



Title	マランゴニ効果を液帰還に利用した二成分ヒートパイプに関する研究
Author(s)	倉前, 正志
Citation	北海道大学. 博士(工学) 乙第6145号
Issue Date	2003-12-25
DOI	10.14943/doctoral.r6145
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/32693
Type	theses (doctoral)
File Information	6145.pdf



[Instructions for use](#)

マランゴニ効果を液帰還に利用した二成分
ヒートパイプに関する研究

2003 年

倉 前 正 志

目 次

第1章 序 論	1
1.1 本研究の目的と意義	1
1.2 本論文の構成	10
第1章の参考文献	13
第2章 マランゴニ効果と二成分ヒートパイプ	15
2.1 マランゴニ効果について	15
2.1.1 流体運動とマランゴニ効果	15
2.1.2 マランゴニ効果が関与する問題	17
2.1.3 マランゴニについての科学的アプローチ	20
2.2 マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプ	21
2.2.1 マランゴニ効果を利用する二成分ヒートパイプの概念	21
2.2.2 二成分ヒートパイプに関する既往の研究	22
2.2.3 作動流体の選択	24
2.2.4 温度と濃度のマランゴニの比較	27
2.2.5 マランゴニ効果による熱輸送限界	29
2.3 本章の総括	33
第2章の参考文献	33
第3章 二成分ヒートパイプに関する微小重力実験	38
3.1 地上実験による考察	38
3.1.1 微小重力場におけるヒートパイプの動作	38
3.1.2 ヒートパイプの製作	40
3.1.3 作動液の観察	42
3.1.4 非定常特性	44
3.2 落下施設を利用した二成分ヒートパイプの微小重力実験	48
3.2.1 JAMIC の落下施設	48
3.2.2 落下実験の方法	49
3.3 実験結果と考察	53
3.3.1 微小重力場における作動液の挙動	53
3.3.2 液帰還が起こった原因について	59
3.3.3 長尺ヒートパイプ他	61
3.3.4 マランゴニ限界の考察	64

3.4 本章の総括	66
第3章の参考文献	66
第4章 重力傾斜法による液帰還力の測定	69
4.1 重力傾斜法の原理	69
4.1.1 基礎的考察	69
4.1.2 重力傾斜法の原理	70
4.2 実験とその結果	73
4.2.1 実験装置と方法	73
4.2.2 結果と考察	74
4.3 分離操作の手法に基づく考察	78
4.3.1 二成分ヒートパイプの NTU	78
4.3.2 実験結果の再検討	80
4.4 本章の総括	85
第4章の参考文献	85
第5章 二成分混合流体の還流凝縮過程における作動液濃度分布の 形成機構	87
5.1 二成分混合流体の還流凝縮実験	87
5.1.1 基礎的考察	87
5.1.2 実験装置と方法	88
5.2 実験結果と考察	90
5.2.1 蒸気空間温度分布	90
5.2.2 作動液濃度分布	93
5.3 物質移動論に基づく考察	96
5.3.1 混合蒸気の凝縮過程における物質移動	96
5.3.2 気液相の物質移動係数	99
5.3.3 層流境界層理論に基づく考察	104
5.3.4 表面張力分布の推定	107
5.4 本章の総括	111
第5章の参考文献	111
第6章 気液界面からの物質流入をともなう系でのマランゴニ対流の 数値解析	113
6.1 基礎的考察と数学モデル	113
6.1.1 マランゴニ対流の解析	113

6.1.2	モデルと基礎方程式	117
6.1.3	境界条件	120
6.1.4	基礎方程式の無次元化	122
6.2	数値計算の方法	124
6.2.1	基礎方程式の離散化	124
6.2.2	境界条件の離散化	128
6.2.3	圧力場の解法	129
6.3	解析結果と考察	133
6.3.1	液膜厚さ分布の過渡特性	133
6.3.2	液膜厚さ分布の定常特性	139
6.3.3	表面張力勾配・凝縮量が一様でない場合	144
6.3.4	実験結果との比較	149
6.4	本章の総括	151
	第6章の参考文献	151
第7章 二成分ヒートパイプ内で起こる熱物質同時移動現象の解析		155
7.1	基礎的考察と数学モデル	155
7.1.1	基礎的考察	155
7.1.2	蒸気相におけるモデルと基礎方程式	156
7.1.3	液膜における基礎方程式	158
7.1.4	気液界面における基礎方程式	160
7.1.5	数値計算の方法	161
7.2	解析結果と考察	166
7.2.1	実験条件との関係	166
7.2.2	簡単化モデルの検討	176
7.3	本章の総括	180
	第7章の参考文献	181
第8章 微小重力場における二成分混合蒸気の凝縮現象		182
8.1	基礎的考察	182
8.1.1	二成分混合蒸気の凝縮	182
8.1.2	混合蒸気の凝縮における滴形成	182
8.1.3	微小重力場での凝縮に関する問題	184
8.2	微小重力場における二成分混合蒸気の凝縮形態	185
8.2.1	実験装置と方法	185
8.2.2	地上実験による検討	185

8.2.3 微小重力実験による検討	189
8.2.4 安定性解析による考察	195
8.3 微小重力場における凝縮液流れの観察	200
8.3.1 実験装置と方法	200
8.3.2 実験結果	203
8.3.3 理論的考察	205
8.4 本章の総括	207
第8章の参考文献	207
第9章 航空機を利用した角型二成分ヒートパイプの微小重力実験	210
9.1 基礎的考察	210
9.1.1 基本的な問題	210
9.1.2 角型ヒートパイプ内の作動液	210
9.1.3 シュリーレン法による流れの可視化	212
9.1.4 航空機を利用した微小重力実験	213
9.2 実験装置と方法	214
9.2.1 実験装置	214
9.2.2 実験の方法	216
9.3 結果と考察	218
9.3.1 実験結果の検討	218
9.3.2 含液率の計算	223
9.3.3 液帰還量の推定	227
9.4 本章の総括	231
第9章の参考文献	231
第10章 本論文の総括	232
第10章の参考文献	240
Appendix	241
Appendixの参考文献	250
記号	251
謝辞	256

第1章 序 論

1.1 本研究の目的と意義

21世紀は宇宙の時代であると言われている。かねてからの懸案であった国際宇宙ステーション計画も遅れ馳せながら実現されようとしてきており、また通信や気象観測等への人工衛星の利用や、最近における日本人の有人宇宙飛行等が契機となって、かつては夢の世界であった宇宙というものが現実的でより身近な存在としてわれわれに認識されるようになってきた^{1, 2)}。また、一方においては、近年における高度情報化社会の中で、科学技術が発達して生活が豊かにはなったものの、これまでの人類の繁栄は地球上に存在する化石資源の浪費の上に成り立ってきたものであり、その代償として、地球環境の破壊や資源およびエネルギーの枯渇、人口の増大等、人類の存続に関わる問題が深刻化してきており、早急な対応が迫られている。このような、グローバルな視点からの問題は、科学技術はもとより、我々のライフスタイルや価値観の形成にも影響を及ぼすようになってきている³⁾。

宇宙開発に関しては、1957年に初の人工衛星「スプートニク」(ソ連)が打ち上げられて以来、「ヴォストーク1号」による世界初の有人宇宙飛行(1961年、ソ連)、「アポロ11号」による世界初の有人月面着陸成功(1969年、米国)、スペースシャトル「コロンビア」打ち上げ(1981年、米国)、宇宙ステーション「ミール」打ち上げ(1986年、ソ連)などに象徴されるように、米・ソ両国の国家威信をかけて推進されてきた³⁹⁾。しかし、1992年におけるソ連の崩壊とともに、国家威信の対象としての興味は薄れ、今後は国際協力によって、人類の発展を目的とした本来のあり方を模索する方向へとすすんできている³⁾。

このような、宇宙開発やそれによって培われた技術が、今日あるいは将来において、環境問題の解決など人類の発展に寄与し得る形態としては、(1)人工衛星によるリモートセンシングのように、宇宙という位置を利用して地球の環境を観測したり診断したりすること⁴⁾、(2)宇宙太陽光発電^{5, 40)}や月面基地におけるヘリウム3の利用⁴¹⁾など、地球外にある資源を効率的に利用すること、(3)月面基地の建設⁴²⁾などにより、人間の活動圏を地球外に拡大すること、(4)ヒートパイプや太陽電池などの技術、人工閉鎖系生命維持システム技術^{8, 44)}などのような、宇宙開発によって培われた技術を地球上の問題解決に応用することなどが考えられ、これらの宇宙技術は人類の未来に対する1つの鍵を握っているともいえよう⁴⁾。

さて、これらのなかで、代表的な宇宙技術の一つとして当初から用いられてきており、またその技術が地上の問題解決にも貢献しえたものとして、ヒートパイプをあげることができる。ヒートパイプというものは、密閉された容器の中にある種の作動流体を封入したような簡単な構造で、その中で起こる作動流体の蒸発・凝縮による潜熱輸送の機構を利用した熱制御機器である。Fig.1-1に示すように、たとえばヒートパイプの一端を加熱する

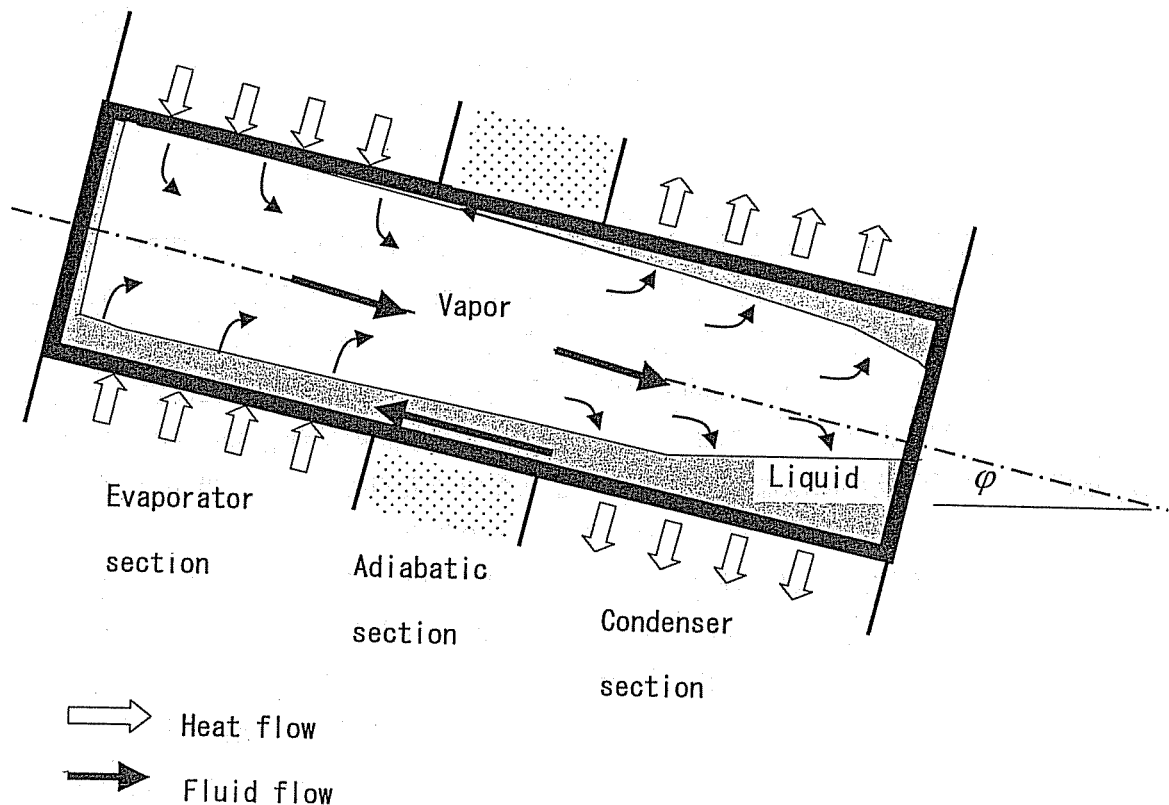


Fig.1-1 Illustration of a heat pipe showing the principle of operation

と、その部分の作動液が蒸発し、蒸気で流れて他端で凝縮する。このとき、凝縮した液体を何等かの方法で蒸発部まで引き戻すことができるならば、内部で、蒸発→蒸气流→凝縮→液流という作動流体のサイクルが形成されることにより、蒸発および凝縮によってほとんど温度差なしに、また特別な可動部も必要とせず、潜熱が連続的に輸送されて、その等価熱伝導度が銅の数十倍から数百倍となるなど、熱の超伝導体としてふるまうことになるのである。また、作動流体を適当に選択すれば、絶対零度近辺の極低温から 1000°C以上の超高温まで対応できる、寸法や形状の条件に対しても柔軟に対応できるなどのほか、内部に非凝縮性のガスを挿入することによって可変コンダクタンスや熱ダイオードなどの制御機能を付与することができる、などの特徴も有している¹⁰⁾。ここで、問題はその冷却部において、凝縮した液体を如何にして加熱部まで帰還させるかということであり、この機構が存在しなければ、熱負荷を与えた際に加熱部の作動液量はしだいに減少していつて、ついにはそこでドライアウトが起り、ヒートパイプとしての正常な作動が不可能となる。これに関しては、いま地上(重力場)において、ヒートパイプをボトムヒートモードで使用する場合には、この作動液の帰還に重力の作用を利用することができ、ヒートパイプの内部構造に特別な工夫を必要としない。このような密閉二相サーモサイフォンは構造

が簡単で輸送熱量も大きくとれることから、地上での一般的な利用形態となっている。これに対して、トップヒートモードや水平モード、あるいは宇宙のような無重力場での使用においては、重力の作用が利用できないために、通常その内壁にはりつけられたウイックと称する多孔質構造体の毛細管力によって、作動液を吸引するという手段がとられており、ウイックはなかばヒートパイプを構成する重要な要素とみなされてきた¹¹⁾。その他、液帰還方式の違いという観点に立てば、回転による遠心力¹²⁾や、電気浸透現象を利用したもの¹³⁾も考えられており、また最近ではヒートパイプの概念を拡張した毛細管駆動型の二相流体ループ¹⁴⁾や、細管による二相の振動流を利用した自励振動ヒートパイプ¹⁵⁾などの開発も行なわれている。Table 1-1 は、これまでに開発されてきたヒートパイプの種類をまとめたものである。

Table 1-1 ヒートパイプの種類

型 式	原理・特徴・用途など
通常型ヒートパイプ	円筒型のウイック付ヒートパイプ。最も代表的なもので、応用範囲も広い。伝熱フィンがついているものも多い。製作が容易で、低コストである。
熱サイフォン式ヒートパイプ	重力場では、冷却部を加熱部より上に設置すれば、凝縮液は重力の効果により還流する。ウイック式ヒートパイプと比較すると大きな熱輸送量を得る事が出来るが、ときには複雑な不安定現象が発生するという問題がある。熱エネルギーが逆流しない熱ダイオードヒートパイプとして用いられることもある。
長尺ヒートパイプ	長さが10m以上のコルゲート管で作られたヒートパイプ。地下ケーブルの冷却や融雪・地熱開発で用いられることが多い。
分離型ヒートパイプ	蒸気通路と液還流の通路とを分離した形式であり、蒸気流と液流の相互干渉を完全に排除しているため、最大熱輸送量を高くとることができる。蒸発部と凝縮部の自由な引き離しが可能で、自由度に富んだシステムの構成ができる。
マイクロヒートパイプ	断面積が1mm ² 以下の針のようなヒートパイプ。作動液は角部の毛細管力により保持される。電子素子の熱制御など用途は広い。
回転ヒートパイプ	熱サイフォン式ヒートパイプにおいて、重力のかわりに回転による遠心力を利用したものである。搬送ローラ冷却用などに用いられている。
可変コンダクタンスヒートパイプ	温度あるいは熱流の制御を目的としたヒートパイプで、主として凝縮部の端に設けたガス溜から非凝縮ガスを出し入れすることによって、凝縮部の実効長さを変化させるものである。
自励振動ヒートパイプ	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からできており、作動流体は液プラグと蒸気泡の形で管軸方向に分布している。熱が加えられると作動流体は振動し、液-蒸気のサイクルが形成される。
平板型ヒートパイプ	グリドルなど、伝熱面が平板である場合に利用される。小型のものは、電子素子の放熱用に実用化されている。

このように、わずかの温度差で多量の熱を輸送できるという優れた特徴をもったヒートパイプは、現在では熱工学における有用なデバイスとして、排熱回収用熱交換器などの空調機器、道路や屋根の融雪、太陽熱利用、地熱利用、給排水管の凍結防止、金型の冷却、加熱ローラ、ガスコンロ・グリドルなどの厨房機器、電子素子の冷却、筐体の冷却、ケーブルの冷却など、われわれの身の回りの熱に関連したさまざまな問題に広く適用されてきている¹⁶⁾。最近では、特にパソコンなどの電子機器の冷却に対する需要が大きい⁴³⁾。しかしながら、元来ヒートパイプは宇宙技術の一端として開発されたという経緯があり、そのルーツは宇宙開発に求められる。すなわち、ヒートパイプの原理は1963年、Grover¹⁷⁾によって再発見されて以来、1973年頃のいわゆるオイルショックが起こるまでの10年ほどの間は、米国のNASAなどにおいて、人工衛星などの温度制御用素子として、宇宙技術の一つとして開発されてきたものであった。

一般に、宇宙空間を飛翔する人工衛星などの宇宙船においては、地球という熱だめがないために、絶対零度に近い宇宙空間に曝される一方、強い太陽光線の照射を受けるなど、熱的には過酷な環境にある。したがって、これらの衛星等に何らかの熱的な対策がなければ、外部からの熱入力や内部搭載機器の発熱によって、衛星内の温度は空間的にも時間的にも大きく変動し、搭載機器や検出器の正常な作動は期待できないことになる。実際に、宇宙船の熱制御方式はTable 1-2に示すように、実用衛星クラスの小・中規模の宇宙船か、宇宙ステーションのような大型宇宙船かなど、その規模や消費電力により異なるが、従来の熱制御法は、搭載機器の配置による対応や表面のコーティング、多層断熱材の使用による輻射熱交換の制御、断熱材やサーマルフィラーの使用による伝導熱交換のような受動型熱制御方式が基本であった。しかし、局所的な高発熱部や低温部が生じた場合には、これらの受動型熱制御法では対応しきれず、また近年における人工衛星の大型化と搭載機器の高密度化による発生熱量の増大にともない、衛星表面から効率的な熱除去を行なうことが重要な課題でもあった¹⁸⁾。ヒートパイプはこのような要求をふまえて開発されてきたもの

Table 1-2 宇宙船の熱制御方式

方式	形態	例
受動型熱制御方式	輻射熱制御	塗料, 金属研磨, 金属蒸着高分子フィルム, 多層サーマルインシュレーション
	伝導熱制御	サーマルタブラ, サイマルフィラ, 断熱材, 相変化材
能動型熱制御方式	放射熱制御	サーマルルーパ
	伝導熱制御	ヒートパイプ, ヒータ, ペルチエ素子
流体伝熱型熱制御方式	単相流体	熱交換器
	二相流体	コールドプレート, アクкумуляレータ, キャピラリポンプ, メカニカルポンプ

であり、初登場した 40 年前にくらべれば、宇宙開発がさらに進んだ今日においても、宇宙における重要な要素技術であることには変りはない。これまでの宇宙船における代表的なヒートパイプの使用例としては、Fig.1-2 に示すような三軸姿勢制御方式の放送衛星 TV-SAT/TDF-1 の進行波管の熱制御において主放熱面の南北パネルを 88 本のヒートパイプで熱結合させた例¹⁹⁾ などに見ることができる。また、1995 年に H-II ロケットで打ち上げられ、スペースシャトルで回収された SFU (フリーフライヤ) では、実験箱のまわりを合計 108 本の U 字型ヒートパイプで囲っていた²¹⁾。最近では、大規模な宇宙構造物への対応として、ヒートパイプの原理を拡張した毛細管力駆動型二相流体ループなども開発されてきており、現在建設中の国際宇宙ステーション (ISS) にも採用される予定²²⁾ になっている。

一方、地上と比較したときの宇宙における環境の特色としては、熱環境が過酷であることばかりではなく、(1)重力が存在しないかきわめて微小であること、(2) 超高真空であること、(3) 高エネルギー宇宙放射線の影響が強いこと、(4) 宇宙デブリが存在していることなどをあげることができる^{23, 38)}。これらのうち特に、重力が消失した状態下にある流体は、①静圧がない、②密度対流が起こらない、③沈降や浮上が起こらない、④無接触処理が可能であるなど、地上におけるものとは異なったふるまいを示し^{24, 41)}、これらの特徴は特に新材料の創製に好都合の場を提供することがある。また、燃焼や液体の振舞いなどの基本的な現象にも大きな影響を与えることがある²⁵⁾。さらに、微小重力環境や宇宙放射線が人や動物の生命活動に及ぼす影響についても未知な点が多く²⁶⁾、最近ではこのような微小重力環境を利用した材料創製の実験や燃焼実験、流体実験、ライフサイエンス関係の

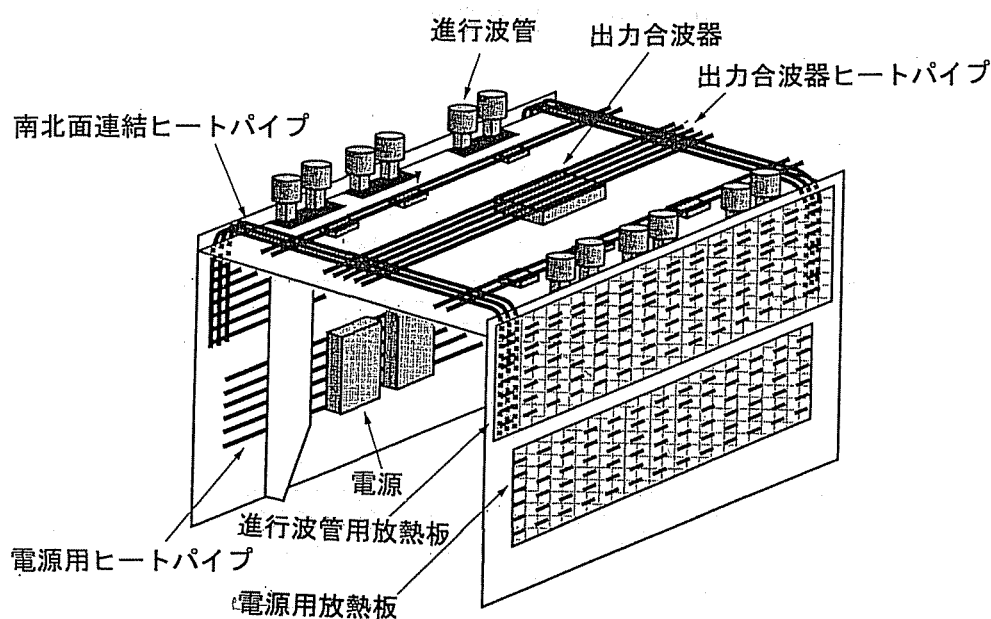


Fig.1-2 ヒートパイプの人工衛星への応用例

実験などが、落下塔、航空機、小型ロケットなどの微小重力実験手段を用いてさかんにおこなわれてきており、これらの中から今後の国際宇宙ステーションの場における実施テーマが選定されている。

いずれにしても、地上から離れた宇宙において諸活動を行なうためには、宇宙環境の特殊性を考慮する必要がある、このことは宇宙における熱制御問題を考えるうえにおいても、宇宙の熱環境が地上と異なったものであると同時に、そこでの伝熱現象や流体现象について、たとえば自然対流が発生しないためにこれによる冷却ができないなど、主として重力の消失による影響を無視することができない。ヒートパイプについても、密閉二相サーモサイフォンとして使用することができないことは先に述べたとおりである。また、流体中に浮力が生じないために、液体中に生じた気泡を取り除くことが難しく、このことは宇宙ステーションでの排熱システムにおいてプール沸騰や強制流動沸騰を利用した高効率の熱交換システムを考える上で問題となっている²⁷⁾。さらには、管内の気液二相流に関しても、流動様式が環状流になりやすいなど、その特性が地上におけるものと異なることは、二相流体ループの設計などにおいて考慮しなければならない事項となっている²⁸⁾。

次に、宇宙環境における流体现象に関しては、重力が消失することによって、地上では表面化していなかった濡れ性や表面張力の影響が姿をあらわすことがある²⁹⁾。特に、Fig.1-3 に示すようなマランゴニ効果とよばれている表面張力勾配に起因した液体の流れは密度対流が抑制された微小重力環境下において顕在化することが多く、宇宙環境を利用した材料創製などにおいても影響を及ぼす場合がある。たとえば、1980年代にドイツのフライブルク大学の研究グループが、密度対流のない無重力環境下では縞模様のない均質な結晶ができると期待し、スペースシャトルを利用して世界初のシリコン結晶を作成したところ、地上で作った結晶と同じように縞模様が観察された³¹⁾。後に、この原因がマラン

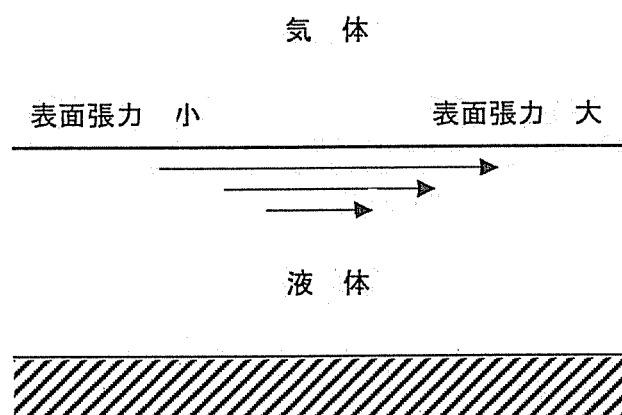


Fig.1-3 マランゴニ効果

ゴニ対流によるものであると推定されたが、このようにマランゴニ対流は宇宙環境を利用した材料創製においては、多くの場合その品質に悪い影響を与えるために、最近ではこの障害となるマランゴニ対流を抑止する方向で研究がすすめられている³²⁾。しかし、一方においては、密度の異なる物質を均一に混合したり、液中に存在している気泡を取り除くなど、無重力環境において浮力が働かないことによる負の側面を補うための手段として利用するやり方も考えられている³³⁾。なお、地上において、吸収式ヒートポンプやガス吸収などの気液接触操作でみられるようなマランゴニ効果は、一般に界面で起こる熱移動や物質移動を促進させる働きを持つために、その効果を利用することは工業上有用である場合も多い³⁴⁾。

さて、前置きが長くなったが、本研究の意図するところのものは、宇宙環境において顕在化するこのマランゴニ対流を宇宙における熱制御問題に積極的に利用しようとする立場から、ヒートパイプにおけるマランゴニ効果の利用を考えるものである。すなわち、通常のヒートパイプにおいては、その中に不活性気体を混入させて制御機能を付与させた可変コンダクタンスヒートパイプをのぞけば、作動流体は単一成分である場合がほとんどであるが、ここでは互いに溶け合う二成分を作動液として含んだヒートパイプを考える。本研究では、このような二成分ヒートパイプ内において、濃度差によって生じるマランゴニ効果を作動液の帰還に利用することにより、無重力場でもウィックなしで作動しうる、これまでにない全く新しいタイプのヒートパイプの可能性について検討しようとするものである。前述したように、宇宙環境でヒートパイプを使用する場合においては、作動液帰還のためのウィックが必須であり、これまでもグループ、メッシュ、焼結、ワイヤーなどさまざまなタイプのウィックが考案されてきたが、元来このウィックの存在はヒートパイプの製造工程を複雑にしたり、ヒートパイプの熱抵抗を増加させたり、毛細管限界や沸騰限界によって輸送しうる熱量が制限される、などの負の側面をもつものである³⁵⁾。ここ

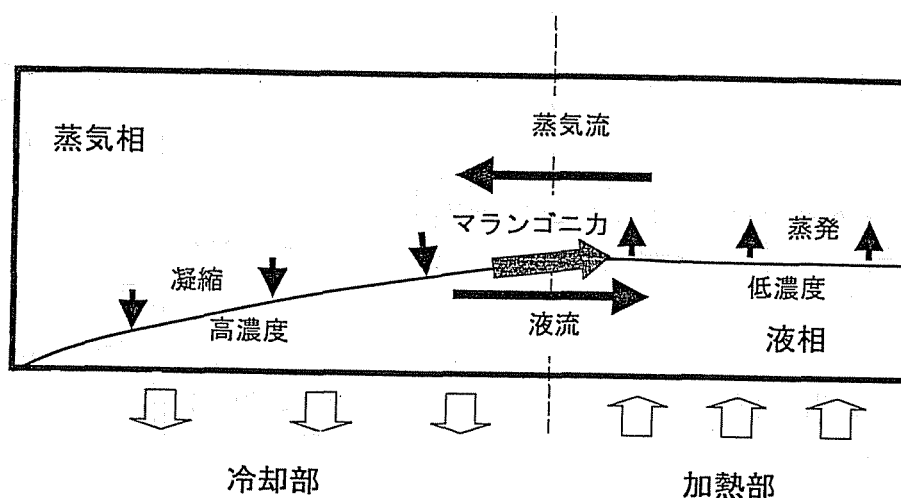


Fig.1-4 マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプ

で自然発生するマランゴニ対流をヒートパイプの液帰還に利用しようとしたとき、一般に表面張力は温度が高いほど小さくなるので、温度差によるマランゴニ力は蒸発部から凝縮部の方向に働くことになり、液帰還を妨げることにしかならない。しかし、Fig.1-4 に示すように、作動液として二成分混合媒体を用い、濃度差によるマランゴニ効果を利用することができるならば、凝縮部から蒸発部への液帰還が可能となる。すなわち、二成分混合媒体を含んだヒートパイプを作動させた場合には、加熱部では主に揮発性に富んだ成分が蒸発して冷却部で凝縮することにより、ヒートパイプの蒸発部と凝縮部との間に作動液の濃度差が生じると考えられるが³⁶⁾、このとき水とアルコールのような混合物質の場合には、揮発性成分に富んだ凝縮部の液体は表面張力が小さく、また非揮発性成分に富んだ蒸発部では表面張力が大きくなることにより、これによって生じるマランゴニ対流が凝縮した液体を蒸発部の方向に引き戻す作用を有すると考えられることによる。

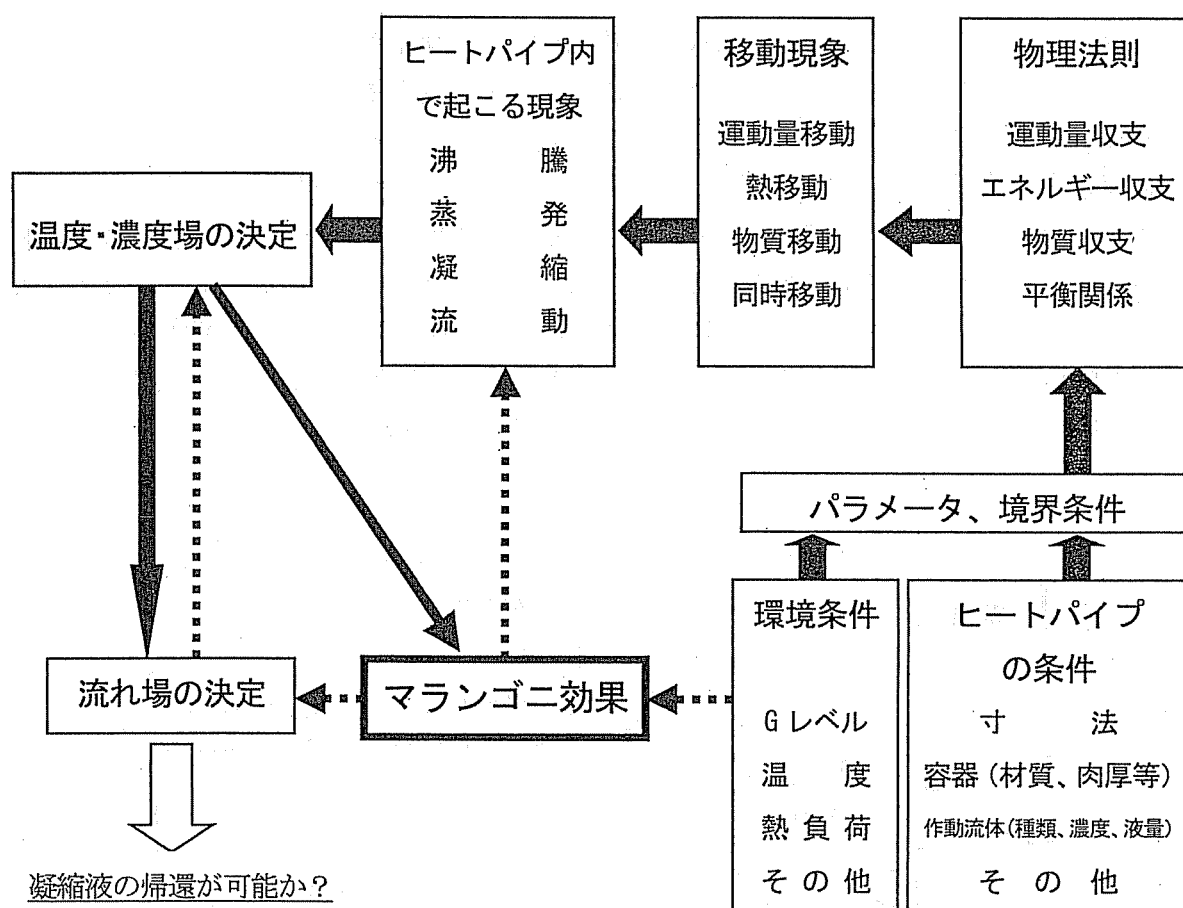


Fig.1-5 二成分ヒートパイプ内で起こる現象とマランゴニ効果との関係

なお、このような二成分ヒートパイプの作動特性については、古くから理論的および実験的な検討が行なわれてきており、またマランゴニ効果に関してもさまざまな分野で数多くの研究がなされてきているが、ここで考えようとしているような二成分ヒートパイプ内で起こるマランゴニ効果に着目した研究は国内・国外を通じても例がなく、全く新しい試みであるといえる。したがって、このような研究を進めるにあたっては、まず基本的な立場から、二成分ヒートパイプ内で起こるマランゴニ効果（広義には表面張力が関与する現象）を正しく把握することが先決である。そして、マランゴニ効果を液帰還に利用したヒートパイプが可能であるか否かを明らかにし、もし可能であるとするならば作動液の種類や濃度などのヒートパイプの条件との関係を知り、これらに対する選択の指針を与える必要がある。またそれと同時に、マランゴニ効果の限界やマランゴニ効果による液帰還を阻害する要因についても明らかにすることが必要であろう。実際に、マランゴニ効果はヒートパイプ内の気液界面における温度や濃度の分布に基づく表面張力勾配によるものであるから、その特性についてはこれらの形成要因となる熱物質同時移動現象に基づいて考察する必要がある。Fig.1-5 は二成分ヒートパイプ内において起こると予想される現象とマランゴニ効果との関係を示したもので、これらの因果関係を明らかにして二成分ヒートパイプの条件とその性能との関係を正しく把握することが本研究の当面の目標であるといえる。しかし、実際に二成分ヒートパイプ内で起こる現象は、対象が二成分であることによる複雑さに加えて、気液相および気液界面における熱や物質の移動、沸騰や凝縮などの相変化をとまなう流動などから構成されており、これらとの関わりをもつと考えられるマランゴニ効果の特質を正確に把握することは容易でないと考えられる。このような問題を科学的にとらえてアプローチしていくためには、これまでになされてきたヒートパイプや密閉二相サーモサイフォンに関する研究、とりわけ二成分ヒートパイプに関する研究や、各分野で行なわれてきているマランゴニ効果についての研究で得られた知見が参考になるであろう。また、たとえば二成分ヒートパイプ内で起こる熱物質移動現象は化学工学で取り扱われている蒸留操作のそれに類似しており、現象解析にあたっては特に化学工学、伝熱工学、流体工学、システム工学などの分野で培われた手法が有効になると考えられる。さらに、関心の対象が重力場における現象よりも宇宙の無重力場での挙動が問題となるので、宇宙ステーションの場などでの実験による検証が不可欠であると考えられるが、当面は落下塔や航空機などの微小重力実験手段によらざるをえないであろう。しかし、これらの手段を用いた実験においても、微小重力状態が短時間に限られるなどの制約があるために、実際の現象に対する全貌を把握することが困難な場合が多く、地上における参照実験や数値シミュレーションによる予測を有効な代替手段とせざるをえないことも多いと思われる。

1.2 本論文の構成

以上のような立場から、本研究では無重力場でもウィックなしで使用できるような、濃度差マランゴニ効果を作動液帰還に利用した新しい型の二成分ヒートパイプの可能性について、理論解析と数値シミュレーション、地上実験、および微小重力実験により検討を行なうことを目的としている。本論文における以後の各章の概要は次のようなものである。

第2章では、気液界面現象とマランゴニ効果に関して、これまでの研究によって明らかにされている知見について整理し、自然界や工業界の諸問題に対するマランゴニ効果の関わり方について明確にさせる。さらに、本研究で取り上げるマランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプの概念を提示し、このようなヒートパイプが理論上成立しうるためのおおよその条件について、簡素化されたモデルをもとに検討する。

第3章では、マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプの可能性と問題点を具体的に把握するために、種々の濃度の水・エタノール（または水・アセトン）混合媒体を作動液としたガラス製ヒートパイプを試作し、JAMIC（上砂川地下無重力実験センター）の落下施設を利用した微小重力実験を行なって検討する。特に、微小重力場における二成分ヒートパイプ内の作動液のふるまいに着目し、マランゴニ効果による液帰還が実際に起こり得るかどうかということや、もし起こるとすれば如何なる条件のもとで起こりやすいかということをも明らかにする。また、マランゴニ効果による液帰還を阻害する要因についても検討する。

第4章では、二成分ヒートパイプにおいて、マランゴニ効果による液帰還力を評価するために、ヒートパイプの限界熱輸送量測定に用いられている重力傾斜法を適用して考察する。ここでは、特に従来分離操作の解析で用いられてきているNTUの概念を、二成分ヒートパイプ内で起こる現象に適用して実験結果の検討を行なう。

第5章では、二成分ヒートパイプ内において、マランゴニ効果生起の基本になると考えられる、液組成分布形成のメカニズムを探ることを目的として、二成分ヒートパイプの凝縮部を模擬した二成分混合溶液の還流凝縮実験を行ない、系の温度分布や濃度分布を測定する。また、これらの実験結果と既往の物質移動論に基づく解析結果とを比較して考察を行なう。

第6章では、二成分ヒートパイプの凝縮部において見られるような、自由表面からの物質流入をともなう系での液膜内マランゴニ対流について数値シミュレーションを行ない、液膜内の流れ場や液膜厚さ分布について解析する。これらの結果に基づき、無重力状態において凝縮部における液膜厚さ分布の形成に及ぼす諸因子の影響を明らかにするとともに、先に行なった簡素化モデルに基づく結果と比較して考察を行なう。また、実際に液膜内に形成される表面張力分布の特徴とマランゴニ効果による液帰還の可能性との関係についても明らかにする。

第7章では無重力場における二成分ヒートパイプ内の移動現象について、液相だけでなく蒸気相における熱・物質移動や気液界面において相変化にともなう同時移動現象も考慮して、総括的に解くことにより、ヒートパイプの条件とヒートパイプ内の流速分布、温度分布、気液相の濃度分布、凝縮量分布、表面張力分布などとの関係をマランゴニ効果との関わりのもとで明らかにする。また、これらの結果と先に行なった理論解析や微小重力実験によって得られた結果と比較して考察する。

第8章では、微小重力下における混合蒸気の凝縮過程に及ぼす表面張力の影響を調べることを目的として、MGLAB（日本無重量総合研究所）および JAMIC の落下施設を利用した微小重力実験により検討を行なう。特に、重力場における水・エタノール混合蒸気の凝縮においては、表面張力効果により凝縮が滴状の様相を呈する場合があることが知られているが、これが微小重力になったときの特徴を実験的に明らかにするとともに、安定性解析に基づいて考察する。また、微小重力下での非定常凝縮過程における液流れについて、トレーサー粒子を用いて検討する。

第9章では、これまでに得られた知見をふまえて、ヒートパイプ内の液流れに及ぼすマランゴニ効果の影響を明らかにするために、角型のガラス製二成分ヒートパイプを用い、また航空機のパラボリックフライトを利用した微小重力実験により検討を行なう。ヒートパイプの仕込み液濃度や加熱および冷却条件を変えて得られた冷却部作動液の可視化による映像や温度測定データをもとにして、ヒートパイプ内で起こる現象や作動液流れに及ぼす諸条件の影響について定量的な考察を行なうとともに、これらの特性とマランゴニ効果の関わり方を明らかにする。

第10章は本論文の総括である。これまでの各章で得られた知見を整理し、これらの成果を踏まえて、本論文で提案した新しいヒートパイプの可能性についての総括的な考察を行なうとともに、ここで得られた知見の関連分野の中での位置付けを明らかにし、今後の課題や問題点についても述べる。

なお、Fig.1-6 は本研究の目的と手段、および研究全体の流れと、本論文の構成との関係を示したものである。

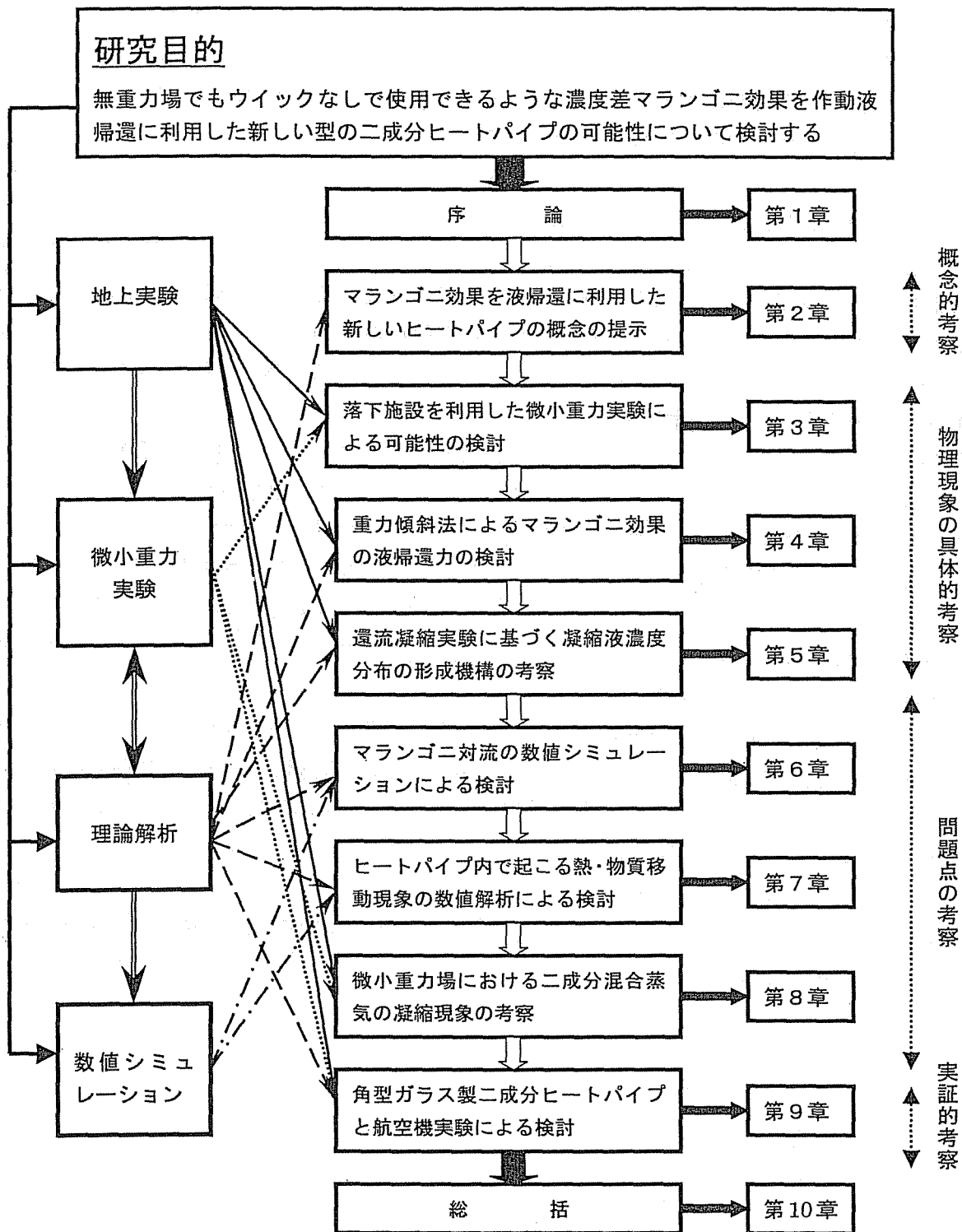


Fig.1-6 本論文の構成

第1章の参考文献

- 1) 岩崎信夫: “宇宙工学概論”, 丸善 (1999)
- 2) 藤森義典: “人類は宇宙にむかう”, オーム社 (1995)
- 3) 高畑文雄ら: “宇宙技術入門”, オーム社 (1996)
- 4) NHK取材班: “ザ・スペースエイジ (4 地球診断)”, NHK 出版 (1992)
- 5) 濱川圭弘: “太陽光発電 (最新の技術とシステム)”, p.306, シーエムシー (2000)
- 6) 最新科学シリーズ 6: “最新宇宙技術論”, p.70, 学研 (1991)
- 7) 清水建設宇宙開発室: “月へ、ふたたび”, オーム社 (1999)
- 8) 新田慶治, 木部勢至朗: “宇宙で生きる”, オーム社 (1994)
- 9) 倉前正志: “環境問題と宇宙技術との関わりについて”, 第9回衛生工学シンポジウム論文集, pp.179-184 (2001)
- 10) 日本ヒートパイプ協会編: “実用ヒートパイプ (第2版)”, 日刊工業新聞社 (2001)
- 11) Dunn, P. D. and D. A. Reay: “Heat Pipes”, p.113, Pergamon (1994)
- 12) 10)の文献, p.202
- 13) 大島耕一, 松下正, 村上正秀: “ヒートパイプ工学”, p.217, 朝倉書店 (1979)
- 14) 10)の文献, p.241
- 15) Akachi, H. F. Polasek, and P. Stulc: “Pulsating Heat Pipes”, Proc. 5IHPS., pp.208-217 (1996)
- 16) 10)の文献, p.14
- 17) Grover, G. M. T. P. Cotter and G. F. Erikson : “ Structure of Very High Thermal Conductance”, J. Appl. Phys., 35, pp.1990-1991 (1964)
- 18) 大島耕一ほか: “熱設計ハンドブック”, p.305, 朝倉書店 (1992)
- 19) Schlitt, R.: “System Aspects of Heat Pipe application on Communication Satellites”, Proc. 5IHPC, pp.16-17 (1984)
- 20) 10)の文献, p.250
- 21) 小林康徳: “ヒートパイプー潜熱制御技術の確立に向けて”, ISAS ニュース, No.181 (1996)
- 22) 青木伊知郎ら: “国際宇宙ステーション日本実験モジュール「きぼう」の全貌, 一系統概要(4) 熱制御系”, 日本航空宇宙学会誌, 50, pp.124-132 (2002)
- 23) 井口洋夫: “宇宙環境利用のサイエンス”, 宇宙開発事業団 (2000)
- 24) 石川正道, 日比谷孟俊: “マイクログラビティ”, pp.15-18, 倍風館 (1994)
- 25) 東久雄: “宇宙環境利用の基礎と応用”, p.62, コロナ社 (2002)
- 26) 日本マイクログラビティ応用学会編: “軌道上実験概論”, p.209, 海文社 (2000)
- 27) 25)の文献, p.83
- 28) 藤井照重: “微小重力下の気液二相流”, 伝熱研究, 36, No.143, pp.16-22 (1997)
- 29) 24)の文献, p.42

- 30) 26)の文献, pp.69-102
- 31) Eyer, A. H. Leiste and R. Nitsche: Proc. 5th European Symposium on Materials Sciences under Microgravity, Schloss Elmau, ESA SP-222, p.173 (1984)
- 32) 25)の文献, p.132
- 33) 26)の文献, p.119
- 34) 化学工学会編: “化学工学便覧 (改訂六版) ”, p.132, 丸善 (1999)
- 35) 10)の文献, p.30
- 36) 13)の文献, p.148
- 37) Newton 別冊: “宇宙への挑戦”, Newton Press (1999)
- 38) 石田恵一: “宇宙と地球環境”, 成山堂 (2000)
- 39) 山中龍夫, 的川泰宣: “宇宙開発のおはなし”, 日本規格協会 (1991)
- 40) 松本紘: “宇宙開拓とコンピュータ”, 共立出版 (1996)
- 41) 桑野龍志: “宇宙環境利用への挑戦”, NEC クリエイティブ (2000)
- 42) 的川泰宣, 毛利衛ら: “(特集) 日本人の有人宇宙飛行”, 機械の研究, 48, pp.57-215 (1996)
- 43) 前沢三郎ら: “(特集) ヒートパイプによる電子機器の冷却”, ヒートパイプ技術, 18(2), pp.1-47(1999)
- 44) 倉前正志, 中田哲: “人工閉鎖系生命維持システムにおける物質循環のシミュレーション”, 第 35 回空気調和・衛生工学会北海道支部学術講演会論文集, pp.175-178 (2001)

第2章 マランゴニ効果と二成分ヒートパイプ

2.1 マランゴニ効果について

2.1.1 流体運動とマランゴニ効果

流体の中を熱や物質が移動するとき、自然に流れが生じることがある。このような、自然発生的に生じる流体の運動には、密度対流であるレイリー効果と表面張力対流であるマランゴニ効果とがある¹⁾。前者は、流体中に密度分布がある場合に浮力によって生じるものであり、日常においても静止空気中に高温物体が置かれた場合や、容器に入った液体を下から加熱した場合などによく見られるものである。この自然対流は流体層が大きいほど生じやすく、小さな液体層や薄い液膜内では発生しがたい。また、無重力場では消滅してしまうという特徴をもつ。

一方、気液界面には表面張力が存在しており、液体の表面は収縮しようとする傾向をもつが、このときなんらかの原因で表面張力の勾配が生じることがある。たとえば、気液界面を通じて熱が移動する場合、界面上に温度の不均一が生じることがあるが、表面張力 σ は通常温度の関数であるために、表面張力の勾配 $d\sigma/dz$ によってせん断力 τ が生じ、表面張力の小さい場所から表面張力の大きい場所へと界面自身が引き寄せられる現象が起こる。また、界面上で物質移動や化学反応が起こる場合も同様で、界面上の濃度不均一による表面張力勾配が原因となって、表面の変形や対流を引き起こすことがある (Fig 2-1)。マランゴニ効果とはこのような表面張力分布に基づく界面自身および隣接する流体の運動のことであり、この効果によって生じる流れはマランゴニ対流とよばれている²⁾。このマランゴニ効果による流れは液体表面が存在しないと発生できないが、液体層が小さくても、非常に薄い液膜の中でも、あるいは無重力環境においても発生可能である。

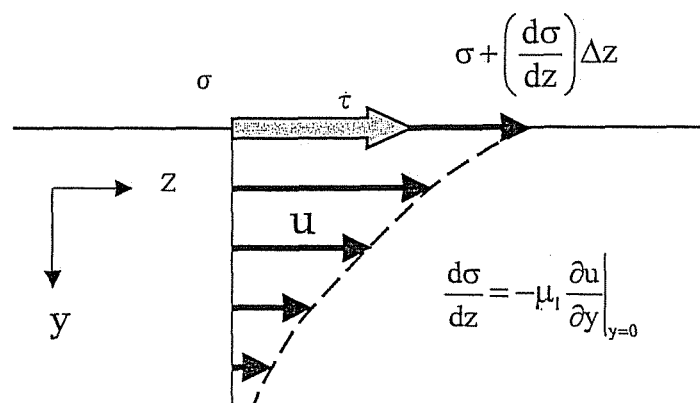


Fig.2-1 Marangoni effect

いま、最も簡単な二次元系で平坦な界面について考えると、このマランゴニ効果を規定する界面の接線方向の表面張力勾配 $d\sigma/dz$ は温度 T 、溶質濃度 C 、界面活性剤の吸着量 A 、電荷量 θ 等の界面上の分布によって決定される。 T 、 C 、 A 、 θ 等を一般的に ζ_i ($i=1,2,\dots,n$) であらわせば、次のように記述される。

$$\frac{d\sigma}{dz} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta_i} \frac{d\zeta_i}{dz} \quad (2-1)$$

この表面張力分布に起因する流れは次の2種類に分類することができる。一つは、最初静止した流体の界面に沿って温度や濃度の勾配が形成され、これによって液相内部の粘性流動が引き起こされて系全体の流れとなる場合であり、温度勾配による場合は Thermo-capillary flow、濃度勾配による場合は Solutocapillary flow とよばれているものである (Fig 2-2(a))。この場合は温度差がいくら小さくても対流は発生する。ただし、温度(濃度)勾配が大きいほど流れは強く、勾配が小さければ流れは弱くなる。もう一つは、次のようなマランゴニ不安定により攪乱が生じる場合である。すなわち、薄い液膜が気相に接しているとき、静止液体層を下から均一に加熱すると熱流は界面に垂直に流れ、等温線は界面に平行で界面上には温度勾配は存在しない。しかし、温度勾配が大きくなると、表面張力の微少なゆらぎが原因となってセル状の対流が発生する (Fig 2-2(b))。この対流は浮力による対流(レイリー対流)と類似したものであり、濃度勾配に起因した表面張力差によって生じるマランゴニ対流についても同様である。レイリー対流の発生限界が臨界レイリー数 Ra ($=g\beta\Delta TL^3/\kappa\nu$ 、 g :重力加速度、 ΔT :温度差、 L :代表長さ、 β :体膨張係

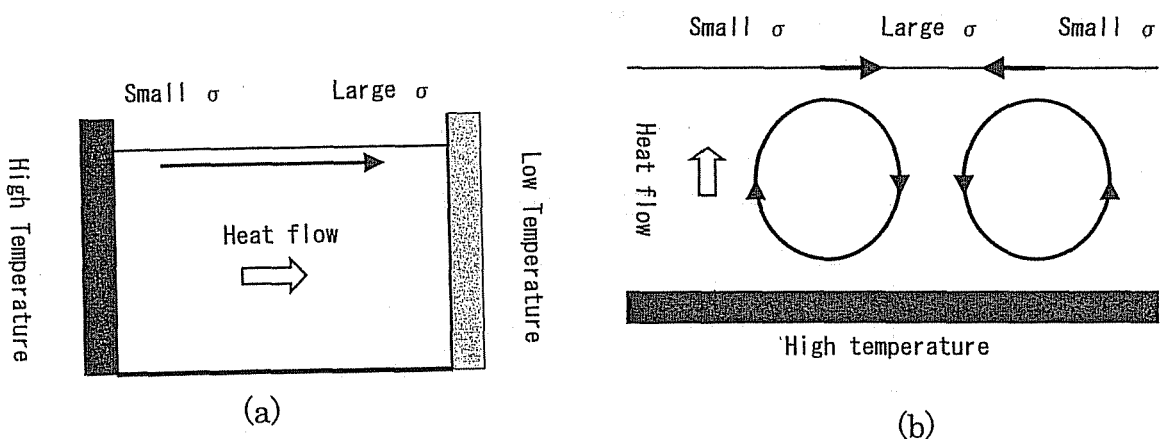


Fig.2-2 Types of Marangoni effect ((a) thermo-capillary flow, (b) Marangoni instability)

数、 κ_l :温度伝播率、 ν_l :動粘度) で一般化されるのと同様に、液相内にマランゴニ不安定による対流が発生するためには、次式で与えられる表面張力勾配による駆動力と粘性と熱拡散(物質拡散)による散逸力との比を表わす無次元数 Ma (マランゴニ数) が臨界値を越える必要がある。

$$Ma = \left\{ \begin{array}{l} \frac{(\partial\sigma/\partial T)\Delta TL}{\mu_l \kappa_l} \quad (\text{表面張力の温度変化に起因する場合}) \\ \frac{(\partial\sigma/\partial C)\Delta CL}{\mu_l D_l} \quad (\text{表面張力の濃度変化に起因する場合}) \end{array} \right\} \quad (2-2)$$

ここで、 ΔT 、 ΔC はそれぞれ特性温度差および特性濃度差、 μ_l 、 κ_l 、 D_l は液の粘度、温度伝播率、拡散係数、 L は系の代表長さである。マランゴニ数はマランゴニ効果によって発生する流れを特徴づける無次元数で、この値が大きくなるほど流れは複雑となり、安定した層流から遷移流、時間に依存した振動流、複雑な周期的流れ、さらには乱流、カオス流へと遷移すると考えられている^{3,78)}。なお、一般に、 $-\partial\sigma/\partial C$ の値は $-\partial\sigma/\partial T$ に比べてはるかに大きく、また D_l の値は κ_l に比べて小さいために、物質移動時にはより大きなマランゴニ数が容易に達成できる。したがって、物質移動時には微細でより激しい界面流動が生じることがあり、このような現象は一般に界面攪乱と呼ばれている⁴⁾。

2.1.2 マランゴニ効果が関与する問題

このような、表面張力の場所による違いによって液流れや界面変形が引き起こされるマランゴニ効果は、「ワインの涙」など身近な現象として古くから知られており、また工業的にも熱や物質の移動をとまなう気液系や液々系を取り扱う操作においてしばしば現れ、界面での物質輸送や熱輸送を著しく増大させることがある⁶⁶⁾。Table 2.1 は自然界や工業界において、マランゴニ効果が主要な役割を演じていると見なせる現象について整理したものである。

きれいに洗ったグラスにワインを入れて放置すると、やがてグラスの内壁を伝ってワインが這い上がり、液滴の発生、消滅を繰り返すことがある。これは、「ワインの涙」⁶⁾として1885年イギリスの科学者 Tomson によって、はじめて科学の対象として取り上げられたもので、局所的な表面張力差が駆動力となって生じる液体の流動現象であると説明された。すなわち、Fig.2-3 に示すように、グラスの内壁を這い上がったワインの液膜表面からアルコールが蒸発するが、先端部ほど濃度が低いために表面張力が大きくなる。このようにして、液膜の表面上に表面張力差ができると、表面張力の小さい部分から表面張力の大きい部分に向かって表面が引き寄せられ、その効果で液体は重力に逆らって上向きに流れる。ある高さで流れは停止するが、リング状の液溜りは不安定で、周方向に多数の液

よばれている、水面に浮かべた樟脳の小片が水面を動きまわる現象も、濃度差によるマランゴニ効果によるものである。

化学工学の分野では、1950年頃から液液抽出時において界面近傍に激しい対流運動が観察され、マランゴニ効果によるものであると推測されていた^{6, 60)}。また、液柱塔や濡れ壁塔における反応吸収速度を測定すると、吸収理論による予測値より10倍以上も大きい吸収速度が得られることがあるが、その原因は界面攪乱によるものと考えられている⁷⁾。その他、乾燥・噴霧などの工業操作に関し、液滴と周囲流体との間の熱・物質移動にも液滴内でのマランゴニ対流が関与するとされている⁸⁾。

水処理操作や水環境保全においては、水表面でのO₂、CO₂ガスの移動速度と水中に溶存している界面活性物質との関連が調べられている⁶¹⁾。特に、界面活性物質を含んだ水溶液の流動においては、界面活性物質の表面吸着量分布に基づく表面張力の勾配が生じ、表面減速や加速の現象が起こることが示されている^{9, 62)}。

吸収式ヒートポンプにおいて、LiBr水溶液に水蒸気を吸収させる際、物質伝達率を向上させるために、吸収液にオクタノールなどの界面活性剤を添加するやりかたが用いられているが、これは界面活性剤を添加することによって表面張力の溶媒濃度依存性が変化し、水蒸気吸収にともなって溶液界面近傍にマランゴニ効果が発生するためである^{10, 63, 64)}。

金属製錬など高温での材料製造プロセスにおいては、熔融スラグ、熔融塩、熔融メタルなどの高温融体を取り扱われるが、これらの物質の界面張力は極めて大きく、また酸素・硫黄などの強力な界面活性成分が存在する。このため、スラグフィルムの運動、金属製錬過程のガス・メタル、スラグ・メタル間反応、固体酸化物の局部溶損現象などにおいて、マランゴニ効果が関与する可能性が高いと考えられている¹¹⁾。

シリコンに代表される半導体の製造には、チョクラルスキー法、フローティングゾーン法、ブリッジマン法などが用いられている。このような単結晶育成の過程においては、固

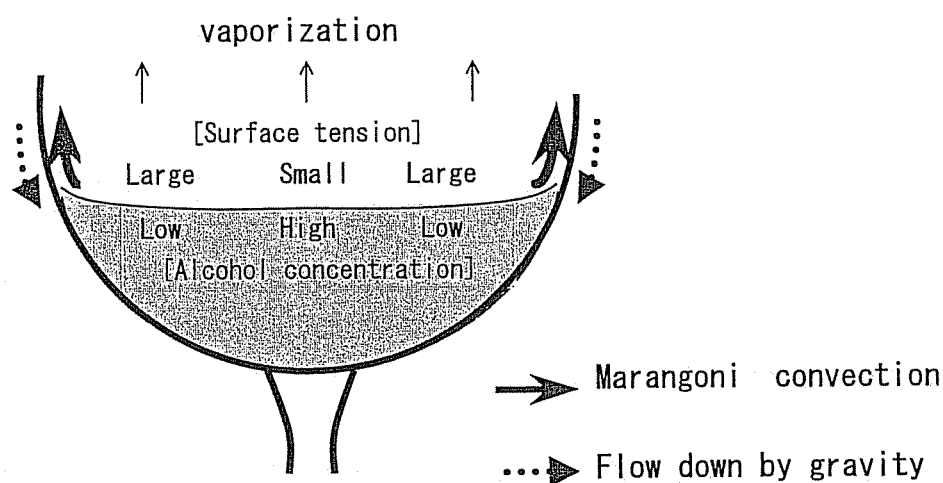


Fig.2-3 An example of Marangoni effect (Tears of wine)

Table 2-1 マランゴニ効果の例

分野	例	分類*	内容	資料
自然現象	ワインの涙	CC	きれいに洗ったグラスにアルコール度の強いワインを注いで放置すると、やがてグラスの内壁に沿ってワインが這い上がり、発生・消滅をくり返す	5)
	樟脳の舟	CC	樟脳の小片を水面に浮かべると、小片がくるくる回ったり、すばやく走ったりするのが観測される。	1)
	水銀の運動	QC	水銀滴を重クロム酸を溶解した硫酸溶液中に置くと、水銀球は0.1~1.0sくらいの周期で動物の心臓のようにダイナミックな振動を繰り返す。	24)
	液体窒素	TC	室温に置かれた液体窒素の表面から窒素が蒸発する過程で滴の周期的な振動が起こる。	25)
	液液界面での化学	CI	本来は混じりあわない二液体間に溶け込んだ溶質が界面で接触して反応し、界面張力の不均一が生じて界面对流と周期的な変形を生じる	26)
	液晶	TC	液晶表面の分子反応は温度に敏感で独特な異方性を示すために、大きなマランゴニ効果を生じさせる。	27)
	生体組織	CC	生物が生命の営みとして行なう解糖作用において、反応に関与したマランゴニ不安定のパターンがみられる。	28)
化学工学	水溶液の流動	AC	界面活性物質を含んだ水溶液の流動において、界面活性物質の表面吸着量分布に基づく表面張力勾配が生じ、表面減速や加速の現象が起こる。	9)
	反応吸収の促進	CI	液柱塔や濡れ壁塔において反応吸収速度を測定すると、界面攪乱が原因となって吸収理論による予測値より10倍以上も大きい吸収速度が得られることがある。	7)
	液液抽出	CI	水-ベンゼン2液相間を酢酸が移動するときに界面攪乱が生じ、抽出速度が増大する。	29)
	液滴内熱物質移動	TC	抽出操作や噴霧乾燥操作などにおいて、液滴と周囲の流体との間の夏や物質の交換速度がマランゴニ効果による液滴表面の運動によって変化する。	8)
	気泡の挙動	TC	界面活性剤溶液内で上昇する気泡の先端部で吸着された界面活性剤物質が後方に蓄積されることにより表面張力勾配が生じ、気泡の運動に影響を与える。	13)
	流下液膜の挙動	TI, CI	コーティング操作などで問題となる液膜の安定性に関して、濃度変化や熱伝導とマランゴニ効果との関連が調べられている。	30)
	分子分散膜の形成	TC	溶剤を用いずに温度マランゴニ効果を利用して水面に分子の分散膜を作る方法が検討されている。	31)
	材料工学	シリコン融液の流動	TC, CC	チョコレートスキ法などによる単結晶育成過程においては、温度勾配による密度差対流と同時にマランゴニ対流が起こり、添加不純物の分布や欠陥発生の原因となっており、結晶品質に大きな影響を及ぼすことがある。
金属精錬		CI	金属精錬で取り扱われる高温融体は界面張力が極めて大きく、また酸素・硫黄などの強力な界面活性物質が存在するため、スラグフィルムの運動、メタル間反応、固体酸化物の局所溶損現象などにおいてマランゴニ効果が関与する可能性が高い。	11)
環境問題	吸収式ヒートポンプ	CI, A	LiBr水溶液に水蒸気を吸収させる際、オクタノールなどの界面活性剤を添加することによってマランゴニ効果が発生し、物質伝達率が向上する。	10)
	液体燃料のプールの燃焼	TC	タンク火災や水面上の油層の除去に関わる液体燃料のプール燃焼において、表面張力に起因した内部流動がプール点火・燃焼を支配する条件となっている。	33)
	曝気処理	AC	水中に界面活性剤が溶存していると表面張力が低下して小気泡が多数発生し、ガスの移動速度を減少させる。	34)
微小重力環境	材料創製	TC	密度差対流をさけるために宇宙の微小重力環境を利用して行なった材料製造実験において、マランゴニ対流によると考えられるストリーションの発生が見られる。	12)
	溶液の混合促進	TC, CC	微小重力下では自然対流が消滅して異種材料融液の混合が困難となるが、濃度差マランゴニ効果を利用することにより均一混合を促進させることができる。	35)
	気泡・液滴の除去	TC	微小重力下では誤って混入した気泡を取り除くことが困難であるが、温度差マランゴニ効果を利用することにより気泡を移動させることが考えられている。	13)
	沸騰伝熱の促進	CC	非共沸混合液体の沸騰においては低沸点成分の選択的な蒸発にともなって気泡周囲に形成されるマランゴニ効果が沸騰伝熱を促進させると考えられている。	14)
その他	アーク溶接	TC	金属をレーザーパルスで溶解させるとき、溶解金属の蒸発にともなうマランゴニ効果により、あるレーザー強度以上で溶解深度が非常に深いところまで達する。	36)
	潤滑	TC	自由表面を持つ油膜から導入された潤滑油が二面間を通過した後一巡して入り口に達することが多く、マランゴニ効果の果たす役割が大きいと考えられる。	37)

* 分類ABはA(原因, T:温度, C:濃度, I:界面活性剤, Q:電荷), B(型, C:毛管流, I:不安定)を示す

液界面における融液からの除熱が必要であるが、このときに生じる温度勾配によって密度差対流が起こり、添加不純物の分布や欠陥発生の原因となって、結晶品質に大きな影響を及ぼすことがある。このため、宇宙の微小重力環境を利用して、地上では避けることが出来ないこの密度差対流を低減させた状態での材料製造が試みられている。しかしながら、宇宙の微小重力下では重力に依存しないマランゴニ対流が顕在化することがわかってきた。スペースラブ-Iなどの過去の宇宙における材料製造実験においても、マランゴニ対流の影響によると考えられるストリーションの発生などが観察されている¹²⁾。現在では、このマランゴニ対流を解明し制御することが重要な課題となっており、数値シミュレーションによる解析や落下塔・航空機・小型ロケットなどを利用した微小重力実験がさかんに行なわれている。また、密度差対流のない微小重力下では誤って混入した気泡を取り除くことが困難であるために、温度差マランゴニ効果を利用して気泡を移動させることが考えられている¹³⁾。

沸騰伝熱における重力の影響については、宇宙技術の基礎として古くから研究が行なわれてきているが、その中で非共沸性二成分混合液体について濃度差マランゴニ効果による伝熱促進について検討しているものがある¹⁴⁾。水-エタノール混合溶液の沸騰においては、低沸点成分であるエタノールの選択的な蒸発により加熱面近傍では水の濃度が高く、逆に気泡頂部近傍ではエタノールの凝縮によってエタノール濃度が高くなっている。その結果、濃度差によるマランゴニ対流が誘起され、液体が気泡底部に引き込まれて気泡を加熱面より引きはがす働きをするというものである。

2.1.3 マランゴニ効果についての科学的アプローチ

以上に述べたような、マランゴニ効果によって誘起される液体の運動、およびそれにもなって生じる各種の現象は、近年の実験手法および解析手法の発達にともない、より実証的かつ定量的に取り扱われるようになってきている。

マランゴニ対流や界面攪乱を調べるための実験方法としては、シュリーレン法⁶⁷⁾、ホログラフィー干渉計¹⁰⁾、マッハツェンダー干渉系^{14,16)}などの光学的手法⁷³⁾や、トレーサー粒子を用いたPIV、PTVなどの手法¹⁶⁾による流れの可視化がよく用いられている。

マランゴニ効果は温度や濃度に依存する表面張力の変化に起因するもので、熱移動や物質移動をとともなう液体の流れであるから、その現象を定量的に解析するためには、与えられた系に対して、流れの連続を与える式（連続の式）、流れによる運動量の輸送過程を記述する式（運動量方程式）、およびエネルギーまたは物質の輸送過程を記述する式（エネルギー方程式、質量方程式）を基礎方程式として、表面接線力を与える境界条件のもとで数値的に解くやりかたが一般的である¹⁷⁾。また、マランゴニ不安定が生じる臨界のマランゴニ数については、線型安定性解析の手法に基づいて取り扱われてきている^{18,29,70,71,72)}。物理学の分野では、このマランゴニ効果はカオス・フラクタルなどと同様に、化学反応と流体力学とがからんだ複雑系の現象として取り扱われ、新しい構造の発生とその分岐のメ

カニズムに関心が寄せられている⁶⁹⁾。

なお、各分野において問題となっている、マランゴニ効果の理論的・実証的な側面や、これらについての現時点における到達点に関しては、各種の解説^{1,4,18,19,20,21,22,23,59,68,75,76)}などに詳しい。

2.2 マランゴニ効果を利用する二成分ヒートパイプ

2.2.1 マランゴニ効果を利用する二成分ヒートパイプの概念

ここでいう二成分ヒートパイプとは、同一作動温度範囲で気相と液相が共存するような2種類の成分を作動流体としたヒートパイプ³⁸⁾のことである。したがって、通常可変コンダクタンスヒートパイプとして用いられているような、非凝縮性ガスを含んだヒートパイプ³⁹⁾も時折二成分ヒートパイプとよばれることがあるが、ここでは除外して取り扱う。また、ここで扱うヒートパイプは、原則として毛細管力を発生させる機構を有しないウィックレスヒートパイプ(二成分サーモサイフォンと同型)である。

このような互いに溶け合う二成分を作動液としたヒートパイプを作動させた場合には、Fig 2-4 に示すように、加熱部では主に揮発性に富んだ成分が蒸発し、この蒸気が冷却部で凝縮することにより、凝縮部の液体は蒸発部の液体よりも揮発性成分を多く含んだ状態になるであろう。このようにして、ヒートパイプの軸方向に形成された作動液の濃度分布によって表面張力の勾配が生じることにより、マランゴニ対流を引き起こす可能性がある

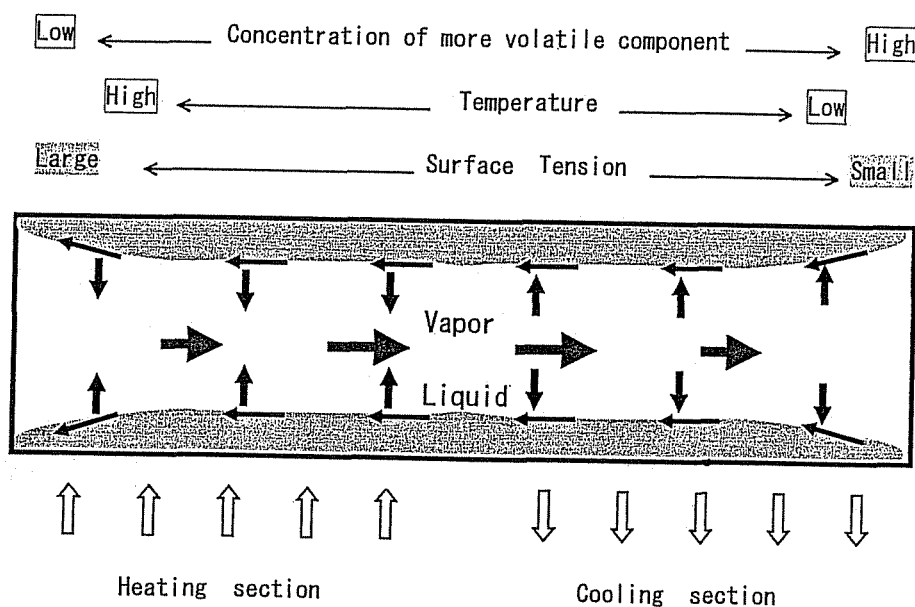


Fig.2-4 Schematic representation of two-component heat pipe utilizing Marangoni effect

と考えられる。ここで一般に、混合溶液の表面張力の濃度依存性は温度依存性に比べて大きく、さらに「positive mixture」とよばれている水とアルコールの場合のように、非揮発性成分の表面張力が揮発性成分のそれにくらべて十分大きい場合には、この濃度差によるマランゴニ対流は凝縮した液体を蒸発部の方向に引き戻すように作用することになり、特に微小重力場においてはこの効果が顕在化してくると予想される。したがって、ヒートパイプ内で生じるこのマランゴニ対流を作動液の帰還に利用することができるならば、宇宙においてもウイックを必要としないヒートパイプが実現できる可能性がある⁷⁷⁾。

ヒートパイプの作動原理において重要なことは、凝縮した液体をいかなる方法でもとの蒸発部に帰還させるかということであり、現在では密閉二相サーモサイフォンにおける重力によるものと、ウイック式ヒートパイプの毛細管力によるものが主流である⁴⁰⁾。また、これ以外にも、遠心力を利用した回転式ヒートパイプ⁴¹⁾、電気流体力を利用したヒートパイプ⁴²⁾、半透膜の浸透圧を利用したもの⁴³⁾、液体ヘリウムを超流動を利用したもの⁴⁴⁾、沸騰現象を利用したトップヒート型熱サイフォン⁴⁵⁾などの液帰還方式も考えられているが、これらは特殊なタイプと見なされているか、または試行的な域を出ていない。なお、Roberts⁴⁶⁾はヒートパイプとして利用可能な毛管力、重力以外の液帰還方式について詳述しており、また井村ら⁷⁴⁾は実用可能性のある「Anti-Gravity ヒートパイプ」として、局所的に毛細管ウイックを取り付けたループヒートパイプ、蒸気リフトポンプ熱サイフォン、スイッチングチャンバーを持つループ熱サイフォン、浸透圧ヒートパイプの4つをあげている。しかし、本研究で取り扱おうとしているような、濃度差によるマランゴニ効果を利用したものは、これらの中では取り上げられておらず、ヒートパイプにおける全く新しいタイプの液帰還方式として位置づけることができるものである。

2.2.2 二成分ヒートパイプに関する既往の研究

通常の単成分ヒートパイプと同様に、二成分ヒートパイプの作動特性に関しても、古くから理論的および実験的な検討が行なわれてきている。Table 2-2 はこれまでになされた二成分ヒートパイプを対象とした研究について整理したものである。

Tienら⁴⁷⁾は、定常状態で作動している二成分ヒートパイプについて、熱収支・物質収支のほかに界面における気液平衡関係も考慮することにより、ヒートパイプ内軸方向温度分布および濃度分布を記述するモデルを提示した。このモデルに基づく推算結果は、彼らが行なった水-エタノール系二成分ヒートパイプ内の軸方向温度分布に関する実験結果と良く一致することが示されている。またこれらの結果、一般に二成分ヒートパイプ内において、定常状態では二成分が完全に分離されるという説が、成り立たないことを明らかにしている。

Brommer⁴⁸⁾は、二成分ヒートパイプの径方向および軸方向に濃度および温度の変化が生じるメカニズムを定性的に明らかにするとともに、水・メタノール二成分ヒートパイプを用いた実験により、蒸発部・凝縮部間の温度降下や熱輸送限界に及ぼす作動温度および濃

度の影響を調べている。

土方ら⁴⁹⁾は R113-R11 混合物を作動液とした二成分サーモサイフオンの定温度特性に着目して研究を行なっている。すなわち、このような二成分系において熱輸送量が小さい場合には、冷却部に R11 (低沸点成分) の不凝縮領域ができるが、この領域の長さが熱流束により変化するために、小さな温度上昇により熱入力が大幅に増大して、不活性ガスを混入させた可変コンダクタンスヒートパイプと同様に、優れた定温度特性を示すというものである。

角口ら^{50,51)}は、垂直に置かれた水-エタノール系のサーモサイフオンについて、定常作動時における加熱部の熱伝達特性に関して、軸方向温度分布を考慮して実験的・理論的に明らかにするとともに、作動限界以下の熱負荷のもとで生じる二成分系特有の圧力と壁温の変動現象について調べ、このような二成分サーモサイフオンの作動限界を内部流動様式と関連させて検討している。根岸ら⁵²⁾も、同様な二成分熱サイフオンについて、定常状態および過渡状態における管内外の温度分布や熱伝達率を測定し、その伝熱性能に及ぼす作動液濃度の影響について検討している。

一般に、二成分ヒートパイプに関しては、低沸点成分の凝固点から高沸点成分の臨界点まで作動温度範囲が広がり、低温からの立ち上がりが良いこと、蒸発部・凝縮部間の表面張力差が増加して、ウイックによる限界熱輸送量が増加するという特徴をもつほか、蒸発

Table 2-2 二成分ヒートパイプの研究例

研究者	年	作動流体	内容	資料
Tien ら	1972	水・エタノール	熱移動・物質移動・気液平衡関係を考慮した二成分ヒートパイプのモデルを提示と実験的な検証を行ない、二成分の完全な分離が起こらないことを証明している	47)
Hessel ら	1972	リチウム・ナトリウム	Li-Na を作動流体とした高温ヒートパイプであるが、気液平衡関係が不明	56)
Brommer	1974	水・メタノール	温度・濃度分布形成機構の定性的な説明し、成分分離の概念を提示するとともに、蒸発部・凝縮部間の温度降下、熱輸送限界に関する実験的検討を行なっている	48)
Pruzan ら	1989	水・エタノール	混合流体を用いることによって金網ウイックの毛細管限界が35%程度増加することを述べている	57)
土方ら	1989	R113+R11	二成分サーモサイフオンの定温度特性に着目し、冷却部の凝縮特性に関する厳密な数値解析を行なっている	49)
角口ら	1992	水・エタノール	加熱部の熱伝達特性、圧力・壁温変動に関する実験と考察	50) 51)
Park ら	1992	水・エタノール, 水・エチレングリコール, 水・グリセロール	二成分サーモサイフオンの作動特性に及ぼす液充填率、傾角の影響	58)
根岸ら	1994	水・エタノール, 水・メタノール	二成分サーモサイフオンの蒸発部の過渡特性の検討	52)

および凝縮の熱伝達係数は単成分のものよりも低下し、また単成分のものとは異なり、蒸気空間においても温度降下を生じるために、ヒートパイプの優れた熱伝導性がやや損なわれるという問題も指摘されている³⁸⁾。

以上のように、ヒートパイプの作動液を二成分とすることによるヒートパイプの作動の特徴などに関しては、かなり明らかにされているといえる。しかし、これらの研究によって示されている二成分ヒートパイプに関する知見は、すべて地上（重力場）において行なわれた実験に基づくものである。また、凝縮熱伝達率など伝熱学的な視点から検討されたものが多く、マランゴニ効果など流体力学的な視点からの検討はほとんどなされていない。前述の土方らおよび角口らを取り扱ったような、ウィックを持たない二成分ヒートパイプも、重力による液還流を利用したものである。一方、小型ロケット等を利用した実験や、人工衛星などへの搭載試験により、微小重力場におけるヒートパイプの動作を調べたものも多数報告されているが、二成分ヒートパイプの濃度差によって生じるマランゴニ効果に着目したものは、これまでに全く見あたらない。

2.2.3 作動流体の選択

このようなマランゴニ効果を液帰還に利用した二成分ヒートパイプの可能性について検討しようとするとき、まず最初に遭遇する問題は、二種類の流体としてどのような組合せを採用すればよいかということである。このような二流体の条件としては、二成分ヒートパイプの基本的な条件である、あらゆる濃度に対して完全に溶け合うこと、および両成分の三重点から臨界点までの温度範囲のうちで、両方が重なる部分がヒートパイプの作動温度範囲に含まれることに加えて、両成分のうち、非揮発性成分の表面張力が揮発性成分の表面張力よりも十分に大きいことが必要である。常温付近の温度範囲でこの条件を満たす二成分の組合せとしては、非共沸性混合液体としていわゆる「positive mixture」といわれている水と他の有機液体、たとえば水-エタノール、水-メタノール、水-アセトンなどの組合せが適していると思われる。なぜなら、Fig.2-5 は常温付近においてヒートパイプの作動流体として使用されている種々の液体の表面張力の値を示したものであるが、この図からも水が他の有機液体に比べて表面張力がはるかに大きく、しかも水は一般に非揮発性（沸点が高い）であるからである。

作動液の仕込み濃度とマランゴニ効果との関係を検討するために、二成分ヒートパイプの簡単なモデルとして、次のようなものを考えた。すなわち、Fig.2-6(a) に示すように、ヒートパイプを蒸発部と凝縮部とに分け、蒸発部で蒸発した蒸気がそっくりそのまま凝縮部で凝縮すると仮定する。ここで蒸発部および凝縮部における作動液の濃度および温度が一様であり、また蒸気相における揮発性成分が飽和状態にあるとすれば、蒸気組成は系の圧力 p と温度 T によって決定され、これらの関係は二成分混合物固有の気液平衡線図として与えられている。Fig 2-6(b)は、圧力一定のもとで、横軸に低沸点成分の濃度（モル濃度）、縦軸に温度をとって、蒸発部の液組成 x_e 、蒸発部温度 T_e 、蒸気組成 x_e^* 、凝縮部液

組成 $x_c (= x_e^*)$ 、凝縮部温度 T_c の関係を示したものである。

このようなやり方で、水-エタノール、水-メタノールおよび水-アセトン系について、各々の平均温度、平均組成に対する蒸発部、凝縮部における作動液の温度および濃度を求め、これに対する蒸発・凝縮部間の表面張力差を算出すると、Fig.2-7 のようになる。ただし、仕込み液濃度 x_0 は $x_0 = (x_e + x_c) / 2$ として取り扱った。また、二成分混合物の気液平衡関係については、純物質の蒸気圧を Antoine の式から求め、活量係数は Van Laar の式を用いて推定し、混合溶液の表面張力の値は Tamura の方法によって推算した。これらについての詳細は Appendix に示してある。

この結果は、いずれの系においても、水に対して少量の第二成分を混入させた場合に、蒸発・凝縮部間の表面張力差が大きくなることを示している。これは、Appendix の Fig.A-2 に示されるように、水に対する第二成分の濃度が比較的低い場合において、表面張力の濃度による変化が大きくなること、および Fig.2-6(b) に示すような平衡状態にある気液相の濃度差 Δx が第二成分の中・低濃度域において大きくなることによるものである。

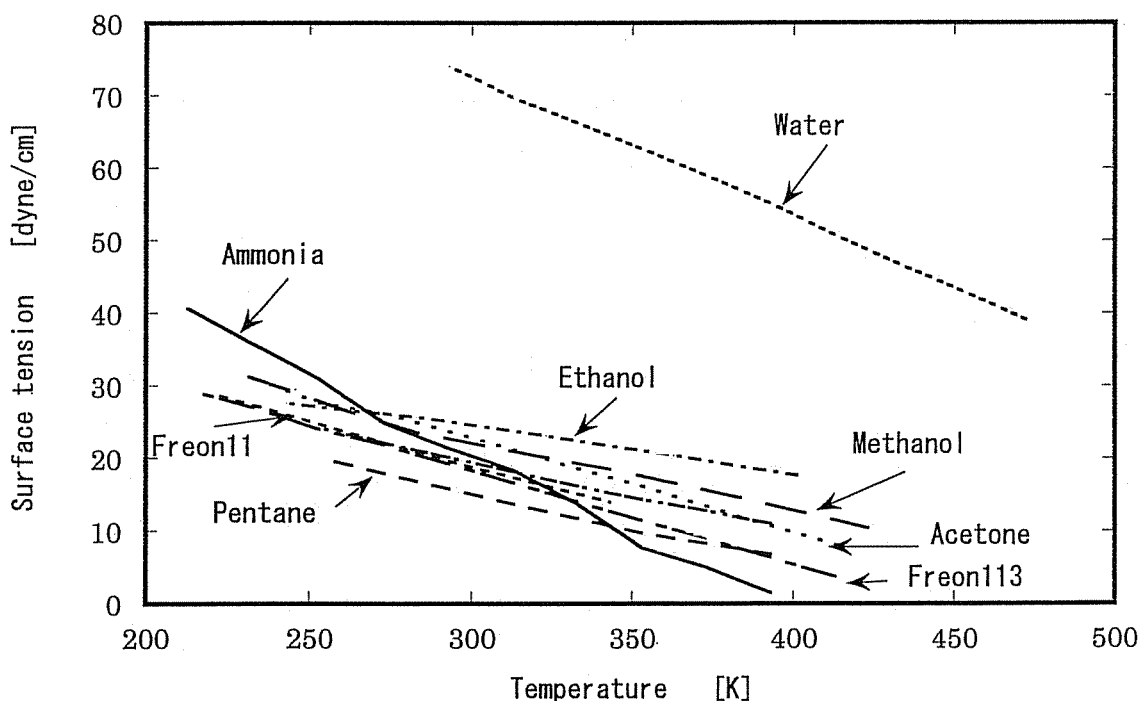


Fig.2-5 Surface tension of several pure liquids

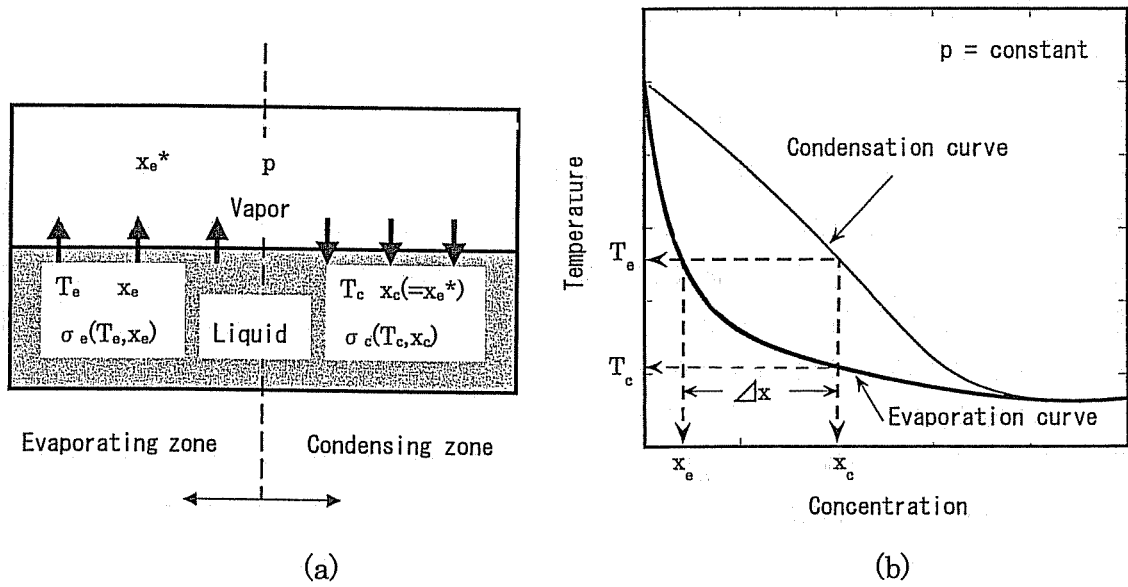


Fig.2-6 Schematic model of two-component heat pipe

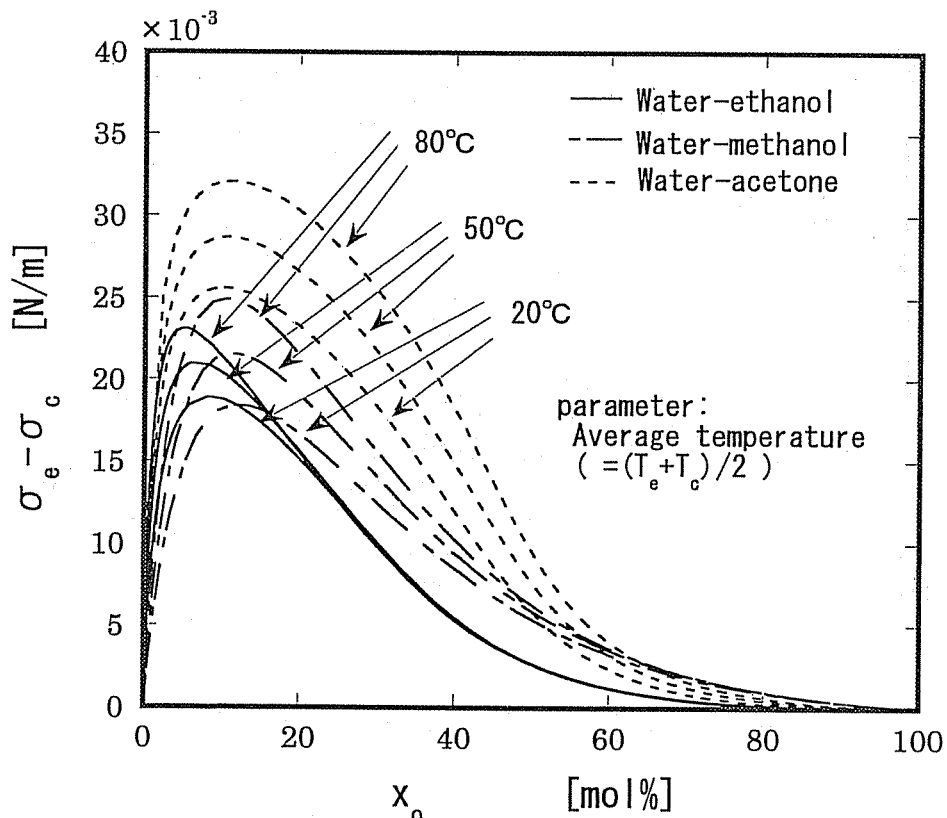


Fig.2-7 Relationship between initial concentration of the more volatile component and difference of surface tension (parameter is average temperature $(= (T_e + T_c) / 2)$)

