布を得ることができた．図 4.5 の数値計算により得られた種々の振動中心位置における無次元流路壁温度分布をまとめて図 4.6(a)に示す. また, 図 4.6(a)中の破線は，断熱部における熱輸送が流路壁熱伝導のみで行われると仮定したときの温度分布を示す．図 4.6(a)から振動中心位置が変化すると断熱部流路壁無次元温度分布が変化することがわかる.

図 4.6(a)で示した振動中心位置に対する断熱部流路壁無次元温度分布の差異を明確にするために，各振動中心位置に対する無次元温度分布Θから，図 4.6(a)において破線で示した単純熱伝導の場合の温度分布Θ_{cond}を差し引いた結果を図 4.6(b)に示す．これから，実験からは十分にとらえることができなかった液柱先端の振動中心位置に対する断熱部温度分布の変化をみることができる．振動中心位置が加熱部に近づくと，断熱部での温度分布の下に凸の程度が小さくなり，直線分布に近づくことがわかる．この理由は，次の通りである．ドリームパイプの場合と同様に，流路内が完全に作動液体で満たされている場合，

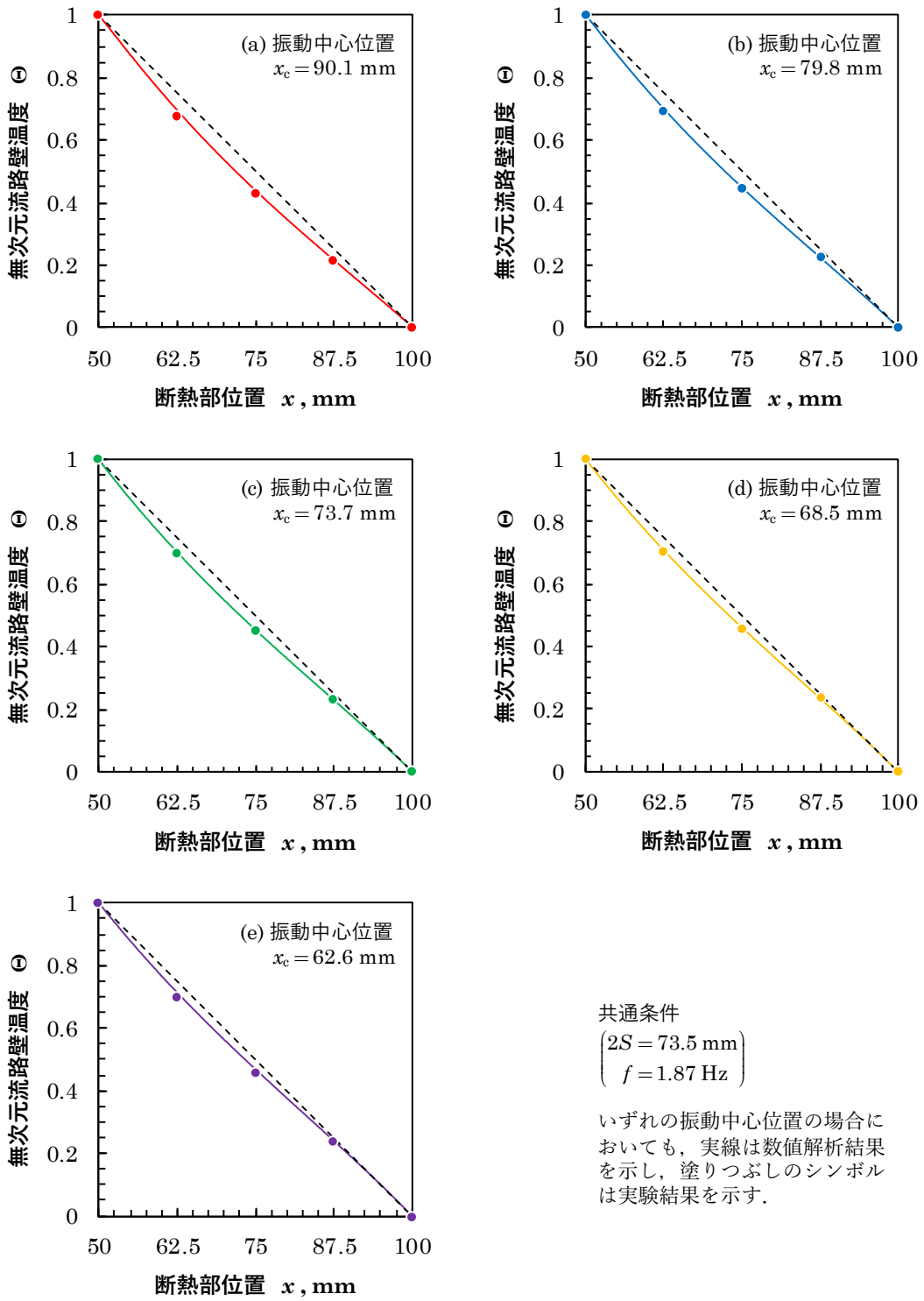
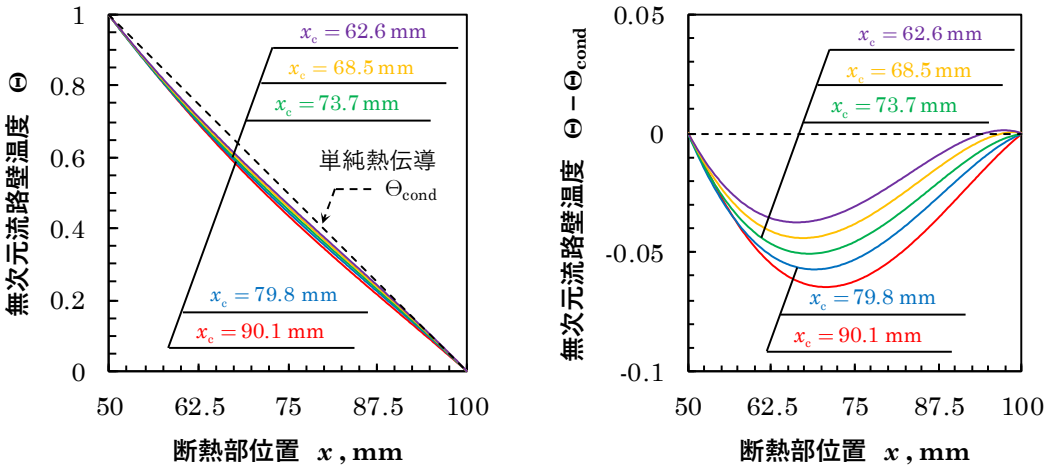


図 4.5 2成分系における無次元流路壁温度分布の数値解析と実験の比較.



(a) 無次元温度分布.　　(b) 単純熱伝導との差.

図 4.6 種々の液柱振動中心位置における2成分系の無次元流路壁温度分布.

加熱部から断熱部への顕熱輸送は，断熱部から冷却部へのそれと同じになる．しかしながら，本研究における 2 成分系では，流路内が作動液体で部分的に満たされており，加熱部に近い流路と比較して，冷却部に近い流路は長い時間，作動液体に満たされることになる．したがって，液柱の往復振動に伴う顕熱輸送は，断熱部における加熱効果と比較して，断熱部における冷却効果の方が強くなると考えられる．その結果，2 成分系において行われる液柱往復振動に伴い生じる顕熱輸送により，断熱部における流路壁温度分布は，下に凸になっている．そして，振動中心位置が冷却部に近い場合から加熱部に近い場合に近づくと，断熱部流路を作動液体が満たす時間が長くなる結果，2 成分系の熱輸送はドリームパイプのそれに近づき，断熱部温度分布が直線に近づくようになり，断熱部流路壁温度分布における下に凸の程度は小さくなる．

振動中心位置が加熱部に近づくにつれ，冷却部に近い断熱部領域で部分的に上に凸になっている．これは，流路壁に熱が流入していることを示している．この理由は，次の通りである．液柱が冷却部への後退から加熱部への前進に進行方向を転換するときに液柱の先端部分で強い撹拌が発生し，流路壁との熱交換が促進されると考えられる．振動中心位置が加熱部に近い条件では液柱先端が冷却部まで浸入せず，液柱先端が断熱部流路内に存在するときに進行方向の転換が行われ，液柱と流路壁との熱交換が促進され，液柱が加熱部で受け取った熱を断熱部流路壁へ放出するためである．

4.4.2　熱輸送量

図 4.7 に，種々の振動中心における数値解析により得られた熱輸送量（●印）および 2

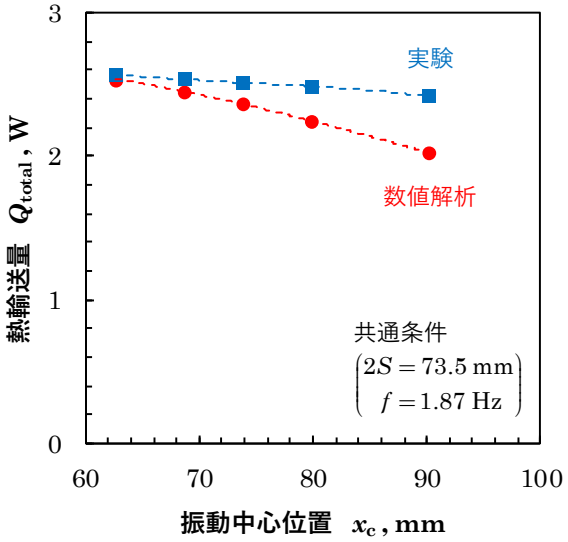


図 4.7 2成分系の全熱輸送量における実験と数値計算の比較.

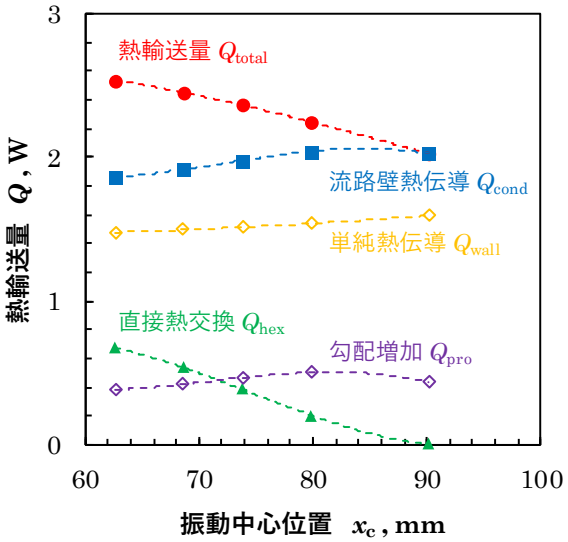


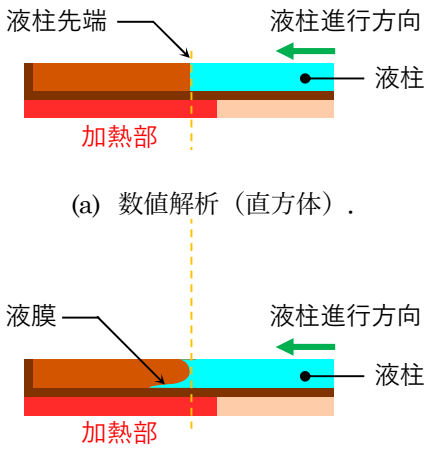
図 4.8 2成分系に対応する数値計算における熱輸送量と振動中心位置の関係.

成分系の実験により得られた熱輸送量（■印）を示す．このとき，液柱振動振幅 $2S$ および液柱振動周波数 f は一定である．また，この図 4.7 は，図 4.5 の数値解析結果と対応するものである．液柱先端の振動中心位置が加熱部（$0\,\mathrm{mm} \le x \le 50\,\mathrm{mm}$）に近いとき，すなわち液柱先端が加熱部に深く浸入するとき，数値解析結果は実験結果と比較的よく一致している．しかし，振動中心位置が増加する，すなわち冷却部に近づくにつれ，数値解析により得られた熱輸送量は，実験により得られたそれと比較して小さな値となり，その差は増大する．振動中心位置 $x_c = 90.1\,\mathrm{mm}$ の場合では，数値解析により得られた熱輸送量は実

験値に対して約 16 %小さくなっている．このことを検討するために，数値解析により得られた熱輸送量に対する各熱輸送機構の寄与の割合を整理した．図 4.8 に，図 4.7 に示した数値解析により得られた熱輸送量 Q_{total} に対して，流路壁熱伝導による熱輸送量 Q_{cond}（式 (4.19)），および液柱と加熱部流路壁の間の熱交換による熱輸送量 Q_{hex}（式 (4.20)）と振動中心位置の関係を示す．式 (4.18)に示すように，数値解析により得られた熱輸送量 Q_{total} は，流路壁熱伝導による熱輸送量 Q_{cond} と液柱と加熱部流路壁の間の熱交換による熱輸送量 Q_{hex} を合わせたものである．

流路壁熱伝導による熱輸送量 Q_{cond} は，振動中心位置が加熱部から冷却部に近づくにつれ，増加していることがわかる．これは，対応する 2 成分系の実験は，ヒーター加熱量 Q_{E} が一定の条件において行われており，振動中心位置が冷却部に近づくにつれ，加熱部－冷却部の温度差が大きくなるためである．しかし，さらに振動中心位置が大きくなり，液柱先端が加熱部に浸入しないようになる（$x_{\mathrm{c}} > 86.8\,\mathrm{mm}$）と，流路壁熱伝導による熱輸送量はわずかに小さくなる．この理由を検討するために，流路壁熱伝導による熱輸送量を次の 2 つの要素に分けることにする．1 つめは，加熱部から冷却部への熱輸送が流路壁の単純熱伝導によってのみ行われると仮定し，加熱部－断熱部境界における流路壁温度と断熱部－冷却部境界における流路壁温度を直線でつなぐことで求めた温度勾配から算出した熱輸送量 Q_{wall} である．2 つめは，加熱部－断熱部境界における流路壁温度勾配から算出した流路壁熱伝導による熱輸送量 Q_{cond} から，単純熱伝導による熱輸送量 Q_{wall} を差し引くことで求められる Q_{pro} で，液柱往復振動により加熱部－断熱部境界における流路壁温度勾配が増加することにより増大した熱輸送量である．図 4.8 では，単純熱伝導による熱輸送量 Q_{wall} は◇印，勾配増加による熱輸送量 Q_{pro} は◇印で示されている．単純熱伝導による熱輸送量 Q_{wall} は，振動中心位置が冷却部に近づくにつれ，単調に増加している．これは，先ほど議論したように，対応する 2 成分系の実験は，ヒーター加熱量が一定の条件において行われており，振動中心位置が冷却部に近づくにつれ，加熱部－冷却部の温度差が大きくなるためである．一方，勾配増加による熱輸送量 Q_{pro} は，振動中心位置が冷却部に近づくにつれ増加するが，液柱先端が加熱部に浸入しないようになると減少している．これは，液柱先端が加熱部に浸入しないようになり，往復振動する液柱が加熱部－断熱部境界における流路壁温度勾配を増大させ，流路壁熱伝導による熱輸送を促進する効果が小さくなるためである．

熱部流路壁と振動する液柱の間の熱交換による熱輸送量 Q_{hex} は，振動中心位置が加熱部から冷却部に近づくにつれ，急峻に減少していることがわかる．これは，加熱部における液柱の滞留時間が減少するからであると考えることができる．前節で図 4.5 に関連して議



(a)　数値解析（直方体）.

(b)　実験における観察.

図 4.9　液柱先端の形状.

論したように，いずれの振動中心位置に対しても，数値解析により求めた断熱部流路壁温分布は，実験により得られた断熱部流路壁温度分布と良好な一致を示していた．このことから，流路壁熱伝導による熱輸送量 Q_{cond} は，本解析により精度よく予測されていると考えることができる．したがって，実験と数値解析の間の熱輸送量の差異は，加熱部流路壁と液柱との間の熱交換による熱輸送量の差異により生じていると考えられる．特に，振動中心位置が大きい場合，すなわち，振動中心位置が冷却部に近い場合，液柱を単純な直方体で近似した計算モデルでは図 4.9(a)のように加熱部に浸入する液柱部分の長さは短い．しかし，実際には図 4.9(b)に示すように液柱先端の端面は平面ではなく湾曲したメニスカスとなっており，さらに液柱が振動している場合には，前進する液柱の先端に対して先行する液膜の存在が確認されている．実験では，この先行液膜が液柱先端より深く加熱部に浸入することにより，加熱部流路壁が作動流体と熱交換する領域が拡大し，作動流体と加熱部流路壁の間の熱交換による熱輸送量が計算モデルに比べて増大すると考えられる．このため，液柱先端の振動中心位置が大きく，加熱部に浸入する液柱領域長さが短いほど，先行液膜を考慮していない解析結果は熱輸送量を過小評価するものと考えられる．また，液柱先端が加熱部に浸入せず，実験において先行液膜による熱輸送促進効果が顕著であると考えられる振動中心位置 $x_{\mathrm{c}} = 90\ \mathrm{mm}$ の場合での熱輸送量と振動周波数の関係を図 4.10 に示す．いずれの振動周波数の場合においても，実験により得られて熱輸送量に対して数値解析により得られた熱輸送量の方が小さくなっている．また，液柱振動周波数が減少するにつれて実験と数値解析の熱輸送量の差 ΔQ_{cond} は小さくなっている．これは，振動周波数が減少するほど先行液膜が短くなることが実験から確認されており，この先行液膜の熱

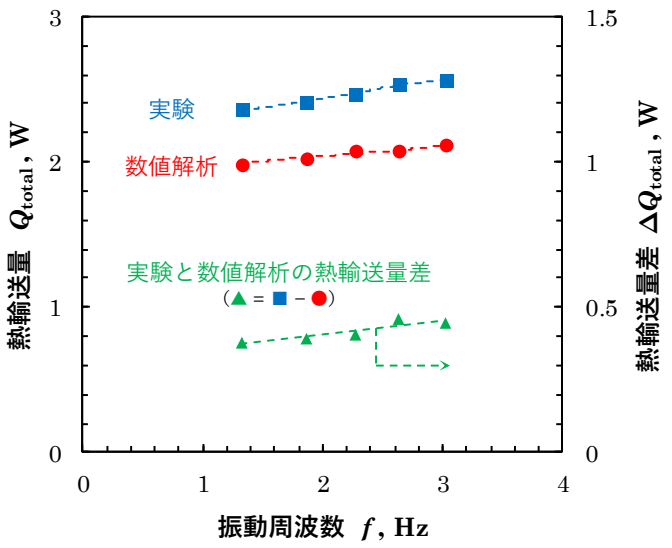


図 4.10 2成分系における熱輸送量と振動周波数の関係.