2.2.4 温度と濃度のマランゴニ効果の比較

二成分混合溶液の表面張力は温度と濃度の関数であるから、二成分ヒートパイプ内においては濃度によるものと同時に温度によるマランゴニ効果も存在しており、一般に表面張力は温度の上昇とともに低下するので、この温度によるマランゴニ効果は濃度による効果とは逆に作動液の帰還を妨げる方向へ作用するものである。ここでは、温度と濃度のマランゴニ効果の大小関係について検討する。

二成分混合溶液の気液界面において、 z 方向に温度および濃度の勾配が存在する場合の表面張力勾配 $d\sigma/dz$ は次式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\partial\sigma}{\partial T} \cdot \frac{dT}{dz} + \frac{\partial\sigma}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dz} \quad (2-3)$$

ここで、右辺第1項は温度によるマランゴニ効果を示し、第2項は濃度によるマランゴニ効果を表わす。蒸気圧 p を一定とすれば、気液界面では両者の比 χ は次のようになる。

$$\chi = \frac{\left[\frac{\partial\sigma}{\partial T} \right]}{\left[\frac{\partial\sigma}{\partial x} \right]} \cdot \frac{dT}{dx} = - \frac{\left[\frac{\partial\sigma}{\partial T} \right]}{\left[\frac{\partial\sigma}{\partial x} \right]} \cdot \frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{\partial p}{\partial T}} \quad (2-4)$$

ここで Eq.(A-5)(Appendix 参照)より、表面張力の温度および濃度による変化、 $\partial\sigma/\partial T$ 、 $\partial\sigma/\partial x$ は

$$\frac{\partial\sigma}{\partial T} = \sigma^{3/4} \left\{ (1 - \psi_{o,s}) \sigma_w^{-3/4} \frac{d\sigma_w}{dT} + \psi_{o,s} \sigma_o^{-3/4} \frac{d\sigma_o}{dT} \right\} \quad (2-5)$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial x} = 4\sigma^{3/4} \left(\sigma_o^{1/4} - \sigma_w^{1/4} \right) \frac{d\psi_{o,s}}{dx} \quad (2-6)$$

と表わすことができる。ただし、 σ_w 、 σ_o はそれぞれ水および溶質の純粋状態での表面張力であり、 $\psi_{o,s}$ は表面における溶質の容積分率である(Appendix 参照)。また Eqs.(A-6),(A-7) (Appendix 参照)より、

$$\frac{d\psi_{o,s}}{dx} = \frac{(1+x)(1-\psi_{o,s})\psi_{o,s}}{x(1+\psi_{o,s})(1-x)} \quad (2-7)$$

となる。一方、Eq.(A-2)より、気液界面において、凝縮液の濃度と温度との間に気液平衡

関係が成立していると仮定すれば、 $\partial p/\partial T$ 、 $\partial p/\partial x$ は次のようになる。

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \gamma_1 x \frac{dp_1}{dT} + \gamma_2 (1-x) \frac{dp_2}{dT} \quad (2-8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = p_1 \gamma_1 - p_2 \gamma_2 + p_1 x \frac{d\gamma_1}{dx} + p_2 (1-x) \frac{d\gamma_2}{dx} \quad (2-9)$$

ただし、 p_1 、 p_2 は純粋物質の蒸気圧、 γ_1 、 γ_2 は各成分の活量係数である。

ここで、 dp/dT 、 $d\gamma/dx$ ($i=1,2$) は Eqs.(A-3),(A-4)から求められるので、Eqs.(2-5)~(2-9)を Eq.(2-4)に代入すれば、濃度差マランゴニ効果に対する温度差マランゴニ効果の影響度合いを表わす χ の値を算出することができる。水・エタノール系についての結果を Fig.2-8 に示す。一般に、共沸点以下の濃度では $\chi < 0$ となり、温度によるマランゴニ効果は作動液の帰還を妨げる方向に作用する。しかし、この図からもわかるように、水・エタノール系に関しては全濃度域において $|\chi| < 0.1$ であるので、温度によるマランゴニ効果は濃度によるそれに比べてかなり小さく、濃度差マランゴニ効果を利用するにあたって温度による効果は無視しても差し支えないと思われる。

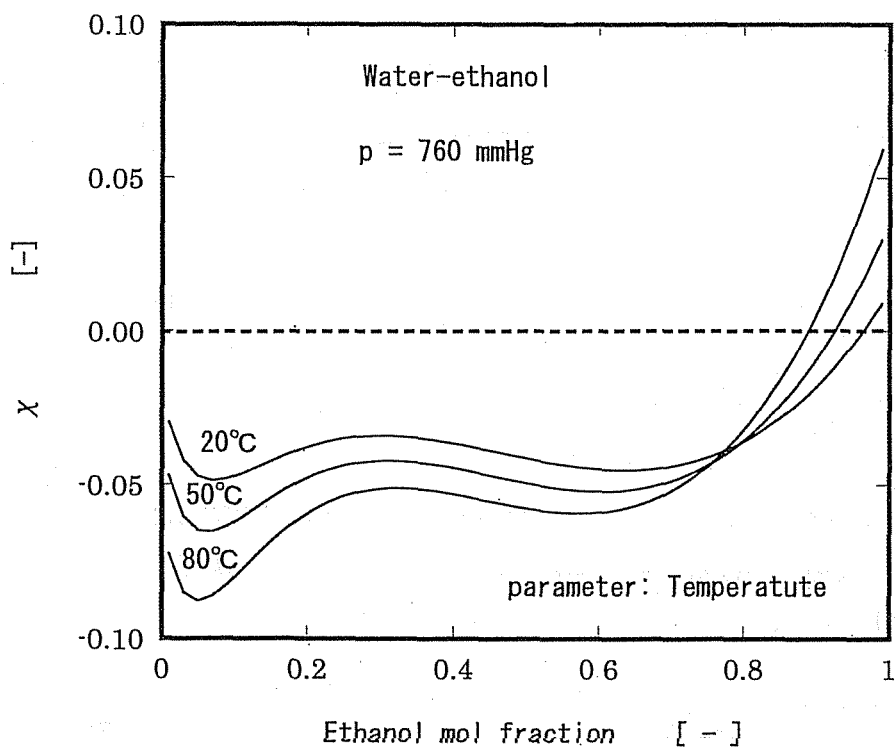


Fig.2-8 Comparison of Marangoni effects on temperature and concentration

2.2.5 マランゴニ効果による熱輸送限界

ヒートパイプの伝熱性能を評価するための重要な指標として、熱輸送限界がある。通常のウイック式ヒートパイプでは粘性限界、音速限界、飛散限界、沸騰限界、毛細管限界などが存在するが、常温付近で使用されるヒートパイプにおいては毛細管限界が重要であると考えられている。また、熱サイフォン式ヒートパイプの場合には、液膜消滅による限界やフラッキング限界が重要である⁵⁴⁾。これらはいずれも、ヒートパイプの熱負荷が増加すると、熱輸送に必要な作動流体の循環量も増加していくために、やがて液流または蒸気流を阻害する要因が現れて、加熱部でドライアウトなどが起こることによるものである。ここで考えているマランゴニ効果を利用したヒートパイプについても、マランゴニ効果による液帰還が不可能または不十分であれば、加熱部側の液体が消失してヒートパイプとしての作動が不能になると考えてよいであろう。したがって、このようなマランゴニ効果のみによる原因によって液の帰還が不可能になる熱輸送量をマランゴニ効果による熱輸送の限界と考え、このときの限界熱輸送量を簡単なモデルによって予測し、従来のウイック式ヒートパイプにおけるものと比較してみる。

いま、ヒートパイプにおいて、Fig. 2-9 に示すような厚さ δ の液膜を考える。 δ は長さ z 方向に一様で、管内径 d_i に比べて十分小さいとする。ここで、蒸発部と凝縮部との間に表面張力 σ の差が生じ、これによってマランゴニ対流が起こるとすれば、気液界面における粘性によるせん断力と表面張力勾配との釣り合いにより、定常状態では次式が成立する。

$$\frac{d\sigma}{dz} = -\mu_l \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2-10)$$

ここで、長さ方向の表面張力勾配を一定と仮定すれば、

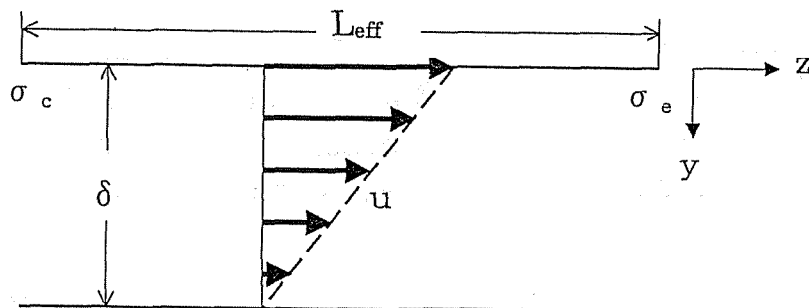


Fig.2-9 Model of liquid film in heat pipe

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\Delta\sigma}{L_{eff}} \quad (2-11)$$

ただし、 $\Delta\sigma$ は蒸発部と凝縮部との間に表面張力差、 L_{eff} はヒートパイプの有効長さである。また、液の流れが層流であるとするれば、

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_s}{\delta} \quad (2-12)$$

となる。ただし、 u_s は気液界面における液流速であり、 y 方向平均流速 \bar{u} は $u_s/2$ である。したがって、これらの関係から、

$$\bar{u} = \frac{\delta\Delta\sigma}{2\mu_l L_{eff}} \quad (2-13)$$

が得られる。また、液の質量流量 G_l は、

$$G_l = \pi d_i \rho_l \delta \bar{u} = \frac{\pi d_i \rho_l \delta^2 \Delta\sigma}{2\mu_l L_{eff}} \quad (2-14)$$

である。一方、ヒートパイプに加えられる熱流束を q_e 、加熱部長さを L_e 、蒸発潜熱を λ とすれば、蒸発によって凝縮部に移動する液量 G_{le} は次式で与えられる。

$$G_{le} = \frac{\pi d_i q_e L_e}{\lambda} \quad (2-15)$$

マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプが成立するためには、マランゴニ効果によって蒸発部に引き戻される液量が、蒸発や沸騰によって凝縮部へ移動する液量よりも大きくなる必要がある。ここで、作動流体の蒸発部から凝縮部への移動が蒸発のみによってなされるとすれば、このような二成分ヒートパイプが成立するための必要条件は、

$$G_l \geq G_{le} \quad (2-16)$$

で与えられる。したがって、Eqs.(2-14)~(2-16)より、

$$\frac{\rho_1 \lambda \Delta \sigma}{\mu_1} \geq \frac{2L_{eff} L_e q_e}{\delta^2} \quad (2-17)$$

が得られる。 $\rho_1 \lambda \sigma / \mu_1$ は通常「メリット数」と呼ばれている、作動流体によって決まる特性因子⁵³⁾を二成分混合物にあてはめたものであり、Fig.2-10 に示すように、温度・濃度によって変化する。また、Eq.(2-17)から、この場合の限界熱輸送量 $Q_{m,max}$ を与える式が次のように導かれる。

$$Q_{m,max} = \pi d_i L_e q_{max} = \frac{\pi d_i \delta^2}{2L_{eff}} \cdot \frac{\rho_1 \lambda \Delta \sigma}{\mu_1} \quad (2-18)$$

一方、同一寸法で同じ作動液のウイック式ヒートパイプについての、既往の毛細管限界熱輸送量 $Q_{c,max}$ の推算式⁵⁴⁾を Eq.(2-18)と対応させて表示すると、次式のようになる。

$$Q_{c,max} = \frac{2}{r_c} \cdot \frac{\pi d_i K_p \delta}{L_{eff}} \cdot \frac{\rho_1 \lambda \sigma}{\mu_1} \quad (2-19)$$

K_p および r_c はそれぞれ、ウイックの透過率および実効毛細管半径である。ここで、両者の比をとると、

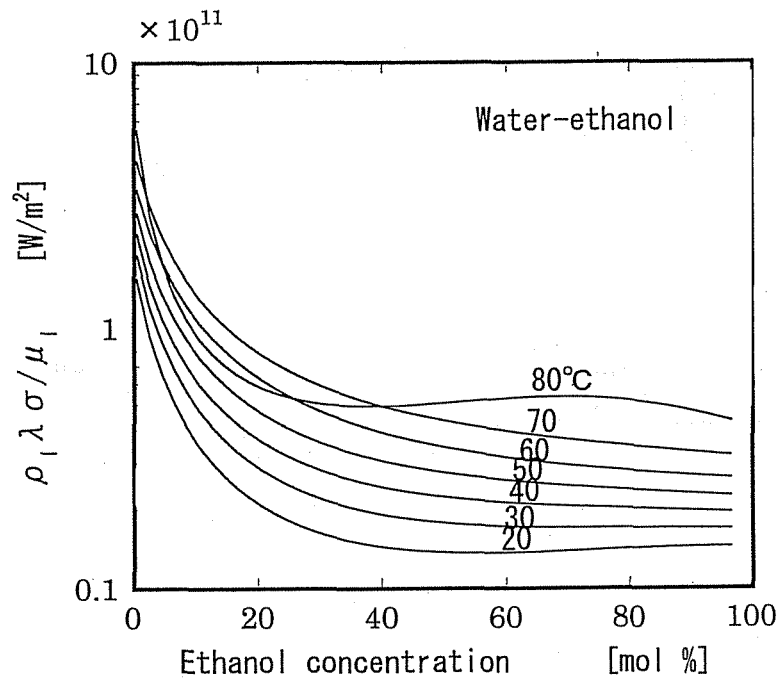


Fig.2-10 Merit number of water-ethanol mixture

$$\frac{Q_{m,max}}{Q_{c,max}} = \frac{r_c \delta}{4K_p} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (2-20)$$

となるが、上式で、 $r_c \delta / 4K_p$ の値はウイックの種類によって、 $1 \sim 10^2$ 程度の値をとると考えられ⁵⁵⁾、また $\Delta\sigma/\sigma$ の値はFig.2-11に示すように作動液の条件に応じて0~0.5の値をとるものであるから、 $\Delta\sigma$ が大きくなるような条件の二成分ヒートパイプにおいては、このマランゴニ効果によって輸送し得る熱量は毛細管限界による輸送熱量と同等以上になりうるということがわかる。

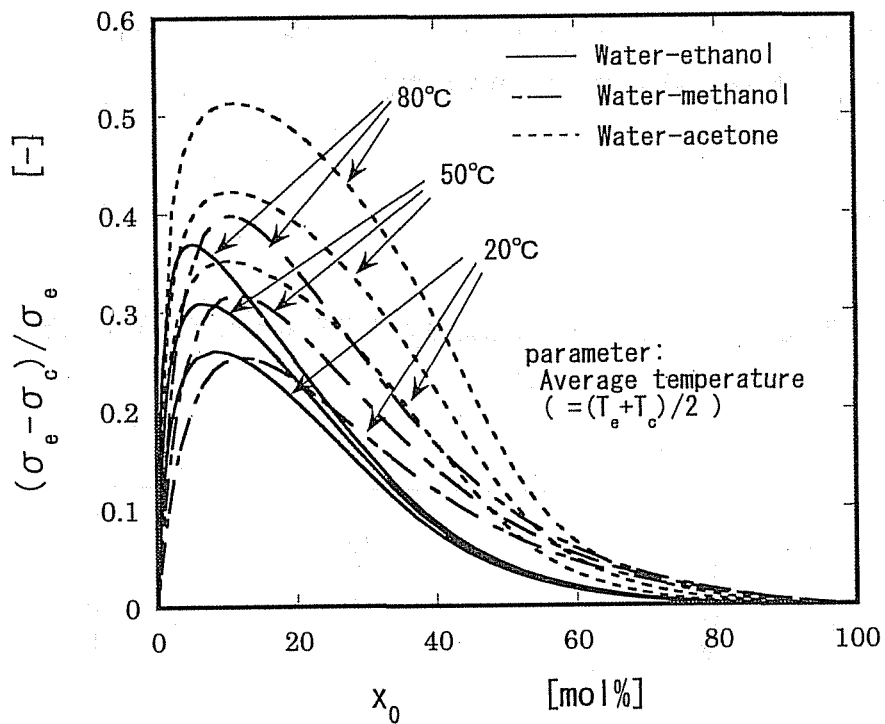


Fig.2-11 Relationship between initial composition of the more volatile component and $\Delta\sigma/\sigma_e$

2.3 本章の総括

本章では、気液界面現象を支配するマランゴニ効果についての基礎的事項を概説するとともに、本研究の対象としているマランゴニ効果を液帰還に利用した二成分ヒートパイプの概念を提示して簡単な考察を行なった。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) マランゴニ効果が生じる原因およびマランゴニ効果と流体運動との関わりについて述べ、自然界・工業界でみられるマランゴニ効果とその様態について整理した。
- (2) マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプの概念を提示するとともに、このようなヒートパイプの特徴とこれまでに開発されてきたヒートパイプの中での位置付けを明らかにした。
- (3) 二成分系の気液平衡関係をもとにした簡単なモデルによって、ここで目的としている二成分ヒートパイプに適した作動流体の種類と仕込み液濃度の選択に関する指針を示した。
- (4) 二成分ヒートパイプ内で生じる温度と濃度のマランゴニ効果を比較し、一般に温度のマランゴニ効果は濃度のそれにくらべて小さいことを明らかにした。
- (5) マランゴニ効果による熱輸送限界を簡単なモデルに基づいて評価し、従来のウィック式ヒートパイプのそれと比較して同等以上になりうることを示した。

第2章の参考文献

- 1) 藤縄勝彦: "レーリ運動とマランゴニ運動", 化学工学, 49, p.896-901 (1985)
- 2) Scriven, L. E., and C. V. Sternling: "The Marangoni Effects", Nature, 187, pp.186-188 (1960)
- 3) Walter, H. U.: "Fluid Science and Materials Science in Space", p.329, Springer-Verlag (1987)
- 4) 今石宣之: "流体-流体界面現象とマランゴニ効果", 日本マイクログラビティ応用学会誌, 7, p.2-15 (1990)
- 5) Thomson, J.: Phil. Mag., Ser. 4, 10, p.330 (1885)
- 6) Sternling C. V., and L. E. Scriven: "Interfacial Turbulence: Hydrodynamic Instability and the Marangoni Effect", AIChE. Journal, 5, pp.514-523 (1959)
- 7) 今石宣之: "気液界面攪乱に関する理論的考察—Brain の線型安定解析の応用ならびに非定常 Marangoni 対流の数値解析—", 化学工学論文集, 8, pp.127-135 (1982)
- 8) Oguz, H. N. and S. S. Sadhal: "Effect of soluble and insoluble surfactants on the motion of drops", J. Fluid Mech., 194, pp.563-579 (1988)

- 9) 今石宣之ら：“界面活性剤溶液の表面流動特性”，化学工学論文集, 8, pp.136-143 (1982)
- 10) 柏木孝夫：“高性能吸収器における界面活性剤の役割と吸収促進”，冷凍, 60, pp.72-78 (1985)
- 11) 向井楠宏：“高温融体のマランゴニ効果”，まてりあ, 34, pp.395-404 (1995)
- 12) Croll, A. W. Muller and R. Nitsche: *Mat. Res. Bull.*, 24, p.995 (1989)
- 13) 山岡英司ら：“マランゴニ対流による気泡の移送実験”，日本マイクログラフィティ応用学会誌, 12, pp.38-47 (1995)
- 14) 阿部宣之ら：“微小重力下における非共沸混合液体のプール沸騰”，電子技術総合研究所報, 59, pp.59-69 (1995)
- 15) 河村守康：流れの可視化, 3, p.50 (1983)
- 16) 平田賢, 岡本史紀：“熱流体計測における先端技術”，pp.105-153 (1996)
- 17) Okano, Y., M. Ito and A. Hirata: “Natural and Marangoni Convections in a Two - Dimensional Rectangular Boat”, *J. Chem. Eng. Japan*, 22, pp.275-281 (1989)
- 18) 日本マイクログラフィティ応用学会編：“軌道上実験概論”，p.69, 海文社 (2000)
- 19) 甲斐昌一：“新しい物理学としてのマランゴニ不安定性”，まてりあ, 34, pp.380-388 (1995)
- 20) 今石宣之：“表面張力対流の挙動”，伝熱研究, 36, pp.23-30 (1997)
- 21) 向井楠宏：“素材製造プロセスにおけるマランゴニ効果”，資源と素材, 109, pp.489-497 (1993)
- 22) 飯田精一：“微小重力環境とマランゴニ対流”，日本航空宇宙学会誌, 45, pp.543-552 (1997)
- 23) Kuhlmann, H. C.: “Thermocapillary Convection in Models of Crystal Growth”, Springer (1999)
- 24) Keizer, J. P. A. Rock and Shu-Wai Lin: “Analysis of the Oscillation in Beating Mercury Heart Syatem”, *J. Am. Chem. Soc.*, 101, pp.5637-5649 (1979)
- 25) Adachi, K. and R. Takaki: “Vibration of a Flattened Drop, I. Obsevation”, *J. Phys. Soc. Japan*, 53, pp.4184-4191 (1984)
- 26) 三宮公江, 高木隆司：“化学反応を伴う液体界面の自発的運動の線形安定性”ながれ, 12, pp.157-168 (1993)
- 27) Marinov Y. and P. Simova: “Plane Hydrodynamic Flow in Thin Free Suspended Nematic Liquid Crystal Films”, *Liq. Crist.*, 14, pp.1901-1904 (1993)
- 28) Markus M. S. C. Müller and B. Hess: *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, 89, pp.651-653 (1985)
- 29) Imaishi, N. and K. Fujinawa: “Thermal Instability in Two-Fluid Layers”, *J. Chem. Eng. Japan*, 7, pp.87-92 (1974)
- 30) Jacobi, A. M. and V. W. Goldschmidt: “The Effect of Surface Tension Variation on Filmwise Condensation and Heat Transfer on a Cylinder in Cross Flow”, *J. Heat Mass Transfer*, 32, pp.1483-1490 (1989)

- 31) Hasegawa, K., K. Hosoi and K. Miyano: Appl. Phys. Lett., 64, p.664 (1994)
- 32) 柿本浩一: “シリコン単結晶製造時におけるマランゴニ効果”, までりあ, 34, pp.420-425 (1995)
- 33) 磯田浩: “表面を加熱された液体の流動”, 機械の研究, 23, pp.1505-1510 (1971)
- 34) Matsutani, G. M., and M. K. Stenstrom: J. of Env. Eng., ASCE, 117, p.126 (1991)
- 35) 平田彰ら: “微小重力下における In-GaSb-Sb の分散混合実験”, 宇宙利用シンポジウム, 12, pp.243-246 (1995)
- 36) 松縄朗: “アーク溶接におけるマランゴニ効果”, までりあ, 34, pp.412-419 (1995)
- 37) 平野富士夫, 境忠男: “潤滑現象におけるマランゴニ効果”, までりあ, 34, pp.426-433 (1995)
- 38) 大島耕一, 松下正, 村上正秀: “ヒートパイプ工学”, p.148, 朝倉書店 (1979)
- 39) 38)の文献, p.137
- 40) 日本ヒートパイプ協会編: “実用ヒートパイプ (第2版)”, p.1, 日刊工業新聞社 (2001)
- 41) 40)の文献, p.202
- 42) Kikuchi, K., T. Taketani and A. Yabe : ”Large Scale EHD Heat Pipe Experiments”, Proc of 5IHPC, pp.89-94 (1984)
- 43) Minning, C. P. and A. Basiulis: “Application of Osmotic Heat Pipes to Thermal-Electric Power”, Advances in Heat Pipe Technology, pp.735-743, Pergamon Press(1981)
- 44) 日本ヒートパイプ協会編: “実用ヒートパイプ (第1版)”, p.8, 日刊工業新聞社 (1985)
- 45) 木村賢一, 根岸完二: ”トップヒート型熱サイフオンの揚水部の改良”, ヒートパイプ技術, 13, pp.1-7 (1994)
- 46) Roberts, C. C: “A Review of Heat Pipe Liquid Delivery Concepts”, Advances in Heat Pipe Technology, pp.693-702 (1981)
- 47) Tien, C. L. and A. R. Rohani: “Theory of Two-component Heat Pipes”, Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, pp.479-484 (1972)
- 48) Brommer, H. J.: “Theoretical and Experimental Investigation of Two-Component Heat Pipes”, AIAA Paper No.74-720, pp.1-8 (1974)
- 49) 土方邦夫, 長谷川浩巳, 長崎孝夫: “2成分混合媒体を用いたヒートパイプの研究”, 日本機械学会論文集(B編), 55, pp.1469-1476 (1989)
- 50) 角口勝彦, 深野徹, 恵美洋一: “二成分混合媒体を用いた密閉二相サーモサイフオンの加熱部における熱伝達に関する研究”, 日本機械学会論文集(B編), 60, pp.603-608 (1993)
- 51) Kadoguchi, K. and T. Fukano: “A Study on the Heat Transfer Characteristics in the Heating Section of the Closed Two-Thermosyphon with a Working Fluid of Binary Mixture”, Proc. 2nd JSME-KSME, pp.143-148 (1992)
- 52) 菅原良, 根岸完二: “二成分熱サイフオンの実験的研究”, ヒートパイプ技術, 13, pp.8-13 (1994)

- 53) 40)の文献, p.83
- 54) 40)の文献, p.36
- 55) 40)の文献, p.85
- 56) Hessel, M. M. and P. Jankowski: "Two-metal Heat Pipe Oven: Operation, Dynamics, and Use in Spectroscopic Investigation", *J. Appl. Phys.*, 43, pp.209-211 (1974)
- 57) Pruzan, D. A., K. E. Torrance and C. T. Avedisian: "Two-Phase Flow and Dryout in a Screen Wick Saturated with a Fluid Mixture", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32, pp.673-681 (1989)
- 58) Park, R. J. and Y. Lee: "Two-Phase Closed Thermosyphons with Two-Fluid Mixtures", *Proc. 7IHPC, B-18*, pp.1-6 (1992)
- 59) Ostrach, S.: "Low-Gravity Fluid Flows": *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14, pp.313-345 (1982)
- 60) 藤縄勝彦ら: "液液抽出における不純物の影響について", *化学工学*, 22, pp.420-429 (1958)
- 61) 藤崎一裕: "水溶液のマランゴニ効果", *まてりあ*, 34, pp.389-394 (1995)
- 62) Nishizawa, S. and A. Hirata: "Momentum, with Heat and Mass Transfer Through Gas-Liquid Interface with Accelerated Interfacial Velocity", *J. Chem. Eng. Japan*, 26, pp.649-655 (1993)
- 63) Hozawa, M. et al.: "Marangoni Convection during Steam Absorption into Aqueous LiBr Solution with Surfactant", *J. Chem. Eng. Japan*, 24, pp.209-214 (1991)
- 64) Daiguji, H., E. Hihara and T. Saito: "Mechanism of Absorption Enhancement by Surfactant", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, pp.1743-1752 (1997)
- 65) 渡辺信淳, 渡辺昌, 玉井康勝: "表面および界面", 共立出版 (1973)
- 66) Hirata, A., M. Kawakami and Y. Okano: "Effect of Interfacial Velocity and Interfacial Tension Gradient on Momentum, Heat and Mass Transfer", *Can. J. Ch. E.*, 67, pp.777-786 (1989)
- 67) 今石宣之, 藤縄勝彦: "反応吸収時の界面攪乱の光学的観察", *化学工学論文集*, 4, pp.484-489 (1978)
- 68) 平田彰, 岡野泰則: "拡散分離操作—物質移動論—", *化学工学*, 48, pp.236-243 (1984)
- 69) 甲斐昌一: "化学反応系に生じる巨視構造とカオス", *ながれ*, 3, pp.215-228 (1984)
- 70) Pearson, J. R. A.: "On Convection Cells Induced by Surface Tension", *J. Fluid Mech.*, 4, pp.489-500 (1958)
- 71) Nield, D. A.: "Surface Tension and Buoyancy Effects in Cellular convection", *J. Fluid Mech.*, 19, pp.341-352 (1964)
- 72) Brian, P. L. T.: "Effect of Gibbs Adsorption on Marangoni Instability", 17, pp.765-772 (1971)
- 73) 流れの可視化学会編: "流れの可視化ハンドブック", p.291, 朝倉書店 (1986)
- 74) 井村英昭, 一法師茂俊, 望月正孝: "Anti-Gravity 熱サイフォンおよびヒートパイプのレビ

- ュー”, ヒートパイプ技術, 19(3), pp.2-13 (2000)
- 75) 蔵本由紀ら:”パターン形成”, p.38, 朝倉書店 (1995)
- 76) 今石宣之:”宇宙環境と化学工学”, 化学工学, 64, pp.90-100 (2000)
- 77) 鈴木睦:”マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプ”, 電気学会誌, 116(3), pp.156-158 (1996)
- 78) 西野耕一ら:”非定常マランゴニ対流の三次元流動と液柱表面温度の同時観測”, 日本マイクログラビティ応用学会誌, 15(3), pp.158-164 (1998)

第3章 二成分ヒートパイプに関する微小重力実験

3.1 地上実験による考察

3.1.1 微小重力場におけるヒートパイプの動作

第2章では、二成分ヒートパイプ内で起こるマランゴニ効果を作動液の帰還に利用することにより、宇宙環境のような無重力場でもウイックなしで使用できるような、新しい型のヒートパイプの概念について述べたが、実際にこのようなヒートパイプが可能であるか否かを検証するためには、当該のヒートパイプを無重力場で作動させて調べてみる必要がある。実際に、ヒートパイプが開発された当初においても、ヒートパイプの宇宙環境における動作を確かめるために、地上試験とは別に、人工衛星などへの搭載実験や、ロケット実験などによる検証が行なわれてきた。Table 3-1 は、これまでになされたヒートパイプに関する宇宙環境での実証実験例についてまとめたものである。

宇宙用に使用されるヒートパイプは、第一に作動液の保持および帰還のための毛細管力を必要とすることから、ウイック式ヒートパイプであることが前提とされてきた。また目的に応じて、可変コンダクタンスヒートパイプ (VCHP)⁶⁾、アーテリ型ヒートパイプ⁷⁾、モノグループヒートパイプ¹²⁾、極低温(クライオジェニック)ヒートパイプ⁸⁾ など、特徴を有する型のヒートパイプも開発されてきた。最近では、宇宙ステーションなど大容量熱輸送の要求に対応して、ヒートパイプの原理を発展させた毛細管駆動型二相流体ループ (CPL) の実用化への試み¹⁷⁾ がさかんに行なわれている。そのほか、自励振動式ヒートパイプ¹⁸⁾ についても、微小重力実験による検討がなされている。

これらの宇宙用ヒートパイプに関する実証実験の中で問題とされてきた事項は、

- (1) 宇宙船の大気圏突入などによる、熱負荷が変動する時のヒートパイプの応答、特にドライアウトやリプライミングの特性⁷⁾
- (2) 可変コンダクタンスヒートパイプのための、非凝縮性ガスの存在下におけるヒートパイプの作動特性⁶⁾
- (3) 無重力下において、毛細管力によって定まる熱輸送の限界⁸⁾
- (4) アーテリなど複雑なウイック構造の宇宙機の振動、衝撃、音響負荷への耐性¹⁰⁾
- (5) 無重力下における、極低温ヒートパイプの超臨界状態からの起動特性¹⁴⁾
- (6) 無重力下における、ウイックに保持しきれない余剰液の存在状態^{13, 15)}
- (7) 1G 下の試験結果を 0G 下に外挿した場合の有為性と問題点⁵⁾

などである。これらの中で、宇宙環境において顕在化するマランゴニ効果とヒートパイプとの関係について言及しているものは少ないが、Murakami ら¹¹⁾ は軸方向グループウイック内の作動液に作用する温度差マランゴニ効果の影響について考察した結果、実際にはこの影響がきわめて小さく、これによって作動液が凝縮部に引き戻されてドライアウトが

Table 3-1 宇宙環境におけるヒートパイプの実証実験例

研究機関	代表者	年	内容・手段	ヒートパイプの条件	資料
Los Alamos Scientific Laboratory	J. E. Deverall	1967	NASA Satellite	12inL, 3/4inφステンレス管, ステンレス金網ウイック, 水	1)
	D. K. Anand	1968	GEOS-B Satellite	2本のヒートパイプ	2)
Grumman Aerospace Corp.	J. A. Bilenas	1969	OA0-3 Spacecraft	3本のヒートパイプ, 1/2inφAl管, グループウイック, フレオン21	3)
Dynatherm Corp.	W. Bienert	1971	OA0-C Spacecraft	1/2inφAl管, 0.09inアーテリ+グループウイック, アンモニア	4)
Grumman Aerospace Corp.	R. McINTOSH	1972	Aerobee 170 Sounding Rocket	4本のヒートパイプ, 2本のcontrol pipe, アーテリ, 1/2"×36", AL・アンモニア, グループ, 1/2"×36, AL・アンモニア	5)
	J. Kirkpatrick	1973	OA0-3 Spacecraft	可変コンダクタンスヒートパイプ	6)
Grumman Aerospace Corp.	W. Harwell	1973	OA0-C Spacecraft	①軸方向グループ, ② pedestal アーテリ管, ③ 自己プライミングスパイラルアーテリ管, 1/2inφ, Al・アンモニア	7)
NASA Goddard Space Flight Center	R. McINTOSH	1975	International Heat Pipe Experiment Sounding Rocket	Cryogenic, Flat plate vapor chamber ヒートパイプなど15種のヒートパイプ, 15.8mmφ, 760mL軸方向グループ, メタン	8)
	F. Galzin	1976	Sounding Rocket		9)
European Space Technology Center	G. J. Savage	1978	ASTRO-8 Sounding Rocket	FCHP(アーテリ) 4本, SUS, アンモニア	10)
筑波大	村上正秀	1982	S-520 Sounding Rocket	10mmφ, 330mL, Al管, 軸方向グループ, アンモニア, He II 超流動ヒートパイプ	11)
Texas A&M Univ.	G. P. Peterson	1983	NASA KC-135	モノグループヒートパイプ	12)
	R. Mayer	1986		軸方向グループヒートパイプ	13)
OA0 Corporation	J. Brennan	1992	シャトル Discovery STS-53 flight	O2 Cryogenic ヒートパイプ, 軸方向グループ	14)
Mitsubishi Electric Corp.	T. Ogushi	1993	NASA KC-135	軸方向グループヒートパイプ	15)
三菱電機	大串哲朗	2001	NASA KC-135	フレキシブルヒートパイプ	16)

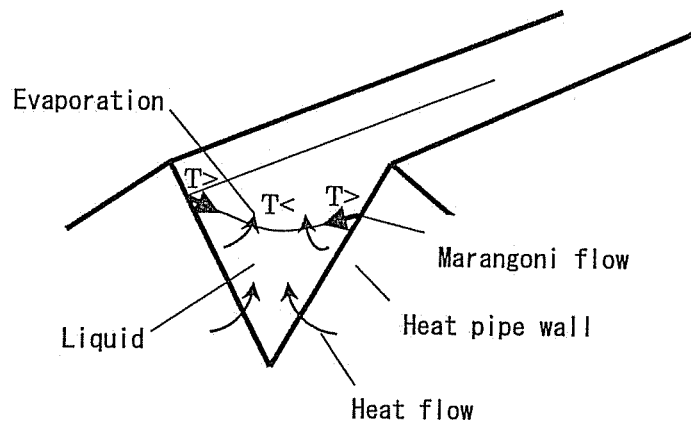


Fig.3-1 Marangoni effect in wetted groove

起こるようなことはないとしている。また、Cotter¹⁹⁾は第5回国際ヒートパイプ会議(1984年、筑波)において、世界ではじめてマイクロヒートパイプの概念を提示した際に、Fig.3-1のようなグルーブの角部に保持された液体について、蒸発部における壁面近傍の液面温度は中央部のそれにくらべて高いために、マランゴニ効果によって液流れが生じ、液温が一樣化されると述べている。しかし、二成分ヒートパイプにおいて温度差マランゴニ効果よりもはるかに強力に作用すると考えられる濃度差マランゴニ効果について検討した例はこれまでに全く見当たらない。

3.1.2 ヒートパイプの製作

第2章で示したような、マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプの可能性を検討するための第1段階としては、微小重力場における二成分ヒートパイプ内の作動液の挙動を直接観察し、作動液流れに及ぼす濃度差マランゴニ効果の影響が存在するものかどうか、特にこれによって作動液の帰還が起こりうるものかどうかということを実験的に調べてみることであろう。ここでは、このような微小重力実験を行なう上で必要なヒートパイプを製作したうえで、まずその基本的な特性を地上実験により検討する。実験に使用するヒートパイプは内部の作動液の挙動が観測できるように透明な耐熱ガラス製のウィックレスヒートパイプとした。作動流体としては、種々の濃度の水・エタノール(または水・アセトン)混合物を用いた。またJAMICの落下施設を利用した微小重力実験に使用することを想定し、実験ラックの大きさや使用可能な電力量をもとにしてヒートパイプの寸法などを決定した。Fig.3-2はヒートパイプの製作手順を示したものである。ここでは、特にガラス表面の汚れや作動液に対する不純物の混入が気液界面現象やぬれ性に重要な影響を及ぼすと考えられるので、ヒートパイプに使用するガラス管はあらかじめ重クロム酸カリウムと硫酸の混合液で洗浄した後、乾燥器で十分に乾燥させたものを用いた。また、作動液は、イオン交換した水と特級試薬のエタノール(またはアセトン)の混合液を所定

の濃度に調整したものを使用した。このようにしてガラス管に作動液を注入した後、加熱追い出し法により脱気して密封し、ヒートパイプとした。作製したヒートパイプの仕様を Table 3-2 に掲げる。なお、ここでの液充填率はヒートパイプの内容積に対する作動液の占める容積の割合を表している。

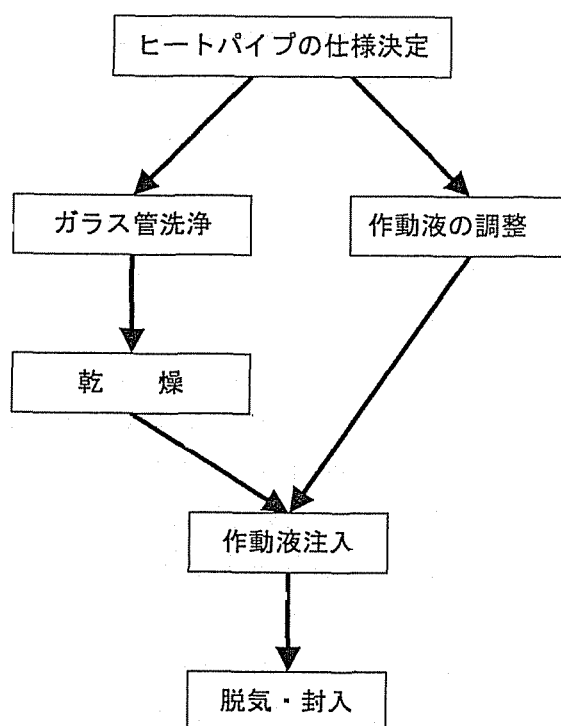


Fig.3-2 ヒートパイプの製作プロセス

Table 3-2 Conditions of heat pipes

Container : Pyrex glass
Diameter : 1 ~ 20 mm (O.D.)
Length : 50 ~ 500 mm
Working fluid : Water-ethanol (water-acetone) mixture
Concentration : 0 ~ 100 mol%
Liquid fill charge : 5 ~ 50 vol% of vapor space
Wick : Wickless heat pipe

3.1.3 作動液の観察

JAMIC の落下施設を利用した微小力実験を行なうに先立ち、ここで使用するヒートパイプの地上（重力場）における基本的な特性を把握するための実験を行なった。実験に用いたヒートパイプは外径 10mm(内径 8mm)、長さ 100mm のもので、濃度 0,1,5,50,85,100 mol%のエタノール水溶液を作動液（液量はヒートパイプ内容積の約 20%）としたものである。実験装置は Fig.3-3 に示すようなもので、ヒートパイプの加熱部（40mm）にはニクロムを巻き付けて通電加熱し、また冷却部（60mm）は透明アクリル樹脂製の容器内で約 20℃の水に浸して冷却した。ヒートパイプは水平かややボトムヒートモードに保ち、その加熱部に所定の熱負荷をあたえて、定常状態に達した際における凝縮部の作動液の様子を肉眼で観察するとともに、ビデオカメラで撮影した。

このようにして、ヒートパイプの加熱量を徐々に増加させていった際に、加熱部において見られる現象については、比較的低い（約 30W以下）の加熱量の下では液だまりの自然対流と自由表面からの蒸発が支配的であるが、やがて間欠的な沸騰が起こって作動液が冷却部端まで吹き上げられるようになる。これは密閉二相熱サイフォンでよく見られる吹き上げ現象、ガイセリング³¹⁾あるいは間欠泉現象²⁰⁾とよばれているものである。すなわち、ウィックのないヒートパイプ（密閉二相熱サイフォン）では液だめという形で作動液が底部に集中しているが、内部は一般に減圧されているので、熱負荷がそれほど大きくなくても核沸騰現象が簡単に発生する。発生した蒸気泡は近傍の過熱液からエネルギーを得てより大きく成長する。気泡が管内いっぱい成長した後は軸方向にも成長し、このとき気泡より上の液体はかなりの速度で凝縮部領域まで押し上げられるのである。この沸騰の周期は加熱量の増加とともに短くなっていき、100W前後では安定した気泡沸騰の状態へと遷移していった。さらに加熱量を増すと、150W 程度では蒸発面を液滴が飛び跳ねるようなライデンフロスト現象も起こるようになっていた。

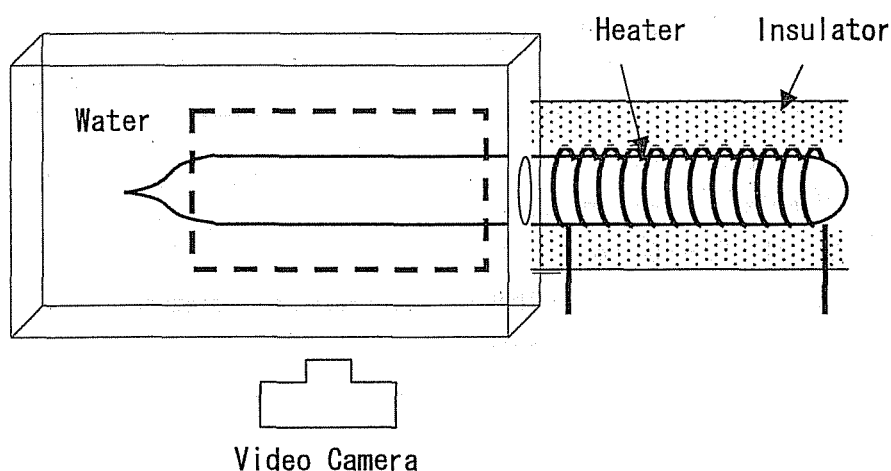
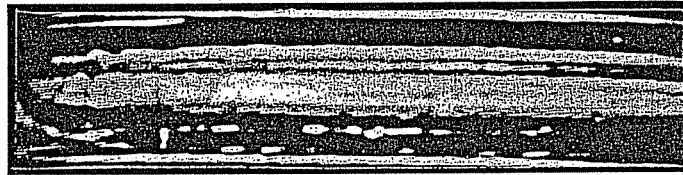


Fig.3-3 Experimental Apparatus

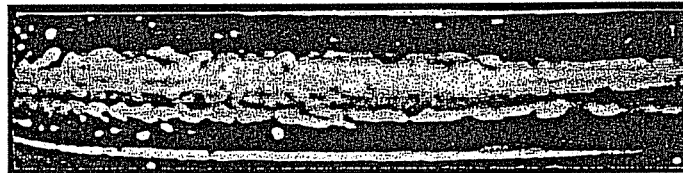
Pure Water



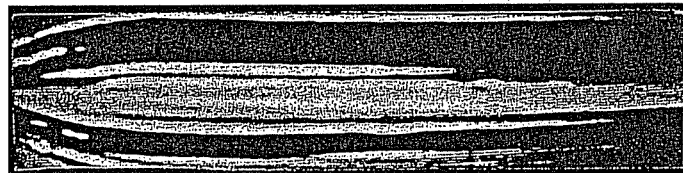
1 mol%



5 mol%



50 mol%



85 mol%



Pure Ethanol

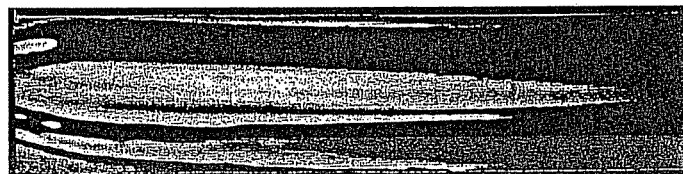


Photo.3-1 Appearance of the condenser section of heat pipes (ethanol concentrations are different for each figure)

次に、作動液濃度が異なる場合における作動液の様子の違いは、特にその凝縮部において明瞭に現れていた。Photo.3-1 は各々のエタノール濃度 (0,1,5,50,85,100 mol%) のヒートパイプに 100W 程度の熱負荷を与えた際の、凝縮部の様子 (Fig.3-3 の太い点線で囲った部分) を示したものであるが、これよりエタノール濃度が 5 mol% および 1 mol% のヒートパイプにおいては、内部でマランゴニ効果に基づくと考えられる顕著な界面のうねりが生じている様子が認められた。また、この写真では明瞭でないが、濃度 50 mol% の場合にも特に蒸発部と凝縮部の境界付近にこのような兆候が認められた。しかし、他の 0、85 および 100 mol% の場合には、マランゴニ効果に基づくとと思われる現象は全く認められなかった。

なお、このヒートパイプ内の作動液に働く重力と表面張力の寄与の度合いを表わす、以下の式で定義されるようなボンド数 Bo の値は、7 (純水の場合) ~20 (純エタノールの場合) 程度であるので、地上におけるヒートパイプ内の作動液流れはほとんど重力によって支配されていると考えてよいであろう。ただし、 ρ_l は液の密度、 σ は表面張力、 L はヒートパイプ長さ、 ϕ はヒートパイプの傾斜角である。

$$Bo = \frac{\rho_l g L^2 \sin \phi}{\sigma} \quad (3-1)$$

しかし、重力が消失した環境下においては、この表面張力効果が姿を現し、ヒートパイプ内の作動液流れにも影響を及ぼすことは十分予想されることである。

3.1.4 非定常特性

JAMIC の落下坑は、落下施設の規模としては世界最大級のものであるが、それでも微小重力実現時間は 10 秒間と短時間に限られている。したがって、落下実験を行なうにあたり、効率的な実験の方法を工夫したり、実験の条件を選定したりする上で、使用するヒートパイプの非定常特性を把握しておくことが重要である。

Fig.3-4 は、一例として外径 10mm、長さ 500mm の水-エタノールヒートパイプ (エタノール濃度 5mol%, 作動液量 20%) について、Fig.3-2 に示したものと同様な装置を用い、その加熱部 (250mm) にステップ状の熱負荷 (200W) を与えた際における冷却部各点温度 T の応答を示したものである。また、Fig.3-5 はヒートパイプの寸法、作動液の条件などを変えて測定された結果から、ヒートパイプの動特性に関する既往の知見^{21,22,23)} をふまえて、Eq.(3-2) で定義される温度応答の時定数 τ_{exp} を求め、集中定数モデル²²⁾ に基づく推算式 Eq.(3-3) から得られる値と比較したものであるが、両者の相関はほとんど認められなかった。

$$\frac{T(\tau_{exp}) - T(0)}{T(\infty) - T(0)} = 1 - e^{-1} = 0.632 \quad (3-2)$$

$$\tau_{cal} = \frac{c_l \rho_l V O_l + c_s \rho_s V O_m}{h_c A_c} \quad (3-3)$$

ただし、 $(c_l, \rho_l, V O_l)$, $(c_s, \rho_s, V O_m)$ はそれぞれ作動液およびヒートパイプ管材の比熱、密度、容積、 h_c はヒートパイプ表面・冷却水間の対流熱伝達率、 A_c はヒートパイプ冷却部の伝熱面積である。これは、ヒートパイプの過渡的な熱負荷に対する温度応答が、ヒートパイプの寸法などにはあまり関係しない内部の沸騰の生起によって支配されているためであり、このようなウイックレスヒートパイプの場合については、ウイック式ヒートパイプにおいて見られるような、入出力間の線形関係は成り立っていないのが特徴である。いずれにしても、ここで用いているヒートパイプの熱応答の時定数は 10~30 秒程度であり、加熱を開始して 1~2 分以上経過すれば十分定常状態に達するとみなせることがわかった。なお、作動液流れに関する流体力学的な過渡応答に関しては、熱応答に比べてはるかに小さい、0.1 秒程度のオーダーの時定数をもつと考えられ[†]、10 秒間の微小重力時間でも定常状態の観測が十分可能であると考えられる。

ここで用いたウイックレス二成分ヒートパイプの加熱部に存在している作動液は、加熱量がある値(10~30W)を越えると、蒸発のみが起こっている静的な状態から沸騰を開始するようになる。沸騰開始の加熱量や沸騰の様相については、ヒートパイプの寸法、ヒートモード(水平 or 垂直)、作動液の仕込み濃度、加熱量、液充填量のほかに、加熱面の性状などの影響を大きく受けるために、これらに再現性を有しないことが特徴である。Fig.3-6 は、水平モードについて、間欠沸騰が起こる場合の沸騰周波数と加熱量との関係を示したものであり、加熱量が増すとともに沸騰頻度が急増し、連続的な沸騰状態に近づいていくことがわかる。なお、長さ 300 mm のヒートパイプを垂直に保持して行なった実験によると、沸騰の打ち上げ高さについては加熱量(30~150W)にはさほど依存せず、100~150mm の値を与えていた。なお、JAMIC での実験を行なう際に、ヒートパイプに与える加熱量に関しては、作動液の相変化が単純な蒸発によって進行するとすれば、ここで用いるヒートパイプではヒートパイプに含まれている作

[†] 間隔 δ の 2 枚の無限広がりをもつ平板間にニュートン流体が満たされていて、静止状態からある瞬間に 1 枚の平板が z 方向に一定速度 u_0 で動き出した場合の流速分布の時間変化は、

$$\frac{u}{u_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \operatorname{erfc}(2n\eta_L + \eta) - \sum_{n=0}^{\infty} \operatorname{erfc}\{2(n+1)\eta_L - \eta\} \quad (3-4)$$

ただし、 $\eta = y/2\sqrt{\nu t}$, $\eta_L = L/2\sqrt{\nu t}$

で与えられ²⁴⁾るので、たとえば、ヒートパイプ内の作動液膜を考慮して、 $\nu = 0.01[\text{cm}^2/\text{s}]$ 、 $\delta = 0.1[\text{mm}]$ とすれば、時定数($4\sqrt{\nu t}/\delta = 1$ となる時間)は約 0.1[s]となる。

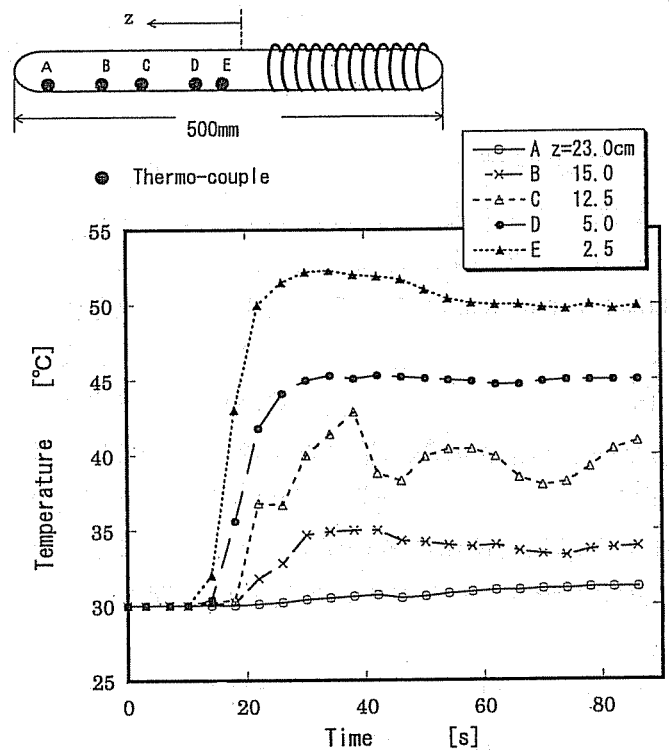


Fig.3-4 Transient temperature response of a heat pipe

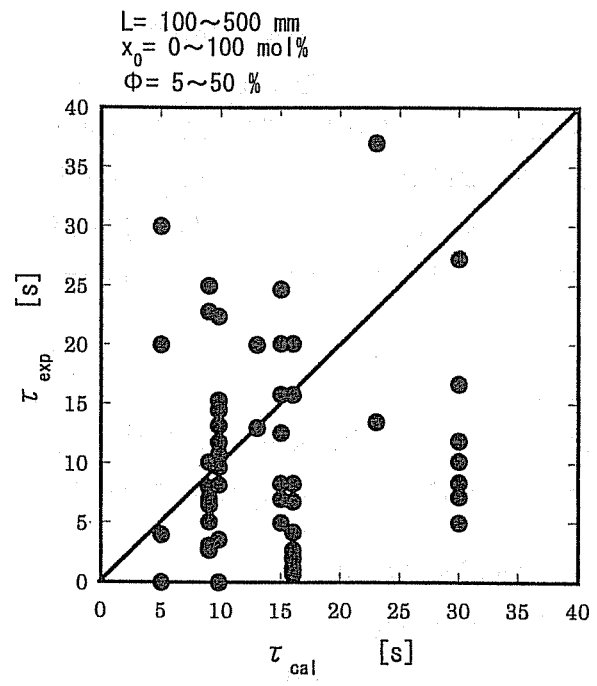


Fig.3-5 Time constants of temperature response of heat pipes

動液が一巡するのに数十秒以上の時間を要すると推定されることから[†]、10秒間の時間的制約の下で作動液の帰還の様子を調べようとするのであれば、加熱部で沸騰が起こるような条件を採用せざるを得ないと思われる。

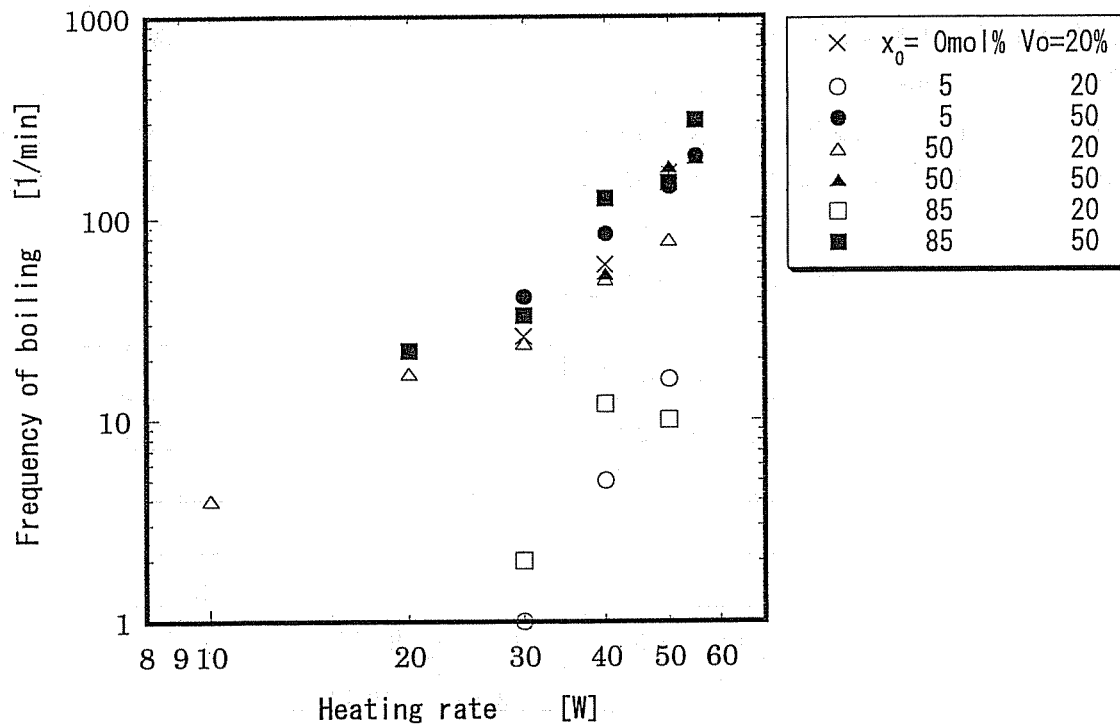


Fig.3-6 Relationship between the heating rate and frequency of boiling for several conditions of initial concentration of working mixture and liquid fill charge in heat pipes

[†] ヒートパイプの熱移動が単純に作動流体の蒸発・凝縮のみによって進行するとすれば、内部の流体が完全に一巡する時間 τ_l は熱収支より次式で与えられる。

$$\tau_l = \frac{\pi \Phi \lambda \rho_l d_i^2 L}{4 Q_{in}} \quad (3-5)$$

ただし、 Φ は作動液充填率、 λ は蒸発潜熱、 ρ_l は液の密度、 d_i は管内径、 L はヒートパイプの長さ、 Q_{in} は加熱量である。ここで例えば、 $\Phi=0.2$ 、 $\lambda=590$ [kcal/kg]、 $\rho_l=1.0$ [g/cm³]、 $d_i=8.0$ [mm]、 $L=100$ [mm]、 $Q_{in}=100$ [W] とすれば、 $\tau_l=24.8$ [sec] となる。

3.2 落下施設を利用した二成分ヒートパイプの微小重力実験

3.2.1 JAMIC の落下施設

微小重力状態を実現する手段には、Table 3-3 に示すように種々のものがあり、それぞれ一長一短があるが、現在最も簡単に利用できるものは落下施設を利用した短時間の微小重力実験である。北海道上砂川町にある地下無重力実験センター（JAMIC）の落下実験施設の概要²⁵⁾は、Table 3-4 に示すようなものである。落下型実験施設は、他にも、アメリカ、西ドイツ、日本などに多数存在するが、これらは落差 10~300m で、得られる無重力状態は 1~5 秒程度である。これに対して、JAMIC の施設は旧炭鉱の立て抗を利用したもので、490m の自由落下距離（全長 710m）をもっていて、10 秒間の微小重力状態が実現でき、落下施設としては世界最大級のものである。カプセル搭載可能重量も約 1 t と世

Table 3-3 微小重力を実現するための手段

手段	Gレベル	時間	例
落下塔	$10^{-2} \sim 10^{-6}$	1~10秒	(JAMIC), MGLAB, ZARM
航空機	$10^{-1} \sim 10^{-3}$	~20秒	MU-300, KC-135
小型ロケット	10^{-4} 以下	6~7分	TR-1A, TEXUS
回収カプセル	$10^{-3} \sim 10^{-6}$	数日~数ヶ月	EXPRESS, CASIMIR
スペースシャトル	10^{-4} 以下	6~16日	FMPT, IML2
フリーフライヤー	$10^{-3} \sim 10^{-6}$	数ヶ月	(H II)
宇宙ステーション	10^{-4} 以下	半永久	ミール, ISS(きぼう)

Table 3-4 JAMIC の実験施設の概要

- 落下システム：大気中落下・空気効力補償・二重カプセル方式
- 微小重力レベル： $10^{-4}g$ 以下
- 微小重力時間：10 秒
- 空気効力補償：ガスジェットスラスタ方式
- 落下カプセル：二重カプセル構造（内外カプセル間真空）
- 制動方式：エアダンピング・メカニカルブレーキ併用
- 制動時加速度：最大 8G/ピーク時、平均 3G/約 5 秒間
- データ伝送方式：リアルタイムカラー画像伝送（2ch）
：双方向通信伝送システム（合計 10Mbps）
- 搭載可能実験装置重量：最大 500kg
- 搭載可能実験装置容積：最大 870mm (W) × 870mm (D) × 918mm (H)

界一であり、また空気抵抗補償機能付二重カプセルの使用により、重力レベルも $10^{-4}G$ 以下と良質である。制動時の加速度も $10G$ 以下であり、市販のビデオカメラやパソコンなどで実験装置を組み立てても、壊れないで回収する事が出来る。実験装置をカプセルに搭載した後は、直接手を加えることはできないが、光通信によりコマンドによる遠隔操作が可能であり、リアルタイムのカラー画像伝送による観察もできる、などの特徴を有している。ここでは、平成3年9月に営業運転が開始されて以来、通常1日3回（開設当初は1日2回）の落下実験の運行で、材料関係、ライフサイエンス関係、燃焼関係、熱流体関係などのさまざまな分野における、時代の最先端を行く微小重力実験が行なわれてきた^{29)†}。

3.2.2 落下実験の方法

ここでは、JAMIC の落下施設を利用し、主として作動液濃度が異なる二成分ヒートパイプについて、通常重力下でヒートパイプが作動している状態から微小重力状態に変化させた際における、ヒートパイプ内作動液の挙動および温度応答の様子を調べるための実験を行なった。

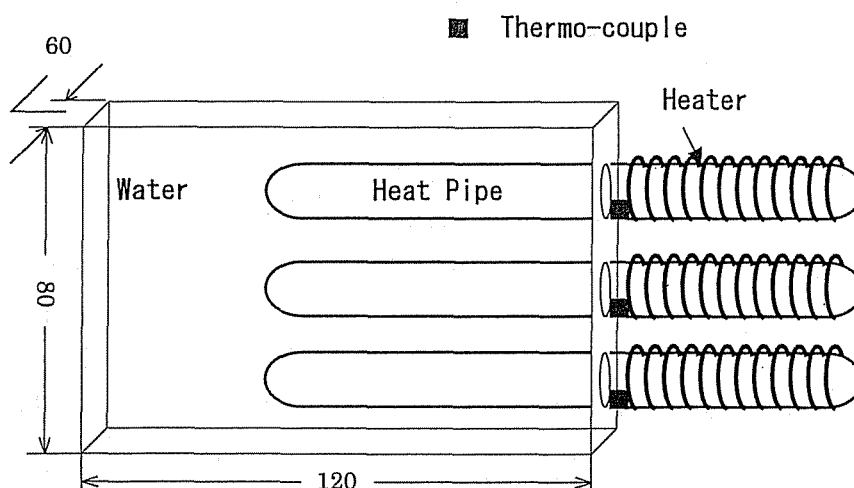


Fig.3-7 Experimental apparatus

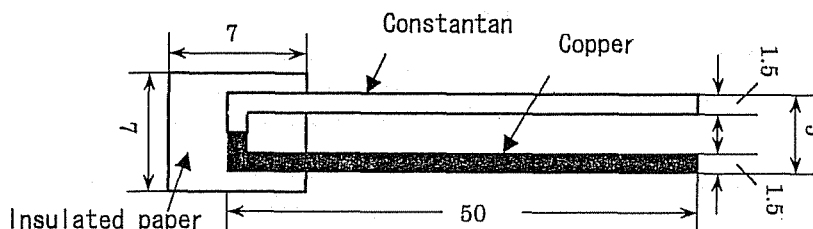


Fig.3-8 Thermo-couple

† 当実験センターは、平成15年2月の最終実験をもって閉鎖し、同年3月に解散した。

落下実験で用いた代表的な実験装置のヒートパイプ系は、Fig.3-7 に示すようなものである。ここでは、3.1 で用いたのと同じ複数本のガラス製ヒートパイプ（外径 10mm φ, 長さ 100mm ウィックなし）が、重力場において加熱部側に作動液が存在するように、その傾きを水平かややボトムヒートモードとして、透明アクリル樹脂製の角型容器（幅 120mm、高さ 80mm、奥行き 60mm）に設置されている。冷却部側（60mm）の容器には、脱気した水を充填して密封されている。また、加熱部側（40mm）は、内部の作動液の存在がわかるように、0.7mm φ のニクロム線を巻き付けて加熱される。また、各々のヒートパイプの代表点に Fig.3-8 に示すようなシート状の T 型熱電対をはりつけ、信号増幅器および AD 変換器を介してこの点の温度がパーソナルコンピュータ（NEC, PC9801Vm）に取り込まれるようにした。Fig.3-9 は落下実験における装置および制御系信号の系統図を示したものである。また、実験装置の外観は Photo.3-2 に示した。

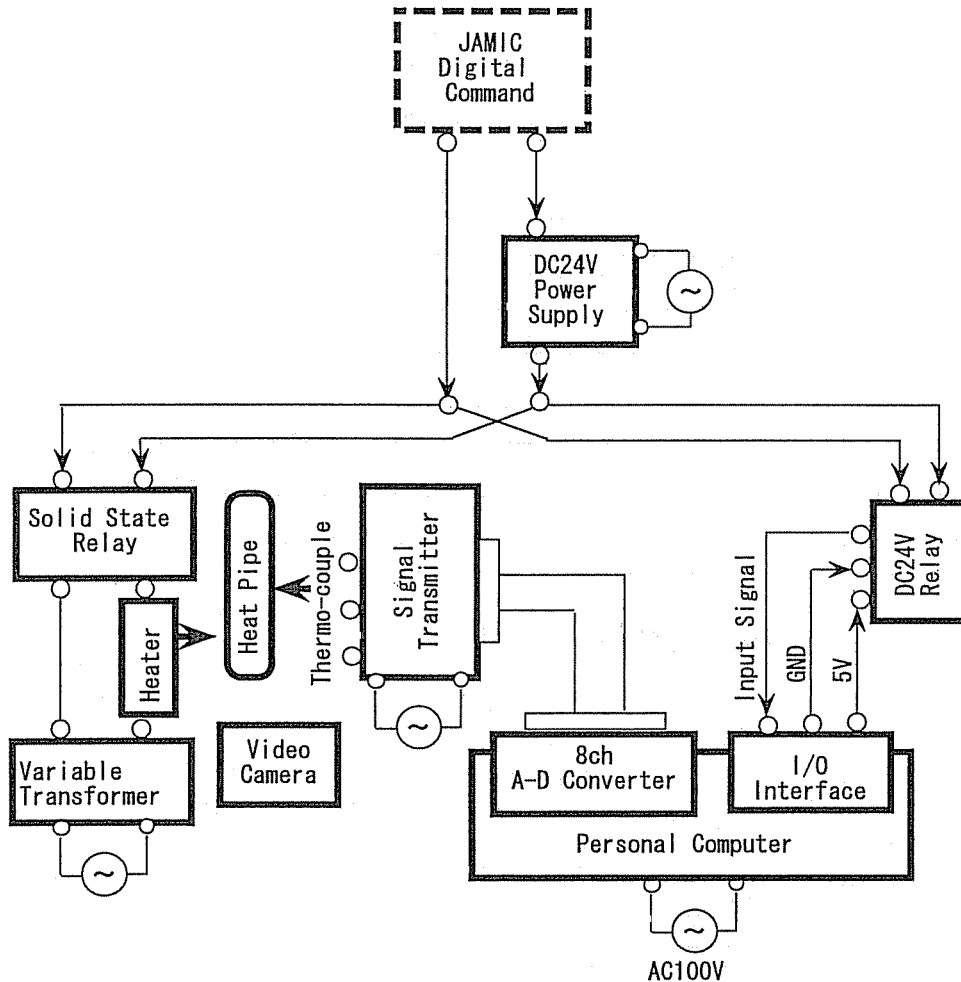


Fig.3-9 System diagram of apparatus and control signal for microgravity experiment

Fig.3-10 は実験全体の作業の流れを示したものである。実験装置は JAMIC で組み立てて各種調整を行なった後、実験装置全体をラック (1/4 ラック横置き,870×425×443mm) に固定し、落下カプセルに投入した後、3.1.4 で示したような実験に使用するヒートパイプの非定常特性を考慮して、ユーザが自由に ON・OFF できる JAMIC のデジタルコマンドにより落下1分前に通電加熱し、落下開始時までヒートパイプ系が定常状態に達するようにした。落下前および落下中 (微小重力状態) におけるヒートパイプ内の作動液の挙動は 8mm ビデオカメラで撮影した。また、ヒータ通電に同期させて、コンピュータの I/O ポートからデータ収集開始の信号を送り、各点の温度データを約 0.2 秒毎に採取してフロッピディスクに収めた。落下が終了して実験装置が回収されてきた後に、得られた映像および温度データの分析を行なった。

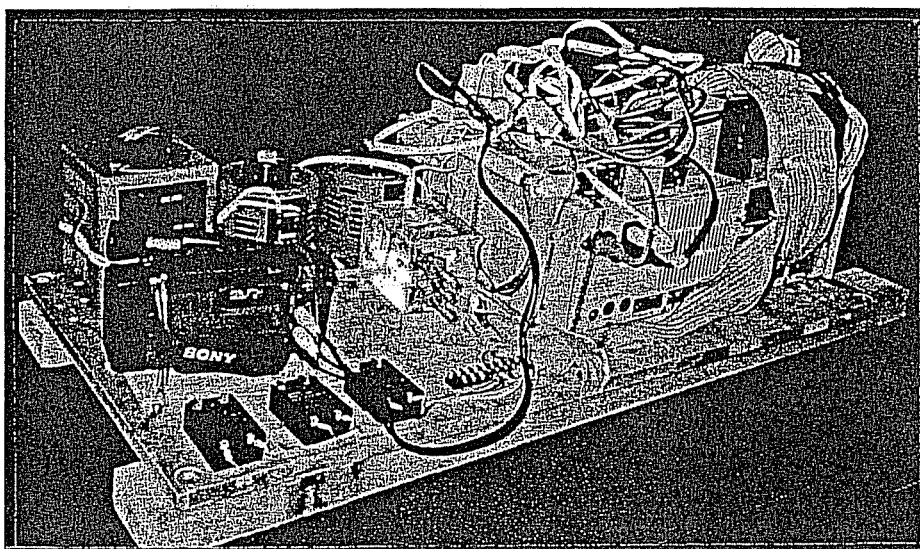


Photo.3-2 Appearance of experimental apparatus

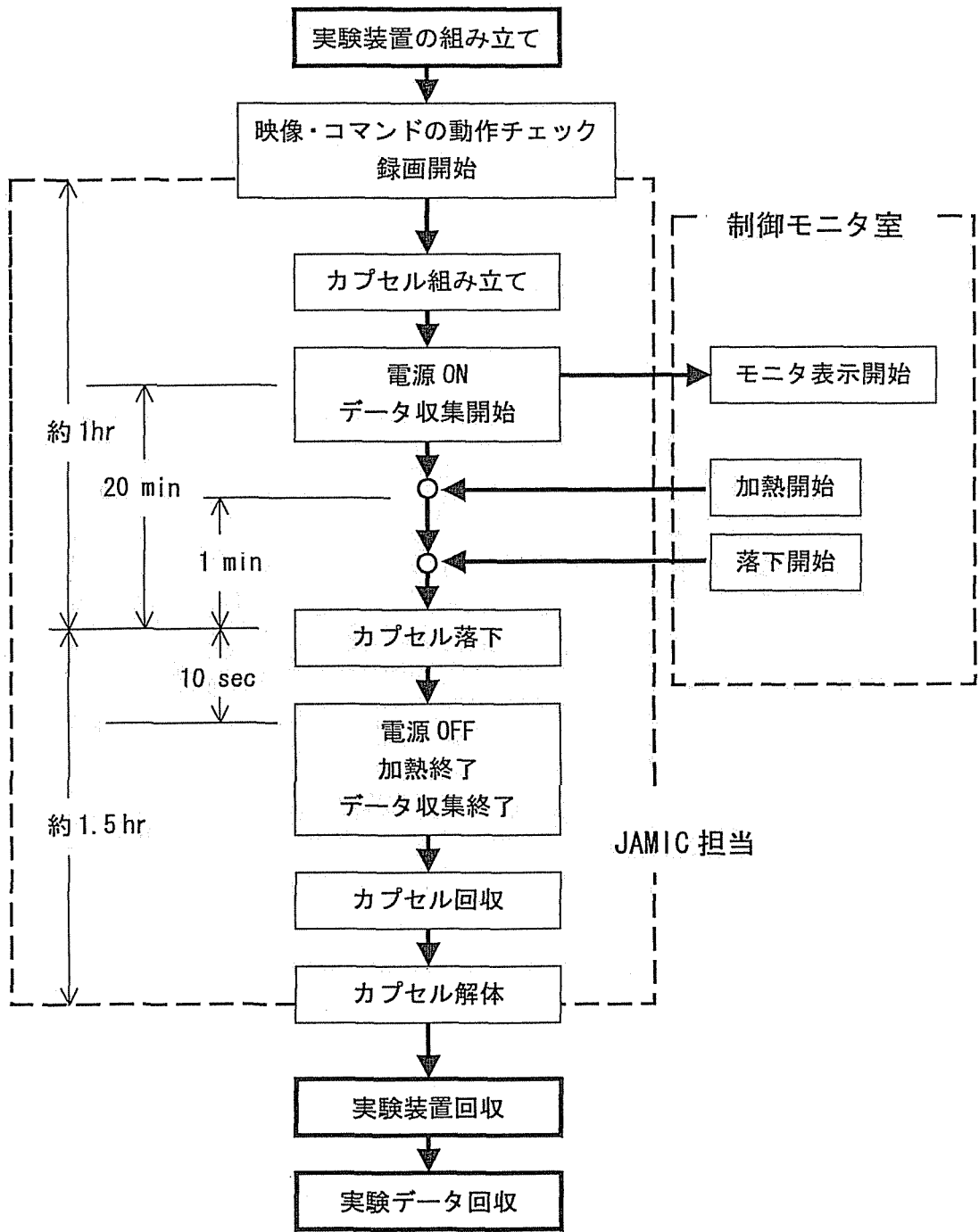


Fig.3-10 実験作業の流れ

3.3 実験結果と考察

3.3.1 微小重力場における作動液の挙動

落下実験は合計 18 回行なった。Table 3-5 は実験で使用したヒートパイプに関する条件等をまとめたものである。以下では、微小重力下における二成分ヒートパイプ内の作動液の挙動に及ぼす仕込み液濃度の影響を明らかにするために、同表の No.10 の実験で得られた結果をもとにして考察する。

Figs.3-11~13 は、それぞれ仕込み液のエタノール濃度が 5, 50, 85 mol% の 3 本のヒートパイプ（外径 10mm,長さ 100mm,作動液量 20%）の加熱部に、各々 70W の熱負荷を与えた際に観測された、落下前および 10 秒間の落下中におけるヒートパイプ内作動液の様子をスケッチで示したものである。ここで、図中の矢印は、各時点における液体の流れ方向と相対的な速さを示している。落下前（1 G 状態）の定常状態においては、いずれのヒートパイプもこの程度の熱負荷では 3.1.3 で見られたように、蒸発部で間欠的な沸騰が激しく起こっていた。そして、濃度 5 mol% および 50 mol% のものでは、その凝縮部において界面のうねりが観察され、特に 5 mol% のものについては顕著であった。このときの

Table 3-5 Experimental conditions

No.	Outer (Inner) diameter [mm]	L [mm]	Working fluid	Conc. [mol %]	Liquid [vol %]	Heat rate [W]	Lc [mm]	Inc. #	Temp. point
1-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	0, 5, 85	20	15	60	H	-
3-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	0, 5, 85	20	15	60	H	-
4-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	5	50	15, 10, 20	60	H	-
5-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	0, 5, 85	20	150	60	H	-
6-1~5	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	0, 1, 5, 50, 85	20	50	60	H	-
6-6~7	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	0, 5	20	50	70	V	-
9-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	5, 50, 85	20	40	60	H	1
10-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	5, 50, 85	20	70	60	H	1
11-1.	10.0(8.0)	100	Water	-	20	100	60	H	4
11-2.	10.0(8.0)	100	Ethanol	-	20	0	60	H	-
11-3.	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	1	20	100	60	H	1
12-1~3	10.0(8.0)	100	Water-ethanol	1, 5, 50	20	100	60	H	2, 3, 3
13-1~2	10.0(8.0)	300	Water-ethanol	0, 5	5	100	200	H	4
14-1~2	10.0(8.0)	300	Water-acetone	0, 5	5	70	200	H	-
15-1~3	3.0~8.0 (1.8~6.0)	50	Water	-	20	6, 10, 16	25	V	-
15-4~8	3.0~8.0 (1.8~6.0)	50	Water-ethanol	5	20	6, 8, 10, 12, 16	25	V	-
16-1~2	10.0(8.0)	300	Water-ethanol	5	5, 20	100	200	H	8
16-3.	10.0(8.0)	300	Water-acetone	10	5	100	200	H	-
17-1~3	10.0(8.0)	300	Water-ethanol	5	5, 10, 20	70, 100, 200	200	H	-
17-4~6	3.0~7.0 (1.8~5.0)	50	Water	-	20	7, 12, 16	25	V	-
17-7~9	3.0~7.0 (1.8~5.0)	50	Water-ethanol	5	20	7, 12, 16	25	V	-
18-1~3	10.0(8.0)	300	水・エタノール	5	5, 10, 20	100, 150, 100	200	H	-
18-4~6	3.0~7.0 (1.8~5.0)	50	水	-	20	7, 12, 16	25	V	-
18-7~9	3.0~7.0 (1.8~5.0)	50	水・エタノール	5	20	7, 12, 16	25	V	-

* H Horizontal
V Vertical

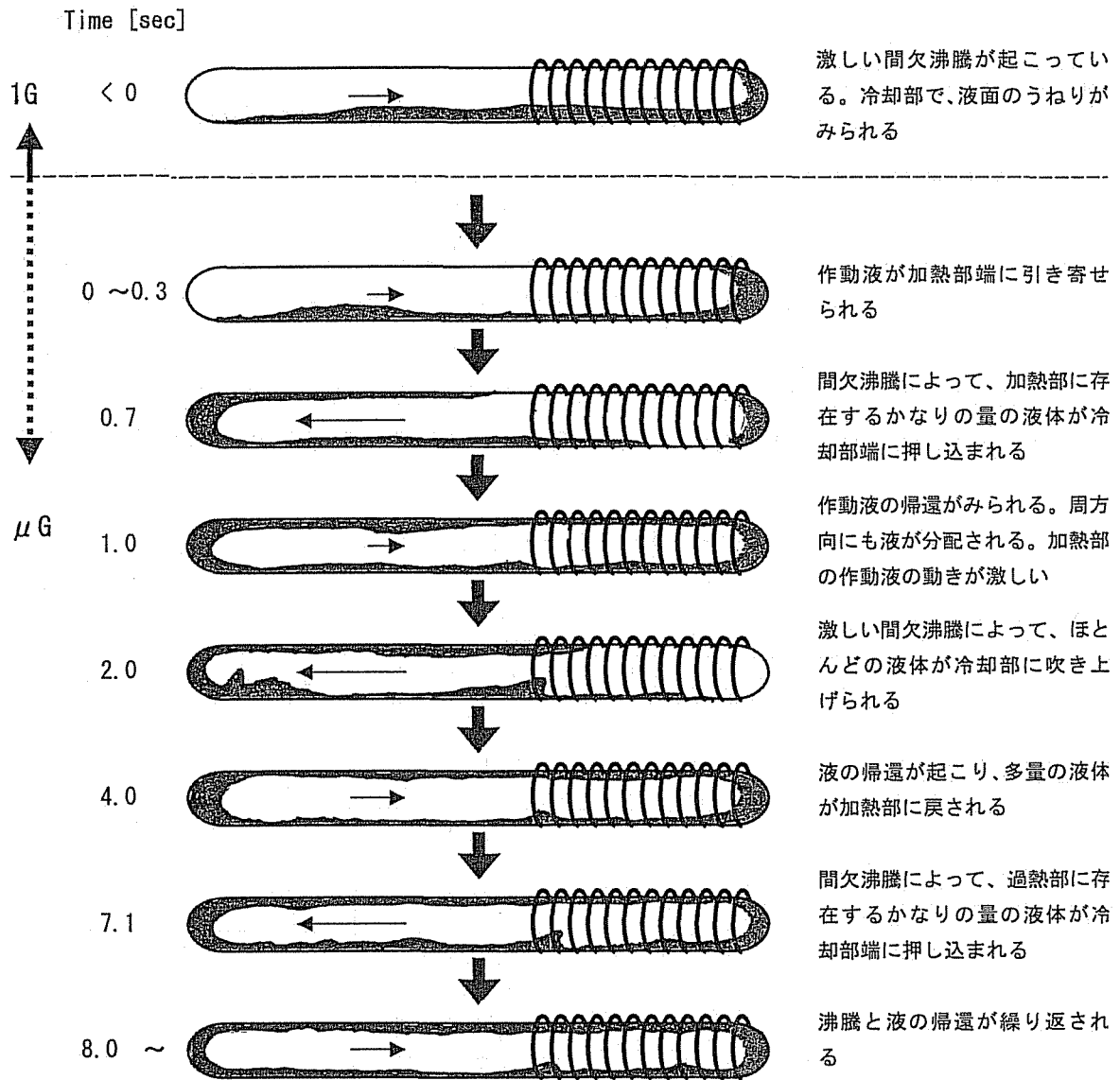


Fig.3-11 Behavior of working liquid in a water-ethanol heat pipe under a microgravity condition (ethanol composition 5 mol%)

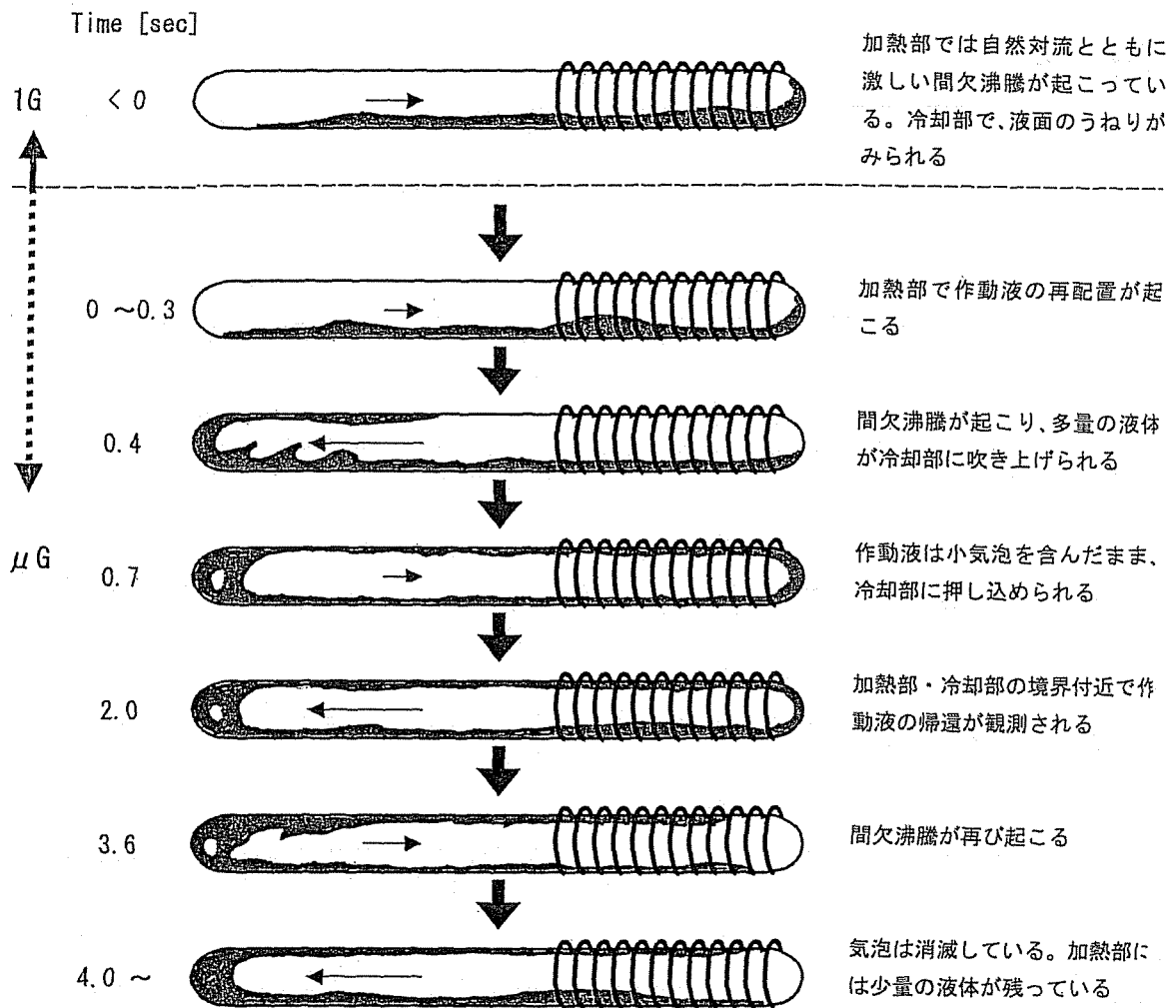


Fig.3-12 Behavior of working liquid in a water-ethanol heat pipe under a microgravity condition (ethanol composition 50 mol%)