輸送促進効果が小さくなり液柱を直方体に近似した数値解析モデルに近づくためであると考えられる．加えて，先行液膜以外の実験結果と解析結果の差異の要因として，残留液膜の影響が考えられる．前章で述べたように，振動する液柱は後退した後の壁面に液膜を残すことが高速度ビデオ撮影により観察されている．この残留液膜は流路壁にとどまることにより流路壁と熱交換を行い，そして再び加熱部に浸入する液柱本体と混合，撹拌されることにより，顕熱輸送に影響していると考えられる．これら先行液膜および残留液膜の熱輸送効果についての詳細な検討は，今後の課題である．

図 4.11 は，液柱振動振幅 $2S = 73.5$ mm，液柱先端振動中心位置 $x_c = 73.7$ mm，液柱振動周波数 $f = 1.87$ Hz の場合における，数値解析により得られた周期定常状態に達した後の液柱温度場および流路壁温度分布の時間変化を 1/8 周期 (0.067 s) 毎に示したものである．液柱が往復振動することにより，複雑な温度場が形成されていることがわかる．図 4.11(a)–図 4.11(d)で示されているように，液柱が冷却部から加熱部に前進すると，作動液体温度が冷たい液柱のコア部から流路壁上へ押し出され，流路壁との熱交換により作動液体が温められていることがわかる．そして，図 4.11(e)–図 4.11(h)で示されているように，液柱が加熱部から冷却部へ後退すると，流路壁近傍で温められた作動液体が巻き上げられ，液柱先端近傍で作動液体の撹拌が生じて熱拡散を促進させていることがわかる．

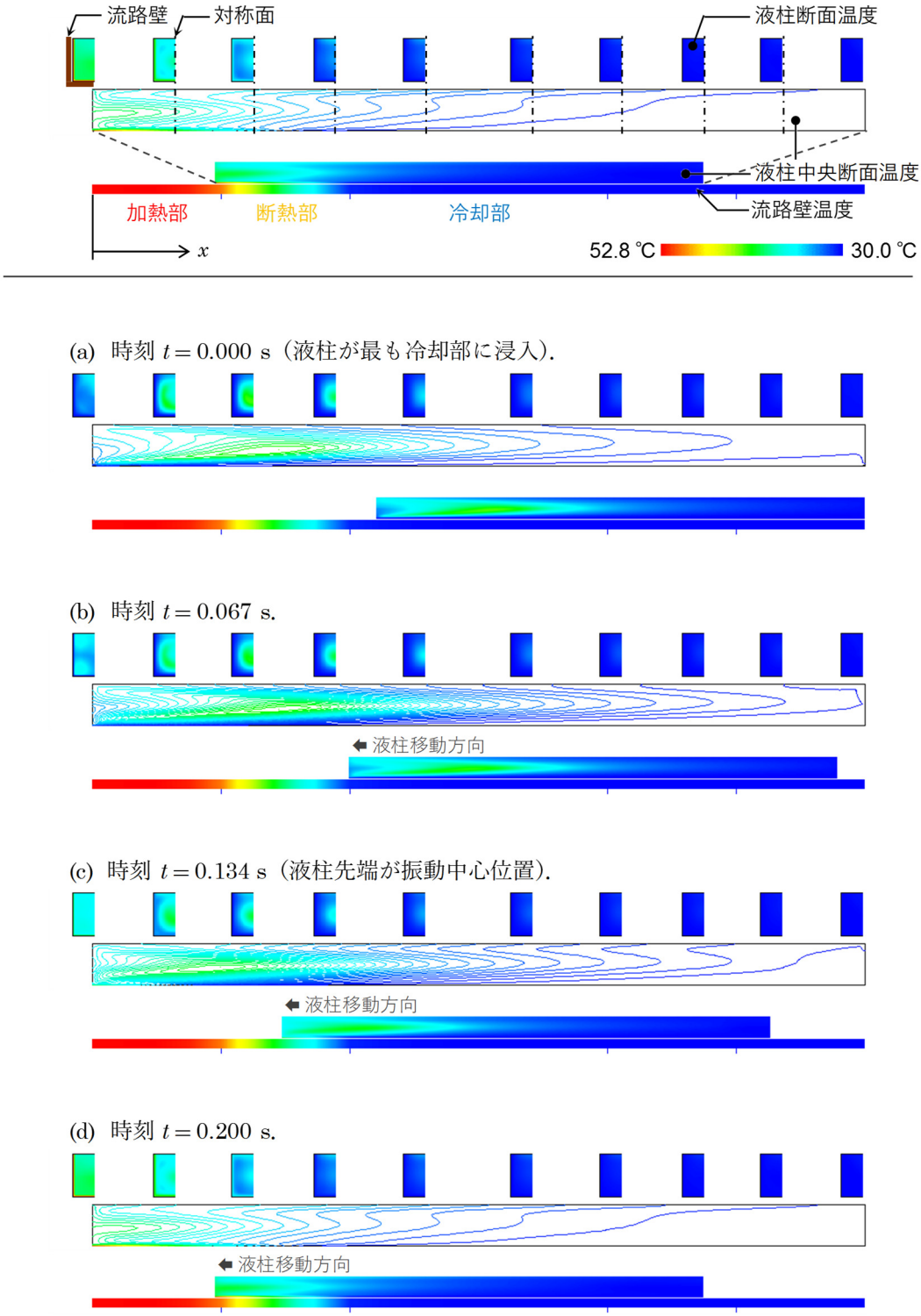


図 4.11　2成分系に対応する数値解析における液柱温度場の時間変化.

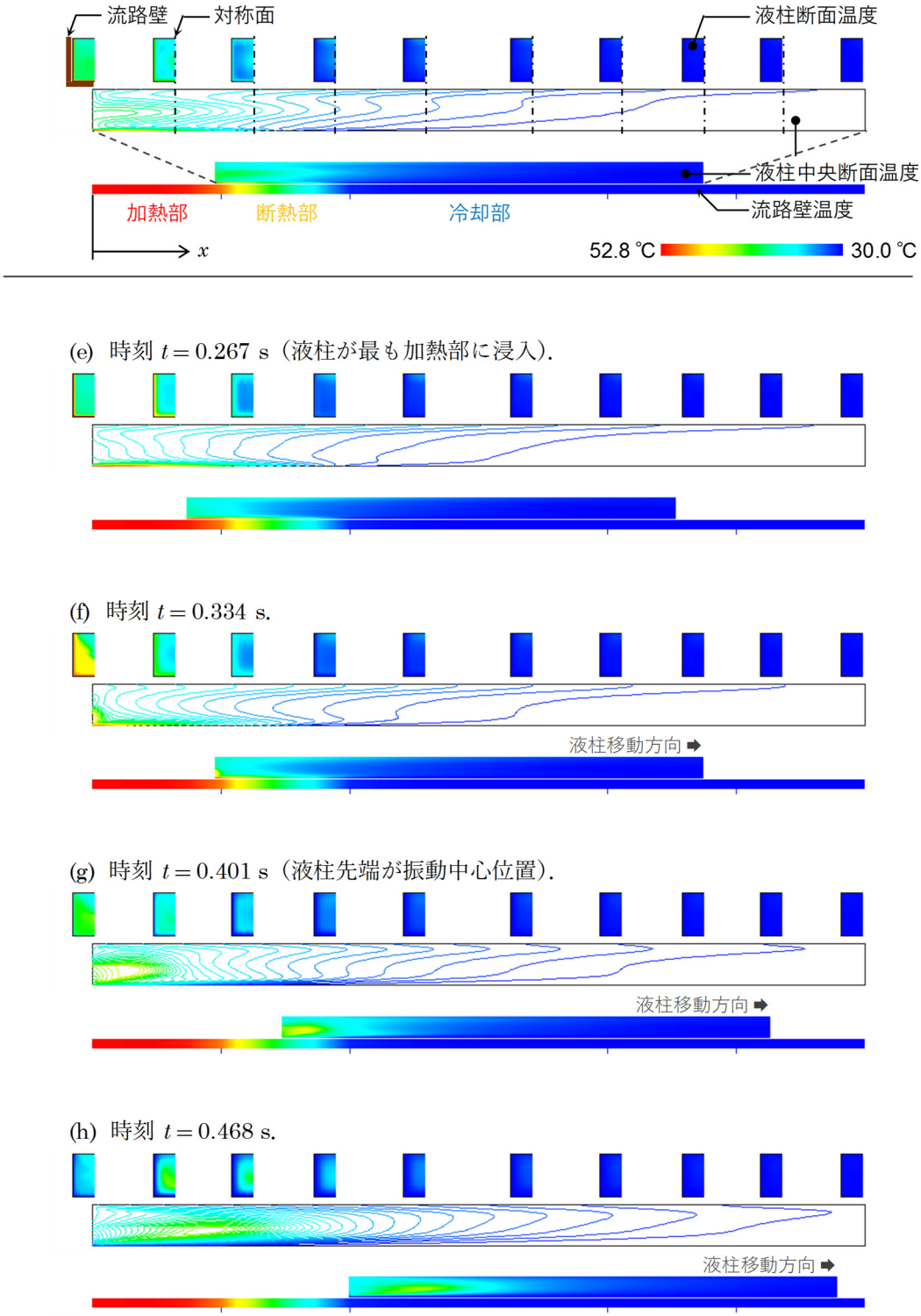
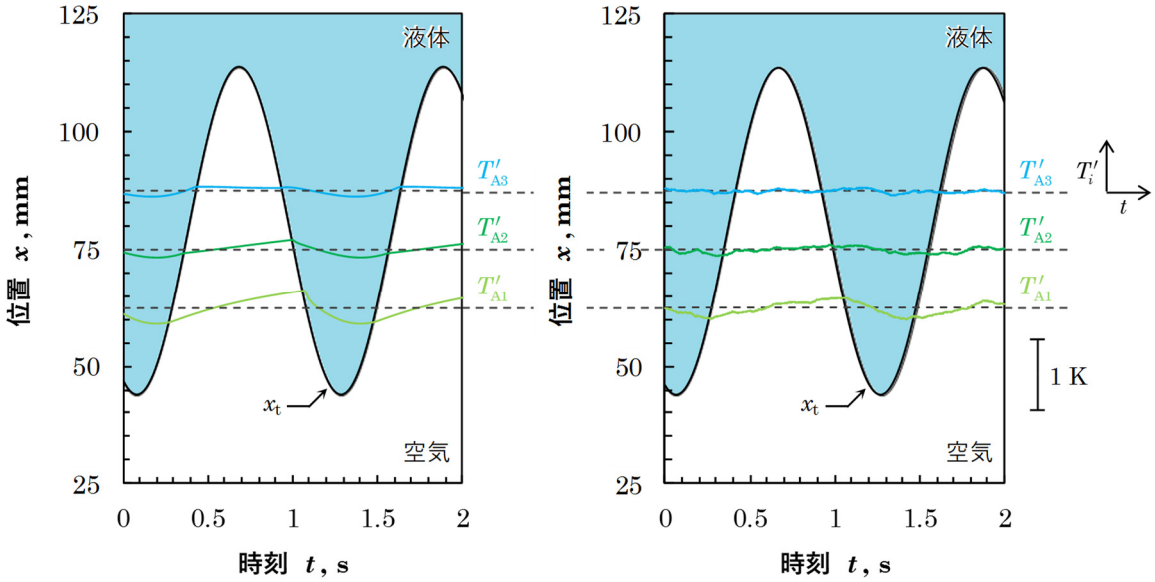


図 4.11　2成分系に対応する数値解析における液柱温度場の時間変化（つづき）.

4.4.3　流路壁温度の時間変化

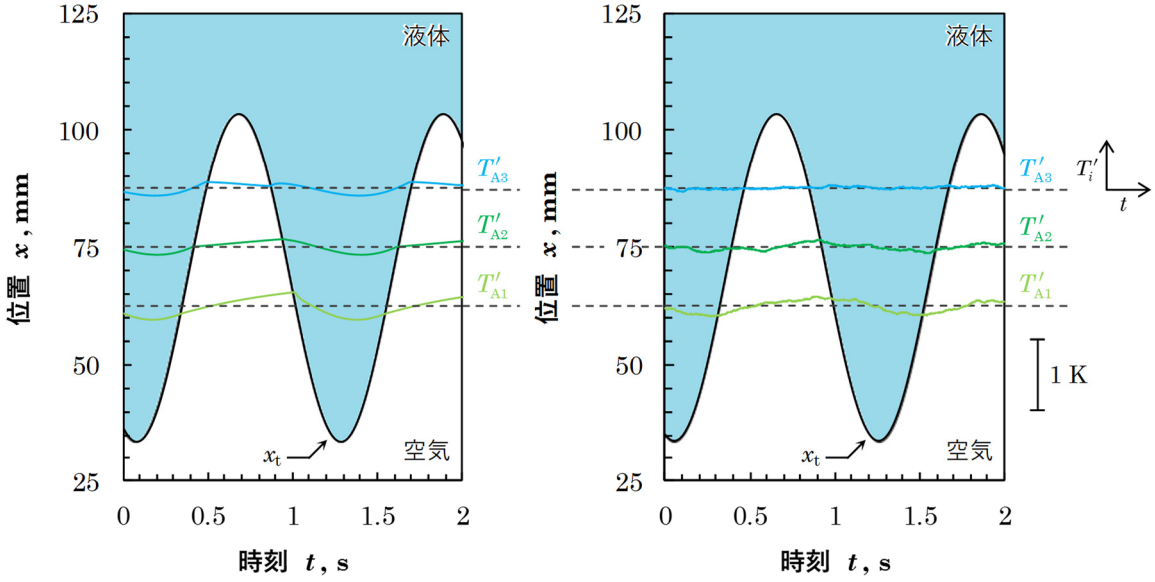
第 3.3 節で，液柱振動周波数が遅い場合の流路壁温度の時間変化について，実験結果に基づき議論した．本項では，その実験結果に対応する数値解析結果について議論していくことにする．図 4.12 に液柱先端位置と流路壁温度の時間変化の関係を示す．ここで，流路壁温度の時間変化 $T_i'(t)$ は，式 (3.6)と同様に，流路壁温度の時間変化 $T_i(t)$ から，流路壁温度の時間平均値 $\overline{T}_i$ を差し引くことで求めた．ここで，i は流路壁温度を測定した断熱部位置である（図 2.1 に示す流路壁温度測定位置 A1・A2・A3）．図 4.12 では，それぞれの i に対する $T_i'(t)=0$ は，それぞれの測定した流路壁温度の位置において示され，破線で示されている．図 4.12(a)に，振動中心位置 $x_c=78.8\,\mathrm{mm}$ の場合における流路壁温度と液柱先端位置の時間変化を示す．図 4.12(a-1)に数値解析結果を示し，図 4.12(a-2)に対応する実験結果を示す．数値解析結果と実験結果を比較すると，液柱先端変位に対する流路壁温度の時間変化は，定性的に一致していることがわかる．また，実験結果からは把握することができなかった流路壁温度の時間変化の詳細を数値解析結果から理解することができる．液柱が冷却部から加熱部へ移動し，液柱先端が位置 A1 を通過するときするとき，流路壁温度は低下しはじめている．これは，流路が作動液体で満たされると，流路壁から液柱への対流熱伝達により流路壁が冷却されるためである．そして，液柱が加熱部から冷却部へ移動し，液柱先端が位置 A1 を再び通過するとき，流路壁温度は上昇しはじめている．これは，流路壁が液柱で満たされないようになり，流路壁が冷却されないためである．同様に，位置 A2 の流路壁温度においても，位置 A2 において流路が作動液体で満たされるとき流路壁温度は低下し，位置 A2 において空気に露出するとき流路壁温度は上昇している．しかし，位置 A1 の流路壁温度の時間変化と異なり，流路が作動液体で満たされていても，液柱が加熱部から冷却部に後退するとき，流路壁温度が上昇していることがわかる．これは，加熱部で受熱した液柱先端の作動液体が，加熱部から冷却部に後退する過程で断熱部流路壁に放熱するためである．そして，位置 A3 では，加熱部から冷却部への液柱後退時における作動液体から断熱部流路壁への放熱が大きくなり，位置 A3 において空気に露出すると，流路壁の熱拡散により流路壁温度が低下するようになる．

図 4.12(b)に，図 4.12(a)と比較して振動中心位置が加熱部に近い振動中心位置 $x_c=68.6\,\mathrm{mm}$ の場合における流路壁温度と液柱先端位置の時間変化を示す．図 4.12(a)と同様に，数値解析結果と実験結果を比較すると，液柱先端変位に対する流路壁温度の時間変化は定性的に一致している．また，数値解析における液柱先端変位に対する流路壁温度変化は，図 4.12(a)の振動中心位置が冷却部に近い場合と同様であるが，液柱が加熱部に深く浸入するようになるため，液柱の加熱部での受熱量が増加した結果，液柱が加熱部から



(a-1)　数値解析.　　(a-2)　実験.

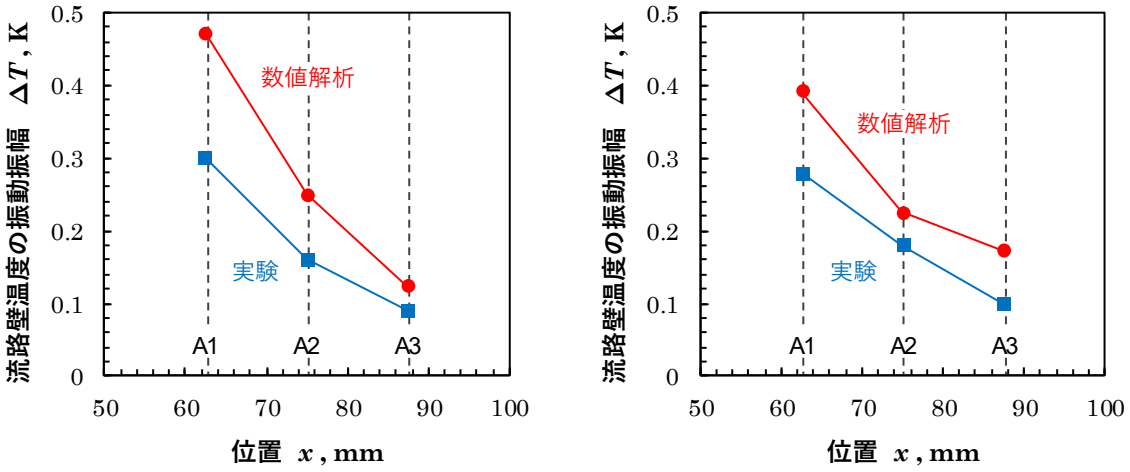
(a)　振動中心位置　$x_c = 78.8$ mm.



(b-1)　数値解析.　　(b-2)　実験.

(b)　振動中心位置　$x_c = 68.6$ mm.

図 4.12　2成分系における断熱部流路壁温度の時間変化の数値計算と実験の比較.



(a)　振動中心位置　$x_c = 78.8$ mm.　　(b)　振動中心位置　$x_c = 68.6$ mm.

図 4.13　2成分系における断熱部流路壁温度振幅と位置の関係.