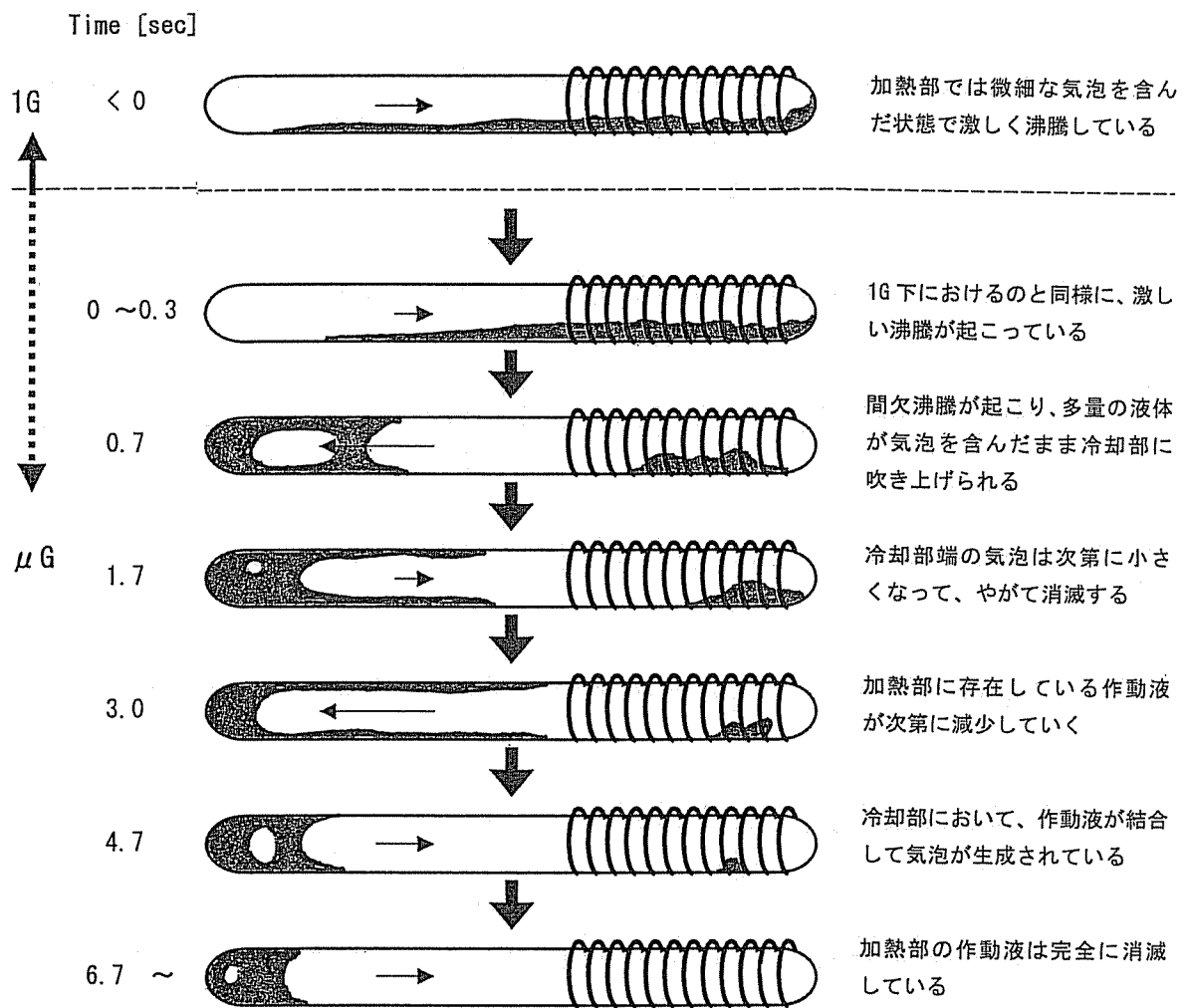


Fig.3-13 Behavior of working liquid in a water-ethanol heat pipe under a microgravity condition (ethanol composition 85 mol%)

凝縮液の動きをよく見ると、重力による全体的な流れとは別に、マランゴニ効果によると考えられる、蒸発部に向かう小規模な液の流れを認めることができた。次に、落下がスタートして微小重力状態になると、いずれのヒートパイプも瞬時の沸騰によってかなりの量の液体が吹き上げられて、その凝縮部端に押し込められるという状態がみられた。このような沸騰は、10秒間の落下中に2～3回起こっていた。このとき濃度5 mol%のものでは凝縮部から蒸発部に向かって液の帰還が起こっており、加熱部で沸騰や蒸発が起こっても作動液が途絶えることはなかった[†]。このような液の帰還は、濃度50 mol%のものについても、わずかではあるが認められた。これに対して、濃度85 mol%の場合には、作動液の帰還はほとんどおこらないために、時間とともに蒸発部の作動液量はしだいに減少していき、6.7秒後には完全に消滅してしまっていた。この挙動は、純水（実験 No.5,11）および純エタノール（実験 No.11）を作動液とした単成分のヒートパイプにおいて見られるものと同様な傾向であった。

同様に、濃度5 mol%程度の場合には、加熱量（20～150W）が異なる No.1,4,6,9,12 の実験においても、作動液の帰還が顕著に起こることが示されている。特に、150W と大き

[†] 先に示したように、マランゴニ効果による液帰還量 G_{lm} は次式で与えられる。

$$G_{lm} = \frac{\pi d_i \rho_l \delta^2 \Delta \sigma}{2 \mu_l L_{eff}} \quad (2-14)$$

一方、ヒートパイプ内の充填液量 V_0 は液充填率を Φ とすれば、

$$V_0 = \frac{\pi d_i^2 L \Phi}{4} \quad (3-6)$$

で与えられるので、液全体が打ち上げられた際に全て帰還してくる時間 τ_2 は

$$\tau_2 = \frac{\rho_l V_0}{G_{lm}} = \frac{d_i \rho_l \mu_l L L_{eff} \Phi}{2 \delta^2 \Delta \sigma} \quad (3-7)$$

となる。したがって、たとえば $d_i=8.0$ [mm]、 $\mu_l=0.01$ [g/cm·s]、 $L=100$ [mm]、 $L_{eff}=50$ [mm]、 $\Phi=0.2$ 、 $\delta=0.2$ [mm]、 $\Delta \sigma=20$ [dyne/cm] とすれば、 $\tau_2=5.0$ [s] と得られる。

ちなみに、1 G 下における重力に基づく液帰還量 G_{lg} は、層流における傾斜平板上(傾斜角 φ)の液膜流れ²⁶⁾ と考えることにより、

$$G_{lg} = \frac{\pi d_i \rho_l^2 g \delta^3 \sin \varphi}{3 \mu_l} \quad (3-8)$$

で与えられるので、この場合における帰還時間 τ_3 は、

$$\tau_3 = \frac{\rho_l V_0}{G_{lg}} = \frac{3 d_i \mu_l L \Phi}{4 \rho_l g \delta^3 \sin \varphi} \quad (3-9)$$

となり、 $\sin \varphi = 0.05$ として Eq.(3-7)の場合と同一の条件で算出すれば、 $\tau_3=30$ [s]となる。

な加熱量を与えた No.6 の実験においては、蒸発部で連続的かつきわめて激しい沸騰が起こり、ライデンフロスト的な挙動を呈しているが、濃度の違いによる作動液帰還の様子の違いは上述したものと同様であった。また、No.5 では、純水のものと 5 mol%のエタノールを含んだものについてヒートパイプを垂直に立てた場合についても行なったが、純水のものには微小重力に同期した沸騰によってヒートパイプ上端に打ち上げられた液体が、下部には戻ってこないのに対して、5 mol%のものについては明かに液の流下が見られていた。なお、落下開始後において、沸騰によって吹き上げられた凝縮液はヒートパイプ全周にいきわたるようになり、作動液の還流は重力場におけるようなヒートパイプ底部を伝って流れる様式ではなく、環状流の様相を呈しており、微小重力下における気液二相流の特徴³⁰⁾を再現していた。

次に、Fig.3-14 は Fig.3-10 に示した場合について、各ヒートパイプの加熱部・冷却部境界下部にはりつけられた熱電対による温度測定の結果を示したものである。横軸の時間は落下開始時を基準（時間 $t=0$ ）として、ヒーター通電を開始してから ($t \geq -60$ s) の温度応答を示している。この結果より、いずれのヒートパイプも落下開始時までにはほぼ同様な状態で推移し、定常状態に達しているが、落下中の微小重力状態になると、やはり濃度による

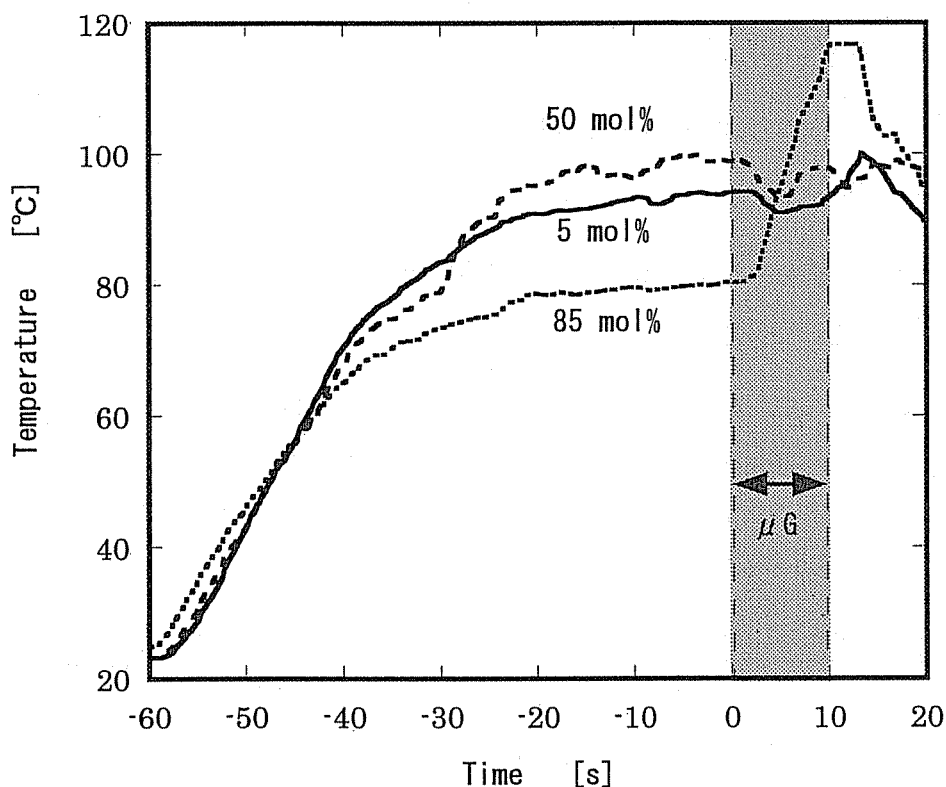


Fig.3-14 Temperature response at the boundary of heating and cooling section for heat pipes

違いが現われてくることがわかる。すなわち、濃度 5 mol% および 50 mol% のものでは微小重力状態になってもこの点の温度に大きな変動は認められず、1 G 状態の場合と同様にヒートパイプとして正常に作動していることがうかがえる。これに対して、濃度 85 mol% のものでは落下して間もなくこの点の温度が急上昇し、落下終了後はもとの状態に回復していく傾向が見られる。これは上で示した作動液の観察からもわかるように、微小重力状態ではこの部分に作動液が存在しなくなって、ドライアウトが起こったためであると考えられる。なお、これらのヒートパイプでは、落下約 2 秒後から温度が 4 ~ 5 度程度低下し、その後回復しているが、これはこの時点で大きな沸騰が起こったことにより、蒸発部のエネルギーが奪われた結果、一時的に温度低下が起こったものと考えられる。

3.3.2 液帰還が起こった原因について

仕込み液のエタノール濃度が 5 mol% 程度の場合に、 μ G 状態においてウイックが存在しないにもかかわらず、作動液の帰還が起こった原因について考察してみる。作動液に働く可能性のある力としては濃度差によるマランゴニ力のほかに、残留重力、慣性力、気泡内の圧力差、蒸気流によるせん断力、加熱部と冷却部のぬれ性の違いなども考えられるので、ここではこれらの原因によって、ここで見られたような作動液の帰還が起こりうるものであるのかどうかについて検討する。

まず、JAMIC の落下施設における微小重力の質は、本実験の場合についても Fig.3-15 に示されるようなもので、 10^{-4} G 以下ときわめて良質である。一方、3.1.3 で示したよう

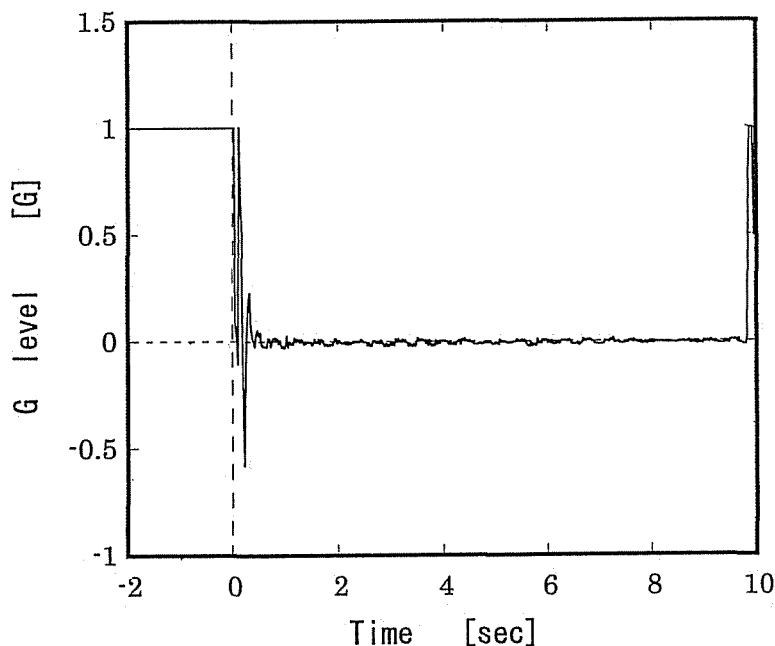


Fig.3-15 Residual gravity under a microgravity experiment

に、このヒートパイプ系の通常重力下における Bo 数は 10 程度であると考えられるので、これより微小重力場における Bo 数の値は 10^{-3} 以下となり、液体のふるまいは表面張力支配になると考えられること、また層流状態では重力による流下液量が重力レベルに比例するので²⁶⁾、落下中では液流動に及ぼす残留重力の影響はきわめて小さく無視できると考えられる。

また、本実験において、落下開始前の 1 G 状態では、ヒートパイプの傾斜によって、冷却部→加熱部に重力に基づく液帰還が起こっているが、 μ G 突入にほぼ同期した沸騰によってかなりの量の液体が冷却部端まで吹き上げられるので、それまでの重力による液流れの慣性力は消失していると考えられる。実際に μ G 下で液帰還が生じているのはこの沸騰後であるので、この液帰還の原因が慣性力によるは考えられない。

また、加熱部で生じているような核沸騰によって成長した気泡が液体を押し上げる現象は、周囲からのエネルギー供給が乏しい冷却部では起こりにくいと考えられる。今回行なった実験のなかでは、例外的な事実として、作動液濃度 85mol% の場合に、加熱部の沸騰により微小気泡を含んだまま冷却部に打ち上げられた液体中の気泡が成長して、液体を加熱部に引き戻したケースがあったが、これは肉眼でも明瞭に認識できるものであり、ここでの 5mol% の場合に見られた液帰還のそれとは全く様相が異なるものであった。

さらに、蒸気流のせん断力の影響に関しては、ここで見られたような液の帰還は蒸気流による飛散が全く起こり得ないような低い加熱量でも起こっていること、またこの力は蒸発部から凝縮部へ液体を引き戻すように働くものであり、ここでの液帰還の方向とは逆方向に作用するものであることから、この原因はありえないと考えられる。

最後に加熱部と冷却部のぬれ性の違いによる影響であるが、実際に固体表面上の濡れ性の勾配が原因になって液滴が移動するという事実が示されており、またこれは他の原因と異なり、作動液濃度の影響が現れやすいという点で、ここで見られた現象の様相としては、比較的考えられやすいものである。しかし、ここで作動液として用いたエタノール水溶液はガラス面に濡れやすいものであること、また地上において液滴の広がり具合を観察した結果から、水溶液のエタノール濃度が濃いほどガラス面との間の濡れ性が良くなるという事実が示されており、この効果は液体を冷却部の方向へ引き寄せるように働くので、ここで見られた実験事実と定性的に矛盾する。また、最近において濡れ性勾配による液滴の移動を取り扱った佐藤らの研究²⁷⁾によると、固体の表面処理を行なった場合でも、濡れ性勾配に基づく液移動速度はたかだか数 mm/s 程度であり、ここで表面処理を全く行っていない 5 mol% の場合に観測された液移動速度 (約 20mm/s) にくらべてはなはだ小さいものであることから、液帰還の原因をこの理由に求めることもまた困難である。

以上の考察から、ここで作動液の帰還が起こった原因を濃度差によるマランゴニ力以外の理由によって説明することは困難であり、少なくともここでの現象に関しては濃度差によるマランゴニ効果が関与したものと考えることは合理的であると思われる。

3.3.3 長型ヒートパイプ他

前節で述べた知見は一定の寸法（管径 10mm,長さ 100mm）のヒートパイプについてのものであるが、ヒートパイプの長さや径などの条件が変わると、ヒートパイプ内で起こる諸々の現象にも変化が生じ、ここで問題にしているような作動液流れに関する現象にも影響が及ぶ可能性がある。このような観点から、No.13,14,16,17,18 の実験ではこれまでのものよりも長さが3倍（300mm）のヒートパイプ（ここでは、長型ヒートパイプと称することにする）について実験を行なっている。実験装置は Fig.3-9(a)に示したものとほぼ同様であるが、ヒートパイプ全体をカメラの視野内に収めようとするときヒートパイプの映像が細くなり、内部の作動液の様子が見にくくなるので、ここでは2台のビデオカメラによって加熱部側と冷却部側を別々に撮影した。

Fig.3-16 はエタノール濃度 5mol%、作動液量 5%の長型ヒートパイプについて、加熱部（長さ 100mm）に 100W の熱負荷を与えた際に観測された、微小重力場における作動液の挙動を示したものである。これによると、加熱部・冷却部の境界付近ではやはりマランゴニ効果によると考えられる作動液の帰還が認められるが、このように作動液量が少なく加熱量もそれほど多くない長型ヒートパイプの場合には、作動液が凝縮部全体にいきわたらないということが起こっている。一方、作動液量が 10%および 20%と比較的多い長型ヒートパイプにおいては、落下数秒後に冷却部中央付近において液の閉塞が起こり、マランゴニ効果による液の還流を阻害していることが認められた。Fig.3-17 は、エタノール濃度

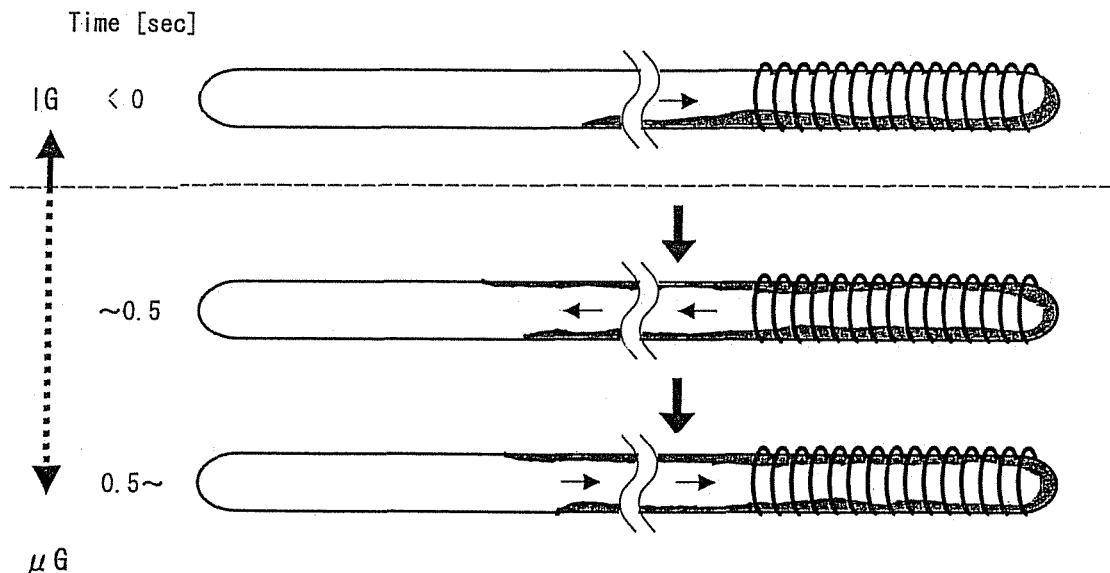


Fig.3-16 Behavior of working liquid in a heat pipe , in which the length of the cooling section is relatively long

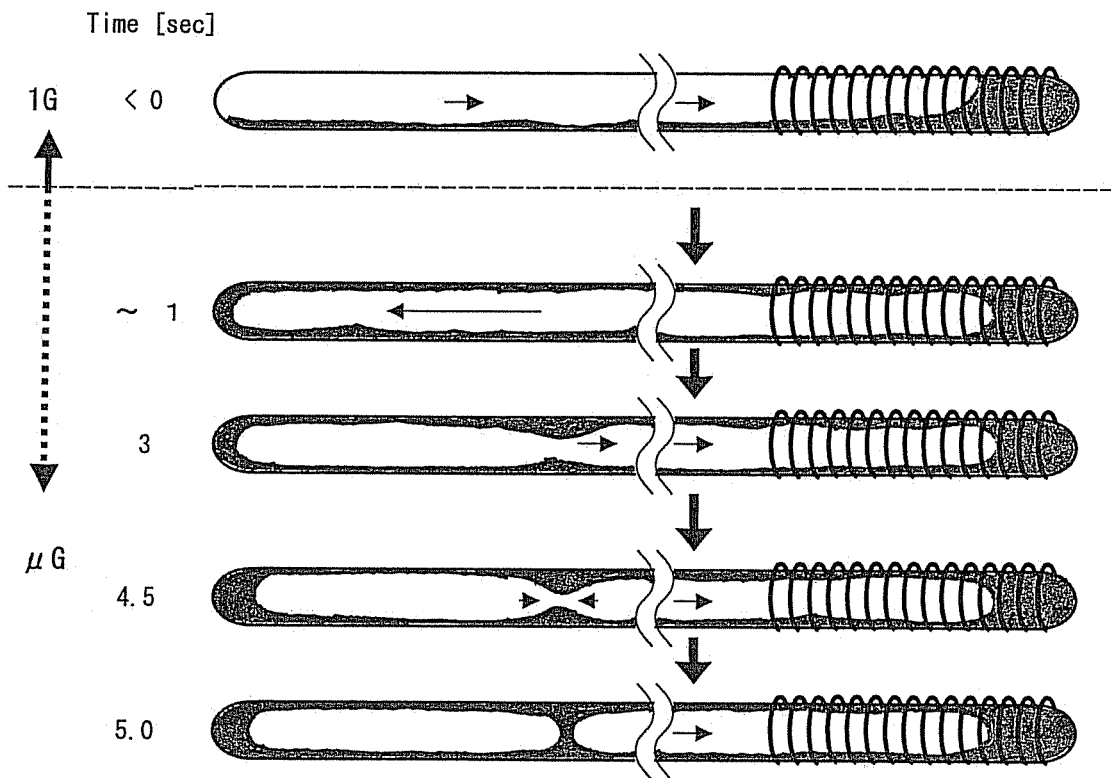


Fig.3-17 Formation of liquid plugs in the condenser section of a heat pipe

5 mol%、作動液量 20%の長型ヒートパイプに 100Wの熱負荷を与えた際に観測された、冷却部中央付近の作動液の様子を示したものであるが、落下約 3 秒後においてこの場所で環状に存在していたある場所の液面が少しずつ盛り上がり、4.5 秒後には急激に盛り上がってついには合体している。その後は、この場所から蒸発部側では短い（長さ 100mm）ヒートパイプの場合に見られたような液の還流が起こっているものの、反対側はこの液塊によって閉ざされてしまって作動液は還流せず、この部分はガス入りヒートパイプと同じ原理²⁸⁾により有効な凝縮部として働かなくなってしまうようであった。この液の合体による閉塞現象は、作動液量が 10%および 20%の長型ヒートパイプを用いた全ての実験において見られた。一般に、微小重力場においては、表面張力の効果によって液面が変化し、このような液の合体現象が起こりやすい状況にあると考えられ、特にヒートパイプの凝縮部が長い場合には、沸騰によって打ち上げられた液体はその運動エネルギーが管壁面の摩擦力によって弱められ、冷却部端に到達する前に中途に溜る傾向をもつ。また、凝縮部が長いと、マランゴニ力を発生させる軸方向の連続的な濃度分布の形成が阻害されて液還流力の弱い部分が生じ、連続的な液膜が途絶えやすいと考えられる。ここで考えているような、マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプが成立するための必要条件は、ヒートパイプの軸方向全体にわたって連続的な気液界面が形成され、表面張力による液の駆動が恒常的に保たれていることであるが、この液の合体による閉塞現象はマランゴニ効

果を凝縮液の帰還に利用しようとする場合の重大な阻害要因になると考えられるので、その発生機構や回避策も含めて今後さらに検討する必要がある。

次に、No.15,17,18では、内径 1.8~7.0mm、長さ 50mm の細型ヒートパイプについて調べている。ヒートパイプ径が小さくなると、内部の作動液に管の毛細管力が作用するようになり、重力に逆らって液面を一定の高さに保持できるようになる。この限界の管内径は 3mm 程度[†]であり、このような細いヒートパイプに作用する毛細管力は、微小重力場においてはここで問題としているマランゴニ効果にも影響を及ぼすことが考えられる。

細型ヒートパイプの場合については、複数本のヒートパイプを垂直に保持し、各々の加熱部(長さ 20mm)に 0.5mm φニクロム線の巻数を一定にして、一様な熱負荷 0.167W/mm を与え、実験を行なった。Fig.3-18 は、内径が限界径以下のものも含めて、それぞれ 1.8(3.0), 3.4(5.0), 5.0(6.0) mm(括弧内は外径)で純水およびエタノール水溶液を作動液としたヒートパイプに 0.7W 程度の熱負荷を与えた場合の結果であるが、いずれの場合もやはり通電を開始してまもなく沸騰が起こり下部に存在していた大部分の液体が冷却部に移行する。

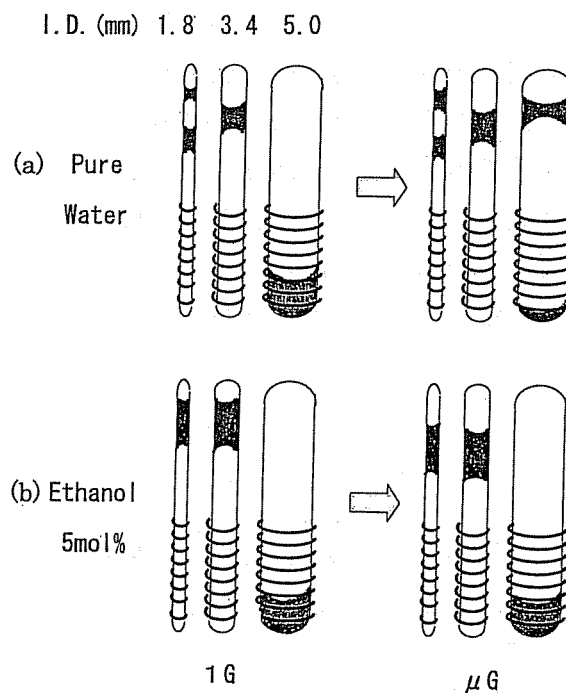


Fig.3-18 Behaviour of working liquid in thin heat pipes under 1 G→μ G

[†] ヒートパイプ内に存在している液体が重力に逆らって管上端に保持しうる限界の内径 d_{ic} は、液高さを h_g とすれば、重力と毛管力の釣合から次式で与えられる。

$$d_{ic} = \frac{4\sigma}{\rho_l g h_g} \quad (3-10)$$

$\sigma=70$ [dyne/cm], $\rho_l=1.0$ [g/cm³], $h_g=10$ [mm]とすれば、上式より $d_{ic}=2.86$ [mm]を得る。

しかし上端までは達せず、この部分に蒸気空間を残したまま一定の液面高さで平衡に達している。次に、落下して微小重力状態になると純水のヒートパイプについては液面高さはほとんど変化しないが、エタノールを含んだものについては落下と同時に液面位置がやや降下するという現象が見られている。なお、落下が終了して 20 秒後に加熱が停止すると、凝縮部に保持されていた液体は下部の方から少しずつ膜状で流れ落ちるか凝縮してヒートパイプの底部に溜っていきそれとともに凝縮部の液面もしだいに降下して、最終的には落下停止の衝撃によって凝縮部上端に押し込められた一部の液体を除いたすべての液体が元のヒートパイプ下端に戻ってしまっていた。重力場においても管の毛細管力によって液体を保持しうるタイプのものがこのような挙動を示すのは、上昇液によって分離された蒸気空間内の圧力差や濡れ性、温度・濃度のマランゴニ効果が複雑にからんだ現象と考えられ興味深いものである。

なお、No.16 では、エタノール水溶液のほかに、10mol%のアセトン水溶液を作動液としたヒートパイプについても行なったが、微小重力実験の結果は他の条件（ヒートパイプの寸法、加熱量、作動液濃度、作動液量）が同一なエタノール水溶液を作動液としたヒートパイプのものと比較して大きな違いは認められなかった。また、No.11 の実験ではそのうちの一本のヒートパイプ（外径 10mm、長さ 100mm、エタノール 100 mol %、充填量 20%）には熱負荷を与えず、1 G→ μ G の変化にともなう液のふるまいのみを調べる目的で行なったが、結果は落下後約 0.3 秒で作動液は蒸発部側に押し込められて平衡状態に達していた。このことから、熱負荷を与えたヒートパイプの作動液が落下後瞬時に凝縮部側に押し込められるという現象が起こるのは、作動液の吹き上げをともなう沸騰によるものであること、および重力レベルの変化にともなうヒートパイプ内の作動液の流体力学的な応答は予測したとおり 0.1~0.2 秒程度の時定数を有しており、熱のそれに比べて十分速いものであることがわかった。

3.3.4 マランゴニ限界の考察

次に、本落下実験で得られた結果にもとづき、2.2.5 の Eq.(2-18)で与えたマランゴニ効果によるヒートパイプの作動限界について検討してみる。Fig.3-19 はここでの実験条件と水・エタノール混合物の物性値とから Eq.(2-18)における両辺の値を算出し、エタノール濃度を横軸に、また Eq.(2-18)の両辺の値を縦軸にとって両者を比較したものである。なお、この図の横軸はエタノール濃度の薄い（10mol%以下）領域を対数スケールで拡大して表わしてある。実線はヒートパイプ内の蒸気温度をそれぞれ 20°C、50°Cおよび 80°Cとした場合における $\rho_1 \lambda \Delta \sigma / \mu_1$ の計算値である。ここで、蒸発部・凝縮部間の表面張力差 $\Delta \sigma$ については、2-2-3 で取り扱ったモデルにしたがって算出した。また、同図には、ここで行なったすべての落下実験について、 $\delta=0.2\text{mm}$ と仮定して Eq.(2-18)右辺の値を求めるとともに、その時のビデオカメラによる観測と温度測定の結果とから、無重力場における作動液の帰還の状況を判定した結果を示してある。ただし、ヒートパイプの有効長さ

L_{eff} は $L_{eff}=(L_e+L_c)/2$ 、(L_e, L_c はそれぞれヒートパイプの加熱部、冷却部の長さ)とした。白丸印は明かにマランゴニ効果に基づく作動液の帰還が起こっていると認められる場合、黒丸印は逆に明かに作動液の帰還が起こっていない場合、白三角印はその判定が微妙な場合である。この結果から、予想通り白丸で示した作動液の帰還が起こるケースの $2L_{eff}L_e q_e / \delta^2$ の値は $\rho_1 \lambda \Delta \sigma / \mu_1$ の計算線のほぼ内側に、また黒丸のケースは計算線の外側に存在している。実際に、ここで与えた δ の値に任意性があることや、Eq.(2-18)を評価する際に、「蒸発部から凝縮部への作動流体の移動は蒸発・凝縮によるもののみで、実際に起こっている沸騰による液の移動を考慮していない」などの問題が存在するが、大局的には 2.2.5 で掲げたような単純な取り扱いによっても、実際の現象をある程度大過なく説明できることがわかる。

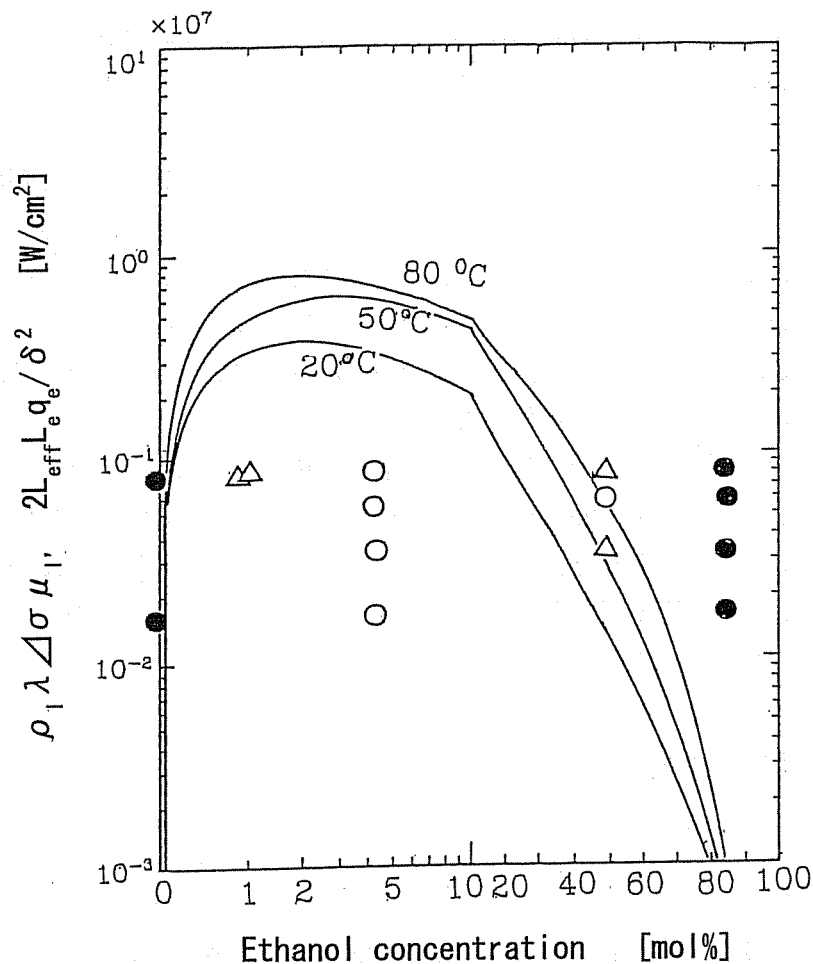


Fig.3-19 Relationship between theoretical and experimental results (○ shows the case where the return back of working liquid was observed, ● the return back of working liquid was not observed, △ its judgement was ambiguous)

3.4 本章の総括

本章では、前章で提案したマランゴニ効果を液帰還に利用する二成分ヒートパイプの実現可能性と問題点について具体的に調べるために、JAMIC の落下施設を利用した微小重力実験を行ない、得られた結果について考察した。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) 内部の作動液の観察が可能なガラス製の二成分ヒートパイプを試作して、地上において作動液の挙動を観察し、微小重力実験を行なううえでの基礎となるヒートパイプの定常特性や加熱部の沸騰特性について調べるとともに、落下実験によって微小重力場での動作を調べるための方法を示した。
- (2) 落下実験の結果より、微小重力場における作動液の挙動はヒートパイプの仕込み液濃度によって異なった様相を呈することが示された。すなわち、作動液の観察から水・エタノール系二成分ヒートパイプにおいて、作動液濃度が 5 mol%程度の場合には微小重力場においてウイックがなくても凝縮液の帰還が起こっていることが明らかにされた。また、このことはヒートパイプ表面の温度測定結果からも確認された。
- (3) 微小重力下においてウイックが存在しなくても作動液の帰還が起こった原因について考察を行なった結果、ここでみられた現象に関しては残留重力、慣性力、気泡内の圧力差、蒸気流によるせん断力、加熱部と冷却部のぬれ性の違いなど濃度差マランゴニ効果以外の理由では説明できないことを示した。
- (4) 同様な実験を長型ヒートパイプおよび細型ヒートパイプについても行なった結果、特に長さ 30cm(冷却部長さ 20mm)の長型ヒートパイプの場合には、凝縮部においてマランゴニ効果による液帰還を阻害すると考えられる液プラグが形成されやすいことが示された。また、水・アセトン系について行なった結果は、水・エタノール系の場合と大きく異なった様子は見出されなかった。
- (5) 前章で導いたマランゴニ限界に関する理論をここで得られた実験結果に適用し、作動液濃度の影響を大略評価できることを示した。

第3章の参考文献

- 1) Deverall, J. E., E. W. Salmi and R. J. Knapp: "Heat Pipe Performance in a Zero Gravity Field", AIAA, 4, pp.1556-1557 (1967)
- 2) Anand, D. K.: "Heat Pipe Application to a Gravity-Gradient Satellite(Explorer XXXIV)", Proc of Aviation and Space Conference, pp.634-638 (1968)
- 3) Bilenas, J. and W. Harwell: "Orbiting Astronomical Observatory Heat Pipes-Design Analysis and Testing", ASME Paper No.70-HT/SPT-9, pp.1-8 (1969)

- 4) Bienert, W. and E. Kroliczek: "Experimental High Performance Heat Pipes for the OAO-C Spacecraft", ASME Paper No.71-AV-26, pp.2-11 (1971)
- 5) MchINTOSH, R., G. Knowles and R. J. Hembach: "Sounding Rocket Heat Pipe Experiment", AIAA Paper No.72-259, pp.1-7 (1972)
- 6) Kirkpatrick, J. P.: "Variable Conductance Heat Pipes", Int. Conf. On Heat Pipes, Paper 7-3 (1973)
- 7) Harwell, W. et al.: "Orbiting Astronomical Observatory Heat Pipe Flight Performance Data", AIAA Paper No.73-758, pp.1-11 (1973)
- 8) MchINTOSH, R. and S. Ollendorf: "The International Heat Pipe Experiment", AIAA Paper No.75-726, pp.1-11 (1975)
- 9) Galzin, F.: "A Heat Pipe Flight Test aboard a sounding Rocket", Proc. Of 2nd Int. Heat Pipe Conf., ESA SP-112, 1, p.621 (1976)
- 10) Savage, C. J. and B. G. M. Aalders: "Heat Pipe Experiment on Astro-8(ii)", Prog. Astronaut Aeronaut, 70, pp.378-392 (1978)
- 11) Murakami, M. et al.: "Thermal Behavior of Axially Grooved Heat Pipes aboard a Rocket", Inst. Space Astro. Sci., No.601, pp.1-19 (1982)
- 12) Peterson, G. P.: "Two Phase Fluid Flow in Reduced Gravity Environments", Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., pp.45-58 (1985)
- 13) Mayer, R., U. Laux and R. Schlitt: "Excess Liquid Formation in Orbit Test Results of Axially Grooved Heat Pipes", J. Space-craft, 23 (1986)
- 14) Brennan, P. J. et al.: "Flight Data for the Cryogenic Heat Pipe(CRYOHP) Experiment", AIAA 93-2735, pp.1-11 (1992)
- 15) Ogushi, T. et al.: "Heat Transfer Capability and Liquid Behavior of Axially Grooved Wick Heat Pipes in Micro-Gravity Experiment", HTD-Vol.269, Heat Transfer in Microgravity ASME, pp.139-143 (1993)
- 16) 大串哲朗ら: "宇宙用フレキシブルループ型ヒートパイプ(FLHP)の研究", 日本機械学会論文集(B編), 66, pp.230-235 (2000)
- 17) 勝田正文ら: "宇宙用キャピラリーポンプ(CPL)に関する研究", 日本機械学会論文集(B編), 62, pp.343-350, pp.351-357 (1996)
- 18) Delil, A. A. M.: "Thermal-Gravitational Modeling and Scaling of Heat Transport Systems for Applications in Different Gravity Environments": Super-Gravity Levels & Oscillating Heat Transfer Devices, SAE 2000-01-2377, 30th ICES (2000)
- 19) Cotter, T. P.: "Principles and Prospects for Micro Heat Pipes", Proc. 5IHPC, pp.328-335 (1984)
- 20) 根岸完二: "二相サーモサイフォンにおける熱流体力学的考察", ヒートパイプ技術, No.11, pp.44-58 (1985)

- 21) 倉前正志, 柏志郎: “ヒートパイプの熱輸送における過渡特性”, 化学工学論文集, 13, pp.515-518 (1987)
- 22) 倉前正志, 伊藤 誠: “ヒートパイプの動特性に関する物理モデルの考察”, 化学工学論文集, 15, pp.1064-1072 (1989)
- 23) 倉前正志: “ヒートパイプの物理モデルにおける周波数特性の考察”, 化学工学論文集, 17, pp.750-757 (1991)
- 24) 城塚正, 平田彰, 村上昭彦: “化学技術者のための移動速度論”, pp.74, オーム社 (1970)
- 25) 地下無重力実験センター(JAMIC)ユーザガイド
- 26) Bird, R. B., W. E. Stewart and E. N. Lightfoot: “Transport Phenomena”, pp.37-41, Wiley Toppan (1960)
- 27) 佐藤正秀ら: “微小重力環境下での濡れ性勾配・温度勾配を有する化学的表面处理されたガラス表面上での液滴の挙動”, Space-Utilization Research, 16, pp.261-264 (2000)
- 28) 大島耕一, 松下正, 村上正秀: “ヒートパイプ工学”, pp.162-193, 朝倉書店 (1979)
- 29) 北海道無重力環境利用推進協議会監修: “地下につくられた小さな宇宙”, 株式会社地下無重力実験センター (2000)
- 30) 藤井照重: “微小重力下での気液二相流”, 伝熱研究, 36, pp.16-22 (1997)
- 31) 井村英昭: “二相密閉型熱サイフォン内のガイセリングに関する実験的研究”, ヒートパイプ技術, 17(3), pp.1-14 (1998)

第4章 重力傾斜法による液帰還力の測定

4.1 重力傾斜法の原理

4.1.1 基礎的考察

第3章では濃度差によって生じるマランゴニ効果を作動液の帰還に利用することにより、無重力場でもウイックなしで作動しうる新しい型のヒートパイプの可能性について検討するために、水・エタノール系（または水・アセトン系）のガラス製二成分ヒートパイプについて、落下施設を利用した微小重力実験を行なった。その結果、特定の条件（水・エタノール系ヒートパイプにおいて、エタノール濃度が5 mol%程度と比較的うすい場合）のもとでは、微小重力場においてウイックがなくても、凝縮した液体の蒸発部への帰還が起こることが示された。諸般の考察から、この原因は予想されるようなマランゴニ効果によるものであると考えられたが、このことを確かなものとするためには、さらに異なった角度からの定量的な裏づけが必要であろう。しかし、微小重力実験は地上での実験と異なり、現在のところ実験の機会や実験を行なうための条件に種々の制約があり、これによって得られる知見には自ずと限界がある。特に、落下施設を利用した実験では、微小重力時間が最大でも10秒と短かく、マランゴニ効果による液帰還力や熱輸送限界の測定などに対応させることは困難である。

一方、地上（重力場）でこのような二成分ヒートパイプ内の作動液流れに及ぼすマランゴニ効果の影響を調べようとする、液体にはたらく重力の影響が問題となる。すなわち、重力場ではマランゴニ効果は顕在化しないか、もしくはマランゴニ効果に及ぼす重力の影響が無視できないものとなる。またこれとは別に、管内における気液二相流の流動様式などについても、一般に重力場におけるものは微小重力場のものと基本的に異なったものとなる⁸⁾ことにも留意する必要がある。

以上のことをふまえたうえで、ここでは二成分ヒートパイプ内におけるマランゴニ効果に基づく作動液流れを地上（重力場）で定量的に評価するために、ヒートパイプの作動限界の測定に用いられている重力傾斜法¹⁾を適用して検討を行なう。すなわち、重力傾斜法ではヒートパイプの傾斜角を少しずつ変えることにより、作動液に働く重力項の寄与を変化させ、マランゴニ力との釣り合いからマランゴニ効果による液帰還力を求めようとするものである。ここではこのような方法によって得られた水・エタノール系および水・アセトン系二成分ヒートパイプの作動液濃度とマランゴニ効果による液帰還力との関係について考察する。

4.1.2 重力傾斜法の原理

一般に重力場においては、ウイックをもたないヒートパイプ（密閉二相熱サイフォン）内の作動液流れは重力により支配される。このようなヒートパイプを水平に保てば、作動液は管断面の下部にたまるが、液の流れ方向に重力は作用しない。ここで、Fig.4-1(a)のように濃度差によるマランゴニ効果を引き起こしうる二成分ヒートパイプについて、重力場でその蒸発部をほんのわずかに高くした場合を考える。ヒートパイプの水平からの傾き角を φ とすれば、凝縮部の方向へ液体を移動させる重力の効果は $\sin\varphi$ に比例し、 φ を小さくすればいくらかでも0に近づく。一方、表面張力の濃度差に基づくマランゴニ効果によって作動液に働く力（マランゴニカ）は、これとは逆の方向（凝縮部→蒸発部）に作用すると考えられるので、[マランゴニカ>重力] ならば作動液の帰還が起こり、[マランゴニカ<重力] ならば作動液は帰還されず、加熱部でドライアウトが起こることになる。ドライアウトが起こる限界点では、このマランゴニカと重力とが釣り合った状態にあると考え

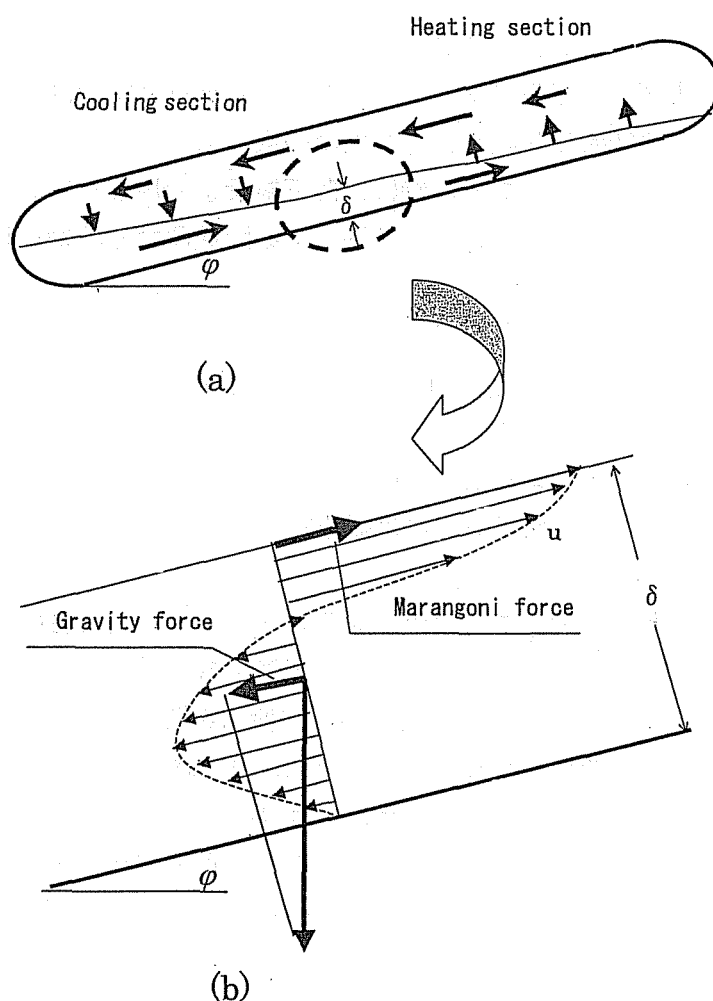


Fig.4-1 Schematic representation showing the principle of gravity inclination

られ、Fig. 4-1(b)に示すような厚さ δ の液膜モデルを考えると、次の関係が成立する[†]。

$$\frac{2\rho_l g \delta \sin\varphi_c}{3} = \frac{\Delta\sigma}{L_{eff}} \quad (4-1)$$

これより、限界の傾角 φ_c を与える次式が得られる。

$$\varphi_c = \sin^{-1} \left[\frac{3\Delta\sigma}{2\rho_l g \delta L_{eff}} \right] \quad (4-2)$$

ここでは、Eq.(2-11)におけるのと同様に、 $d\sigma/dz$ を $\Delta\sigma/L_{eff}$ で近似している。ただし、 $\Delta\sigma$ はヒートパイプを蒸発部と凝縮部とに分け、各部で作動液濃度が一樣であると仮定した場合の蒸発部と凝縮部間の作動液の表面張力差、 ρ_l は液の密度、 L_{eff} はヒートパイプの有効長である。

マランゴニ効果による液帰還力 F_m は重力との対比から次式で求められる。

$$F_m = \rho_l g V_{o1} \sin\varphi_c \quad (4-3)$$

ただし、 V_{o1} はヒートパイプに含まれている作動液の体積である。

一方、2.2.5の単純化したモデルによると、マランゴニ効果による熱輸送限界 $Q_{m,max}$ は次式で与えられるので、

[†] Fig.4-1(b)において、液流速を u とすれば、液膜厚さ方向の任意の位置 y における力のバランスより、次式を得る。

$$\rho_l g \sin\varphi_c + \mu_l \frac{d^2 u}{dy^2} = 0 \quad (4-13)$$

これを、

$$y=0: u=0 \quad (4-14)$$

$$y=\delta: \mu_l \frac{du}{dy} = \frac{\Delta\sigma}{L_{eff}} \quad (4-15)$$

なる条件の下で解くと、

$$u = -\frac{\rho_l g \sin\varphi_c}{2\mu_l} y^2 + \frac{1}{\mu_l} \left(\rho_l g \sin\varphi_c - \frac{\Delta\sigma}{L_{eff}} \right) y \quad (4-16)$$

が得られる。したがって、マランゴニ力と重力との釣り合いにより液流量が0となるのは、

$$\int_0^\delta u dy = 0 \quad (4-17)$$

より、Eq.(4-1)が導かれる。

$$Q_{m,max} = \frac{\pi d_i \delta^2}{2L_{eff}} \cdot \frac{\rho_l \lambda \Delta\sigma}{\mu_l} \quad (2-18)$$

Eq.(4-2)から求められる φ_c を用いて表せば次のようになる。

$$Q_{m,max} = \frac{\pi d_i \delta^3 \rho_l^2 \lambda g \sin\varphi_c}{3\mu_l} \quad (4-4)$$

ただし、 d_i はヒートパイプの外径、 λ および μ_l はそれぞれ作動液の蒸発潜熱および粘度である。すなわち、ヒートパイプを作動させて、その傾き角を水平から少しずつ増加させていき、加熱部でドライアウトが生じる限界の傾き角を求めれば、Eqs.(4-3)および(4-4)よりマランゴニ効果による液帰還力や限界熱輸送量が求められることになるのである。Fig.4-2にはこのようにして得られる φ_c と $\Delta\sigma$ および $Q_{m,max}$ との関係を示した。

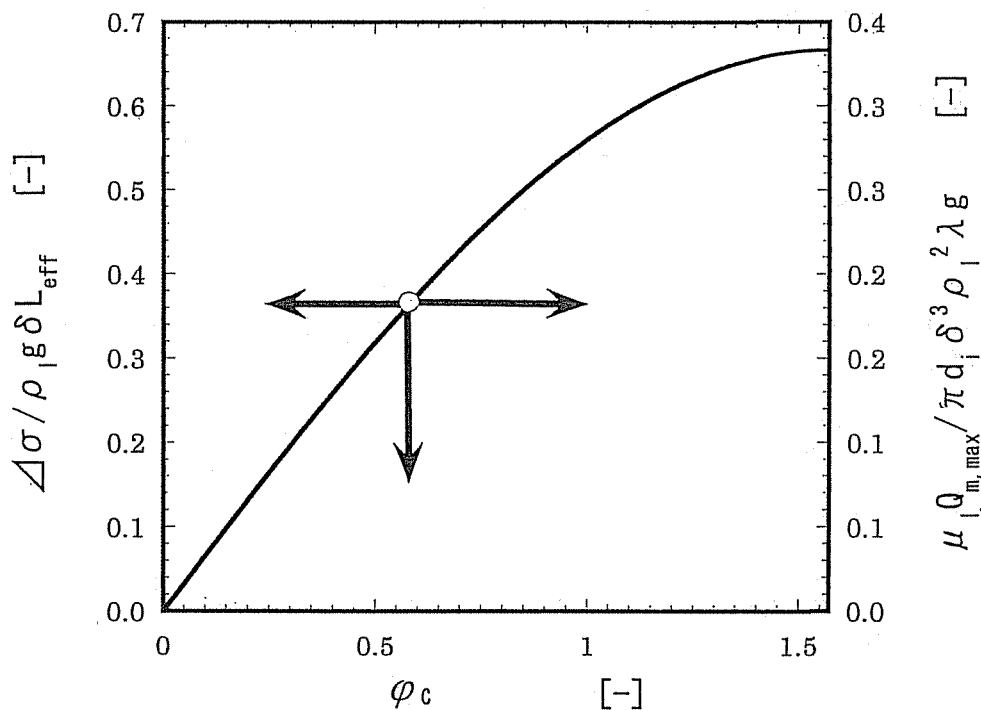


Fig.4-2 Relationship between each $\Delta\sigma$, $Q_{m,max}$ and φ_c

4.2 実験とその結果

4.2.1 実験装置と方法

実験装置は Fig.4-3 に示すようなものである。実験に使用したヒートパイプは Table 4-1 に示すように、長さ 300mm, 外径 10mm, 肉厚 1mm の種々の濃度のエタノールまたはアセトン水溶液を作動液（液量蒸気空間容積の 5%）としたガラス製のウイックレスヒートパイプで、3章の落下実験で用いたものと寸法（ヒートパイプ長さ）だけが異なるものである。ヒートパイプの一端（250mm）は水で満たされたアクリル製の水槽に挿入され、また他端（50mm）にはニクロム線を巻き付け、電流を流して加熱される。

実験では、最初加熱部に作動液が存在するように、ヒートパイプを水平状態かもしくはややボトムヒートモードに保ち、適当な熱負荷を与えて作動させ、次にその加熱部を少しずつ上げていき、加熱部でドライアウトが起こる限界の傾角を測定した。ドライアウトの有無はヒートパイプ内作動液の肉眼による直接観察と、加熱部端の表面に貼り付けられた T 型熱電対による温度測定の内面から行なった。ヒートパイプの傾角は水槽両端の高さを調節することにより設定し、その高さはヒートパイプ両端の前後に設置された 2 本の定規の目盛から読みとった。また、冷却水は水中モータで攪拌するとともに、パーソナルコンピュータを用いた ON-OFF 制御により、水温を $30(\pm 2)$ °C に保った。

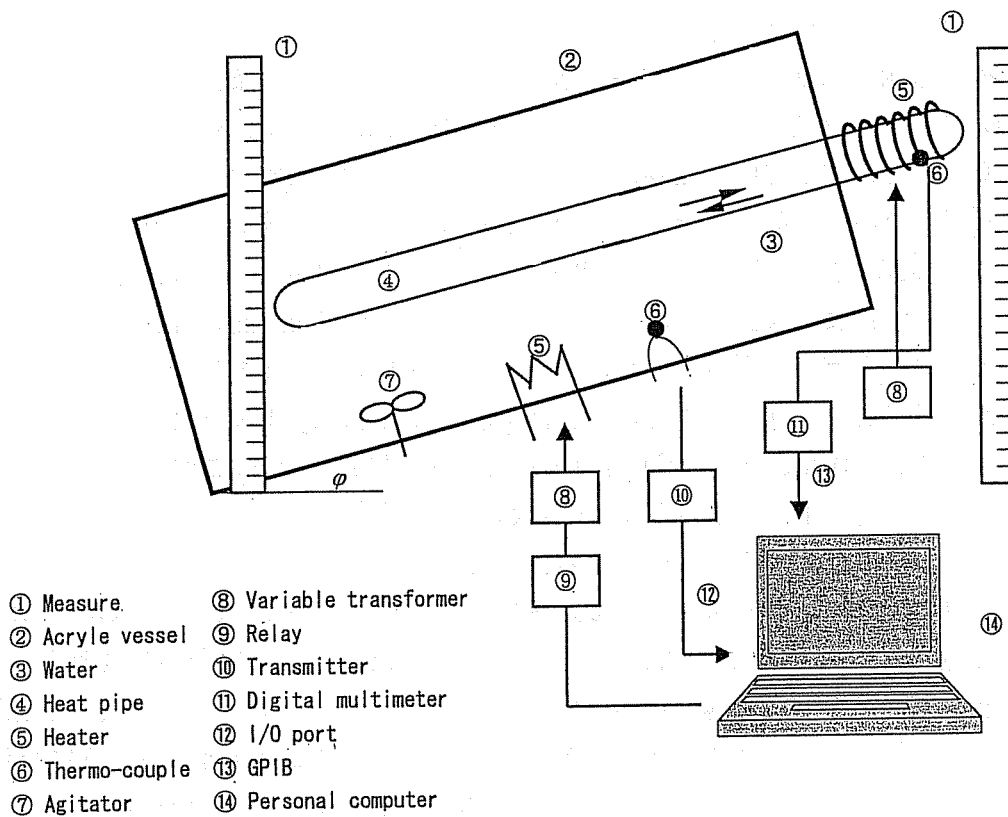


Fig.4-3 Experimental Apparatus

Table 4-1 Experimental conditions

Length of heat pipe	300 mm
Heating section	50 mm
Cooling section	250 mm
Outer diameter	10 mm
Inner diameter	8 mm
Working fluid	water-ethanol or water-acetone mixture
Concentration	0, 1, 2, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 mol%
Liquid fill charge	5 % of free volume
Temperature of cooling water	30 (± 2) °C

4.2.2 結果と考察

Fig.4-4 は一例として濃度 25mol%のアセトン水溶液を作動液とした場合について、加熱部に 50W の熱負荷を与えた際のヒートパイプ傾角と加熱部下部表面温度との関係、およびそのときに観測された作動液の様子を示したものである。他の条件の場合もマランゴニ効果が働いていると考えられるものについてはこれとほぼ同様なパターンを呈していた。一般に、傾角を変化させていった際に見られる作動液の特徴は次のようなものである。すなわち、 $\phi < 0$ (ボトムヒートモード) のときには加熱部側に液がたまり、激しい沸騰や液流れによる界面位置の変動が起こっている。冷却部では加熱部の境界から 50~100mm の範囲内で、重力による還流液と凝縮液の接触により、顕著な液面の乱れが観測されている (Fig.4-4(a))。一方、水平 ($\phi = 0$) から $\phi > 0$ (トップヒートモード) になると、加熱部での沸騰はほとんど起こらなくなり、液膜厚さは軸方向にほぼ一様で、(蒸発は起こっていると考えられるが)液面はあたかも静止したような状態になる。このとき冷却部の境界付近では蒸発部の方向に向かう薄い膜状の凝縮液の流れを認めることができる (Fig.4-4(b))。このときの流れの様子から、この流れの原因はとりもなおさず濃度差に基づくマランゴニ効果によると考えられる。さらに ϕ を増していくと、凝縮液の一部は帰還されずに重力の作用で流れ落ちはじめ、凝縮部端にたまるようになる。これとともに、加熱部の液膜厚さもしだいに薄くなっていく (Fig.4-4(c))。このようにして、最終的には境界付近の凝縮部に保持されていた液体が重力に抗しきれずに流れ落ちるようになり、同時に加熱部に存在していた液体も徐々に流れ落ちて、ドライアウト領域が広がっていき、ついには加熱部全体がドライアウトした状態になって温度が急上昇している (Fig.4-4(d))。

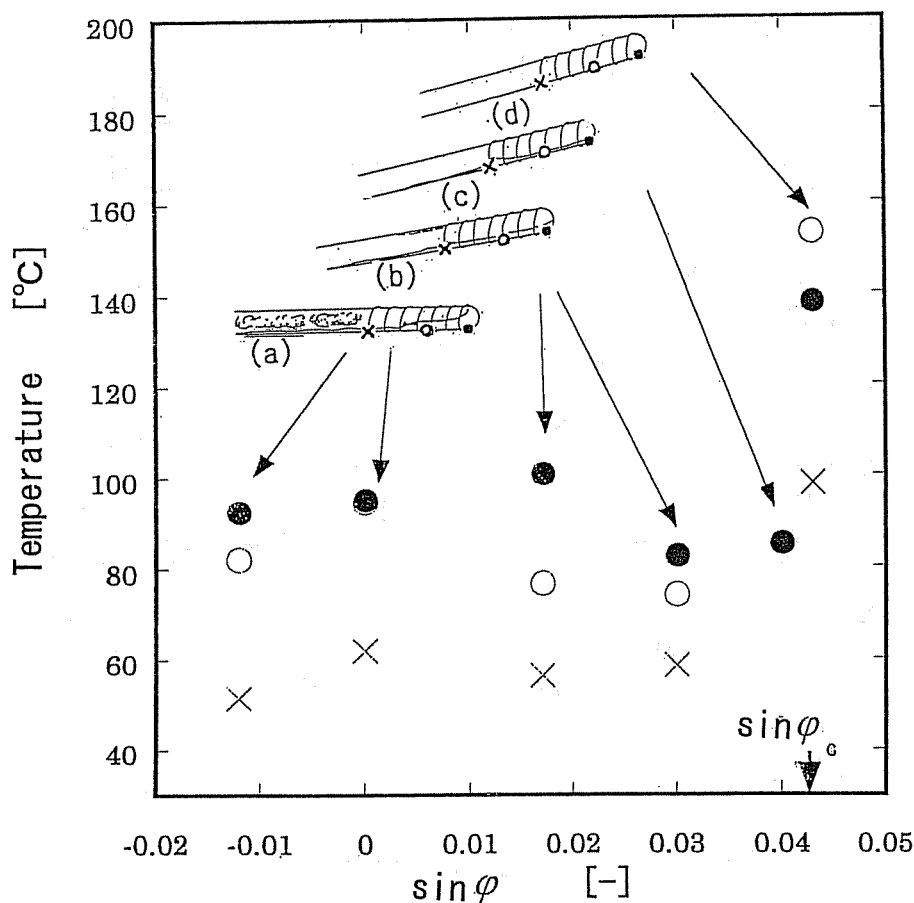
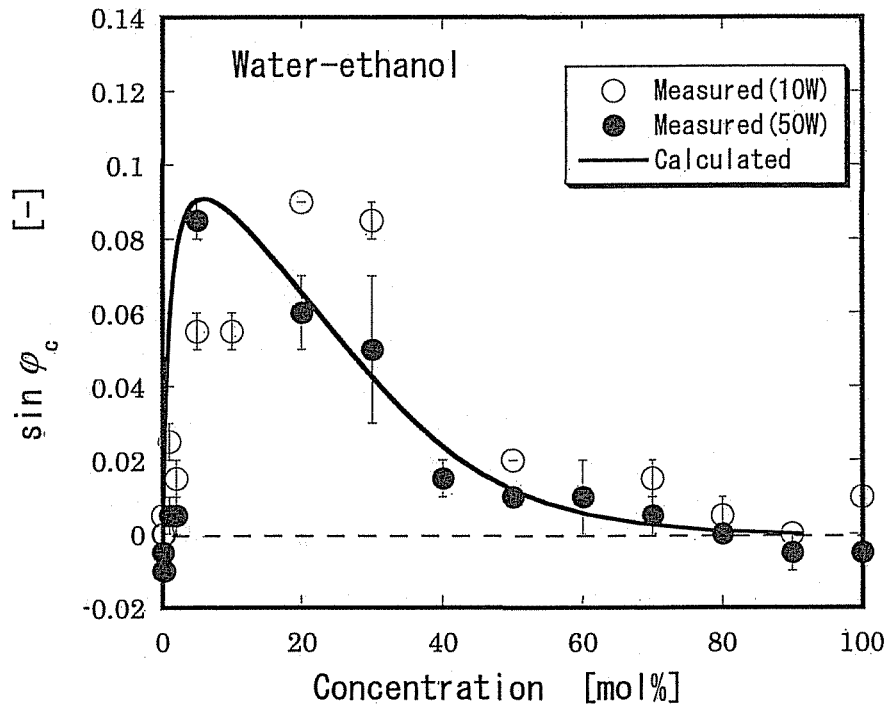


Fig.4-4 An example of experimental results for the relationship between inclination angle and wall temperature at the edge of heating section of a heat pipe

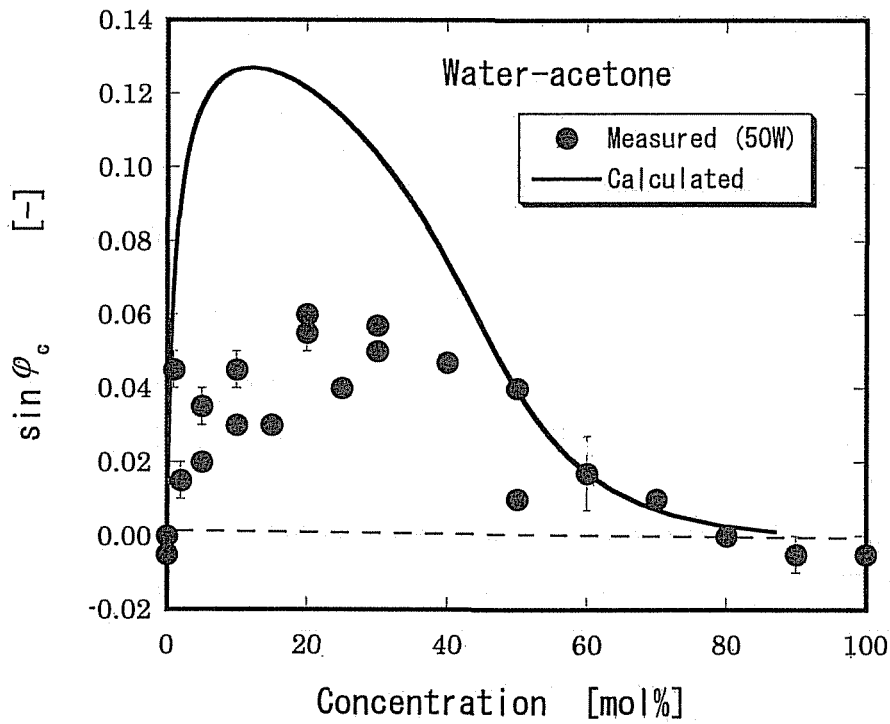
なお、単一成分を媒体としたヒートパイプの場合のように、濃度によるマランゴニ効果が起こらない場合には、 $\phi > 0$ になると同時に加熱部に存在していた液体は重力の作用ですべて流れ落ちてしまっていた。

次に、実験によって得られた作動液濃度と限界傾角との関係について、水・エタノール系の実験結果を Fig.4-5(a)に、また水・アセトン系のそれを Fig.4-5(b)に示す。図中、縦軸の限界傾角の値は、加熱部端の温度が急上昇し始める点を中心として加熱部端に作動液が消失してから加熱部全体に液がなくなるまでの範囲をエラーバーで示してある。なお、これらは主に加熱量 50W の条件で行なったものであるが、加熱量を 10~150W と変化させた場合についても、水・エタノール系の比較的低い加熱量の場合(Fig.4-5(a)の中で白丸印で示した)をのぞけば、 $\sin \phi_c$ の値は実験誤差の範囲内(± 0.02 以内)で一定の値をとっていた。

これらの結果によると、水・エタノール系の場合は 5~30mol%、水・アセトン系の場合



(a)



(b)

Fig.4-5 Experimental results for relationship between critical angle of inclination and concentration of working fluid for two-component heat pipes

合は5~50mol%の濃度範囲においては、 $\sin\phi_c$ が0.05~0.06程度と限界の傾角が大きく現われており、マランゴニ効果による液帰還力が大きく働いていることがわかる。また、これらの濃度範囲は先に行なった二成分ヒートパイプの落下実験において、微小重力場でウイックがなくても液の帰還が起こりうると認められた濃度範囲とほぼ一致している。Figs.4-5(a),(b)には、これらの実測値とともに、Eq.(4-2)から限界の傾角を算出した結果もあわせて示してある。ただし、蒸発部・凝縮部間の表面張力差 $\Delta\sigma$ については、2.2.3で示したやり方に基づいて推算した。また、実際のヒートパイプの液膜厚さはヒートパイプの周方向および軸方向で異なっており、その値を正確に見積もることは困難であるので、ここでは便宜的にエタノールの実測値に合うように $\delta L_{eff}=37.5\text{mm}^2$ として求めてある。しかしFig.4-5(a),(b)に示されるように、この値を用いて水・アセトン系の限界傾角を算出すると、限界傾角が大きく現われる30mol%以下の濃度範囲では実測値の倍程度の値となった。水・エタノール系と水・アセトン系の場合について、Fig.4-5に示したような限界時に呈するみかけ上の作動液の様態などについては、両者に大きな差異は認められなかったため、この理由は作動液の流体力学的な性質の違いではなく、エタノールとアセトンとの熱力学的な性質の違いに求められなければならないであろう。なお、Fig.4-6はここで得られた $\sin\phi_c$ の値をもとにして、Eq.(4-4)からマランゴニ効果による限界熱輸送量 $Q_{m,max}$ の値を算出した結果を示したものである。ただし、ここではFig.4-4の結果から液体の物性値は50°Cにおける値を用い、また $\sin\phi_c$ が加熱量に依存しないことを利用している。この結果からも、先述の $\sin\phi_c$ が大きくなる濃度範囲において、 $Q_{m,max}$ の値も大きくなることがわかる。

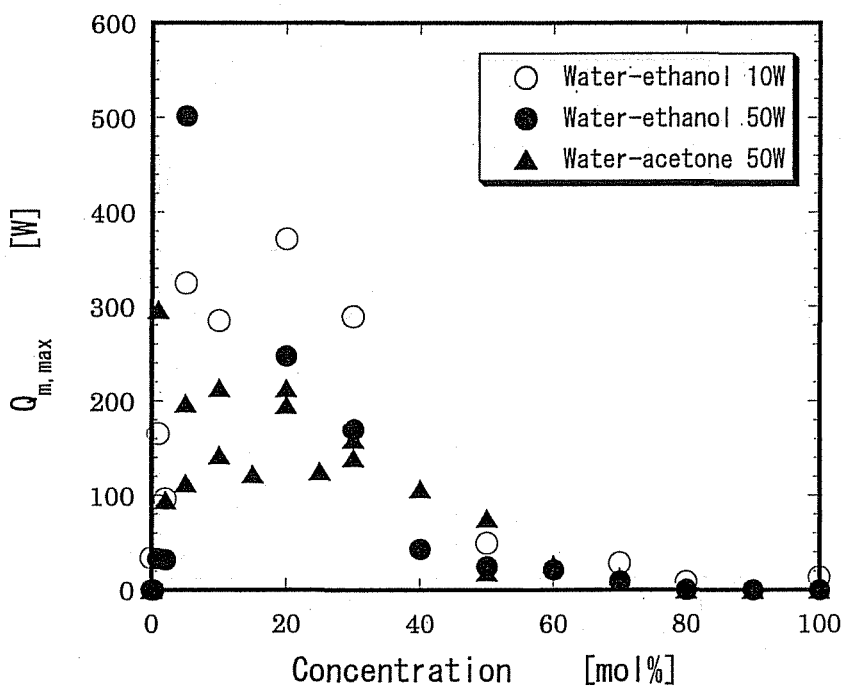


Fig.4-6 Calculated results of $Q_{m,max}$

4.3 分離操作の手法に基づく考察

4.3.1 二成分ヒートパイプの NTU

本章ではこれまで、傾斜ヒートパイプにおいて重力に抗して起こる液帰還の原因を、「二成分ヒートパイプ内に形成された蒸発部・凝縮部間の作動液濃度差に基づくマランゴニ力による」と考えて議論をすすめてきた。このような、二成分ヒートパイプ内において生じる作動液の濃度差は、二成分混合物が蒸発・凝縮する際に、気液相の平衡組成が異なることによって生じる成分の分離によるもので、このようなプロセスは精留塔や吸収塔のような向流気液接触操作のそれに類似している¹⁾。以下では、Tien ら²⁾、および Brommer³⁾と同様に、二成分ヒートパイプ内で起こる成分の分離に関して、精留塔など微分接触操作の解析で用いられている NTU (移動単位数) の概念^{4,9)} を適用して検討する。

Fig.4-7(a)に示すようなヒートパイプ系を考えると、二成分ヒートパイプの軸方向微小部分 dz における気相の物質収支より、次式が得られる。

$$\widetilde{G}_v dx_v = \widetilde{k}_{ov} \Gamma (x_v^* - x_v) dz \quad (4-5)$$

ここで、 \widetilde{G}_v は蒸気流量、 Γ は管内周長、 \widetilde{k}_{ov} は総括物質移動係数であり、 \sim はモル基準を表わす。また、 x_v は蒸気相 (バルク) における低沸点成分の組成であり、 x_v^* は気液界面において、液組成と平衡にある蒸気の組成である。ヒートパイプの NTU を N_h であらわせ

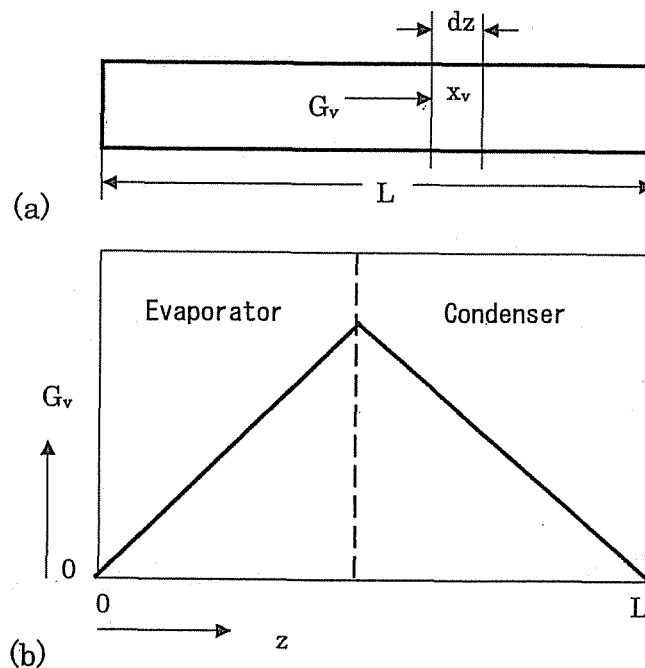


Fig.4-7 Schematic model of a two-component heat pipe

ば、 N_h は蒸気相におけるバルクと界面の組成差を用いて、次のように定義することができる。

$$N_h = \int_0^L \frac{\widetilde{k}_{ov} \Gamma dz}{\widetilde{G}_v} = \int_{x_{v1}}^{x_{v2}} \frac{dx_v}{x_v^* - x_v} \quad (4-6)$$

x_{v2} 、 x_{v1} はヒートパイプ両端における蒸気組成である。 N_h は通常分離操作で用いられている NTU と同様に、二成分の分離の難度を表すものである⁹⁾。なお、ヒートパイプ系では長さ方向の各位置で蒸発または凝縮が起こることにより、 \widetilde{G}_v は一定ではなく、一般には Fig.4-7(b) に示すような分布となる。

一方、ヒートパイプ内の各位置において、揮発性成分の径方向の移動速度 \widetilde{N}_A は次式のように記述でき¹⁰⁾、

$$\begin{aligned} \widetilde{N}_A &= \widetilde{k}_{ov}(x_v - x_v^*) = \widetilde{k}_{ol}(x_l^* - x_l) \\ &= \widetilde{k}_v(x_v - x_{vs}) = \widetilde{k}_l(x_{ls} - x_l) \end{aligned} \quad (4-7)$$

これを変形すると、

$$\frac{x_{vs} - x_v}{x_{ls} - x_l} = -\frac{\widetilde{k}_l}{\widetilde{k}_v} \quad (4-8)$$

となる。ここで、 x_l^* は x_v と平衡にある液組成、 x_{vs} 、 x_{ls} はそれぞれ気液界面における気相および液相の組成であり、また \widetilde{k}_{ol} 液相側の総括物質移動係数、 \widetilde{k}_v 、 \widetilde{k}_l はそれぞれ気相および液相の物質移動係数である。ここで、ヒートパイプにおいては、蒸気流をすべて液として返す全還流⁶⁾ であることから、Fig.4-8 に示すように $x_v = x_l$ が操作線⁷⁾ となる。さらに、液相の物質移動抵抗は気相のそれにくらべて小さく、 $\widetilde{k}_l \gg \widetilde{k}_v$ とすれば、

$$x_v = x_l = x_{ls} < x_{vs} \quad (4-9)$$

となり、 N_h は次のように書くことができる。

$$N_h = \int_{x_{v1}}^{x_{v2}} \frac{dx_v}{x_{vs} - x_v} \quad (4-10)$$

さらに、簡単のために加熱部・冷却部の液組成が一様であると仮定すれば、Eq.(4-6)は

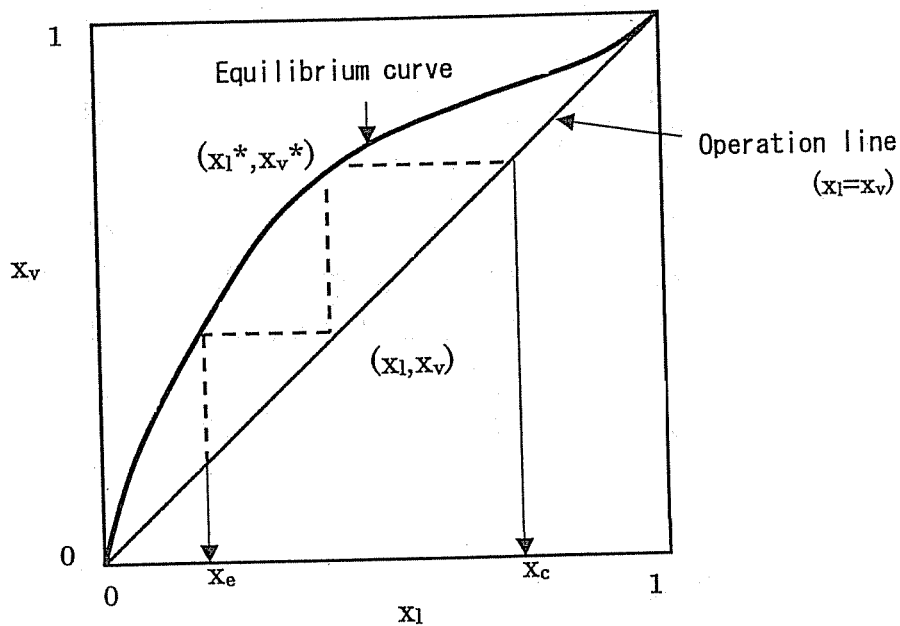


Fig.4-8 Equilibrium curve and operation line for two-component heat pipe

次のようになる。

$$N_h = \int_{x_{ve}}^{x_{vc}} \frac{dx_v}{x_{vs} - x_v} \quad (4-11)$$

ここで、添字 e 、 c はそれぞれ加熱部、冷却部を表わしている。 N_h は気液平衡関係に基づいて Eq.(4-11) を直接数値積分するか、または

$$N_h = \sum \frac{\Delta x_v}{x_{vs} - x_v} \quad (4-11')$$

と近似し、 $\Delta x_v = x_{vs} - x_v$ となるように Δx_v をとることによって、理論段数と一致し、Fig.4-8 に示すような McCabe-Thiele 作図法によって求めることができる。

4.3.2 実験結果の再検討

水・エタノール系と水・アセトン系で大きく異なる熱力学的性質は Fig.4-9 に示すような気液平衡関係である。以下では、4.2.2 において、水・エタノール系と水・アセトン系

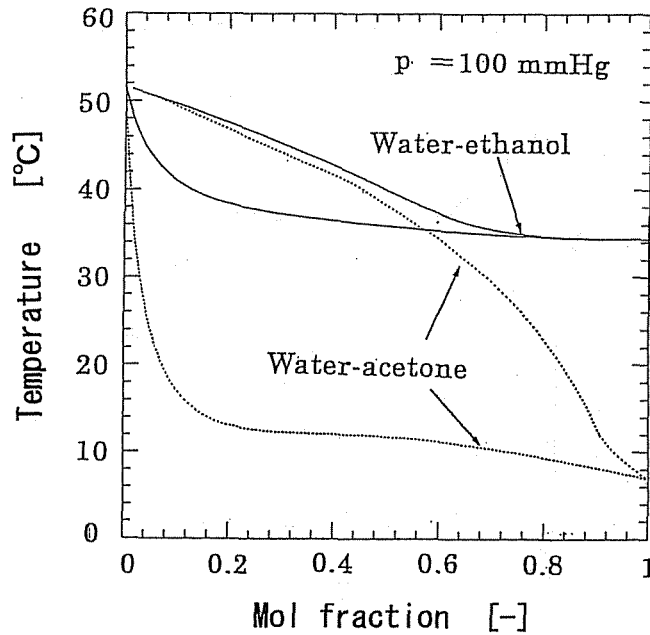


Fig.4-9 Equilibrium relationship between liquid and vapor for water-ethanol and water-acetone mixture

の限界傾角の推算値の間に差異が生じた主な原因が成分分離の基本となる両者の気液平衡関係の違いにあると考え、4.3.1 で定義した N_h の概念に基づいて実験結果の再検討を試みる。

さて、2.2.3 で $\Delta\sigma$ を算出したときのモデルはヒートパイプ内の圧力および蒸気温度を一定と仮定し、蒸発部と凝縮部とを集中化して取り扱い、凝縮液の組成が蒸発した蒸気の組成に等しいとしていた。そして、凝縮した液体が何ら変化せずにそっくりそのまま蒸発部に戻ってくるとするものであった。これは、Fig.4-7 からも明らかのように、 N_h を 1 として扱ったことに相当するものである。しかし、実際の二成分ヒートパイプ内では温度や濃度が軸方向に連続的に変化しており、決して一様な状態で蒸発・凝縮が起こっているものではない。すなわち、気液界面においては相変化とは別に気液濃度の違いに基づく径方向の物質拡散が生じて成分の分離を促進するため、一般に N_h は 1 より大きな値をとることが考えられる。そこで、ここでは N_h の値を種々変えて検討してみた。 N_h が与えられた際の x_e と x_c の関係は、Fig.4-10 に示すように、仕込み液濃度をもとにして試行錯誤的な階段作図法によって求めることができる。ここで、仕込液組成 x_0 は物質収支より、

$$x_0 = \frac{x_e V_{O_e} + x_c V_{O_c}}{V_{O_e} + V_{O_c}} \quad (4-12)$$

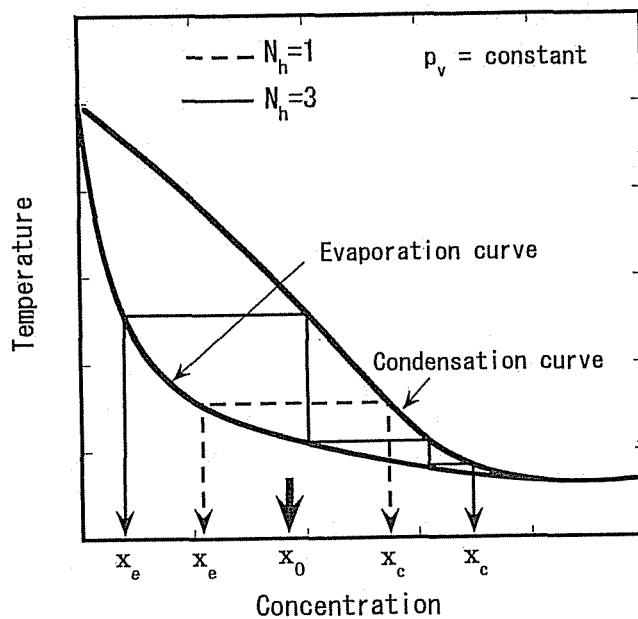


Fig.4-10 Relationship between the concentrations of the heating and the cooling section of a two-component heat pipe for $N_h=1$ and 3

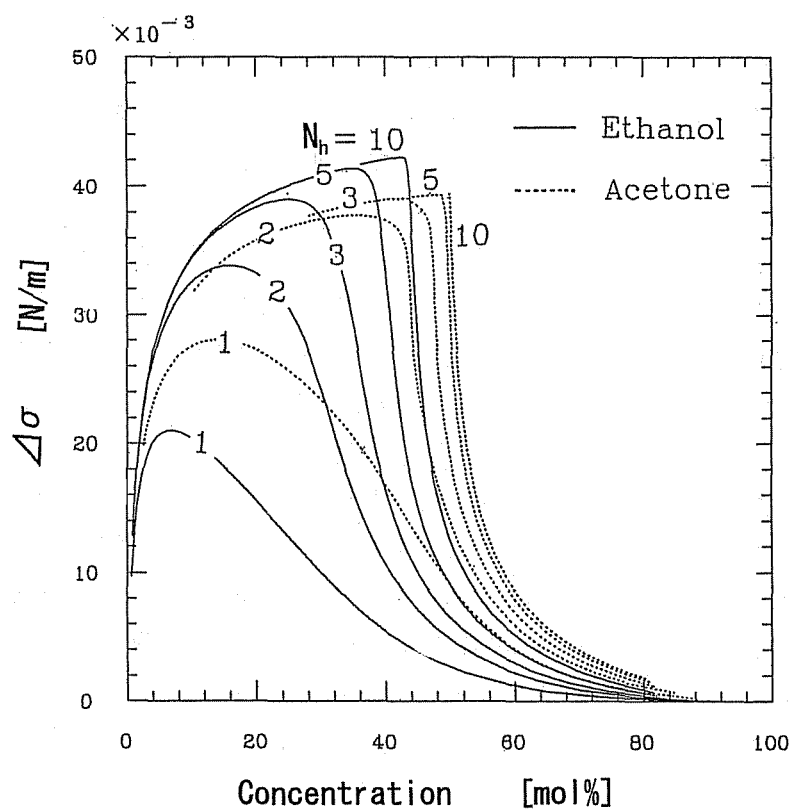
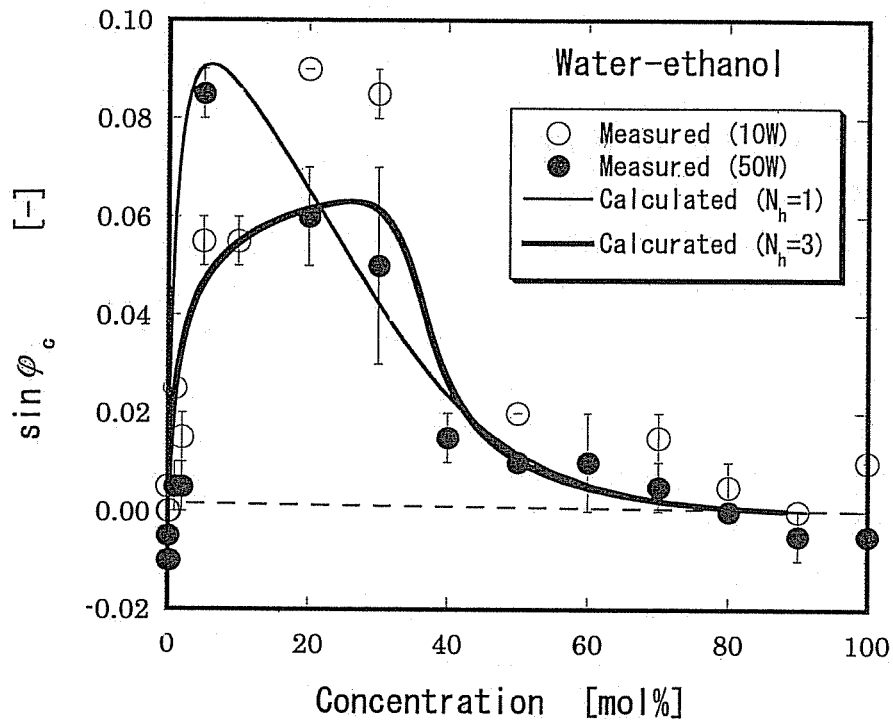


Fig.4-11 Relationship between concentration and surface tension difference calculated for several values of N_h

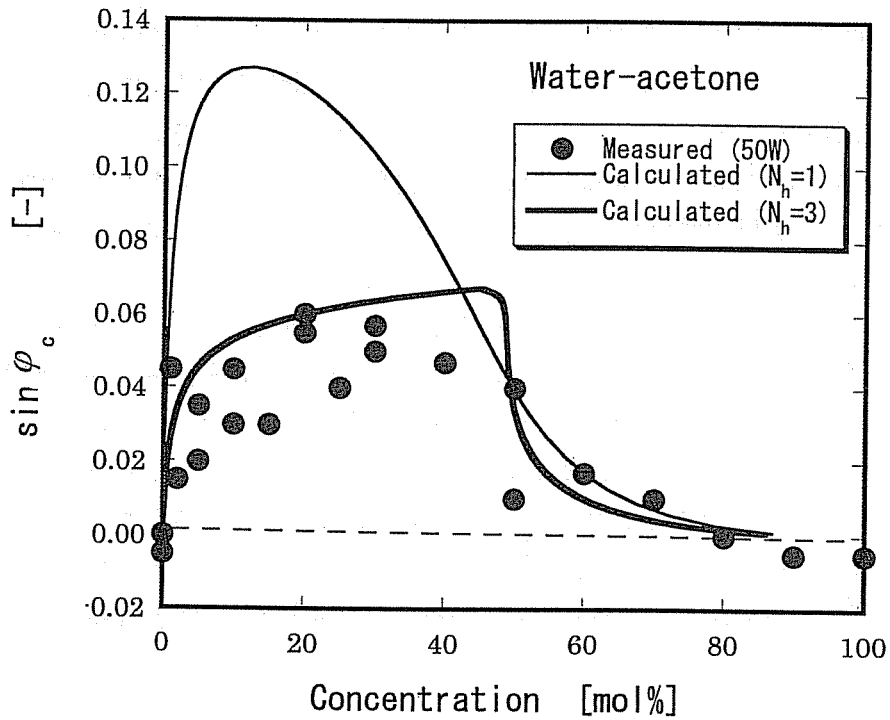
で与えられる。ただし、 V_{0e} および V_{0c} はそれぞれ蒸発部および凝縮部に存在する作動液量であり、蒸気で存在している物質量は微小であるとして無視している。