冷却部に後退するときの断熱部流路壁へ放熱が増え，位置 A2・A3 での液柱後退時の流路壁温度上昇が顕著になっていることがわかる．つぎに，断熱部流路壁温度の振動振幅に関して，数値解析結果と実験結果を比較することにする．

断熱部流路壁温度の振動振幅

図 4.13 に断熱部流路壁温度の振動振幅と流路壁位置の関係を示す．ここで，流路壁温度の振幅 ΔT_i は，式 (4.21)に示すように，各々の断熱部位置 i における流路壁温度の最大値と最小値の差として定義した．

$$\Delta T_i = \max T_i(t) - \min T_i(t) \tag{4.21}$$

また，図 4.13 に示す温度振幅は，図 4.12 で示した液柱先端位置と流路壁温度の時間変化の関係と対応している．いずれの振動中心位置の場合においても，振動する液柱温度と流路壁温度の温度差が大きい加熱部に近い断熱部流路壁位置における流路壁温度の振動振幅が大きく，流路壁位置が冷却部に近づくほど，流路壁温度の振動振幅が小さくなっていることがわかる．これは，数値解析および実験のいずれの場合においても，同様の傾向を示しており，定性的には良好な一致が確認された．一方で，実験から得られた振動振幅と比較して，数値解析の振動振幅の方が大きくなっている．これは，数値解析では流路断面において流路壁温度が一様であると仮定して計算を行ったが，実験における流路壁では流路断面において温度分布が存在し，流路壁表面における温度振幅が温度測定位置において減衰したためであると考えられる．

第 5 章

液柱の往復振動により生じる液膜厚さの測定と予測式の提案

5.1　はじめに

第 3 章では，自励振動ヒートパイプの流路内で振動する作動流体の熱輸送機構を解明することを目的として，流路内の液柱を強制振動させることにより自励振動ヒートパイプにおける熱流動現象を模擬することで顕熱輸送と潜熱輸送の寄与の割合を実験的に評価し，液柱の振動振幅，振動周波数，および液柱先端の振動中心位置の液柱振動条件が熱輸送に及ぼす影響を検討した．このとき液柱の往復振動により流路壁に形成される液膜が観察され，この液膜が潜熱輸送に影響を与えるとともに，相変化による液膜厚さの時間変化を考えることで潜熱輸送を定量的に推算することができることを示した．このことは，Khandekar らの研究[47]においても指摘されており，液膜が長く形成される環状流が存在するとき潜熱輸送が重要な役割を果たす可能性を示唆している．このように，自励振動ヒートパイプの熱輸送，特に作動流体の相変化による潜熱輸送のメカニズムの理解において，図 5.1 に示すような往復振動する液柱により流路壁面上に生ずる液膜は熱輸送に大きく影響するため，この液膜挙動の詳細を明らかにすることが重要である．特に，液膜厚さは細管内の相変化熱伝達を予測するための重要なパラメーターである．本章では，はじめに管内に形成される液膜厚さに関する先行研究を整理する．そして，第 2 章で説明した実験装置を用いて，実験的に往復振動する液柱により生じる液膜厚さを評価するとともに，従来の研究において提案されている予測式から推算される液膜厚さと比較・検討する．さらに，本実験に対応する液膜厚さの理論式を導出し，半経験的な予測式を提案する

5.2　管内に形成される液膜厚さに関する先行研究

前節で言及した管内を移動する液柱により形成される液膜の挙動に関して，これまで多くの研究が行われている．Taylor は，円管内を移動する液柱が内壁に残す液膜に関して実験研究を行い，粘性力と表面張力の比であるキャピラリー数が大きくなると液膜厚さが一

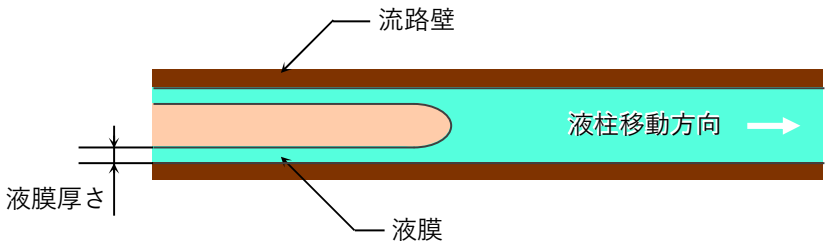


図 5.1 管内を移動する液柱により流路壁面上に生じる液膜.

定値に漸近することを示した[53]．また，Landau らは，固体壁を液槽から引き上げた場合における固体壁表面に生じる液膜の厚さの評価を行った．これは，動的湾曲面における単位体積に働く粘性力と毛管圧の勾配のつり合い，および湾曲面における曲率の接続を考えるものであり，液膜厚さがキャピラリー数の 2/3 乗に比例することを結論付けた．このモデルは，液膜形成の力学を考える上での基礎となり，Landau，Levich，Derjaguin により提案されたことから，LLD モデルと呼ばれる[48]．この LLD モデルは，管内を液柱が移動する場合における管内壁に生じる液膜の厚さの評価にも適用することができ，管内壁に形成される液膜厚さがキャピラリー数の増加とともに一定値に収束することが示された．これは，Bretherton の法則[48]として知られており，Taylor による実験結果を支持するものとなっている．さらに，Aussillous らは，同様に LLD モデルに基づいた管内形成液膜厚さの理論解を求め, Taylor の実験データ[53]に対してフィッティングすることで半経験的な予測式を提示した[54]．この他にも管内を移動する液柱とそれに伴い生じる液膜に関する研究は多く行われてきた[55–58]．近年では Han ら，Youn らは，レーザーフォーカス変位計を用いることで液柱が管内を移動することに伴い形成される液膜の厚さを系統的に測定し[51,59–61]，キャピラリー数・Reynolds 数・Weber 数・Bond 数の無次元数の関数として液膜厚さに対する予測式を提案している．この液膜厚さの予測式は，液柱が一定速度で移動する場合[51,59]，一定の加速度で加速する場合[60]，一定の加速度で減速する場合[61]といった様々な液柱流動条件に対して提案されている．以上のように管内壁に形成される液膜厚さに関して多くの研究が行われている．しかし，自励振動ヒートパイプでみられるような流路内を往復振動する液柱により流路壁に生じる液膜に関する報告は少なく[62,63]，この先行研究において調査された液柱の振動周波数も限定的であり，液膜厚さの予測式が提案されるに至っていない．そこで，実際の自励振動ヒートパイプで観察される振動周波数を含めた振動周波数で流路内を往復振動する液柱により生じる液膜厚さを実験的に評価した．さらに，液膜形成の力学モデルを検討し，液柱の往復振動により生じる液膜厚さの予測式を提案する．

5.3　実験装置および実験方法

実験装置

図 5.2 に実験装置全体の概略を示す．これは，第 2.1 節で述べた自励振動ヒートパイプにおける流動と熱輸送現象を模擬するために開発した装置と同一のものであるが，本章の実験では使用しない装置を省略して示している．この実験装置を用いて，流路内を往復振

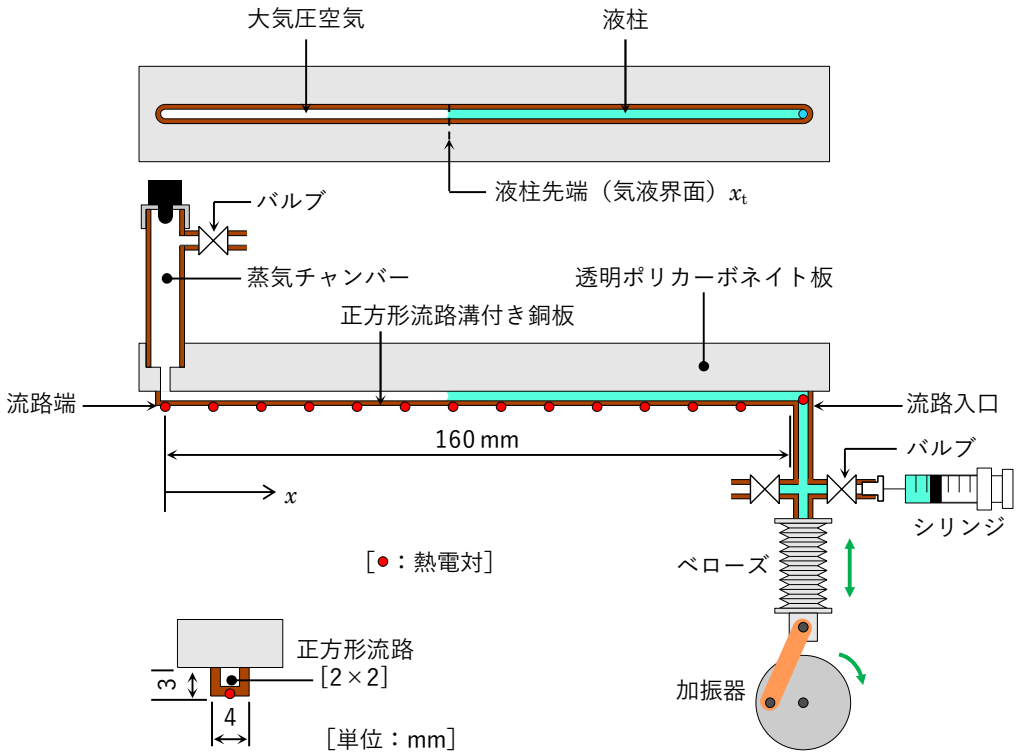


図 5.2 実験装置全体の模式図.

動する液柱の液柱先端変位を測定した. 位置 x は流路端から流路入口方向への距離である. また，流路壁外表面から深さ 0.5 mm の位置に設置された T 型熱電対（素線径 0.1 mm），流路入口に設置された K 型熱電対（シース径 0.5 mm）による温度測定結果に基づき，作動流体の熱物性値を評価した．本章の実験では，クランク半径を $3.01\ \mathrm{mm} \leq R \leq 7.93\ \mathrm{mm}$ の範囲で変化させた．コネクティングロッド長 L は 200 mm であり，コネクティングロッド長とクランク半径の比である連桿比 $\lambda = L/R$ は $25.2 \leq \lambda \leq 66.4$ と十分に大きく，振動波形の正弦波からのずれは無視することができる．本実験では，作動流体としてエタノールを使用した.

実験方法

はじめにチャンバーに接続されたバルブを開け大気圧に開放した後，シリンジを用いて流路内に作動流体を流路中央（$x = 80$ mm）付近まで封入し，再びチャンバーに接続されたバルブを閉めた．そして，種々のクランク半径 R および振動周波数 f で流路内の液柱を往復振動させ，高速度ビデオカメラ（撮影速度 1000 fps）を用いて往復振動する液柱先端（気液界面）の挙動を撮影した．そして，液柱先端を撮影した動画の 1 フレーム毎に流路中心線上の画像を切り出し，時系列順に並べることにより液柱先端の振動振幅および振動

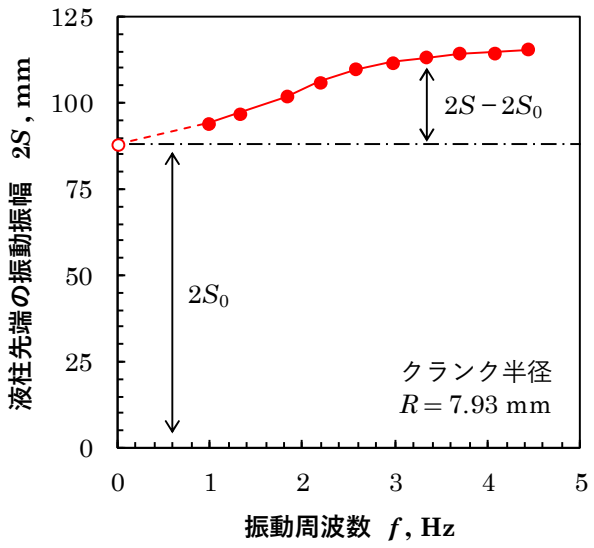


図 5.3 液柱先端振動振幅と振動周波数の関係.

周波数を評価した．この液柱先端が正弦波的に振動していると仮定し，時間変化する液柱先端変位 x_t を

$$x_t(t) = S\sin(2\pi f \cdot t) + x_c \tag{5.1}$$

で表した．ここで，S は液柱先端の振動振幅，f は液柱先端の振動周波数，x_c は液柱先端の振動中心位置である．以上の液柱先端変位の決定方法の詳細は，第 2.2.4 項を参照されたい．

5.4　データ整理

図 5.3 にクランク半径 $R = 7.93$ mm のときの高速度ビデオカメラの動画に基づいた画像解析から算出した液柱先端の振動振幅 $2S$ と振動周波数 f の関係を示す．また，図中の振動周波数 $f = 0$ Hz において白抜きのシンボルで示されている振動振幅 $2S_0$ は，図 5.4(a)から図 5.4(b-1)へと液柱が流路壁に液膜を残さずに後退したと仮定し，式 (5.2)に示すようにベローズの往復振動による体積変化量と液柱先端が往復する領域の体積の関係から求めた液柱先端の振動振幅である．

$$A_e \cdot \left(2R \cdot \frac{1}{3}\right) = D_h^2 \cdot 2S_0 \tag{5.2}$$

式 (5.2)の左辺は，往復振動によるベローズの体積変化量で，ベローズの有効断面積 A_e に

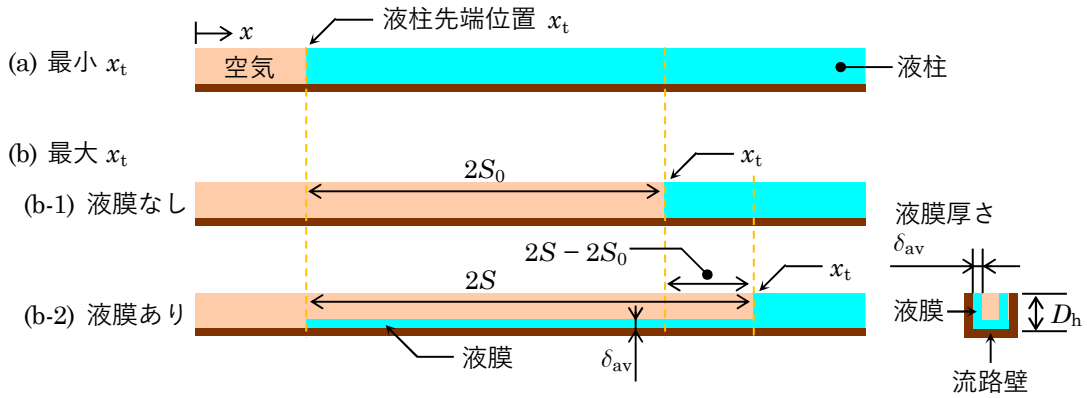


図 5.4 液柱先端の振動振幅に対する液柱運動に伴い形成される液膜の影響.

ベローズの振動振幅 $2R \cdot 1/3$ を乗じたものであり，式 (5.2)の右辺は，液柱先端が往復する領域の体積で，流路断面積 D_h^2 に液柱先端の振動振幅 $2S_0$ を乗じたものである．図 5.3 から，いずれの振動周波数においても，高速度ビデオカメラの動画から算出した気液界面の振動振幅 $2S$ は，$2S_0$ よりも大きい．このことから，図 5.4(b-2)に示すように液柱が後退するときに流路壁に液膜を残していることがわかる．また，液柱先端の振動振幅は振動周波数の増加と伴に単調に増加しており，振動周波数の増加とともに流路壁に残留する液膜の体積が単調に増大している，すなわち液膜厚さが厚くなっていることがわかる．

つぎに，この液柱先端の振動振幅の測定結果から流路内を往復振動する液柱により形成される液膜の平均厚さを算出する．図 5.4(b-1)に示す流路壁に液膜を残さないと仮定したときの液柱先端の振動振幅 $2S_0$ と図 5.4(b-2)に示す実際に測定した液柱先端の振動振幅 $2S$ の差に流路断面積を乗じた体積 $(2S - 2S_0) \cdot D_h^2$ が，液柱が後退したときに流路壁に生じた液膜の体積である．本実験で使用した正方形流路断面の 4 辺のうち 3 辺は銅であり，1 辺はポリカーボネイトである．銅と比較してポリカーボネイトに対してエタノールは濡れにくいため，図 5.4(b-2)の流路断面図で示すように，3 辺に一定厚さ δ_{av} の液膜が存在するものと仮定した．加えて，流路長手方向（x 軸）に対して，長さ $2S$ で液膜厚さは平均厚さ δ_{av} で一定であると仮定すると，液膜体積の関係より，

$$(2S - 2S_0) \cdot D_h^2 = 2S \cdot \left(3 \cdot D_h \cdot \delta_{av} - 2 \cdot \delta_{av}^2\right) \tag{5.3}$$

が得られる．この式 (5.3)と前述の式 (5.2)に基づき，往復振動する液柱により生じる平均液膜厚さ δ_{av} は，高速度ビデオカメラで撮影した動画から算出した気液界面の振動振幅 $2S$，水力直径 D_h，およびクランク半径 R から求めることができることがわかる．

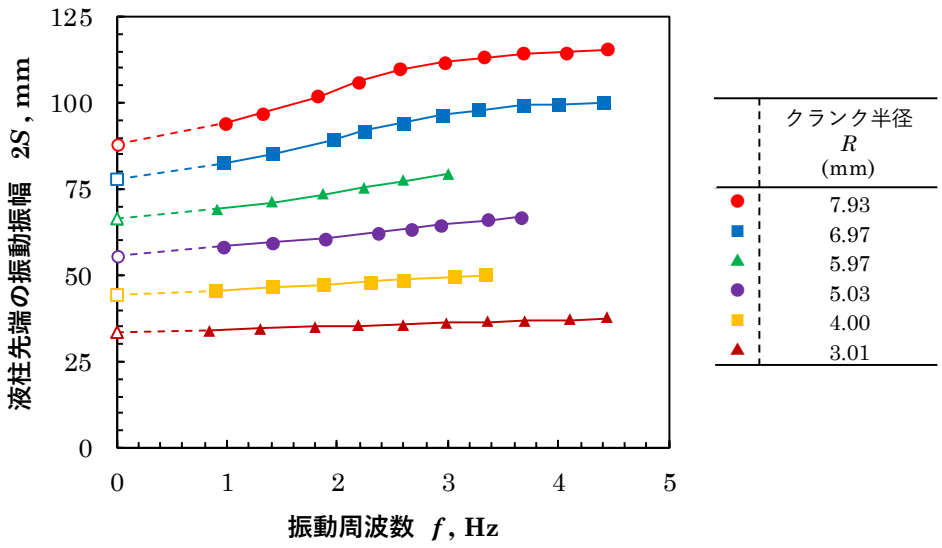


図 5.5 種々のクランク半径に対する液柱先端振動振幅と振動周波数の関係.

5.5　実験結果

図 5.5 に種々のクランク半径に対する液柱先端振動振幅と振動周波数の関係を示す．振動周波数 $f = 0$ Hz において白抜きのシンボルで示されている振動振幅は前節の式 (5.2)で定義したもので，液柱が流路壁に液膜を残さずに後退したと仮定したときの振動振幅 $2S_0$ である．図 5.5 のクランク半径 $R = 7.93$ mm に対する液柱先端の振動振幅と振動周波数の関係は，図 5.3 で示したそれと同一である．いずれのクランク半径においても，高速度ビデオカメラの動画から算出した液柱先端振動振幅 $2S$ は $2S_0$ よりも大きく，また，液柱振動周波数の増加と伴に，液柱先端の振動振幅は単調に増大していることがわかる．なお，一部のクランク半径と液柱振動周波数の組み合わせにおいて，液柱往復振動における気液界面の挙動が不安定になり，液柱先端変位の測定が困難なことがあった．そのため，図 5.5 では，各クランク半径において，実験を行った液柱振動周波数の範囲が異なっている．この気液界面挙動の不安定に関しては，今後の課題である．

図 5.5 に示す液柱先端振動振幅と振動周波数の関係に基づき，前節の式 (5.3)を用いて求めた平均液膜厚さ δ_{av} を正方形断面の水力直径 D_{h} で除した無次元平均液膜厚さとキャピラリー数の関係を図 5.6 に塗りつぶしのシンボルで示す. このとき, キャピラリー数には, 代表速度として液柱の往復振動の半周期で時間平均した液柱先端速度 $\bar{\dot{x}}_{\mathrm{t}} = 4fS$ を用い，式 (5.4)で定義した平均キャピラリー数を用いた.

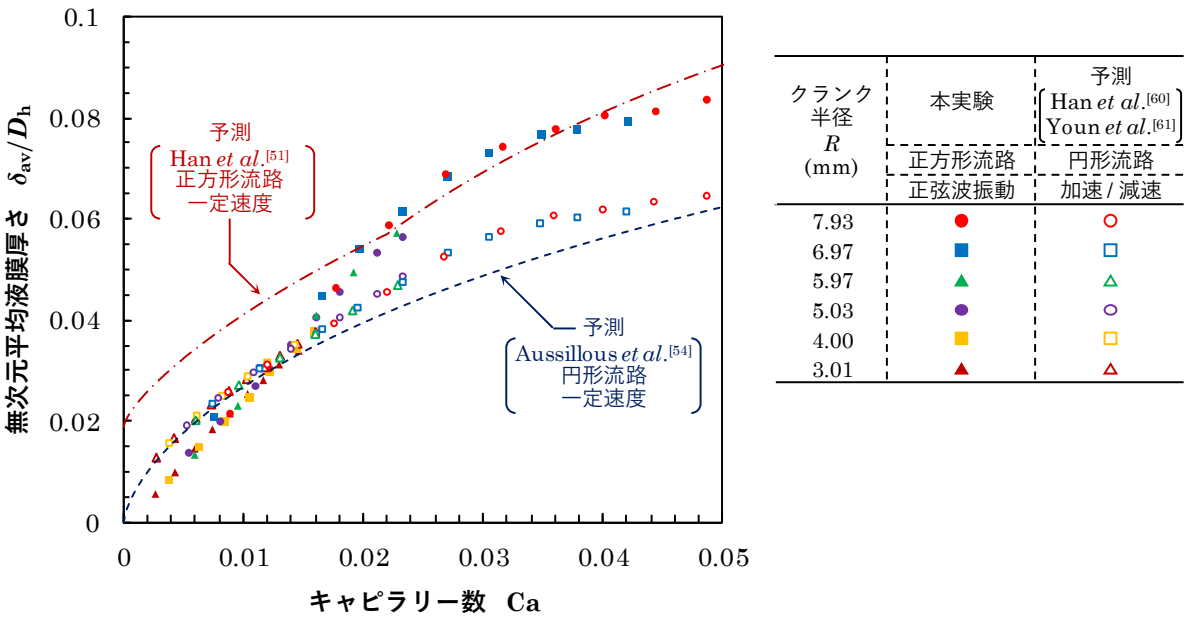


図 5.6 無次元液膜厚さとキャピラリー数の関係.

$$\mathrm{Ca} = \frac{\mu(4fS)}{\sigma} \tag{5.4}$$

ここで，μは作動流体の粘性係数，σは表面張力である．図 5.6 に示すように算出された無次元平均液膜厚さは，今回実験したクランク半径・振動周波数の範囲において，平均キャピラリー数でおよそ整理できることがわかる．キャピラリー数の増加と伴に無次元平均液膜厚さは単調に増加している．また，キャピラリー数がおよそ 0.03 より大きくなると，キャピラリー数に対する液膜厚さの増加率が減少している．図 5.6 には Aussillous らが提案する半経験的な予測式[54]に基づいた無次元液膜厚さとキャピラリー数の関係が破線で示されている．この予測式は，円形断面流路内で液柱が等速で流れる場合の実験結果に基づいたものである．本実験結果と Aussillous らの予測式の結果を比較すると，キャピラリー数の変化に対する液膜厚さの変化の挙動が異なることがわかる．これは，本研究の実験条件である加速・減速が生じる往復振動流の影響および正方形断面流路であることの影響の結果であると考えられる．そこで，これまで提案されている他の予測式により算出した液膜厚さと本実験の液膜厚さを比較することでそれぞれの影響を検討することにする．

はじめに，液柱の加速・減速が液膜厚さに与える影響を検討する．Han らはパイレックスガラスを用いた円形断面流路において液柱が速度 0 から一定加速度で加速する場合[60]に対して，Youn らは円形断面流路において液柱が種々の速度から一定加速度で減速する場合[61]に対して，レーザーフォーカス変位計を用いて液膜厚さを実験的に測定するととも

に，その結果に基づき予測式を提案している．これらの予測式を用いて，正弦波的に液柱が振動する本実験条件に対応する液膜厚さを加速する場合，減速する場合のそれぞれに対して求め，その平均値として算出した．このとき，加速度の影響を示すパラメーターである Bond 数には，液柱の往復振動の半周期で時間平均した液柱先端加速度 $\bar{\ddot{x}}_{\mathrm{t}} = 8\pi f^2 S$ を用い，式 (5.5)で定義した平均 Bond 数を用いた．

$$\mathrm{Bo} = \frac{\rho\left(8\pi f^2 S\right) D_{\mathrm{h}}{}^2}{\sigma} \tag{5.5}$$

ここで，ρは作動液体の密度である．以上のように予測式を用いて算出した円形断面流路内を加減速する液柱により生じる液膜厚さを図 5.6 に白抜きのシンボルで示す．キャピラリー数が約 0.01 以上では，Aussillous らの液柱が等速で流れる場合における半経験式に基づいた液膜厚さと比較して，液柱の加速・減速を考慮した場合の液膜厚さの予測値は厚くなっている．これは，液柱の加速に伴い液膜厚さが減少し，減速に伴い液膜厚さが増加することが指摘[60,61]されており，キャピラリー数が約 0.01 より大きいとき，加速と比較して減速の液膜厚さに対する影響が支配的となることがわかる．そして，キャピラリー数がおよそ 0.03 より大きくなると，キャピラリー数に対する液膜厚さの増加率が減少するとともに，等速で移動する場合の液膜厚さに近づくことがわかる．これは，キャピラリー数が増加するにつれ，液膜厚さに対する液柱の加速・減速の影響がつりあうようになるためであると考えられる．このキャピラリー数の増加とともに液膜厚さの増加率が減少する挙動は本実験の結果においても観察されており，これは液柱の加速・減速の影響であると考えることができる．本実験において，キャピラリー数の増加に対する液膜厚さの増加率が減少するのは，平均キャピラリー数がおよそ 0.03 より大きいときであり，これは平均 Bond 数がおよそ 1.6 より大きいときに対応する．

次に，流路断面形状が液膜厚さに与える影響を検討する．Han らは，石英ガラスを用いた正方形断面流路において等速で移動する液柱により生じる液膜厚さを測定し，予測式を提案している[51]．この予測式では，流路四隅に存在する液膜を曲率半径により評価しているため，このときの液膜量を流路断面積内の液膜存在割合に換算し正方形断面流路の四辺に一定の厚さで液膜が存在すると仮定することで平均的な液膜厚さを算出した．その結果を図 5.6 に一点鎖線で示す. Aussillous らの円形断面流路における予測式と比較して, Han らの正方形断面流路における予測式による液膜厚さは，同一のキャピラリー数のとき液膜厚さが厚くなることがわかる．これは流路の四隅に液膜が保持されるためであり，本実験においても目視による観察で確認されている．しかし，正方形断面流路を等速で移動する

液柱により生じる液膜厚さと比較すると，本実験における液膜厚さは $0.022 < \mathrm{Ca} < 0.036$ の範囲を除いて全体的に薄くなっている．さらに，$\mathrm{Ca} < 0.012$ では円形断面流路を等速で移動する液柱により生ずる液膜の厚さと比較しても，本実験の液膜厚さが薄くなっている．この理由はつぎの通りである．これまで比較検討してきた液膜厚さの予測式はいずれも，流路壁に形成される液膜厚さが長く，液膜が流路壁を完全に濡らしていると仮定できるものであった．一方，本実験では図 5.4(b-2)に示すように液膜先端には接触線が存在し不完全な濡れの状態である．この違いにより，同じ正方形断面流路において等速で移動する液柱に対する予測式により算出した液膜厚さと比較して液膜厚さが薄くなったと考えられる．以上のような不完全濡れが液膜厚さに与える影響の議論は，今後の検討課題である．

5.6　液膜厚さの予測式の提案

前節まで，流路内で液柱が往復振動する場合に流路内壁面に生じる液膜の厚さを実験的に評価するとともに，これまで提案されてきた予測式から推算される液膜厚さと比較した．これにより，液柱の往復振動により生じる液膜厚さの特徴を理解することができた．本節では，液膜形成の力学モデルを構築することで，その液膜厚さの予測式を提案し，本研究において実験的に得られた液膜厚さと比較する．

5.6.1　液膜形成の力学モデル

これまで提案されてきた液膜厚さの予測モデルの多く[51,54,55,59–61]は，流路内壁に形成される液膜を，厚さ一定の領域・遷移領域・液柱支配領域の 3 領域に分割し，遷移領域における力のつり合いと曲率の一致を検討するというものになっている．本研究においても，これらの議論を踏まえるとともに，往復振動する影響と流路が正方形である影響を考慮する評価関数 f を新たに導入することにより，往復振動する液柱により生じる液膜厚さの予測モデルを構築することにする．

図 5.7 に液膜形成の力学モデルの模式図を示す．この力学モデルは，表面張力と粘性力のつり合いを考えた LLD モデル[48]に端を発し，Aussillous ら[54]が，慣性の影響を考慮し拡張したものであり，液膜形成の力学を検討するときの基礎となるものである．流路軸近傍の静的湾曲面と流路壁面上の液膜の接続部を動的湾曲面と呼ぶことにする．図 5.7 は，左から液膜厚さ一定の領域，動的湾曲面を持つ遷移領域，静的湾曲面を持つ液柱支配領域である．液膜厚さにおける運動方程式を 1 次元 Oseen 近似すると，

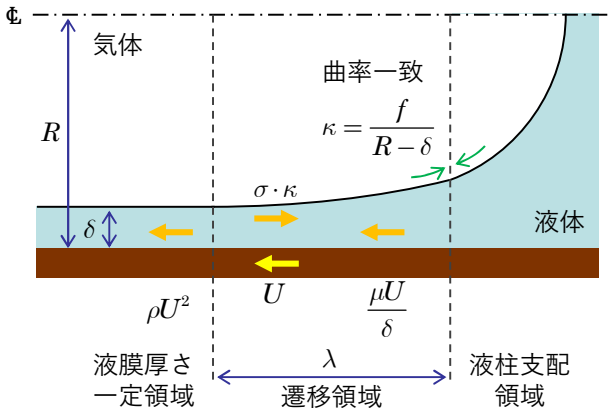


図 5.7 液膜形成の力学モデル.

$$\mu \frac{U}{\delta^2} \sim \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\sigma \cdot f}{R-\delta} - \frac{1}{\lambda} \rho U^2 \tag{5.6}$$

となる．ここで，μは粘性係数，U は液柱先端移動速度，δは液膜厚さ，λは遷移領域長さ，σは表面張力，R は流路半径，ρは密度である．また，f は評価関数で，液柱の加速・減速，および正方形断面の影響により気液界面の曲率が変化する効果を取り入れるためのものである．さらに，動的曲率面と静的曲率面の接続部における曲率の一致から，

$$\frac{\delta}{\lambda^2} \sim \frac{f}{R-\delta} \tag{5.7}$$

の条件が得られる．式 (5.6)・式 (5.7)の 2 式から遷移領域長さλを消去し整理すると，

$$\frac{\mu U}{\delta}\left(\frac{R-\delta}{\delta}\right)^{3/2} \sim f^{3/2}\left\{1 - \frac{1}{f} \cdot \frac{\rho U^2 (R-\delta)}{\sigma}\right\} \tag{5.8}$$

となる．ここで，修正 Weber 数を

$$\mathrm{We}' = \frac{\rho U^2 (R-\delta)}{\sigma} \tag{5.9}$$

と定義し整理すると，管半径 R で規格化した無次元液膜厚さが得られる．

$$\frac{\delta}{R} \sim \frac{\mathrm{Ca}^{2/3}}{\mathrm{Ca}^{2/3} + f\left(1 - \frac{\mathrm{We}'}{f}\right)^{2/3}} \tag{5.10}$$

ここで，

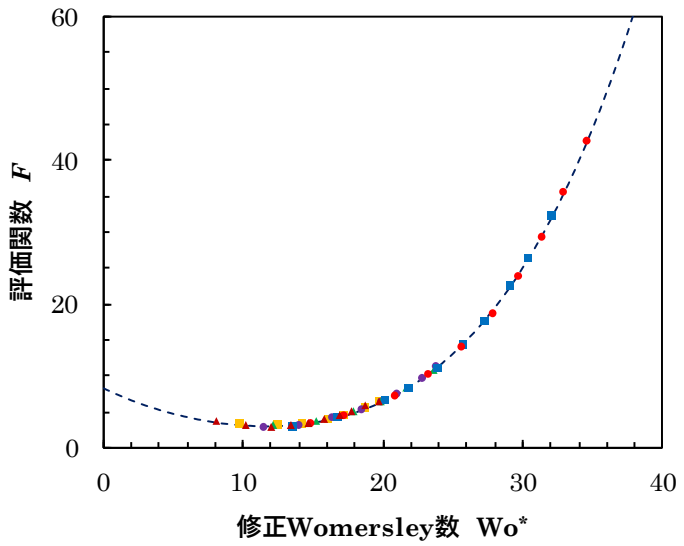


図 5.8 評価関数と修正Womersley数の関係.

$$\frac{\mathrm{We}'}{f} \ll 1 \tag{5.11}$$

であると仮定すると，

$$\begin{aligned}\frac{\delta}{R} &\sim \frac{\mathrm{Ca}^{2/3}}{\mathrm{Ca}^{2/3} + f\left(1 - \frac{2}{3}\cdot\frac{\mathrm{We}'}{f}\right)} \\ &\sim \frac{\mathrm{Ca}^{2/3}}{\mathrm{Ca}^{2/3} + f - \frac{2}{3}\mathrm{We}'}\end{aligned} \tag{5.12}$$

ここで，無次元液膜厚さの代表長さを水力直径に変更し，さらに評価関数 $2f$ を F と定義し，式 (5.12)を整理すると，

$$\frac{\delta}{D_\mathrm{h}} \sim \frac{\mathrm{Ca}^{2/3}}{2\mathrm{Ca}^{2/3} + F - \frac{4}{3}\mathrm{We}'} \tag{5.13}$$

となる．ここで，この式 (5.13)における評価関数 F を

$$F = \frac{\mathrm{Ca}^{2/3}}{\delta/D_\mathrm{h}} - 2\mathrm{Ca}^{2/3} + \frac{4}{3}\mathrm{We}' \tag{5.14}$$

と定義することにする．すると，式 (5.13)の右辺と左辺は等号でつながることになる．つぎに，この評価関数が適切な無次元パラメーターに強い相関を持つと考える．本実験にお

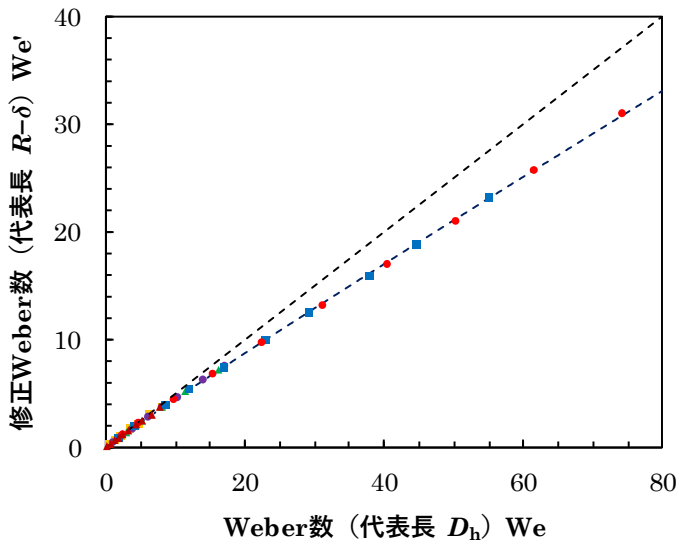


図 5.9 修正Weber数とWeber数の関係.

ける流動様式で特徴的なのは，液柱が往復振動するという点である．そこで，振動振幅 $2S$ と流路水力直径 D_{h} の比を用いた修正 Womersley 数

$$\mathrm{Wo}^{*} = \mathrm{Wo}\cdot\sqrt{\frac{2S}{D_{\mathrm{h}}}} = \frac{D_{\mathrm{h}}}{2}\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\cdot\sqrt{\frac{2S}{D_{\mathrm{h}}}} \tag{5.15}$$

を定義すると，図 5.8 に示すように，評価関数 F は修正 Womersley 数 Wo^{*}に対して強い相関を持つことがわかる．そこで，評価関数 F の回帰曲線として，

$$F = \sum_{i=0}^{4}\alpha_i\cdot\left(\mathrm{Wo}^{*}\right)^{i} \tag{5.16}$$

を採用した．図 5.8 には，式 (5.16)を用いて実験結果に対して曲線回帰を行った結果を破線で示す．このときの回帰パラメーターは，

$$\begin{aligned}&\alpha_0 = 9.987,\quad \alpha_1 = -1.361,\quad \alpha_2 = 8.644\times10^{-2}\\&\alpha_3 = -2.414\times10^{-3},\quad \alpha_4 = 5.339\times10^{-5}\end{aligned} \tag{5.17}$$

である．さらに，式 (5.13)における修正 Weber 数の取り扱いを簡略化する．修正 Weber 数には，未知の液膜厚さδを含んでいるので，既知のパラメーターのみで表現することを考える．図 5.9 に示すように，$R-\delta$ を代表長とする修正 Weber 数は，水力直径 D_{h} を代表長にした Weber 数

$$\mathrm{We} = \frac{\rho U^{2} D_{\mathrm{h}}}{\sigma} \tag{5.18}$$

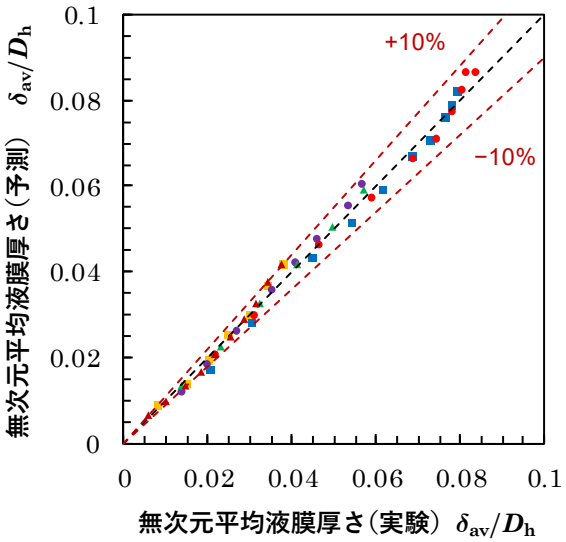


図 5.10 無次元平均液膜厚さにおける予測値と実験値の比較.