Fig.4-11 はこのような方法で蒸発部と凝縮部に存在している液量が等しいと仮定して、 $x_o=(x_{1e}+x_{1c})/2$ とし、種々の N_h の値についてエタノールおよびアセトン水溶液の気液平衡関係をもとにして算出された、作動液濃度と蒸発部・凝縮部間表面張力差との関係を示したものである。これより、 N_h が増加すると表面張力差のピークが高くなってやや高濃度側に移っていき、エタノールとアセトン間の差異が小さくなることがわかる。

Figs.4-12(a)、(b)の太い実線は N_h の値を3と与えて、Figs.4-5(a)および(b)と同様の比較を行なったものであるが、この場合には両者の推算値間の差異も小さくなり、またピーク位置が若干高濃度側に移るなど、定性的にはあるが実測値の傾向を比較的良好に説明しうる結果になっていることがわかる。実際に N_h は定義より液の種類、仕込み液の濃度、加熱量、作動圧力、パイプ長さに依存する³⁾と考えられる。Tien ら²⁾ は物質移動、物質収支、エネルギー収支、平衡関係を考慮した二成分ヒートパイプのモデル提示し、これに基づいて算出された N_h の値を実測値と比較している。これによると、水・エタノール系ヒートパイプについて2.1~3.0(加熱部では0.5~0.9、冷却部では1.6~2.1)なる値を得ている。なお、加熱部の実測値は計算値と一致していないが、この原因は加熱部における沸騰などの複雑な現象に起因していると述べている。また、Brommer³⁾ もメタノール・水系の二成分ヒートパイプについて N_h を求め、27~240Wの加熱量に対して2.8~1.8なる値を得ているが、これらはヒートパイプ内で気相と液相とが平衡にあると仮定して蒸気温度の測定値から求めたものであり、正確さの点でやや問題があると思われるものの、二成分ヒートパイプの N_h の値は実験条件の違いなどを考慮してもおおむね2~3程度の値を取っていることから、ここで実験結果を説明するために与えた N_h の値はほぼ妥当であると考えられる。また、Fig.2-7より、 N_h を1とした2.2.3での解析では、水・エタノール、水・メタノールおよび水・アセトン系の中で、水・アセトン系が最も表面張力差が大きく表れていたが、Fig.4-10の結果より実際のヒートパイプに対応すると考えられる2~3程度の N_h の値を用いて算出すれば、水・アセトン系は水・エタノール系にくらべて表面張力差が必ずしも大きくはならないことがわかる。このことは、3章で述べた微小重力実験においても、水・アセトン系で行なった結果が水・エタノール系の場合に比べてマランゴニ効果による影響が必ずしも顕著にはあらわれなかった事実を説明し得る結果であると考えられる。



(a)



(b)

Fig.4-12 Experimental results for relationship between critical angle of inclination and concentration of working fluid for two-component heat pipes

4.4 本章の総括

本章では、二成分ヒートパイプにおいて、マランゴニ効果による液帰還力を重力場で評価するために、ヒートパイプの限界熱輸送量の測定に用いられている重力傾斜法の原理を適用して検討を行なったものである。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) 重力傾斜法の原理に基づいて、重力場においてマランゴニ効果による液帰還力を測定するための方法を示し、そのための実験装置を試作した。
- (2) 実験の結果から、水・エタノール系の場合は5～30mol%、水・アセトン系の場合は5～50mol%の作動液濃度範囲においては、 $\sin \varphi_c$ (φ_c は限界傾角) が0.05～0.06程度となり、マランゴニ効果による液帰還力が大きく現れることを示した。また、これらの濃度範囲においてはマランゴニ効果による限界熱輸送量の推定値も大きくなることを示した。
- (3) 化学工学の分離操作で用いられてきている NTU の概念を、二成分ヒートパイプ内における成分の分離に適用して検討した。その結果、ここでの実験結果に関しては、第2章で示した NTU を1としたモデルでは気液平衡関係が異なる水・エタノール系および水・アセトン系の結果の違いを説明できず、実際のヒートパイプ系に即した NTU の値 (3) を用いることによって両者の違いが説明できることを示した。

第4章の参考文献

- 1) 日本ヒートパイプ協会編: “実用ヒートパイプ (第2版)”, p.87, 日刊工業新聞社 (2001)
- 2) Tien, C. L. and A. R. Rohani: “Theory of Two-component Heat Pipes, Trans. ASME, Journal of Heat Transfer”, pp.479-484 (1972)
- 3) Brommer, H. J.: “Theoretical and Experimental Investigation of Two-Component Heat Pipes”, AIAA Paper No.74-720, pp.1-8 (1974)
- 4) 加藤慈雄, 谷垣昌敬, 新田友茂: “分離工学”, p.62, オーム社 (1992)
- 5) 4)の文献, p.64
- 6) 4)の文献, p.46
- 7) 4)の文献, p.42
- 8) 藤井照重ら: “微小重力場における気液二相環状流の流動特性に関する実験的研究(液膜構造におよぼす重力及び表面張力の影響)”, 日本機械学会論文集 (B編), 66, pp.3085-3091 (2000)
- 9) Sherwood, T.K., R. L. Pigford and C. R. Wilke: “Mass Transfer”, p.435, McGRAW-HILL (1975)

- 10) Treybal, R. E.: "Mass Transfer Operations", p.38, McGraw-Hill (1968)
- 11) 橋本健治, 荻野文丸: "現代化学工学", p.113, 産業図書 (2001)

第5章 二成分混合流体の還流凝縮過程における 作動液濃度分布の形成機構

5.1 二成分混合流体の還流凝縮実験

5.1.1 基礎的考察

二成分ヒートパイプにおいて、濃度差によって生じるマランゴニ効果を液帰還に利用し得る可能性について、第3章では微小重力場における作動液流れの可視化実験により、また第4章では重力場における液帰還力の測定により検討を行なった。その結果、水に対して比較的少量のエタノール等を含んだ二成分ヒートパイプにおいては、マランゴニ効果が液帰還を引き起こす力になりうる程度示された。しかし、二成分ヒートパイプ内において見られるような、蒸発や凝縮をともなう熱や物質の移動現象はきわめて複雑であり、これに付随して起こるマランゴニ効果の発生機構などについては、依然として未知な点が多い。

マランゴニ効果によってヒートパイプ内での液の帰還が起こるものとするれば、冷却部で凝縮した液体を加熱部に引き戻し得る主要な力は、混合蒸気が一方向に流れて凝縮する際に、凝縮部に形成される作動液の組成分布に基づく表面張力勾配であると考えられる。したがって、二成分ヒートパイプ内で生じるマランゴニ効果を把握するためには、ヒートパイプ内に形成される液組成分布に関する知見が重要である。ここで、二成分ヒートパイプ

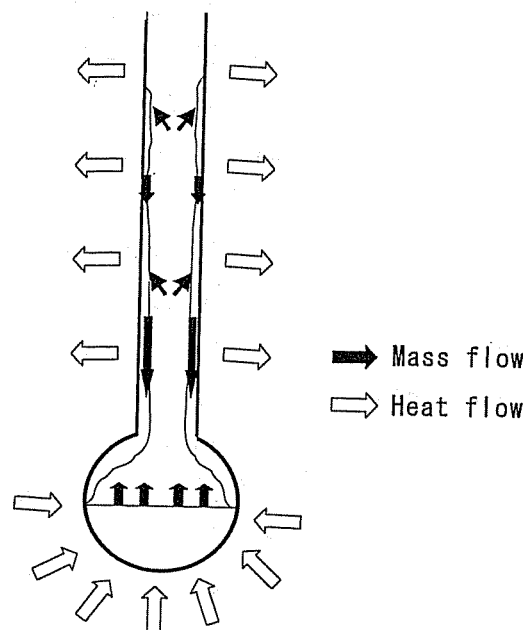


Fig.5-1 Schematic diagram of reflux condensation

で起こる現象は精留塔内におけるそれと同様に、蒸気流、液流、相変化（蒸発、沸騰、凝縮）とそれにともなう熱移動、蒸気相および液相にける物質拡散、顕熱移動といった現象が複雑に絡み合ったものであり、そこに形成される液組成分布は、温度分布と同様にこのような熱物質同時移動現象の結果として決定されるものである。

本章では前章に引き続いて、マランゴニ効果を液帰還に利用した二成分ヒートパイプの可能性を重力場で検討するという立場から、そのための手段として二成分混合溶液の還流凝縮実験¹⁹⁾を考えてみる。すなわち、Fig.5-1 に示すようにフラスコと冷却器とをつなぎ、フラスコ内に二成分混合溶液を充填して下から加熱すると、フラスコ内で温められて発生した混合蒸気は冷却器によって冷やされ管内で凝縮するが、この時の蒸気の組成は二成分の沸点の違いから、仕込み液のそれに比べて低沸点成分をより多く含んだものとなっている。凝縮液は内壁面を伝って流れ落ちてフラスコ内に戻る。このようにして、装置内で蒸発→蒸気流→凝縮→液流という二成分ヒートパイプ内で起こるのと同様な作動流体のサイクルが形成されることになるのである。

ここでは、二成分混合流体の還流凝縮過程における系内の温度分布や濃度分布の測定と、従来の物質移動論にもとづく考察とから、二成分ヒートパイプ内の凝縮部におけるマランゴニ効果生起の基本となる表面張力分布形成のメカニズムを探る。

5.1.2 実験装置と方法

実験装置の概要は Fig.5-2 に示すようなものである。丸底フラスコ内に所定の濃度に調整された水・エタノール混合溶液を 150cc 程度充填し、マントルヒータ（最大 200W）で加熱する。フラスコ内で温められて発生した水・エタノール混合蒸気はリービッヒ冷却器（冷却管長 300mm、内径 8mm）によって冷やされ管内で凝縮し、内壁面を伝って流れ落ちてフラスコ内に戻る。実験を開始してから定常状態にいたるまでの軸方向の蒸気空間の中心部および内壁面の温度変化を測定するために、0.1mmφの T 型熱電対を高さ方向に 6ヶ所固定した。さらに定常状態における高さ方向の詳細な温度分布を測定するために、これと同様の熱電対を上下方向にスライドさせて行なった。測定値はデジタルマルチ温度計（アドバンテスト製）を介してパーソナルコンピュータ（NEC 製、PC9801Vm）に取り込まれるようにした。また、高さ方向の作動液濃度分布を測定するために、長尺（200 または 150mm）の注射針を取り付けたシリンジを用いて上部の開口から高さ方向各点の凝縮液を約 0.2cc 程度採取し、屈折計を用いて濃度を分析した。実験条件を Table 5-1 に掲げる。冷却管を通る冷却水の流量は約 500ml/min とし、温度は恒温水槽で設定温度（10, 20, 30, 50℃） $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 以内に制御した。また、フラスコに仕込むエタノール水溶液の濃度は 0, 0.2, 1, 2, 5, 20, 50, 80, 100 mol%とした。なお、ここでは冷却管の上端を開放しているが、管内で混合蒸気が全量凝縮しうる実験条件（特に冷却水温度）を採用することにより、Table 5-2 に示すように、実験前後のフラスコ内仕込み液の濃度分析値が測定誤差内で一致することを確認している。

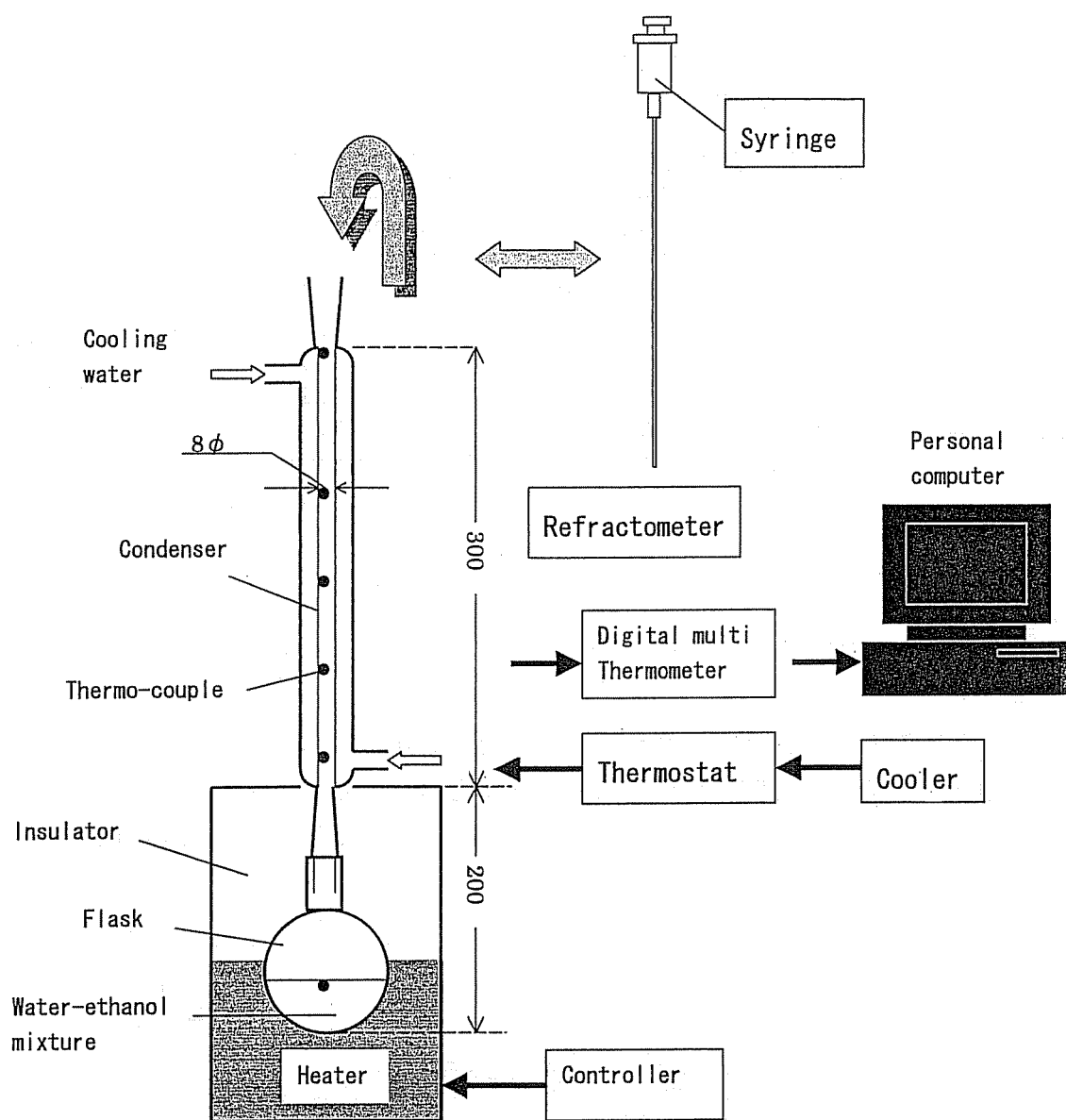


Fig.5-2 Experimental apparatus

Table 5-1 Experimental conditions

Test solution	Water-ethanol mixture
Ethanol concentration	0, 0.1, 0.2, 1, 2, 5, 20, 50, 80, 100 mol%
Heat value	100, 200 W
Temperature of cooling water	10, 20, 30, 50 °C
Flow rate of cooling water	500 ml/min

Table 5-2 Measured values of the concentration of water-ethanol mixture in the flask before and after the experiment

Initial condition x_0	T_c	Measured value (before experiment)	Measured value (after experiment)
1mol%	30°C	1.03 mol%	1.07 mol%
5	30	4.7	4.3
5	30	4.7	4.8
5	50	5.0	4.8
20	30	18.9	18.0

5.2 実験結果と考察

5.2.1 蒸気空間温度分布

Fig.5-3 は水溶液の加熱を開始してから、定常状態に至るまでにおける、フラスコ内液と高さ方向各点の蒸気中心部温度の経時変化の一例を示したものである。この結果から、加熱によって仕込み液の温度が上昇していくが、実験を開始してから約 300s 経過して、

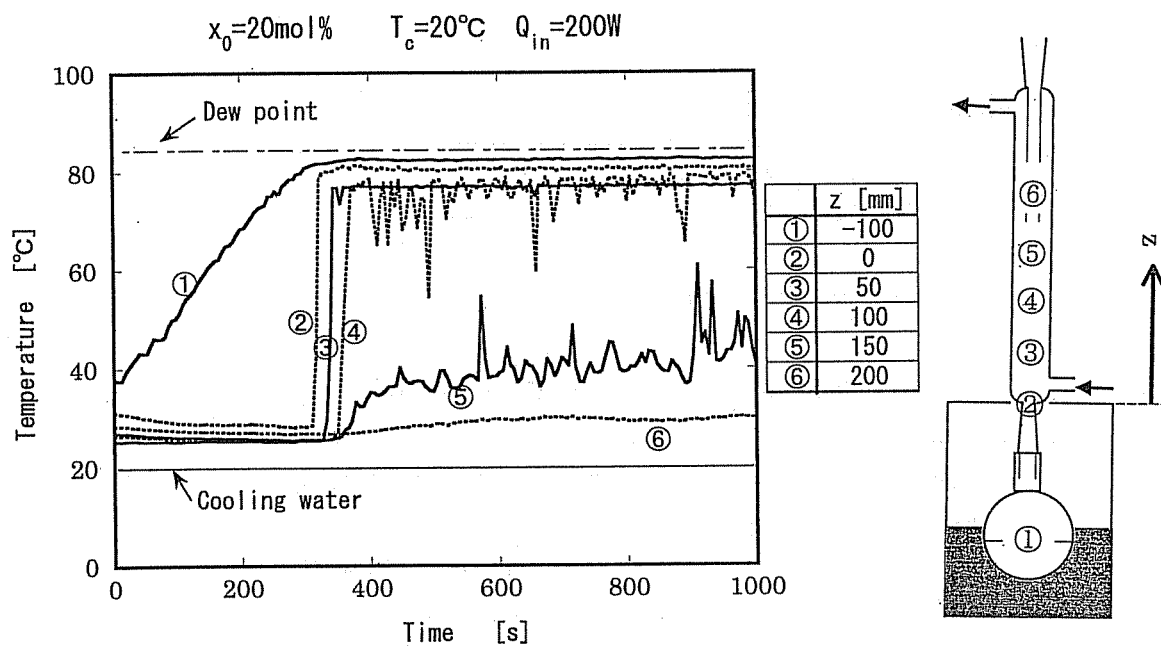


Fig.5-3 An example of time history of vapor temperature at several points in the process of a reflux condensation

液温が沸点近くに達すると、蒸気空間の温度も下部から順に急激に上昇していき、定常の状態に近づいていく。このようにして、定常状態に達してからは、ほぼ一定温度に保たれる点と、激しく変動し続ける点とがあることがわかる。

Fig.5-4は仕込み液濃度 $x_0=20\text{mol}\%$ 、冷却水温度 $T_c=30^\circ\text{C}$ の場合について、定常状態での高さ方向における蒸気中心部の温度分布の測定結果を示したものであり、図中の距離 z は冷却部入口を基準にとって示してある。ここで、図に示されている温度のプロット点は時間的な平均値であり、変動幅を誤差棒で示してある。定常状態ではフラスコ内の溶液は常に沸騰していて、この付近の蒸気温度は大気圧における仕込み液の露点温度 T_d (図中の一点鎖線) を示しており、水・エタノール系の場合には溶液濃度の増加とともに、 100°C (水の沸点) $\rightarrow 78.2^\circ\text{C}$ (共沸点温度) まで低下する。冷却区間の蒸気温度は、下部から上部に移るにしたがって降下していき、冷却水温度 T_c (図中の実線) に近づいている。ここで、上部および下部における蒸気温度の変動は比較的小さいが、この間 ($z_{c1} < z < z_{c2}$) に Fig.5-4 に示される温度の時間的な変化に対応した、温度変動幅が大きい領域 (温度変動域) が存在していることがわかる。この領域では、開口部から流入してきた空気と水・エタノール混合蒸気とが共存した状態にあると考えられる。そして、これより下部 ($z < z_{c1}$) では、空気は完全に追い出され、水・エタノール混合蒸気のみが存在していて、凝縮が起きていると考えられ、仕込み液の露点温度かそれよりもわずかに低い温度を示している。また上部 ($z > z_{c2}$) では、非凝縮性の空気のみが存在しており、顕熱のみの移動が起きていると考えられる。なお、ここでの現象は、ヒートパイプに非凝縮性ガスを混入させて

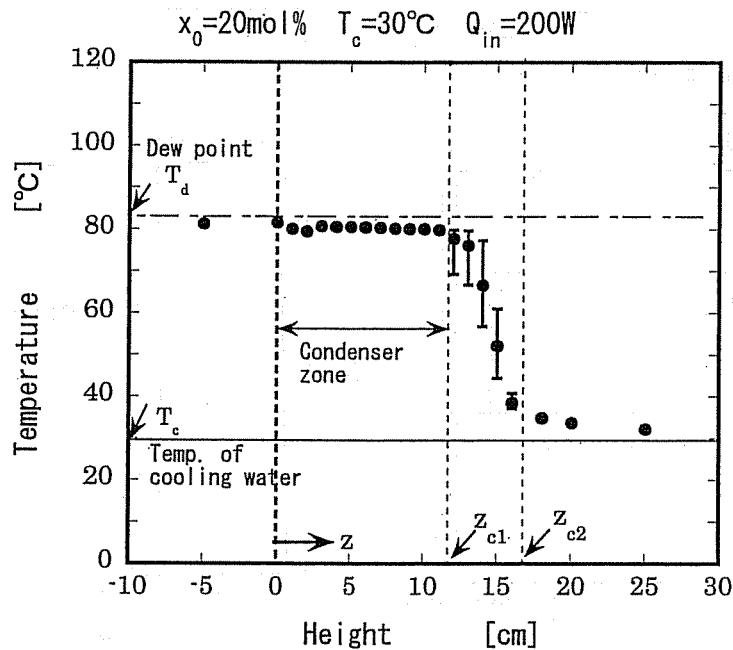


Fig.5-4 An example of experimental results of vapor temperature distribution in steady state

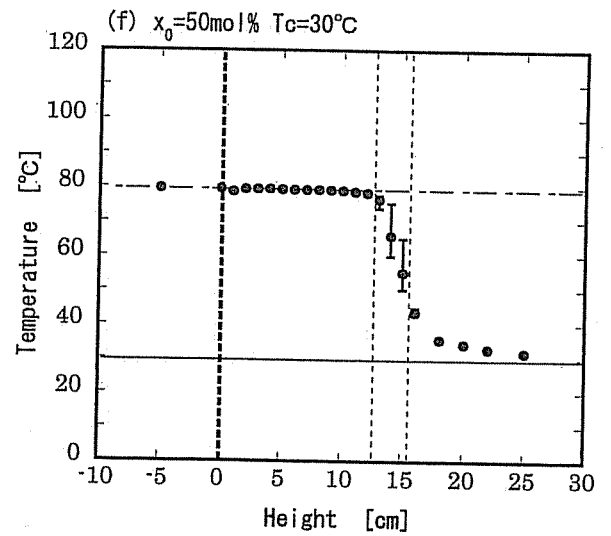
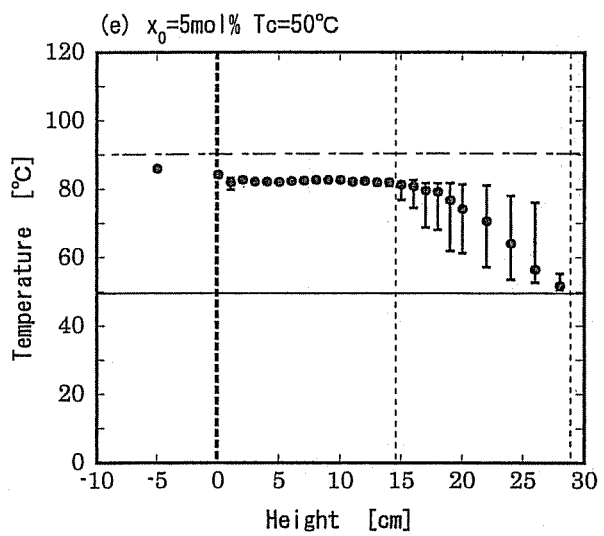
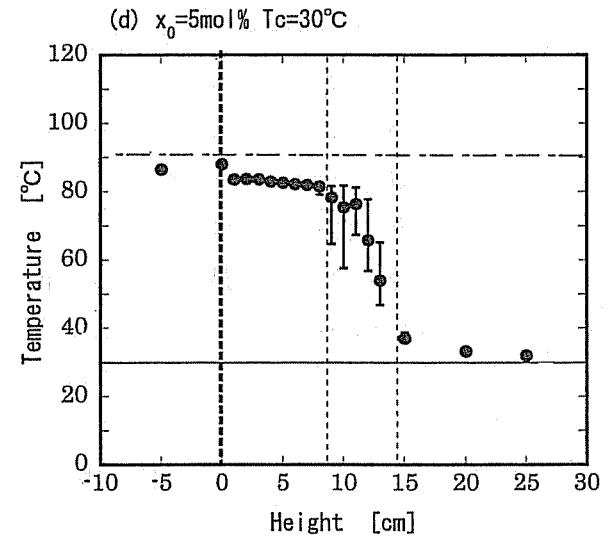
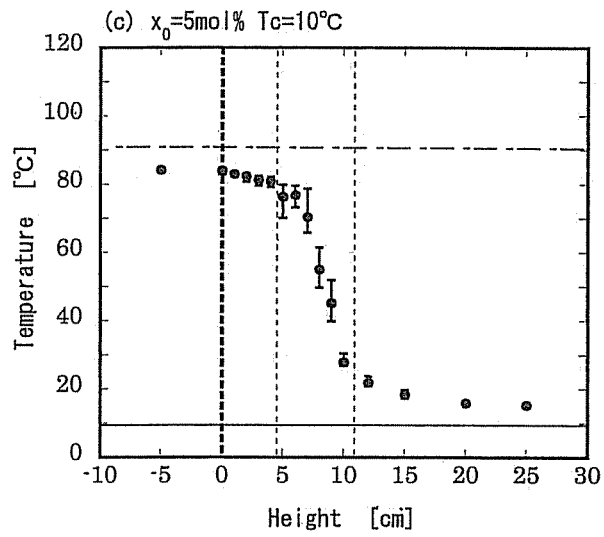
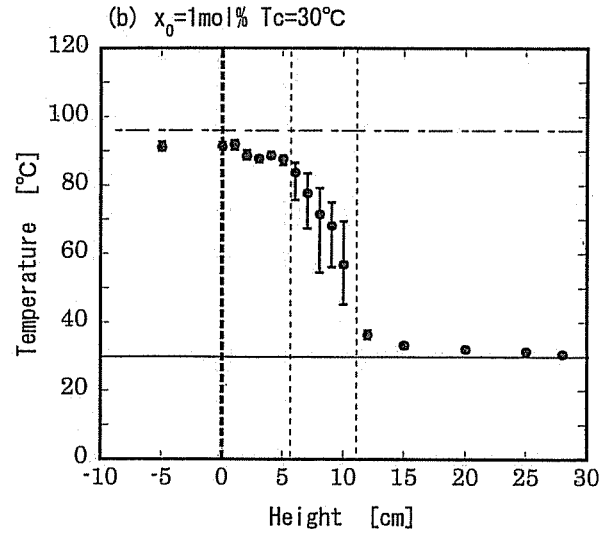
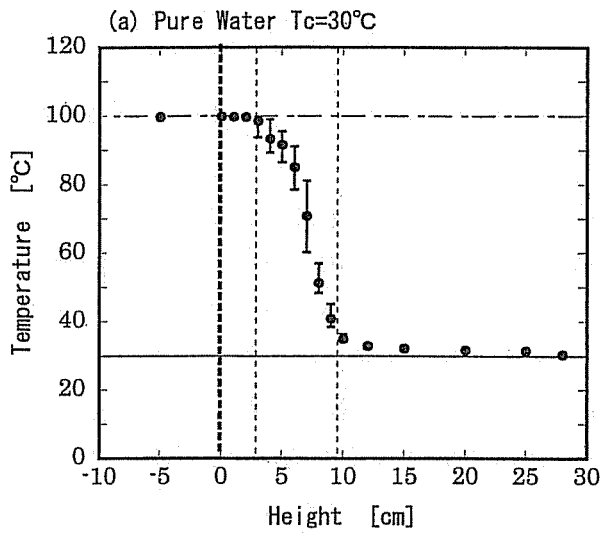


Fig.5-5 Temperature distribution in vapor phase along upward direction for several experimental conditions in a steady state

熱流の制御機能を付与させようとした、可変コンダクタンスヒートパイプ¹⁾におけるものと同様であり、ここで示した3領域の区分は同ヒートパイプの解析で用いられている拡散界面モデル理論²⁾の考え方に相当するものである。Fig.5-5(a)~(f)は、仕込み液濃度や冷却水温度が異なる種々の実験条件のもとでの結果であり、基本的にはFig.5-4で述べたものと変わりはないが、凝縮域は、仕込み液濃度が増加するほど、また冷却水温度が高いほど長くなっており、特に(d)、(e)、(f)のように、作動液濃度が高いかまたは冷却水温度が高い場合には、水・エタノール混合物の共沸点領域(80~89mol%)で凝縮が起こっていることがわかる。

5.2.2 作動液濃度分布

Fig.5-6は全ての測定結果について、温度変動域以下の各位置における蒸気相と内壁面の温度測定値の関係を示したものである。図中の太い実線は、同一組成に対する沸点と露点の関係を表わすものであるが、内壁面温度は混合蒸気の沸点温度よりもやや高い値を示していることがわかる。なお、細い実線は、気液界面温度が測定された内壁温度に等しいと仮定し[†]、気液相の物質移動係数比 \tilde{k}_v/\tilde{k}_l をパラメータとして算出された主流蒸気温度

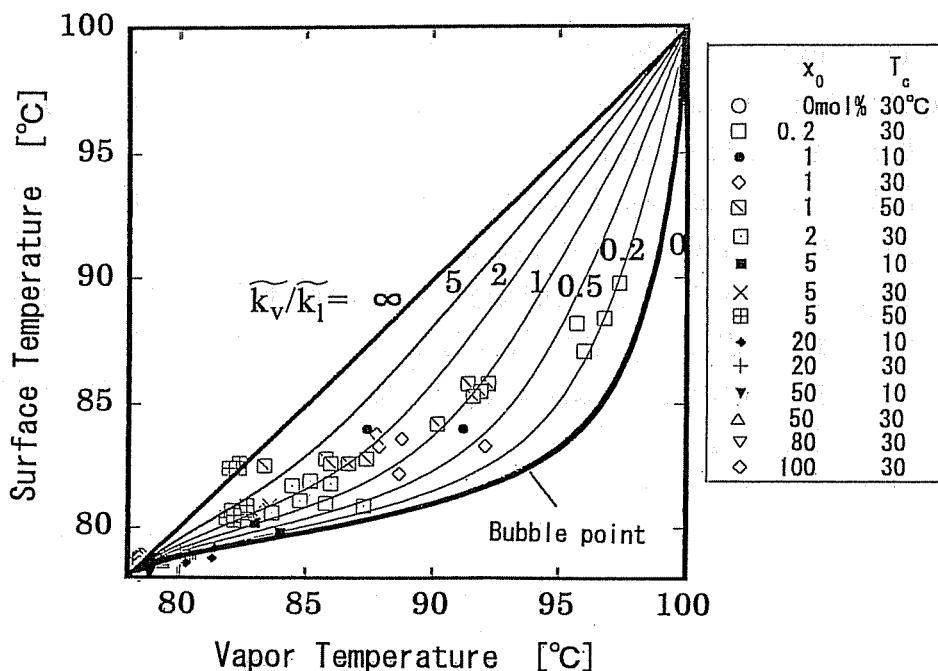


Fig.5-6 Relationship between vapor and inner wall temperature at each point for all experimental conditions

[†] 後に示される Eq.(5-10)において、 $\nu_l=0.015$ [cm²/s]、 $\rho_l=1.0$ [g/cm³]、 $d_f=0.8$ [cm]、 $G_l=0.1$ [g/s]とすれば、 $\delta=0.122$ [mm]となり、実際の流下液膜の厚さは蒸気空間径にくらべて十分小さいと考えられる。

と気液界面温度との関係を示したものである。後に示されるように、物質移動抵抗が蒸気相支配であり、かつ気液界面温度が蒸気の沸点になっていて液膜内の温度降下が無視できるとすれば、測定値は実線に一致するはずであり、両者が一致していないのは温度・濃度の測定誤差のほかに、実際の現象がここで考えているような単純ものでないことによると考えられる。

Fig.5-7 は高さ方向における凝縮液濃度分布の測定結果を示したものである。この図のプロット値は採取された凝縮液の濃度分析に基づくもので、同一条件で2～3回測定して得られた結果の平均値であり、実線はその回帰直線である。

また、この場合の液濃度は、蒸気温度の測定値から以下のようにして推定することもできる。すなわち、本実験のような全還流の場合には、定常状態では高さ方向の各位置において、蒸気流量 G_v と液流量 G_l の絶対値が等しくなると同時に、蒸気組成 x_v と液組成 x_l とが平均として等しいという次の関係が成立している^{†3, 10)}。

$$G_v = -G_l \quad (5-1)$$

$$\bar{x}_l = \bar{x}_v \quad (5-2)$$

ここで、蒸気が飽和状態にあると仮定すれば、蒸気温度を知ることによって蒸気の濃度がわかり、Eq.(5-2)の条件から液濃度を知ることができる。Fig.5-8のプロット値と点線はこのような方法で推定した結果と回帰直線である。

これらの結果によると、仕込み液濃度が低い場合については、凝縮液濃度を直接測定した結果に基づくものも、蒸気相温度から推定した結果に基づくものも、凝縮液濃度分布の回帰直線の勾配は正となっており、作動液濃度は高さ方向に増加していく傾向が認められる。Fig.5-9 は凝縮液濃度に関する全ての測定値と蒸気相温度からの推算値との関係を示したもので、全体的に濃度の測定値は推算値に比べてやや小さいが、両者は比較的近い関係を与えていると言えよう。

† 定常状態では、蒸気と液体の流れ方向は互いに逆方向で、流量は平均として同じであるから、

$$G_v + G_l = 0 \quad (5-39)$$

同じことが、各成分についても言えるので、

$$\bar{x}_v G_v + \bar{x}_l G_l = 0 \quad (5-40)$$

Eqs.(5-39), (5-40)から、Eqs.(5-1), (5-2)が導かれる。

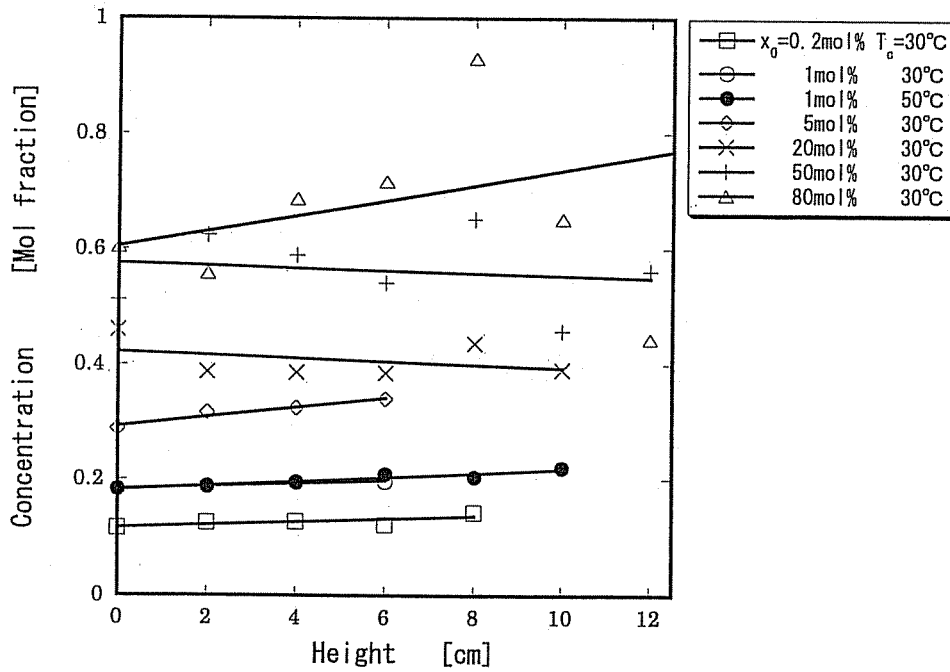


Fig.5-7 Concentration distribution of the condensate measured by refractometer

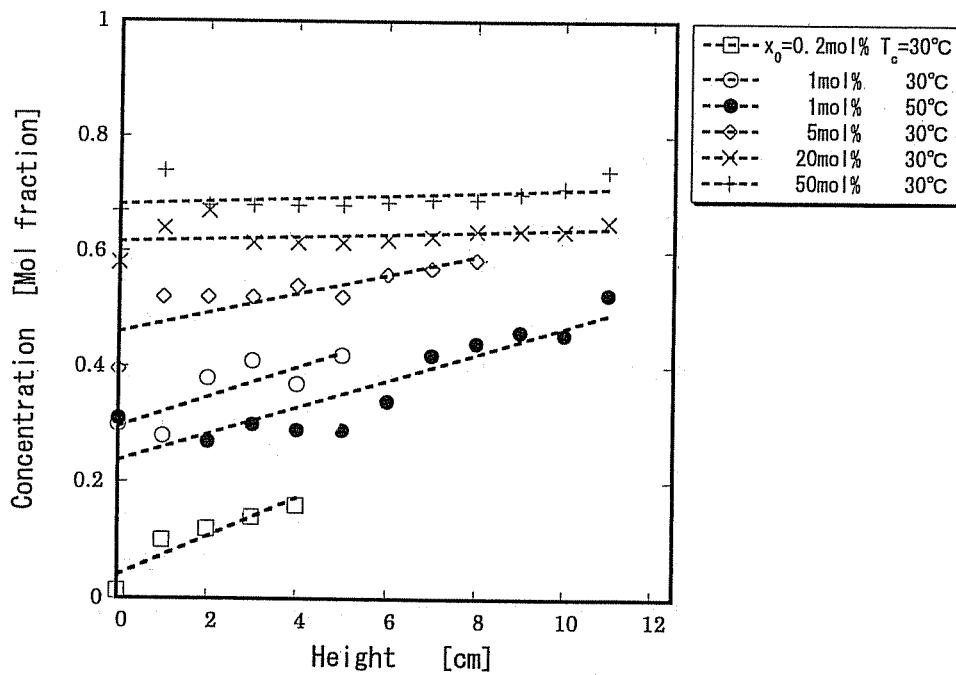


Fig.5-8 Concentration distribution of the condensate estimated from the measuring value of vapor temperature

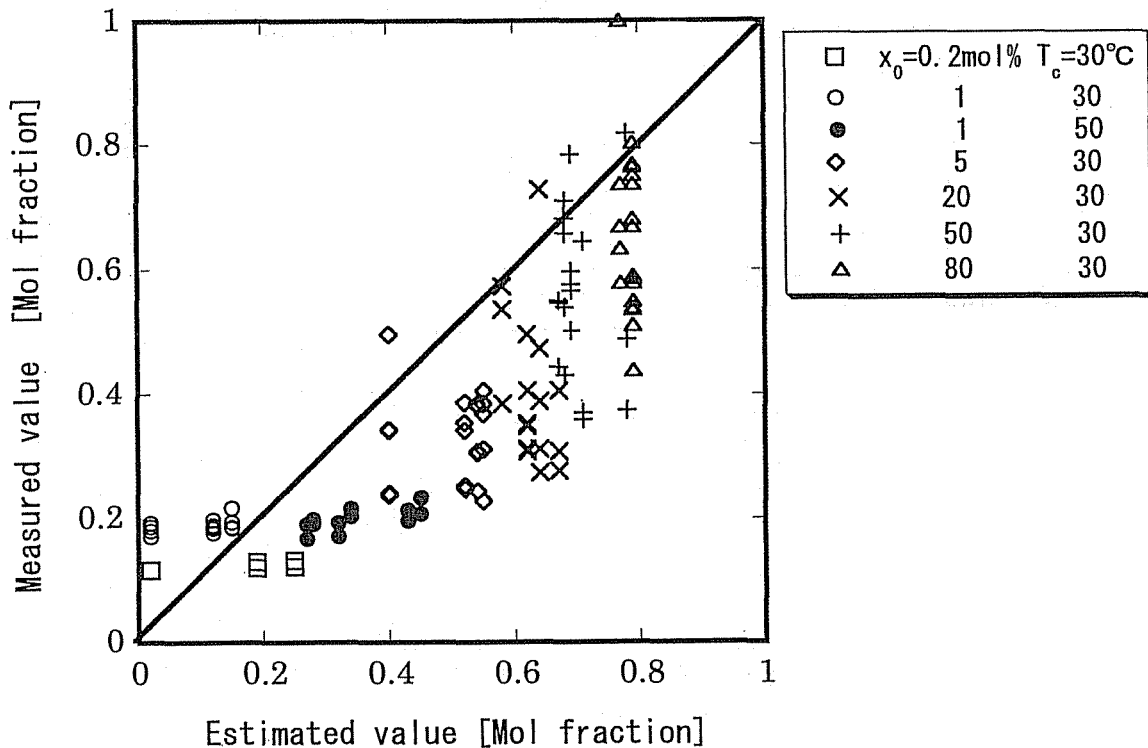


Fig.5-9 The relationship of the condensate concentration between experimentally obtained and estimated from vapor temperature

5.3 物質移動論に基づく考察

5.3.1 混合蒸気の凝縮過程における物質移動

浅野らは、蒸留操作における移動過程を解明することを目的として、垂直平板型凝縮器によるメタノール-水系、エタノール-水系の二成分混合蒸気の凝縮実験を行なった結果、凝縮液の表面では気液平衡関係が成立し、表面温度は沸点にあること¹³⁾、蒸気相の熱流束や拡散流束に対しては、層流境界層理論が適用できること¹⁴⁾、気液相における熱・物質移動に関しては、蒸気側の移動抵抗が支配的であること⁶⁾、などを明らかにしている。本章で取り扱った実験系において生じる現象も、基本的には浅野らと同様なものであると考えられるが、ヒートパイプを模擬している関係上、円筒系で蒸気空間が比較的狭いということ、および系全体の平均的な特性値よりも流れ方向における温度や濃度の分布に関心を有しているという点で異なるものである。以下では、これらの知見を参考にしつつ、二成分ヒートパイプ内における凝縮液表面張力分布の形成機構を解明するという立場から、還流凝縮過程で起こる移動現象について考察する。

さて、二成分ヒートパイプ内におけるのと同様に、混合蒸気の還流凝縮過程における蒸気相および凝縮液膜の温度および濃度場は、系内で起こる熱・物質同時移動現象によって決定されると考えられる。Fig.5-10(a)は精留塔の解析⁴⁾から予想されるこれらの移動過程を示したものであり、また Fig.5-10(b)は、定常状態において想定される凝縮部径方向の気液相の速度分布、温度分布および濃度分布を模式的に表わしたものである。ここで、 G_v 、 G_l は蒸気および液の質量流量、 q_w 、 q_v は冷却による熱除去速度および気液界面における蒸気側の顕熱移動速度であり、添字 in は冷却部入口状態、 s は気液界面を表わす。また、 N_{AS} 、 J_{AS} はそれぞれ気液界面における揮発性成分（添字 A で表す）の質量基準の移動流束および拡散流束であり、揮発性成分の質量分率を ω_{AS} 、径方向の蒸気速度を v_s で表わせば、

$$N_{AS} = J_{AS} + \rho_v v_s \omega_{AS} \quad (5-3)$$

である。また、非揮発性成分（添字 B ）については、

$$N_{BS} = J_{BS} + \rho_v v_s (1 - \omega_{AS}) \quad (5-4)$$

であり、二成分系の場合は

$$J_{AS} = -J_{BS} \quad (5-5)$$

となるので、気液界面における全体の移動流束 m は

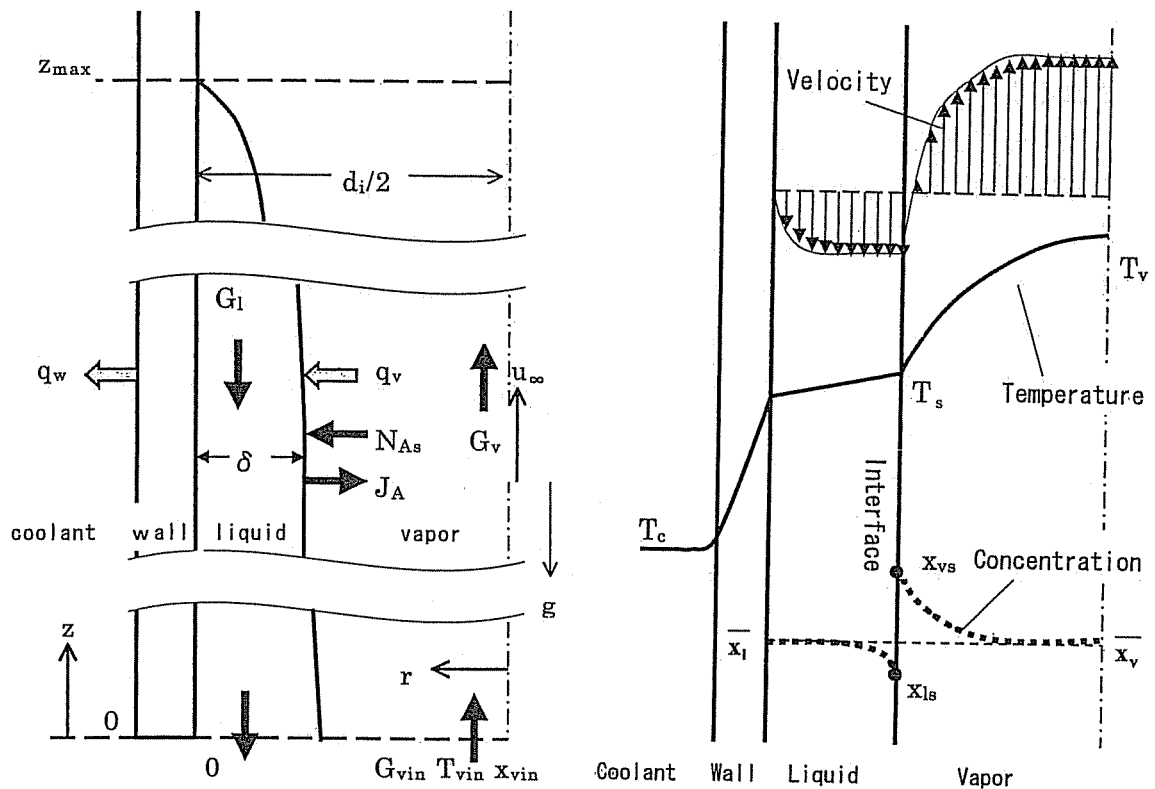
$$m = N_{AS} + N_{BS} = \rho_v v_s \quad (5-6)$$

となる⁵⁾。なお、質量分率 ω_A とモル分率 x_A との関係は次式で与えられる。

$$\omega_A = \frac{M_{wA} x_A}{M_{wB} (1 - x_A) + M_{wA} x_A} \quad (5-7)$$

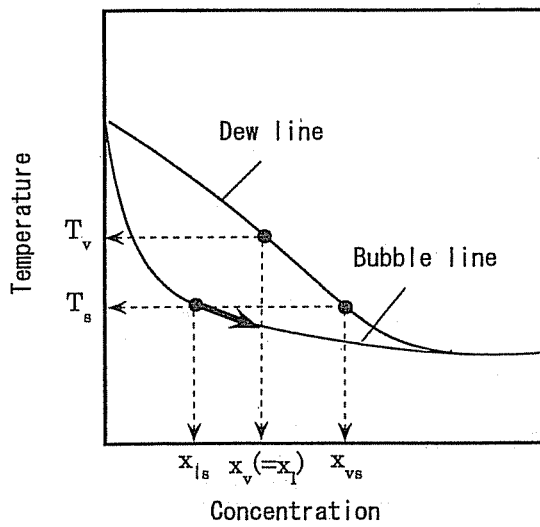
ここで、 M_{wA} 、 M_{wB} はそれぞれ成分 A 、 B の分子量である。

いま、凝縮液の表面温度 T_s は沸点にあり、また気液界面では蒸気組成 x_{vs} と液組成 x_{ls} との間に Fig.5-10(c)に示すような平衡関係が成立する⁶⁾として、先に示した Eqs.(5-1)および(5-2)の条件を考慮すれば、径方向の組成分布の概形は Fig.5-10(b)の太い点線で示すようなものになると予想される。ここで気液界面においては、気液相の温度は連続であるが、濃度は共沸点領域をのぞいて連続ではない。一方、混合蒸気の温度もまた相平衡関係を

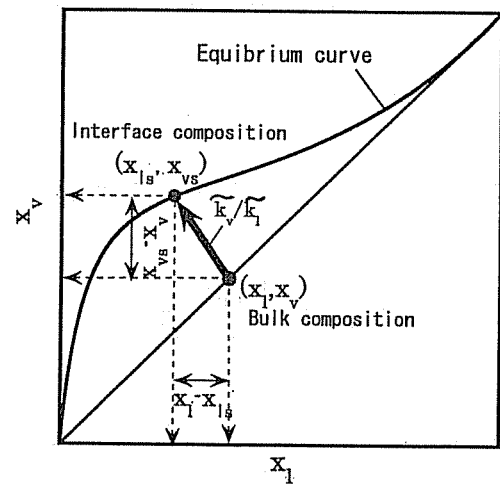


(a)

(b)



(c)



(d)

Fig.5-10 Schematic representation of heat and mass transfer in a reflux condensation of binary mixture

満たすと考えられるから、蒸気温度は凝縮面の方向に向かって低下するとともに、蒸気濃度は Fig.5-10(c)に太い矢印で示したように凝縮線に沿って増加する。このようにして、径方向に形成された気液相の濃度分布にもとづく物質拡散が生じることになる。

5.3.2 気液相の物質移動係数

二重境膜説⁷⁾によると、モル基準および質量基準による気相側と液相側の物質移動係数の比 \tilde{k}_v/\tilde{k}_l 、 k_v/k_l は、それぞれ

$$\frac{\tilde{k}_v}{\tilde{k}_l} = \frac{x_l - x_{ls}}{x_{vs} - x_v} \quad (5-8)$$

$$\frac{k_v}{k_l} = \frac{\omega_l - \omega_{ls}}{\omega_{vs} - \omega_v} \quad (5-8')$$

となり、気液相の濃度と物質移動の駆動力との関係は、Fig.5-10(d)に示すようなものとなる。

Higbie の浸透説⁸⁾によれば、気液界面が瞬時に形成され、これにともなう拡散が非定常的に進行する場合の質量基準で与えられる液相の平均物質移動係数 k_l は次式で与えられる。

$$k_l = 2\rho_l \sqrt{\frac{D_l}{\pi t_c}} \quad (5-9)$$

D_l は溶質の拡散係数、 t_c は気液接触時間である。ここでは、Eq.(5-9)を用いて還流凝縮系における液相側の物質移動係数を求めるが、 t_c については一様凝縮を仮定することにより、平均流速 \bar{u}_l と液膜厚さ δ の分布とから、次式で与えられる。

$$t_c = \frac{1}{2} \frac{z_{max}}{\bar{u}_l} = \frac{\pi d_l \rho_l \int_0^{z_{max}} \delta dz}{G_{vin}} \quad (5-10)$$

ここで、 z_{max} は冷却部について凝縮域と非凝縮域とに分けた際の凝縮域の限界高さである。一方、垂直平板における流下液の膜厚さ δ は、管内壁が常に液で濡れており、一様に液が流下しているとして、Nusselt の仮説⁹⁾によれば、

$$\delta = \left(\frac{3\mu_l |G_l|}{\pi d_i \rho_l^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5-11)$$

で与えられ、また G_l に関しては、

$$|G_l| = G_v = G_{in} \left(1 - \frac{z}{z_{max}} \right) = \frac{Q_{in}}{\lambda} \left(1 - \frac{z}{z_{max}} \right) \quad (5-12)$$

と近似すれば、

$$\int_0^{z_{max}} \delta dz = \int_0^{z_{max}} \left(\frac{3\mu_l Q_{in} (1 - z/z_{max})}{\pi d_i \rho_l^2 g \lambda} \right)^{\frac{1}{3}} dz = \left(\frac{81\mu_l Q_{in}}{64\pi d_i \rho_l^2 g \lambda} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5-13)$$

となるので、 k_l は Eqs.(5-8)、(5-9)、(5-10)、(5-12) より、

$$k_l = \left(\frac{2^{12} \rho_l^5 D_l^3 g Q_{in}^2}{3^4 \pi^5 \mu_l d_i^2 \lambda^2 z_{max}^3} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (5-14)$$

となる。ここで、 Q_{in} はヒータの加熱量である。

次に、蒸気側の物質移動係数を評価するために、蒸気相における凝縮域全体にわたっての揮発性成分の物質収支を考えると、次のようになる。

$$\pi d_i z_{max} k_v (\overline{\omega_{vS}} - \overline{\omega_v}) = \int_{\omega_{vin}}^{\omega_{vmax}} G_v d\omega_v \quad (5-15)$$

ここで、 ω_{vmax} は z_{max} における蒸気濃度である。また、上付き一は $z = 0 \sim z_{max}$ における平均値を表わす。いま、ここで、 ω_v に関して、

$$\omega_v = \omega_{vin} + \frac{(\omega_{vmax} - \omega_{vin})}{z_{max}} z \quad (5-16)$$

と線形近似すれば、Eq.(5-12)を用いて Eq.(5-15)は、

$$\int_{\omega_{vin}}^{\omega_{vmax}} G_v d\omega_v = G_{vin} (\overline{\omega_v} - \omega_{vin}) \quad (5-17)$$

となる。ただし、 $\overline{\omega_v} = (\omega_{vin} + \omega_{vmax})/2$ である。

したがって、気相の平均物質移動係数 k_v は Eqs.(5-15)および(5-17)より、

$$k_v = \frac{Q_{in} (\overline{\omega_v} - \omega_{vin})}{\pi d_1 z_{max} \lambda (\omega_{vs} - \overline{\omega_v})} \quad (5-18)$$

と得られ、結局、Eqs.(5-8')、(5-14)、(5-18)より、気液界面における液組成の関係を表わす次の関係が得られる。

$$\overline{\omega_l} - \overline{\omega_{ls}} = 0.42975 \left(\frac{\mu_1 Q_{in}^4}{d_1^4 z_{max}^3 \rho_l^5 g \lambda^4 D_1^3} \right)^{\frac{1}{6}} (\overline{\omega_v} - \omega_{vin}) \quad (5-19)$$

上式から $\overline{\omega_{ls}}$ が求まれば、気液平衡関係から $\overline{\omega_{vs}}$ が求まり、Eqs.(5-2)と(5-8')とから k/k_1 の値が得られる。ここで、 ω_{vin} および $\overline{\omega_v}$ については、Fig.5-8 に示した高さ方向の濃度測定結果と、蒸気温度測定結果から得られた回帰式によって求め、加熱量 Q_{in} については供給熱量に対して別途行なった実験より 20%の熱損失を考慮して与えた。また、 z_{max} は Fig.5-5 に示したような蒸気温度分布の実測値から求められた z_{c1} 、 z_{c2} をもとに、

$$z_{max} = z_{c1} + \frac{(z_{c2} - z_{c1})}{2} \quad (5-20)$$

として取り扱った。さらに μ_1 については既往の実測値をもとに得られた温度・濃度に関する多項式近似により求めた。また、溶質の拡散係数 D_1 は、Wilke-Chang の式¹⁰⁾によった。これらについての詳細は Appendix に示してある。なお、蒸発潜熱 λ および液の密度 ρ_l は純物質の値に対し混合則を適用して算出した。Table 5-3 はこのような方法で算出された k/k_1 の値を示したものである。これによると、Fig.5-6 の考察で述べたのと同様の理由によって、蒸気温度の測定値に基づく結果は凝縮液の濃度分析値のものとは少し異なっているが、いずれにしても k/k_1 の値は 1 よりかなり小さくなっており、この場合においても既報¹¹⁾ で示されているように、物質移動抵抗は蒸気相支配であることが確認される。

以上のことをふまえて、本実験系において高さ方向に凝縮液の濃度分布が形成されるメカニズムは次のようにして説明される。すなわち、凝縮部の気液界面では、平衡関係から

Table 5-3 Calculated values of k_v/k_l

(a) Calculated by vapor temperature distribution						
x_0 [-]	z_{max} [cm]	$\omega_{vin}^{(1)}$ [-]	$\omega_v^{(1)}$ [-]	$\omega_{ls}^{(1)}$ [-]	$\omega_{vs}^{(1)}$ [-]	$k_v/k_l^{(1)}$ [-]
1.0	9.50	0.52	0.61	0.56	0.79	0.28
5.0	11.50	0.69	0.74	0.72	0.83	0.22
20.0	14.50	0.81	0.81	0.80	0.86	0.05
50.0	14.50	0.84	0.86	0.85	0.88	0.15

(b) Calculated by condensate concentration distribution						
x_0 [-]	z_{max} [cm]	$\omega_{vin}^{(2)}$ [-]	$\omega_v^{(2)}$ [-]	$\omega_{ls}^{(2)}$ [-]	$\omega_{vs}^{(2)}$ [-]	$k_v/k_l^{(2)}$ [-]
1.0	9.50	0.18	0.19	0.19	0.74	0.01
5.0	11.50	0.29	0.33	0.31	0.79	0.13
20.0	14.50	0.42	0.42	0.42	0.81	0.00
50.0	14.50	0.58	0.58	0.58	0.85	0.00

共沸点領域をのぞけば気液間に濃度差が存在しており、径方向の濃度分布は k_v と k_l の大小関係によって、Fig.5-11 に示すような形状となる。ここで、 $k_v \ll k_l$ の場合には、気液界面の濃度すなわち凝縮にあずかる物質の濃度は、その位置における液本体のそれよりも高く、かつ蒸気空間には径方向に濃度勾配が形成され、気液界面から蒸気主流に向かって低沸点成分の移動が起こる。これによって、蒸気相の高さ方向に低沸点成分の濃度が増加していくが、Eq.(5-2)の条件より液相においても同様に高さ方向に低沸点成分の濃度が増加していくことになると考えられることによる[†]。なお、Table 5-4 はこの還流凝縮系において、次式で定義される NTU の値を算出した結果を示したものであり、仕込み液濃度によ

[†] 後に示されるように、高さ方向 dz における物質収支より、

$$\frac{d(G_v \omega_v)}{dz} = -\pi d_i N_{As} \quad (5-21)$$

Eqs.(5-3), (5-12)より、

$$(z_{max} - z) \frac{d\omega_v}{dz} - \omega_v = -\frac{\pi d_i z_{max}}{G_{vin}} (J_{vs} + \rho_v v_s \omega_{vs}) \quad (5-22)$$

さらに、定常状態では、全体の物質収支および界面における質量連続の条件より、

$$G_{vin} = \pi d_i z_{max} \rho_v v_s = \pi d_i z_{max} \rho_v v_s \quad (5-23)$$

$$\rho_v v_s (\omega_{vs} - \omega_{ls}) + J_{vs} - J_{ls} = 0 \quad (5-24)$$

$$\omega_v = \omega_l \quad (5-25)$$

であるから、これらを用いると Eq.(5-22)は次のようになる。

$$\frac{d\omega_l}{dz} = \frac{-J_{ls} + \rho_v v_s (\omega_v - \omega_{ls})}{(z_{max} - z) \rho_v v_s} \quad (5-26)$$

非共沸領域では、 $-J_{ls} > 0$ 、 $\rho_v v_s > 0$ 、 $\omega_v - \omega_{ls} > 0$ であるから、 $d\omega_l/dz > 0$ となり、作動液濃度は高さ方向に増加する。

らずほぼ1~2程度の値をとっていた。

$$NTU = \int_{x_{vm}}^{x_{vmax}} \frac{dx_v}{x_{vs} - x_v} \quad (4-11')$$

この値に、蒸発にともなって生じる分離 (NTU=1) の寄与分を追加すれば、全体の NTU の値は2~3となり、第4章において示したものと近い値になることがわかる。

Table 5-4 Calculated values of NTU for reflux condensation

(a) Measured value				
x_0 [-]	T_c [°C]	z_{max} [cm]	x_{vmax} [-]	NTU
0.2	30	9.0	13.9	1.6
1	30	7.0	20.0	1.3
1	50	11.0	22.1	1.4
5	30	7.0	35.0	1.1
(b) Estimated value by vapor temperature				
x_0 [-]	T_c [°C]	z_{max} [cm]	x_{vmax} [-]	NTU
0.2	30	4.5	19.1	1.9
1	30	5.5	36.3	1.7
1	50	11.5	33.4	1.6
5	30	8.5	60.0	2.0
20	30	11.5	64.1	1.9

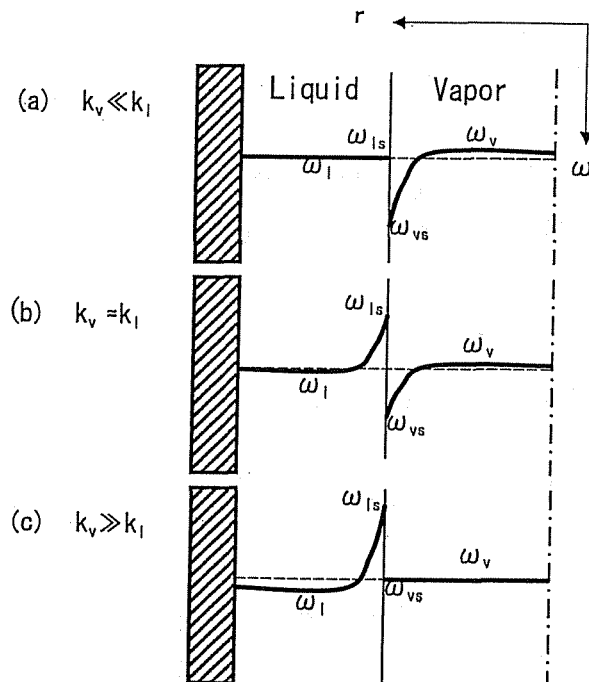


Fig.5-11 Schematic of radial concentration profiles

5.3.3 層流境界層理論に基づく考察

次に、高さ方向に形成される温度分布および濃度分布について検討してみる。
Fig.5-10(a)に示したモデルにしたがって、高さ方向の微小区間 dz における物質収支および熱収支から、次の関係が導かれる。

$$\pi d_i \rho_v v_s = -\frac{dG_v}{dz} \quad (5-27)$$

$$\pi d_i N_{As} = -\frac{d(G_v \omega_v)}{dz} \quad (5-28)$$

$$\lambda_A N_{As} + \lambda_B N_{Bs} + q_v - q_w + c_l (\bar{T}_l - T_s) \frac{dG_l}{dz} = 0 \quad (5-29)$$

ここで、液膜内（厚さ δ 、熱伝導度 K_l ）の温度分布は、熱伝導のみを考慮して直線的とすることにより、熱除去量 q_w は管壁の厚さを ξ 、熱伝導度を K_m として、次の式で与えられるとする。

$$q_w = \frac{K_l}{\delta} (T_s - T_w) = \frac{K_l}{\delta} \left(\frac{1}{1 + K_l \xi / K_m \delta} \right) (T_s - T_c) \quad (5-30)$$

また、 \bar{T}_l は位置 z における液相の平均温度であり、次のようになる。

$$\bar{T}_l = \frac{\int_0^\delta u_l T_l dy}{\int_0^\delta u_l dy} = T_w + \frac{2}{3} (T_s - T_w) \quad (5-31)$$

ただし、 T_w は管の内壁面温度である。なお、 δ は Eq.(5-11) により評価する。
さらに、 q_v および J_{As} については、Ito ら⁴⁾ によって導かれた層流境界層理論に基づく次の近似解を適用する。

$$\frac{q_v z}{\kappa_v (T_v - T_s)} = 0.322 Re_{vz}^{1/2} Pr_v^{1/3} g(F_s, Pr_v) \quad (5-32)$$

$$\frac{J_{As} z}{\rho_v D_v (x_{vs} - x_v)} = 0.322 Re_{vz}^{1/2} Sc_v^{1/3} g(F_s, Sc_v) \quad (5-32')$$

ここで、 F_s は気液界面における垂直方向の速度 v_s を無次元化したものであり、また $g(F_s, X)$ は物質移動が界面に向かって起こる場合に、拡散物質によって速度境界層の圧縮が起こることによる効果を表わすもので、それぞれ次式で与えられる。

$$Fs = 2 \left(\frac{v_s}{u_\infty} \right) Re_{vz}^{1/2} \quad (5-33)$$

$$g(Fs, X) = 1 + 1.2X^{0.68} Fs^{1.04} \quad (5-34)$$

$$\left(Re_{vz} = \frac{\rho_v u_\infty z}{\mu_v}, \quad Sc_v = \frac{\mu_v}{\rho_v D_v}, \quad Pr_v = \frac{c_v \mu_v}{\kappa_v} \right)$$

ここで、 u_∞ は蒸気主流の流速である。

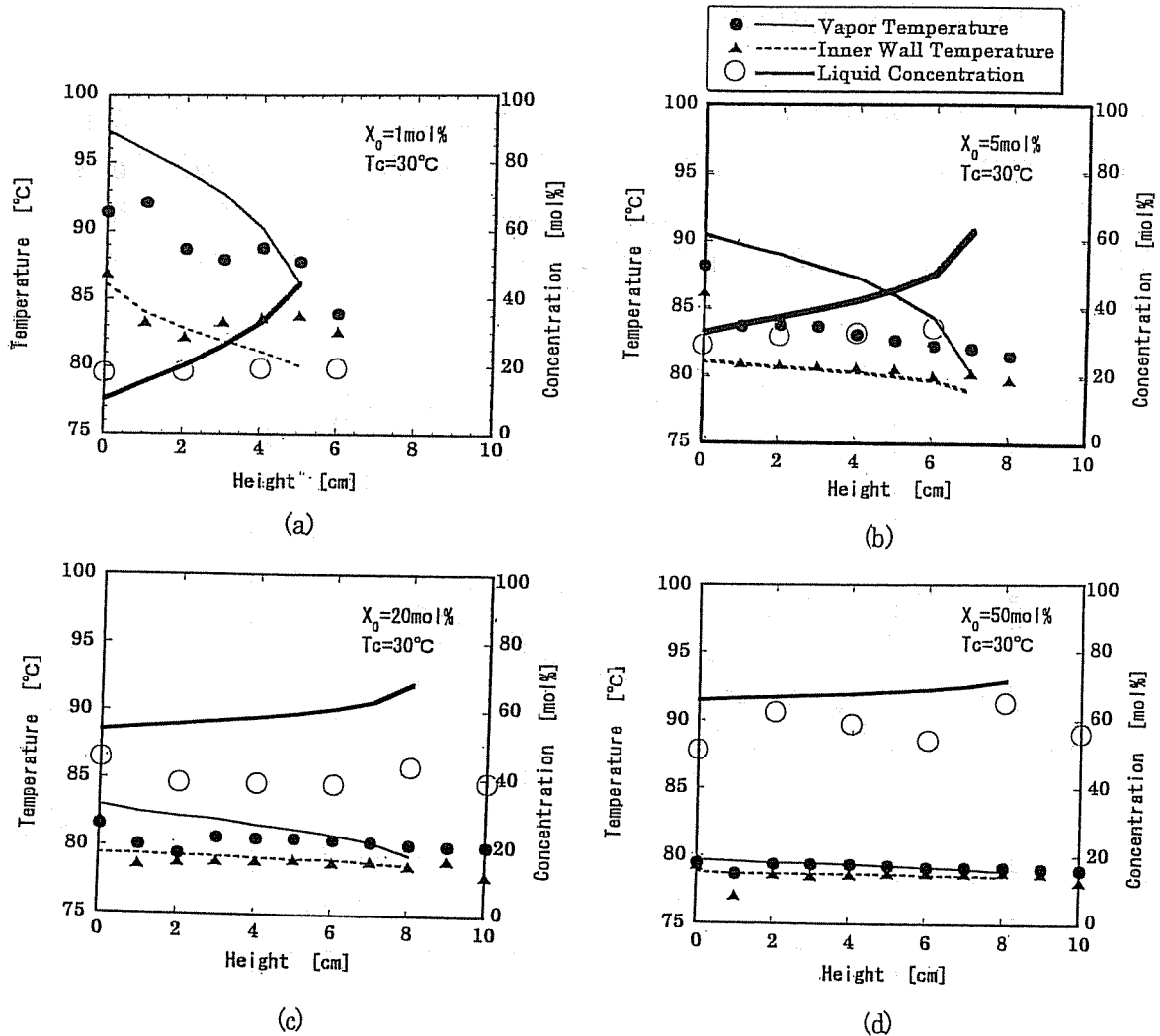


Fig.5-12 Comparison between experimental and calculated results for vapor and inner wall temperature, and concentration distribution of condensate

これらの関係式を、 $z=0$ で $\omega_v = \omega_{v,in}$ の条件のもとで数値的に解くことにより、 z 方向の気液相温度分布、濃度分布などが得られる。Fig.5-12(a)~(d)はこのようなやり方で算出した結果と、実験によって得られた結果とを比較したものであり、濃度測定の実験誤差などを考慮に入れば両者の一致は比較的良好といえる。しかし、Eqs.(5-31)~(5-34)は本来無限平板上の移動現象について解析した結果であり、円管内の現象に適用しうするためには、次式で与えられる温度境界層および濃度境界層の厚さ δ_T 、 δ_C が、管内径に比べて十分小さいという条件が必要である。

$$\delta_T = \frac{z}{0.322 Re_{vz}^{1/2} Pr_v^{1/3} g(Fs, Pr_v)} \quad (5-35)$$

$$\delta_C = \frac{z}{0.322 Re_{vz}^{1/2} Sc_v^{1/3} g(Fs, Sc_v)} \quad (5-36)$$

Fig.5-13 は Fig.5-12 の各ケースについて δ_T 、 δ_C を算出した結果であるが、いずれの場合も蒸気流量が減少する $z = z_{max}$ 付近 (図中に矢印で示す) をのぞいて、これらの値が管内径 (0.4cm) に比べて小さいために、モデル誤差による影響が少なかったものと考えられる。しかし、寸法や加熱量、作動流体の条件などのヒートパイプの条件によってはこの限りではないであろう。

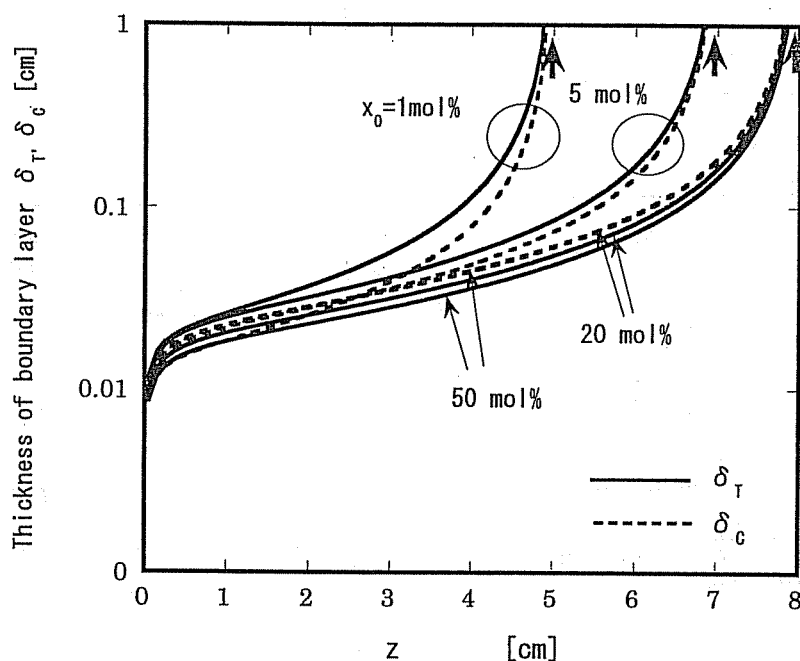


Fig.5-13 Calculated thickness of boundary layer, δ_T for temperature and δ_C for concentration

5.3.4 表面張力分布の推定

還流凝縮過程における凝縮液濃度分布に関する情報が得られたので、次にこれをもとにして、このような系において形成されるマランゴニ対流の駆動力になると考えられる表面張力分布について検討してみる。

Fig.5-14 は Fig.5-8 に示した濃度分布に関する結果から $k_v/k_l=0$ として、混合溶液の表面張力の推算式¹²⁾ Eq.(A-5)~(A-7)にもとづき、高さ方向の表面張力分布を算出した結果を示したものである。図中、実線は蒸気相温度にもとづく推算結果を、また点線は作動液濃度の実測値に基づく結果を直線回帰したものである。これより、実測値と推算値に基づくものとの間に若干の隔たりがあるが、いずれについても仕込み液濃度が 1, 5 mol% と比較的薄い場合には、高さ方向に有意な表面張力勾配が形成されるのに対して、20, 50mol% の場合にはほとんど表面張力勾配が形成されないことがわかる。

Fig.5-15 はここで行なった全ての実験結果について、 $k_v/k_l=0$ として算出された作動液濃度と表面張力勾配との関係を示したものである。これらのデータの中には、測定の誤差により、 $d\sigma/dz$ が小さい場合に縦軸の値が負になるケースも存在したが、これらは全て縦軸の最低値 (0.001) として表示してある。この結果より、算出された $-d\sigma/dz$ の値は条件によってかなり異なるが、全体的には作動液濃度が低いほど大きくなることが読み取れる。

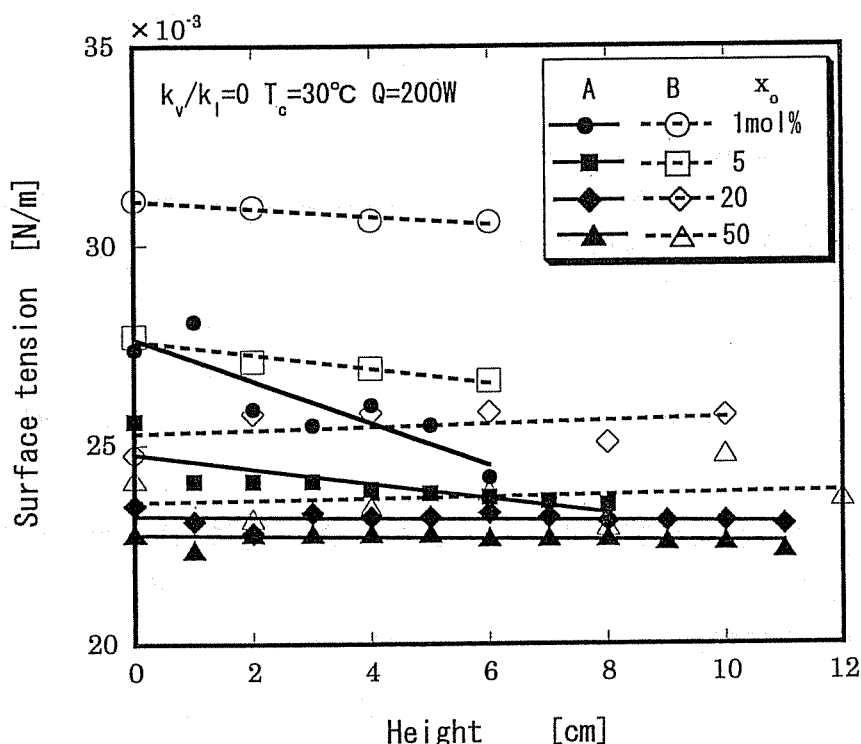


Fig.5-14 Surface tension distributions calculated from vapor temperature(A), and from liquid concentration(B)

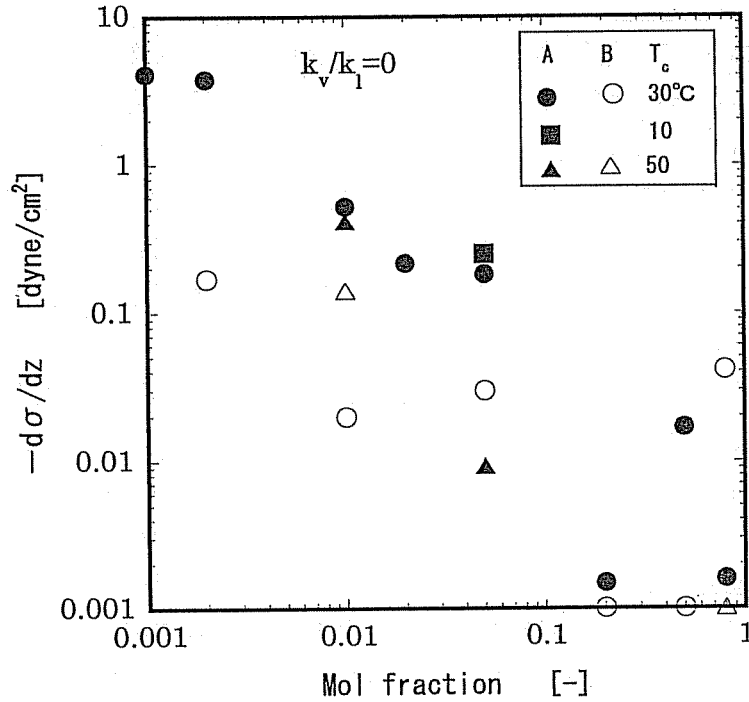


Fig.5-15 Relationship between surface tension gradient and initial concentration calculated from vapor temperature (A), and from liquid concentration (B)

次に、微小重力場において、気液界面にこのような表面張力勾配が形成された場合に、これにもとづくマランゴニ効果がヒートパイプにおける液帰還の駆動力になりうるものであるかどうかということについて検討してみる。2.2.5 での考察から、マランゴニ効果による液帰還が起こりうるためには、凝縮部の長さ方向各位置において、

$$\frac{\pi d_i \rho_i \delta^2}{2\mu_i} \frac{d\sigma}{dz} \geq -G_i \quad (5-37)$$

なる関係が成立していなければならない。ここで、一方、Eq.(5-11)の関係を Eq.(5-37)に代入することにより、ヒートパイプの凝縮部において表面張力勾配のみにより液帰還が起こると考えた場合の液膜厚さ δ は次式のように得られる。

$$\delta = \sqrt{\frac{\mu_i Q_{in} (1 - z/z_{max})}{\pi d_i \rho_i \lambda (-d\sigma/dz)}} \quad (5-38)$$

ここで、 $d\sigma/dz$ は Fig.5-13 に示した回帰曲線から推定し、他の因子についてはこれまで

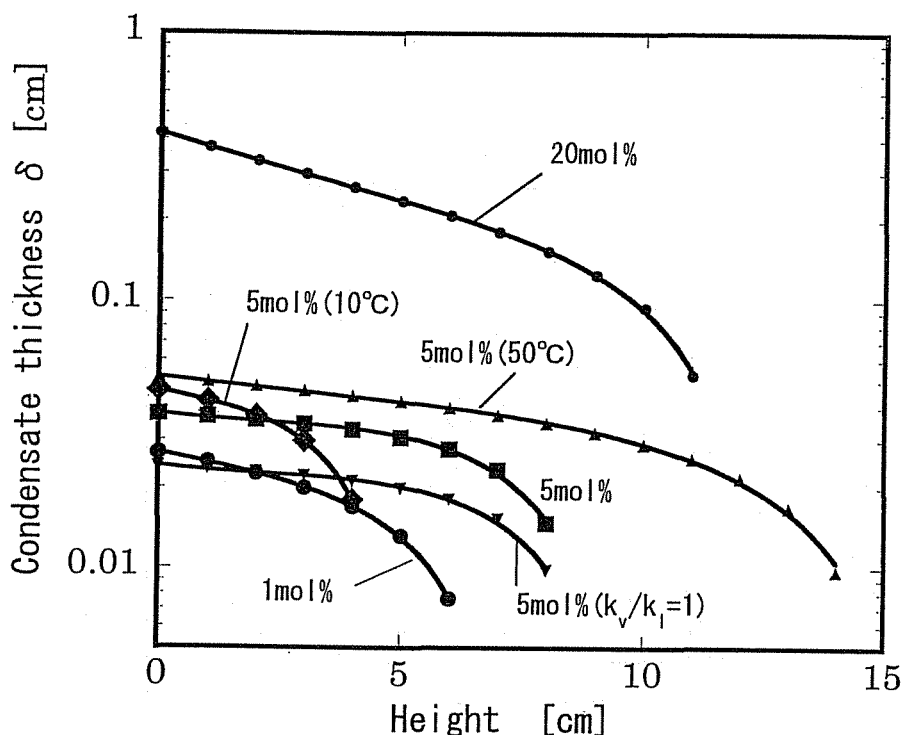


Fig.5-16 Condensate thickness in two-component heat pipes estimated from surface tension gradient under a microgravity condition

におけるのと同様な方法で評価して算出された δ 分布の結果を Fig.5-16 に示した。この結果からも、仕込み液濃度が 1, 5 mol% の場合には、液膜厚さが凝縮域全体を通じて 0.5mm 以下となり、管内径 (4.0mm) に比べて十分小さいことから、無重力場におけるウィックレスヒートパイプとして通用しうるものであると考えられる。

なお、ここでの実験においては、仕込み液量 (約 150cc) に比べて作動状態にある液量 (1 cc 以下と推定される) がはるかに少ないために、加熱部の液濃度 x_{le} を仕込み液濃度 x_0 に等しいとして扱えるものであった。通常の二成分ヒートパイプの場合には、 x_0 は加熱量や作動液量に応じて、先に Eq. (4-12) で示したような関係によって与えられ、Fig. 5-17 に示すように x_{le} と x_{ve} (x_{le} と平衡にある蒸気濃度) の間の値をとり、ここで与えた x_0 よりも若干大きな値になるであろう。

しかし、このことを考慮しても、水・エタノール系二成分ヒートパイプにおいて、マランゴニ効果を最も引き起こしやすい仕込み液濃度は 5 mol% 程度であるという前章までの検討において得られた結果が、系内における温度や濃度の分布を考慮した本章の取り扱いによっても確認されたものと思われる。

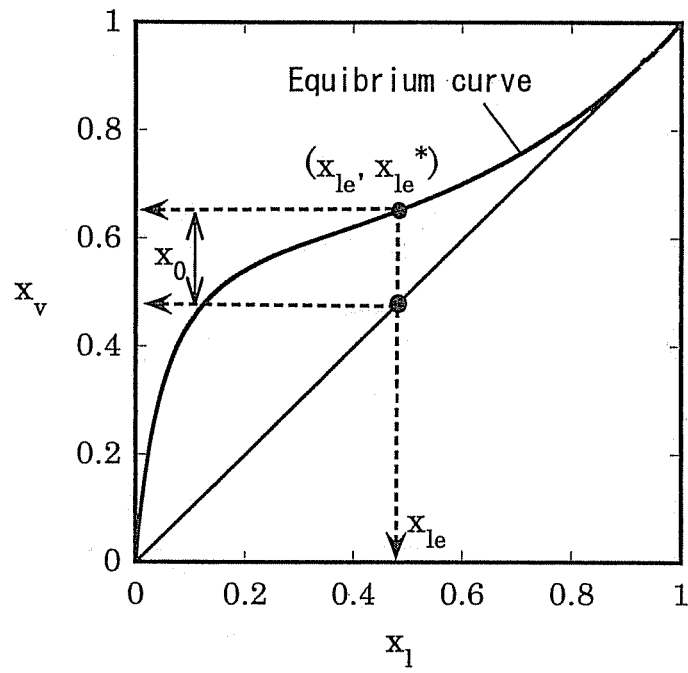


Fig.5-17 Relationship between liquid concentration existed in the heating section x_{1e} and that of initial mixture x_0 for a two-component heat pipe

5.4 本章の総括

本章では、二成分ヒートパイプにおいてマランゴニ効果生起の基本となる表面張力分布形成のメカニズムを探ることを目的として、水・エタノール混合物の還流凝縮実験を行ない、系の温度分布や濃度分布を測定するとともに、既往の物質移動理論にもとづいて考察を行なった。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) 二成分混合流体の還流凝縮実験を行なうための実験装置を作成し、系の温度分布および濃度分布を測定する方法を示した。定常状態における高さ方向の温度分布の測定結果から、蒸気温度が露点に近い値を示している混合蒸気の完全な凝縮が起こっている領域、混合蒸気と空気が混在している激しい温度変動を示している領域、および温度低下が顕著で空気のみが存在している領域に分けられることを示した。
- (2) 凝縮液濃度分布の測定結果、および温度分布の実測値から推定される濃度分布の結果は、測定誤差に起因するばらつきがみられるものの、凝縮液濃度は高さ方向に増加していく傾向が認められ、特に仕込み液濃度が 1~5mol% の場合に顕著であった。
- (3) 二成分混合蒸気の還流凝縮過程における気相および液相の物質移動に関して、既往の物質移動理論や境界層理論にもとづいて考察した。その結果、径方向の物質移動抵抗は蒸気相支配であることを確認するとともに、高さ方向に凝縮液の濃度分布が形成される主要なメカニズムは蒸気主流と気液界面の蒸気濃度差を駆動とする物質移動現象であることを明らかにした。また、実験によって得られた高さ方向の温度分布および濃度分布に関する結果は層流境界層理論によって推定される結果に比較的近いことが示された。
- (4) 蒸気相の温度分布や作動液の濃度分布の測定結果から算出された表面張力の値は、仕込み液濃度が 5 mol% 以下の場合には高さ方向に有意な減少傾向を示しており、このような表面張力分布によって生じるマランゴニ効果は、微小重力場においてヒートパイプにおける凝縮液を蒸発部に帰還する力になりうることを示した。

第5章の参考文献

- 1) 大島耕一, 松下正, 村上正秀: “ヒートパイプ工学”, p.138, 朝倉書店 (1979)
- 2) Marcus, B. D.: “Theory and Design of Variable Conductance Heat Pipes”, NASA CR-2018 (1972)
- 3) Brommer, H. J.: “Theoretical and Experimental Investigation of Two-Component Heat Pipes”, AIAA Paper No.74-720, pp.1-8 (1974)

- 4) Ito, A. and K. Asano: "Thermal Effects in Non-Adiabatic Binary Distribution", *Chemical Engineering Science*, 37, 1007-1014 (1982)
- 5) 浅野康一: "物質移動論", p.12, 共立出版 (1976)
- 6) 浅野康一, 松田繁: "垂直平板におけるメタノール/水系 2 成分混合蒸気的全縮および分縮", *化学工学論文集*, 11, pp.27-33 (1985)
- 7) Colburn, A. P. and T. B. Drew: "The Condensation of Mixed Vapors", *Trans, AIChE*, 33, pp.197-215 (1937)
- 8) Higbie, R.: "The Rate of Absorption of a Pure Gas into a Still Liquid during Short Periods", *Trans. AIChE.*, 31, pp.365-389 (1935)
- 9) Nusselt, W. Z.: *Z. VDI.*, 60, p.541 (1916)
- 10) Bird, R. B., W. E. Stewart and E. W. Lightfoot: "Transport Phenomena", Wiley, p.515 (1960)
- 11) 本田克美, 川崎好貴, 宗像健: "濡れ壁塔による二成分混合蒸気の分縮組成", *化学工学論文集*, 16, pp.137-143 (1990)
- 12) Ried, R.C ら (平田光穂監訳): "気体・液体の物性推算ハンドブック", マグロウヒル, p.600 (1985)
- 13) 浅野康一, 松田繁: "垂直平板上における二成分混合蒸気の凝縮", *化学工学論文集*, 8, pp.317-319 (1982)
- 14) 伊東章, 浅野康一: "2 成分系蒸留における熱および物質移動", *化学工学論文集*, 6, pp.352-358 (1980)
- 15) Faghri, A.: "Heat Pipe Science and Technology", p.354, Taylor & Francis (1995)
- 16) 角口勝彦, 深野徹, 恵美洋一: "二成分混合媒体を用いた密閉二相サーモサイフオンの加熱部における熱伝達に関する研究", *日本機械学会論文集(B編)*, 60, pp.603-608 (1993)