に対して強い相関を持つことがわかる. そこで, 修正 Weber 数を Weber 数の関数として, べき乗関数で曲線回帰を行うと,

$$\mathrm{We}' = 0.4929 \cdot \mathrm{We}^{0.9602} \tag{5.19}$$

の関係が得られる.

以上より，正方形断流路内で往復振動する液柱が形成する液膜厚さの予測式は，次のようになる.

$$\frac{\delta}{D_\mathrm{h}} = \frac{\mathrm{Ca}^{2/3}}{2\mathrm{Ca}^{2/3} + F - \dfrac{4}{3}\mathrm{We}'} \tag{5.20}$$

ここで，評価関数 F は式 (5.16)および式 (5.17)から求められ，修正 Weber 数 We' は式 (5.19)から求められる．式 (5.20)の予測式を用いて算出した液膜厚さと実験で評価した液膜厚さを比較すると図 5.10 のようになる．およそ±10 %の範囲内で予測できたことがわかる.

5.6.2　キャピラリー数のみを用いた液膜厚さの予測式

前項では，液膜形成の物理的モデルを構築し，種々の無次元パラメーターを導入することで，液膜厚さを予測することを可能にした．しかしながら，前項で提案した液膜厚さの予測式は，多くの無次元パラメーターが含まれており取り扱いが煩雑である．また，図 5.6 からわかるように，今回実験を行った範囲においては，液膜厚さはおよそキャピラリー数

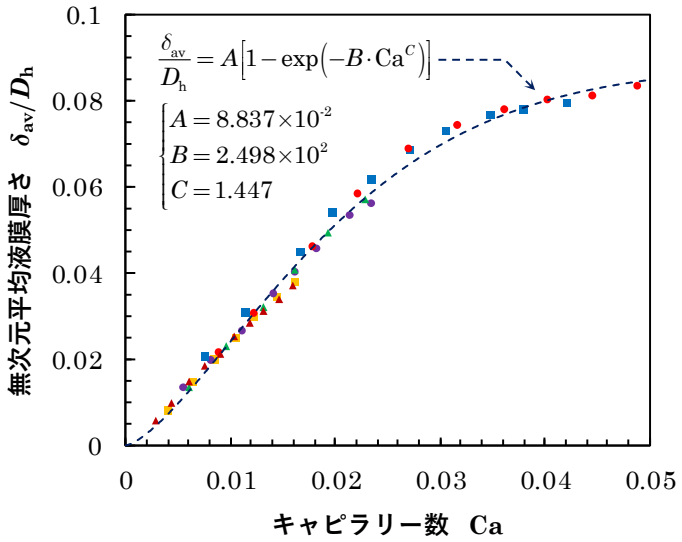


図 5.11 無次元平均液膜厚さに対して提案する予測式と実験結果.

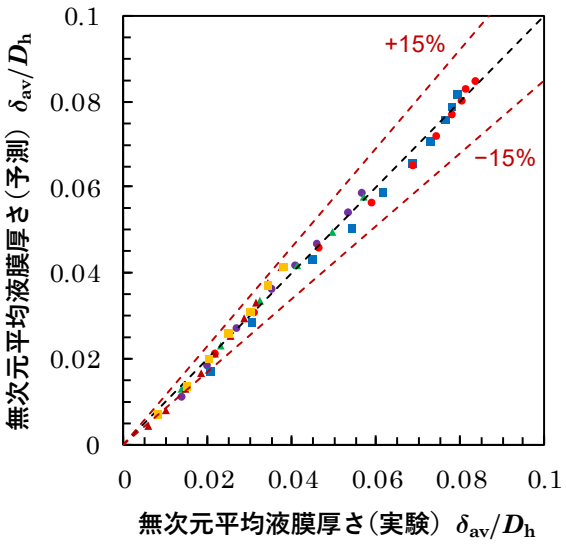


図 5.12 無次元平均液膜厚さにおける予測値と実験値の比較.

のみで十分に予測することができることがわかる．液膜厚さを予測する上で，パラメーターが少ない方が，取り扱いが容易となるであろう．そこで，Irandoust ら[64]が提案する液膜厚さを評価する回帰曲線

$$\frac{\delta_{av}}{D_h} = A\left[1-\exp\left(-B\cdot \mathrm{Ca}^C\right)\right] \tag{5.21}$$

を用いて予測式を作成した．この回帰曲線を採用した理由は，キャピラリー数の増加とともに液膜厚さの増加率が変化することをよく表現できるからである．式 (5.21)を用いて，

本実験で得られた液膜厚さに対して，曲線回帰を行うことで得られた回帰パラメーターを式 (5.22)に示す.

$$A = 8.837\times10^{-2},\quad B = 2.498\times10^{2},\quad C = 1.447 \tag{5.22}$$

このフィッティング結果は，実験結果と併せて，図 5.11 に破線で示されている．キャピラリー数がおよそ 0.03 を超えたときのキャピラリー数の増加に対する液膜厚さの増加率の変化をよく表していることがわかる．図 5.12 は，実験的に評価した平均液膜厚さと今回フィッティングにより求めた予測式を用いて算出した平均液膜厚さの予測値の関係を示す．本項で提案する予測式を用いることにより，前項において液膜形成の力学モデルを考慮することで構築した液膜厚さの予測式と比較して精度は劣るものの，およそ±15 %の正確さで正方形断面流路内を正弦波的に往復振動する液柱により生じる液膜の平均液膜厚さを予測することができることがわかる.

第 6 章

結　論

6.1　本論文の結論

本論文は，自励振動ヒートパイプ内において生じる液柱の往復振動に伴う熱輸送について研究を行ったものである．流路内の液柱を強制的に振動させることにより，実際の自励振動ヒートパイプにおける流動と熱輸送現象を模擬し，液柱の往復振動に伴う顕熱輸送と潜熱輸送を分離して評価した．さらに，顕熱輸送と潜熱輸送のそれぞれに対する液柱振動条件の影響を明らかにした．また，作動流体蒸気圧力の時間変化測定から蒸気質量の時間変化を推算し，相変化による蒸気質量変化と液柱先端位置の関係を調べた結果，液柱振動に伴い流路内壁に生じる液膜の相変化による潜熱輸送のメカニズムが明らかとなった．加えて，液柱振動に伴う顕熱輸送を検討するために数値解析を行い，実験結果との比較検討を行った．また，液柱の往復振動に伴い生ずる液膜の厚さを評価し，液膜形成の力学モデルを検討することで液膜厚さの予測式を提案した．これら研究結果から，自励振動ヒートパイプにおける熱輸送機構の詳細を明らかにした．以下に各章で得られた知見をまとめ，本論文の結論とする．

第 3 章「液柱振動による熱輸送の実験的研究」

- 顕熱輸送と潜熱輸送が両方行われる単成分系および顕熱輸送のみが行われる 2 成分系で断熱部流路壁温度分布を比較すると，熱輸送機構の違いにより，単成分系では単純熱伝導の直線温度分布と比較して断熱部中央部の温度が高くなり，2 成分系では断熱部中央部の温度が低くなる．これは，単成分系では，断熱部において作動流体蒸気が凝縮し流路壁を加熱するためであり，2 成分系では，振動液柱の顕熱輸送により流路壁から液柱に熱が移動し流路壁を冷却するためである．

- 自励振動ヒートパイプにおける熱流動現象を模擬した単成分系について，有効熱伝導率が最大となる液柱先端の振動中心位置の最適値が存在し，その最適位置は断熱部中心近傍である．これは，実際の自励振動ヒートパイプにおいて，作動流体の封入率の最適値が存在することに対応する．

- 液柱先端の振動中心位置が冷却部に近づくとともに，顕熱輸送の有効熱伝導率は単調に減少する．一方，潜熱輸送の有効熱伝導率は，液柱先端の振動中心位置が冷却部に近づくとともに増加するが，液柱先端が加熱部に浸入しないようになると減少する．これは，凝縮に寄与する冷却部が作動流体蒸気に露出する面積，ならびに加熱部に存

在する液膜の長さの関係により説明することができる．

- 顕熱輸送の有効熱伝導率は，振動振幅および振動周波数の増加とともに増大する．一方，潜熱輸送の有効熱伝導率は，振動振幅が増加するにつれて増大し，振動周波数が増加するにつれて減少する．これは，液柱の振動周波数が増加するにつれ，液膜厚さが増加し，相変化熱伝達係数が減少するためである．

- 加熱部から冷却部にわたり流路内壁に生じる残留液膜において，加熱部での流路壁面上の液膜の蒸発と冷却部での作動流体蒸気の凝縮が同時に発生することが，流路壁温度の時間変化測定により明らかとなった．この熱輸送機構は，ウィック式ヒートパイプにおけるそれと同様である．

- 液柱が冷却部から加熱部に前進するとき，作動流体蒸気が液柱先端へ直接接触凝縮する．この直接接触凝縮は，液柱が冷却部から加熱部へ前進するとき，冷却部で冷やされた作動液体が液柱断面中央部から液柱先端へ押し出されるため生じる．

- 顕熱輸送における熱物性値依存性は，ドリームパイプにおけるそれと同じである．

- 潜熱輸送特性における作動流体の種類の差異は，作動流体の蒸発潜熱の違いにより説明することができる．また，この潜熱輸送量は，加熱部における蒸発による液膜厚さの時間変化を考慮することにより予測することができる．

第 4 章「液柱振動による顕熱輸送の数値解析」

- 2 成分系に対応する液柱の往復振動に伴う顕熱輸送の数値解析を行い，液柱を単純な直方体とした数値解析から得られた流路壁温度分布と実験から得られたそれを比較した結果，数値解析結果と実験結果において良好な一致が見られた．

- 顕熱輸送量に関して，数値解析結果と実験結果を比較した結果，加熱部に浸入する液柱長さが増加するにつれ，熱輸送量の計算結果は実験結果とよく一致することがわかった．このことから，加熱部における液柱の流路壁との直接熱交換に着目し，振動液柱の先端に対して先行する液膜，および液柱が加熱部から冷却部に移動するときに流路壁に残す液膜が，作動液体と加熱部流路壁の間の熱交換に寄与し，顕熱輸送に影響を与える可能性が示唆された．

第 5 章「液柱の往復振動により生じる液膜厚さの測定と予測式の提案」

- 正方形断面流路内における液柱の往復振動により生じる液膜の厚さの平均値は，振動する液柱の平均速度を代表速度とした平均キャピラリー数を用いて整理することができる．

- 平均キャピラリー数の増加に伴い液膜厚さは単調に増加するが，平均キャピラリー数が 0.03 より大きい領域では, 平均キャピラリー数の増加に対する液膜厚さの増加率が減少する．これは，正弦波的に振動する液柱の加速および減速の影響である．

- 正方形断面流路内を等速で移動する液柱により生じる液膜の厚さと比較して，正弦波的に振動する液柱により生じる液膜の厚さは，特にキャピラリー数が小さい領域で薄くなる．これは，液膜先端に接触線が存在する不完全な濡れの状態が影響しているためであると考えられる．

- 液膜形成の力学モデルを検討することにより，正方形断面流路において往復振動する液柱により生じる液膜厚さの予測式を提案した．その予測式は，およそ±10 %の範囲内で液膜厚さを予測することができる．

- 正方形断面流路において往復振動する液柱により生じる液膜厚さの予測式を平均キャピラリー数のみの関数として実験結果の曲線回帰により求めた．この予測式は，およそ±15 %の範囲内で液膜厚さを予測することができる．

以上を要するに，本博士論文では，自励振動ヒートパイプにおける熱輸送の最も基礎的な要素である液柱の往復振動に伴う熱輸送に着目することにより，流路内を往復振動する液柱の振動振幅，振動周波数などの液柱振動条件が決定されれば，その液柱による熱輸送量を予測できることが示されたとともに，自励振動ヒートパイプにおける液柱の往復振動による熱輸送機構の詳細が明らかにされた．

6.2　今後の研究課題

本研究で得られた知見から，液柱の振動振幅，振動周波数などの液柱振動条件が決定されれば，自励振動ヒートパイプにおける熱輸送量を推算することができることが示された．今後は，液柱振動条件をいかにして決定するかが課題となる．液柱振動周波数に関しては，松井ら[65]により，流路内に Taylor 気泡と液柱が交互に並んだ気液せん列系における，液

体の慣性と気体の圧縮性を考慮した質量－ばね系のモデルが提案されており，このモデルを用いることで，自励振動する液柱の振動周波数を予測することができると考えられる．このことは，杉本ら[66]による自励振動ヒートパイプにおける流路内作動流体挙動の可視化に関する研究においても示唆されており，有用な予測手法であると考えられる．また，振動振幅に関しては，Gürsel ら[67]により，振動する液柱における 1 次元の質量－ばね－ダンパーの非線形モデルが提案されており，このモデルと本研究で得られた熱輸送モデルを連成させることにより求めることができると考えられる．これらにより，自励振動ヒートパイプにおける熱輸送性能予測手法が確立され，汎用性のある設計手法が構築できると考えている．以上のような自励振動ヒートパイプの熱輸送性能予測手法は，従来の数値シミュレーションを用いたそれのような緻密なメッシュを作成することなしに可能となるため，ターン数の多い自励振動ヒートパイプにおける熱輸送性能の予測も計算負荷が増大することなく可能になると推測される．

加えて，本研究では，液柱の移動に伴い流路内壁に生ずる液膜厚さの評価が，自励振動ヒートパイプにおける潜熱輸送量の予測において重要な役割を果たすことがわかった．自励振動ヒートパイプにおいてみられる往復する液柱により生じる液膜の厚さの統一的な評価は，筆者の知る限りにおいて先行研究は存在せず，本研究における液柱の往復振動に伴い生ずる液膜厚さの測定結果は有用な知見であると考える．しかしながら，検討した作動流体はエタノールのみ，流路断面形状は正方形断面のみと限定的である．また，評価した液膜厚さは平均値であり，詳細な液膜厚さの分布が得られるに至っていない．そのため，今後は，種々の作動流体で実験を行うとともに，円形断面流路を用いた場合の液膜厚さを評価し，より広範囲な実験データを蓄積・整理する必要がある．また，レーザーフォーカス変位計などを用いることによる高精度な液膜厚さ測定手法を導入し，流路長手方向での液膜厚さ分布を測定するとともに，その測定結果に基づいた液膜形成の力学モデルを検討し液膜厚さの予測式を構築することも望まれる．これにより，自励振動ヒートパイプにおけるより正確な潜熱輸送の予測が可能になると考えられる．

付録 A

2 成分系における潜熱輸送の見積もり

A.1　2 成分系における物質伝達

2 成分系（顕熱輸送のみを評価する実験）では，大気圧下で作動流体を封入し，気相を大気圧空気とすることにより，近似的に顕熱輸送のみが行われるようにした．これは，2 成分系においても，気相の空気中には作動流体の蒸気が存在し，蒸発と凝縮による潜熱輸送は生じうるが，気相拡散抵抗のため，単成分系と比較すると潜熱輸送は無視することができると考えられるからである．本付録では，空気中における物質拡散を考えることにより 2 成分系における生じうる潜熱輸送を見積もるとともに，単成分系における潜熱輸送と比較して，2 成分系の潜熱輸送は無視することができることを示す．

はじめに，図 A.1 に示すような疑似 1 次元的な物質拡散モデルを考える．加熱部および冷却部には，厚さδの作動液体液膜が存在するとする．ここで，相変化する作動流体の質量は小さく，この液膜厚さは一定であると仮定し，加熱部および冷却部流路と接している液膜の温度がそれぞれ，$T_{\mathrm{w,h}}$ および $T_{\mathrm{w,c}}$ であるとする．また，加熱部および冷却部での気液界面温度を $T_{\mathrm{lf,h}}$ および $T_{\mathrm{lf,c}}$ とし，各領域における温度変化が直線的であると仮定すると，気液界面における熱量のつり合いを考えることにより，

$$-A_{\mathrm{lf,h}} \cdot k_{\mathrm{L}} \cdot \frac{T_{\mathrm{lf,h}} - T_{\mathrm{w,h}}}{\delta} = -A \cdot k_{\mathrm{V}} \cdot \frac{T_{\mathrm{lf,c}} - T_{\mathrm{lf,h}}}{L} + A \cdot h_{\mathrm{fg}} \cdot \dot{m} \tag{A.1}$$

$$-A_{\mathrm{lf,c}} \cdot k_{\mathrm{L}} \cdot \frac{T_{\mathrm{w,c}} - T_{\mathrm{lf,c}}}{\delta} = -A \cdot k_{\mathrm{V}} \cdot \frac{T_{\mathrm{lf,c}} - T_{\mathrm{lf,h}}}{L} + A \cdot h_{\mathrm{fg}} \cdot \dot{m} \tag{A.2}$$

の関係が得られる．ここで，k_{L} は作動液体の熱伝導率，k_{V} は作動流体蒸気の熱伝導率，L は加熱部－冷却部距離，$A_{\mathrm{lf,h}}$ は加熱部液膜面積，$A_{\mathrm{lf,c}}$ は冷却部液膜面積，A は流路断面積，h_{fg} は蒸発潜熱，$\dot{m}$ は作動流体蒸気質量流束である．

式 (A.1)および式 (A.2)の辺々を差し引き，整理することにより，冷却部での気液界面温度は，

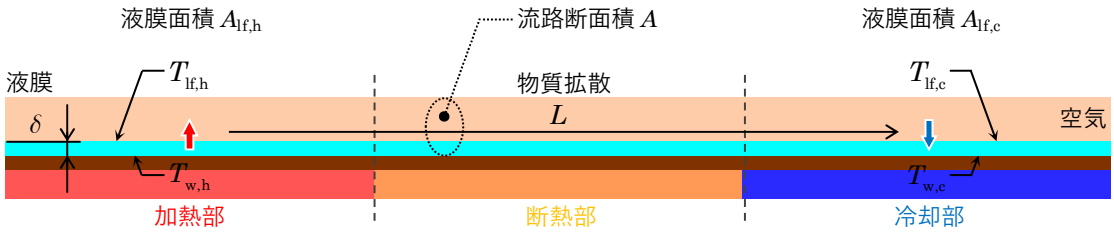


図 A.1 2成分系における物質拡散による潜熱輸送量の推算モデル.

$$T_{\mathrm{lf,c}} = \frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} \cdot T_{\mathrm{w,h}} + T_{\mathrm{w,c}} - \frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} \cdot T_{\mathrm{lf,h}} \tag{A.3}$$

と表現することができる．また，式 (A.1)および式 (A.2)の辺々を足し合わせ，整理することにより，質量流束は，

$$\dot{m} = \frac{k_{\mathrm{V}}}{h_{\mathrm{fg}} \cdot L} \cdot \left(T_{\mathrm{lf,c}} - T_{\mathrm{lf,h}}\right) - \frac{k_{\mathrm{L}}}{2 \cdot h_{\mathrm{fg}} \cdot \delta} \cdot \frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A} \cdot \left(T_{\mathrm{lf,h}} - T_{\mathrm{w,h}}\right) - \frac{k_{\mathrm{L}}}{2 \cdot h_{\mathrm{fg}} \cdot \delta} \cdot \frac{A_{\mathrm{lf,c}}}{A} \cdot \left(T_{\mathrm{w,h}} - T_{\mathrm{lf,h}}\right) \tag{A.4}$$

と表現することができる．式 (A.4)に式 (A.3)を代入すると，

$$\dot{m} = \frac{k_{\mathrm{V}}}{h_{\mathrm{fg}} \cdot L} \cdot \left[\frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} \cdot T_{\mathrm{w,h}} + T_{\mathrm{w,c}} - \left(\frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} + 1\right) \cdot T_{\mathrm{lf,h}}\right] - \frac{k_{\mathrm{L}}}{h_{\mathrm{fg}} \cdot \delta} \cdot \frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A} \cdot \left(T_{\mathrm{lf,h}} - T_{\mathrm{w,h}}\right) \tag{A.5}$$

が得られる．

つぎに，質量分率について検討する．加熱部および冷却部に存在する気液界面近傍における質量分率ωは，それぞれの気液界面温度で飽和しているとし，

$$\omega_{\mathrm{lf,h}} = \omega_{\mathrm{sat}}\left(T_{\mathrm{lf,h}}\right) \tag{A.6}$$

$$\omega_{\mathrm{lf,c}} = \omega_{\mathrm{sat}}\left(T_{\mathrm{lf,c}}\right) \tag{A.7}$$

であるとする．加えて，質量分率が温度に対して直線的に変化すると仮定し，

$$\omega = aT + b \tag{A.8}$$

と表現する．ここで，a および b は定数である．ここで，Fick の法則より，質量流束は，

$$\dot{m} = -\rho_{\mathrm{V}} D \frac{\omega_{\mathrm{sat}}\left(T_{\mathrm{lf,c}}\right) - \omega_{\mathrm{sat}}\left(T_{\mathrm{lf,h}}\right)}{L} \tag{A.9}$$

で表現できる．ここで，式 (A.3)および式 (A.8)を併せることにより，

$$\dot{m} = -\frac{\rho_{\mathrm{V}} Da}{L}\left(\frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} T_{\mathrm{w,h}} + T_{\mathrm{w,c}}\right) + \frac{\rho_{\mathrm{V}} Da}{L}\left(\frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} + 1\right) T_{\mathrm{lf,h}} \tag{A.9}$$

が得られる．式 (A.5)と式 (A.9)より $\dot{m}$ を消去し，整理すると，界面温度はそれぞれ

$$T_{\mathrm{lf,h}} = \frac{\alpha\left(\gamma T_{\mathrm{w,h}} + T_{\mathrm{w,c}}\right) + \beta\gamma' T_{\mathrm{w,h}}}{\alpha\gamma + \beta\gamma' + \alpha} \tag{A.10}$$

$$T_{\mathrm{lf,c}} = \frac{\alpha\gamma T_{\mathrm{w,h}} + \left(\beta\gamma' + \alpha\right) T_{\mathrm{w,c}}}{\alpha\gamma + \beta\gamma' + \alpha} \tag{A.11}$$

で求められる．ここで，

$$\alpha = \frac{\rho_{\mathrm{V}} Da}{L} + \frac{k_{\mathrm{V}}}{h_{\mathrm{fg}} \cdot L} \tag{A.12}$$

$$\beta = \frac{k_{\mathrm{L}}}{h_{\mathrm{fg}} \cdot \delta} \tag{A.13}$$

$$\gamma = \frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A_{\mathrm{lf,c}}} \tag{A.14}$$

$$\gamma' = \frac{A_{\mathrm{lf,h}}}{A} \tag{A.15}$$

である．以上，式 (A.6)–式 (A.15)より，質量流束は，

$$\dot{m} = -\frac{\rho_{\mathrm{V}} Da}{L} \cdot \frac{\beta\gamma'}{\alpha\gamma + \beta\gamma' + \alpha} \left(T_{\mathrm{w,h}} - T_{\mathrm{w,c}}\right) \tag{A.16}$$

と求められる．このとき，物質拡散による潜熱輸送量 Q_{dif} は，

$$Q_{\mathrm{dif}} = \dot{m} \cdot A h_{\mathrm{fg}} \tag{A.17}$$

で求められる．

式 (A.8)における係数 a の決定方法について以下に述べる．つぎに，質量分率と温度の関係を検討する．質量分率ωと分圧分率 x の関係より，

$$\omega = \frac{x_{\mathrm{V}} \cdot M_{\mathrm{V}}}{\left(1 - x_{\mathrm{V}}\right) \cdot M_{\mathrm{air}} + x_{\mathrm{V}} \cdot M_{\mathrm{V}}} \tag{A.18}$$

が得られる．ここで，式 (A.18)の右辺分母は，平均分子量 $\bar{M}$ である．ところで，作動流体蒸気の分圧分率 x_{V} は，作動流体蒸気が飽和圧力であると仮定すると，

$$x_{\mathrm{V}} = \frac{P_{\mathrm{V}}}{P_{\mathrm{tot}}} = \frac{P_{\mathrm{sat}}\left(T\right)}{P_{\mathrm{tot}}} \tag{A.19}$$

となり，質量分率は，

$$\omega = \frac{M_{\mathrm{V}}}{\bar{M}} \cdot \frac{P_{\mathrm{sat}}\left(T\right)}{P_{\mathrm{tot}}} \tag{A.20}$$

の関係となる．ここで，飽和圧力 $P_{\mathrm{sat}}(t)$ は，温度を変数とする 1 次関数を用いて実測値をフィッティングすることで，近似的に表現した．以上の式 (A.18)–式 (A.20)から，式 (A.8)で示されるような質量分率が温度を変数とする 1 次関数で表され，係数 a が決定される．

上述の式 (A.16)で求められる 2 成分系における物質の拡散による潜熱輸送量は，2 成分系における実測値を与えて計算すると，液柱の往復振動に伴う顕熱輸送量のおよそ $1/10^4$ 程度であることがわかり，2 成分系における潜熱輸送は無視することができる．

付録 B

熱損失の評価

B.1　熱損失の評価方法

本研究で使用した実験装置の流路は，流路内で振動する液柱の挙動を観察するため，断熱を十分に行うことができない．そのため，熱輸送量を正確に評価するためには，流路から周囲環境への熱損失を評価する必要がある．そこで，流路内に作動流体を封入しない状態で加熱実験を行い，加熱部－断熱部境界（図 2.2 の位置 HA）における温度勾配の実測値を用いて，流路壁熱伝導による加熱部から冷却部への伝熱量を算出し，ヒーター投入電力との差異により，周囲環境への熱損失を見積もった．そして，作動流体を封入する場合では，この事前に見積もった熱損失をヒーター投入電力から差し引くことにより，熱輸送量を算出した．以下に，熱損失の評価方法の概略を述べる．

熱損失の評価方法について説明する．実験装置の詳細に関しては，第 2.1 節を参照されたい．はじめに，種々のヒーター投入電力に対する流路壁温度分布を測定した．ヒーター投入電力は，カートリッジヒーターに印加する電圧を 12.5 V から 22.5 V まで 2.5 V ずつ変化させることにより，1.38 W から 4.73 W まで変化させた．各ヒーター投入電力に対して，2 時間加熱を継続し，十分に定常状態に達したことを確認した後，流路壁温度分布を測定した．これにより，種々の加熱部温度の流路壁温度分布が得られる．流路壁温度の測定には，T 型熱電対（素線径 0.1 mm）を用い，流路壁温度を外表面から深さ 0.5 mm の位置で測定した．冷却部は，恒温循環水槽により一定温度および一定流量の冷却水を流すことにより冷却された．なお，恒温循環水槽の設定温度は，冷却部中心温度 T_{C2} が約 30 °C で一定となるように，加熱量に応じて調整した．また，空調を用いて，実験室内の環境温度が約 25 °C で一定となるようにし，環境温度は T 型シース熱電対（シース径 1 mm）を用いて測定を行った．以上の実験から得られたヒーター投入電力と流路壁温度分布の関係から，熱損失を評価した．その詳細に関しては，解析結果とともに次節以降で述べる．

B.2　流路内に作動流体を封入しない場合の流路壁温度分布

図 B.1 に種々のヒーター投入電力 Q_{E} に対する流路内に作動流体を封入しない場合の流路壁温度分布を示す．冷却部の流路壁温度は一定としているため，ヒーター投入電力の増加と伴に，加熱部の流路壁温度は上昇している．加熱部および冷却部における流路壁温度は，それぞれほぼ一様の温度となっている．これは，熱容量の大きい銅ブロックを押し付けることにより，加熱・冷却を行ったためである．また，断熱部温度分布は，ほぼ直線的に変化している．これは，流路壁 x 軸方向の 1 次元定常熱伝導を考えれば当然であるが，

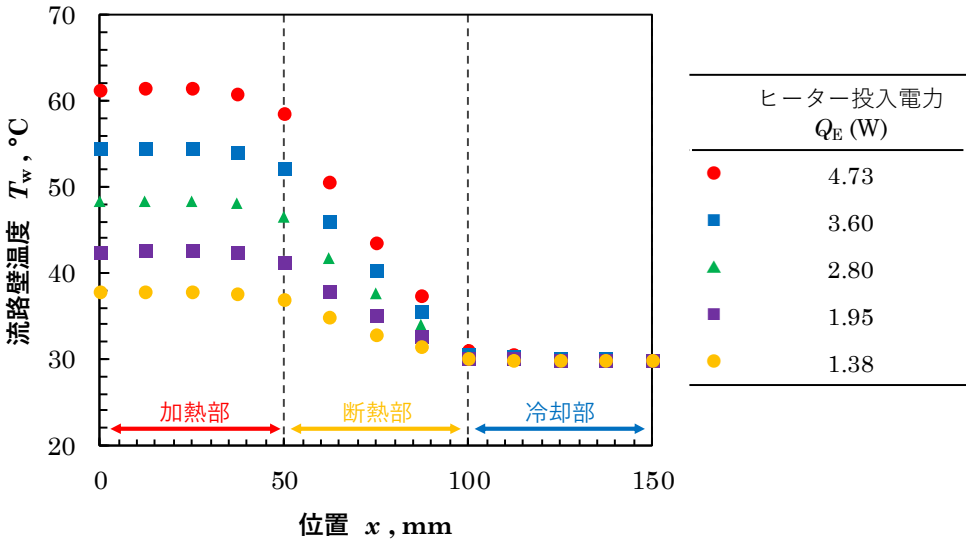


図 B.1 作動流体を封入しない場合の流路壁温度分布.

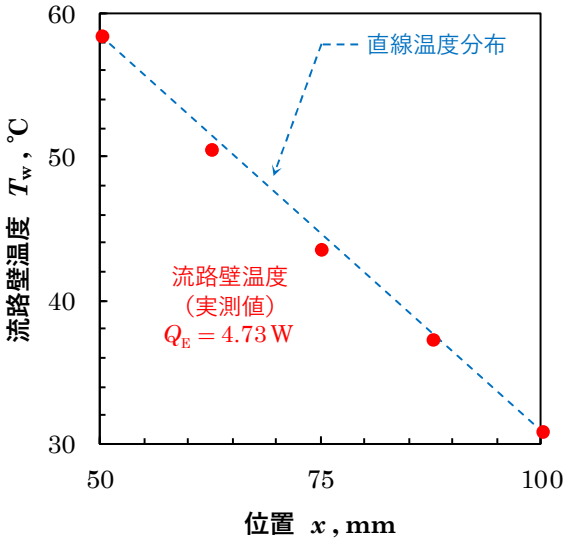


図 B.2 実測した断熱部流路壁温度と直線温度分布との比較.

測定した断熱部温度分布は，直線分布からの相違が確認された．この断熱部温度分布の特徴をより詳細に確認するために，一例として，図 B.2 にヒーター投入電力 $Q_E = 4.73$ W の場合における断熱部流路壁温度の測定結果をプロットで示す．加熱部－断熱部境界温度 T_{HA} と断熱部－冷却部境界温度 T_{AC} を結んだ直線温度分布，すなわち流路壁 x 軸方向に沿った 1 次元定常熱伝導を仮定した温度分布と比較すると，測定された断熱部温度の方が低く，断熱部温度分布が全体として下に凸であることが確認できる．このことは，他のヒーター投入電力に対しても同様の傾向が確認された．これは，断熱部において流路壁から周囲環境への熱放出，すなわち熱損失が発生しているためであると考えられる．

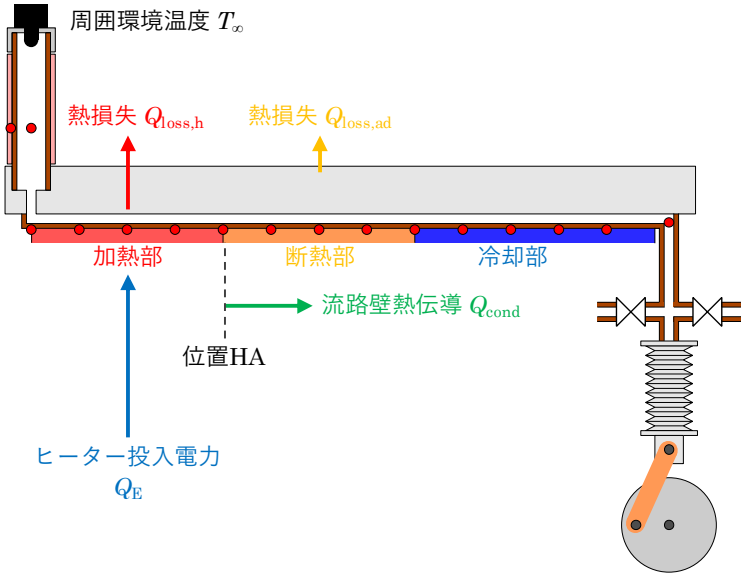


図 B.3 流路での熱の流れ.

本論文における熱輸送量は，加熱部から断熱部へ流入する熱輸送量と定義している．これから，図 B.3 に示すように，流路での熱の流れを考えることができる．ヒーター投入電力 Q_{E} に対応して発生した熱の一部は，加熱部流路壁から断熱部流路壁へ伝導せず，加熱部から周囲環境へ放熱され，加熱部の熱損失 $Q_{\mathrm{loss,h}}$ となる．また，加熱部から断熱部に伝えられた熱の一部は，断熱部流路壁から冷却部流路壁へ伝導せず，断熱部から周囲環境へ放熱され，断熱部の熱損失 $Q_{\mathrm{loss,ad}}$ となる．ここで，加熱部での熱損失を算出するために必要となる加熱部から断熱部への流路壁熱伝導による伝熱量 Q_{cond} の算出は，加熱部－断熱部境界（位置 HA）における流路壁温度勾配により決定される．そこで，加熱部－断熱部境界（位置 HA）での温度勾配を正確に評価するために，断熱部での熱損失を考慮したモデルにおける温度分布関数を求め，この温度分布関数の導関数から温度勾配を決定することにした．

B.3　断熱部流路壁温度分布関数の推定

図 B.4 に示すように，断熱部流路壁に対して，表面で熱伝達のある場合の 1 次元定常熱伝導を考える．ここで，流路壁断面の形状は，流路 x 軸方向（長手方向）に面積一定である．また，流路壁温度は，流路壁断面で一様であると仮定する．側面からの熱伝達による熱放出を考慮すると，熱伝導方程式は，

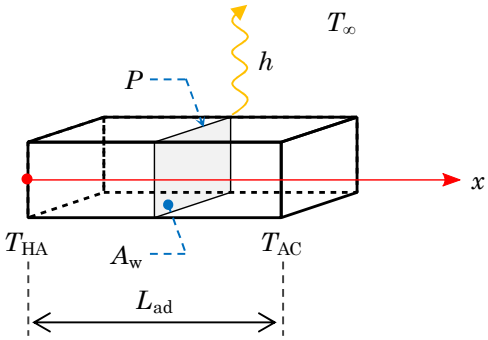


図 B.4 表面で熱伝達のある場合の1次元定常熱伝導.