第6章 気液界面からの物質流入をともなう系での マランゴニ対流の数値解析

6.1 基礎的考察と数学モデル

6.1.1 マランゴニ対流の解析

第2章ではいわゆる「positive mixture」となる二成分を作動流体としたヒートパイプにおいて、濃度差マランゴニ効果を利用することにより無重力場でもウイックなしで使用しうる新しいヒートパイプの概念を提示し、第3章および第4章においてその可能性の一部を微小重力実験および地上実験によって確認した。また、第5章では二成分ヒートパイプの凝縮部においてマランゴニ効果発生の原因になると考えられる液組成分布形成のメカニズムを探るという立場から二成分混合蒸気の還流凝縮実験を行ない、その凝縮過程でおこる移動現象について検討を行なった。通常、無重力下においてウイックをもたないヒートパイプの凝縮部では加熱部で蒸発した混合蒸気が凝縮して液体となるが、このとき凝縮液を蒸発部まで引き戻す機構が存在しなければ凝縮液はそこに蓄積される一方となり、やがては蒸発部側の液体が消滅してヒートパイプとして作動不能の状態に陥ることになる。本研究の焦点は濃度差マランゴニ効果を利用することによってこのことを回避することができるかどうかということであり、次のステップとしての課題は凝縮液濃度分布に基づく表面張力分布が形成された際に生じるマランゴニ効果によって達成できる液帰還量を定量的に評価するための指針を与えることである。なお、第2章および第5章では表面張力勾配と液帰還量との関係を単純化したモデルで与え Eqs.(2-14)や(5-37)によって便宜的に評価してきたが、これらの取り扱いの妥当性についても再検討する必要があるであろう。

さて、マランゴニ対流は表面張力勾配を駆動とした液体の流れであるから、そのふるまいは流体力学の問題として定式化することができる。非圧縮性ニュートン流体の流れを記述する一般的な基礎方程式は次式で与えられる^{1,2)}。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{連続の式}) \quad (6-1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (\text{運動量方程式}) \quad (6-2)$$

ここで、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 \mathbf{g} は重力ベクトル、 ρ 、 ν はそれぞれ流体の密度および運動粘度である。上式においていわゆるレーリー効果は Eq.(6-2) 中の右辺第3項の外力項として作用するが、マランゴニ効果はこの方程式中には現れず、自由界面が存在するときに、

Table 6-1 マランゴニ対流の数値解析例

研究者	年	系	内容等	資料
Levich	1962	キャビティ内	非変形界面での2次元解析	5)
Yih	1968	キャビティ内	重力下でのcapillary flow解析、界面変形を考慮	6)
Wilcox and Chang	1976	液柱	FZ系における表面張力流れの先駆的解析	7)
Pimputkar and Ostrach	1980	液膜	薄膜液相内流れの非定常解析、界面変形を考慮	8)
Strani et al.	1982	キャビティ内	アスペクト比の影響	9)
Sen and Davis	1982	キャビティ内	アスペクト比が小さい場合の漸近解析、界面変形を考慮	10)
Sanochkin	1983	キャビティ内	境界層理論による解析	11)
Homsy and Meiburg	1984	キャビティ内	界面変形による液層の存在条件を考慮した解析	12)
Zebib et al.	1985	キャビティ内	界面変形を考慮、境界層形成の考察	13)
Lai and Chai	1986	キャビティ内	対流伝熱効果の評価	14)
Shieh and Yang	1987	キャビティ内	線熱源、蒸発・凝縮を考慮した解析	15)
Tsukada et al.	1988	CZ炉	有限要素法によるCZ結晶成長過程の熱流動解析	16)
Okano et al.	1989	キャビティ内	自然対流との比較、order of magnitude 評価	17)
Rupp et al.	1989	液柱	振動流の数値解析	18)
Hadid and Roux	1990	キャビティ内	高Re時におけるフローパターンの検討	19)
Keller and Bergman	1990	キャビティ内	thermo-capillary flow と soluto-capillary flowの同時解析	20)
Rivas	1992	キャビティ内	界面変形を考慮、熱流束条件下での解析解を提示	21)
Ohnishi et al.	1992	液滴	thermo-capillary 運動による表面変形の解析	22)
Peltier and Biringer	1993	キャビティ内	定常→非定常遷移の直接シミュレーション	23)
渡辺ら	1993	円筒容器内	濡れ性を考慮した自由液体表面形状の解析	24)
Liakopoulos and Brown	1993	キャビティ内	完全なモデルによる定常流解析	25)
Chen and Floryan	1994	無限の液層	液層長さや液の存在条件を考慮した詳細な解析	26)
Levenstam and Amberg	1995	液柱	低Pr流体の解析	27)
SAB et al.	1996	立方体容器内	3次元定常解析	28)
Savino and Monti	1996	液柱	シリコンオイル液柱内振動流の3次元解析	29)
Bergeon et al.	1998	キャビティ内	2成分系のソレー効果を考慮した解析	30)
Xu and Zebib	1998	キャビティ内	振動流を含む2・3次元解析	31)
戸谷ら	1999	液滴	球面調和関数を用いたスペクトル法による解析	44)
Leypoldt et al.	2000	液柱	3次元数値解析	32)
Hamed and Floryan	2000	キャビティ内	界面変形を考慮した非定常解析	33)
Imaishi et al.	2001	液柱	SOLA法による回転型3次元振動流の解析	34)

界面に働く力として Eq.(6-2)の境界条件として現れる。この境界条件は、一般的には流体 A と B の界面 S 上での次の運動量収支式から決定される^{2,3)}。

$$(p_A - p_B)\mathbf{n} + (\mathbf{T} \cdot \mathbf{n})_B - (\mathbf{T} \cdot \mathbf{n})_A + 2H_o\sigma\mathbf{n} + \nabla\sigma + \mu_l\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad (6-3)$$

ここで、 p は圧力、 μ_l は流体の粘度、 \mathbf{T} ($= -\mu_l(\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T)$)で応力テンソル、 \mathbf{n} は界面に対する法線ベクトル、 H_o は界面の曲率である。なお、Eq.(6-3)において、 $\nabla\sigma$ は界面上の温度勾配や濃度勾配によって生じるものであるから、次式で記述されるようなエネルギーの移動や物質の移動もマランゴニ効果によって生じる流れに関与することになる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)T = \kappa\nabla^2 T \quad (\text{エネルギー方程式}) \quad (6-4)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)C = D\nabla^2 C \quad (\text{質量方程式}) \quad (6-5)$$

結局、マランゴニ対流を解析するという問題は、自由界面を有する系について Eqs. (6-1),(6-2),(6-4),(6-5)で与えられる基礎方程式を Eq.(6-3)などの境界条件のもとで連立させて解くという問題に帰着する。一般にこれらの方程式は非線型であるので、解析的に解くことは困難であるが、コンピュータを利用した数値シミュレーションによればほぼ所望の目的を達成することができる。

マランゴニ対流に関する数値解析は、これまでもキャビティ内や液柱内の流れ等に関して数多くなされてきている⁴⁾。その代表例を Table 6-1 に掲げた。Fig.6-1 はこれらの取り扱いをふまえて、マランゴニ対流の数値解析をおこなううえで考慮しなければならない事項や、マランゴニ対流に関する理論的な諸相についてまとめたものである。本章では、特に二成分ヒートパイプ内の液相側に着目し、その凝縮部に形成される液膜において、気液界面の濃度分布に基づく表面張力勾配によって生じる液流れについて数値解析を行なおうとするものであり、Fig.6-1 の中で、ここで取り扱おうとする対象にあてはまるものを網掛けで示してある。なお従来取り扱われてきているマランゴニ対流の多くは系の両端に与えられた温度差あるいは濃度差が駆動力となって生起するものであるが、本研究が対象としているマランゴニ対流の特徴は、気液界面において物質の流入(凝縮)をとともうとともに、その濃度差に基づく表面張力差が液流れの駆動力になること、および気液界面の形状(変形)を考慮して取り扱う必要があり、数値シミュレーションを行なうにあたっては自由界面を合理的に取り扱うことが1つのポイントである。

本章では、マランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプの可能性を具体的に検討しようとする立場から、このような自由表面からの物質流入をとともう場合のマランゴニ対流について、気液界面の変形を考慮した境界適合座標³⁵⁾を用いて数値シミュレーションを行ない、二成分ヒートパイプにおいてマランゴニ力が生じた場合における凝縮液膜の形態や液膜内の流れ場の状態について理論的な考察を行う。

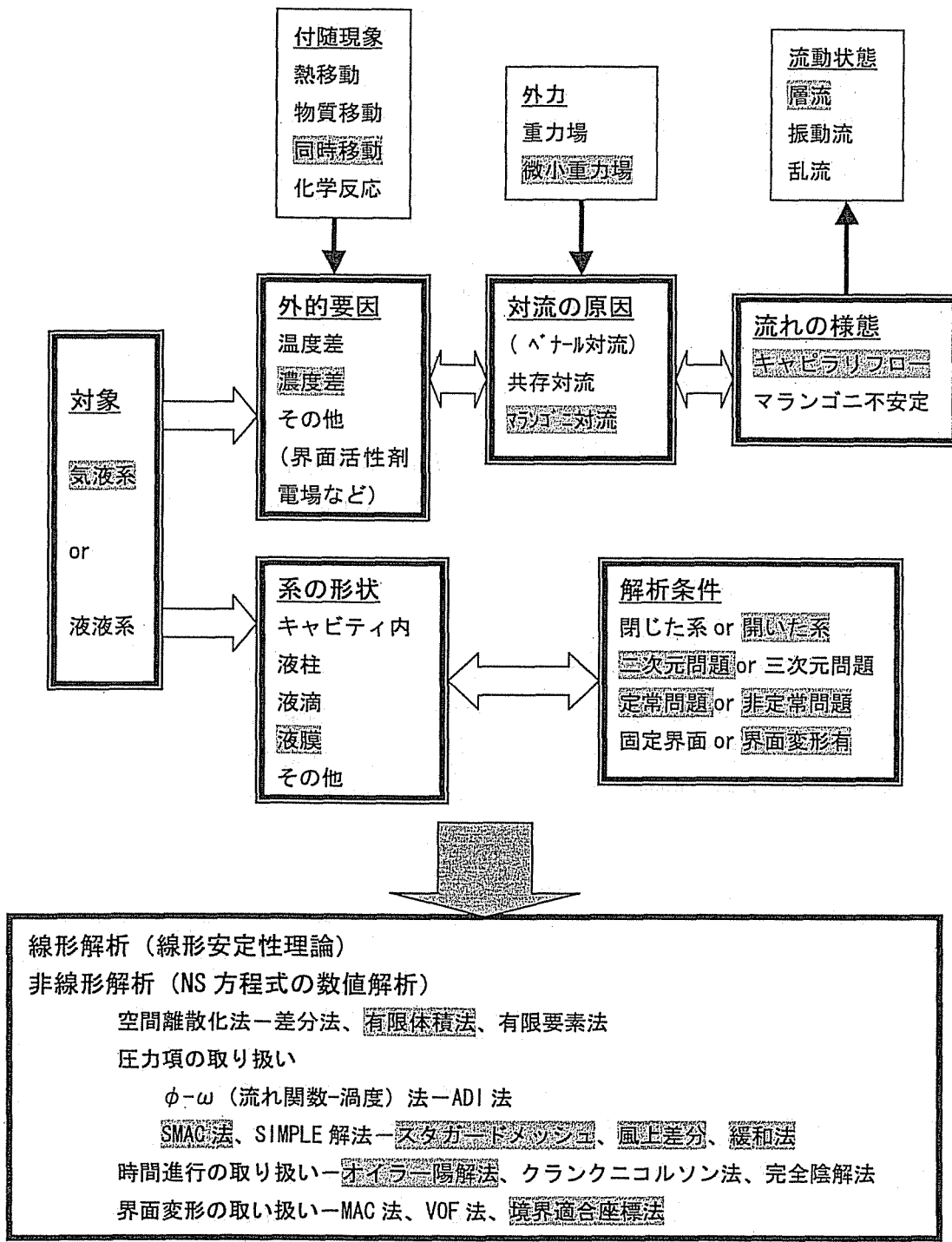


Fig.6-1 Theoretical features of the numerical analysis of Marangoni convection

6.1.2 モデルと基礎方程式

Fig.6-2 (a)はここで取り扱う解析モデルを示したものである。図は解析の対象となる二成分ヒートパイプの凝縮部（長さ L_c ）の液膜を表わしたものであり、凝縮部端を原点としている。液膜厚さ h は時間 t と位置 z によって変化する。凝縮により系内に流入してきた液体は、気液界面に作用する表面張力勾配によって引き戻され、右端から流出するものとする。

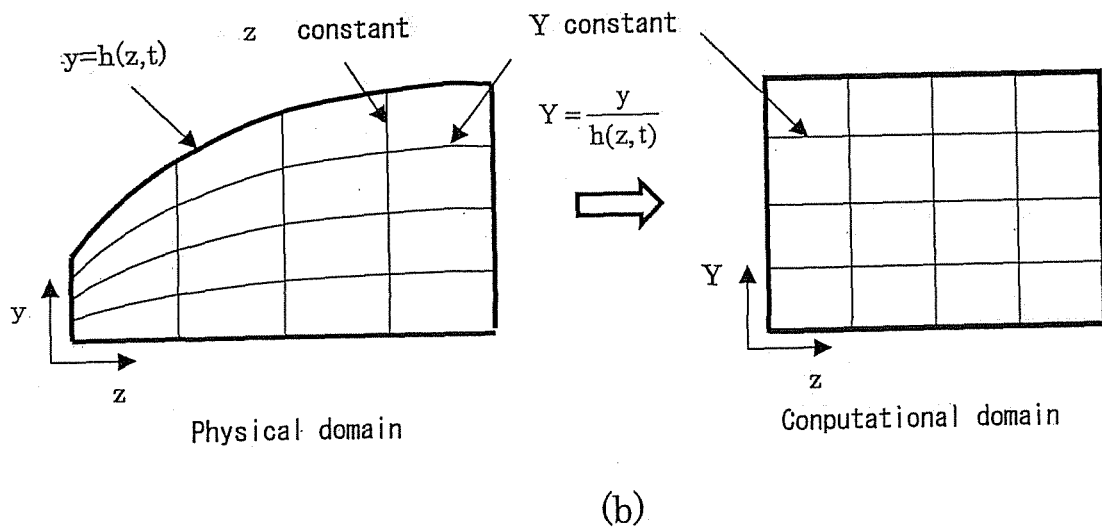
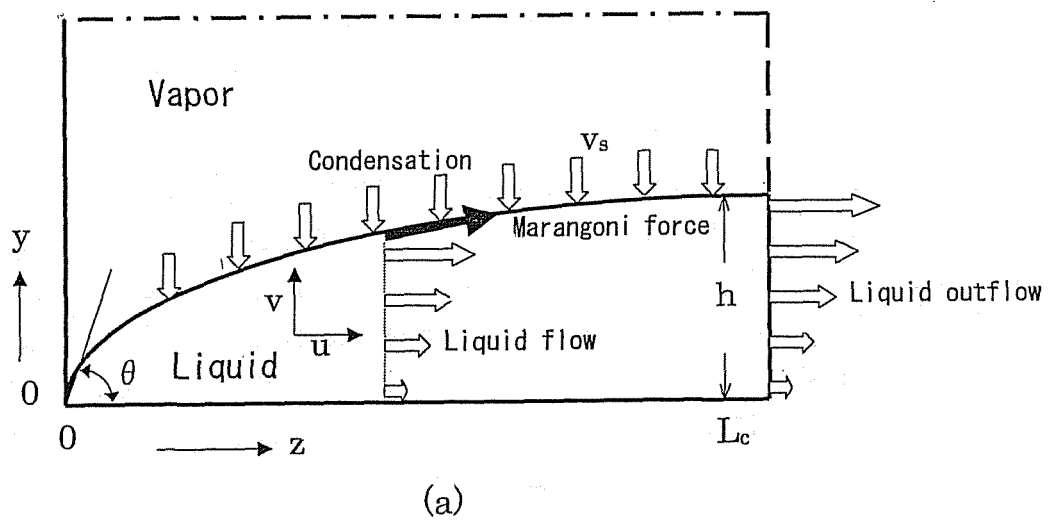


Fig.6-2 Geometry of the problem and location of the coordinate system

Eqs.(6-1),(6-2)について、 z - y 座標系の二次元問題として取り扱おうと、液膜内の流れを記述する基礎方程式は次のようになる。

連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (6-6)$$

運動量方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (6-7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g_y \quad (6-8)$$

ここで、 u, v はそれぞれ z 方向および y 方向の液流速であり、 g_y は重力加速度である。なお、ここでは主として無重力の場合について取り扱うが、有重力の場合については凝縮面は水平にあるとし、 z 方向に重力は作用しないものとする。また、ここでのマランゴニ対流の原因となる表面張力勾配は気液界面における温度と濃度の分布に起因するものであるが、ここでは液膜内のマランゴニ対流について解析しようとする立場から、気液相における熱および物質移動現象については考慮せず、物質の流入にともない気液界面に所定の表面張力勾配が生じた場合の液流れの問題として取り扱うことにする。

次に、Fig.6-2(b)に示すように、自由表面の形状を底面からの高さ $h(z, t)$ で表わすこととし、高さ方向座標 y を h で規格化した座標 y^* を導入することにより、液表面位置を $y^*=1$ に固定する。このような境界適合座標系によって、各変数を物理空間 (z, y, t) から写像空間 (z, y^*, t) に変換し、さらに $(\partial h / \partial z)^2 \ll 1$ と近似すると、基礎方程式は次のようになる。

連続の式

$$\frac{\partial(hu)}{\partial z} + \frac{\partial(v_1)}{\partial y^*} = 0 \quad (6-9)$$

運動量方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v_2 \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial y^*} = -\left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{y^*}{h} \frac{\partial h}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial y^*} \right) + \nu \nabla^2 u \quad (6-10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v_2 \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial y^*} = -\frac{1}{h} \frac{\partial p}{\partial y^*} + \nu \nabla^2 v - g_y \quad (6-11)$$

ただし、

$$v_1 = v - y^* \frac{\partial h}{\partial z} u \quad (6-12)$$

$$v_2 = v_1 - y^* \frac{\partial h}{\partial t} \quad (6-13)$$

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2 \frac{y^*}{h} \frac{\partial h}{\partial z} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z \partial y^*} + \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^{*2}} - \frac{y^*}{h} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \frac{\partial \phi}{\partial y^*} \quad (\phi = u \text{ or } v) \quad (6-14)$$

である。

なお、Fig.6-3 に示すような気液界面位置の変化を考慮すると、その時間変化は次式で記述される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} = v - v_s \quad (6-15)$$

ただし、気液界面からの物質流入速度を v_s とした。したがって、Eqs.(6-12) を考慮して変換座標で表わすと次式を得る。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_1 - v_s \quad (6-16)$$

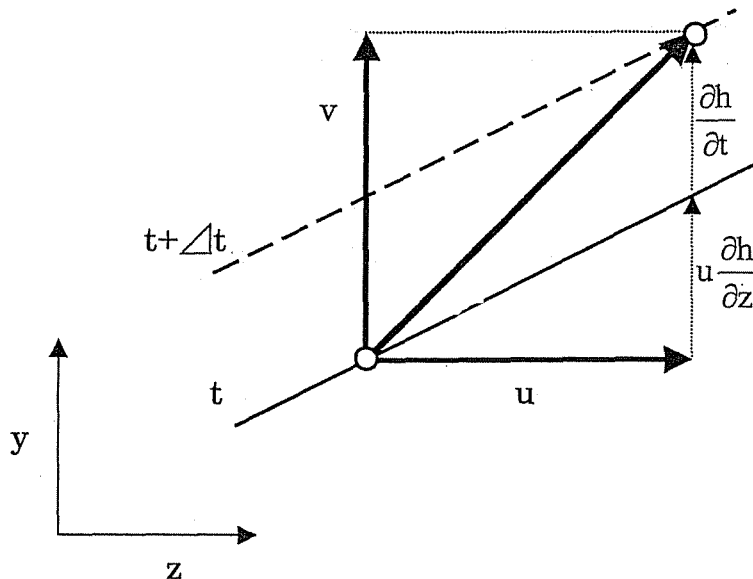


Fig.6-3 Relationship between liquid velocity and free surface variation

6.1.3 境界条件

次に、自由表面における境界条件について、界面における法線応力 τ_n および接線応力 τ_t を求める。Fig.6-4 に示すように、 (z, y) 座標系における応力テンソルを T 、界面法線方向および接線方向の単位ベクトルを n 、 t とすると、次のように表わされる¹⁰⁾。

$$\tau_n = n^T T n, \quad \tau_t = t^T T n \quad (6-17)$$

ただし、

$$t = \frac{1}{\sqrt{1 + (\partial h / \partial z)^2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\partial h}{\partial z} \end{bmatrix}, \quad n = \frac{1}{\sqrt{1 + (\partial h / \partial z)^2}} \begin{bmatrix} -\frac{\partial h}{\partial z} \\ 1 \end{bmatrix} \quad (6-18)$$

$$T = \begin{bmatrix} -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial z}, & \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), & -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (6-19)$$

である。界面にはマランゴニ効果によるせん断力が働くとし、また気相側の圧力を p_v とし、表面張力 σ と界面曲率による圧力差を考慮すると、

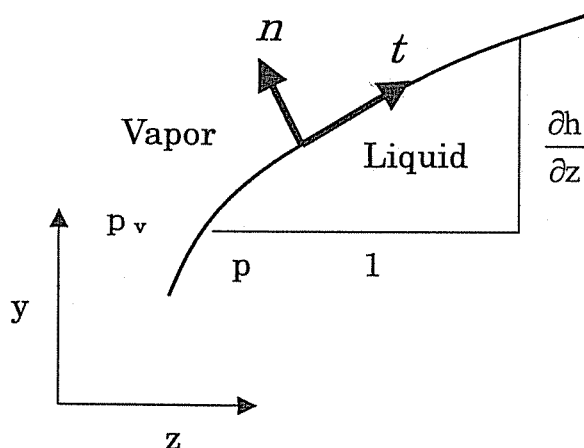


Fig.6-4 The unit outward normal vector n and the unit tangent vector t

$$\tau_n = -p_v + \frac{\sigma \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}}{\left\{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)^2\right\}^{3/2}} \quad (6-20)$$

$$\tau_t = \frac{d\sigma}{dz} \quad (6-21)$$

となる。したがって、Eqs.(6-17)~(6-21)より、界面における法線応力および接線応力の釣り合いは次式となる。

$$p^* = -\frac{\sigma}{\rho} \frac{\frac{\partial^2 h}{\partial z^2}}{\left\{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)^2\right\}^{3/2}} + \frac{2\nu}{\left\{1 + \left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)^2\right\}} \left\{ \frac{\partial v}{\partial y} + \left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)^2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \quad (6-22)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{2\left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)}{1 - \left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)^2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{dz} \quad (6-23)$$

ただし、 $p^* = (p - p_v) / \rho_l$ とした。さらに、上式で $\partial h / \partial z \ll 1$ と近似し、また y について座標変換すると、自由界面における最終的な境界条件として次式を得る。

$y^* = 1$ で

$$p^* = -\frac{\sigma}{\rho} h_{zz} + 2\nu \left\{ \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial y^*} - \frac{\partial h}{\partial z} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial y^*} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \quad (6-24)$$

$$\frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial y^*} + \frac{\partial v}{\partial z} - 2 \frac{\partial h}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{h} \frac{\partial v}{\partial y^*} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{dz} \quad (6-25)$$

$$v = -v_s \quad (6-26)$$

一方、底面および凝縮部端では、液体が固体壁に接していることから、「non slip」の条件を採用した。ここで、 θ は Fig.6-5 に示すような、液体と凝縮部端の壁面との間の接触角である。

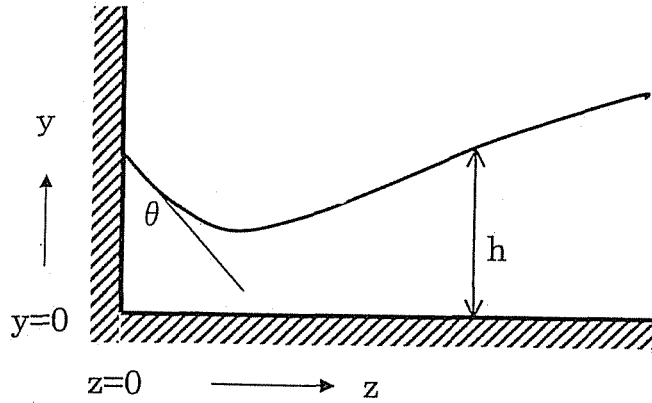


Fig.6-5 Contact angle θ

$$y^* = 0 \text{ で } u=v=0, \quad \frac{\partial p}{\partial y^*} = hg \quad (6-27)$$

$$z=0 \text{ で } u=v=0, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial h}{\partial z} = -\cot\theta \quad (6-28)$$

さらに、凝縮部の他端は液の自由な流出口であるとして、次の条件を設定した。

$$z=L_c \text{ で } \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} = 0 \quad (6-29)$$

6.1.4 基礎方程式の無次元化

ここで、以下の無次元パラメータを導入する。

$$Z = \frac{z}{L_c}, \quad Y = \frac{y}{h}, \quad H = \frac{h}{L_c}, \quad U = \frac{u\rho L_c}{\mu}, \quad V = \frac{v\rho L_c}{\mu}, \quad P = \frac{(p-p_\infty)\rho L_c^2}{\mu^2}, \quad Ma = \frac{(\sigma_{L_c} - \sigma_0)\rho L_c}{\mu^2},$$

$$Ca = \frac{(\sigma_{L_c} - \sigma_0)}{\sigma_{L_c}}, \quad Bo = \frac{\rho g L_c^2}{\sigma_{L_c}}, \quad Fo = \frac{\mu t}{\rho L_c^2}$$

すなわち、ここでは代表長さを L_c とし、時間、速度、圧力についてそれぞれ $\rho L_c^2/\mu$ 、 $\mu/\rho L_c$ 、 $\mu^2/\rho L_c^2$ で無次元化してある。ただし、 y については境界適合座標系を用いる関係上、 h で規格化してある。また凝縮部端 ($z=0$) における表面張力を σ_0 、他端 ($z=L_c$) におけるそれを σ_{L_c} ($\sigma_{L_c} > \sigma_0$) としてある。 Ma はマランゴニ効果の強さを表わすマランゴニ数に相当し、また Ca は表面張力変化の度合いをあらわすキャピラリー数、 Bo は表

面張力に対する重力の寄与を表わすボンズ数である。これらの無次元数を用いて基礎方程式を整理すると、次の無次元化式を得る。

連続の式

$$\frac{\partial(HU)}{\partial Z} + \frac{\partial(V_1)}{\partial Y} = 0 \quad (6-9^*)$$

運動量方程式

$$\frac{\partial U}{\partial Fo} + U \frac{\partial U}{\partial Z} + V_2 \frac{1}{H} \frac{\partial U}{\partial Y} = - \left(\frac{\partial P}{\partial Z} - \frac{Y}{H} \frac{\partial H}{\partial Z} \frac{\partial P}{\partial Y} \right) + \nabla^2 U \quad (6-10^*)$$

$$\frac{\partial V}{\partial Fo} + U \frac{\partial V}{\partial Z} + V_2 \frac{1}{H} \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{1}{H} \frac{\partial P}{\partial Y} + \nabla^2 V - \frac{MaBo}{Ca} \quad (6-11^*)$$

ただし、

$$V_1 = V - YU \frac{\partial H}{\partial Z} \quad (6-12^*)$$

$$V_2 = V_1 - Y \frac{\partial H}{\partial Fo} \quad (6-13^*)$$

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} - 2 \frac{Y}{H} \frac{\partial H}{\partial Z} \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z \partial Y} + \frac{1}{H^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} - \frac{Y}{H} \frac{\partial^2 H}{\partial Z^2} \frac{\partial \phi}{\partial Y} \quad (\phi = U \text{ or } V) \quad (6-14^*)$$

である。また、液面位置の時間変化を与える式は

$$\frac{\partial H}{\partial Fo} = V_1 - V_s \quad (6-16^*)$$

となる。ただし、 $V_s = v_s L_c / \nu$ である。

なお、ここで定常状態では、物質収支より次の関係が成立していなければならない。

$$\int_0^{L_c} v_s dz \Big|_{y=h} = \int_0^h u dy \Big|_{z=L_c} \quad (6-30)$$

これを無次元化すると、次の関係が得られる。

$$V_s = Re \Big|_{z=1} \quad (6-31)$$

ただし Re はレイノルズ数で、 $Re = hu \rho / \mu$ と定義されたものである。すなわち、 V_s は無次元化された凝縮速度であると同時に、凝縮部出口における液のレイノルズ数であり、また凝縮液流れにおける Re の最大値でもある。

さらに、境界条件は

$Y=1$ で、

$$P = -Ma \left(\frac{1}{Ca} + Z - 1 \right) \frac{\partial^2 H}{\partial Z^2} + 2 \left\{ \frac{1}{H} \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{\partial H}{\partial Z} \left(\frac{1}{H} \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right\} \quad (6-24^*)$$

$$\frac{1}{H} \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial Z} - 2 \frac{\partial H}{\partial Z} \left(\frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{1}{H} \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = Ma \quad (6-25^*)$$

$$V = -V_s \quad (6-26^*)$$

$$Y=0 \text{ で } U=V=0, \quad \frac{\partial P}{\partial Y} = -\frac{HMaBo}{Ca} \quad (6-27^*)$$

$$Z=0 \text{ で } U=V=0, \quad \frac{\partial P}{\partial Z} = 0, \quad \frac{\partial H}{\partial Z} = 0 \quad (6-28^*)$$

$$Z=1 \text{ で } \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{\partial V}{\partial Z} = 0, \quad \frac{\partial^2 H}{\partial Z^2} = 0 \quad (6-29^*)$$

となる。

以上で解くべき問題の設定ができた。結局、液膜厚さおよび流れ場を求める問題は、Eqs.(6-9*)~(6-14*), (6-16*)の方程式をEqs.(6-24*)~(6-29*)の境界条件のもとで解くことに帰着する。なお、定常状態の場合には、Eqs(6-10*), (6-11*), (6-16*)において、時間微分項 $\partial \phi / \partial Fo$ ($\phi = U, V, H$) を0とすればよい。また、特に無重力状態の場合には、 $Bo=0$ である。

6.2 数値計算の方法

6.2.1 基礎方程式の離散化

Fig.6-6 に示すように、計算領域 ($0 \leq Z \leq 1, 0 \leq Y \leq 1$) をZ方向にNI個、Y方向にNJ個の等間隔セルに分割し、圧力Pと速度U, Vをスタッガード格子⁴⁰⁾で与える。また、境界条件を考慮するために、計算領域の外側に補助セル ($i=0, NI+1$ および $j=0, NJ+1$) を設けた。

ここで、時間については、オイラー陽解法を用いて基礎方程式を離散化すると、次のようになる。

連続の式

$$\frac{H_{B,j}^{n+1} U_{i,j}^{n+1} - H_{B,i-1}^{n+1} U_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta Z} + \frac{V_{1,i,j}^{n+1} - V_{1,i,j-1}^{n+1}}{\Delta Y} = 0 \quad (6-9')$$

運動量方程式

$$\frac{U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n}{\Delta Fo} = F_u^n + \frac{P_{i,j}^n - P_{i+1,j}^n}{\Delta Z} + \frac{Y_j H_{Z,i}^n}{H_{B,j}^n} \left(\frac{\partial P^n}{\partial Y} \right)_e \quad (6-10')$$

$$\frac{V_{i,j}^{n+1} - V_{i,j}^n}{\Delta F_0} = F_v^n + \frac{P_{i,j}^n - P_{i,j+1}^n}{H_i^n \Delta Y} \quad (6-11')$$

ただし、

$$H_{B,j} = \frac{H_i + H_{i+1}}{2}, \quad H_{Z,j} = \frac{H_{i+1} - H_i}{\Delta Z}, \quad H_{ZZ,j} = \frac{H_{i+1} - 2H_i + H_{i-1}}{\Delta Z^2} \quad (6-32)$$

$$F_\phi = -\hat{U} \frac{\partial \phi}{\partial Z} - \hat{V}_2 \frac{1}{\hat{H}} \frac{\partial \phi}{\partial Y} + \frac{\phi_{+1,j} - 2\phi_{,j} + \phi_{-1,j}}{\Delta Z^2} + \frac{\phi_{,j+1} - 2\phi_{,j} + \phi_{,j-1}}{(\hat{H} \Delta Y)^2} \\ - 2 \frac{\hat{Y} \hat{H}_Z (\phi_{+1,j+1} - \phi_{-1,j+1} - \phi_{+1,j-1} + \phi_{-1,j-1})}{\hat{H} 4 \Delta Z \Delta Y} - \frac{\hat{Y} \hat{H}_{ZZ} (\phi_{+1,j} - \phi_{-1,j})}{\hat{H} 2 \Delta Y} \\ - \frac{Ma Bo_\phi}{Ca} \quad (6-33)$$

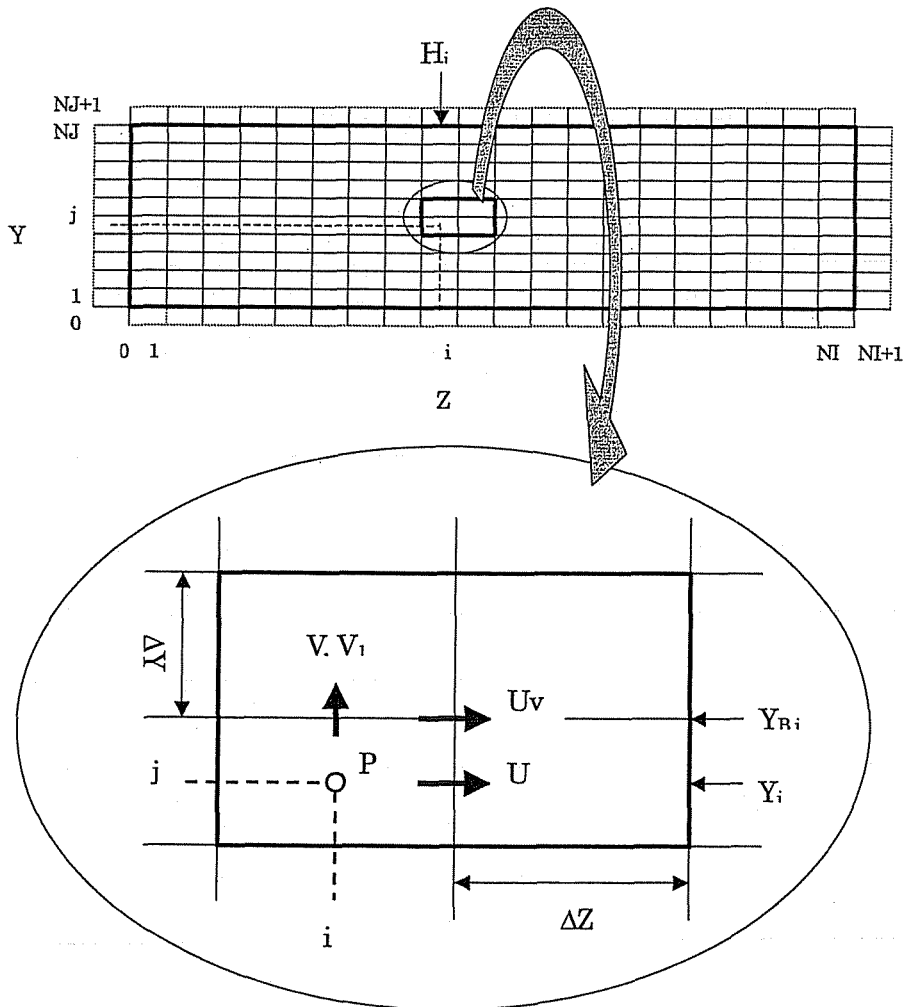


Fig.6-6 Domain of calculation

以上の式において、上添字 n は時間ステップを表わす。ここで、 U^n, V^n, H^n は既知で、 $U^{n+1}, V^{n+1}, H^{n+1}, P^n$ は未知である。Eqs.(6-10'),(6-11')中の F_u, F_v は対流項、粘性項、重力項を合わせたもので、時間 n の既知の値で見積もられる。その式中の U, V_2 などは F_u と F_v で異なり、Table 6-2 に示すようなものとなる。ここで、速度 U は Fig.6-6 に示したような補助変数で、次式で与えられる。

$$U_{v,i,j} = Y_{B,j} \frac{(H_{i+1} - H_i)(U_{i,j} + U_{i,j+1})}{\Delta Z} \quad (6-34)$$

対流項には Eq.(6-35) に示すような 1 次精度風上差分を用いた。

$$\begin{aligned} \widehat{U} \geq 0: \frac{\partial \phi}{\partial Z} &= \frac{\phi_{i,j} - \phi_{i-1,j}}{\Delta Z}, & \widehat{U} < 0: \frac{\partial \phi}{\partial Z} &= \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}}{\Delta Z} \\ \widehat{V}_2 \geq 0: \frac{\partial \phi}{\partial Y} &= \frac{\phi_{i,j} - \phi_{i,j-1}}{\Delta Y}, & \widehat{V}_2 < 0: \frac{\partial \phi}{\partial Y} &= \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}}{\Delta Y} \end{aligned} \quad (6-35)$$

Table 6-2 Coefficients in Eq.(6-33)

	F_u	F_v
\widehat{U}	$U_{i,j}$	$\frac{U_{i,j} + U_{i-1,j} + U_{i,j+1} + U_{i-1,j+1}}{4}$
\widehat{V}_2	$\frac{V_{i,j} + V_{i-1,j} + V_{i,j+1} + V_{i-1,j+1}}{4} - Y_j H_{Z,i} U_{i,j}$ $- Y_j \left(\frac{V_{1,i,NJ} + V_{1,i+1,NJ}}{2} - V_s \right)$	$V_{i,j} - \frac{U_{v,i,j} + U_{v,i-1,j}}{2} - Y_{B,j} (V_{1,i,NJ} - V_s)$
\widehat{Y}	Y_j	$Y_{B,j}$
\widehat{H}	$H_{B,i}$	H_i
\widehat{H}_Z	$H_{Z,i}$	$\frac{H_{Z,i} + H_{Z,i-1}}{2}$
\widehat{H}_{ZZ}	$\frac{H_{Z,i+1} - H_{Z,i-1}}{2\Delta Z}$	$\frac{H_{Z,i} - H_{Z,i-1}}{\Delta Y}$
\widehat{Bo}	0	Bo

また、Eq.(6-10')右辺第3項の $\partial P/\partial Y$ については、Fig.6-7に示したP, N, E, S, NE, SEのうち最も近い圧力を用い、以下のようにして見積もった。

$$\frac{H_{Z,i}}{H_{B,i}} \left(\frac{\partial P}{\partial Y} \right)_e = X_{1,i}(P_N - P_{SE}) + (X_{1,i} + X_{2,i})(P_E - P_P) + X_{2,i}(P_S - P_{NE}) \quad (6-36)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial H}{\partial Z} \right)_i \geq 0: & X_{1,i} = \frac{H_{i+1} - H_i}{2H_{B,i}\Delta Y\Delta Z}, \quad X_{2,i} = 0 \\ \left(\frac{\partial H}{\partial Z} \right)_i \leq 0: & X_{1,i} = 0, \quad X_{2,i} = \frac{H_i - H_{i+1}}{2H_{B,i}\Delta Y\Delta Z} \end{aligned} \quad (6-37)$$

である。

なお、液面高さを与える Eq.(6-16*)は次のように離散化される。

$$\frac{H_i^{n+1} - H_i^n}{\Delta F_0} = V_{1,i,NJ}^n - V_s \quad (6-16')$$

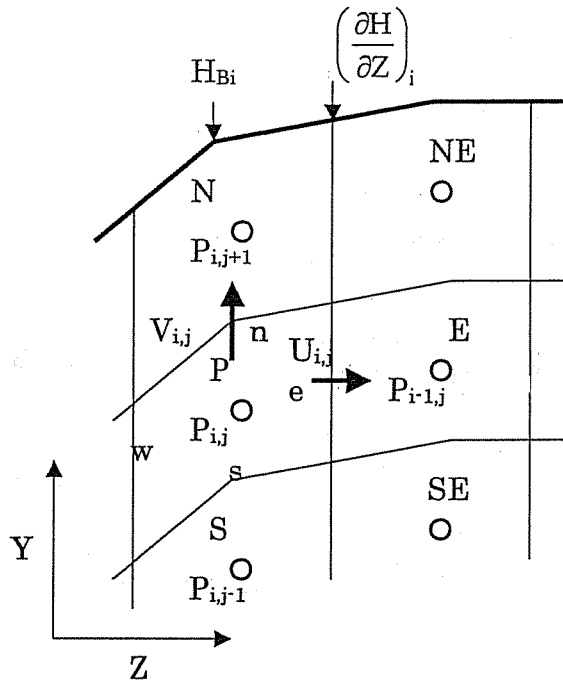


Fig.6-7 Evaluation scheme for $\partial P/\partial Y$

6.2.2 境界条件の離散化

次に、境界条件の離散化を行なうが、まず Eq.(6-24*)より、表面圧力 P_{Si} を次式より求め、また液表面外側の補助セルの圧力 $P_{i,NJ+1}$ を外挿により与える。

$$P_{Si} = -(Re + MaZ) \frac{H_{i+1} - 2H_i + H_{i-1}}{\Delta Z^2} + \frac{V_{i+1,NJ} + V_{i,NJ} - V_{i+1,NJ-1} - V_{i,NJ-1}}{H_{B,i} \Delta Y} - 2H_{Z,i} \left(\frac{U_{i,NJ} - U_{i,NJ-1}}{H_{B,i} \Delta Y} + \frac{V_{i+1,NJ} - V_{i,NJ}}{\Delta Z} \right) \quad (6-24')$$

$$P_{i,NJ+1} = 2P_{Si} - P_{i,NJ} \quad (6-38)$$

ここで、Eq.(6-25*)より、補助セルの速度 $U_{i,NJ+1}$ を次式により決定する。

$$U_{i,NJ+1} = U_{i,NJ} + H_{B,i} \Delta Y \left\{ -\frac{V_{i+1,NJ} - V_{i,NJ}}{\Delta Z} + 2H_{Z,i} \left(\frac{U_{i+1,NJ} - U_{i-1,NJ}}{\Delta Z} - \frac{V_{i+1,NJ} + V_{i,NJ} - V_{i+1,NJ-1} - V_{i,NJ-1}}{H_{B,i} \Delta Y} \right) + Ma \right\} \quad (6-25')$$

また、Eq.(6-26*)より

$$V_{i,NJ+1} = -Vs \quad (6-26')$$

であり、さらに Eqs.(6-27*)~(6-29*)より、

$$U_{i,0} = -U_{i,1}, \quad V_{i,0} = 0, \quad P_{0,j} = P_{1,j} + \frac{H_i Ma Bo \Delta Y}{Ca} \quad (6-27')$$

$$U_{0,j} = V_{0,j} = 0, \quad P_{0,j} = P_{1,j} \quad (6-28')$$

$$U_{NI,j} = U_{NI-1,j}, \quad V_{NI,j} = V_{NI-1,j}, \quad H_{NI+1} = 2H_{NI} - H_{NI-1} \quad (6-29')$$

となる。なお、Eqs.(6-24')~(6-29')においては上添字 n を省略してある。

6.2.3 圧力場の解法

圧力場は次の SMAC 法⁴¹⁾により求めた。まず、圧力場の推定値として、次の表面張力と重力による静水圧のみを考慮した圧力 P^* を用いて、次の時刻の仮の速度 U^*, V^* を Eq.(6-10*), (6-11*)より計算する。

$$P_{i,j}^* = P_{Si} - \frac{(1-Y_j)H_i MaBo}{Ca} \quad (6-39)$$

$$U_{i,j}^* = U_{i,j}^n + \Delta Fo \left\{ F_u^n + \frac{P_{i,j}^* - P_{i+1,j}^*}{\Delta Z} + Y_j \frac{H_{Z,i}^n}{H_{B,i}^n} \left(\frac{\partial P^*}{\partial Y} \right)_e \right\} \quad (6-10'')$$

$$V_{i,j}^* = V_{i,j}^n + \Delta Fo \left\{ F_v^n + \frac{P_{i,j}^* - P_{i,j+1}^*}{H_i^n \Delta Y} \right\} \quad (6-11'')$$

また、液面高さ H についても、既知の時刻と速度を用いて、Eq.(6-16*)を解く。

$$H_i^{n+1} = H_i^n + \Delta Fo (V_{1,i,NJ}^n - V_s) \quad (6-16'')$$

さらに、 U^*, V^* と H^{n+1} に対応する速度 V_j^* を Eqs.(6-12)および(6-32)を用いて、次式から求める。

$$U_{v,i,j}^* = Y_{B,j} \frac{(H_{i+1}^{n+1} - H_i^{n+1})}{\Delta Z} \cdot \frac{(U_{i,j}^* + U_{i,j+1}^*)}{2} \quad (6-32'')$$

$$V_{1,i,j}^* = V_{i,j}^* - \frac{U_{v,i,j}^* + U_{v,i-1,j}^*}{2} \quad (6-12'')$$

このようにして求めた仮の速度および圧力に対して以下のような補正を加え、連続の式を満たすようにする。

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^* + U_{i,j}', \quad V_{i,j}^{n+1} = V_{i,j}^* + V_{i,j}', \quad P_{i,j}^{n+1} = P_{i,j}^* + P_{i,j}' \quad (6-40)$$

Eqs.(6-10'), (6-11'), (6-10''), (6-11'')を比較することにより、次式が得られる。

$$U_{i,j}' = \frac{(P'_{i,j} - P'_{i+1,j}) \Delta Fo}{\Delta Z} + Y_j \frac{H_{Z,i}^n}{H_{B,i}^n} \left(\frac{\partial P^*}{\partial Y} \right)_e \quad (6-41)$$

$$V_{i,j}' = \frac{(P'_{i,j} - P'_{i,j+1}) \Delta Fo}{H_i^n \Delta Y} \quad (6-42)$$

また、Eqs.(6-9'),(6-40)より、

$$\frac{H_{B,i}^{n+1}U_{i,j}' - H_{B,i-1}^{n+1}U_{i-1,j}' + V_{1,i,j}' - V_{1,i,j-1}'}{\Delta Z} + \frac{V_{1,i,j}' - V_{1,i,j-1}'}{\Delta Y} = \frac{H_{B,i}^{n+1}U_{i,j}^* - H_{B,i-1}^{n+1}U_{i-1,j}^* + V_{1,i,j}^* - V_{1,i,j-1}^*}{\Delta Z} \quad (6-9'')$$

となる。次に、Eq.(6-41),(6-42)を以下のように近似する。

$$U_{i,j}' = \frac{(P'_{i,j} - P'_{i+1,j})\Delta Fo}{\Delta Z}, \quad V_{i,j}' = \frac{(P'_{i,j} - P'_{i,j+1})\Delta Fo}{H_i^n \Delta Y} \quad (6-43)$$

上式を Eq.(6-9'')に代入することにより、次式を得る。

$$A_{Pi,j}P'_{i,j} = A_{Ei,j}P'_{i+1,j} + A_{Wi,j}P'_{i-1,j} + A_{Ni,j}P'_{i,j+1} + A_{Si,j}P'_{i,j-1} - Div_{i,j}^* \quad (6-44)$$

ただし、

$$Div_{i,j}^* = \frac{H_{B,i}^{n+1}U_{i,j}^* - H_{B,i-1}^{n+1}U_{i-1,j}^* + V_{1,i,j}^* - V_{1,i,j-1}^*}{\Delta Z} + \frac{V_{1,i,j}^* - V_{1,i,j-1}^*}{\Delta Y} \quad (6-44)$$

$$A_{Ei,j} = \frac{H_{B,i}^{n+1} \Delta Fo}{\Delta Z^2}, \quad A_{Wi,j} = \frac{H_{B,i-1}^{n+1} \Delta Fo}{\Delta Z^2}, \quad A_{Ni,j} = \frac{\Delta Fo}{H_i^n \Delta Y^2}, \quad A_{Si,j} = \frac{\Delta Fo}{H_i^n \Delta Y^2} \quad (6-45)$$

$$A_{Pi,j} = A_{Ei,j} + A_{Wi,j} + A_{Ni,j} + A_{Si,j} \quad (6-46)$$

である。なお、境界条件は、液表面では圧力が指定され、固体壁では法線方向速度が0であることから、

$$Y=1 \quad \text{で} \quad P'=0, \quad Y=0 \quad \text{で} \quad V'=0, \quad Z=0 \quad \text{で} \quad U'=0 \quad (6-47)$$

となり、上式に対応する P' の境界条件は

$$P'_{i,NJ+1} = -P'_{i,NJ}, \quad P'_{i,0} = P'_{i,1}, \quad P'_{0,j} = P'_{1,j} \quad (6-48)$$

となる。したがって、Eq.(6-44)に対する境界条件は、Eqs(6-45),(6-46)に以下の変更を加えることにより満足される。

$$A_{Ni,Nj} = 0, \quad A_{Pi,j} = A_{Ei,j} + A_{Wi,j} + A_{Si,j} + \frac{2\Delta Fo}{H_i^n \Delta Y^2}, \quad A_{Si,1} = 0, \quad A_{Wi,1} = 0 \quad (6-49)$$

以上の速度・圧力補正の実際の計算手順は以下の通りである。

- ① Eq.(6-44)より、 Div^* を、また Eq.(6-45),(6-46),(6-49)より係数 A_p, A_w, \dots を計算する。
- ② Eq.(6-79)をSOR法により解く。すなわち、

$$P^{new} = \frac{A_{Ei,j} P'_{i+1,j} + A_{Wi,j} P'_{i-1,j} + A_{Ni,j} P'_{i,j+1} + A_{Si,j} P'_{i,j-1} - Div_{i,j}^*}{A_{Pi,j}} \quad (6-50)$$

$$P'_{i,j}^* = P'_{i,j} + \alpha (P^{new} - P'_{i,j}) \quad (i=1, \dots, NI, j=1, \dots, NJ) \quad (6-51)$$

として、数回反復する。ここで、 α は加速係数である。

- ③ Eqs.(6-41),(6-42)より U', V' を求め、速度・圧力を補正する。

ここで、収束判定のため、 U^* の値を更新する際に以下の反復誤差 ε_R を計算する。

$$\varepsilon_R = \frac{\sum_{i,j} |U_{i,j}'|}{\sum_{i,j} |U_{i,j}^*|} \quad (6-52)$$

- ④ Eq.(6-32''),(6-12'')より、 V_i^* を計算する。
- ⑤ H^{n+1} をEq.(6-16'')により計算し直す。
- ⑥ ε_R が収束の判定基準 ε_{Rmax} より大きければ①に戻り、反復を繰り返す。

Fig.6-8は計算全体の流れを実際のプログラムの実行順序に従って示したものである。

なお、本計算は陽解法であるので、 ΔFo をある値以上にとると計算が不安定になることがある。通常の対流拡散問題の安定条件は

$$\Delta Fo \leq \frac{1}{\frac{|U|}{\Delta Z} + \frac{|V|}{H \Delta Y} + \left(\frac{2}{\Delta Z^2} + \frac{2}{(H \Delta Y)^2} \right)} = \Delta Fo_c \quad (6-53)$$

で与えられる³⁶⁾ので、ここでは $\Delta Fo = 0.8 \Delta Fo_c$ として計算を行なった。また、②、⑥で採用した α 、 ε_{Rmax} については、原則として $\alpha = 1.5$ 、 $\varepsilon_{Rmax} = 10^{-4}$ として扱った。

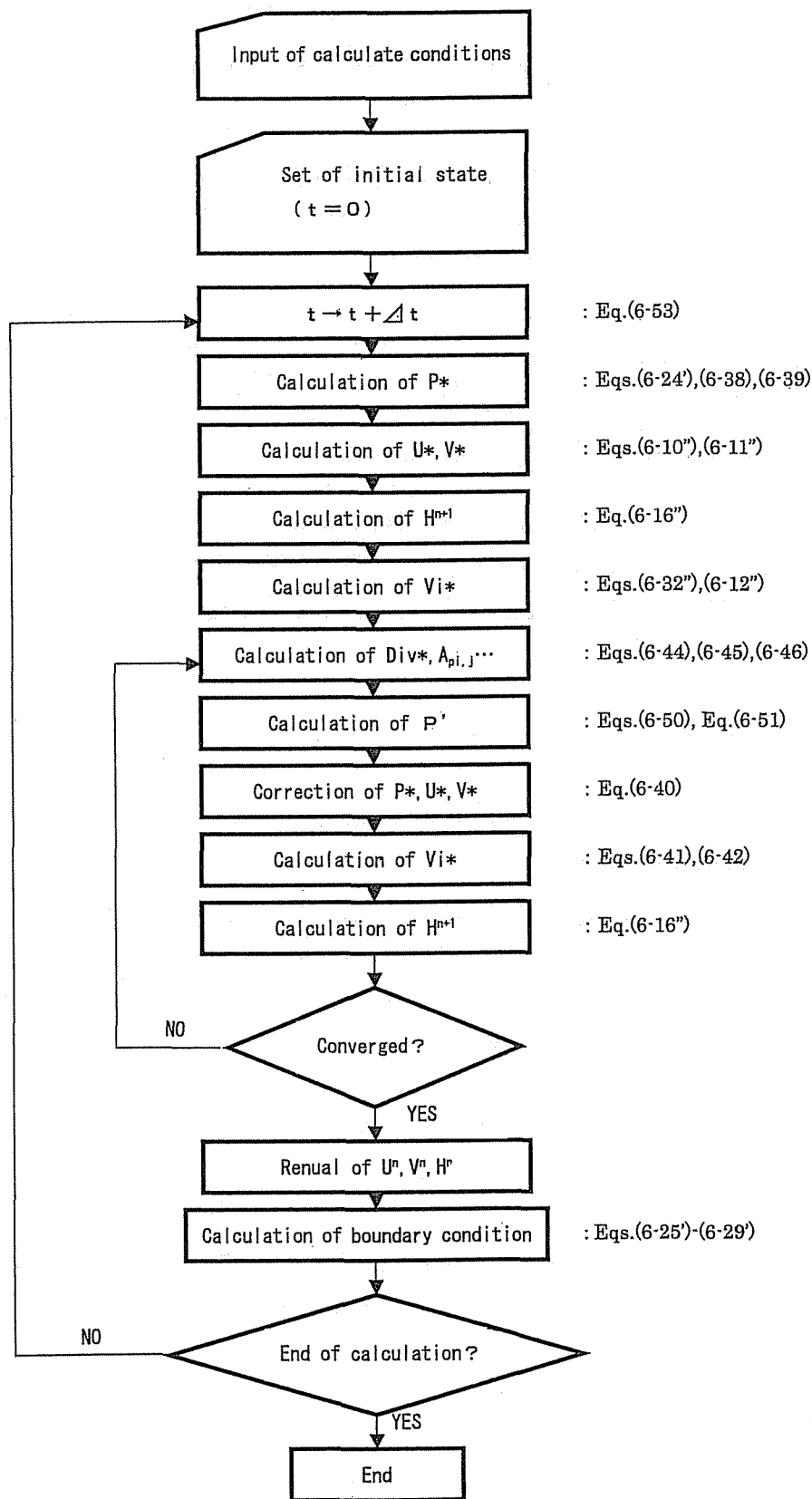


Fig.6-8 Flow chart of the procedure of for numerical calculation

6.3 解析結果と考察

6.3.1 液膜厚さ分布の過渡特性

ここでは、初期 ($Fo=0$) に厚さ H_0 の一様な液膜が存在しているとし、 $Fo>0$ において凝縮部の長さ方向 Z ($0 \leq Z \leq 1$) で一様な凝縮が起こり、またこの間で Ma 一定のマランゴニ力が作用して端面 ($Z=1$) から液の流出が起こる場合について考える。

Fig.6-9 は $Ma=10^5$ 、 $Ca=0.3$ 、 $Vs=2.0$ 、 $Bo=0$ 、 $H_0=0.01$ 、 $\theta = \pi/2$ の場合について、気液界面位置の経時変化の算出例を示したものである。一般に Ma が大なるほど液膜は薄くなる。ここでは、計算領域 ($Z \times Y$, $0 \leq Z \leq 1$, $0 \leq Y \leq 1$) を 20×5 、 20×10 、 20×20 、 40×5 の等分割セルに分割した場合について掲げてあるが、 $H(Z)$ の変化はこれらの分割条件にはほとんど依存しないことがわかる。したがって、以後の計算では原則として 20×10 もしくは 40×10 の分割条件で行なった。

Fig.6-10(a)~(d)は液面位置の変化に及ぼす初期値 H_0 の影響を示したものである。これより、 $H_0 \geq 0.005$ では、凝縮および液流出の開始とともに凝縮部端 ($Z=0$) 付近の液面高さは急減して 0 に近づいており、液膜厚さの分布が形成されるようになる。気液界面位置は時間の経過とともに最終的には一定値に近づいていくが、初期の液面位置が最終到達値よりも高い場合には液面位置は時間とともに単調に減少するのではなく、冷却部端から離れた場所では液膜厚さの一時的な増加が起こっている。これは、初期の液面位置が高い場合に

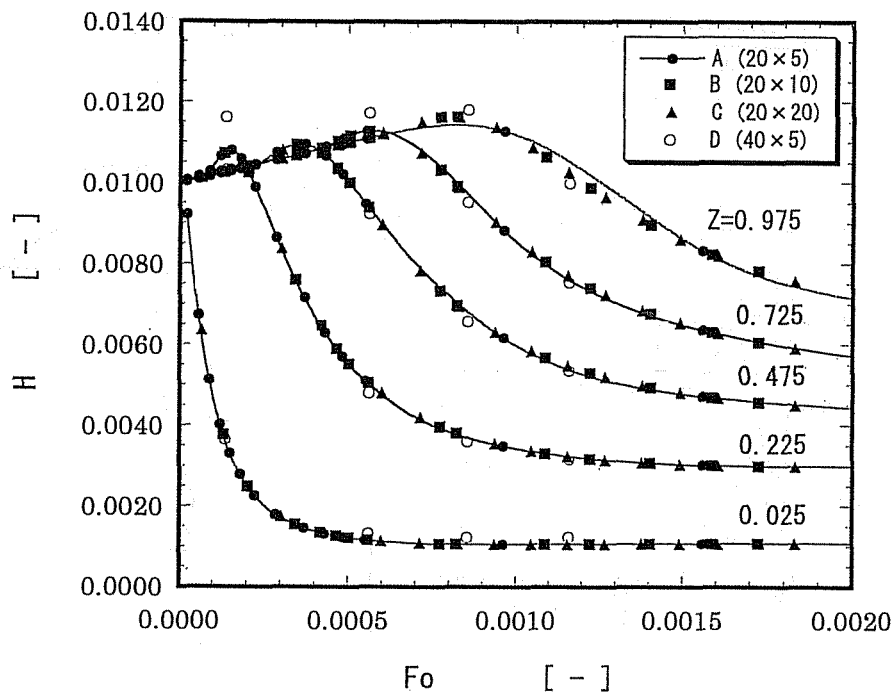


Fig.6-9 Time history of condensate thickness H for $Ma=10^5$, $Vs=2.0$, $Ca=0.3$, $Bo=0$, $H_0=0.01$, $\theta = \pi/2$

一定のマランゴニ力に対して引き戻される液量も多く端部からの流出量も多いが、上流からの流入量も多いために下流側の液面位置はそれほど低下しない。しかし、冷却部端付近では液面位置が降下するとともに気液界面が彎曲して圧力が生じ液が押し出されるが、この効果は質量保存則によって冷却部端からやや離れた位置の液面を盛り上げる結果となっている。こうしてできた液面位置のピークは時間とともに下流側に移っていくとともにやがて消滅し、以後は全体にわたって液面位置が低下しつつ液膜厚さの初期値には無関係な定常状態の値に収束しており、このような液膜は無重力状態でも安定に存在することが示される。なお、初期の液面位置が最終到達値よりかなり低い場合 ($H_0=0.001$) には、

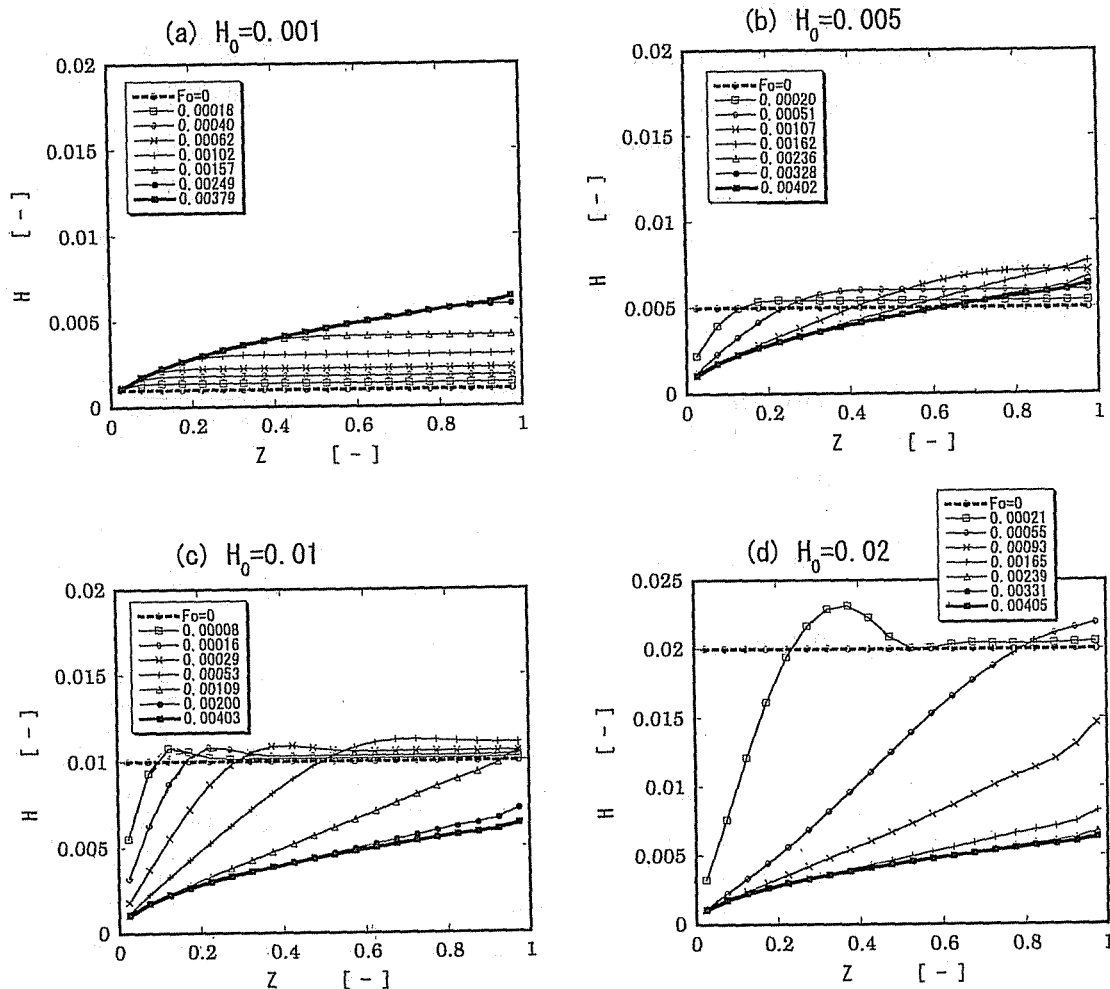


Fig.6-10 Effect of initial condensate thickness H_0 upon time history of $H(Z)$ for (a) $H_0=0.001$, (b) 0.005, (c) 0.01 and (d) 0.02 ($Ma=10^5$, $Vs=2.0$, $Ca=0.3$, $Bo=0$, $\theta = \pi/2$)

各点で液面位置は単調に増加して、上流側から順次最終到達値に近づいていく。

Fig.6-11 は種々の H_0 の場合について、凝縮部出口 ($Z=1$) からの流出液量の経時変化を出口における液面位置の変化とともに示したもので、流れが十分発達していない初期の部分をのぞけば、流出液量は液面高さにほぼ同期して変化していることがわかる。また同図には $H_0=0.01$ のときに図中に示した A,B,C,D,E,F なる点において次式で定義される無次元流れ関数 $F(=\rho_l f/\mu_l$: f は流れ関数) の経時変化を示したが、これより液膜内の流線は液面位置の変化がはげしい初期状態をのぞけば、ほぼ Z 軸に平行に近い状態で推移して定常状態に達していくことがわかる。

$$U = \frac{\partial F}{\partial Y}, \quad V = -\frac{\partial F}{\partial Z} \quad (6-54)$$

Figs.6-12 および 6-13 は、 $Ma=10^3$ および 10^5 の場合について、それぞれ液面位置の時間変化に及ぼす Ca および Bo の影響を示したものである。Fig.6-12 より、(a)、(b) の横軸の値の比較から、 Ma が大きいほど、また各々の Z についてのピークの位置から、 Ca が小さいほど、気液界面形状の時間変化は速くなっていることがわかるが、これは Ma が大きいほど液流速が大きく、また Ca が小さいほど、表面張力そのものの値が大きくなるためである。また、気液界面形状およびその経時変化に及ぼす重力の影響に関しては、一般に液膜のアスペクト比が小さいために ($Ma=10^3$ の場合でも 0.07 以下)、通常はほとんどその影響はないと考えられるが、Fig.6-14 からわかるように、 Bo が特に大きい ($Ma=10^3$ では $Bo \geq 30$ 、 $Ma=10^5$ では $Bo \geq 3000$) と、ヒートパイプが水平であっても、液面高さの違いによる重力の作用がマランゴニカに打ち勝って、凝縮液の帰還を阻害することもある。Fig.6-14 は $Ma=10^3$ 、 $Bo=30$ の場合について、凝縮部出口からの流出量と流れ関数の変化を示したものであるが、これによると、 Bo が特に大きい場合には時間の経過とともに凝縮部出口に向かって増加するような液膜厚さ分布が形成されると、出口付近では界面に近い部分の液体は静圧が小さく、液流れはマランゴニカに支配されるが、底部付近の液体にかかる静圧は大きいために、 Z と逆方向に静圧勾配が形成されて「return flow」が生じるようになり、最終的には流出量が負の値 (流入) にまでなってしまうている。この限界の Bo の値 Bo_c は Table 6-3 に示すように Ma, V_s, Ca, H_0 の値によって変化する。

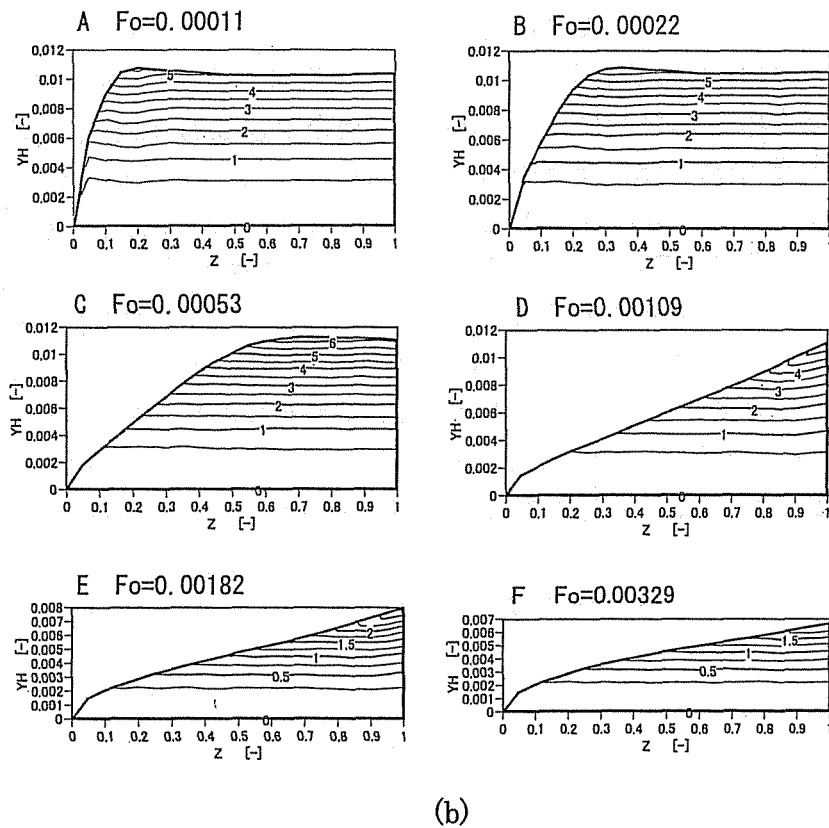
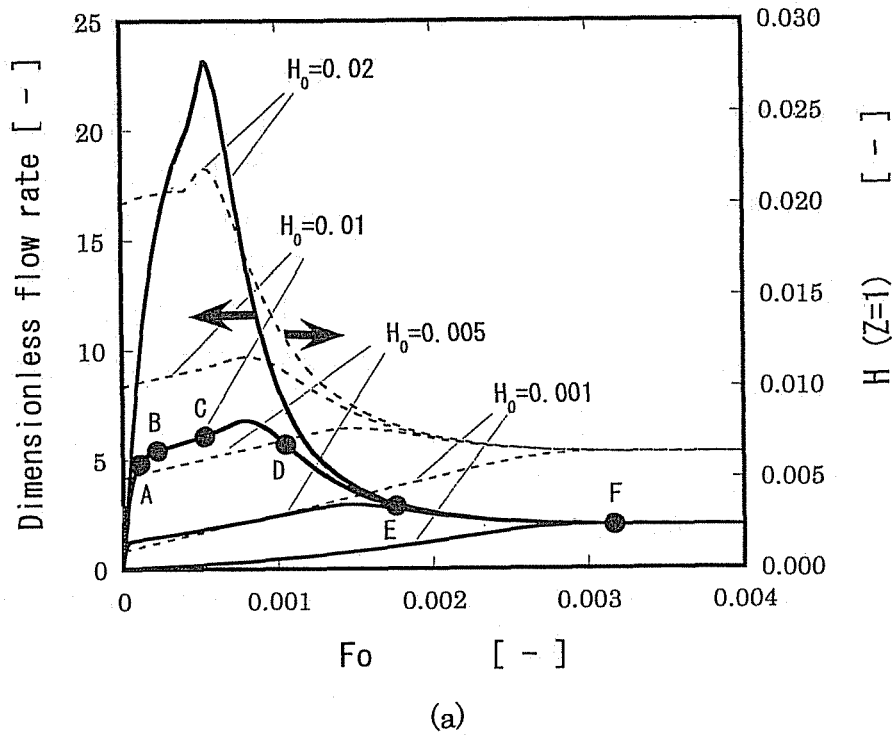


Fig.6-11 (a) Transient liquid outflow and condensate thickness at $Z=1$ for $H_0=0.001, 0.005, 0.01, 0.02$ and (b) Streamline at A, B, C, D, E and F for $H_0=0.01$ ($Ma=10^5$, $Vs=2.0$, $Ca=0.3$, $Bo=0$, $\theta = \pi/2$)

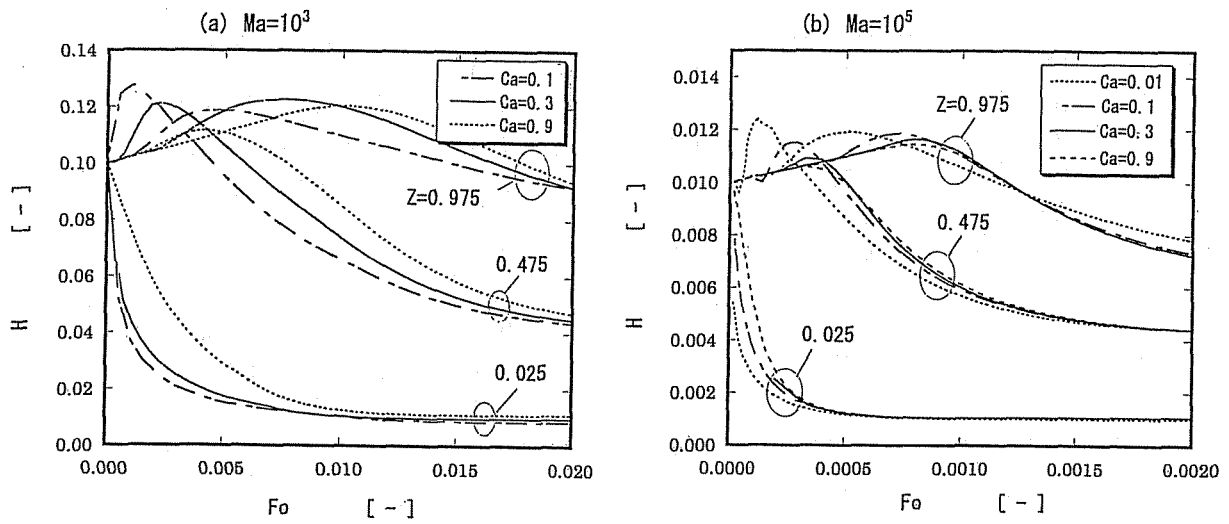


Fig.6-12 Effect of Ca on transient condensate thickness for (a) $Ma=10^3$ and (b) $Ma=10^5$ ($V_s=2.0$, $Bo=0$, $H_0=0.01$, $\theta = \pi/2$)

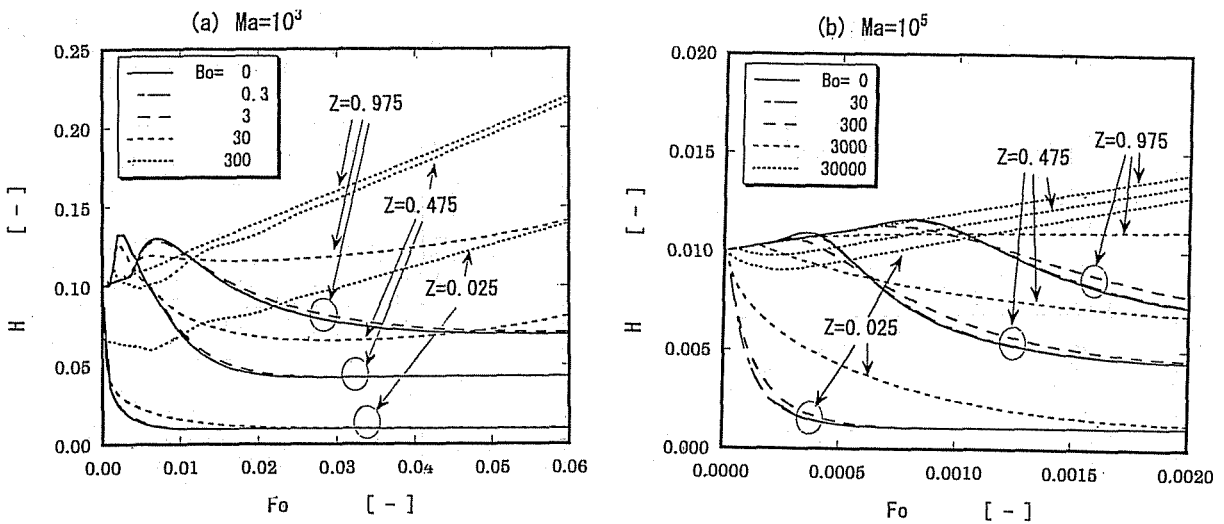


Fig.6-13 Effect of Bo on transient condensate thickness for (a) $Ma=10^3$ and (b) $Ma=10^5$ ($V_s=2.0$, $Ca=0.3$, $H_0=0.01$, $\theta = \pi/2$)

Table 6-3 Critical Bond number for various Ma, H_0, Ca, Vs , where return flow of condensate by Marangoni effect becomes to be impossible by gravitational force.

Ma	H_0	Ca	V_s	Bo_c
10^3	0.1	0.3	2.0	24 ~ 27
10^4	0.1	0.3	2.0	270 ~ 300
10^5	0.01	0.3	2.0	2400 ~ 2700
10^6	0.01	0.3	2.0	6000 ~ 9000
10^3	0.1	0.1	2.0	7 ~ 8
10^5	0.01	0.1	2.0	800 ~ 900
10^5	0.001	0.1	2.0	900 ~ 1000
10^3	0.1	0.3	0.1	60 ~ 90
10^5	0.01	0.3	0.1	9000 ~ 12000
10^5	0.1	0.1	2.0	20 ~ 30

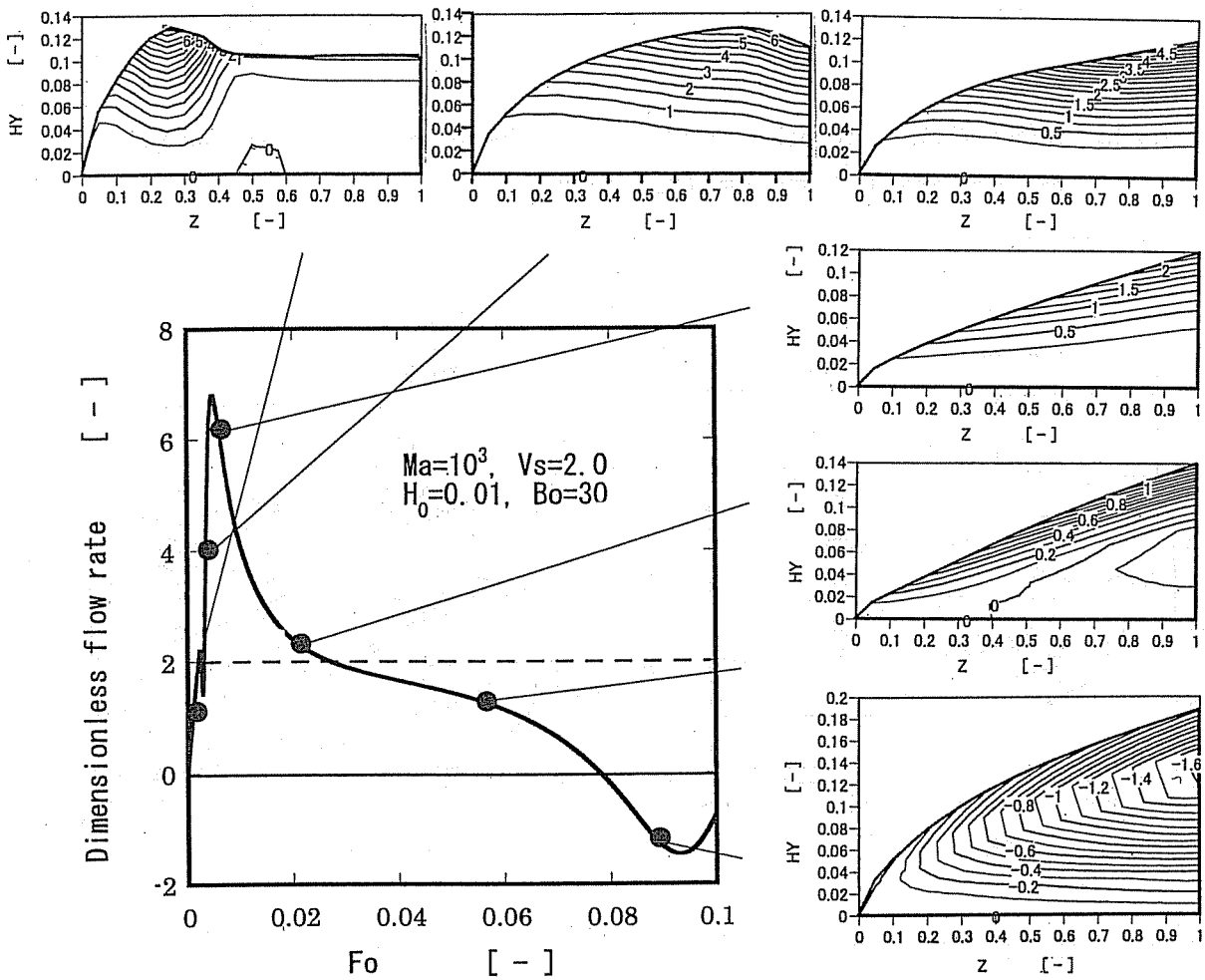


Fig.6-14 Transient condensate outflow and streamline at $Z=1$ for $Bo=30$ ($Ma=10^3, Vs=2.0, Ca=0.3, H_0=0.01, \theta = \pi/2$)

6.3.2 液膜厚さ分布の定常特性

Fig.6-15 は例として、 $Ma=10^3$ 、 $Ca=0.3$ 、 $V_s=2.0$ 、 $Bo=0$ 、 $\theta=\pi/2$ の場合における、定常状態での液膜厚さ分布 $H(Z)$ について、計算領域の分割条件を変えて計算した結果を示したものである。すなわち、A,B,C,D はそれぞれ領域 (Z,Y) について、 20×5 、 20×15 、 40×5 、 40×10 の等分割セルに分割して行なった結果であり、また E は 20×5 を基本分割とし Y 方向の気液界面に最も近いセルのみを更に 5 分割して行なった結果である。同図には 2.2.5 で採用したような Z 方向各点の液膜厚さを単純な平行流モデル[†]によって導かれる次式から算出した結果も比較のために示してある。

$$H(Z) = \sqrt{\frac{2V_s Z}{Ma}} \quad (6-55)$$

これより、分割条件の違いによる $H(Z)$ に及ぼす影響は少なく、数値解析による結果は $Z=1$ 付近をのぞけば Eq.(6-55) から推定される結果に近い関係を与えていることがわかる。これは、 Z 方向液膜厚さ変化の液流れに及ぼす影響が小さいことを意味するものである。なお、 $Z=1$ 付近で両者に若干の差異が生じているのは、 $Z=1$ を境にして気液界面の条件、すなわち V_s および Ma の値が有限値からゼロに不連続的に変わるために、その影響が上流に及んだことによるものである。なお、従来の二相サーモサイフオンの解析などで用いられ

† 液膜厚さ h が一様であり、表面張力勾配による力が z 軸に平行に作用するとすれば、

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\sigma_L - \sigma_0}{L} = \mu \frac{du}{dy} = \mu \frac{u_s}{h} \quad (6-60)$$

より、線形な速度分布となる。

また、流入・流出流量を G とすれば、位置 z における物質収支より、

$$G = \rho \Gamma h \frac{u_s}{2} = \rho v_s \Gamma z \quad (\Gamma: \text{液膜の奥行き長さ}) \quad (6-61)$$

$$u_s = \frac{2v_s z}{h} \quad (6-62)$$

となるので、これを Eq.(6-60) に代入して無次元化すると、液膜厚さ、界面液流速、 Y 方向液流速に関して

$$H(Z) = \sqrt{\frac{2V_s Z}{Ma}} \quad (6-63)$$

$$U_s = \sqrt{2V_s Ma} \quad (6-64)$$

$$U = MaHY \quad (6-65)$$

なる関係を得る

ている Nusselt の膜状凝縮理論³⁷⁾によれば、 $H(Z)$ は

$$H(Z) = \left(\frac{4CaVsZ}{Bo_N Ma} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6-56)$$

で与えられ、Fig.6-15 にはこの関係から得られた結果を Bo_N をパラメータとして示してある。なお、 Bo_N は Bo と定義は同じであるが、Fig.6-15 中ではここで用いている Bo と意

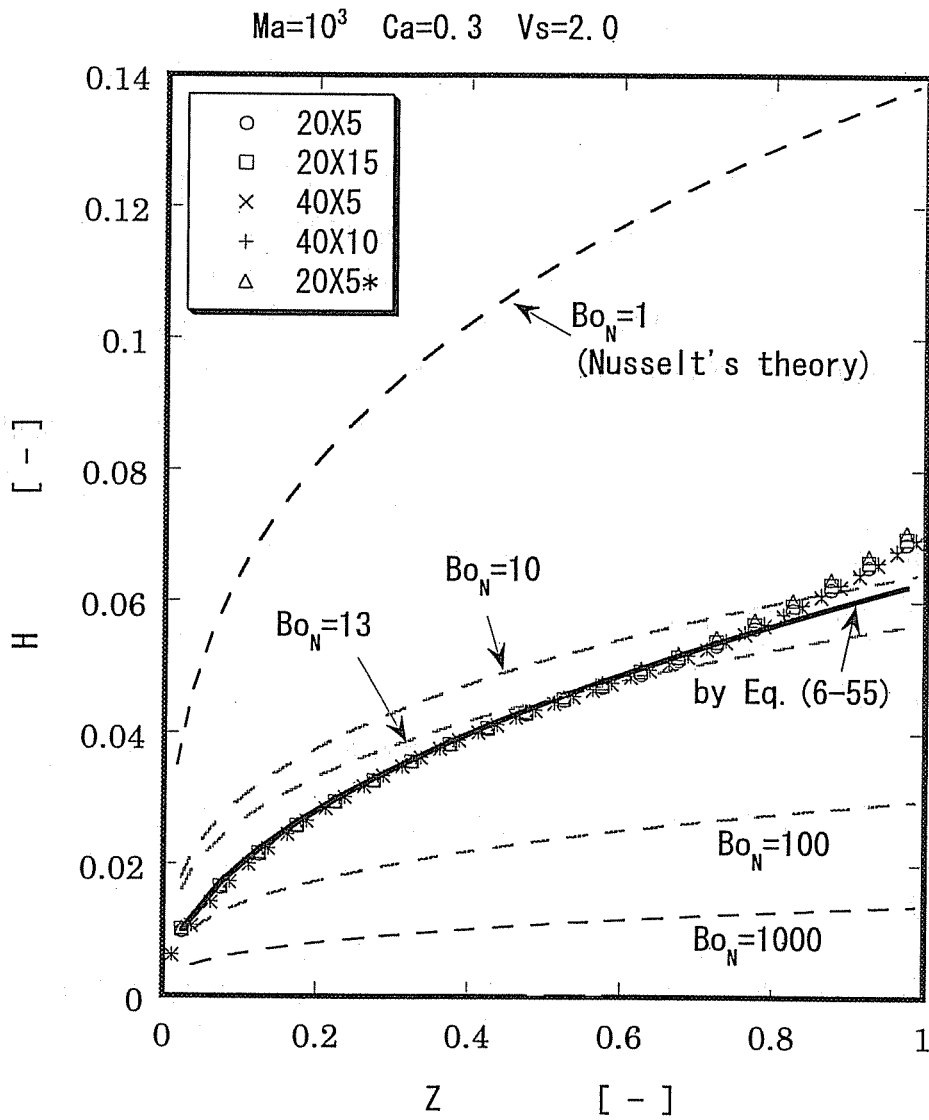


Fig.6-15 Condensate thickness distribution at steady state for $Ma=10^3$, $Ca=0.3$, $Vs=2.0$, $\theta = \pi/2$, in which solid line shows estimated results by Eq.(6-55) and dashed lines by Nusselt's theory

味合いが異なるので、区別して示した。一方、Fig.6-16はFig.6-15と同一条件の場合についての $Z=0.1, 0.5, 1.0$ の位置での Y 方向速度分布の計算値であるが、通常のキャビティ内流れとは異なり一端が開放されているために「return flow」³⁸⁾ はなく、やはり図中点線で示した流速分布が Y に無関係な平行流モデルによる関係 ($U = \sqrt{2VsMaZ}Y$) から得られるものに近い結果を与えている。一方、同図には、Fig.6-15より液膜厚さに関してこの場合に最も近い結果を与える $Bo_N=13$ の値を用い、Nusseltの理論 ($U = \sqrt[3]{2Bo_N Ma Vs^2 Z^2 / Ca(Y - Y^2/2)}$) から算出した結果も示したが、ここで取り扱っているような表面張力勾配駆動によるものとは明らかに異なっていることがわかる。

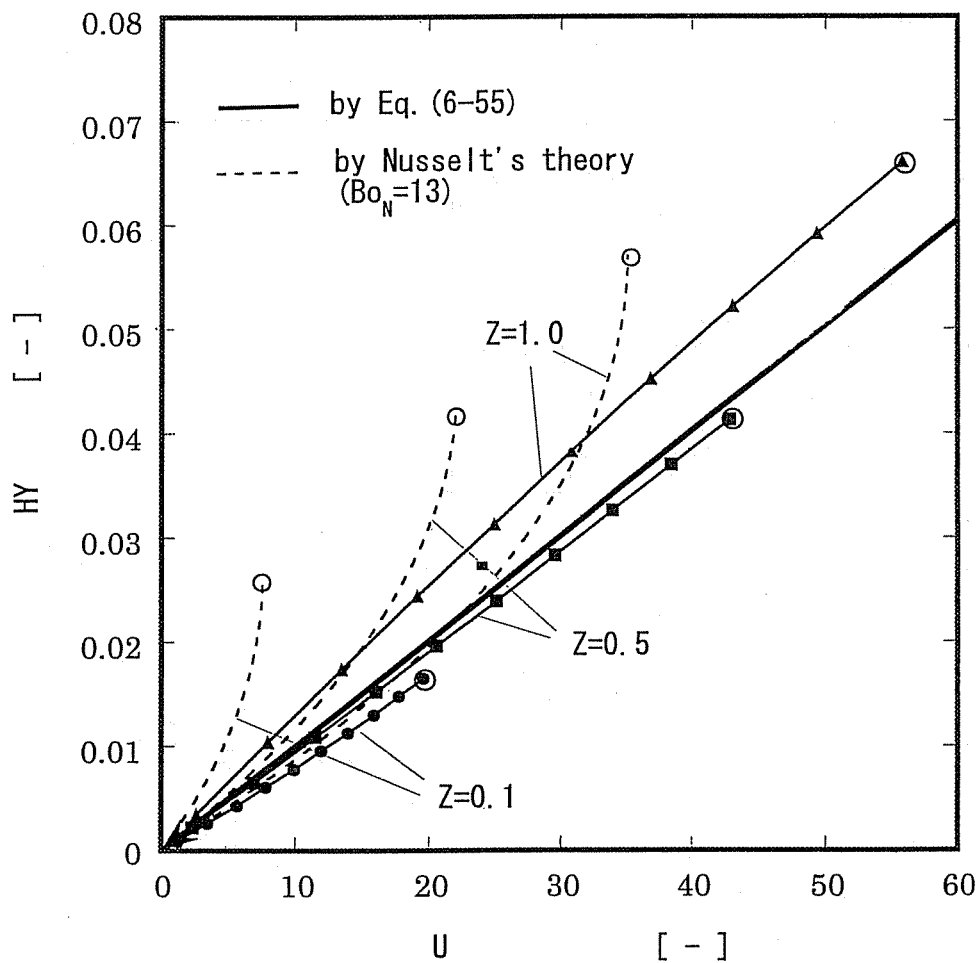


Fig.6-16 Calculated liquid velocity distribution toward Y direction at steady state for $Ma=10^5$, $Vs=2.0$, $Ca=0.3$, $Bo=0$. The dashed lines shows estimated results by Nusselt's theory for $Bo_N=13$, the solid thick line by Eq.(6-55) and the solid thin lines by numerical analysis. The values of ordinate and abscissa for the open circles show the film thickness and the velocity at the gas-liquid interface, respectively.

Fig.6-17 は Ma, Ca, Vs が種々の値をとった際の定常状態における $H(Z)$ に関して、Eq.(6-55) によって推定される値 H^* を基準とした気液界面位置の相対値 $H/H^*(=H/\sqrt{2VsZ/Ma})$ を算出した結果である。この結果から、やはり多くの場合について $H(Z)$ の変化が大きい $Z=0$ 付近、および気液界面条件の変化の影響を受ける $Z=1$ 付近において $H^*=1$ からの隔たりがみられ、一般に Ma が小さくなるほどこの傾向は顕著になるが、全体的には Ma の値が小さくない通常の条件下では液膜厚さ分布は Eq.(6-55) から推定されるものに近い結果を与えることがわかる ($Ma \geq 10^5$ では相対誤差は 5% 以下)。すなわち、 $H(Z)$ は $Vs^{1/2}$ に比例し、 $Ma^{1/2}$ に反比例する。なお、先に Eq.s.(2-7)、(5-5) をもとにして表面張力勾配による液膜厚さを推定した際の速度分布の取り扱いはこの平行流モデルに基づいたものであったが、ここでの結果はこれらの取り扱いが妥当なものであることを確認するものである。

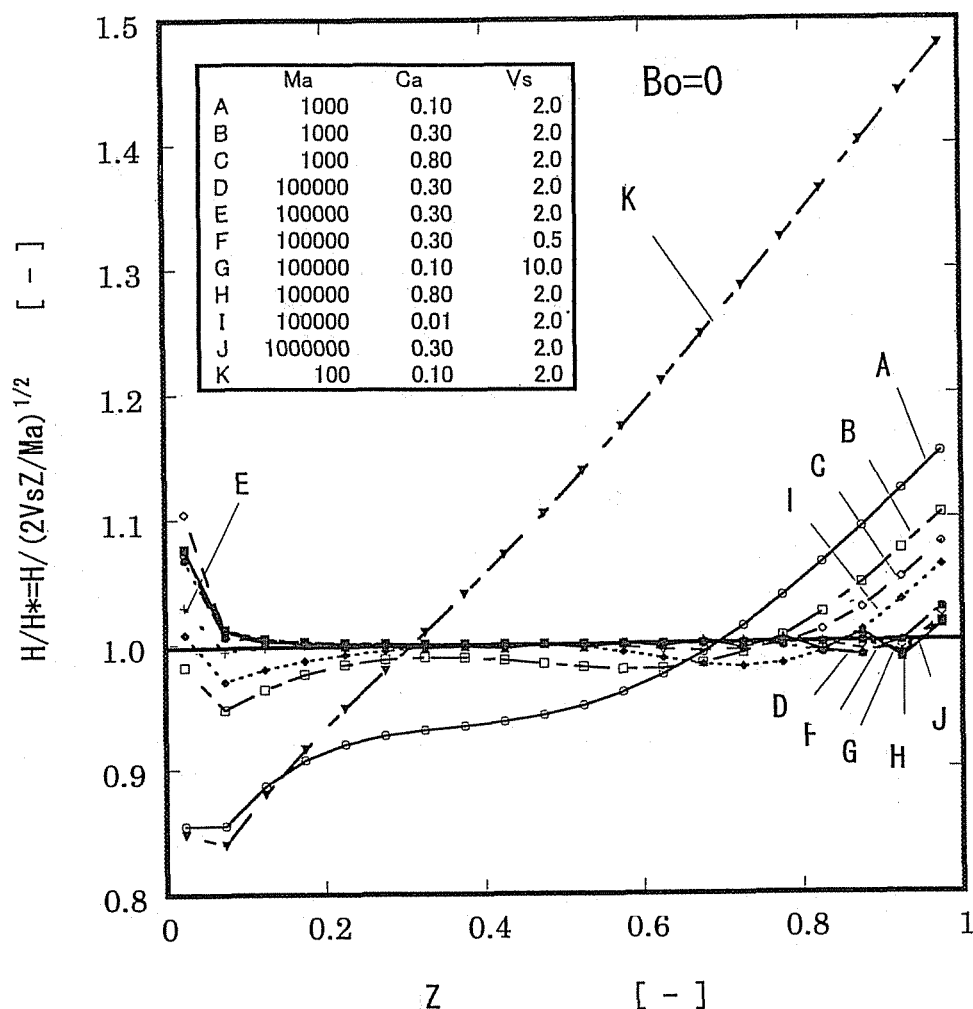


Fig.6-17 Condensate thickness distribution for various cases of Ma, Ca, Vs, Bo at steady state, in which $H(Z)$ is normalized by estimated values by Eq.(6-55)

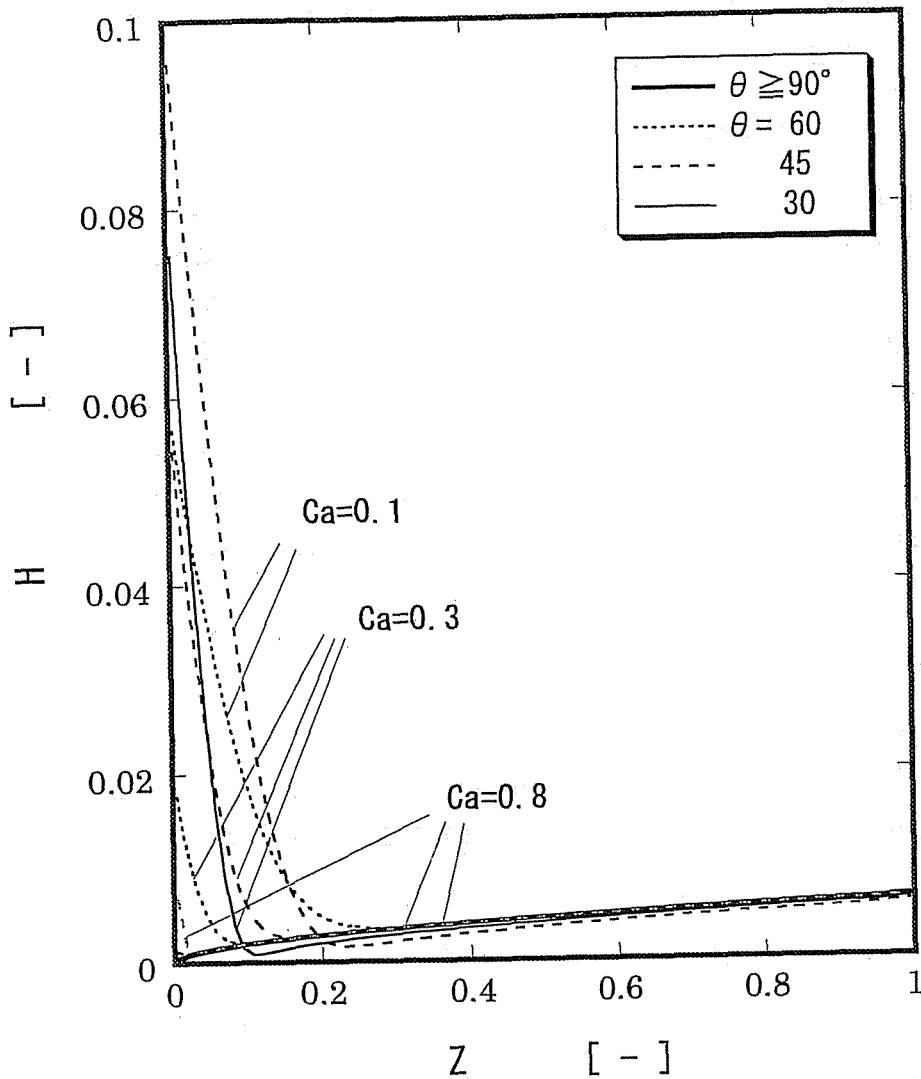


Fig.6-18 Effect of contact angle θ between condensate and inner wall for condenser edge upon time history of $H(Z)$ at steady state for $Ma=10^5$, $V_s=2.0$, $Ca=0.3$, $Bo=0$

Fig.6-18 は液体と凝縮部端壁面間の接触角 θ の影響を示したものである。一般に濡れにくい液体である $\theta \geq \pi/2$ の場合には、 $Ma > 0$ では $H(0)=0$ となるために θ の影響は現れないが、 $\theta < \pi/2$ の場合には凝縮部端付近において $H(Z)$ に対する θ の影響が現れ、 θ が小さくなるほど $H(0)=0$ からの隔たりが顕著になる。また、その影響は表面張力の値に依存し、同図に示すように Ca が小さくなるほど $H(0)$ の値は大きくなる。

6.3.3 表面張力勾配・凝縮量が一樣でない場合

次に、 Z 方向の凝縮量および表面張力勾配が一樣でない場合について検討する。まず、凝縮量が一樣でない場合について全凝縮量が等しくなるように V_s の分布を次のような a をパラメータとした Z の一次関数で与えて検討した。

$$V_s(Z) = V_{s0}(1 - a + 2aZ) \quad (6-57)$$

Fig.6-19(a)に示すように、 $a=0$ のときは V_s 一定、 $a>0$ のときには V_s は Z とともに増加し、 $a<0$ のときには Z とともに減少する。 $0 \leq Z \leq 1$ で $V_s \geq 0$ であるためには、 $-1 \leq a \leq 1$ でなければならない。Fig.6-20 は $V_{s0}=2.0$ 、 $Ma=10^5$ 、 $Ca=0.3$ 、 $H_0=0.02$ の場合について Eq.(6-57) において $a=-1.0$ 、 0 、 1.0 とおいて算出された $H(Z)$ の結果を示したものである。当然のことながら、液膜厚さ分布は凝縮量分布の影響を受け、全体の凝縮量が同じでも凝縮部端における凝縮量が多いほど ($a<0$) 全体の液膜厚さは増加する。次に、Fig.6-21 は、 $V_s=2.0$ 、 $Ca=0.3$ 、 $H_0=0.02$ の場合について、Fig.6-19(b)に示すように表面張力の勾配を表わす Ma 数の Z 方向分布を Eq.(6-58)のように仮定し、 $Ma_0=10^5$ としたときの $H(Z)$ の計算結果である。

$$Ma(Z) = Ma_0(1 - b + 2bZ) \quad (6-58)$$

Ma が Z 方向に増加するほど液膜厚さは凝縮部全体にわたって一樣な分布に近づき、また Z 方向に減少するほど Z 方向の液膜厚さ変化が顕著になっている。このことから、マランゴニ効果を液帰還に利用するにあたり、局所的な液膜厚さが大きくならないようにするという立場に立てば、前者のほうが好都合であるといえよう。

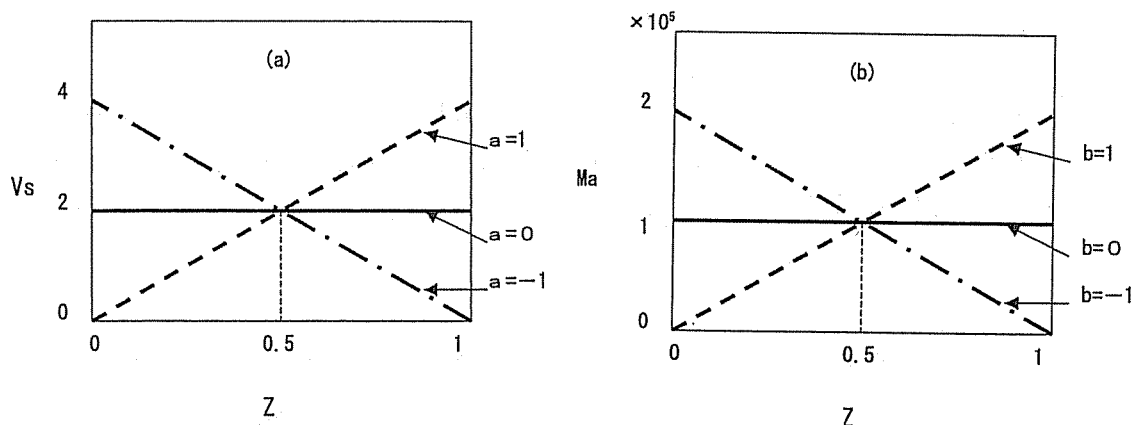


Fig.6-19 Approximation of distribution of (a) V_s and (b) Ma toward Z axis

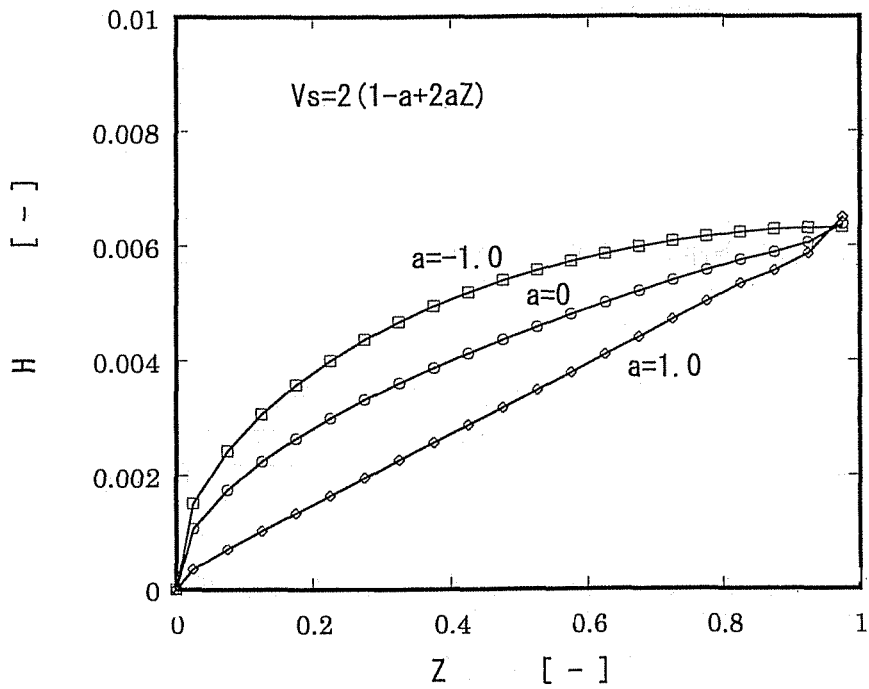


Fig.6-20 Calculated condensate thickness distribution when condensation rate varies to Z direction for $Ma=10^5$, $Ca=0.3$, $Bo=0$, $\theta = \pi/2$

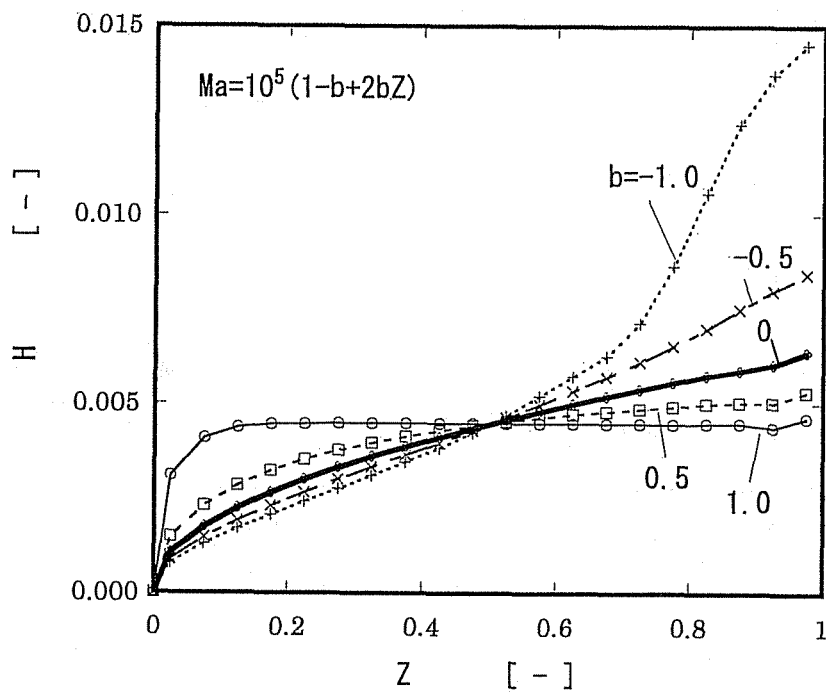


Fig.6-21 Calculated condensate thickness distribution when surface tension gradient varies to Z direction for $V_s=2.0$, $Ca=0.3$, $Bo=0$, $\theta = \pi/2$

次に、凝縮部の中央付近にマランゴニ効果が生じない部分が存在した場合の凝縮液の状態について検討した。Fig.6-22は $0.5-d \leq Z \leq 0.5+d$ において $Ma=0$ 、他の部分では $Ma=10^5$ としたときの $H(Z)$ の計算結果である。図中 A,B,C,D はそれぞれ d の値を 0, 0.05, 0.10, 0.25 としたときの結果であり、図中に矢印で示した $Ma=0$ の区間付近で液膜厚さが急増するとともにその区間が長くなるほど $H(Z)$ が増加し、凝縮部の半分の区間が $Ma=0$ となる $d=0.25$ の場合には最大液膜厚さは $d=0$ の場合の 5 倍程度となっている。なお、図中 E は Ma については D と同じ条件であるが、 $Ma=0$ となる区間 ($0.25 \leq Z \leq 0.75$) が同時に

	$Ma=0$	$Ma=10^5$	$Vs=0$	$Vs=2.0$
A	-	$0 \leq Z \leq 1$		$0 \leq Z \leq 1$
B	$0.45 \leq Z \leq 0.55$	$Z < 0.45, Z > 0.55$	-	$0 \leq Z \leq 1$
C	$0.40 \leq Z \leq 0.60$	$Z < 0.40, Z > 0.60$	-	$0 \leq Z \leq 1$
D	$0.25 \leq Z \leq 0.75$	$Z < 0.25, Z > 0.75$	-	$0 \leq Z \leq 1$
E	$0.25 \leq Z \leq 0.75$	$Z < 0.25, Z > 0.75$	$0.25 \leq Z \leq 0.75$	$Z < 0.25, Z > 0.75$

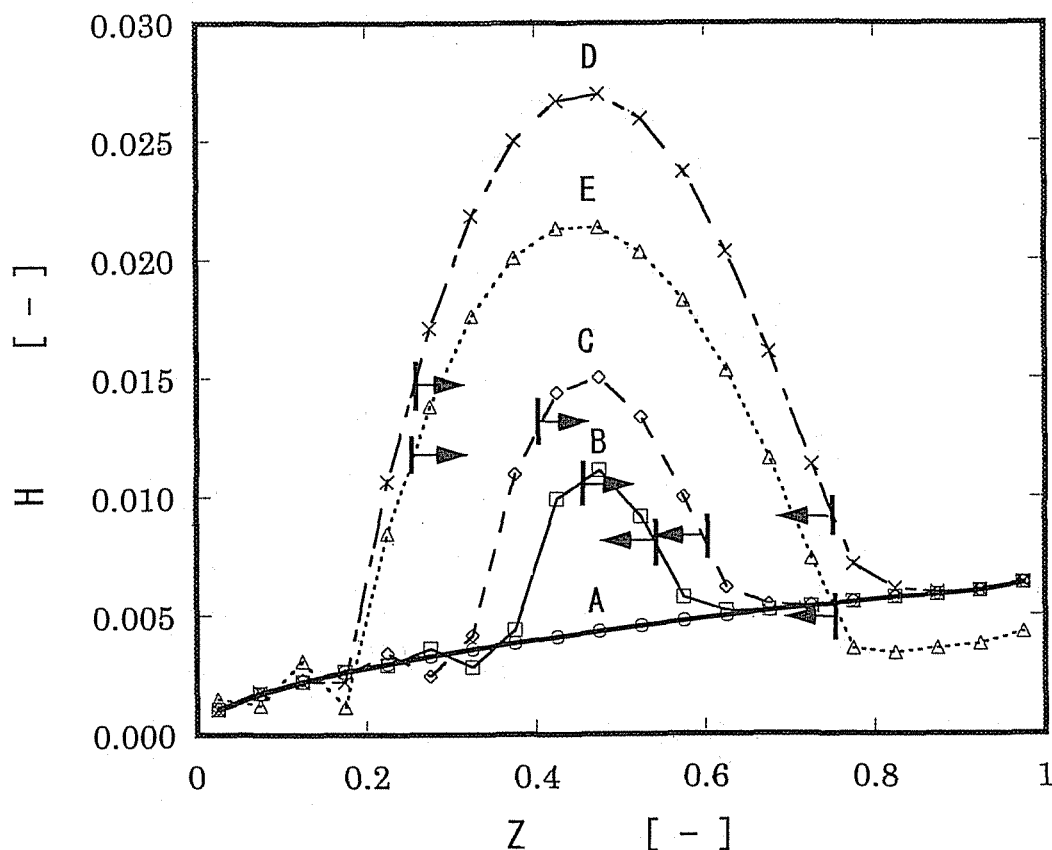


Fig.6-22 Calculated condensate thickness distribution when Marangoni force is absent for $0.5-d \leq Z \leq 0.5+d$, ($d = 0, 0.05, 0.1, 0.25$) for $Ma=10^5$ (other part), $Vs=2.0, Ca=0.3, Bo=0, \theta = \pi/2$

$V_s=0$ になるとして計算した結果である。これらの結果は凝縮部中にマランゴニ効果が生じない（表面張力勾配が働かない）部分が存在しても、この付近の液膜厚さが増加するだけで全体的な液帰還が不能になるわけではないことを示すものである。また、Fig.6-23は凝縮部流出口付近の $1-e \leq Z \leq 1$ の部分（ $e=0.10, 0.20, 0.50, 0.75$ ）が $Ma=0$ かつ $V_s=0$ になるとして計算した結果であり、蒸発・凝縮が起こらない断熱部の存在を考慮したものである。やはり、 $Ma=0$ かつ $V_s=0$ となる区間では液膜厚さが増加しているが、 $Ma=0$ となる区間が長くなっても流れが不安定になったり液膜厚さが際限なく増加したりするわけで

	$Ma=0$	$Ma=10^5$	$V_s=0$	$V_s=2.0$
A	-	$0 \leq Z \leq 1$	-	$0 \leq Z \leq 1$
B	$0.90 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.90$	$0.90 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.90$
C	$0.80 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.80$	$0.80 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.80$
D	$0.50 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.50$	$0.50 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.50$
E	$0.25 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.25$	$0.25 \leq Z \leq 1$	$0 \leq Z < 0.25$

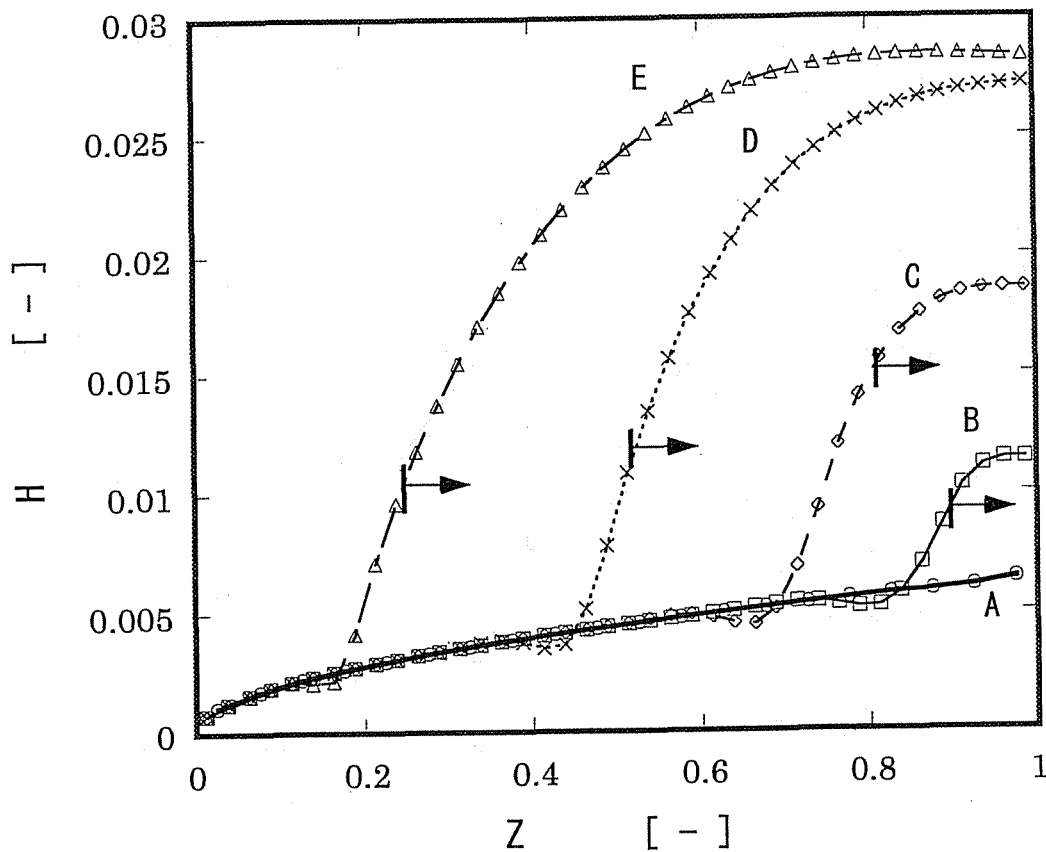


Fig.6-23 Calculated condensate thickness distribution when Marangoni force is absent for $1-e \leq Z \leq 1$, ($e=0, 0.1, 0.2, 0.5, 0.75$) for $Ma=10^5$ (other part), $V_s=2.0, Ca=0.3, Bo=0, \theta=\pi/2$

はなく $H=0.03$ 程度が頭打ちになっている。このことはマランゴニ効果が起こらない断熱部の存在がヒートパイプにおける液帰還を阻害することにはならないことを示すものである。さらに、Fig.6-24 は凝縮部端側 ($0 \leq Z \leq f$) が $Ma=0$ ($V_s \neq 0$) となった場合の結果である。この場合は特に凝縮部端における接触角の影響を受ける。すなわち、同図には $f=0, 0.05, 0.2, 0.5, 0.75$ の場合について $\theta = \pi$ および $\pi/2$ の条件のもとで算出された結果を示してあるが、 $f=0$ の場合をのぞいて両者に大きな差異が生じており、ぬれにくい液体の場合でも凝縮部端付近において液膜厚さが急増する。

	Ma=0	Ma=10 ⁵	V _s =0	V _s =2.0
A	-	0 ≤ Z ≤ 1	-	0 ≤ Z ≤ 1
B	0 ≤ Z ≤ 0.05	0.05 < Z ≤ 1	0 ≤ Z ≤ 0.05	0.05 < Z ≤ 1
C	0 ≤ Z ≤ 0.25	0.25 < Z ≤ 1	0 ≤ Z ≤ 0.25	0.25 < Z ≤ 1
D	0 ≤ Z ≤ 0.50	0.50 < Z ≤ 1	0 ≤ Z ≤ 0.50	0.50 < Z ≤ 1
E	0 ≤ Z ≤ 0.75	0.75 < Z ≤ 1	0 ≤ Z ≤ 0.75	0.75 < Z ≤ 1

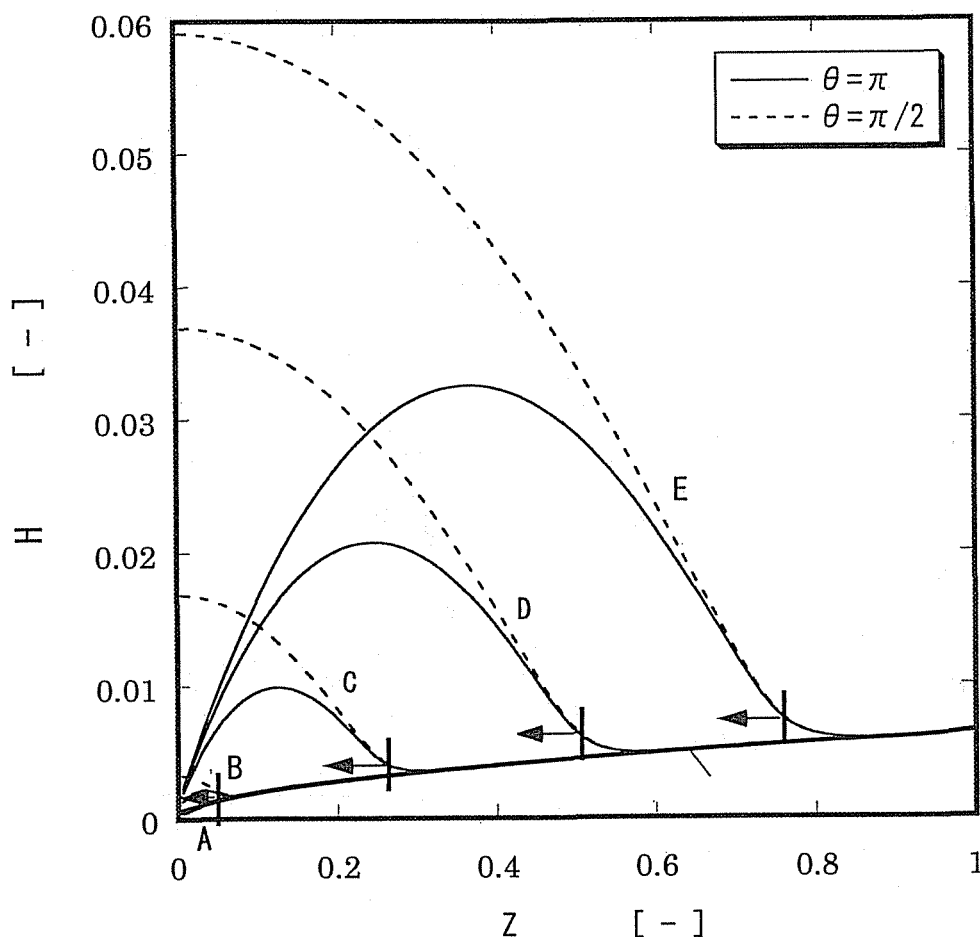


Fig.6-24 Calculated condensate thickness distribution for contact angle $\theta=0, \pi/2, \pi$ when Marangoni force is absent for $0 \leq Z \leq f$, ($f=0, 0.1, 0.2, 0.5, 0.75$) for $Ma=10^5$ (other part), $V_s=2.0, Ca=0.3, Bo=0$

6.3.4 実験結果との比較

次に、第3章で行った微小重力実験による結果と本章の解析手法にもとづいて予測される結果とを照らし合わせて考察する。Table 6-4 は実際に使用したヒートパイプと実験条件に関して代表的な5ケースを選び、各々について本章の解析で登場した無次元パラメータ Ma , Ca , Bo , V_s の値を算出した結果を掲げたものである。ただし、液体混合物の物性値 (μ, σ, ρ) は 50°C における値を用い、表面張力差 ($\sigma_L - \sigma_o$) の計算にあたっては 2.2.3 のモデルに従い $NTU=3$ として求めた。なお、 Bo は通常重力下 ($g = 980 \text{ cm/s}^2$) での値である。また、 V_s は熱収支の関係、

$$V_s = \frac{\eta Q_{in}}{\pi \rho \lambda d_i L_c} \quad (6-59)$$

(Q_{in} :熱入力、 ρ :密度、 λ :蒸発線熱、 η :熱効率)

より、 $\eta=0.8$ として求めた。なお、初期の液膜厚さ H_0 は作動液がヒートパイプの内壁面に一様に分配されていると仮定して算出した。これより、水・エタノール系についてマランゴニ力が現れやすいと考えられる濃度条件では Ma の値は 10^5 以上であることがわかる。また、Eq.(6-31)より V_s は凝縮部出口における液膜のレイノルズ数 Re に相当するものであるが、熱サイフォンに関する知見³⁹⁾によれば、 $Re (= hu \rho / \mu) < 7.5$ では流れが層流であるとされているので、Table 6-4 に示される V_s の値からここでの実験ではすべて層流であることが確認される。Fig.6-25 はここで得られた値を用いて特にマランゴニ効果による液帰還が顕著に起こったと認められた Table 6-4 における(c)のケースについて液膜厚さの経時変化を算出した結果であり、定常状態における液膜厚さは 0.1mm 程度となっている。また液流に関する整定時間は $2 \sim 3$ 秒であり、JAMIC 実験においても十分定常状態に達しうるものであったことがわかる。なお、定常状態における気液界面の最大液流速は $25[\text{mm/s}]$ となっている。これらの値は実験で観測されたものと比較して妥当なものであると見なされる。

Table 6-4 Calculated dimensionless numbers of heat pipes used in microgravity experiments

Condenser Length [mm]	Heat Rate [W]	Initial Concentration [mol%]	Liquid Fill Charge [-]	$Ma \times 10^5$ [-]	Ca [-]	Bo [-]	V_s [-]	H_0 [-]
60	20	5	20	8.8	0.40	770	0.36	0.0067
60	70	5	20	8.8	0.40	770	1.3	0.0067
60	70	50	20	0.7	0.06	1100	1.3	0.0067
200	150	5	20	29.0	0.40	8700	2.7	0.0067
200	150	5	5	29.0	0.40	8700	2.7	0.0017

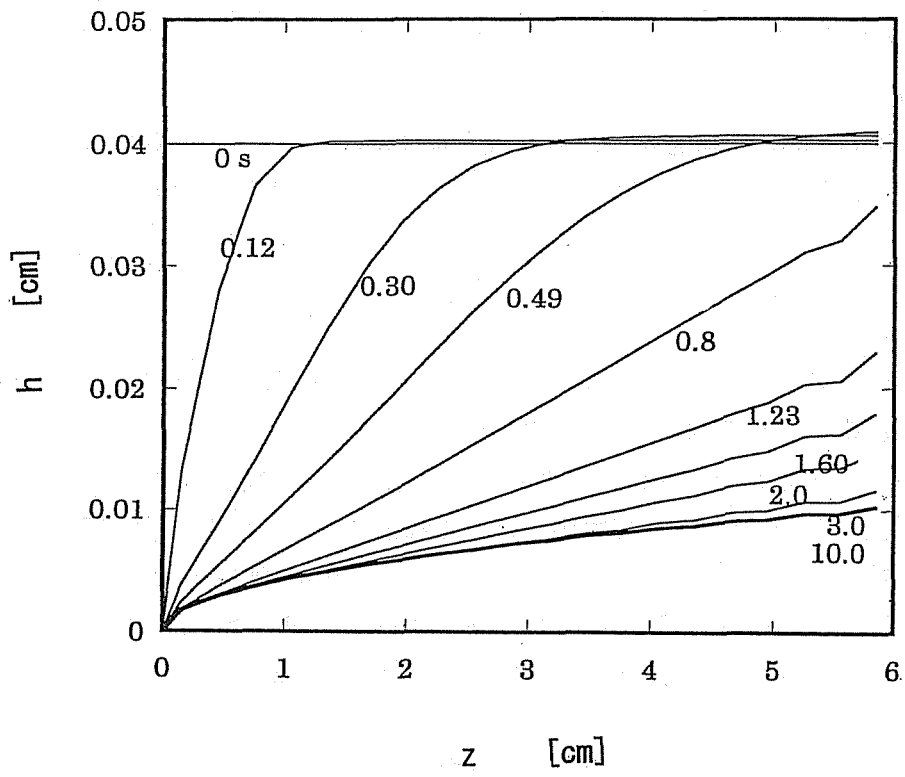


Fig.6-25 Calculated response of liquid film thickness distribution under non-gravity condition

6.4 本章の総括

本章では、二成分ヒートパイプの凝縮部でみられるような自由表面からの物質流入をともしなう場合におけるマランゴニ対流について、気液界面の変形を考慮した境界適合座標を用いて数値シミュレーションを行なった。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) マランゴニ対流に関する既往の研究の中で、本研究で問題としているマランゴニ対流の特徴を明らかにするとともに、このようなマランゴニ対流に関して、気液界面の変形を考慮した境界適合座標を用いて数値解析を行なうための方法を示した。
- (2) 凝縮量およびマランゴニ力が凝縮部全体にわたって一定の場合には、液膜厚さ分布は初期状態によらず、マランゴニ数 Ma などの値によって決まる一定の分布形に収束することを示した。
- (3) マランゴニ数 Ma の値が特に小さくない場合 ($Ma \geq 10^4$) には、定常状態における液膜厚さ分布は単純な平行流モデルから算出される値に近い結果を与えることを示した。
- (4) 凝縮量・表面張力勾配が一様でない場合について計算を行なった結果、特にマランゴニ数 Ma の値が長さ方向に増加するほど液膜厚さは全体にわたって一樣になる傾向を有しており、マランゴニ効果を液帰還に利用する立場から見て好都合であることを示した。また、凝縮部中にマランゴニ効果が生じない部分が存在してもこの付近の液膜厚さが増加するだけで液帰還が不能になるわけではないこと、特にマランゴニ効果の生じない断熱部の存在がヒートパイプにおける液帰還を阻害することにはならないことを示した。
- (5) 第3章で行った微小重力実験による結果と本章の解析手法にもとづいて予測される結果とを照らし合わせたところ、両者は比較的良好に一致することが見出された。

第6章の参考文献

- 1) P.A. ロングウエル: “化学技術者の流れ学”, p.108, 共立出版 (1970)
- 2) Myshkis, A. D. et al.: “Low-Gravity Fluid Mechanics”, p.508, Springer-Verlag (1986)
- 3) Scriven, L. E.: “Dynamics of Fluid Interface”, Chem. Eng. Sci., 12, pp.98-108 (1960)
- 4) 今石宣之: “表面張力対流の挙動”, 伝熱研究, 36, pp.23-30 (1997)
- 5) Levich, V. G.: “Physicochemical Hydrodynamics”, p.384, Prentice-Hall (1962)
- 6) Yih, C. S.: “Fluid Motion Induced by Surface-Tension Variation”, Phys. Fluids, 11, pp.477-480 (1968)
- 7) Chang, C. E. and W. Wilcox: “Analysis of Surface Tension Driven Flow in Floating Zone Melting”, Int. J. Heat Mass Transfer, 19, pp.355-366 (1976)
- 8) Pimputkar, S. M. and S. Ostrach: “Transient Thermo-capillary Flow in Thin Liquid

- Layers", *Phys. Fluids*, 23, pp.1281-1285 (1980)
- 9) Strani, M. and R. Piva: "Surface Tension Driven Flows in Microgravity Conditions", *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 2, p.367 (1982)
 - 10) Sen, A. K. and S. H. Davis: "Steady Thermocapillary Flows in Two-Dimensional Slots", *J. Fluid Mech.*, 121, pp.163-186 (1982)
 - 11) Sanochkin, Yu. V.: *Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz*, 6, p.134 (1983)
 - 12) Homsy, G. M. and Meiburg, E.: "The Effect of Surface Contamination on Thermocapillary Flow in a Two-Dimensional Slot", *J. Fluid Mech.*, 139, pp.443-459 (1984)
 - 13) Zebib, A., G. M. Homsy and E. Meiburg: "High Marangoni Number Convection in a Square Cavity," *Phys. Fluids*, 28, pp.3467-3476 (1985)
 - 14) Lai, C. and Chai, A. T.: *Acta Astronautica*, 13, p.655 (1986)
 - 15) Shieh, C. Y. and W. J. Yang: "Transient Thermocapillary Flow in Rectangular Tanks with Phase Change", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30, pp.843-854 (1987)
 - 16) Tsukada, T., N. Imaishi and M. Hozawa: "Theoretical Study of the Flow and Temperature Fields in CZ Single Crystal Growth", *J. Chem. Eng. Japan*, 21, pp.184-191 (1988)
 - 17) Okano, Y., M. Itoh and A. Hirata : "Natural and Marangoni Convections in a Two-Dimensional Rectangular Open Boat" *J. Chem. Eng. Japan.*, 22, pp.275-281 (1989)
 - 18) Rupp, R., G. Mueller and G. Neumann ; "Three-Dimensional Time Dependent Modeling of the Marangoni Convection in Zone Melting Configurations for the GaAs", *J. Crystal Growth*, 97, pp.34-41 (1989)
 - 19) Hadid, H. B. and B. Roux : "Thermocapillary Convection in Long Horizontal Layers of Low-Prandtl-Number Melts Subject to a Horizontal Temperature Gradient," *J. Fluid Mech.*, 221, pp.77-103 (1990)
 - 20) Keller, J. R. and T. L. Bergman: "Thermosolutal Inducement of No-Slip Free Surfaces in Combined Marangoni-Buoyancy Driven Cavity Flows", *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 112, pp.363-369 (1990)
 - 21) Rivas, D. ; "Deformation of Non-planar Free Surfaces in Thermo-capillary Flows in Shallow Enclosures" *Microgravity Sci. Technol.*, V/1, pp.12-20 (1992)
 - 22) Ohnishi, M., S. Yoshihara and H. Azuma: "Computer Simulation of Thermocapillary Motion with Surface Deformation", *Microgravity Q.*, 2, pp.17-28 (1992)
 - 23) Peltier, L. J. and Biringen, S.: "Time-Dependent Thermocapillary Convection in a Rectangular Cavity: Numerical Results for a Moderate Prandtl Number Fluid", *J. Fluid Mech.*, 257, pp.339-357 (1993)
 - 24) 渡辺晃弘ら: "落下塔を用いたマランゴニ対流実験", *日本マイクロ重力応用学会誌*,

- 10, pp.111-127 (1993)
- 25) Liakopoulos, A. and G. W. Brown: "In Surface Tension Driven Flows", ASME AMD-170, pp.57-74 (1993)
- 26) Chen, C. and J. K. Floryan: "Numerical Simulation of Nonisothermal Capillary Interfaces", J. Computational Phys., III, pp.183-193 (1994)
- 27) Levenstam, M. and Amberg, G.: "Hydrodynamical Instabilities of Thermocapillary Flow in a Half-Zone", J. Fluid Mech., 297, pp.357-372 (1995)
- 28) SAB, V., Uhlmann, H. C. and Rath, H. J.: "Investigation of Three-Dimensional Thermocapillary Convection in a Cubic Container by a Multi-Grid Method", Int J. Heat Mass Transfer, 39, pp.603-613 (1996)
- 29) Savino, R. and R. Monti: "Oscillatory Marangoni Convection in Cylindrical Liquid Bridges", Phys. Fluids, 8, pp.2906-2922 (1996)
- 30) Bergeon, A. et al.: "Marangoni Convection in Binary Mixtures with Soret Effect", J. Fluid Mech., 375, pp.143-175 (1998)
- 31) Xu, J. and A. Zebib: "Oscillatory Two- and Three-Dimensional Thermocapillary Convection", J. Fluid Mech., 364, 187-209 (1998)
- 32) Leyboldt, J., H. C. Kuhlmann and H. J. Rath: "Three-Dimensional Numerical Simulation of Thermocapillary Flows in Cylindrical Liquid Bridges", J. Fluid Mech., 414, pp.285-314 (2000)
- 33) Hamed, M and J.,M. Floryan: "Marangoni Convection, Part 1,Part 2", J. Fluid Mech., 405, pp.79-129 (2000)
- 34) Imaishi,N. et al.; "Three-Dimensional Marangoni Flow in Half-Zone Liquid Bridge of Low Pr Fluid" J. Crystal Growth, 230, pp.164-171 (2001)
- 35) Sarraf, S., R. Kahawita and R. Camareovino ;"Three- Dimensional Surface Water Modelling Using a Mesh Adaptive Technique" Int. J. Numerical methods in Fluids, 7, pp.465-488 (1987)
- 36) 河村洋, 土方邦夫: "熱と流れの数値シミュレーション", p.92, 丸善 (1995)
- 37) Nusselt, W. Z.: Z. VDI., 60, p.541 (1916)
- 38) Metzger, J. and D. Schwabe: Phys. Chem. Hydrodynam., 10, p.263 (1988)
- 39) Fagri, A.: "Heat Pipe Science and Technology", p.367, Taylor & Francis (1995)
- 40) Patanker, S.V. (水谷幸夫, 香月正司共訳): "コンピュータによる熱移動と流れの数値解析", p.122 (1985)
- 41) 荒川忠一: "数値流体工学", p.155, 東京大学出版会 (1994)
- 42) 中村富男: "流体解析ハンドブック", 共立出版 (1998)
- 43) Hirata, A. et al.: "Marangoni Convection in a Liquid Bridge under Microgravity Conditions during Parabolic Flight", J. Chem. Eng. Japan, 27, pp.65-71 (1994)

- 44) 戸谷剛, 黒田明慈, 工藤一彦:”球面調和関数を用いたスペクトル法による球状液滴内三次元過渡表面張力対流の数値解析手法”, 日本機械学会論文集(B編), 65, 267-274 (1999)

第7章 二成分ヒートパイプ内で起こる熱物質同時

移動現象の解析

7.1 基礎的考察と数学モデル

7.1.1 基礎的考察

前章までの過程では、水・エタノール系のような互いに溶け合う二成分を作動液としたヒートパイプにおいて、重力やウィックの毛細管力のかわりに、濃度差によるマランゴニ効果を利用して凝縮液を蒸発部まで帰還させることが可能か否かに着目して実験的な検討を行なうとともに、熱・物質移動や流体力学に関する既往の解析手法にもとづいて、このような新しい型のヒートパイプの可能性を考察した。しかし、そこでの取り扱いでは、ヒートパイプ内で起こる複雑な現象を簡素化し、単純化されたモデルを用いて取り扱うか、または特定の限られた現象のみに着目して考察するというものであった。すなわち、第2章ではヒートパイプの蒸発部と凝縮部が一様な状態にあるとして、蒸発部で蒸発した蒸気がそっくりそのまま凝縮部に凝縮するとし、気液平衡関係にしたがって液組成が決定されるとするものであった。また、第4章では二成分ヒートパイプ内で起こる成分の分離をより一般的に取り扱おうとする立場から、化学工学で用いられている NTU の概念を導入したが、ここでもやはりヒートパイプの蒸発部および凝縮部の状態は一様であるとして物質移動現象は総括的に取り扱われていた。これに対して、第5章ではヒートパイプの凝縮部について温度場および濃度場の連続的な分布を考慮し、マランゴニ効果の原因となる表面張力分布を推定しようとしたものであったが、蒸気相の温度分布や液組成分布の算定は実測結果をもとにしたものであり、ヒートパイプ内で起こる移動現象を厳密に解いたものではなかった。さらに、第6章では二成分ヒートパイプの凝縮液膜内で起こるマランゴニ対流について解析したが、表面張力勾配の形成要因となる熱および物質の移動現象については考慮せず、あくまでも凝縮量や表面張力勾配が先見的に与えられた場合における凝縮液の流れについて論じたものであった。

以上のような単純化された取り扱いであっても、ヒートパイプに関する作動液濃度などの条件と発生するマランゴニ力との関係についてのおおよその把握や、実験事実に対する定性的な説明はある程度可能である。しかし、マランゴニ対流の発生原因となる表面張力分布などのヒートパイプ系に関する諸量は、ヒートパイプ内における蒸気相および液相での運動量および熱、物質の輸送、さらには気液界面において起こる熱物質同時移動現象の結果として決まるものであり、また一般にこれらの個々の現象は独立に存在するものではなく、互いに複雑に影響を及ぼしあっているものである。したがって、本来の解析にあた

っては、個々の現象を的確に把握するとともに、これらの相互関係を明確にさせ、さらにこれらを連立させて解くことにより、総合的な視点からの検討がなされなければならないであろう。

以上のような立場から、本章では無重力場において二成分ヒートパイプ内で起こる移動現象を解析するにあたり、前章までの解析では考慮されていなかった蒸気相における移動現象も含めて、二成分ヒートパイプの凝縮部における熱物質同時移動現象を総括的に取り扱う手法のもとで、実験では定量的に得ることがむずかしいヒートパイプに関する諸条件とヒートパイプ内の気液相および気液界面における温度場・濃度場、流線、液膜厚さ、表面張力、凝縮速度分布との関係、およびこれによって起こるマランゴニ対流との関係などについて考察するとともに、前章までに得られた実験事実や理論と照らし合わせて再検討を行なう。

7.1.2 蒸気相におけるモデルと基礎方程式

円筒型のヒートパイプについて、蒸気相における移動現象の解析モデルを Fig.7-1 に示す。計算対象は2次元軸対称とし、解析にあたっては、重力の作用を無視する。また、液膜厚さは管半径に比べて小さく、無視できるものとする。

蒸気相における連続の式、運動方程式、熱移動方程式、物質移動方程式は次式で表される。

$$\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} = 0 \quad (7-1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_v \left[\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \quad (7-2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_v \left[\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{v}{r^2} \right] \quad (7-3)$$

$$\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial (\rho_v T)}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{v}{r} \frac{\partial (rT)}{\partial r} = \frac{K_v}{\rho_v c_{pv}} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] \quad (7-4)$$

$$\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial (\rho_v \omega_v)}{\partial t} + u \frac{\partial \omega_v}{\partial z} + \frac{v}{r} \frac{\partial (r\omega_v)}{\partial r} = D_v \left[\frac{\partial^2 \omega_v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \omega_v}{\partial r} \right) \right] \quad (7-5)$$

ここで、 ρ_v 、 ν_v 、 K_v 、 c_{pv} 、 D_v はそれぞれ混合蒸気の平均密度、動粘度、熱伝導度、定圧比熱、相互拡散係数である。なお、ここでは物質収支を取り扱っているために、溶質濃度はモル分率 x ではなく質量分率 ω で与えている。

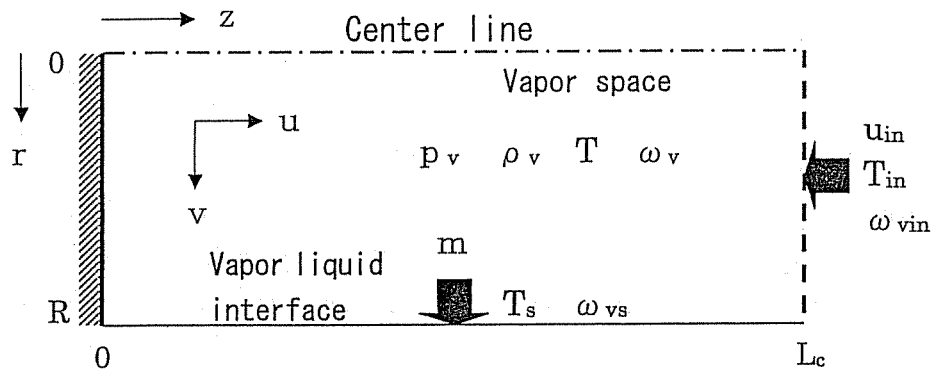


Fig.7-1 Schematic model of vapor space in two-component heat pipe

凝縮部入り口における境界条件は、以下のように与える。

$$z=L_c : u = -u_{in}, \quad v = 0, \quad T = T_{in}, \quad \omega = \omega_{vin} \quad (7-6)$$

ただし、冷却部に流入する蒸気の速度 u_{in} は熱入力から決定されるとする。また、Fig. 7-2 に示すように、流入蒸気の温度 T_{in} および濃度 ω_{vin} は蒸発部液相（濃度 ω_{l0} ）との相平衡により定められ、これらが入口断面内で一様であるとすれば、 u_{in} 、 T_{in} 、 ω_{vin} は次のようになる。

$$u_{in} = \frac{Q}{\rho_v \lambda \pi R^2}, \quad (T_{in}, \omega_{vin}) = f_1(p_s, \omega_{l0}) \quad (7-7)$$

なお、 p_s は蒸気の平均圧力、 λ は蒸発潜熱である。

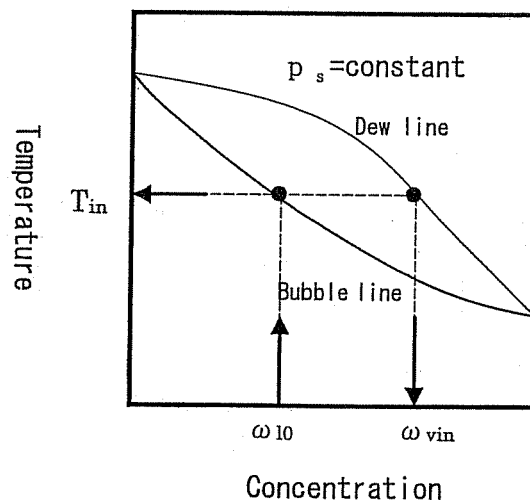


Fig.7-2 Relationship between each ω_{l0} , ω_{vin} and T_{in}

また、気液界面での境界条件は、次のように与えられる。

$$r=R: u=u_l|_{y=h}=\frac{h}{\mu_l}\frac{d\sigma}{dz}, \quad v=\frac{m}{\rho_v}, \quad T=T_s, \quad \omega_v=\omega_{vs} \quad (7-8)$$

T_s 、 ω_{vs} は気液界面温度および気液界面における蒸気濃度であり、 m は凝縮速度である。これらは後に示す Eqs.(7-22)~(7-24)の条件から決定される。また、気液界面にける蒸気速度 u は気液界面 ($y=h$) の液流速 u_l となり、後に示す Eq.(7-11)から定まるものである。さらに、凝縮部端が断熱されているとすれば、凝縮部端および管中心部では、それぞれ次のようになる。

$$z=0: u=0, \quad v=0, \quad \frac{\partial T}{\partial z}=\frac{\partial \omega_v}{\partial z}=0 \quad (7-9)$$

$$r=0: v=0, \quad \frac{\partial u}{\partial r}=\frac{\partial T}{\partial r}=\frac{\partial \omega_v}{\partial r}=0 \quad (7-10)$$

7.1.3 液膜における基礎方程式

Fig. 7-3 は液膜の解析モデルを示したものである。ここで液流れは表面張力勾配によって生じるとし、重力は作用しないものとする。また、液膜の状態は定常状態にあるとして取り扱う。さらに、第6章での解析結果から、マランゴニ力を駆動とした液流れは平行流モデルで近似できるとすれば、液膜内厚さ方向の速度分布は次式で与える。

$$u_l=\frac{y}{\mu_l}\frac{d\sigma}{dz} \quad (7-11)$$

ヒートパイプ各点における物質収支から次式が導かれ、液膜厚さ h は Eq.(7-13)の条件のもとで得られる。

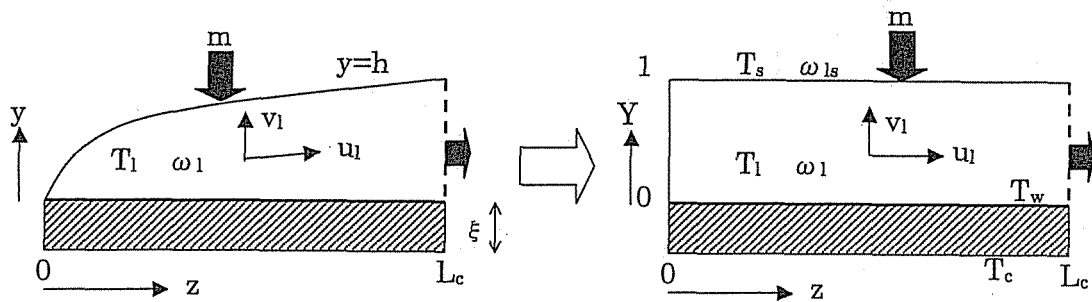


Fig.7-3 Model of liquid film in two-component heat pipe

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^2}{2\mu_l} \frac{d\sigma}{dz} \right) = \frac{m}{\rho_l} \quad (7-12)$$

$$z=0: \quad h=0 \quad (7-13)$$

一方、液の濃度分布は次式で記述される。

$$\frac{\partial}{\partial z} (hu_l \omega_l) + \frac{\partial}{\partial Y} (v_{1l} \omega_l) = \frac{D_l}{h} \frac{\partial^2 \omega_l}{\partial Y^2} \quad (7-14)$$

$$z=0: \quad \frac{\partial \omega_l}{\partial z} = 0 \quad (7-15)$$

$$Y=0: \quad \frac{\partial \omega_l}{\partial Y} = 0 \quad Y=1: \quad \omega_l = \omega_{ls} \quad (7-16)$$

ここで、 $Y=y/h$ である。ただし、流れ方向の拡散項は移流項に比べて小さいとして無視してある。 ω_{ls} は気液界面において濃度 ω_{vs} の蒸気と平衡にある液組成であり、後のEq.(7-24)から決定される。また、 v_{1l} は次のEq.(7-17)で定義され、Eq.(7-18)で与えられる連続の式と境界条件Eq.(7-19)に基づいて求められる。

$$v_{1l} = v_l - Y \frac{\partial h}{\partial z} u_l \quad (7-17)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (hu_l) + \frac{\partial}{\partial Y} (v_{1l}) = 0 \quad (7-18)$$

$$Y=0: \quad v_{1l} = 0 \quad (7-19)$$

なお、液膜内の温度分布 $T_l(Y)$ については、液流れにともなう顕熱の効果は無視し、厚さ方向の熱伝導のみを考慮して、次式で与えられるような直線的とする。

$$T_l = T_w + Y(T_s - T_w) \quad (7-20)$$

ただし、 T_w はヒートパイプの内壁面温度であり、管材の熱伝導率を K_m 、管の厚さを ξ 、外壁面温度を T_c とすれば、

$$T_w = T_c + \frac{\lambda m \xi}{K_m} \quad (7-21)$$

で与えられる。

7.1.4 気液界面における基礎方程式

気液界面 ($r=R$) では、熱流束および物質流束の連続条件より、次の関係が成立する。

$$\lambda m = \frac{K_l}{h} (T_s - T_w) + \left(K_v \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (7-22)$$

$$\omega_{ls} m + \left(\rho_l D_l \frac{\partial \omega_l}{\partial y} \right)_{y=h} = \omega_{vs} m - \left(\rho_v D_v \frac{\partial \omega_v}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (7-23)$$

上式における、 ω_{vs} 、 ω_{ls} は界面温度 T_s に対する相平衡条件として与えられる。

$$(\omega_{vs}, \omega_{ls}) = f_2(p_s, T_s) \quad (7-24)$$

これらの条件から気液界面温度が決定され、また Eq.(7-22) より凝縮量 m が求まる。
 なお、蒸気密度 ρ_v の時間的变化は、冷却部に流入する蒸気の質量流量 Q/λ と凝縮量の関係から、次式によって決定される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \pi R^2 L_c) = \frac{Q}{\lambda} - \int_0^{L_c} 2\pi R m dz \quad (7-25)$$

この蒸気密度に対する系の圧力 p_v は、次式で与えられる。

$$p_v = \frac{R_c \rho_v \bar{T}}{M_w} \quad (7-26)$$

ただし、 \bar{T} は次式で与えられる蒸気相の平均温度、 \bar{M}_w は平均分子量である。

$$\bar{T} = \frac{2}{R^2 L_c} \int_0^{L_c} \int_0^R r T dr dz \quad (7-27)$$

以上に掲げた、蒸気相および液相における運動量、熱、物質移動方程式を連立させて解くことにより、ヒートパイプ系における気相および液相の速度分布、温度分布、濃度分布や、気液界面における凝縮速度分布などが決定される。

なお、ここに示した二成分ヒートパイプのモデルは、先に行なった長崎らの取り扱い¹⁾を参考にしたものであるが、気液相の流れについて重力の存在を無視したことと、気液界面におけるマランゴニカの存在を考慮したことおよび温度場の解析において冷却部における管材の熱抵抗を考慮したことにおいて、彼らのものとは異なっている。彼らは二成分ヒートパイプの定温度特性に着目して研究を行なっているのに対して、ここでは、長さ方向に形成される凝縮液の表面張力と液膜厚さの分布に主たる関心を有するものである。

7.1.5 数値計算の方法

ここでは、ヒートパイプ系についての与えられた条件に対し、Eqs.(7-1)~(7-27)の基礎方程式を離散化して数値的に解くことにより、定常状態における蒸気および液流速、温度、濃度、凝縮速度、液膜厚さなどの空間的な分布を求めた。計算では Fig.7-4 に示すように、計算領域 ($0 \leq z \leq L_c$, $0 \leq r \leq R$, $0 \leq Y \leq 1$) を z 方向に NI 個、 r 方向に NJ 個、 Y 方向に NK 個の等間隔セルに分割し、また境界条件を考慮するために、計算領域の外側に補助セル ($i=0, NI+1$, $j=0, NJ+1$, $k=0, NK+1$) を設けた。Table 7-1 はこれらの計算の基礎となる離散化式を示したものであり、計算は以下の手順ですすめられる。すなわち、時刻 t^n における諸量を既知として、

- ① Eqs.(7-1')~(7-3')より、 u_{ij}^{n+1} , v_{ij}^{n+1} ($i=1 \sim NI$, $j=1 \sim NJ$) を求める。
- ② Eqs.(7-4'),(7-5')より、 T_{ij}^{n+1} , $\omega_{v,ij}^{n+1}$ ($i=1 \sim NI$, $j=1 \sim NJ$) を求める。
- ③ Eqs.(7-22'),(7-23'),(7-24)より、 $T_{s,i}^{n+1}$, $\omega_{vs,i}^{n+1}$, $\omega_{ls,i}^{n+1}$, m_i^{n+1} ($i=1 \sim NI$) を求める。
- ④ 位置 i において、蒸気流量と液流量とが等しくなるように、 h_i^{n+1} を決定する。
- ⑤ Eqs.(7-14'),(7-15'),(7-18')より、 $u_{li,k}^{n+1}$, $v_{li,k}^{n+1}$, $\omega_{li,k}^{n+1}$ ($i=1 \sim NI$, $k=1 \sim NK$) を求める。
- ⑥ Eq.(7-25'),(7-26')より、 p_v^{n+1} , ρ_v^{n+1} を求める。
- ⑦ $n+1 \rightarrow n$ として、①に戻り、全ての量が定常状態に達したと見なせるまで計算を繰り返す。

ここで、蒸気相の流速分布の解析においては、6.2 で行なったのと同様な方法で行なった。すなわち、Fig.7-4 に示すようなスタガード格子を用いて離散化し、対流項には一次精度の風上差分、時間前進にはオイラー陽解法を用いた。また、気相の速度場の解法には、以下のような SMAC 法を用いた。すなわち、まず圧力場の推定値 p^* を使い、次の時刻の仮の速度 u^*, v^* を Eqs.(7-2'),(7-3')の離散化式から計算する。こうして求めた仮の速度および圧力に対して以下のような補正を加え、連続の式を満たすようにする。

$$u_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^* + u_{i,j}', \quad v_{i,j}^{n+1} = v_{i,j}^* + v_{i,j}', \quad p_{i,j}^{n+1} = p_{i,j}^* + p_{i,j}' \quad (7-28)$$

ここで、

$$u_{i,j}' = \frac{(p'_{i,j} - p'_{i+1,j})\Delta t}{\Delta z}, \quad v_{i,j}' = \frac{(p'_{i,j} - p'_{i,j+1})\Delta t}{\Delta r} \quad (7-29)$$

と近似することにより、次式を得る。

$$A_{Pi,j} p'_{i,j} = A_{Ei,j} p'_{i+1,j} + A_{Wi,j} p'_{i-1,j} + A_{Ni,j} p'_{i,j+1} + A_{Si,j} p'_{i,j-1} - Div_{i,j}^* \quad (7-30)$$

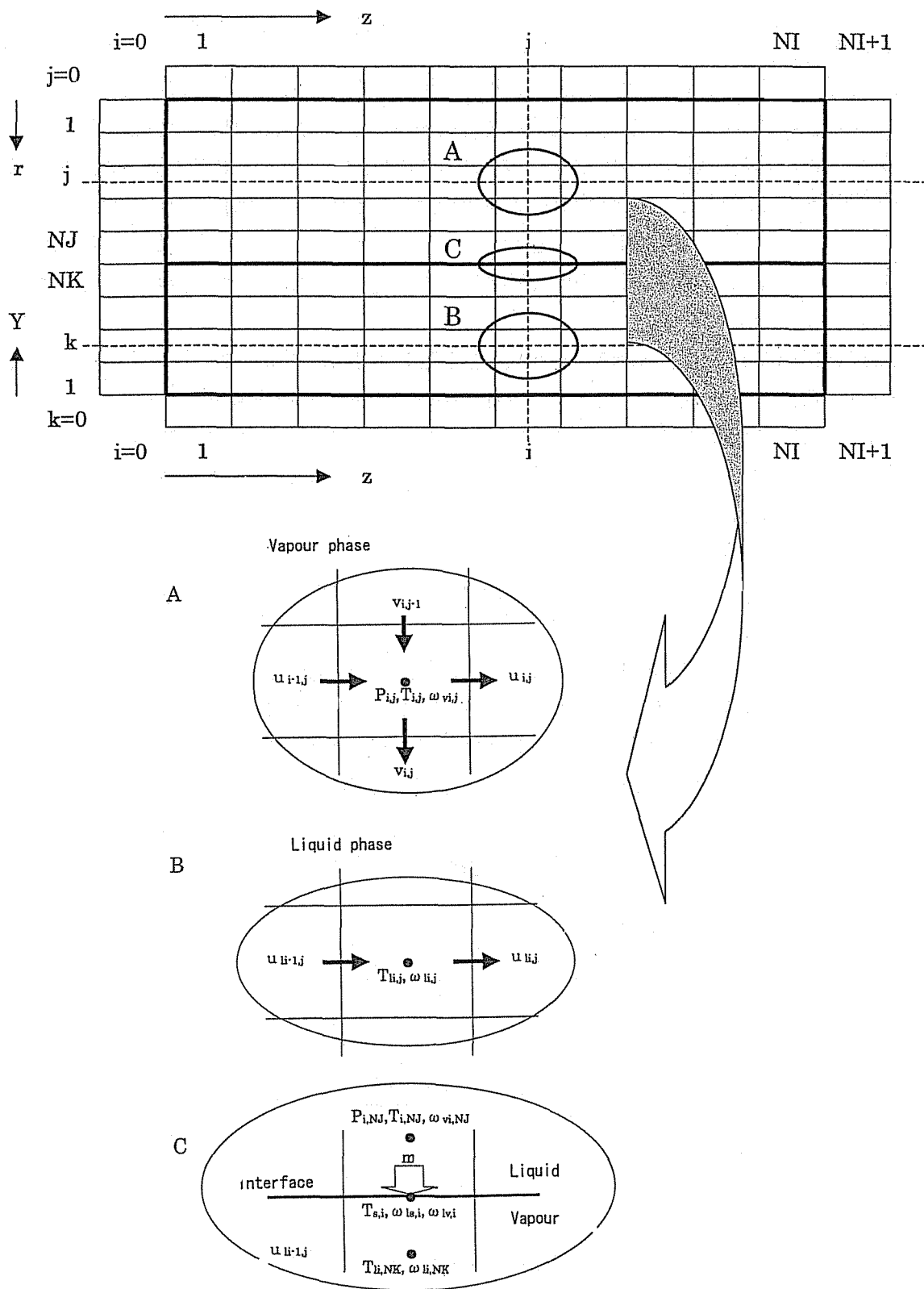


Fig.7-4 Discretization of calculation domain

Table 7-1 Discretization of basic equations and boundary conditions

Basic equations

$$\frac{1}{\rho_v^n} \frac{\rho_v^{n+1} - \rho_v^n}{\Delta t} + \frac{u_{i,j}^n - u_{i-1,j}^n}{\Delta x} + \frac{1}{r_j} \frac{(r_j v_{i,j}^n - r_{j-1} v_{i,j-1}^n)}{\Delta r} \quad (7-1')$$

$$\begin{aligned} \frac{u_{i,j}^{n+1} - u_{i,j}^n}{\Delta t} = & -u_{i,j}^n \frac{u_{i,j}^n - u_{i-1,j}^n}{\Delta x} - v_{i,j}^n \frac{u_{i,j}^n - u_{i,j-1}^n}{\Delta r} - \frac{1}{\rho_v^n} \frac{p_{i,j} - p_{i-1,j}}{\Delta x} \\ & + \frac{\mu_v}{\rho_v^n} \left[\frac{u_{i+1,j}^n - 2u_{i,j}^n + u_{i-1,j}^n}{\Delta x^2} + \frac{(r_{j+1}/r_j)(u_{i,j+1}^n - u_{i,j}^n) - (u_{i,j}^n - u_{i,j-1}^n)}{\Delta r^2} \right] \end{aligned} \quad (7-2')$$

$$\begin{aligned} \frac{v_{i,j}^{n+1} - v_{i,j}^n}{\Delta t} = & -u_{i,j}^n \frac{v_{i,j}^n - v_{i-1,j}^n}{\Delta x} - v_{i,j}^n \frac{v_{i,j}^n - v_{i,j-1}^n}{\Delta r} - \frac{1}{\rho_v^n} \frac{p_{i,j} - p_{i,j-1}}{\Delta x} \\ & + \frac{\mu_v}{\rho_v^n} \left[\frac{v_{i+1,j}^n - 2v_{i,j}^n + v_{i-1,j}^n}{\Delta x^2} + \frac{(r_{j+1}/r_j)(v_{i,j+1}^n - v_{i,j}^n) - (v_{i,j}^n - v_{i,j-1}^n)}{\Delta r^2} \right] \\ & + \frac{v_{i,j}^n}{r_j^2} \end{aligned} \quad (7-3')$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_v^n} \frac{\rho_v^{n+1} T_{i,j}^{n+1} - \rho_v^n T_{i,j}^n}{\Delta t} = & -u_{i,j}^n \frac{T_{i,j}^n - T_{i-1,j}^n}{\Delta x} - \frac{v_{i,j}^n}{r_j} \frac{r_j T_{i,j}^n - r_{j-1} T_{i,j-1}^n}{\Delta r} \\ & + \frac{K_v}{\rho_v^n c_{pv}} \left[\frac{T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n}{\Delta x^2} + \frac{(r_{j+1}/r_j)(T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) - (T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n)}{\Delta r^2} \right] \end{aligned} \quad (7-4')$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_v^n} \frac{\rho_v^{n+1} \omega_{vi,j}^{n+1} - \rho_v^n \omega_{vi,j}^n}{\Delta t} = & -u_{i,j}^n \frac{\omega_{vi,j}^n - \omega_{vi-1,j}^n}{\Delta x} - \frac{v_{i,j}^n}{r_j} \frac{r_j \omega_{vi,j}^n - r_{j-1} \omega_{vi,j-1}^n}{\Delta r} \\ & + D_v \left[\frac{\omega_{vi+1,j}^n - 2\omega_{vi,j}^n + \omega_{vi-1,j}^n}{\Delta x^2} + \frac{(r_{j+1}/r_j)(\omega_{vi,j+1}^n - \omega_{vi,j}^n) - (\omega_{vi,j}^n - \omega_{vi,j-1}^n)}{\Delta r^2} \right] \end{aligned} \quad (7-5')$$

Boundary conditions

$$u_{NI+1,j} = u_{in}, \quad v_{NI+1,j} = 0, \quad T_{NI+1,j} = T_{in}, \quad \omega_{vNI+1,j} = \omega_{vin} \quad (7-6')$$

$$u_{i,NJ+1} = -\frac{2h\sigma_z}{\mu_l} - u_{i,NJ}, \quad v_{i,NJ} = \frac{m_i}{\rho_v}, \quad T_{i,NJ+1} = T_{s,i} - T_{i,NJ}, \quad \omega_{vi,NJ+1} = \omega_{vs,i} - \omega_{vi,NJ} \quad (7-8')$$

$$u_{0,j} = 0, \quad v_{0,j} = 0, \quad T_{0,j} = T_{1,j}, \quad \omega_{v0,j} = \omega_{v1,j} \quad (7-9')$$

$$v_{i,0} = 0, \quad u_{i,0} = u_{i,1}, \quad T_{i,0} = T_{i,1}, \quad \omega_{vi,0} = \omega_{vi,1} \quad (7-10')$$

Condensate thickness

$$h_i = \sqrt{h_{i-1}^2 \frac{\sigma_{z,i-1}}{\sigma_{z,i}} + \frac{2\mu_l m_i}{\rho_l \sigma_{z,i}} \Delta z} \quad (h_0 = 0) \quad (7-11')$$

Liquid concentration

$$\frac{h_i u_{i,j} \omega_{li,j} - h_{i-1} u_{i-1,j} \omega_{li-1,j}}{\Delta x} + \frac{v_{li,j} \omega_{i,j+1} - v_{li,j-1} \omega_{li,j}}{\Delta Y} = \frac{D_l}{h_i} \frac{\omega_{li,j+1} - 2\omega_{li,j} + \omega_{li,j-1}}{\Delta Y^2} \quad (7-14')$$

$$\frac{h_i u_{i,j} - h_{i-1} u_{i-1,j}}{\Delta x} + \frac{v_{li,j} - v_{li,j-1}}{\Delta Y} = 0 \quad (v_{li,0} = 0) \quad (7-18')$$

$$\omega_{li,0} = \omega_{li,1}, \quad \omega_{li,Nj+1} = 2\omega_{lsi} - \omega_{li,Nj}, \quad v_{li,Nj} \omega_{li,Nj+1} = v_{li,Nj} \omega_{vsi} \quad (7-15')$$

Conditions at liquid-vapor interface

$$\lambda m_i = \frac{K_l (T_{si} - T_c)}{h_i + K_l \xi / K_s} + K_v \frac{T_{si} - T_{i,NJ}}{\Delta r / 2} \quad (7-22')$$

$$\frac{(\omega_{lsi} - \omega_{vsi})}{\lambda} \cdot \left(\frac{K_l (T_{si} - T_c)}{h_i + K_l \xi / K_s} + K_v \frac{T_{si} - T_{i,NJ}}{\Delta r / 2} \right) + \rho_v D_v \frac{\omega_{vsi} - \omega_{vi,NJ}}{\Delta r / 2} + \rho_l D_l \frac{\omega_{lsi} - \omega_{li,NK}}{\Delta y / 2} = 0 \quad (7-23')$$

Vapor pressure and density

$$\pi R^2 L_c \frac{\rho_v^{n+1} - \rho_v^n}{\Delta t} = \frac{Q}{\lambda} - 2\pi R \sum_{i=1}^{NI} m_i \Delta z \quad (7-25')$$

$$P_{si,j} = \frac{R_c \rho_v T_{i,j}}{Mw} \quad (7-26')$$

ただし、

$$Div_{i,j}^* = \frac{\rho_v^{n+1} - \rho_v^n}{\rho_v^n} + \frac{(u_{i,j}^* - u_{i-1,j}^*)\Delta t}{\Delta z} + \frac{2}{(r_j + r_{j-1})} \frac{(r_j v_{i,j}^* - r_{j-1} v_{i,j-1}^*)\Delta t}{\Delta r}$$

$$A_{Ei,j} = \frac{\Delta t}{\Delta z^2}, \quad A_{Wi,j} = \frac{\Delta t}{\Delta z^2}, \quad A_{Ni,j} = \frac{(r_j + r_{j+1})\Delta t}{2r_j \Delta r^2}, \quad A_{Si,j} = \frac{(r_j + r_{j-1})\Delta t}{2r_j \Delta r^2}$$

$$A_{Pi,j} = A_{Ei,j} + A_{Wi,j} + A_{Ni,j} + A_{Si,j}$$

$$A_{Ni,Nj} = 0, \quad A_{Pi,j} = A_{Ei,j} + A_{Wi,j} + A_{Si,j} + \frac{2\Delta t}{\Delta r^2}, \quad A_{Si,1} = 0, \quad A_{Wi,1} = 0$$

このようにして、Eq.(7-30)をSOR法により解き、Eq.(7-29)より u', v' を求めて速度と圧力を補正するとともに、 u^* の値を更新する際に反復誤差 $\varepsilon_R = \sum_{i,j} |u_{i,j}| / \sum_{i,j} |u_{i,j}^*|$ を計算し、 ε_R が収束の判定基準 $\varepsilon_{Rmax}(=10^{-4})$ より小さくなるまで反復を繰り返した。

また、時刻 t^{n+1} における h_i^{n+1} については、本来ならば Eq.(7-11) からもとめるべきものであるが、計算の都合上以下に示すような便宜的な方法により求めた。すなわち、位置 i における z 方向の蒸気流量 $-G_w$ および液流量 G_l はそれぞれ、

$$-G_{w,i} = 2\pi \sum_{j=1}^{NJ} \rho_v u_{i,j} r_j \Delta r \quad (7-31)$$

$$G_{l,i} = \frac{\pi R \rho_l h_i^2}{\mu_l} \cdot \frac{\Delta \sigma}{\Delta z} \quad (7-32)$$

で与えられるので、両者を等しいとおいて h_i を求めれば、

$$h_i = \sqrt{\frac{2\mu_l \rho_v \sum_{j=1}^{NJ} u_{i,j} r_j \Delta r}{R \rho_l \Delta \sigma}} \quad (7-33)$$

となる。このようにして得られた h_i^* に対して、既知の h_i^n から緩和係数 $\alpha_h (=0.01 \sim 0.001)$ を導入して、

$$h_i^{n+1} = h_i^n + \alpha_h (h_i^* - h_i^n) \quad (7-34)$$

として求めた。

なお、計算にあたって必要な、粘性係数、拡散係数、熱伝導率、密度、比熱、蒸発潜熱、気液平衡関係など、蒸気相および液相における二成分混合物の物性値に関しては、5.3 に

おけるのと同様に Appendix に示すようなやりかたによって推算し、温度・組成・圧力による影響を考慮して取り扱った。

7.2 解析結果と考察

7.2.1 実験条件との関係

計算を行なうにあたり、必要なヒートパイプに関する諸パラメータの値については、第3章で行なった微小重力実験におけるものを参考にして、Table 7-2 に示されるようなものを基準値とした。また、冷却条件の取り扱いについては、管材（ガラス）の熱抵抗を考慮し、Eq.(7-21)にしたがって評価した。なお、蒸気相の流れ場、温度・濃度場の計算では無負荷状態から加熱部に過渡的な熱負荷を与えた際の非定常計算を行っており、それに付随する凝縮速度や液膜厚さ分布についても時間的な変化をとまなうものであるか、ここでは時間が十分経過して定常に達した状態のみを考察の対象とした。なお、Fig.7-4 に示した計算領域における要素の分割数は、原則として $NI=40$ 、 $NJ=10$ 、 $NK=10$ とした。

Fig.7-5(a)~(l)は Table 7-3 で示した基準値 ($L=60\text{mm}$ 、 $R=4\text{mm}$ の水・エタノール混合物を作動液としたヒートパイプ) に対して、加熱量 Q 、仕込み液濃度 x_0 、冷却水温度 T_c 、管壁厚さ ξ の条件を変えた場合における蒸気相の流線(A)、温度(B)、濃度および液相濃度(C および D、いずれもモル分率で表示)の空間分布に関する計算結果を示したものである。ここで、同図における(a)~(f)は $x_0=5\text{mol}\%$ 、 $T_c=20^\circ\text{C}$ 、 $\xi=1.0\text{mm}$ の条件のもとで、加熱

Table 7-2 Standard values for calculation

Scale	
Condenser length:	$L=60\text{mm}$
Inner diameter:	$d_i = 8\text{mm}$
Outer diameter:	$d_o=10\text{mm}$
Container	
Material:	Pilex glass
Thickness:	$\xi=1\text{ mm}$
Working fluid	
Water-ethanol mixture	
Concentration:	$x_0=5\text{ mol}\%$
Heating condition	
Heat rate:	$Q= 20\text{W}$
Cooling condition	
Temperature:	$T_c=20^\circ\text{C}$
Gravity environment	
Nongravity condition	

量を $Q=2\sim 100\text{W}$ と変化させた場合の結果であるが、 $Q=2, 5\text{W}$ と加熱量が小さい場合には混合蒸気の凝縮は冷却部入口付近に集中しており、冷却部端付近では二成分ヒートパイプ特有の不凝縮域²⁾に近い状態であることがわかる。一方、 $Q\geq 10\text{W}$ になると冷却部全体でほぼ一様に凝縮が起こるようになるが、さらに加熱量を増加させていくと冷却部端付近での凝縮が顕著になっていくことがうかがえる。加熱量が低い場合には蒸気温度の分布は長さ方向にも形成されるが、加熱量の増加とともにヒートパイプ中心部付近の蒸気温度は一様に近づき、気液界面付近において径方向の分布が顕著となる。また、気相の濃度分布に関しては、ここで取り扱った水・エタノール系のプラントル数($c_p\mu/K$)とシュミット数($\mu/\rho D$)の値がオーダー的に近い(1程度)ことと、気液界面では平衡関係が保たれていることから、温度分布にほぼ対応したものとなっていることがわかる。さらに、液相についても長さ方向および径方向に濃度分布が形成されるが、蒸気相に比べて径方向の分布幅は小さい。なお、ここでの加熱量の値は3章で行なった微小重力実験のそれに比べてやや小さな値となっているが、これは加熱部側の作動液の様子を観察する必要上ヒーター周りを断熱していなかったために熱損失が存在したことによると考えられ、両者を比較する際における第3章の実験での輸送熱量については、そこで示した加熱量の値に対して20~40%程度の熱損失が存在することを考慮する必要がある。次に、Fig.7-5の(d)および(g)~(i)を比較すると、ヒートパイプの仕込み液濃度の違いによる影響がわかる。すなわち、仕込み液濃度が低くなるとともに気液界面付近の温度降下が大きくなり、また気液相とも長さ方向により顕著な濃度分布が形成されるようになっていくことがわかる。これらは、蒸気濃度の違いによって、蒸気密度が異なることによる蒸気相の拡散係数や温度伝播率への影響が現われたためである。また、(j)、(k)は $x_0=5\text{mol}\%$ 、 $Q=20\text{W}$ の条件のもとで、冷却水温度をそれぞれ 0°C および 50°C とした場合の結果であるが、冷却水温度の条件の違いに対しては粘性係数など物性値の温度依存性の影響が現われるのみで、気液相における組成分布の形成にはそれほど大きな影響を与えていない。さらに、(l)は(d)と同じ条件であるが、長崎ら¹⁾の解析で用いられたような管壁の熱抵抗を0として凝縮面温度が T_c であるとした場合における結果であり、特に冷却部端付近の流れ場の状態に差がみられている。

Fig.7-6は、Fig.7-5に示した(a)~(l)の各条件下における長さ方向の気液界面温度分布の様子を示したものである。気液界面温度は冷却部入口付近において冷却部に向かってやや降下するものの、全体的にはヒートパイプの条件に応じた値をとっていることがわかる。また、Fig.7-7はFig.7-6と同一条件下における気液界面での液濃度分布を示したものであり、気液界面温度分布と同様に冷却部入口付近で長さ方向の変化が顕著になっているが、これは冷却部入口付近では界面近傍において、気相側の温度境界層および濃度境界層が十分発達していないことによるものである。Fig.7-8はこれらをもとにして、凝縮液の表面張力および表面張力勾配によって決まるマランゴニ数 $Ma (=d\sigma/dz)\rho_l L_c^2/\mu_l^2$ の長さ方向の分布を算出したものである。これによると、一般に Ma は冷却部入口側に近づくほど大きくなり、Eq.(6-58)において $b>0$ とした場合に近い状態にあることがわかる。

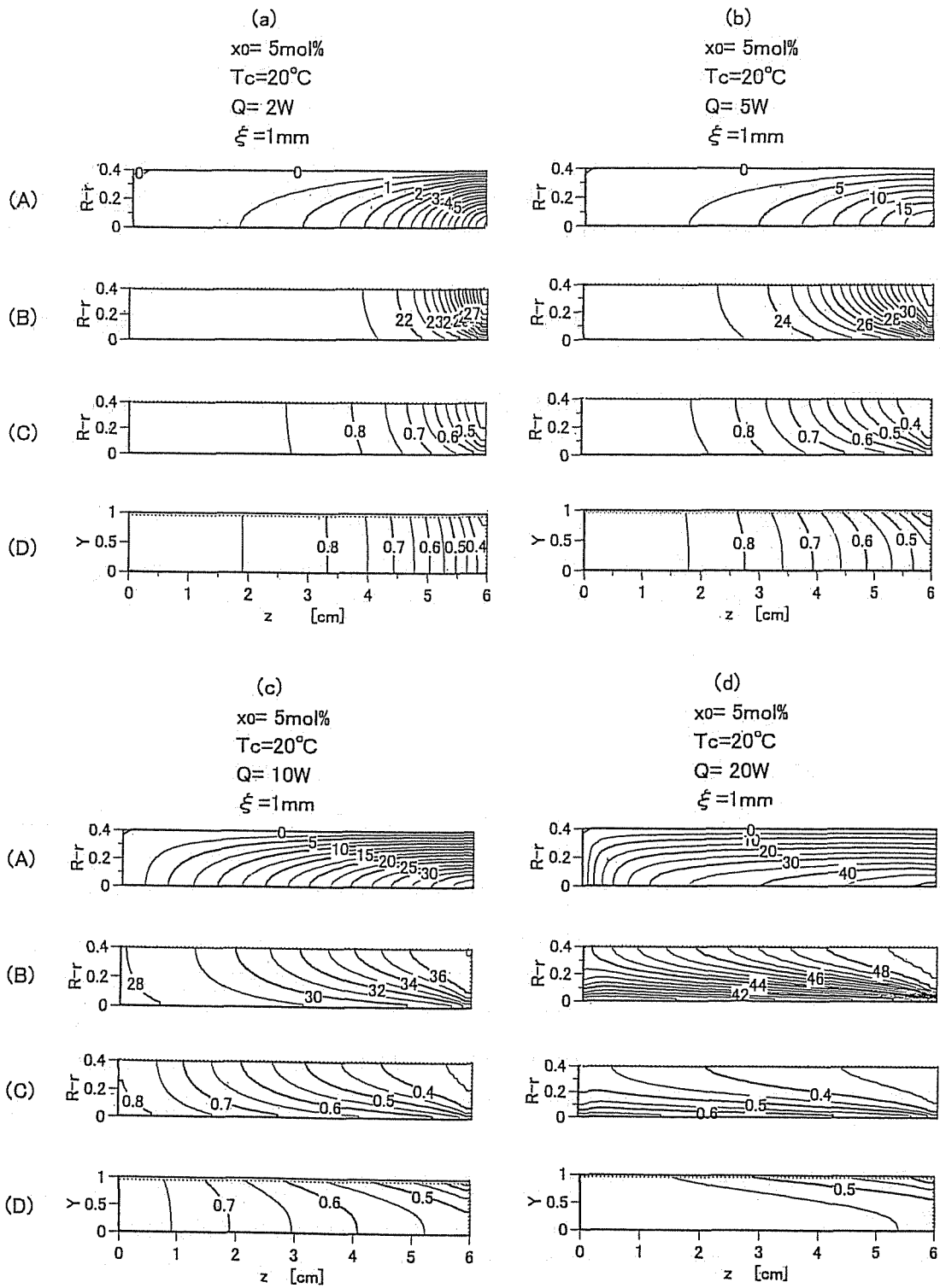


Fig.7-5-(1) Calculated spatial distribution of Stream line(A), Vapor temperature (B), Vapor concentration (C), Liquid concentration (D) in a heat pipe

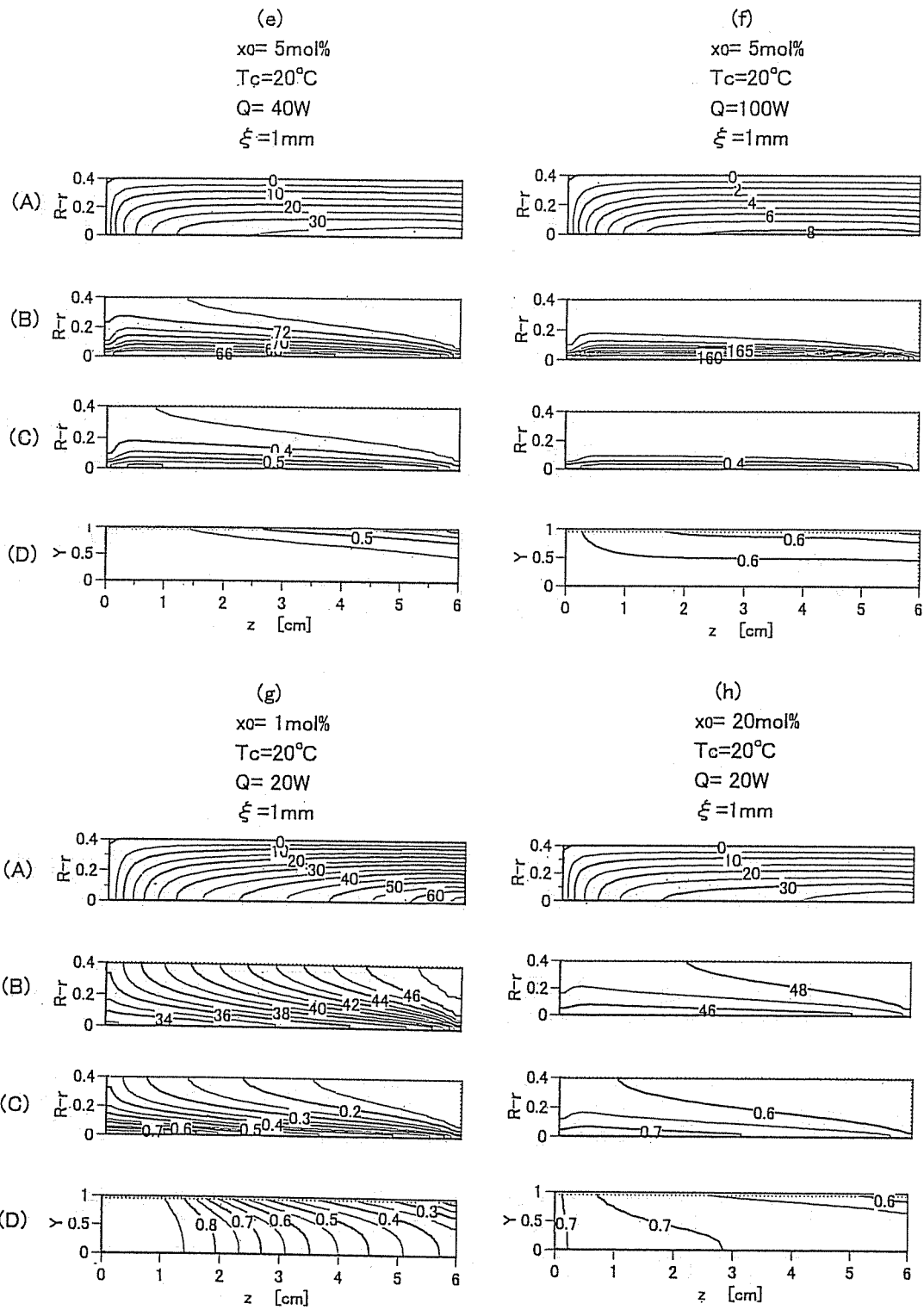


Fig.7-5-(2) Calculated spatial distribution of Stream line(A), Vapor temperature (B), Vapor concentration (C), Liquid concentration (D) in a heat pipe

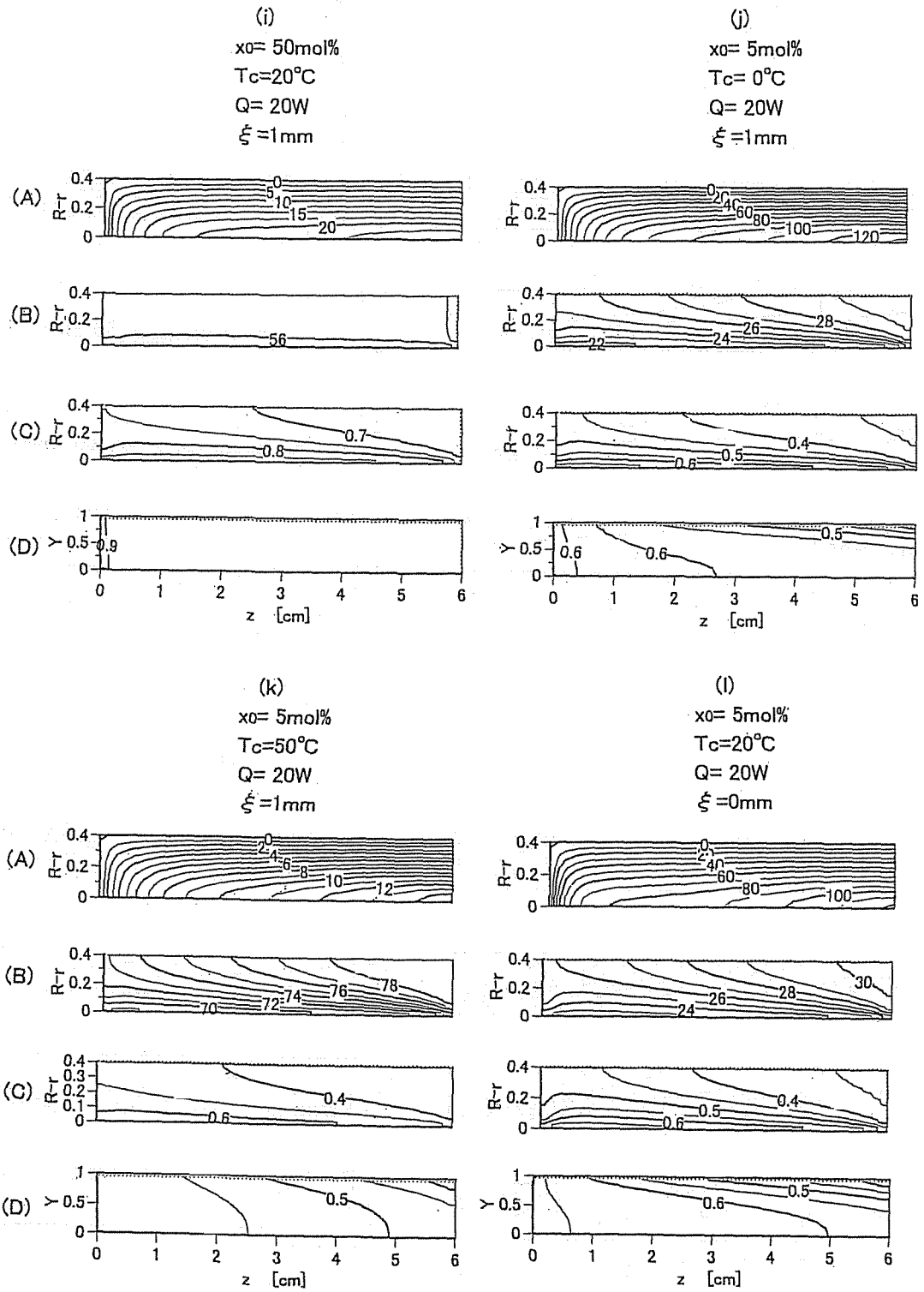


Fig.7-5-(3) Calculated spatial distribution of Stream line(A), Vapor temperature (B), Vapor concentration (C), Liquid concentration (D) in a heat pipe

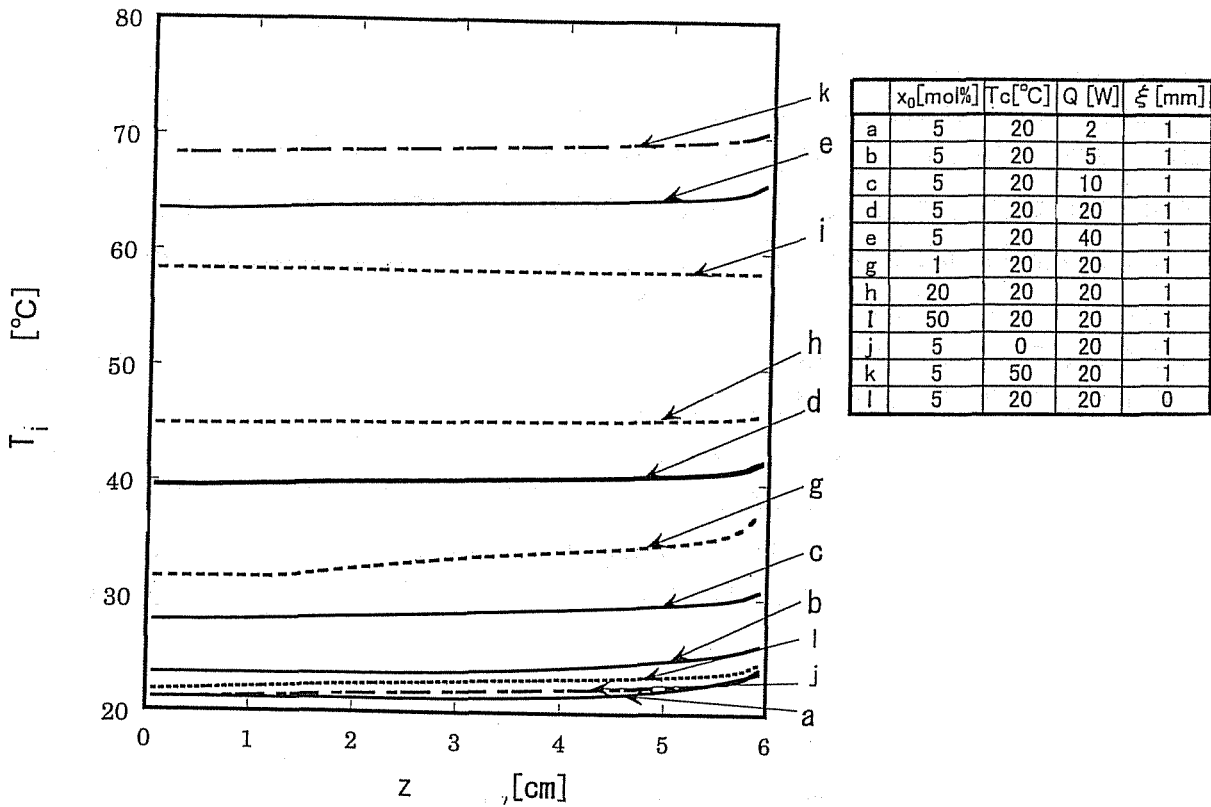


Fig.7-6 Calculated temperature distribution at the vapor-liquid interface in a heat pipes for several conditions

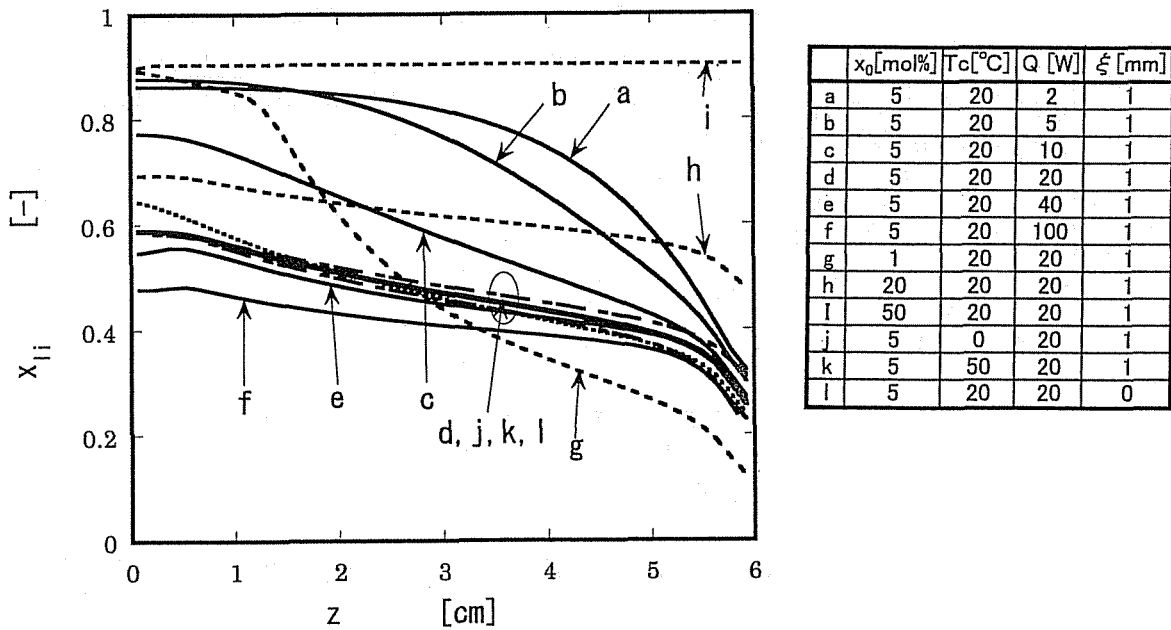


Fig.7-7 Calculated liquid concentration distribution at the vapor-liquid interface in a heat pipe for several conditions.