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(A_{\mathrm{w}}k_{\mathrm{w}}\frac{\mathrm{d}T_{\mathrm{w}}}{\mathrm{d}x}\right)-hP\left(T_{\mathrm{w}}-T_{\infty}\right)=0 \tag{B.1}$$

と表すことができる．ここで，A_{w} は流路断面積，k_{w} は流路壁熱伝導率，h は流路表面から周囲環境への熱伝達係数，P は流路断面の濡れ縁長さ，T_{w} は流路断面の一様な温度，T_{∞} は周囲環境温度である．また，熱伝導率 k_{w} と熱伝達係数 h は，温度に依存せず一定とする．位置 x は，加熱部側流路端から冷却部方向への距離である（図 2.1 参照）．境界条件は，加熱部－断熱部境界（位置 HA）および断熱部－冷却部境界（位置 AC）における Dirichlet 条件で与えられ，

$$\begin{cases} T\big|_{x=L_{\mathrm{h}}}=T_{\mathrm{HA}} \\ T\big|_{x=L_{\mathrm{h}}+L_{\mathrm{ad}}}=T_{\mathrm{AC}} \end{cases} \tag{B.2}$$

である．ここで，L_{h} は加熱部長さ，L_{ad} は断熱部長さである．つぎに，流路壁無次元温度

$$\Theta=\frac{T-T_{\infty}}{T_{\mathrm{HA}}-T_{\infty}} \tag{B.3}$$

を導入することにより，式 (B.1)は，

$$\frac{\mathrm{d}^2\Theta}{\mathrm{d}x^2}-m^2\Theta=0 \tag{B.4}$$

となる．ここで，変数 m は，

$$m=\sqrt{\frac{hP}{k_{\mathrm{w}}A_{\mathrm{w}}}} \tag{B.5}$$

である．式 (B.2)の境界条件は，無次元温度Θで表すと，

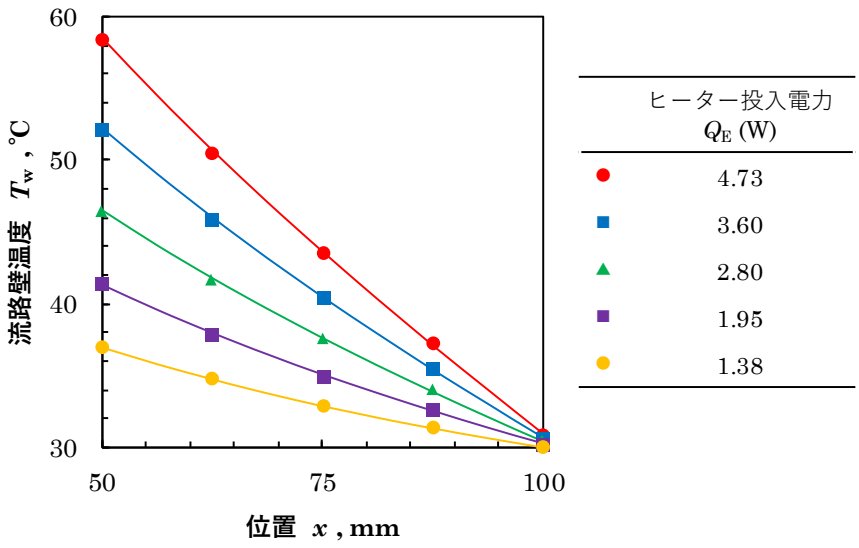


図 B.5 断熱部流路壁温度分布に対して曲線回帰した結果.

$$\begin{cases} \Theta\big|_{x=L_h} = 1 \\ \Theta\big|_{x=L_h+L_{ad}} = \dfrac{T_{AC}-T_\infty}{T_{HA}-T_\infty} \end{cases} \tag{B.6}$$

となる．式 (B.4)の 2 階常微分方程式を式 (B.6)の境界条件のもとで解くと，

$$\Theta(x) = \frac{\sinh\left\{m\left[L_{ad}-(x-L_h)\right]\right\}}{\sinh(mL_{ad})} + \frac{\sinh\left[m(x-L_h)\right]}{\sinh(mL_{ad})}\cdot\frac{T_{AC}-T_\infty}{T_{HA}-T_\infty} \tag{B.7}$$

が得られる．そして，流路壁温度分布 T を露わに書き下すと，

$$T(x) = T_\infty + \frac{\left\{m\left[L_{ad}-(x-L_h)\right]\right\}}{\sinh(mL_{ad})}\cdot(T_{HA}-T_\infty) + \frac{\sinh\left[m(x-L_h)\right]}{\sinh(mL_{ad})}\cdot(T_{AC}-T_\infty) \tag{B.8}$$

となる．

この式 (B.8)を回帰関数として，実験から得られた断熱部流路壁温度分布（T_{HA}, T_{A1}, T_{A2}, T_{A3}, T_{AC}）と周囲環境温度 T_∞を用いて，パラメーターm を最小二乗法により決定した．図 B.5 に種々のヒーター投入電力における断熱部流路壁温度分布に対して，式 (B.8)の温度分布関数を用いて，曲線回帰を行った結果を示す．このとき，回帰パラメーターm の値は，13.8 m^{-1} から 15.8 m^{-1} の間であり，およそ一定の値であった．図 B.5 からわかるように，式 (B.8)を用いて曲線回帰を行った結果は，作動流体の封入しない場合の断熱部流路壁温度分布の特徴である下に凸の温度分布をよく表現している．加熱部－断熱部境界（位置

HA）における流路壁温度勾配は，式 (B.8)を x で微分することにより得られ，

$$\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_{x=L_\mathrm{h}} = \frac{m}{\sinh\left(mL_\mathrm{ad}\right)}\left\{-\cosh\left(mL_\mathrm{ad}\right)\cdot\left(T_\mathrm{HA}-T_\infty\right)+\left(T_\mathrm{AC}-T_\infty\right)\right\} \tag{B.9}$$

により与えられる．以上より，作動流体を封入しない場合の加熱部－断熱部境界における流路壁熱伝導による熱輸送量 Q_cond は，式 (B.9)で求められる加熱部－断熱部境界（位置 HA）における温度勾配に，流路壁熱伝導率 k_w および流路壁断面積 A_w を乗じ，

$$\begin{aligned} Q_\mathrm{cond} &= -A_\mathrm{w}k_\mathrm{w}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_{x=L_\mathrm{h}} \\ &= -A_\mathrm{w}k_\mathrm{w}\frac{m}{\sinh\left(mL_\mathrm{ad}\right)}\left\{-\cosh\left(mL_\mathrm{ad}\right)\cdot\left(T_\mathrm{HA}-T_\infty\right)+\left(T_\mathrm{AC}-T_\infty\right)\right\} \end{aligned} \tag{B.10}$$

で求められる．

B.4　熱損失の評価式

図 B.3 の流路での熱の流れの模式図に示したように，前節で説明した加熱部－断熱部境界における温度勾配に流路断面積および流路熱伝導率を乗じて熱輸送量 Q_cond を求め，ヒーター投入電力 Q_E から差し引くことで，加熱部からの熱損失 $Q_\mathrm{loss,h}$ を評価した．すなわち，ヒーター投入電力 Q_E，熱輸送量 Q_cond，および加熱部からの熱損失 $Q_\mathrm{loss,h}$ の関係は，

$$Q_\mathrm{E} = Q_\mathrm{cond} + Q_\mathrm{loss,h} \tag{B.11}$$

となる．この加熱部から周囲環境への熱損失は，加熱部温度と環境温度との温度差に対して支配的であると考えられる．そこで，加熱部からの熱損失を加熱部温度－環境温度差の累乗関数として，

$$Q_\mathrm{loss,h} = a\cdot\left(T_\mathrm{H}-T_\infty\right)^b \tag{B.12}$$

を用いて評価することにした．ここで，a および b は曲線回帰パラメーターである．また，平均加熱部流路壁温度 T_H は，

$$T_\mathrm{H} = \frac{1}{5}\left(T_\mathrm{H1}+T_\mathrm{H2}+T_\mathrm{H3}+T_\mathrm{H4}+T_\mathrm{HA}\right) \tag{B.13}$$

とした．

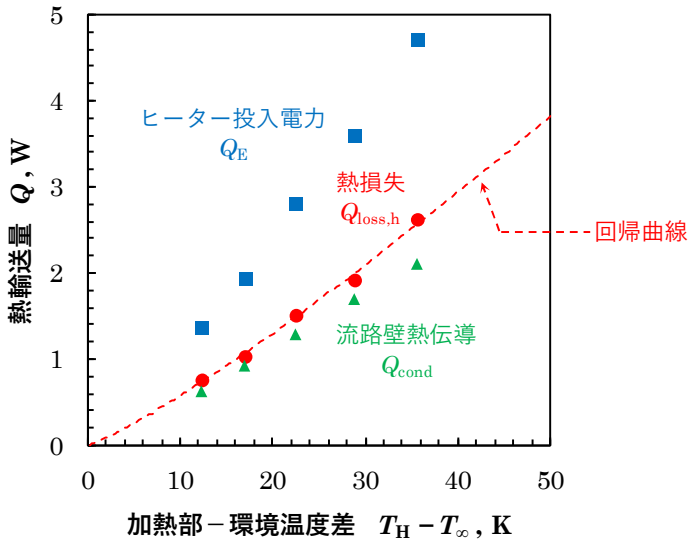


図 B.6 熱輸送量と加熱部－環境温度差の関係.

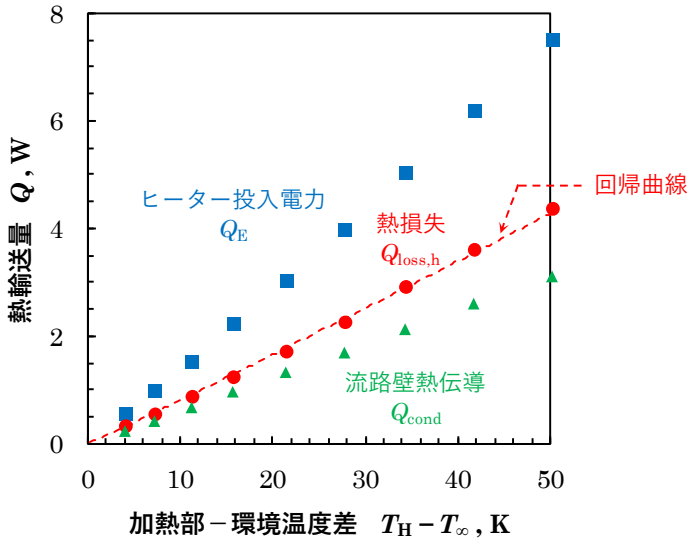


図 B.7 熱輸送量と加熱部－環境温度差の関係（垂直設置流路の場合）.

図 B.6 に横軸を平均加熱部流路壁温度－環境温度差とし, 縦軸にヒーター投入電力 Q_E, 熱輸送量 Q_{cond} および加熱部からの熱損失 $Q_{loss,h}$ をプロットし，併せて，加熱部からの熱損失に対して式 (B.12)を用いて曲線回帰を用いた結果を示す. 図 B.6 の加熱部からの熱損失 $Q_{loss,h}$ を式 (B.12)を用いて曲線回帰して得られたパラメーターは,

$$\begin{cases} a = 3.76\times10^{-2} \\ b = 1.18 \end{cases} \tag{B.14}$$

であった．本論文において示されている熱輸送量 Q_{total} は，式 (B.12)の回帰曲線および式

(B.14)の回帰パラメーターの結果を用いて，実験結果として得られる加熱部温度－環境温度差から熱損失 $Q_{\mathrm{loss,h}}$ を評価し，実験条件であるヒーター投入電力 Q_{E} から差し引くことにより評価した．すなわち，

$$Q_{\mathrm{total}} = Q_{\mathrm{E}} - Q_{\mathrm{loss,h}} \tag{B.15}$$

である．

ここまでの加熱部からの熱損失は，水平設置の流路に対して検討してきたが，垂直設置（トップヒート）の流路における熱損失も同様に検討した．これは，熱損失に影響を与える自然対流熱伝達が設置姿勢により変化することが予想されるためである．その場合の加熱部－環境温度差と熱損失の関係を図 B.7 に示す．なお，垂直設置流路の場合では，カートリッジヒーターに印加する電圧を 7.5 V から 27.5 V まで 2.5 V ずつ変化させ，ヒーター投入電力を 0.56 W から 7.50 W まで変化させた．また，水平設置の流路の場合と同様に，加熱部からの熱損失 $Q_{\mathrm{loss,h}}$ を式 (B.12)を用いて曲線回帰して得られたパラメーターは，

$$\begin{cases} a = 7.40 \times 10^{-2} \\ b = 1.04 \end{cases} \tag{B.16}$$

であった．

付録 C

周期的熱伝導における減衰および位相遅れ

C.1　周期的熱伝導における温度分布の時間変化

周期的熱伝導の最も簡単な場合として，図 C.1 に示すように，固体表面温度 T_0 が正弦波的に変動するときの半無限固体温度分布および時間変化を考える．固体表面に原点を取り，それに直交する固体内部方向に対して z 軸をとる．このとき，半無限固体中の熱伝導方程式は，

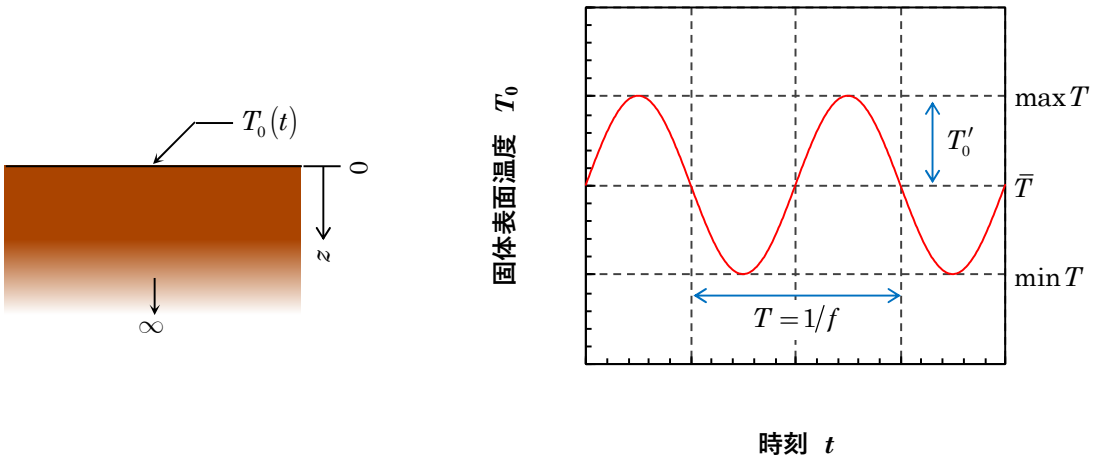
$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{C.1}$$

となる．ここで，T は固体温度，t は時刻，αは熱拡散率である．固体表面温度が正弦波的に変動することから，境界条件は $z=0$ において，

$$T_0(t) = \bar{T} + T_0' \cos(2\pi f \cdot t) \tag{C.2}$$

とする．ここで，$\bar{T}$ は固体表面の時間平均温度，T_0' は固体表面における温度変動の振幅，f は温度変動の振動周波数である．式 (C.2)の境界条件を課した式 (C.1)は，変数分離により解くことができ[68]，

$$\begin{aligned} T(t,z) &= \bar{T} + T' \cos\left(2\pi f \cdot t - z\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}}\right) \\ T'(z) &= T_0' \exp\left(-z\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}}\right) \end{aligned} \tag{C.3}$$



(a)　半無限固体.　　(b)　正弦波的な固体表面温度変動.

図 C.1 半無限固体における周期的熱伝導.

となる．以上から，固体表面温度が正弦波的に変動する場合の半無限固体内部での温度分布および時間変化が得られた．

解析解の式 (C.3)から，次のことがわかる．温度変動の振動周波数は，任意の z において，表面温度変動の振動周波数と等しいことがわかる．一方，温度変動の振幅は，z の増加とともに指数関数的に減衰することがわかる．また，振動周波数 f が大きいほど，熱拡散率αが小さいほど，温度変動の振幅は減衰することになる．つぎに，位相遅れについて議論する．最高温度が半無限固体内部を進行していくことを考えると，余弦関数の引数が零となればよいから，

$$2\pi f \cdot t - z\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}} = 2n\pi \quad \left(n \in \mathbb{Z}_{\geq 0}\right) \tag{C.4}$$

の条件を満たすとき，最高温度が現れる．このとき，Δz だけ離れた 2 点について考えると，そのときの最高温度を満たす時刻を $t + \Delta t$ とすると，

$$2\pi f \cdot \left(t + \Delta t\right) - \left(z + \Delta z\right)\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}} = 2n\pi \quad \left(n \in \mathbb{Z}_{\geq 0}\right) \tag{C.5}$$

となる．ここで，式 (C.5)から式 (C.4)を差し引くと，

$$2\pi f \cdot \Delta t - \Delta z\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}} = 0 \tag{C.6}$$

が得られ，位相遅れ

$$\Delta t = \frac{1}{2}\Delta z\sqrt{\frac{1}{\pi f \alpha}} \tag{C.7}$$

が求められた．この位相遅れは，振動周波数 f が小さいほど，熱拡散率αが小さいほど，大きくなることになる．

C.2　本実験における温度変動の減衰および位相遅れ

本研究で使用した実験装置の流路では，図 2.2 で示したように，流路外表面から深さ 0.5 mm の細穴の中に素線径 0.1 mm の熱電対を接着することにより，流路壁温度の測定を行った．すなわち，流路壁厚さが 1 mm であることから，流路壁内表面から深さ 0.5 mm の位置で温度測定を行ったことになる．前節で議論したように，周期的に固体表面温度が変

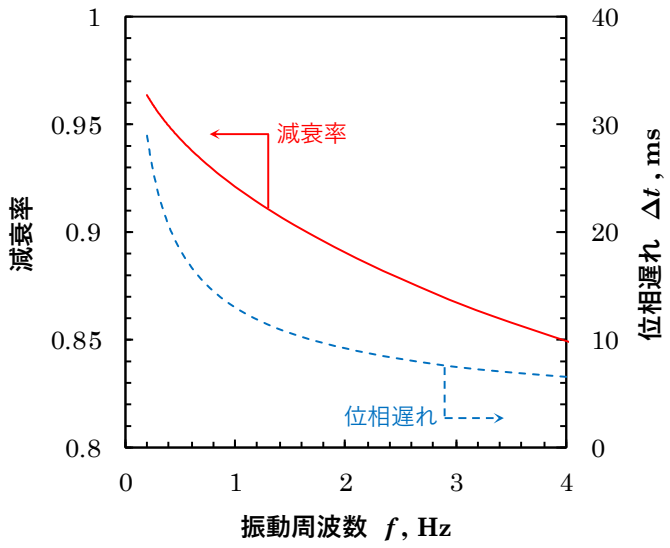


図 C.2 周期的熱伝導における減衰率および位相遅れと振動周波数の関係.

動する場合，固体内部での温度変動の振幅は，表面での振幅と比較して減衰するとともに位相遅れが生じる．そこで，本実験における温度変動の振幅の減衰率

$$\frac{T'}{T_0'} = \exp\left(-z\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}}\right) \tag{C.8}$$

および式 (C.7)で示される位相遅れを計算することにした．ここで，

$$\begin{aligned} \Delta z &= 0.5\ \mathrm{mm} \\ z &= 0.5\ \mathrm{mm} \\ \alpha &= 117\ \mathrm{mm^2/s} \end{aligned} \tag{C.9}$$

とした．すると，減衰率および位相遅れと振動周波数の関係は，図 C.2 のようになる．また，流路壁温度の時間変化測定について議論したとき（第 3.3 節および第 4.3.3 項）の振動周波数 $f = 0.83$ Hz では，減衰率は 0.93，位相遅れは 14 ms であった．

記号表

英字

A	断面積	[m^2]
c	比熱	[J/kg·K]
D	直径	[m]
D_h	水力直径	[m]
h_{fg}	相変化エンタルピー	[J/kg]
f	振動周波数	[Hz]
k	熱伝導率	[W/m·K]
L	長さ	[m]
l_c	毛管長さ	[m]
L_p	濡れ縁長さ	[m]
m	質量	[kg]
P	蒸気圧力	[Pa]
P_{ad}	断熱圧力	[Pa]
Q_{cond}	流路壁熱伝導による熱輸送量	[W]
Q_E	ヒーター投入電力	[W]
Q_{total}	全熱輸送量	[W]
Q_{loss}	熱損失	[W]
R	気体定数	[J/kg·K]
R	クランク半径	[m]
S	振動振幅	[m]
T	温度	[°C]
t	時刻	[s]
U	速度	[m/s]
V	体積	[m^3]
x	位置	[m]
x_c	振動中心位置	[m]
x_{sat}	飽和位置	[m]
x_t	液柱先端位置	[m]

無次元数

Bo	Bond 数	$\mathrm{Bo}=\rho\dot{U}D^2/\sigma$
Ca	キャピラリー数	$\mathrm{Ca}=\mu U/\sigma$
Re	Reynolds 数	$\mathrm{Re}=UD/\nu$
We	Weber 数	$\mathrm{We}=\rho U^2 D/\sigma$
We'	Weber 数	$\mathrm{We}'=\rho U^2(R-\delta)/\sigma$
Wo	Womersley 数	$\mathrm{Wo}=D/2\sqrt{\omega/\nu}$
Wo^*	修正 Womersley 数	$\mathrm{Wo}^*=\mathrm{Wo}\cdot\sqrt{2S/D}$
ϕ	振動パラメーター	$\phi=2S\sqrt{\omega/\nu}$

ギリシャ文字

α	作動流体封入率	[-]
α	熱拡散率	[m²/s]
γ	比熱比	[-]
δ	液膜厚さ	[m]
Θ	無次元温度	[-]
κ	曲率	[1/m]
λ	連桿比	[-]
μ	粘性係数	[Pa·s]
ν	動粘性係数	[m²/s]
ρ	密度	[kg/m³]
ω	角周波数	[rad/s]

添字

av	平均
eff	有効
L	液体
w	流路壁

記号

$'$	変動成分
$-$	時間平均
Δ	振幅

参考文献

[1] A. Danowitz, K. Kelley, J. Mao, J. P. Stevenson, M. Horowitz: “CPU DB: Recording Microprocessor History,” *Communications of the ACM*, **55** (4), (2012), pp.55–63.

[2] Stanford VLSI Group: CPU DB, http://cpudb.stanford.edu/
［最終アクセス：2016 年 12 月 11 日］.

[3] 日本機械学会：『先端事例から学ぶ機械工学』，(2011)，丸善出版，東京.

[4] A. R. Moritz, F. C. Henriques: “Studies of Thermal Injury: II. The relative importance of time and surface temperature in the causation of cutaneous burns,” *American Journal of Pathology*, **23** (5), (1947), pp.95–720.

[5] M. Arik, C. Becker, S. Weaver, J. Petroski: “Thermal management of LEDs: package to system”, *Proceedings of SPIE 5187*, Third International Conference on Solid State Lighting, **5187**, (2004), pp. 64–75.

[6] 日本ヒートパイプ協会：『実用ヒートパイプ』，第 2 版，(2001)，日刊工業新聞社，東京.

[7] D. Reay, P. Kew, R. McGlen: “Heat Pipes: Theory, Design and Applications,” Sixth Edition, (2013), Butterworth Heinemann, Oxford.

[8] 西尾茂文，田中久嗣：「単相強制振動流ヒートパイプの性能比較」，『日本機械学会論文集（B 編）』，**68** (670)，(2002)，pp.1752–1758.

[9] ティーエス ヒートロニクス（株）：「DLC 型ヒートレーン放熱器」，『日本機械学会誌』，**110** (1064)，(2007)，p.551.

[10] 安藤麻紀子，岡本篤，田中洸輔，杉田寛之：「宇宙用逆止弁付振動流型ヒートパイプの軌道上実証結果」，『日本機械学会熱工学コンファレンス 2016 講演論文集』，(16-33)，(2016)，C114，pp.1–2.

[11] 赤地久輝，「閉ループ管型熱伝達装置」，特開平 1-127895，1989 年 5 月 19 日.

[12] H. Akach, F. Polášek, P. Štulc, “Pulsating Heat Pipes,” *Proceedings of the Fifth International Heat Pipe Symposium*, **5**, (1996), pp.208–217.

[13] 宮崎芳郎:「自励振動ヒートパイプ」,『日本機械学会誌』, **106** (1011), (2003), pp. 107–110.

[14] 宮崎芳郎：「熱で揺れる流体が熱を運ぶ～自励振動ヒートパイプの仕組み～」,『日本機械学会誌』, **112** (1090), (2009), pp.744–745.

[15] U.H. Kurzweg, L. de Zhao: “Heat transfer by high-frequency oscillations: A new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities,” *Physics of Fluids*, **27** (11), (1984), pp.2624–2627.

[16] 宮崎芳郎：「自励振動ヒートパイプの研究」,『福井工業大学研究紀要』, **37**, (2007), pp.351–356.

[17] 細田稔, 西尾茂文, 白樫了：「蛇行閉ループ式熱輸送デバイスに関する研究（蒸気プラグ伝ぱ現象について）」,『日本機械学会論文集（B 編）』, **64** (622), (1998), pp.1845–1851.

[18] M. Hosoda, S. Nishio, R. Shirakashi: “Meandering closed-loop heat-transport tube (Propagation phenomena of vapor plug),” *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, **42** (4), (1999), pp.737–744.

[19] 西尾茂文, 永田真一, 沼田祥平, 白樫了：「気泡駆動形熱輸送デバイスの熱輸送特性に関する研究」,『日本機械学会論文集（B 編）』, **65** (640), (1999), pp.4077–4083.

[20] S. Nishio, S. Nagata, S. Baba, R. Shirakashi: “Thermal performances of SEMOS heat pipes,” *Proceedings of 12th International Heat Transfer Conference*, (2002), pp.477–482.

[21] M.B. Shafii, A. Faghri, Y. Zhang: “Thermal modeling of unlooped and looped pulsating heat pipes,” *ASME Journal of Heat Transfer*, **123** (6), (2001), pp.1159–1172.

[22] Y. Zhang, A. Faghri: “Heat transfer in a pulsating heat pipe with open end,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **45** (4), (2002), pp.755–764.

[23] R.T. Dobson: “Theoretical and experimental modelling of an open oscillatory heat pipe including gravity,” *International Journal of Thermal Sciences*, **43** (2), (2004) pp.113–119

[24] R.T. Dobson: “An open oscillatory heat pipe water pump,” *Applied Thermal Engineering*, **25** (4), (2005), pp.603–621.

[25] S.P. Das, V.S. Nikolayev, F. Lefevre, B. Pottier, S. Khandekar, J. Bonjour: “Thermally induced two-phase oscillating flow inside a capillary tube,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *53*, (2010), pp.3905–3913.

[26] V.S. Nikolayev, “A dynamic film model of the pulsating heat pipe,” *ASME Journal of Heat Transfer*, **133** (8), (2011), pp.081504-1–081504-9.

[27] M. Rao, F. Lefèvre, S. Khandekar, J. Bonjour: “Understanding transport mechanism of a self-sustained thermally driven oscillating two-phase system in a capillary tube,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **65** (2013), pp.451–459.

[28] M. Rao, F. Lefèvre, S. Khandekar, J. Bonjour: “Heat and mass transfer mechanisms of a self-sustained thermally driven oscillating liquid-vapour meniscus,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **86**, (2015), pp.519–530.

[29] R. Senjaya, T. Inoue: “Oscillating heat pipe simulation considering bubble generation Part I: Presentation of the model and effects of a bubble generation,” *International* Journal *of Heat and Mass Transfer*, **60**, (2013), pp.816–824.

[30] R. Senjaya, T. Inoue: “Oscillating heat pipe simulation considering bubble generation Part II: Effects of fitting and design parameters,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **60**, (2013), pp.825–835.

[31] R. Senjaya, T. Inoue: “Bubble generation in oscillating heat pipe,” *Applied Thermal Engineering*, **60**, (2013), pp.251–255.

[32] R. Senjaya, T. Inoue: “Oscillating heat pipe simulation considering dryout

phenomena," *Heat Mass Transfer*, **50**, (2014), pp.1429–1441.

[33] 奥山邦人，上堂薗聖，家島純，加藤俊介，森昌司：「単一の直管からなる自励振動ヒートパイプに関する研究(振動の挙動と熱輸送特性)」,『日本機械学会論文集 B 編』, **78** (788), (2012), pp.881–893.

[34] S. Kato, K. Okuyama, T. Ichikawa, S. Mori: "A single, straight-tube pulsating heat pipe (Examination of a mechanism for the enhancement of heat transport)," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **64**, (2013), pp.254–262.

[35] 嶋崎徹，長崎孝夫，伊藤優：自励振動ヒートパイプの液柱振動に関する基礎的研究,『第 45 回日本伝熱シンポジウム講演論文集』, **45** (I), (2008), pp.345–346.

[36] T. Nagasaki, Y. Shimazaki, Y. Ito, S. Hojo: Fundamental study on heat transport in pulsating heat pipe using a straight rectangular channel, *Proceedings of the 7th JSME-KSME Thermal and Fluids Engineering Conference*, (2008), B141, pp.1–4.

[37] 長崎孝夫，澤田義哉，北條怜明，伊藤優：「自励振動ヒートパイプにおける液柱振動機構に関する研究」,『第 48 回日本伝熱シンポジウム講演論文集』, **48** (I), (2011), G113, pp.173–174.

[38] 長崎孝夫，加藤達哉，伊藤優：「直線水平流路を用いた自励振動ヒートパイプに関する研究」,『第 50 回日本伝熱シンポジウム講演論文集』, **50** (II+III), (2013), G221, pp.422–423.

[39] 高野孝義，三浦正義：「自励振動ヒートパイプ内の熱流動現象の観察」,『日本機械学会東海支部第 61 期総会講演会講演論文集』, **123**, (2012), 302, pp.1–2.

[40] 高野孝義，服部良信：「自励振動ヒートパイプの作動原理に関する基礎的研究」,『日本機械学会熱工学コンファレンス 2013 講演会論文集』, (13-55), (2013), H225, pp.427–428.

[41] 高野孝義，服部良信：「自励振動ヒートパイプの加熱部で生じる圧力変動に関する基礎的研究」,『日本機械学会熱工学コンファレンス 2014 講演会論文集』, (14-59), (2014), B115, pp.1–2.

[42] 長崎孝夫:「自励振動ヒートパイプの熱輸送特性に関するレビュー」,『伝熱』, **44** (186), (2005), pp.13–17.

[43] Y. Zhang, A. Faghri: “Advances and unsolved issues in pulsating heat pipes,” *Heat Transfer Engineering*, **29** (1), (2008), pp.20–44.

[44] X. Tang, L. Sha, H. Zhang, Y. Ju: “A review of recent experimental investigations and theoretical analyses for pulsating heat pipes,” *Frontiers in Energy*, **7** (2), (2013), pp.161–173.

[45] X. Han, X. Wang, H. Zheng, X. Xu, G. Chen: “Review of the development of pulsating heat pipe for heat dissipation,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, **59**, (2016), pp.692–709

[46] H. Ma: “Oscillating heat pipes,” Springer, New York, (2015).

[47] S. Khandekar, M. Groll: “An insight into thermo-hydrodynamic coupling in closed loop pulsating heat pipes,” *International Journal of Thermal Sciences*, **43** (1) (2004), pp.13–20.

[48] P.G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, D. Quéré, （奥村剛 訳）:『表面張力の物理学』, 第 2 版, (2003), 吉岡書店, 京都.

[49] 堀越源一：『真空技術』, 第 3 版, (1994), 東京大学出版会, 東京.

[50] S. Nishio, X. H. Shi, W. M. Zhang: “Oscillation-induced heat transport: Heat transport characteristics along liquid-columns of oscillation-controlled heat transport tubes,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **38** (13), (1995), pp.2457–2470.

[51] Y. Han, N. Shikazono: “Measurement of liquid film thickness in micro square channel,” *International Journal of Multiphase Flow*, **35** (10), (2009), pp.896–903.

[52] U. H. Kurzweg, E. R. Lindgren, B. Lothrop: “Onset of Turbulence in Oscillating Flow at Low Womerseley Number,” *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, (1989), **1** (12), pp.1972–1975.

[53] G.I. Taylor: “Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube,” *Journal of Fluid Mechanics*, **10** (2), (1961), pp.161–165.

[54] P. Aussillous, D. Quéré: “Quick deposition of a fluid on the wall of a tube,” *Physics of Fluids*, **12** (10), (2000), pp.2367–2371.

[55] F. P. Bretherton: “The motion of long bubbles in tubes,” *Journal of Fluid Mechanics*, **10** (2), (1961), pp.166–188.

[56] B. G. Cox: “An experimental investigation of the streamlines in viscous fluid expelled from a tube,” *Journal of Fluid Mechanics*, **20** (2), (1964), pp.193–200.

[57] L. W. Schwartz, H. M. Princen, A. D. Kiss: “On the motion of bubbles in capillary tubes,” *Journal of Fluid Mechanics*, **172** (1986), pp.259–275.

[58] V. S. Ajaev, G.M. Homsy: “Modeling Shapes and Dynamics of Confined Bubbles,” *Annual Review of Fluid Mechanism*, **38** (2006), pp.277–307.

[59] Y. Han, N. Shikazono: “Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **30** (5) (2009), pp.842–853.

[60] Y. Han, N. Shikazono: “The effect of bubble acceleration on the liquid film thickness in micro tubes,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **31** (2010), pp.630–639.

[61] Y. J. Youn, K. Muramatsua, Y. Han, N. Shikazono: “The effect of bubble deceleration on the liquid film thickness in micro tubes,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **58** (2016), pp.84–92.

[62] Y. S. Shekhawat, S. Khandekar, P. K. Panigrahi: “Hydrodynamic Study of an Oscillating Meniscus in a Square Mini-Channel,” *Proceedings of the ASME 2nd Micro/Nanoscale Heat & Mass Transfer International Conference*, (2009), pp.679–684.

[63] Ajay Tripathi, Sameer Khandekar, P. K. Panigrahi: “Oscillatory Contact Line Motion Inside Capillaries,” *Proceedings of the 15th International Heat Pipe*

Conference, **15**, (2010), pp.1–8.

[64] S. Irandoust, B. Andersson: “Liquid film in Taylor flow through a capillary,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, **28** (11), (1989), pp.1684–1688.

[65] 松井剛一，杉原正則，有本卓：「気液せん列系の圧力伝ぱ特性（第 1 報，ステップ応答）」，『日本機械学会論文集（B 編）』，**45** (391)，pp.331–338.

[66] 杉本勝美，村川英樹，吉田壮寿，鎌田洋平，浅野等，竹中信幸，持木幸一：「自励振動型ヒートパイプ内の熱流動現象に関する研究（中性子ラジオグラフィによる冷媒挙動の可視化）」，『日本機械学会論文集（B 編）』，**76** (766)，(2010)，pp.975–982.

[67] G. Gürsel, A. J. H. Frijns, F. G. A. Homburg, A. A. van Steenhoven: “A mass-spring-damper model of a pulsating heat pipe with a non-uniform and asymmetric filling,” *Applied Thermal Engineering*, **91**, (2015), pp.80–90.

[68] 西川兼康，藤田恭伸：『伝熱学』，(1982)，理工学社，東京.

本論文の内容の公表

第 3 章

査読あり

[3-1] 三浦正義，長崎孝夫，伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送特性に関する基礎的研究（有効熱伝導率の測定）」,『日本機械学会論文集』, **81** (827), (2015)，pp.1–13.

[3-2] Masayoshi Miura, Takao Nagasaki, Yutaka Ito: “Study on the Mechanism of Heat Transport in a Pulsating Heat Pipe by Using a Forced Oscillation System,” *Proceedings of the First Pacific Rim Thermal Engineering Conference*, (2016), PRTEC-14451, pp.1–5.

[3-3] Masayoshi Miura, Takao Nagasaki, Yu Ito: “Phase Change with Liquid Column Oscillation in Pulsating Heat Pipe: Experimental Study Using Forced Oscillation System,” *Proceedings of the Fourth International Forum on Heat Transfer*, (2016), IFHT2016-1860, pp.1–6.

[3-4] Masayoshi Miura, Takao Nagasaki, Yu Ito: “Experimental investigation of heat transport with oscillating liquid column in pulsating heat pipe using forced oscillation system,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **106**, (2017), pp.997–1004.

査読なし

[3-5] 三浦正義，長崎孝夫，伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送機構に関する研究」,『熱工学コンファレンス 2013 講演論文集』, No.13-55, (2013), H221，pp.419–420

[3-6] 三浦正義，長崎孝夫，伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送特性に関する基礎的研究」,『第 51 回日本伝熱シンポジウム講演論文集』, **51**, (2014), G311，pp.1–2.

[3-7] 三浦正義，長崎孝夫，伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送機構に関する実験的研究」，熱工学コンファレンス 2014 講演論文集，No.14-59, (2014)，F222，pp.1–2.

[3-8] 三浦正義，長崎孝夫，伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送特性に関する基礎的研究（蒸気圧力変動の測定）」,『第 52 回日本伝熱シンポジウム

講演論文集』, **52**, (2015), E113, pp.1–2.

[3-9] 三浦正義, 長崎孝夫, 伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送機構に関する実験的研究（蒸気質量変化）」,『熱工学コンファレンス 2015 講演論文集』, No.15-48, H221, (2015), pp.1–2.

[3-10] 三浦正義, 長崎孝夫, 伊藤優：「自励振動ヒートパイプにおける液柱の往復振動に伴う熱輸送特性に関する研究（作動流体の影響）」,『熱工学コンファレンス 2016 講演論文集』, No.16-33, (2016), F231, pp.1–2.

第 4 章

査読あり

[4-1]' 三浦正義, 長崎孝夫, 伊藤優：「加振機構を用いた自励振動ヒートパイプの熱輸送特性に関する基礎的研究（有効熱伝導率の測定）」,『日本機械学会論文集』, **81** (827), (2015), pp.1–13.

第 5 章

査読なし

[5-1] 三浦正義, 長崎孝夫, 伊藤優：「自励振動ヒートパイプにおける液柱の往復振動に伴い生ずる液膜厚さに関する研究」,『第 53 回日本伝熱シンポジウム講演論文集』, **53**, (2016), SP110, pp.1–6.

謝辞

おわりに，本研究の遂行にあたり，指導教員として終始熱心なご指導と貴重なご助言をいただいた長﨑孝夫 准教授に甚大なる感謝の意を表します．お忙しい中，審査員をお引き受けていただいた堀岡一彦 教授，岡村哲至 教授，末包哲也 教授，肖鋒 准教授に深く感謝いたします．物品発注をはじめとして研究を多方面からご支援いただいた伊藤優 助教に厚く謝意を申し述べます．

実験装置を製作するにあたり，適切なご助言をいただいた東京工業大学技術部すずかけ台設計工作部門の職員の皆様に心よりお礼申し上げます．ものつくり教育研究支援センターすずかけ台分館の工作機械を利用して，実験装置の一部を自主工作しました．工作機械を保守管理されているものつくり教育研究支援センターのスタッフの皆様に感謝の意を表します．日常の議論を通じて多くの知識や示唆をいただくとともに，様々な形で研究に協力いただいた研究室の関係各位にお礼申し上げます．日常の会話の中から，多くの問題解決への糸口を見つけることができました．

最後に，私が高等教育を受ける機会を与えて頂いた両親に感謝の意を表します．そして，いつも精神的な支えを与えて頂いた，パートナー松本美紀に感謝します．

本研究を遂行するにあたり，日本学術振興会特別研究員 DC2 および JSPS 科研費特別研究員奨励費 16J01153 のご支援を頂きました．ここに記して謝意を表します．

本論文は，著者が修士課程および博士後期課程在籍時の 2012 年 4 月から 2017 年 3 月にかけて，東京工業大学 大学院総合理工学研究科 創造エネルギー専攻 エネルギー環境講座 長﨑孝夫研究室において行った研究をまとめたものである．

三浦正義