次に、Figs.7-9 および 7-10 はそれぞれ Fig.7-6 と同様な条件下での凝縮速度分布および凝縮液膜厚さ分布を示したものである。Fig.7-9 より、特に加熱量が大きく、仕込み液濃度が高く、管壁の熱抵抗が小さい場合には凝縮部端で凝縮速度が増加するケースがみられているが、これは凝縮部端では液膜厚さが減少するために、液膜内の伝熱抵抗が小さくなることによる影響が現れたためである。また、Fig.7-10 より、一般に液膜厚さは冷却部端から冷却部入口に向かって単調には増加せず、冷却部中央からやや冷却部入口よりのところで極大値を有する凸状の形状となることが多いが、これは Fig.7-6 に示したように冷却部入口付近では気液界面の液濃度変化が大きく、表面張力勾配が急激に大きくなるためにそれに比例して液帰還力が大きく働くようになり、その結果この付近の液膜厚さが小さくなるためである。なお、第3章で示した JAMIC での実験においても確かめられているように、ここで計算した条件下では、液帰還が不能になると算定された i の場合をのぞけば、凝縮液の液膜厚さは最大でも 0.3mm 以下であり、ヒートパイプとして通用し得ると考えられるものであった。

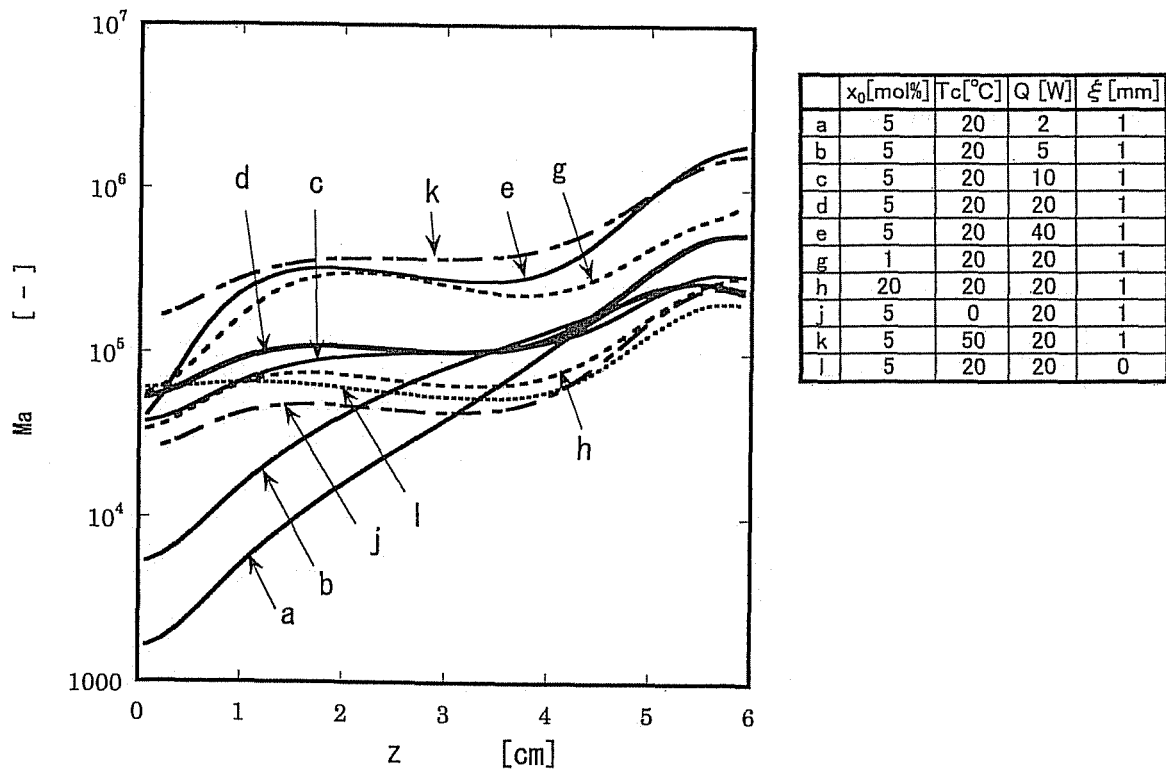


Fig.7-8 Calculated Marangoni number distribution at the vapor-liquid interface in a heat pipe for several conditions

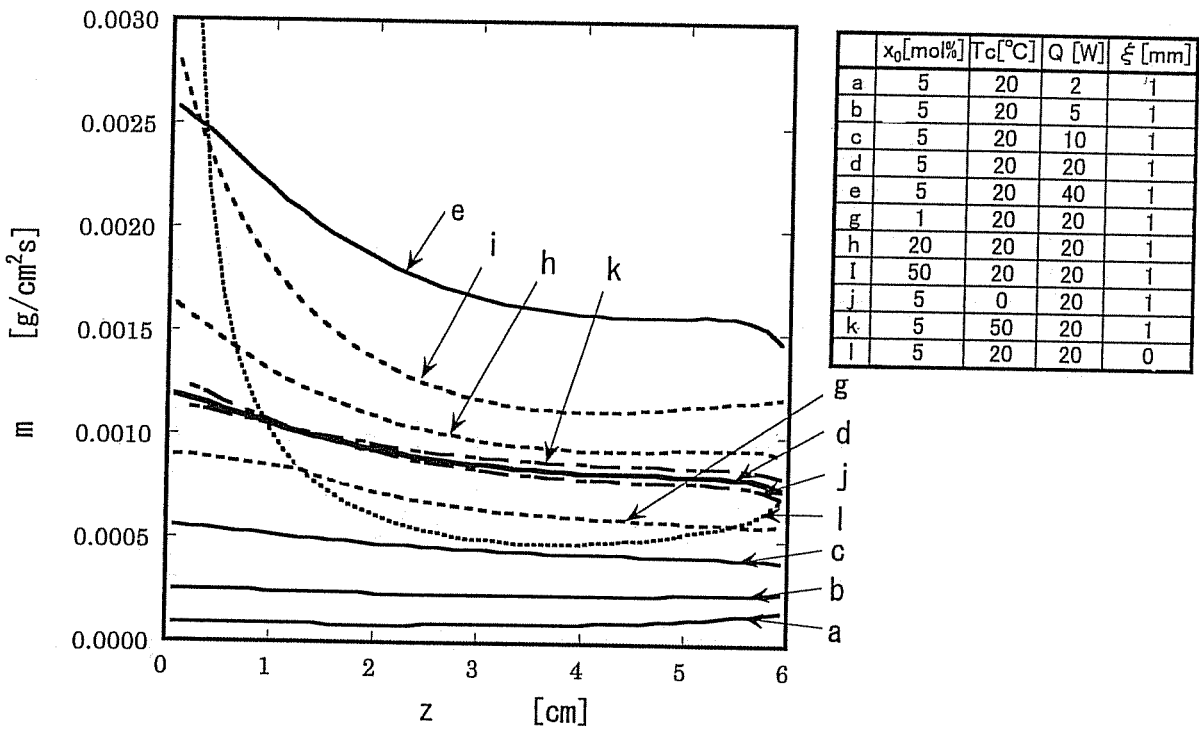


Fig.7-9 Calculated condensation rate distribution at the vapor-liquid interface in a heat pipe for several conditions

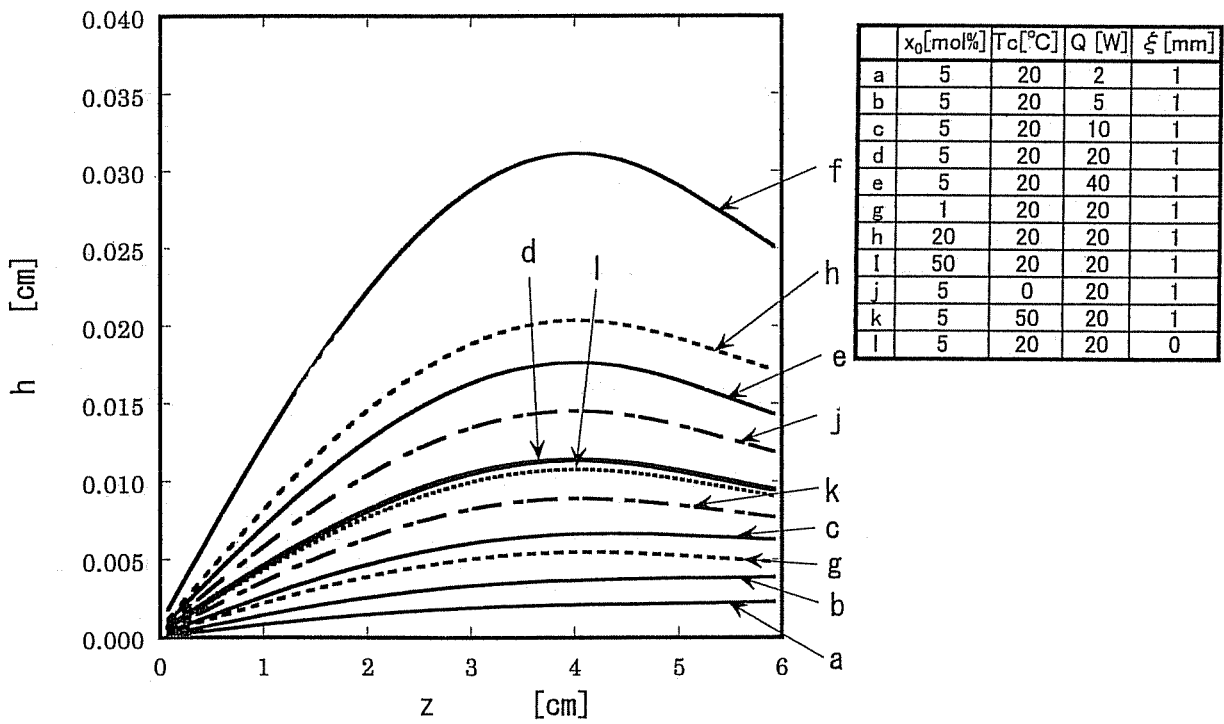


Fig.7-10 Calculated condensate thickness distribution at the vapor-liquid interface in a heat pipe for several conditions

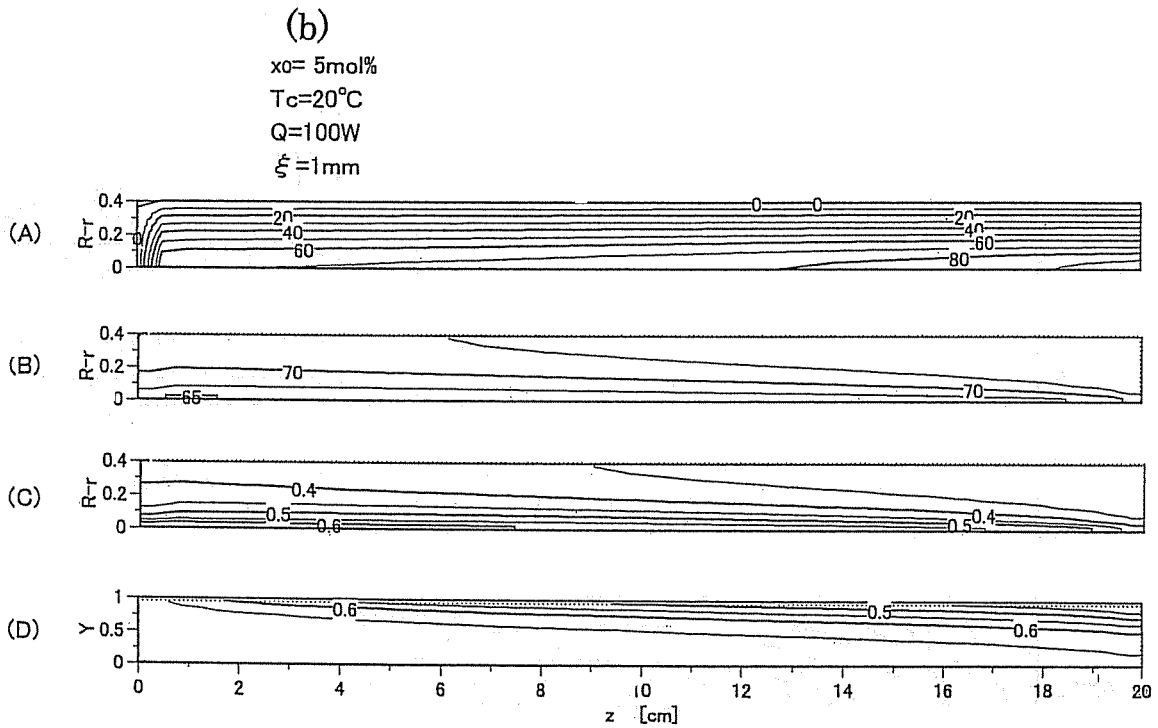
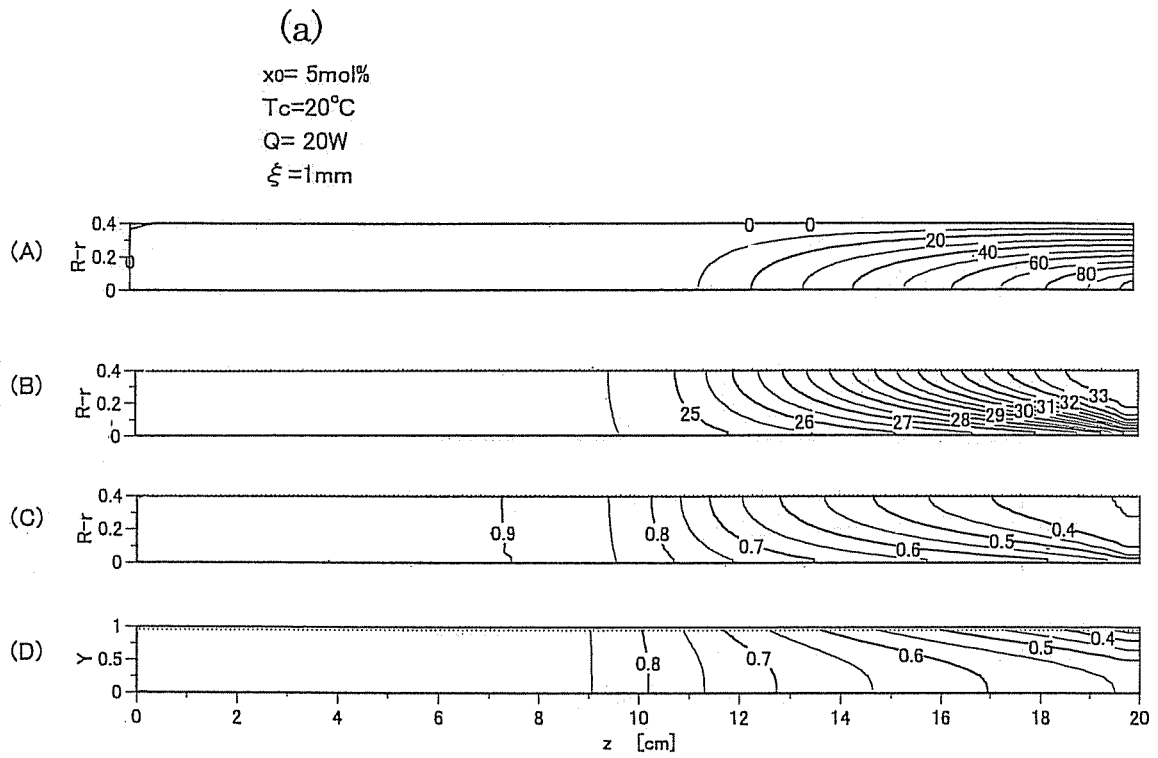


Fig.7-11 Calculated spatial distribution of Stream line(A), Vapor temperature(B), Vapor concentration(C), Liquid concentration(D) in a heat pipe , in which the length of the cooling section is relatively long

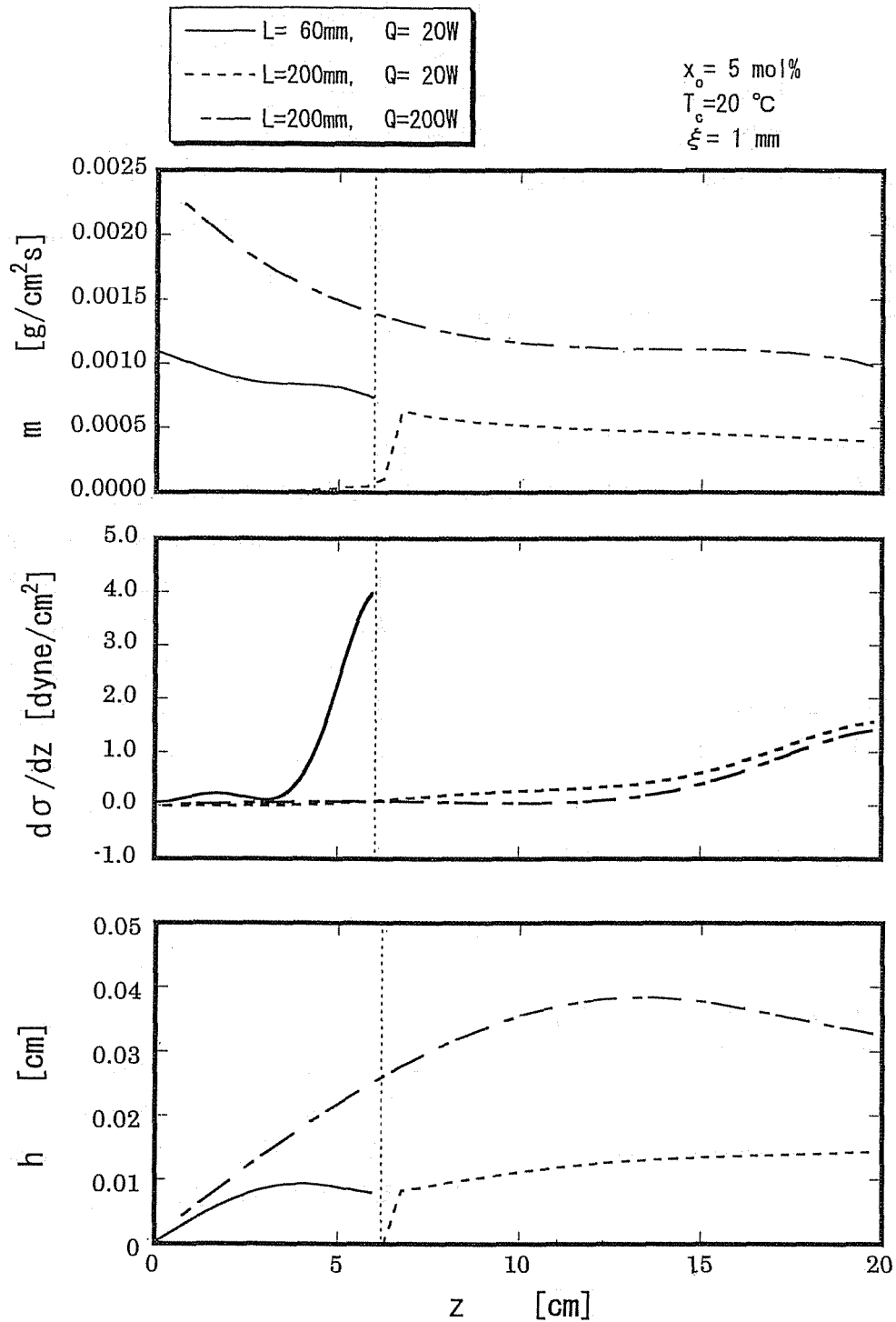


Fig.7-12 Calculated axial distribution of condensation rate, surface tension and condensate thickness in a heat pipe , in which the length of the cooling section is relatively long

なお、Fig.7-11(a), (b)は冷却部長さが 200mm と上述のものよりも長いヒートパイプについて、それぞれ $Q=20\text{W}$ および 100W として算出された蒸気相の流線(A)、温度(B)、濃度(C)および液相濃度分布(D)に関する結果である。また、Fig.7-12 はこれらのヒートパイプについての凝縮速度、表面張力および液膜厚さの長さ方向分布に関する結果(点線 $Q=20\text{W}$ 、一点鎖線 $Q=100\text{W}$)を上述の $L=60\text{mm}$ ($Q=20\text{W}$ 、実線)のものと比較して示したものであるが、これらの結果から、JAMIC 実験でも見られたように、ヒートパイプの冷却部が長くなると、冷却部で不凝縮域²⁾が形成されやすくなることがわかる。また、冷却部が長くなると長さ方向の表面張力勾配が緩やかになるために、凝縮液膜の厚さが冷却部の短いヒートパイプに比べて増加するが、このことは凝縮液が冷却部の一部分に滞留して液プラグが形成される要因になりやすいと思われる。

7.2.2 単純化モデルの検討

Fig.7-13 は $x_0=5\text{mol}\%$ 、 $T_c=20^\circ\text{C}$ 、 $Q=10\text{W}$ の場合を例にとって、気液界面における蒸気および液濃度分布 x_s 、 x_l と気相中心部の濃度 $x(0)$ 、壁面における液相濃度 $x_l(0)$ との関係を示したものである。濃度境界層が十分に発達していない冷却部入口付近をのぞけば、図中の黒矢印で示した気相本体と界面の濃度差は白矢印で示した液相のそれに比べればはるかに大きく、第5章で述べたように物質移動抵抗は蒸気相支配であることを示している。また、得られた気相および液相の濃度分布の結果から、次式によって各位置におけるそれぞれの平均濃度を算出した結果 (\bar{x} , \bar{x}_l 、 $-$ は平均を表わす)は、図中の黒丸印(気相)、白丸印(液相)で示すように、全還流の条件 Eq.(5-2)に近い結果になることが確認される。

$$\bar{\omega} = \frac{\sum_{j=1}^{NJ} r_j \omega_{s,j}}{\sum_{j=1}^{NJ} r_j}, \quad \bar{\omega}_l = \frac{\sum_{k=1}^{NK} \omega_{ls,k}}{NK} \quad (7-35)$$

また、Fig.7-14 は Fig.7-13 と同様な場合について得られた、蒸気相中心部温度 T_0 、気液界面温度 T_s 、管内壁温度 T_w の長さ方向の分布を示したもので、ここでもやはり気液界面温度は図中の黒丸印で示した液の沸点 T_b に近い値を与えていることがわかる。第5章では、長さ方向の各位置において沸点と露点の関係を用いて蒸気相の温度から界面濃度を推定していたが、Fig.7-14 の結果はこの取り扱いがほぼ妥当なものであることを示しているといえよう。

次に、角口ら⁴⁾は、二成分混合流体を用いた密閉二相サーモサイフォン内の温度および濃度分布について、気液相における物質拡散を無視して解析している。これによると、気液界面上の温度および濃度の分布は次式により決定される。

$$\frac{d\omega_{ls}}{dz} = \frac{2\pi R(\omega_{vs} - \omega_v)}{G_l} \frac{dG_l}{dz} \quad (7-36)$$

$$(\omega_{vs}, T_s) = f_l(p_v, \omega_{vs}) \quad (7-37)$$

ただし、

$$\frac{dG_l}{dz} = \frac{2\pi R(T_s - T_c)}{\lambda(h/K_l + \xi/K_m)} \quad (7-38)$$

$$z=0: G_l = 0 \quad (7-39)$$

$$z=L_c: G_l = Q_{in}/\lambda \quad (7-40)$$

$$\omega_{ls} = \overline{\omega_l} = \overline{\omega_v} \quad (7-41)$$

である。

Fig.7-15 は、 $x_0=5\text{mol}\%$ 、 $T_c=20^\circ\text{C}$ 、 $Q=10\text{W}$ の場合を例にとり、このようなやりかたで求められた気液界面温度・濃度、液膜厚さおよびマランゴニ数 Ma の分布を、本章で示した取り扱いに基づいて算出された結果と比較したものである。これより、気液相における物質拡散を考慮するか否かによって、両者の濃度分布の計算値に少なからぬ差異が生じ、これによりマランゴニ対流を支配する Ma や液膜厚さの分布にも大きな影響が及んでいることがわかる。したがって、ここでの取り扱いにおいては、物質拡散を考慮することが重要であると言える。

ヒートパイプ内の蒸気相および液相における熱・物質・運動量の移動現象と気液界面における同時移動現象を全て考慮し、かつ分布定数系として取り扱った本章での解析によってはじめて表面張力分布によって規定されるヒートパイプ内の温度場・濃度場と流れ場の状態との関係を具体的に把握することができ、マランゴニ対流の駆動力になると考えられる局所的な表面張力勾配を定量的に評価することが可能になったものである。なお、本章の解析結果では、一般に冷却部端に近づくほど表面張力勾配による液移動の駆動力は小さくなっているが、一方においては冷却部端に近づくほど帰還すべき液量も少なくなることから、このことはヒートパイプ全体の液帰還に支障をあたえるものとは必ずしもなっておらず、むしろ帰還すべき液量が増大する冷却部入り口付近において、前述した理由により表面張力勾配が大幅に増加する傾向を有することは、マランゴニ効果を液帰還に利用するにあたっては好都合な結果となるものである。

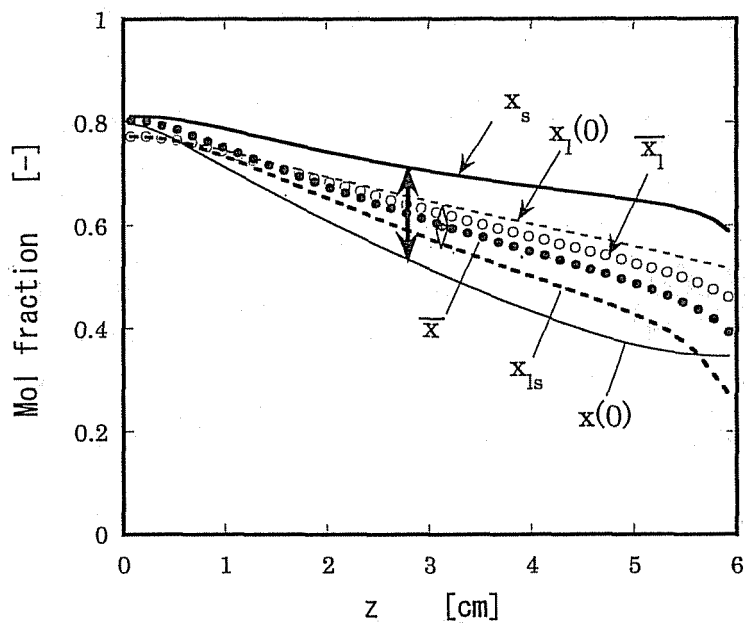


Fig.7-13 Axial profiles of x_s , x_{ls} , $x(0)$, $x_l(0)$, \bar{x} and \bar{x}_l

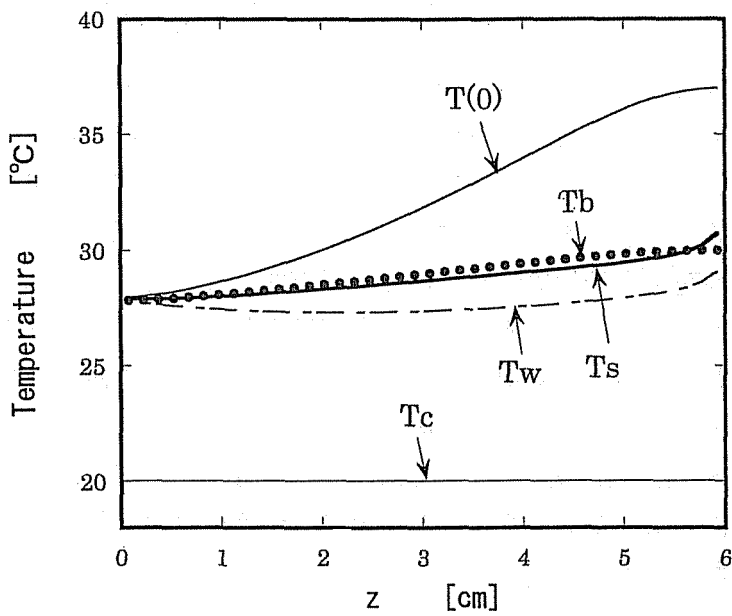


Fig.7-14 Axial profiles of T_s , $T(0)$, T_b , T_w , T_c

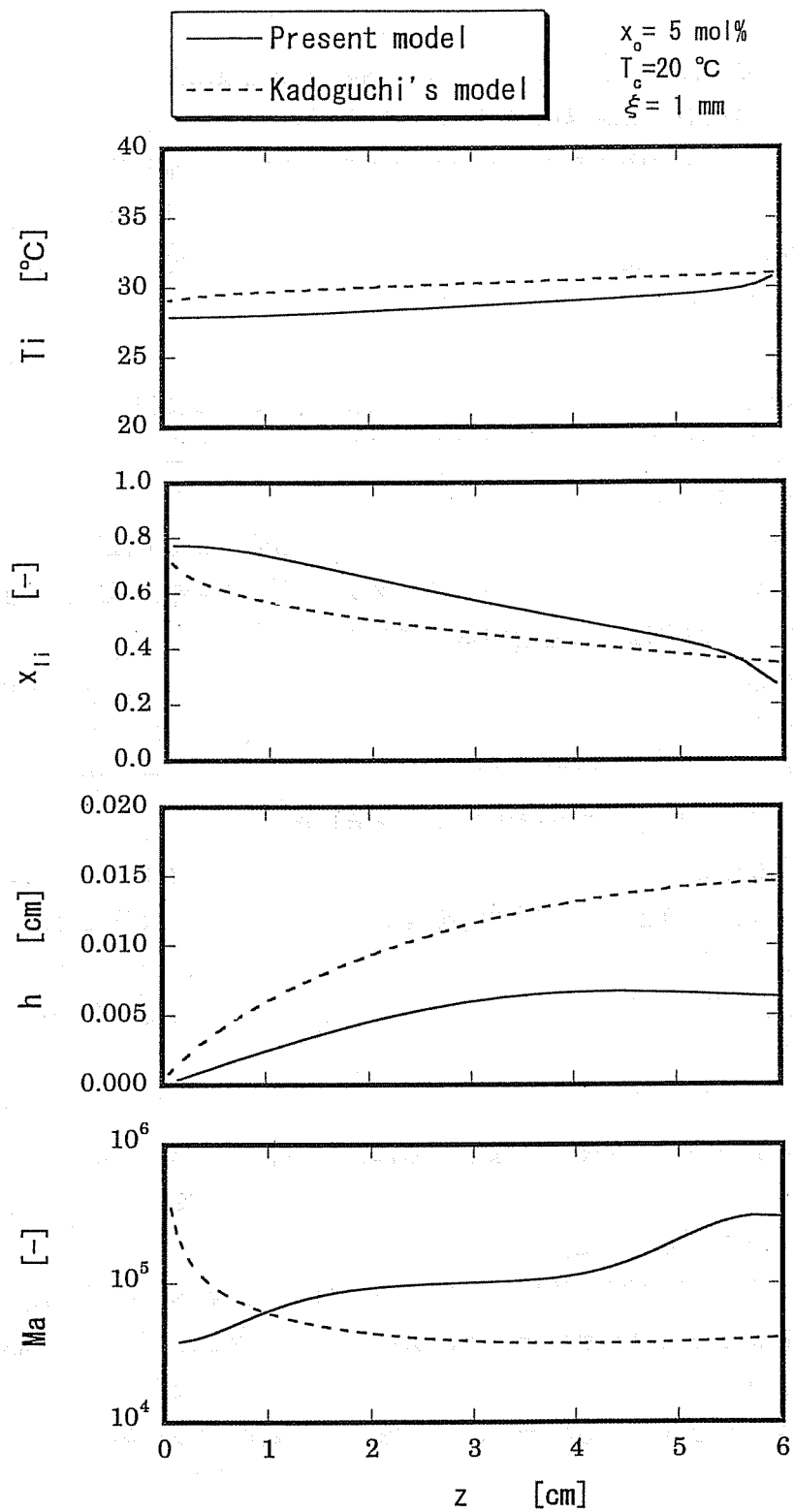


Fig.7-15 Comparison of axial profiles of T_b , x_{II} , h and Ma calculated by present and Kadoguchi's model

7.3 本章の総括

本章では無重力場における二成分ヒートパイプ内の移動現象に関して、液相および蒸気相で起こる熱・物質移動や、気液界面で起こる同時移動現象も考慮して総括的に解くことにより、二成分ヒートパイプ内で起こるマランゴニ効果を内部の流れ場、温度場、濃度場との関わりのもとで理論的な検討を行なった。また、これらの結果を既往の理論や先に行なった解析、および微小重力実験によって得られた結果と比較して考察を行なった。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) 無重力場において、二成分ヒートパイプ内の蒸気相、液相および気液界面での熱物質移動現象を記述するモデルと基礎方程式を提示し、これらを連立させて数値的に解くための方法を示した。
- (2) 代表的なヒートパイプについて、加熱量、仕込み液濃度、冷却水温度、管壁熱抵抗の条件を変えた計算により、これらのパラメータが蒸気相の流線、温度、濃度および液相濃度の空間分布におよぼす影響を明らかにした。
- (3) 気相側の温度境界層および濃度境界層が十分発達していない冷却部入口付近においては、気液界面の温度および濃度分布の変化が顕著になり、マランゴニ数は帰還すべき液量が増大する冷却部入口側に近づくほど大きくなり、マランゴニ効果を液帰還に利用するにあたっては好都合なことであることを示した。
- (4) 凝縮液膜厚さは冷却部端から冷却部入口に向かって単調には増加せず、冷却部中央からやや冷却部入口よりのところで極大値を有する凸状の形状となることがあること、および代表的なヒートパイプについて計算された液膜厚さは、一部のケースをのぞいて最大でも 0.3mm 以下であり、ウィックレスヒートパイプとして十分通用し得るものであることを示した。
- (5) ヒートパイプの冷却部が長くなると冷却部で不凝縮域が形成されやすくなるとともに、長さ方向の表面張力勾配が緩やかになるために、凝縮液膜の厚さが冷却部の短いヒートパイプに比べて増加し、凝縮液が冷却部の一部分に滞留して液プラグが形成される要因になりやすいことを示した。
- (6) 二成分ヒートパイプ内における温度・濃度分布に関して、本章で提示したモデルによって得られた結果を従来の単純化モデルによる結果と比較したところ、気液相の拡散を考慮していない取り扱いでは、濃度分布の評価において少なからぬ食い違いが見られ、マランゴニ効果を考察する場合には、気液相の物質拡散の影響が無視できないことを示した。

第7章の参考文献

- 1) 長崎孝夫, 土方邦夫: “2成分混合媒体を用いたヒートパイプにおける凝縮特性の数値解析”, 日本機械学会論文集 (B編), 60, pp.4244-4251(1994)
- 2) 土方邦夫, 長谷川浩巳, 長崎孝夫: “2成分混合媒体を用いたヒートパイプの研究”, 日本機械学会論文集, 55, pp.1469-1476(1989)
- 3) 小竹進, 土方邦夫, 松本洋一郎: “熱流体ハンドブックー現象と基礎方程式ー”, p.85, 丸善(1993)
- 4) 角口勝彦, 深野徹, 恵美洋一: “二成分混合媒体を用いた密閉二相サーモサイフオンの加熱部における熱伝達に関する研究”, 日本機械学会論文集(B編), 60, pp.603-608 (1993)

第8章 微小重力場における二成分混合蒸気の凝縮現象

8.1 基礎的考察

8.1.1 二成分混合蒸気の凝縮

前章までの考察からも明らかなように、二成分ヒートパイプ内で起こる熱物質同時移動現象との関わりの中でマランゴニ効果をとらえようとした場合に、最も着目すべき現象は二成分混合蒸気の凝縮現象であろう。凝縮とは、蒸気をその飽和温度以下まで冷却したときにみられる液相への変化過程であり、潜熱の放出をともなう現象であるが、低温度熱源からのエネルギー回収技術などに関連して工学的にも重要であり、伝熱工学の分野において多くの研究の蓄積がある¹⁾。しかし、凝縮は沸騰とともに相変化をともなう伝熱の問題として、現象論的には複雑かつ多様な側面をもっており、現在においても未知な問題が多いといえる²⁾。

一般に、混合蒸気が固体表面上で凝縮する際、伝熱面が凝縮液に濡れやすい場合における伝熱特性や物質移動特性は、膜状凝縮を前提として二相境界層理論や二重境膜説により評価されることが多い^{3, 4)}。しかし、本研究で取り扱っているような *positive mixture* を構成する水とアルコールなどの混合蒸気の場合においては、蒸気の組成や冷却条件によっては凝縮形態が必ずしも膜状とはならず、滴状あるいは筋状の形態を示す場合がある^{5, 6, 7)}。これは、混合蒸気の凝縮過程において、凝縮液の表面張力が関与した現象であると考えられるが、本研究で問題としているような凝縮液の帰還を引き起こすマランゴニ対流とは基本的に異なるものである。したがって、マランゴニ効果を液帰還に利用しようとするヒートパイプを考えるにあたっては、表面張力や濡れ性の影響が顕著になると考えられる微小重力下での混合蒸気の凝縮現象を正しく把握するとともに、両者の表面張力効果の関係を物理的に明らかにさせておくことが重要である。以上のような観点から、本章では微小重力場における二成分混合蒸気の凝縮現象について、実験と理論により検討する。

8.1.2 混合蒸気の凝縮における滴生成

藤井⁸⁾らは二成分混合蒸気の凝縮に関する既往の研究についてまとめているが、このなかで互いに溶け合う二成分混合蒸気の自由対流凝縮実験においては、凝縮形態が滑らかな膜状でない場合や、凝縮の熱伝達係数が Nusselt の膜状凝縮理論から予測される値よりも大きくなる例が示されている。橋本⁹⁾らは水・エタノールなどの混合蒸気の円管外表面の自然対流凝縮に関して、凝縮液膜の形態と蒸気組成との関係、およびそれらが熱伝達率に

及ぼす影響について調べ、各実験条件における液流動形態を、次の6種類に分類している。

- (1) 水単一成分蒸気の凝縮時に見られるもので、伝熱面には直径 3mm 以下の滴と、それらが合体・流下して形成される筋状の液流から成る状態
- (2) 蒸気中のエタノール濃度が低いか、または蒸気と管壁との間の温度差が比較的小さい場合に見られ、伝熱面全体がなめらかな液膜に覆われているが、一部に筋状の液膜の厚い部分が存在する状態
- (3) 蒸気中のエタノール濃度があまり小さくなく、また蒸気と管壁の間の温度差が比較的大きい場合に見られ、伝熱面全体に直径 1mm 以下の無数の液滴が存在し、ところどころにそれらが合体した直径 3mm 前後の滴あるいはそれが流下した筋状の液流となる状態
- (4) (2)と(3)の中間的な条件の場合で、液膜、液滴、筋流が混在している状態
- (5) (3)よりさらに蒸気中のエタノール濃度が高い場合には、液滴と筋状の液流が観察されるものの、なめらかな膜状に近い状態
- (6) 蒸気中のエタノール濃度がほぼ共沸条件にあるときに見られるもので、伝熱面全体が滑らかな液膜におおわれている状態

この結果から、凝縮液が膜状の形態を示すのは、(1) $x_1 < 0.1$ で、気液平衡線図における液相線の勾配が大きく、気液界面温度の変動に対して生じる液相濃度の変動幅が小さいために、表面張力分布が生じにくい場合、(2) $x_1 > 0.6$ で、共沸条件のため、気液相の濃度差がなくなっている場合、および (3) $0.1 < x_1 < 0.6$ で伝熱量が小さい場合には、熱伝達が気相の物質移動速度に支配され、わずかな界面温度の変動では気相側の各成分の物質移動量があまり変化せず、界面の液濃度の変動が少ない場合であるとしている。

ここで、水・エタノール混合蒸気の凝縮が滴状を呈する原因は、気液界面の微視的な変形にともなう表面張力効果であると考えられている。すなわち、Fig.8-1 は固体表面上の凝縮液膜を示したものであるが、この液膜に何らかの攪乱が起こると、気液界面温度は液

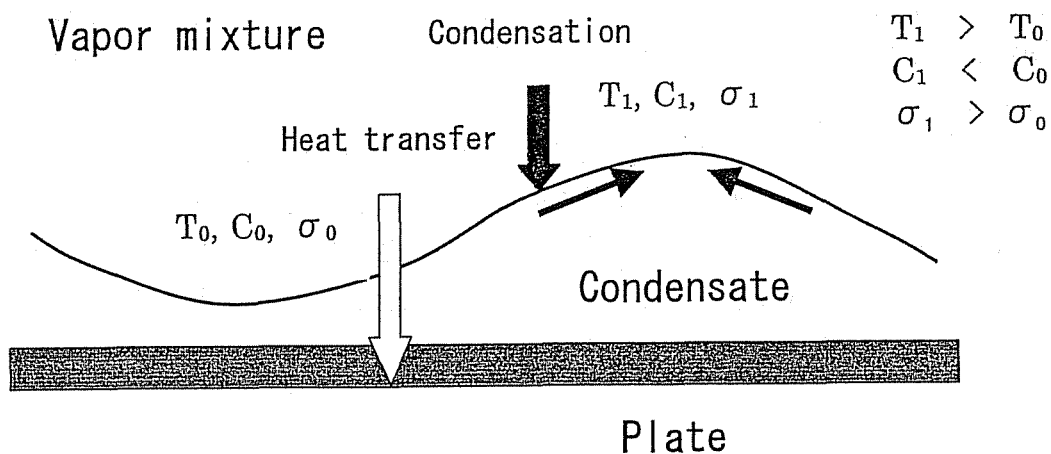


Fig.8-1 Schematic model of condensation of binary mixture on a flat plate

膜の薄い部分で低く厚い部分で高くなるので、気液平衡関係より温度が低い液膜の薄い部分ではエタノール濃度が高く、逆に液膜の厚い部分ではエタノール濃度が低くなる。したがって、エタノール濃度の低い液膜の厚い部分は薄い部分より表面張力が大きくなり、表面の液体は矢印の方向に引き上げられようとする力が働くことになるのである。

土方ら¹⁰⁾は、水・エタノール混合蒸気が水平平面上に自由対流凝縮する際にみられる滴生成機構について考察し、摂動理論を用いて解析している。また、このときの凝縮滴の様子は表面の濡れ性とは無関係に液膜における部分的な液面の盛り上がりとして観察されるものであり、固体表面上に付着した微滴群として現れるような、単一成分において見られる通常の滴状凝縮とは明らかに異なることを示している¹¹⁾。また、宇高らも水・エタノール混合蒸気の強制対流凝縮実験において、凝縮熱伝達特性の位置依存性¹²⁾、凝縮液形態や表面被覆率と蒸気主流濃度・流速、および冷却強度の関係^{13,14,15)}について詳細な実験的検討を行なっている。その結果、エタノールモル分率が0.07~0.53の条件下では、過冷度を広範に変えることによって、先に示したような6種類の凝縮液形態が順次出現することを明らかにしている。

以上に掲げた研究は、ヒートポンプなどにおいて二成分混合媒体を利用することにより、凝縮熱伝達率の向上をはかろうとする立場から行なわれたものであり、重力場を前提としている。もし、これが微小重力状態になったとすると、この表面張力効果がより顕著になって、滴が生成されやすくなることが予想されるが、微小重力場で検討された例は今のところ見あたらない。

8.1.3 微小重力下の凝縮に関する問題

微小重力下におけるプール沸騰や核沸騰については、その伝熱特性を支配する気泡の挙動が重力の影響を著しく受けるために、また管内の気液二相流についても重力の有無によるフローパターンの違いが熱伝達や圧力損失に影響を及ぼすために、これまでも基礎的な研究の対象として取り上げられる機会が多かったといえる^{16,17,24)}。しかし、これに比べて凝縮現象を微小重力場でとらえた研究については、凝縮液の除去機構や凝縮熱伝達率に関する問題を論じたものなど^{18,19,20,25)}がいくつか見られる程度で、その数はきわめて少ないのが現状である。

微小重力場における凝縮は、沸騰や気液二相流などの現象とともに、ヒートパイプや二相流体ループなどの宇宙機の排熱除去や熱制御のみならず、宇宙ステーションにおける空調システム、汚水浄化システムなどの設計や機器開発の基礎として重要であると考えられる。二成分混合蒸気の凝縮など、表面張力や濡れ性が顕著となる微小重力下における凝縮現象を解明することは今後の課題であると思われる。

† ここでの滴状凝縮を非濡れ面上で生起する滴状凝縮と区別するために、「偽滴状凝縮 (Pseudo-Dropwise Condensation)¹¹⁾」、「濃度差マランゴニ滴状凝縮¹²⁾」などという言葉で用いられる場合もあるが、ここでは「滴状凝縮」のまま用いる。

8.2 微小重力場における二成分混合蒸気の凝縮形態

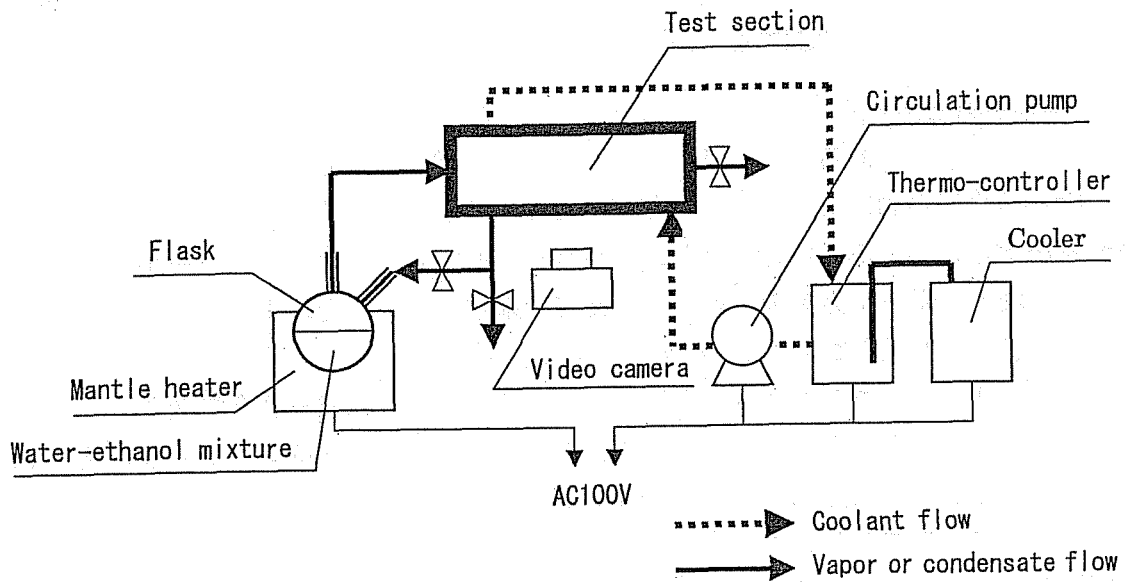
8.2.1 実験装置と方法

ここでは、土岐市にある MGLAB ((株) 日本無重量総合研究所) の落下施設²⁶⁾を利用して、微小重力場における二成分混合蒸気の凝縮の様子や、液流れに及ぼす表面張力効果の影響を調べるための実験を行なった。装置寸法、電源容量、実験時間(微小重力継続時間 4.5 秒) など、微小重力実験を行なううえでの基本的な要求をふまえて作成された実験システムは、Fig.8-2(a)に示すようなものである。

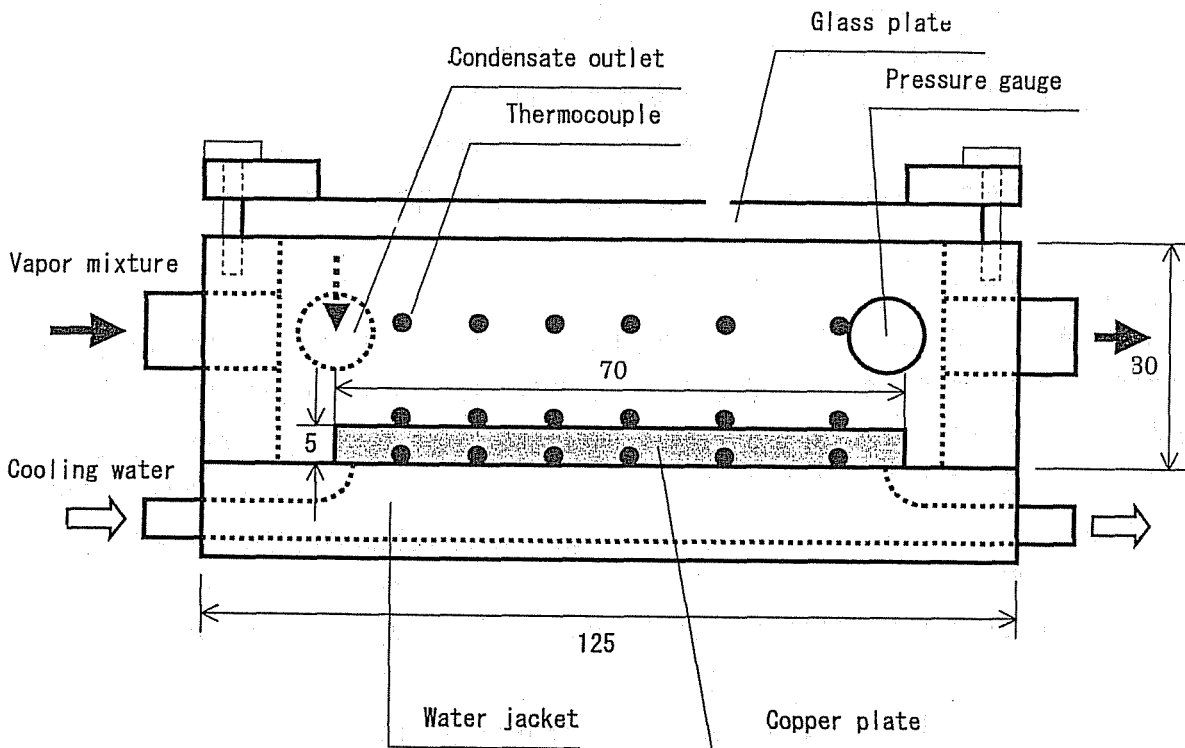
混合蒸気の生成は、フラスコ内に充填された所定の濃度の二成分混合溶液を、マントルヒータで加熱することにより行なった。フラスコ内で発生した蒸気はガラス管を通して測定部に導かれるが、測定部は長さ 100mm、幅 30mm、厚さ 5mm の銅製伝熱面を有する凝縮器で、蒸気流入部とともに凝縮液をフラスコ内に還流させるための流出口と液の通路を設けてある。ここで、伝熱面の詳細は Fig.8-2(b)に示すように、凝縮液流れに対する曲率の影響をできるだけなくすために平面とし、また側面から約 3mm 前方に突き出させることにより、微小重力実験において角部の毛細管力による液の吸い上げの影響が現れなくなるように配慮した。一方、対向面はガラス板で外面にニクロム線ヒータをはりつけて曇り防止をはかり、外からの凝縮液の観察を可能とした。図の黒丸で示すように、伝熱面両端と蒸気空間の高さ方向 6 箇所、温度測定のための 0.1mm ϕ の T 型熱電対を装着し、また蒸気空間内の圧力を測定するための変換器を取り付けた。さらに、伝熱面の冷却は、クーラーと恒温水槽によって温度調節された水を一定流量で循環させることにより行なった。なお、流出口から採取された凝縮液の組成分析は、屈折計を用いて行なった。

8.2.2 地上実験による検討

微小重力実験を行なうに先立ち、ここで開発した実験システムを用いて、通常重力場における基本的な特性を把握するための実験を行なった。原則として、測定セルは伝熱面が垂直・横長となるように配置し、試料としては所定の濃度に調整した水・エタノール混合溶液を使用した。実験では、仕込み液濃度、加熱量、冷却水温度と流量などを変えて、定常および非定常過程における凝縮の様子を観察した。また、系内の温度、圧力、凝縮液の濃度などを測定し、系の応答特性や熱収支・物質収支の関係等についても検討した。なお、この実験では、測定セルの他端を開放しているため、最初セル内に存在していた空気は流入してくる混合蒸気によって追い出され、凝縮現象に及ぼす不凝縮気体の影響は少ないと考えられる。実験を行った結果、Photo.8-1 に示すように、定常状態における凝縮液の様子は、仕込み液濃度 x_m 、加熱量 Q_m 、冷却水温度 T_c により異なり、既往の研究でも見出されているように、滴状・筋状・膜状の形態をとりうることを示された。なお、これらは冷却水流量を 6000cc/min として行なったものであるが、100~6000cc/min の範囲では、ほとんどその影響は見られなかった。これらの凝縮形態は、凝縮が開始してから定常状態に達するまでの過程において必ず



(a)



(b)

Fig.8-2 Experimental apparatus ((a) Total system, (b) Details of test section)

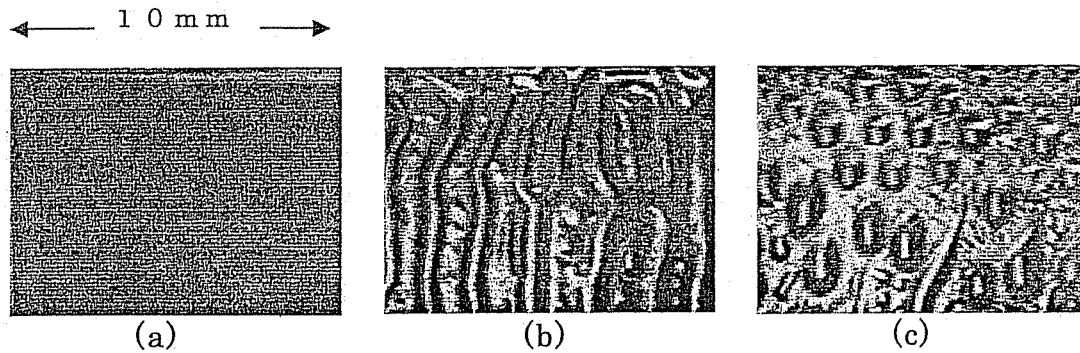


Photo.8-1 Condensation patterns of water-ethanol mixture, ((a) filmwise ($x_m = 10$ mol%, $T_c = 30^\circ\text{C}$), (b) streaky ($x_m = 5$ mol%, $T_c = 70^\circ\text{C}$), (c) dropwise ($x_m = 1$ mol%, $T_c = 70^\circ\text{C}$))

しも一様ではなく、一例として Photo.8-2 に示すように、一般には連続的に、滴状→筋状→膜状 (→筋状→滴状) という経時変化を示した。ここで、膜状状態→筋状→滴状の変化は次のようにして起こっていた。すなわち、膜状状態の液面のある部分に凹部が形成されると、これが流下方向に広がっていった筋流が形成される。このようにして、一旦形成された筋流の流路は時間的にはあまり変化しないが、この流路が流れ方向に途切れると滴が形成されるようになる。伝熱面上端部で形成された凝縮滴は、流下する過程で微小滴の取り込みや滴同士の合体を経て成長していった。これらは、マイクロな表面張力分布に基づ

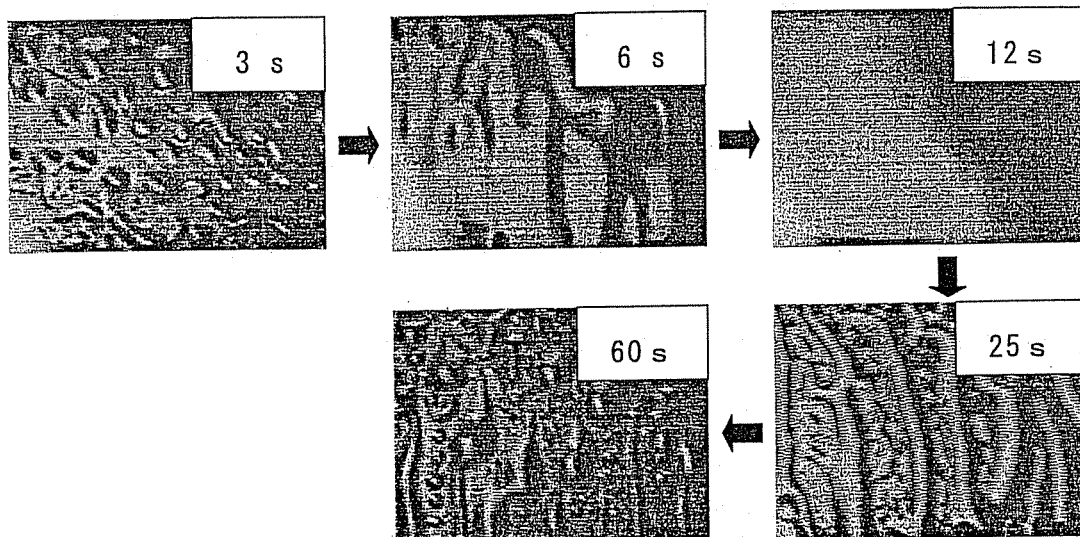


Photo.8-2 An example of time varying condensate characteristics ($x_m = 5$ mol%, $T_c = 70^\circ\text{C}$, $Q_m = 200\text{W}$)

く気液界面の安定性の問題として、とらえることができると考えられる[†]。定常状態における凝縮液形態は、Fig.8-3 に示すように、仕込み液濃度と平衡関係にあるとして求められる蒸気濃度 $x_{v,in}$ と、混合蒸気と冷却面の温度差として算出される過冷度 ($=T_v - T_s$) によって整理でき、宇高ら¹²⁾ の実験によっても示されているように、蒸気のエタノール濃度が低く、また過冷度が小さいほど凝縮液は膜状とはならず、滴状（涙状）もしくは筋状の形態をとりやすくなることが確認された。また、Fig.8-4 は種々の条件下で還流凝縮を行なった際における、エタノールの仕込み液濃度 x_{in} と定常状態における凝縮液濃度 x_{out} との関係を示したものであり、図中の実線は気液平衡関係にもとづいて算出したものであるが、この結果からも、実測値は屈折計の誤差によると考えられる高濃度域をのぞけば、実験条件にかかわらず計算値とほぼ一致しており、発生した蒸気は仕込み液と平衡状態にあつてかつ全量が凝縮していることがわかる。なお、還流凝縮状態においては、流出液量や凝縮液濃度の経時変化はほとんど認められなかった。

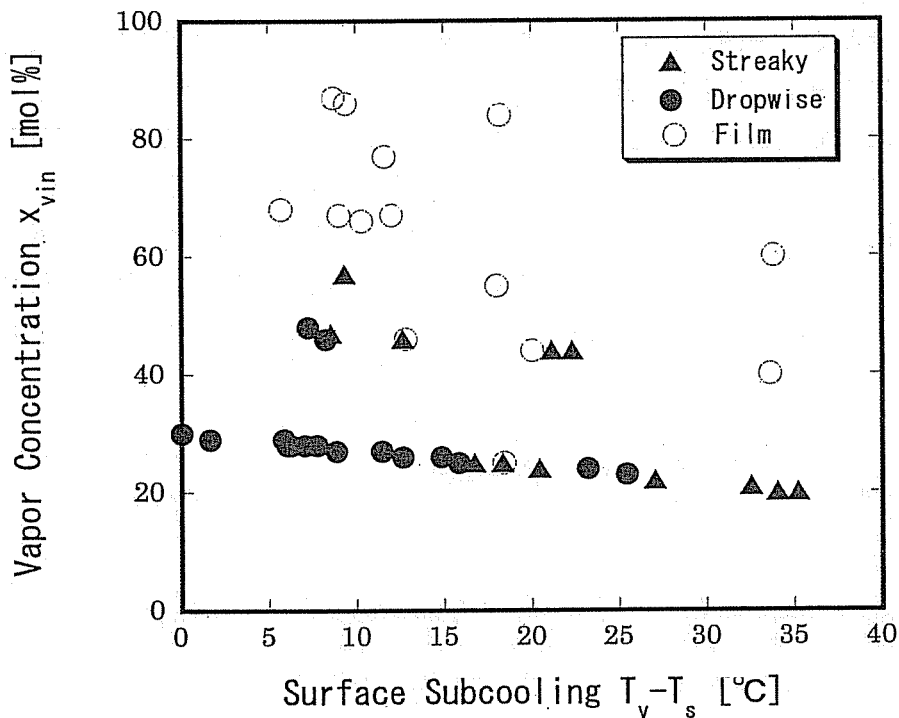


Fig.8-3 Influence of vapor concentration and surface subcooling on condensation patterns of water-ethanol mixture

[†] 非定常の凝縮過程において、凝縮形態が Photo. 8-2 に示すような時間的変化を呈するのは、液膜厚さと界面温度の変化によると考えられる。すなわち、凝縮開始当初においては液膜厚さも薄く、凝縮むらによる表面の温度むらも生じやすいために、滴状となる傾向が強いが、やがて液膜厚さが増加するにしたがい温度むらも少なくなつて筋状から膜状へと変化していく。しかし、実験条件によっては、さらに液膜厚さが増加すると、界面温度が高くなつて凝縮液の濃度が低くなり、表面張力が大きくなって再び凝縮液膜が不安定となり、筋状から滴状へと変化していくと考えられる。

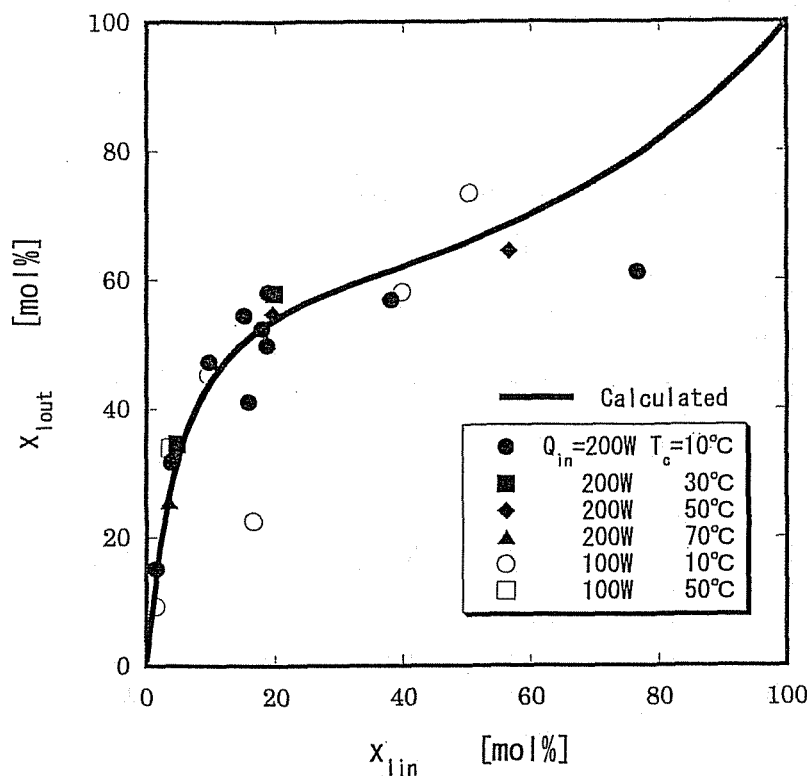


Fig.8-4 Relationship between ethanol concentration of initial test solution and that of the condensate (Solid line represents a calculated value by liquid-vapor-equilibrium)

8.2.3 微小重力実験による検討

微小重力実験において用いた実験システムは、基本的には地上で行なったもの (Fig. 8-2 (a)) と同様であり、同図に示すような試験部、加熱系、作動流体循環系、冷却水循環系、観察系などから成るものであるが、微小重力実験を行なうにあたっては、測定セルの凝縮液流出口管内に 500 メッシュの金網を挿入し、微小重力時における液圧消失にともなうセル内への凝縮液の逆流を防止するようにした。実験装置は MGLAB 落下カプセル内の搭載スペース (直径 720mm、高さ 885mm) を 2 段に分けて配置した。

実験では、所定の濃度に調整したエタノール水溶液を 100~150cc フラスコに充填して、ラック内の実験システムに組み込む。測定セル内はあらかじめ加熱追い出し法によって脱気した後、密閉しておく。このようにして、実験ラックをカプセルに搭載した後、デジタルコマンドによりヒータの加熱と冷却水の循環を同時に開始する。加熱を開始して 10~15 分後に、モニタに現われる凝縮部の映像を見ながら凝縮が定常状態に達していることを確認したうえで、落下を開始させた。落下前および 4.5 秒間の落下中の微小重力状態における凝縮液の様子は、ビデオカメラの映像として採取した。また、セル内の代表点の温度お

Table 8-1 Experimental conditions

No.	x_{in} [mol%]	T_c [°C]	F_w [cc/min]	Q_{in} [W]	t_h [min]	x_{out} [mol%]	x_{∞} [mol%]	
1	—	[10]	50	6000	200	12	—	—
2	—	[10]	50	6000	200	12	—	—
3	—	[10]	50	6000	200	12	—	—
4	—	[10]	50	6000	200	12	—	—
5	—	[10]	10	6000	200	—	—	—
6	—	[10]	50	0	100	18	—	—
7	—	[30]	50	6000	200	—	—	—
8	—	[2]	50	6000	200	—	—	—
9	—	[1]	50	6000	200	20	—	—
10	—	[1]	10	6000	200	15	—	—
11	—	[1]	50	0	200	—	—	—
12	5.3	[5]	30	6000	200	15	10.3	2.9
13	4.7	[5]	70	6000	200	10	18.4	3.0
14	1.4	[1.5]	70	6000	200	15	5.8	0.4
15	1.6	[1.5]	10	6000	200	25	9.4	0.5
16	1.5	[1.5]	30	6000	200	10	5.7	0.7
17	1.4	[1.5]	50	6000	200	12	7.2	0.6
18	1.4	[1.5]	50	6000	200	10	7.7	0.3
19	1.4	[1.5]	70	6000	200	10	1.6	0.6
20	25.1	[25]	70	6000	200	10	20.4	17.3
21	4.7	[5]	70	6000	200	—	16.7	2.7
22	4.8	[5]	70	6000	100	15	11.4	3.4
23	1.4	[1.5]	70	6000	100	15	7.0	0.6
24	1.3	[1.5]	70	200	100	15	7.7	0.6
25	0	[0]	70	6000	200	15	0.0	0.0
26	4.7	[5]	10	6000	100	10	18.2	3.0
27	1.6	[1.5]	30	6000	100	10	12.0	1.2
28	1.5	[1.5]	70	6000	100	10	6.0	0.5
29	1.4	[1.5]	50	6000	100	10	8.2	0.6
30	4.2	[5]	70	6000	100	10	15.8	3.0

よび系の圧力はMGLABのアナログデータとして採取した。落下終了後、回収されてきた実験装置に対しては、フラスコ内に残留した液量の測定と組成分析を行なった。実験は、平成11年1月5日～1月8日および平成11年3月11日から3月19日の二期にわたって行ない、Table 8-1に示すように、仕込み液濃度 x_{in} 、冷却水温度 T_c 、冷却水流量 F_w 、加熱量 Q_{in} をパラメータとして、合計30回の落下実験を行なった。なお、表中の x_{in} は分析値であり、[]内は設定値を示す。また、 x_{out} は凝縮液の濃度、 x_{res} は実験終了後にフラスコ内に残留した液の濃度である。

微小重力実験より、 μG 下における二成分混合蒸気の凝縮形態は、通常重力下で見られたようなエタノールの仕込み液濃度や冷却条件による凝縮形態の違いに応じて、特徴的な様相を呈することが示された。Photo.8-3は通常重力下において、それぞれ膜状、筋状および滴状の凝縮形態を示した場合について、 $1G \rightarrow \mu G$ 遷移における凝縮液形態の様相変化の一例を示したものである。ここで、 $1G$ 下において膜状凝縮を呈する場合には、 μg になると液膜厚さが増加するにしたいが、液膜は不安定となり、蒸気のせん断力や凝縮むら、 G ジッターの影響によると考えられる液面の波立ちが生じるようになっていた。また、 $1G$ 下において筋状および滴状の凝縮を呈する場合には、微小重力状態になると滴の流下は停止し、筋はしだいに滴となり、元の位置の周りを酔歩するように漂うようになっていた。Photo.8-4は凝縮滴の経時変化の一例を示したものであるが、凝縮滴は時間の経過とともに、周辺に存在している微小滴の取り込みや滴同士の合体によって成長していった。これらはいずれも、 μG 下で顕在化してくる表面張力効果に起因していると考えられる。

Fig.8-5は通常重力下で滴状凝縮を呈する場合について、画像処理によって得られた、凝縮滴径分布の変化を示したものである。なお、この図の縦軸は体積分率の積算値を表わしているが、これからも時間の増加とともに滴径が増加していくことがわかる。また、Fig.8-6は、滴状凝縮を呈する場合の μG 前後における凝縮滴位置の経時変化を追跡した結果を示したものであるが、この結果からは μG 下における凝縮滴の移動、特に蒸気の流れ（図中 z 方向）と反対方向における移動は明確には認められなかった。ここで、凝縮滴が生成されるようなマイクロな表面張力効果が支配的な場合には、著者がヒートパイプの新しい液帰還方式として期待しているマクロなマランゴニ対流にも影響が及ぶことが考えられる。

Fig.8-3より、二成分混合蒸気の凝縮において凝縮滴が形成されやすい濃度条件は、マクロなマランゴニ対流が起こりやすい濃度条件と重畳しており、したがってマランゴニ効果を利用した二成分ヒートパイプを考える場合には、このようなマイクロな表面張力効果とマクロなマランゴニ対流との関係を明らかにする必要があると考えられる。

なお、Fig.8-7は μG 前後における蒸気空間内温度および圧力の測定値の一例を示したものである。一般にこれらの値の $1G \rightarrow \mu G$ における変化は、ここで行なった実験条件の範囲内では、蒸気空間温度については $5^\circ C$ 以内、冷却板温度については $1^\circ C$ 以内、圧力については $3 kPa$ 以内であり、いずれも μG 状態になってからの大きな変化は見られなかった。

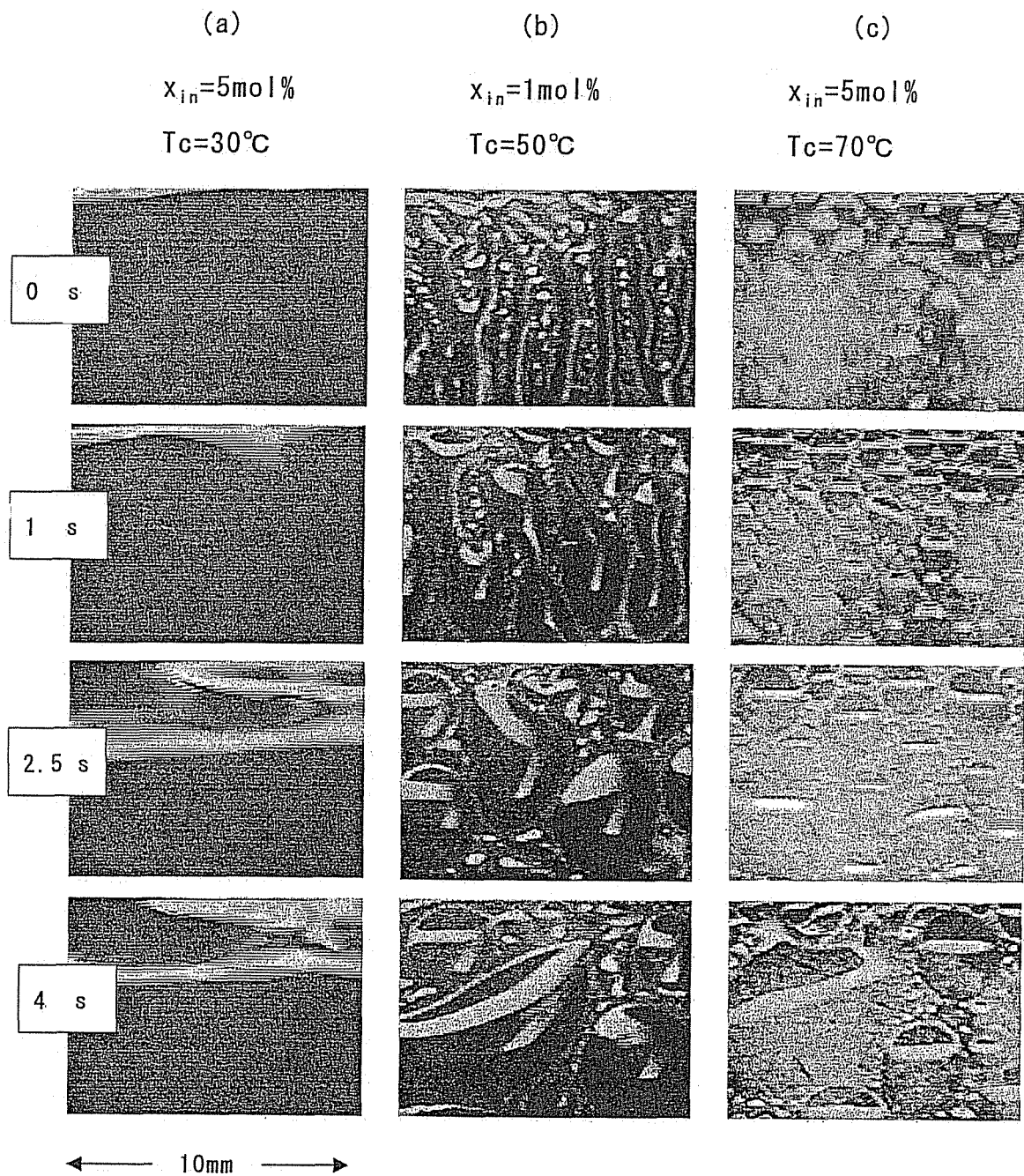


Photo. 8-3 Time series of condensation patterns under microgravity condition, in which filmwise (a), streaky (b) and dropwise (c) condensation appeared under ground condition

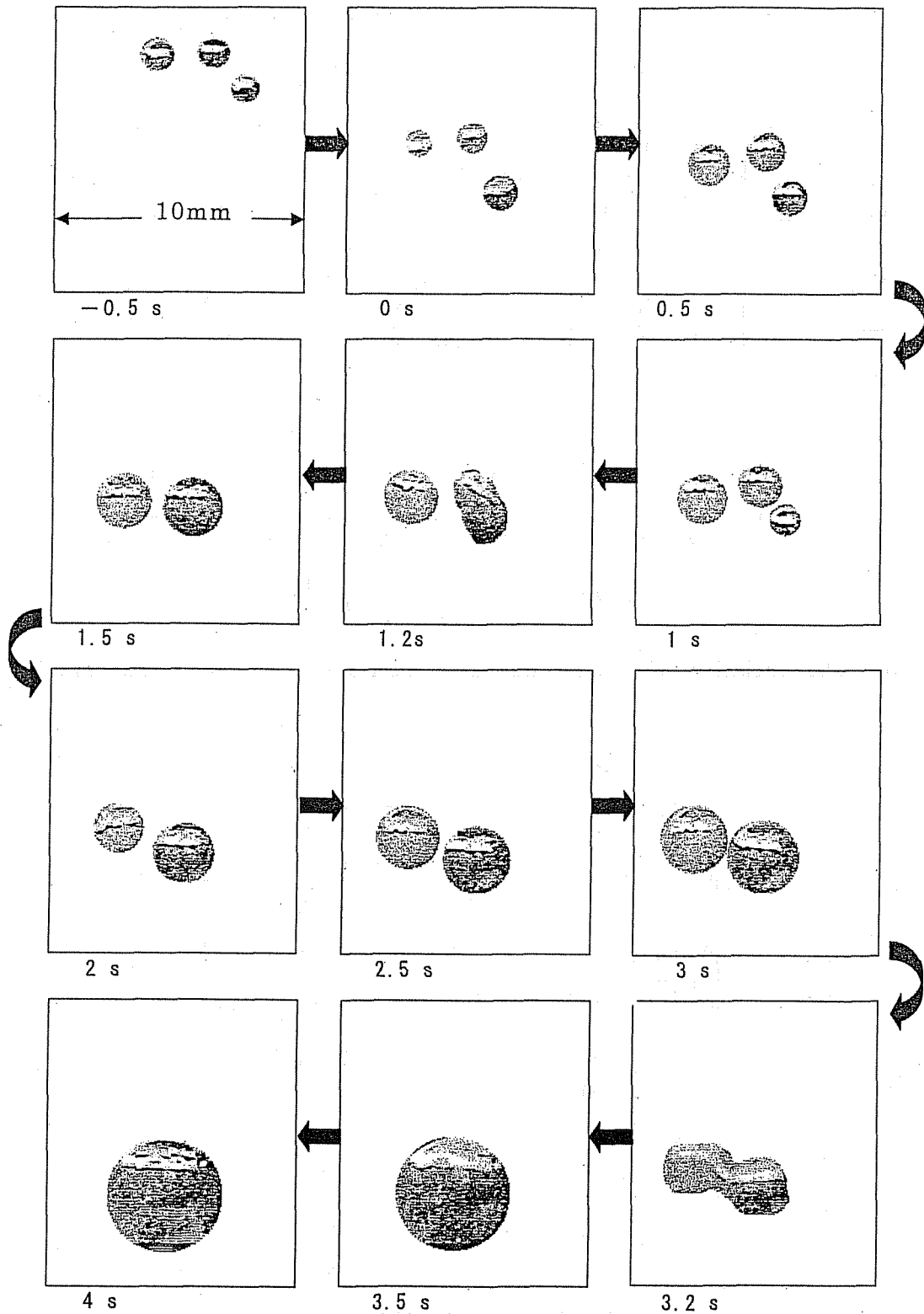


Photo. 8-4 Time history of a typical droplet under a microgravity condition ($x_{in} = 5\text{mol}\%$, $T_c = 70^\circ\text{C}$)

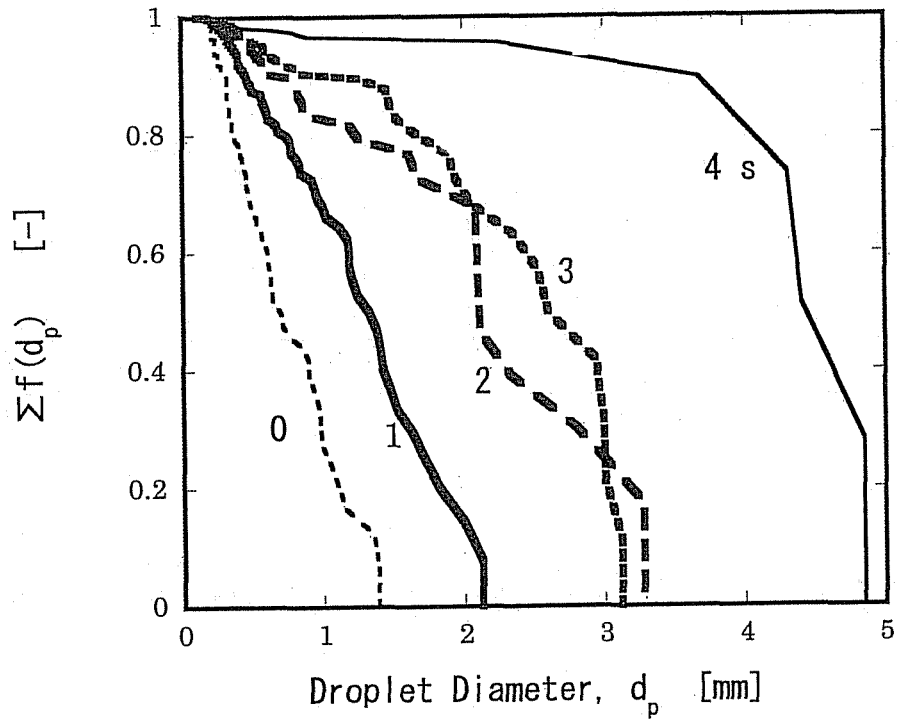


Fig.8-5 The variation of droplet diameter distribution under a microgravity conditions

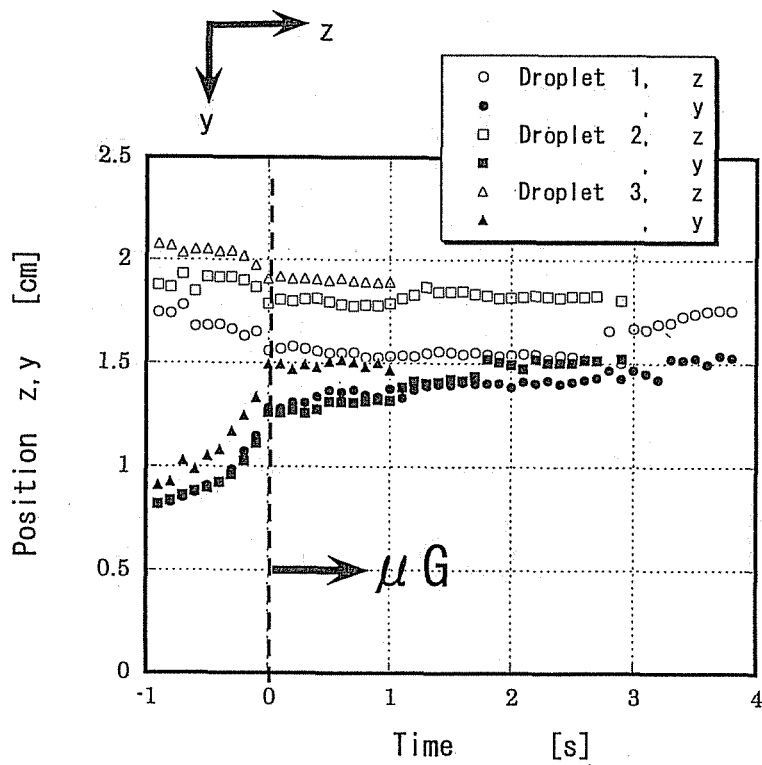


Fig.8-6 Time series of position x, y of three typical droplets before and after dropping condition ($x_m = 5\text{mol}\%$, $T_c = 70^\circ\text{C}$)

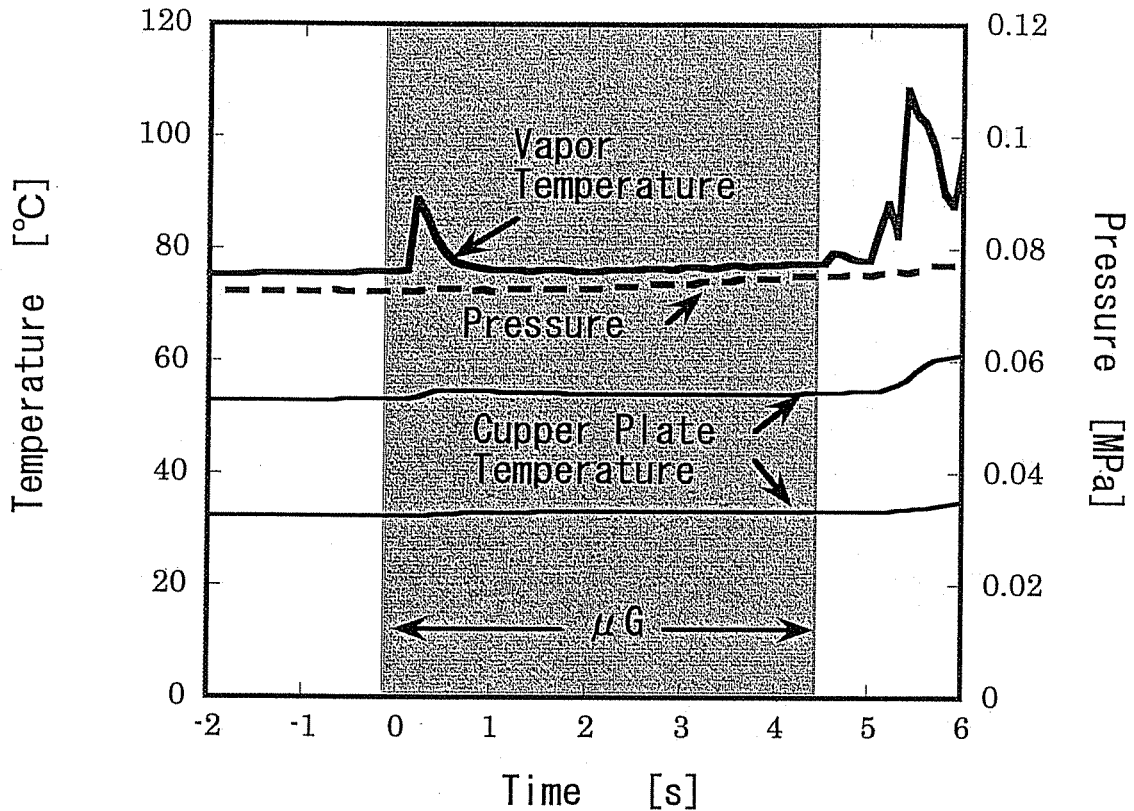


Fig.8-7 An example of time history of temperature and pressure in the vapor space under a ground and microgravity conditions

8.2.4 安定性解析による考察

互いに溶け合う二成分混合蒸気が固体表面上に凝縮する際に、滴状の凝縮形態を示す理由は先に述べたようなものであるが、土方ら¹⁰⁾は安定性解析によってこのような凝縮滴生成のメカニズムに関する考察を行なっている。ここでは、同様な解析方法を用いて、凝縮滴生成に及ぼす重力の影響について検討する²⁸⁾。

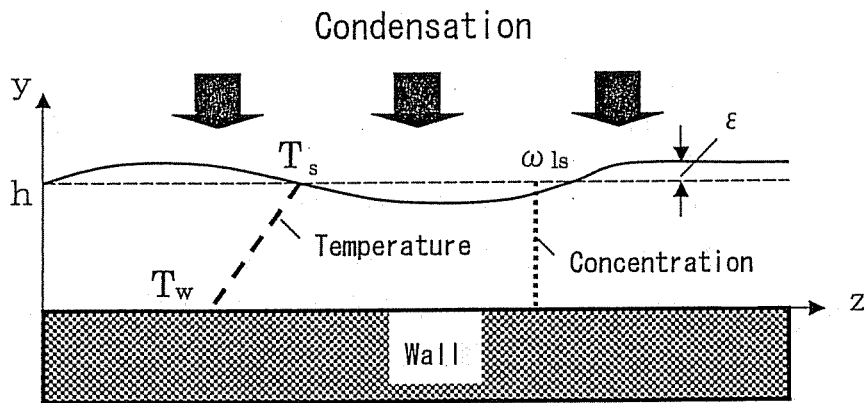


Fig.8-8 Schematic model of condensation system

いま、Fig.8-8 に示すようなモデルを用いて、基本状態として、厚さ h 一定、温度勾配一定、濃度一様の液膜に微小攪乱が入ったときに、攪乱がどのように発達するかを調べる。二次元問題として取り扱くと、相平衡を考慮した運動方程式、エネルギー方程式、物質移動方程式および境界条件は次のように与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (8-1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (8-2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g \quad (8-3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (8-4)$$

$$\frac{\partial \omega_l}{\partial t} + u \frac{\partial \omega_l}{\partial z} + v \frac{\partial \omega_l}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 \omega_l}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \omega_l}{\partial y^2} \right) \quad (8-5)$$

$$y=0 \quad \text{で} \quad u=v=0, \quad T=T_w, \quad \frac{\partial \omega_l}{\partial y} = 0 \quad (8-6)$$

$$y=h+\varepsilon \quad \text{で} \quad \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{\partial \sigma}{\partial z} \quad (8-7)$$

$$(p-p_v) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} = \sigma \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + \frac{1}{R+h-\varepsilon} \right) \quad (8-8)$$

$$-K_l \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda k_v (\omega_{v\infty} - \omega_{vs}) \quad (8-9)$$

$$T_s = T_0 + \alpha_v \omega_{vs} = T_0 + \alpha_l \omega_{ls} \quad (8-10)$$

Eqs.(8-7), (8-8)はそれぞれ気液界面における接線応力および法線応力のつりあいを表す。Eq.(8-8)の右辺括弧内第2項は、Fig.8-9 に示すような、円管内面に凝縮することを勘案して、凝縮面の曲率の影響を考慮したものであり、平面($R=\infty$)であればこの項は存在しない。Eq.(8-9) はエネルギーのつりあいを表し、蒸気濃度差に比例して蒸気が凝縮することにより、潜熱が放出され、液膜に伝達されるとしている。また、Eq.(8-10)では、Fig.8-10 のように気液平衡関係における気相線および液相線を傾き α_v, α_l の直線で近似している。

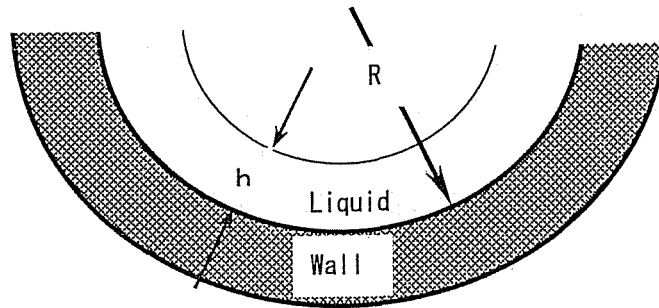


Fig.8-9 Schematic model of condensing surface

次に、 $u, v, p, T, \omega, \varepsilon$ に対し、添字 0 を基本状態として、以下のような微小攪乱を発生させる。微小攪乱は z 方向に波数 κ で周期的に広がり、時間的に増幅率 Ω で増幅または減衰するものとする。

$$f(z, y, t) = f_0 + f_1(y) \cdot \exp(ikz + \Omega t) \quad (8-11)$$

$$(f : u, v, p, T, \omega, \varepsilon)$$

上式を基礎方程式 (8-1)~(8-10) に代入して、1次微小量に対する常微分方程式を求め、これを解くことによって攪乱が増幅・減衰する臨界の条件を求めることができる。ここでは、土方ら¹⁰⁾と同様な方法で波数 κ と攪乱の増幅率 Ω の関係を求めた。

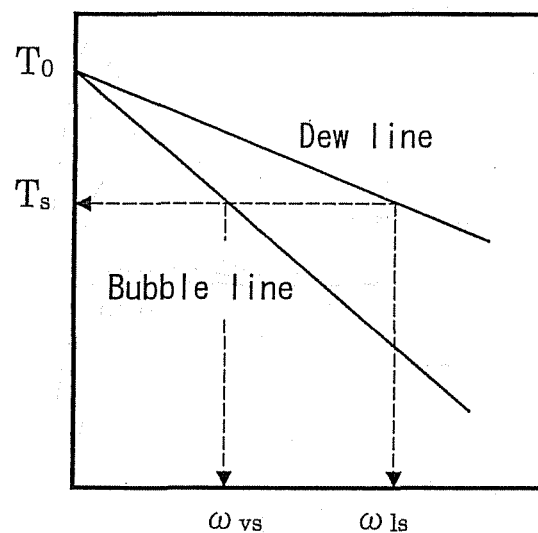


Fig.8-10 Approximation of the bubble and dew line

Fig.8-11は無重力状態の場合 ($g=0$) について、計算によって得られた無次元された波数 κ^* ($h\kappa$) と攪乱の増幅率 Ω^* ($\mu \Omega / \rho h^2$) との関係を示したものである。ここで、 Pr はプラントル数、 Sc はシュミット数、 Sh はシャーウッド数、 Ga はガリレオ数、 Ma はマランゴニ数、 E は表面張力の大きさをあらわす無次元数であり、それぞれ次のように定義されたものである。

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad Ga = \frac{h^3 g}{\nu}, \quad Sh = \frac{\lambda k_\nu h}{\alpha_\nu K_1}, \quad Ma = \frac{(\partial\sigma/\partial\omega)\Delta\omega h}{\alpha_i \kappa \mu}, \quad E = \frac{\sigma h}{\rho \mu^2}$$

1G 下において得られた結果¹⁰⁾と同様に、無重力下においても Ma 一定で波数を変化させていった場合には、微小攪乱が与えられた際に、攪乱が増幅して不安定となる $\Omega > 0$ の領域を通過している部分と、攪乱が減衰して安定となる $\Omega < 0$ の領域を通過している部分とが存在する。Fig.8-12は重力の寄与を表わす Ga をパラメータとして、 $\Omega=0$ となる臨界の波数 κ_c と Ma との関係を示したものである。一般にマランゴニ数 Ma が大きいと攪乱が不安定になりやすいが、Fig.8-12より Ma が同じでも Ga が小さくなるほど臨界の波数は低周波側に移行しており、攪乱が不安定になりやすいことを示している。このことは、8.2.3の実験で示されたような、微小重力場においては1G下におけるよりも凝縮液が滴状になりやすく、かつ滴径が大きくなりやすいことに対応していると考えられる。また、Fig.8-13は凝縮面が円筒型の曲率を有する場合について、 h/R をパラメータにとって臨界波数とマ

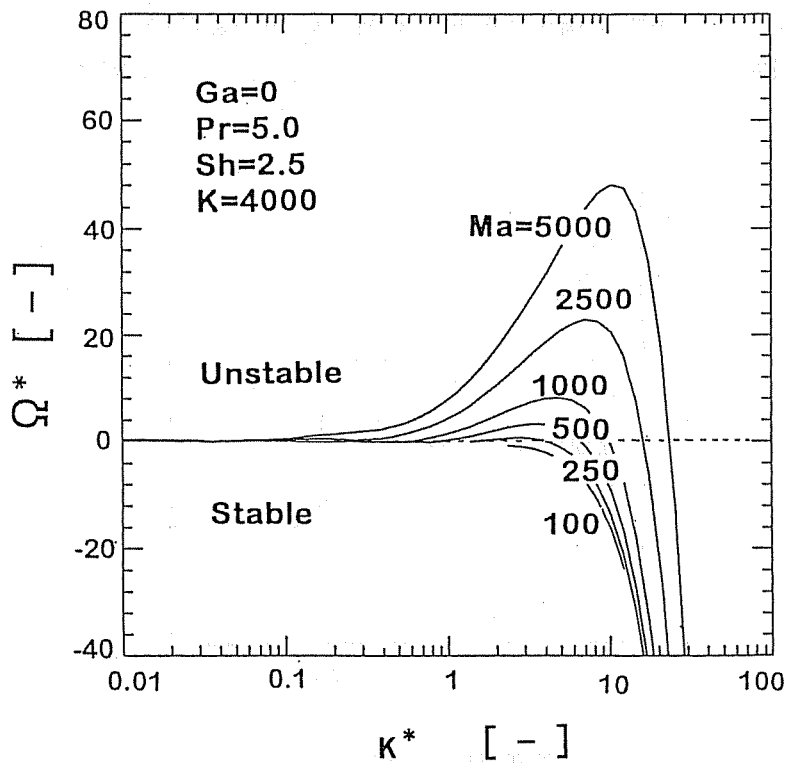


Fig.8-11 Relationship between dimensionless wave number κ^* and dimensionless growth rate Ω^*

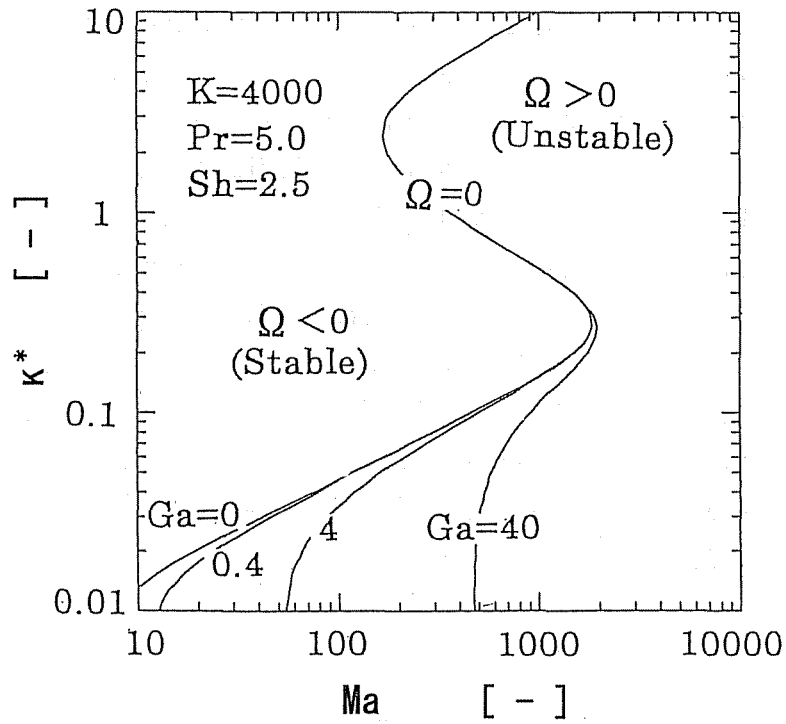


Fig.8-12 Effect of Ga on stability curves

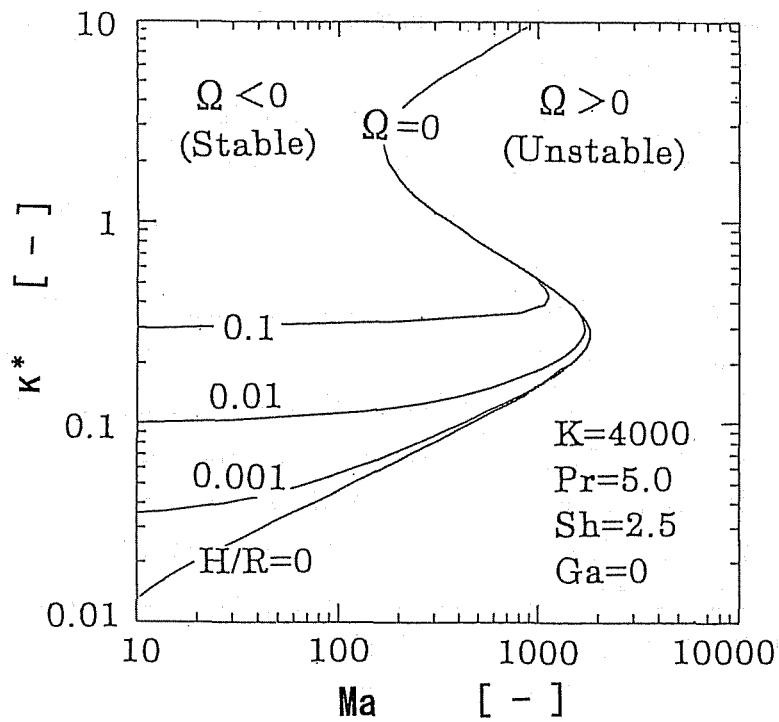


Fig.8-13 Effect of h/R on Stability curves

ランゴニ数との関係を示したものであるが、 $h/R \neq 0$ の場合には全てのマランゴニ数に対して攪乱が不安定となる臨界波数が存在しており、このことは円管内の静止液体に対しては常に液プラグが形成される可能性を有することを示しているに他ならない。

第3章で示したように、長型の二成分ヒートパイプを用いた微小重力実験においては、凝縮部に液プラグが形成されてマランゴニ効果による液帰還を阻害することが見出されている。一般に、1G 下においては、円管内に停留している液体は下部にたまるが、これが μG 状態になると壁に接している液面が盛り上がり、やがては適当な間隔で液プラグが形成されて安定になるということは、高松ら²¹⁾、吉田ら²⁷⁾および野中ら²²⁾の実験と解析によっても示されていることである。このようなヒートパイプ内における液プラグの形成を回避させるためには、管内液が常に流動するような状態にしておき、液流れの慣性力によって攪乱の成長を妨げるようにさせるか、またはヒートパイプの形状を角型にするかあるいはテーパ型にするなどして管壁に液を保持するための機構を設けるなどの工夫が必須であると考えられる。

8.3 微小重力下における凝縮液流れの観察

8.3.1 実験装置と方法

次に、前述の MGLAB での実験結果をふまえて、微小重力下での混合蒸気の凝縮過程における凝縮液の移動速度を調べるための実験を行なった。ここでは、液流れの可視化のためにトレーサー粒子を用いることを考えたが、前節で行なったような蒸発や凝縮をくりかえすような実験のやりかたでは、トレーサー粒子の散布方法などで困難をとまう。そこで、以下では 8.2.1 で示した実験装置に対して一部変更を行なったうえ、MGLAB よりも微小重力時間が長い JAMIC の落下施設を利用して、非定常過程における二成分混合蒸気の凝縮を調べるという方法を選択した。

実験装置の概要は Fig.8-14 に示すようなものである。混合蒸気の生成はフラスコ内液加熱方式ではなく、Fig.8-15 に示すように、所定の濃度に調整したエタノール水溶液をシリンジ(容量 2cc)に適量充填し、コントローラ付アクチュエータを用いて定量排出させ、加熱蒸発させることにより行なった。また、試験部の銅製伝熱板(長さ 100mm, 幅 20mm, 厚さ 5mm)の表面は液の濡れ性を良くするためにはんだメッキを施した。この実験では伝熱面は水平に配置され、冷却のための水流ジャケットは下部に取り付けられており、混合蒸気は伝熱面の上部を通過して冷やされ凝縮させるようにした。また、ここでは凝縮液表面の流れの可視化のために、あらかじめ伝熱面上に約 $10 \mu m \phi$ のテフロン粒子(密度約 0.8)を一様に散布しておき、蒸気がこの面に凝縮したときに液流れのトレーサーとなるようにした。Fig.8-16 は T 型熱電対による試験部の温度測定位置を示したものである。

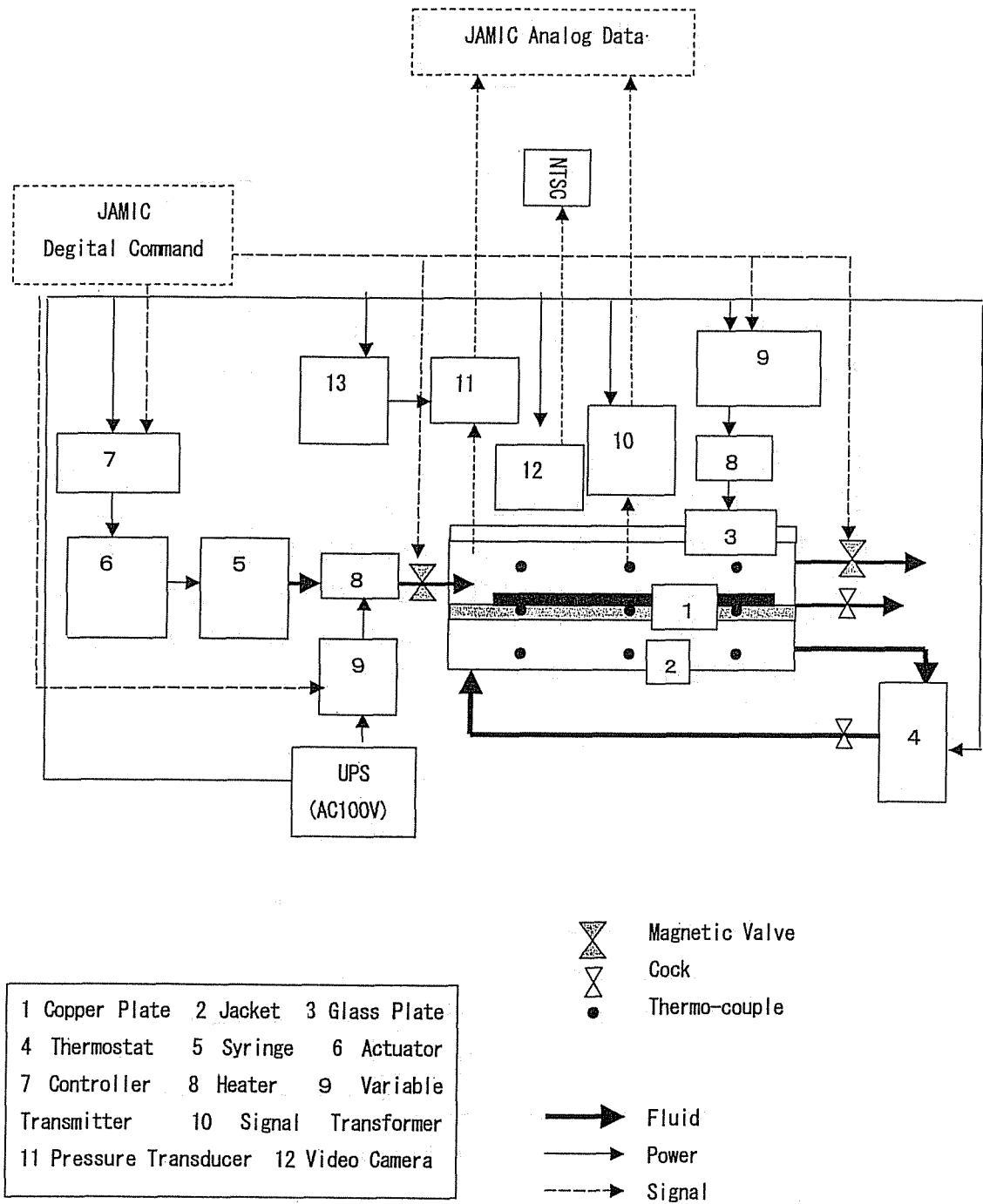


Fig.8-14 System diagram of experimental apparatus

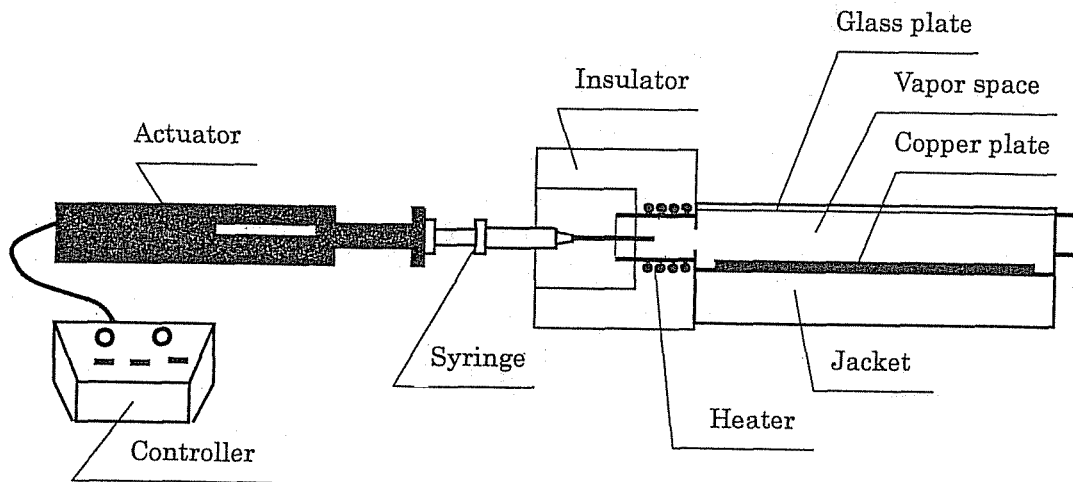


Fig.8-15 Experimental instruments for making vapor mixture that flows into test section

微小重力実験では、落下 10 分前に恒温水槽の運転と各ヒータの通電をおこない、落下直前には系の温度がほぼ一定に達するようにしたうえで、落下1分前にデジタルコマンドによりシリンジの押し出しを開始して全排出量の約 63%を排出させ、ある程度凝縮液膜が形成された状態で落下させて落下前および 10 秒間の微小重力状態における混合蒸気の凝縮にともなう液の挙動をビデオカメラで観察するとともに、温度および圧力に関するデータを採取した。ここでは4回の落下実験を行ない、各実験において仕込み液濃度をそれぞれ1、5、20、50mol%とした[†]。

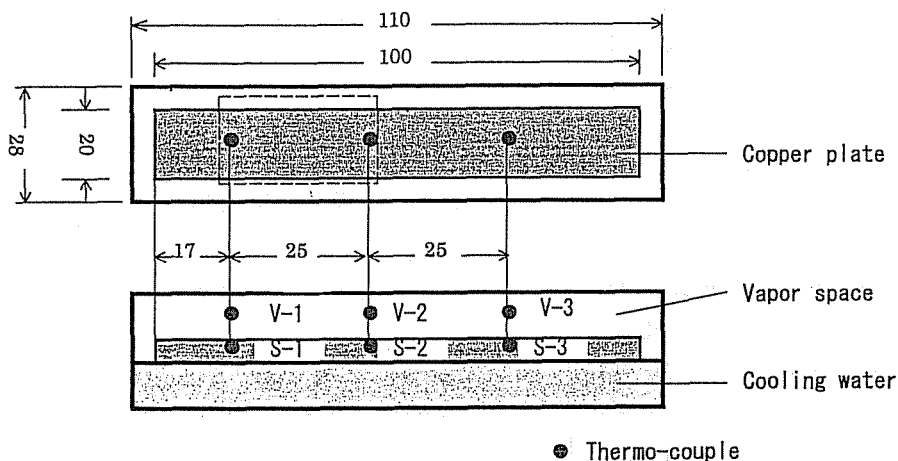


Fig.8-16 Position of thermo-couples for measuring the temperature in the test section

[†] ただし、仕込み液濃度 20mol%の場合については、コマンドケーブルの接触不良により実験は失敗に終わった。

8.3.2 実験結果

Fig.8-17(a)、(b)は仕込み液濃度が5および50mol%の場合についての、落下前後における試験部内各点温度の経時変化の測定結果を示したものである。これより、いずれの場合も伝熱面温度はほぼ一定に保たれていて冷却水温度に近い値を示している（厳密には微小重力下では通常重力下に比べて約0.1°C低下している）が、蒸気空間温度は時間的に激しく変動していた。この原因は時折起こる流入蒸気の突沸によると考えられ、この結果から通常重力下と微小重力下での温度場の違いを評価することは困難であった。なお、圧力センサによって測定された系内の圧力はほぼ一定で、測定誤差の範囲内で大気圧の値を示していた。

次に、Photo.8-5はFig.8-16の点線で示した領域の映像に関する一例を示したものであるが、これらの凝縮液の観察結果から、エタノール濃度が低い(1および5 mol%)場合には凝縮液の固体表面への濡れ性は必ずしも良くなく、凝縮液は周囲に広がらず、時間が進行して凝縮液量が増加しても伝熱板上に液塊となって存在する傾向を示していた。このとき、通常重力下においては凝縮液に取り込まれたトレーサー粒子は気液界面の曲率の大きい固液境界付近に引き寄せられてしまっており (Photo.8-5(a))、これが落下して微小重力状態になると、落下とほぼ同時に起こった蒸気の突沸を契機としてトレーサー粒子は一様に分散されて再配置される (Photo.8-5(b)) が、液塊の状態はあまり変化せず、トレーサーの動きはほとんど見られない結果となっていた。これに対して、エタノール濃度が50 mol%と比較的高い場合には固体表面との濡れ性は良く、凝縮液は固体表面上に一様に広がる傾向を示していたが(Photo.8-5(c))、このときトレーサーの動きに着目すると、時折生じる突沸的な蒸気流のせん弾力によると考えられる動きを別にすれば、通常重力下ではほ

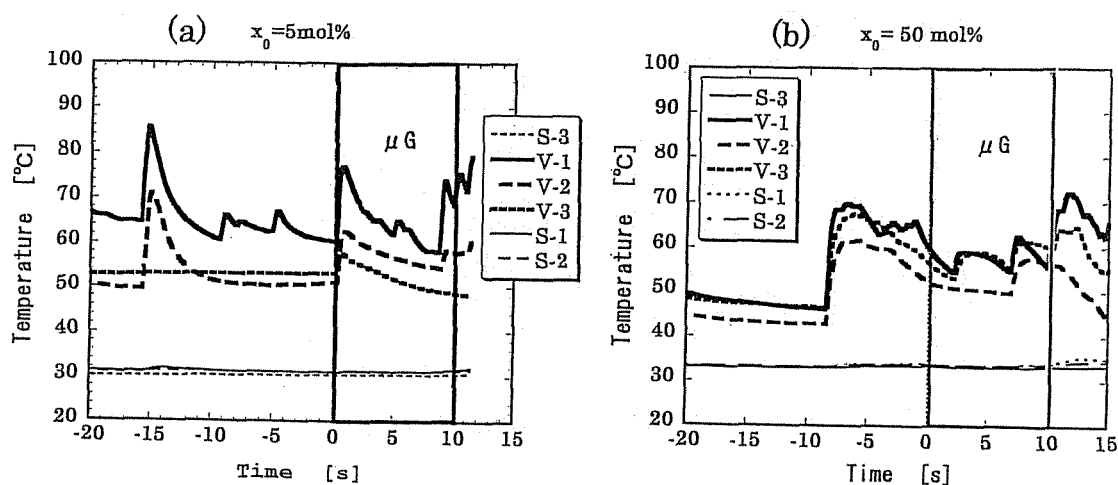
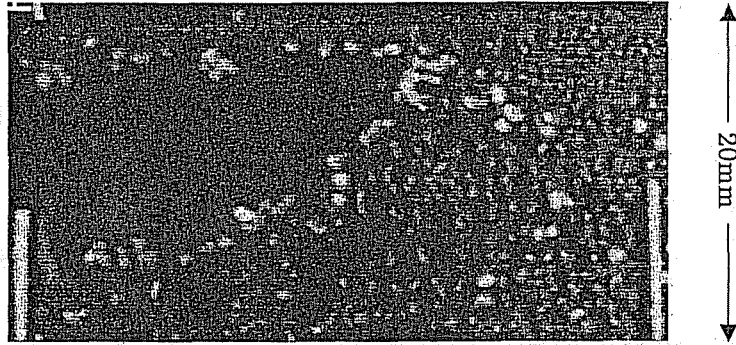
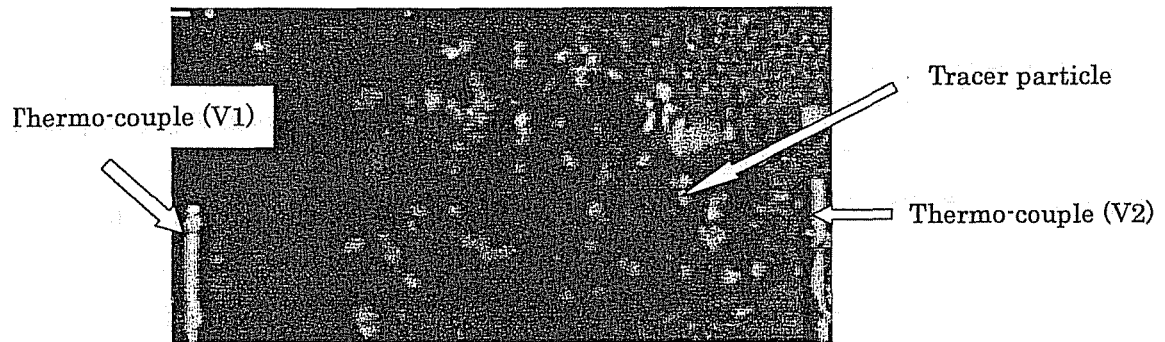


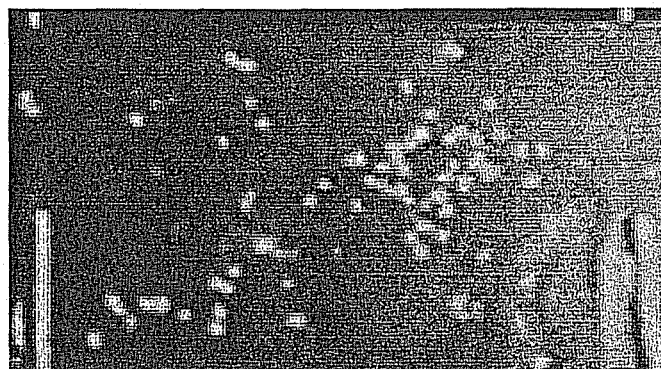
Fig.8-17 Time variation of temperature at several point in the test section
((a) $x_0 = 5 \text{ mol\%}$, (b) $x_0 = 50 \text{ mol\%}$)



(a) $x_0=5\text{mol}\%$ (before dropping, $t=-1\text{s}$)



(b) $x_0=5\text{mol}\%$ (after dropping, $t=2\text{s}$)



(c) $x_0=50\text{mol}\%$ (after dropping, $t=5\text{s}$)

Photo.8-5 Appearance of the condensate and tracer particles on the condenser surface under microgravity experiments

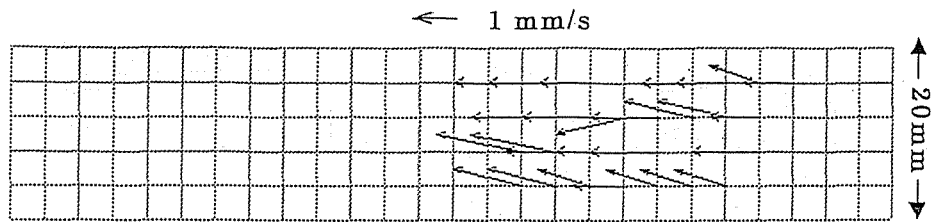


Fig.8-18 Velocity vectors under a microgravity condition obtained by image processing

とんど動きが見られなかったものが、微小重力下になると、蒸気流と反対方向にほぼ一定速度で動いていく様子が認められた。Fig.8-18はこのときの映像から、画像処理によってトレーサー粒子の速度ベクトルを抽出した結果を示したものであるが、得られた速度の値は1～2 [mm/s] 程度であった。

8.3.3 理論的考察

次に、今回の実験において、仕込み液濃度が50mol%の場合にトレーサー粒子の動きとして観察された凝縮液の流れと、理論によって予測される表面張力効果によって生じる液流速との関係について検討する。まずここでの実験系では、

1. 仕込み液がそのまま全量蒸発して蒸気となるので、生成蒸気の組成は仕込み液の組成と同じである
2. 蒸気空間は比較的広く、かつ凝縮は平板上で起こっており、ヒートパイプのような円筒面への凝縮ではない
3. 非定常過程での凝縮であり、全還流系をなしていない

という点において前章等で取り扱った系とは基本的に異なるものである。そこで、これらの点を考慮したうえで、流入蒸気の組成は仕込み液の組成に等しく、また蒸気流方向の各位置において蒸気組成と液組成は気液平衡関係にあるとし、さらに蒸気相における移動現象に関しては、5.3.3で示したような平板上の層流境界層理論に基づく近似解²³⁾を適用し、一次元系として計算しなおすと、長さ方向 z の凝縮液濃度および表面張力の分布に関してFig. 8-19(a)が得られる。

なお、ここでは水・エタノール系について大気圧(760mmHg)を仮定し、図の横軸は混合蒸気の最大到達距離 z_{max} で規格化した長さ $Z(=z/z_{max})$ で表わしてある。一方、上記の近似解を適用しつつ、ヒートパイプ系のような還流凝縮系とした取り扱いによって計算するとFig.8-19(b)のようになる。Fig.8-18(a)によると、凝縮域において濃度分布に基づく表面張力勾配が形成されやすいのは、Fig.8-18(b)に示したヒートパイプ系におけるように仕込み液が低濃度の場合とは異なっていて、20～50mol%程度の場合であることがわかる。この

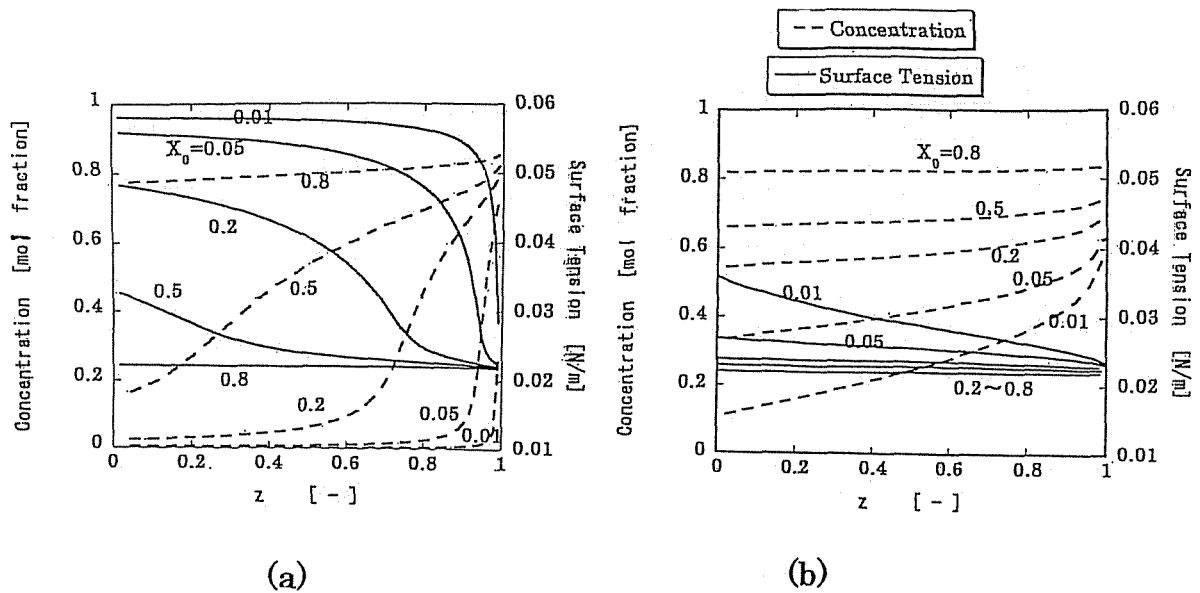


Fig.8-19 Calculated condensate concentration and surface tension distribution ((a) without reflux, (b) with reflux)

ことは、本実験において仕込み液のエタノール濃度が 1、5 mol% の場合よりも 50mol% の場合において顕著な液流れが生じた原因を説明しうる結果になっていると思われる。ちなみに、このモデルによって表面の液流速 u_s を推定すると、 $u_s=2.9[\text{mm/s}]$ † となり、実測値と比べてやや大きいが、実際に起こった蒸気流の変動や凝縮面端部の液流れに及ぼす影響などを考えると、理論的に予測した結果と矛盾するものではないと思われる。

† 落下開始 t 秒前から落下開始時まで、シリンジから一定流量 G_l で排出されて蒸発した混合物質が試験部の $0 \leq z \leq z_{max}$ で凝縮して一定厚さ h の液膜が形成されたとすれば、 h は次式で与えられる。

$$h = \frac{tG_l}{\rho z_{max} \Gamma} \quad (8-15)$$

表面の液流速 u_s は、

$$u_s = \frac{h d\sigma}{\mu dz} \quad (8-16)$$

で与えられるので、本実験系に対応する諸値、 $t=60$ [s]、 $G_l=0.0017$ [g/s]、 $z_{max}=9.0$ [cm]、 $\Gamma=1.5$ [cm]、 $\mu=0.015$ [g/cm \cdot s]、 $\rho=0.85$ [g/cm 3]、 $d\sigma/dz=0.5$ [dyne/cm 2] をあてはめると、 $u_s=2.9$ [mm/s] と得られる。

8.4 本章の総括

本章では、微小重力下における水・エタノール混合蒸気の凝縮過程に及ぼす表面張力の影響を調べることを目的として、MGLAB および JAMIC の落下施設を利用した微小重力実験による検討を行なった。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) 二成分混合蒸気の凝縮においては、凝縮液の形態が滴状になる場合があることを示し、微小重力下での凝縮を取り扱う場合に考慮する必要があることを示した。
- (2) 通常重力下における垂直平板型凝縮器を用いた凝縮実験より、水・エタノール混合蒸気が固体表面上に凝縮する際には、既往の研究において示されているように、混合蒸気の濃度や冷却条件に応じて膜状・筋状・滴状の形態をとりうることを確認した。
- (3) MGLAB の実験より、通常重力下において筋状および滴状の凝縮を呈する場合には、微小重力状態になると滴の流下は停止するとともに筋はしだいに滴となり、元の位置の周りを酔歩するように漂うようになる。そして、凝縮滴は時間の経過とともに、周辺に存在している微小滴の取り込みや、滴同士の合体によって、滴径はしだいに増大していくことが示された。
- (4) 安定性解析を行なった結果、微小重力実験において示されたように、微小重力下では凝縮液膜はより不安定になって滴になりやすく、また滴径は増大していくことが示された。
- (5) 微小重力下での混合蒸気の凝縮過程における液流れの様子を調べるために、トレーサ粒子を用いた混合蒸気の非定常凝縮実験を行なった結果、限られた条件下ではあるが、予想されるような液移動が起こることが確かめられた。

第8章の参考文献

- 1) Fujii, T.: "Theory of Laminar Film Condensation", Springer-Verlag (1991)
- 2) 日本機械学会編: "沸騰熱伝達と冷却", 日本工業出版 (1989)
- 3) 藤井哲, 加藤泰生: "2成分蒸気の平板上での層流膜状凝縮", 日本機械学会論文集(B編), 46, pp.306-312 (1980)
- 4) 本田克美, 川崎好貴, 宗像健: "濡れ壁塔による二成分混合蒸気の分縮組成", 化学工学論文集, 16, pp.137-143 (1990)
- 5) Pressburg, B. S. and Tod, J. B.: "Heat Transfer Coefficient for Condensing Organic Vapors of Pure Components and Binary Mixtures", AIChE. J., 3, pp.348-352 (1957)
- 6) Mirkovich, V. V. and R. W. Missen: "A Study of the Condensation of Binary Vapors of Miscible Liquids", Can. J. Chem. Eng., 41, pp.73-78 (1963)

- 7) 五島正雄, 藤井哲: “二成分混合冷媒の凝縮熱伝達” 冷凍, 57, pp.981-988 (1982)
- 8) 藤井哲ら: “水+エタノール混合蒸気の水平管外体積力凝縮”, 日本機械学会論文集 (B編), 55, pp.210-215(1989)
- 9) 橋本律男, 柳謙一, 藤井哲: “水+エタノール混合蒸気の鉛直面上自由対流凝縮に及ぼす液流動形態の影響”, 日本機械学会論文集 (B編), 60, pp.215-222(1994)
- 10) 土方邦夫, 深作善郎: “水・エタノール混合蒸気の凝縮における液滴発生機構の不安定解析”, 日本機械学会論文集 (B編), 60, pp.1337-1342 (1994)
- 11) Hijikata, K., Y. Fukasaku and O. Nagasaki: “Theoretical and Experimental Studies on the Pseudo-Dropwise Condensation of a Binary Mixture”, Trans. ASME (J. Heat Transfer), 118, pp.140-147 (1996)
- 12) 宇高義郎, 寺地宣明: “水・エタノール2成分混合蒸気の凝縮熱伝達特性曲線の測定”, 日本機械学会論文集 (B編), 61, pp.1063-1069 (1995)
- 13) 宇高義郎, 寺地宣明: “水・エタノール2成分混合蒸気の凝縮熱伝達に関する研究 (凝縮熱伝達特性曲線と凝縮液形態の関係)”, 日本機械学会論文集 (B編), 61, pp.3059-3065 (1995)
- 14) 宇高義郎, 剣持達也, 横山俊哉: “水・エタノール2成分混合蒸気の凝縮熱伝達に関する研究 (濃度差マランゴニ滴状凝縮における液滴形成および離脱過程の観測)”, 日本機械学会論文集 (B編), 64, pp.3364-3370 (1998)
- 15) 宇高義郎, 小林大範: “水・エタノール2成分混合蒸気の凝縮熱伝達に関する研究 (広範囲の蒸気流速域における特性)”, 日本機械学会論文集 (B編), 67, pp.141-147 (2001)
- 16) Marco, P. D., W. Grassi and 賞雅寛而: “微小重力環境下における沸騰熱伝達研究の現状”, JASMA, 15, pp.71-78 (1998)
- 17) 藤井照重: “10年の伝熱研究の進展: 宇宙”, 伝熱, 41, pp.10-15 (2002)
- 18) Chow, L. C., K. Y. Lexington, and R. C. Parish: “Condensation Heat Transfer in a Microgravity Environment”, AIAA-86-0068 (1986)
- 19) Rezkallah, K. S. and C. S. Huckerby: “Microgravity Two-Phase Experiments for Spacecraft Thermal Control Studies”, AIChE. Symp. Ser., 85, pp.332-337 (1989)
- 20) 丸石英明, 中沢武: “減重力下における管外凝縮熱伝達現象に関する研究”, Proc. of 17th Space Utilization Symp., pp.309-312 (2001)
- 21) 高松洋ら: “微小重力下における環状液膜の安定性”, 日本機械学会論文集 (B編), 64, pp.904-909 (1998)
- 22) 野中利之, 安蔵慶介, 鈴木睦: “微小重力環境下における円管内液膜の界面変形とプラグ形成挙動”, 化学工学論文集, 28, pp.211-226 (2002)
- 23) Ito, A. and K. Asano: “Thermal Effects in Non-Adiabatic Binary Distribution”, Chemical Engineering Science, 37, pp.1007-1014 (1982)
- 24) Stralen, S. J. D.: “The Boiling Paradox in Binary Liquid Mixtures”, Chem. Eng. Sci.,

- 25, pp.149-171 (1970)
- 25) Chow, L. C., K. Y. Lexington and R. C. Parish: "Condensation Heat Transfer in a Microgravity Environment", AIAA-86-0068, pp.1-8 (1986)
 - 26) 浅野清治郎: "日本無重量総合研究所の落下実験設備の紹介", JASMA(日本マイクログラフィティ応用学会誌), 11, pp.107-115 (1994)
 - 27) 吉田仁, 井口学: "地上重力から微小重力に至る過渡時間内の円管内液体プラグの挙動", JASMA, 17, pp.50-55, 18, pp.205-210 (2000)
 - 28) 巽友正, 後藤金英: "流れの安定性理論", 産業図書 (1976)

第9章 航空機を利用した角型二成分ヒートパイプの 微小重力実験

9.1 基礎的考察

9.1.1 基本的な問題

これまでの各章では、微小重力場で顕在化するマランゴニ対流をヒートパイプの液帰還に利用し得る可能性について、さまざまな角度から検討してきた。すなわち、第3章ではJAMICの落下施設を利用した二成分ヒートパイプ内作動液の可視化実験を行なった結果、液濃度が5mol%程度の水・エタノール混合物を作動液としたヒートパイプにおいては、微小重力場でウィックがなくてもマランゴニ効果らしき原因によって凝縮液の帰還が起きていることが確かめられた。また、このようなマランゴニ力による液帰還に及ぼす仕込み液濃度の影響や、無重力下においても液帰還に必要な表面張力分布が形成されうること、第4章における重力傾斜法に基づく検討や、第5章における二成分混合流体の還流凝縮実験のような地上実験によっても示唆することができた。さらに、第6章での液膜内マランゴニ対流の数値シミュレーションや、第7章で行なったようなヒートパイプ内の蒸気相における移動現象や気液界面における熱物質同時移動現象も考慮した総合的な解析によって得られた結果も、無重力場においては二成分ヒートパイプ内でマランゴニ効果による液帰還が起こりうるとしたこれまでの実験的な結論と矛盾するものではないことが明らかにされた。しかしながら、第3章で行なった微小重力実験では、特に冷却部が長いヒートパイプの凝縮部においては、マランゴニ効果による液帰還を阻害すると考えられる液プラグが形成されやすいことが示されており、また第8章で行なった実験によれば、二成分混合蒸気の凝縮においては、重力場でも見られているミクロな表面張力効果による凝縮液膜の不安定現象が微小重力場ではより顕著になるという問題があることも明らかにされている。

本章では、以上のような知見や問題点をふまえた上で、ヒートパイプとしてはこれまでの円筒型ではなく、角型のガラス製二成分ヒートパイプを用いて検討する。また、微小重力実験は航空機のパラボリックフライトを利用して行なうことにする。すなわち、角型のガラス製ヒートパイプを用いることによって、角部の毛細管力による作動液の保持が可能であり、 μG 下においても、第3章の長型ヒートパイプの実験で見られたような凝縮部における液プラグの形成を回避できる可能性がある。また、光学的手法を用いた液流れの可視化のためにも好都合であり、理論的にもヒートパイプ長さ方向の液流れや表面張力の変化を定量的に評価しやすいと思われる。さらに、航空機を利用した微小重力実験では、こ

れまで行なってきた落下塔によるものに比べて微小重力の質は良くないが、微小重力時間は 20 s 程度と長く取ることができることや、実験者が同乗して実験装置を直接に操作できるという利点を有するものである¹⁰⁾。

9.1.2 角型ヒートパイプ内の作動液

角型ヒートパイプでは、一部のマイクロヒートパイプ¹⁾においても見られるように、内部の作動液は角部に集中し、角部の毛管力によって保持されると考えられる。角型ヒートパイプにおける液流れの駆動力は、重力を考えなければ、蒸発部・凝縮部間の気液界面の曲率の違いに基づく圧力差であるが、一般にウイックの毛細管力にくらべてこの力は小さく、特にヒートパイプのスケールが大きくなると弱まるものである。このような角型ヒートパイプ内の作動液に対して、ここで考えているようなマランゴニ力が働いた場合には、Fig.9-1 に示すように、曲率の違いに基づく界面力とマランゴニ力との重疊によって、液流れが支配されることになると考えられ、特に後者の力が大きい場合には、マランゴニ力を利用したヒートパイプとしての意義が高まると考えられる。

次に、角型二成分ヒートパイプにおいては、第3章の長型ヒートパイプで見られたような液プラグが形成されにくいことは、次のようにして示される。すなわち、1G 下においては角型ヒートパイプ内の液体は、重力の作用によりヒートパイプ断面内で Fig.9-2(a)もしくは(b) のような形態で存在しているが、これが微小重力状態になると、濡れ性の効果と流体力学的な安定性により、図中の下部に存在していた液面は上部に広がり、液体は断面内に一様に分配されるようになると考えられる。ここで、更にある断面内の液面が全体的に盛り上がるとうすると、長さ方向からの液の供給が必要となるが、このことは隣接断面における液量を減少させて液面の曲率を小さくさせることになり、これによって反対方向に液を引き戻そうとする吸引力が働くために、液面は軸方向にも一様になりやすいと考えられ、液プラグが形成されるような状況は起こりにくくなると予想される。

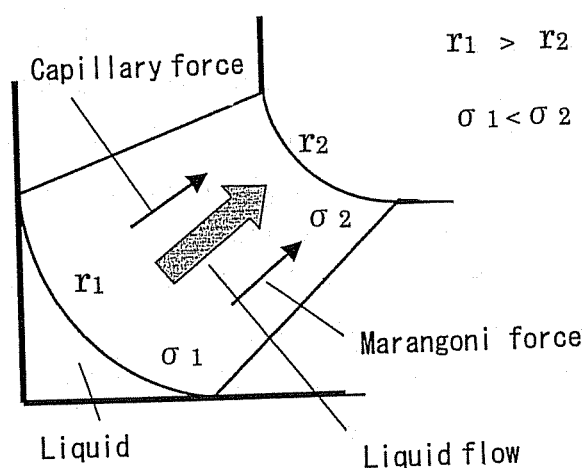


Fig.9-1 Liquid flow along a corner in a square-type heat pipe.

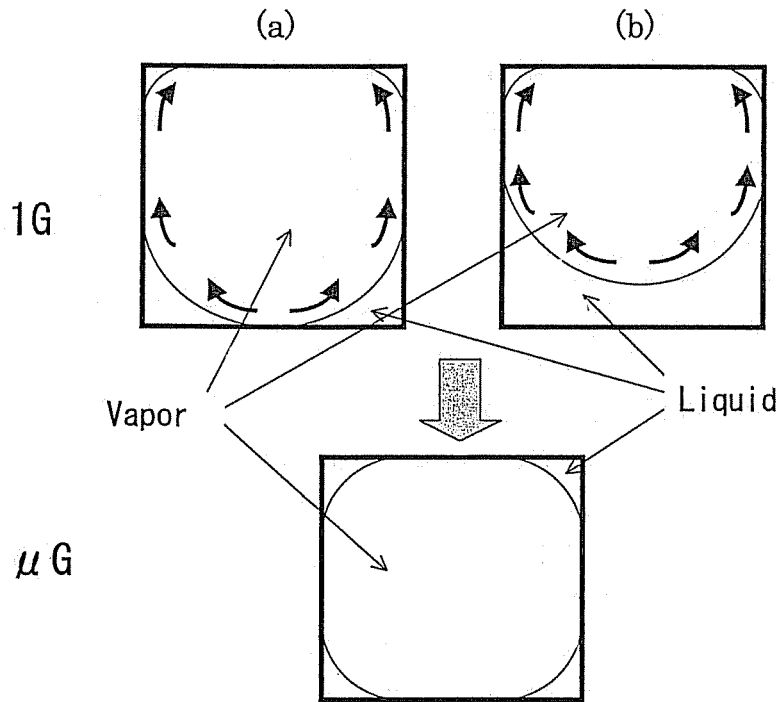


Fig.9-2 Liquid configuration in microgravity

9.1.3 シュリーレン法による流れの可視化

流れを可視化する方法には種々あるが、ここではヒートパイプ内の液流れを観察するにあたり、装置製作の容易さ、検出感度、被測定物への影響などを考慮してシュリーレン法⁹⁾のような光学的可視化法²⁾を試みた。Fig.9-3は今回レンズ等の光学部品を適当に組み合わせて作成されたシュリーレン観察システムを示したものである。左から、光源、ピンホール、シュリーレンレンズL₁、シュリーレンレンズL₂、ナイフエッジ、スクリーンの順にスライド台上に高さを調節して一直線状に置かれている。ピンホールから出た光はレンズL₁を通り平行光束となって試料を通過し、さらにレンズL₂を通過して焦点距離の位置P点に像を結ぶが、光の一部をナイフエッジで遮るとスクリーン上の像は遮られた光の量に応じて一様に暗くなる。このようにして、試料の屈折率勾配の度合がスクリーン上で像の明暗として反映されるのである。ここで用いたシュリーレンレンズは直径80mm、焦点距離120mmのもので、後の微小重力実験に使用することを勘案して焦点距離の短いものを採用した。またここで、ナイフエッジを取り除くといわゆるシャドウグラフ法³⁾となる。装置の調整にあたり、ピンホールとレンズL₁間の距離はレンズL₁、L₂間に置いた白紙に写る光源の像が白紙をスライド上で移動させても大きさが変化しない位置に定めた。また、レンズL₂とナイフエッジ間の距離は同様なフーコーナイフエッジテストにより決定した。なお、ピンホールから出た光束をレンズいっぱい広げるために通常は光源とピンホール間にコンデンサーレンズ⁴⁾を用いるが、ここではコンデンサーレンズは用いず、光源をできるだけピンホールに近づけることにより行なった。このシュリーレン観察シス

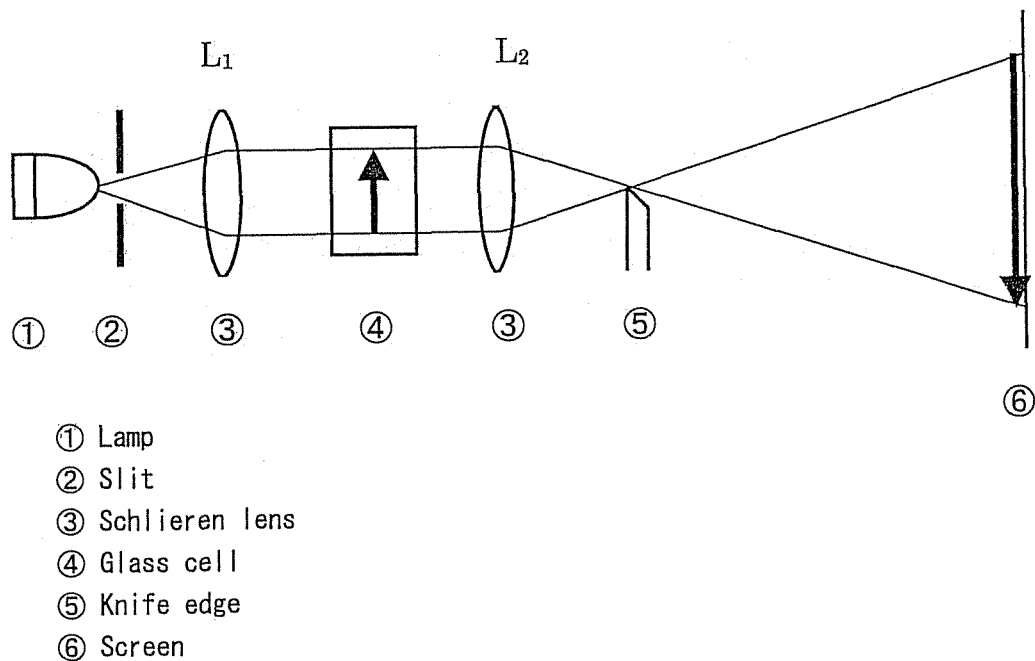


Fig.9-3 Schlieren system

テムによって、実際に起こる液流れを調べた結果、液内部の対流の様子はシャドウグラフ法によって、また界面付近の攪乱の様子はシュリーレン法によってよく観察されることが示されている。

9.1.4 航空機を利用した微小重力実験

航空機による微小重力実験システムは日本、アメリカ、フランスで提供されており、わが国では名古屋空港にある(株)ダイヤモンドエアサービスが小型ジェット機 MU-300 を用いて運行している⁵⁾。MU-300 では Fig.9-4 に示すようなパラボリックフライトを1回

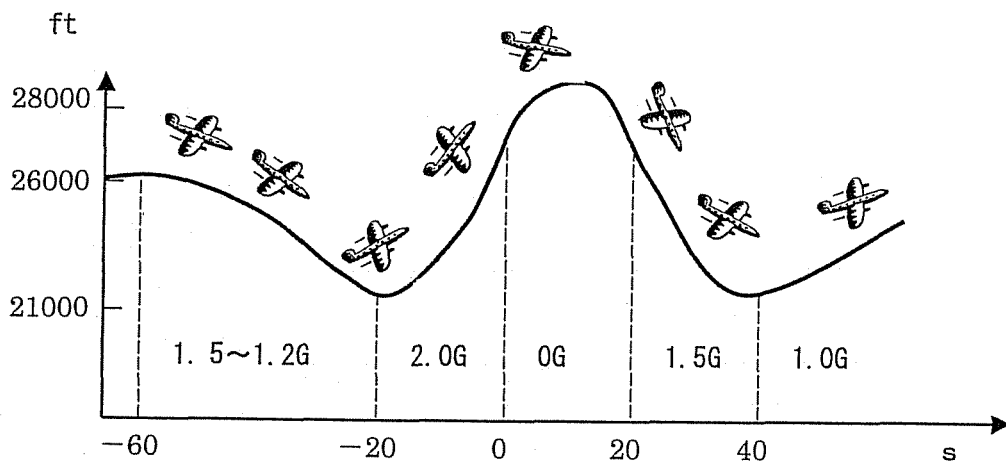


Fig.9-4 Schedule of a parabolic flight

の飛行あたり 10 回程度行ない、1 回のパラボリックフライトにつき約 20 秒間 $10^{-2}G$ 以下の微小重力環境をつくりだしている⁶⁾。また、パラボリックフライト開始直前に 2G、終了時に 1.5G の過重力が発生する。航空機実験ではこれまでに行なったような落下塔による実験とは異なり、実験者が同乗して実験装置を直接に操作できるために、パラボリックフライト毎に加熱量などのヒートパイプの条件を段階的に変化させて測定を行なうことができるなど、実験条件の設定に柔軟に対応できるものである。本章では、これらのことをふまえたうえで、航空機のパラボリックフライトを利用した角型ガラス製ヒートパイプの微小重力実験を行ない、微小重力場における二成分ヒートパイプ内の液流れに及ぼすマランゴニ効果の影響について、これまでの各章で得られた知見ともあわせてより具体的に検討する。

9.2 実験装置と方法

9.2.1 実験装置

Fig.9-5 は実験に使用するために作製したヒートパイプ容器を示したものである。その断面は $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ (内断面は $16\text{mm} \times 16\text{mm}$)、長さ 300mm の角型、パイレックスガラス製のものである。容器の一端には作動液の取り出し口およびコックが取り付けられていて、作動液の交換、内部の洗浄、脱気を行うことを可能としてある。実験では同一寸法のヒートパイプ容器を 2 本用意し、一本は作動液観察用、もう一本は作動特性測定用とした。

実験を行うに先立ち、各ヒートパイプ容器について汚れや不純物を取り除くためにガラス管内をよく洗浄する。次に、所望の濃度に調整した水・エタノール混合溶液を容器内に所定の量だけ充填し、加熱追い出し法により脱気して密栓することにより、実験用のヒートパイプとした。

微小重力実験は (株) ダイヤモンドエアサービスの航空機 MU-300 を利用して行なった。Fig.9-6(a) は航空機実験で用いた実験装置の概要を示したものである。同図に示すように、実験に用いる二本の角型ガラス製ヒートパイプの一端が角型透明アクリル樹脂製の水流

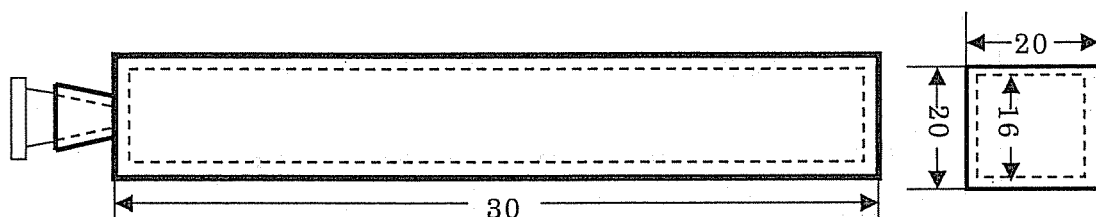


Fig.9-5 Heat pipe container

ジャケット（幅 150mm、高さ 120mm、奥行き 50mm）に取り付けられている。このうち、HP1 は作動液観察用であり、HP2 は作動特性測定用のものである。各ヒートパイプについて、加熱部・断熱部・冷却部の長さはそれぞれ 100mm、50mm、150mm とした。いずれのヒートパイプも、加熱部外表面には 20mm×100mm のラバーシート状のヒータ（最大定格電力 20W）を 4 枚貼り付け、ヒータの出力を調節できるようにした。また、加熱部および断熱部の周囲には断熱材を巻いて保温した。

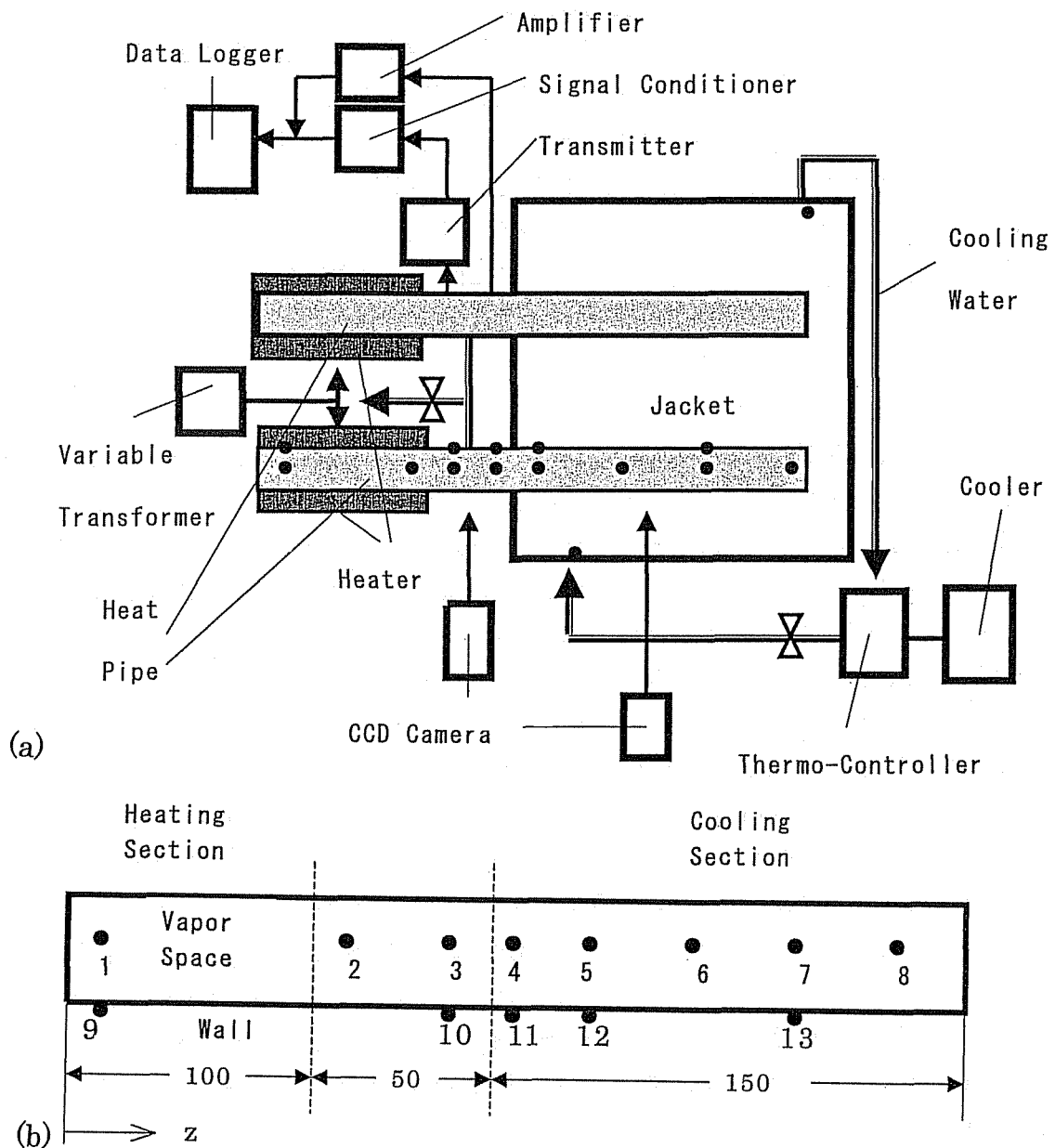


Fig.9-6 Experimental apparatus ((a) total system, (b) temperature measuring points in a heat pipe)

一方、クーラーと恒温水槽により一定温度に調節された水をジャケットを介して一定流量（約 2000cc/min）で循環させ、二本のヒートパイプの冷却に供される。さらに、HP1 については、断熱部における作動液の様子を調べるために、9.1.3 で述べたようなシュリーレン観察システムを作製するとともに、冷却部における作動液流れの様子は CCD カメラを用いて撮影できるようにした。また、HP2 については、Fig.9-6(b)の黒丸で示すように蒸気空間内および管壁各点の温度を測定するための T 型熱電対がとりつけられる。蒸気空間温度測定用の熱電対(No.1~8)は、ヒートパイプ容器の中心軸上に 8 点（加熱部 1 点、断熱部 2 点、冷却部 5 点）、また管壁温度測定用の熱電対（No.9~13）は管壁側面の中心位置に軸方向に沿って 5 点（加熱部 1 点、断熱部 1 点、冷却部 3 点）設けた。そのほかに、水流ジャケット内には、冷却水入り口(No.14)および出口(No.15)の温度を測定するための熱電対が取り付けられている。各点における熱電対の出力は熱電対アンプを介してデータロガーに採取できるようにした。このようにして、1 G 下においては、ヒートパイプの加熱部側には常に作動液が存在するように、ジャケットを 3°程度傾けて設定し、実験装置全体を航空機実験用のラックに固定した。Fig.9-7 にはラック内における実験装置の配置図を示した。

9.2.2 実験の方法

航空機実験の手順は以下のとおりである。まず、あらかじめ設定されたヒートパイプ系を含む実験装置を航空機に搭載する。実験者は航空機に搭乗してエンジンスタート後、電源供給により冷却水の循環が開始したのを確認したうえで、各ヒートパイプにあらかじめ設定された初期の加熱量を与えるとともに恒温水槽の温度を設定し、空域に到着するまでの約 20 分の間にヒートパイプ系が定常状態に達するようにする。空域到着後はパイロットからのコール（PF（パラボリックフライト）“2 分前”→“1 分前”→“30 秒前”→“NOW”）に応じて、HP1 についてはシュリーレン観察システム（シャドウグラフ法）と CCD カメラにより、撮影して得られた映像を画像データとして採取した。また、HP2 についてはヒートパイプ表面温度・蒸気相温度の長さ方向の分布、冷却水温度の経時変化を追跡した。 μ G 終了後は、加熱量（または恒温水槽温度）の設定条件を変更するなど、次の PF における μ G 実験のための準備に移る。このように、1 フライトにつき約 10 回の PF において、ほぼ 1 PF おきに加熱量または冷却水温度を段階的に変えて測定を行った。飛行終了後はヒートパイプ内作動液濃度の分析を行なった。Table 9-1 は航空機実験において採用した実験条件などを示したものである。なお、ヒートパイプの作動液量はヒートパイプ内蒸気空間容積の 20%とした。飛行実験は合計 4 フライト行ない、各フライト毎に二本のヒートパイプについての仕込み液濃度の条件を変えて行なった。

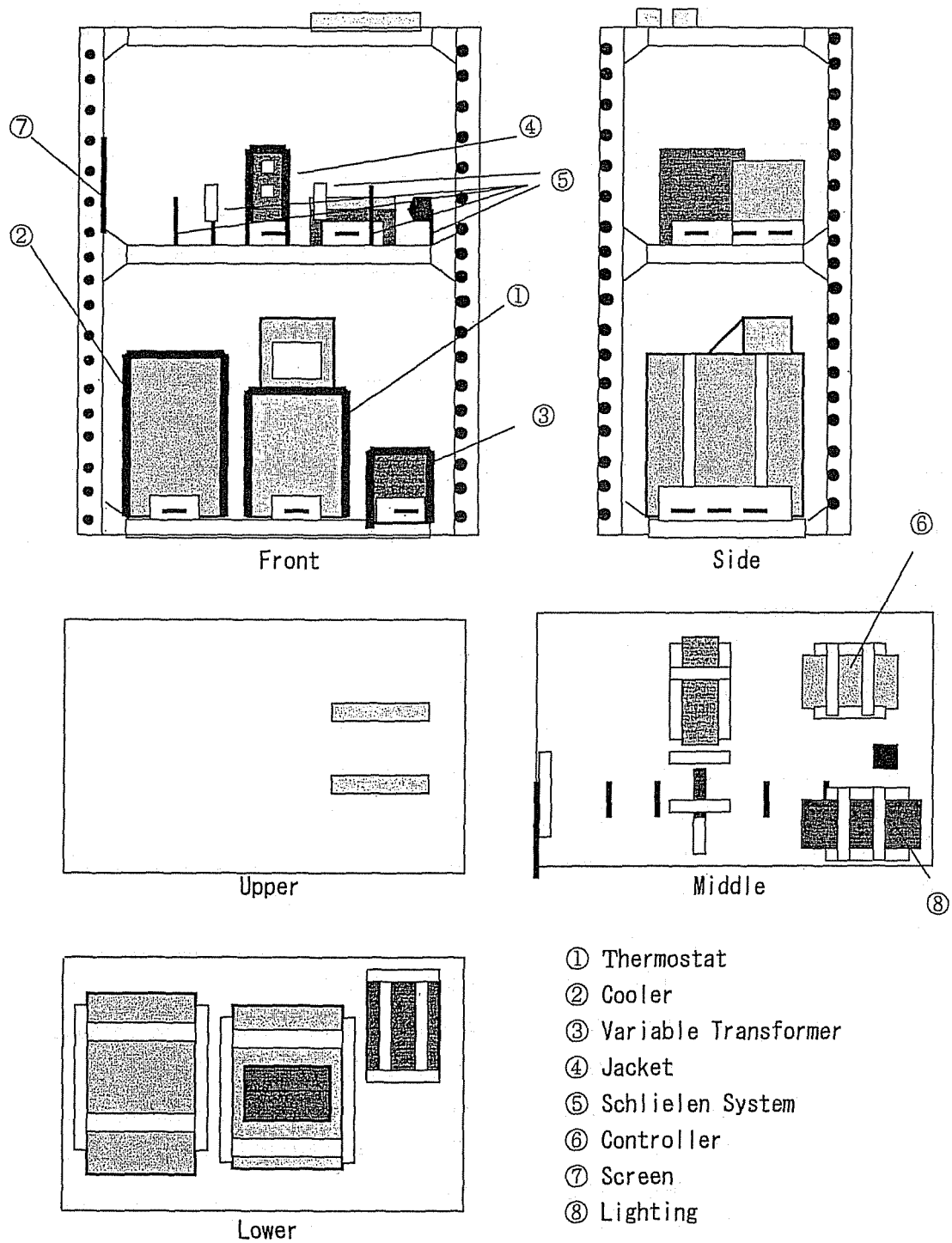


Fig.9-7 Arrangement of experimental apparatus in the rack

Table 9-1 Experimental conditions

Flight	HP1	HP2	PF1	PF3	PF5	PF7	PF8~
# 1	5 mol%	5 mol%	10 W 20 °C	20 W 20 °C	40 W 20 °C	80 W 20 °C	80 W 50 °C
# 2	50 mol%	50 mol%	10 W 20 °C	20 W 20 °C	40 W 20 °C	80 W 20 °C	80 W 50 °C
# 3	1 mol%	1 mol%	10 W 20 °C	20 W 20 °C	40 W 20 °C	80 W 20 °C	80 W 50 °C
# 4	20 mol%	5 mol%	10 W 20 °C	20 W 20 °C	40 W 20 °C	80 W 20 °C	80 W 50 °C

Upper : Heat rate

Lower : Coolant temperature

9.3 結果と考察

9.3.1 実験結果の検討

Fig.9-8 は 1 例として、仕込み液濃度 $x_0=5 \text{ mol}\%$ 、加熱量 $Q_m=40\text{W}$ 、冷却水温度 $T_c=20^\circ\text{C}$ の場合について、実験により得られた 20 秒間の μG 下におけるヒートパイプ冷却部側面の映像を示したものである。図中の矢印は時間経過を表しており、各時点の G レベルも表示してある。図中に見られる上下部の白い部分は主に内部に作動液が存在している部分である。一般に μG 状態になると、この図の(b)~(e)においても見られるように、加熱部端にたまっていた一定量の作動液が沸騰によって冷却部に吹き上げられ、冷却部の液量が一時的に増加するとともに、液面も激しく変動する。また下部に存在していた液体は上部にも一様に分配されるようになる。その後、液面の変動がおさまると、冷却部の作動液量は徐々に減少していく様子が見られる (Fig.9-8(g)~(k))。さらに、 μG の末期になって再び G が回復し始めると、上部に存在していた液体が下部に流れ落ちる様子を見てとることができ、やがて μG に突入する前の状態に戻っていくことがわかる (Fig.9-8 (l)~(n))。このような傾向は、 μG 突入に同期した沸騰が起こらなかった作動液濃度 5 mol%、冷却水温度 20°C で加熱量が 10W の場合、および沸騰後に冷却部作動液の減少がほとんどみられなかった作動液濃度 50mol%の場合をのぞけば、今回行ったヒートパイプのほとんどの条件において観察されていた。なお、今回の実験では、作動液濃度 5 mol%、加熱量 20W の際に μG 突入時の沸騰ともなう液面の乱れが原因となって液プラグが形成された例外的な場合をのぞけば、3章の長型ヒートパイプで見られたような液プラグが生じることはなかった。

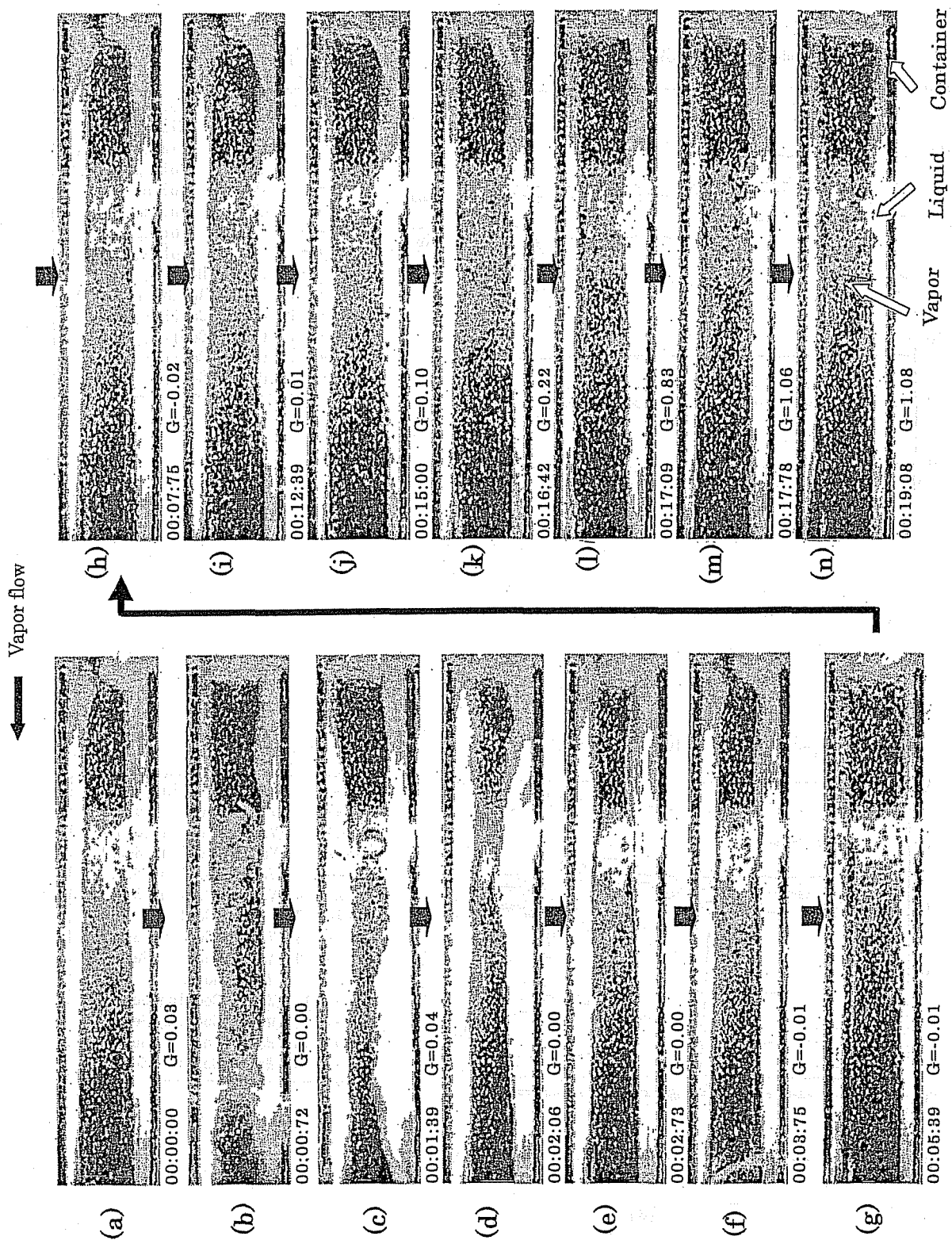


Fig.9-8 Time sequence of a feature of working liquid in cooling section of a square-type heat pipe ($x_0=5\text{mol}\%$, $T_c=20^\circ\text{C}$, $Q_{in}=40\text{W}$)

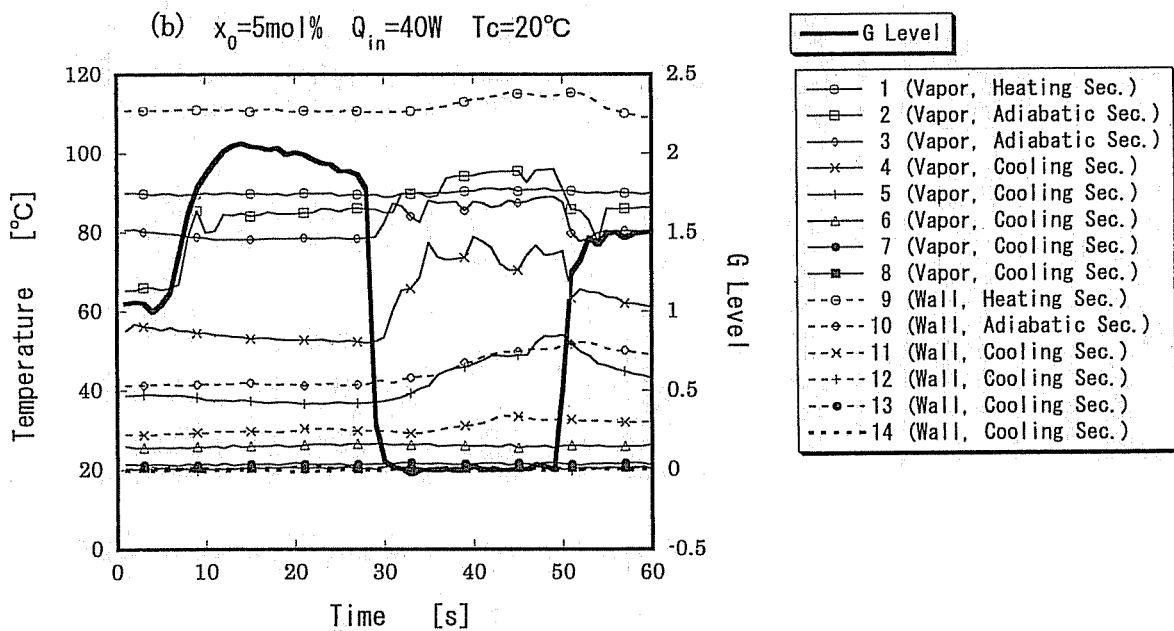
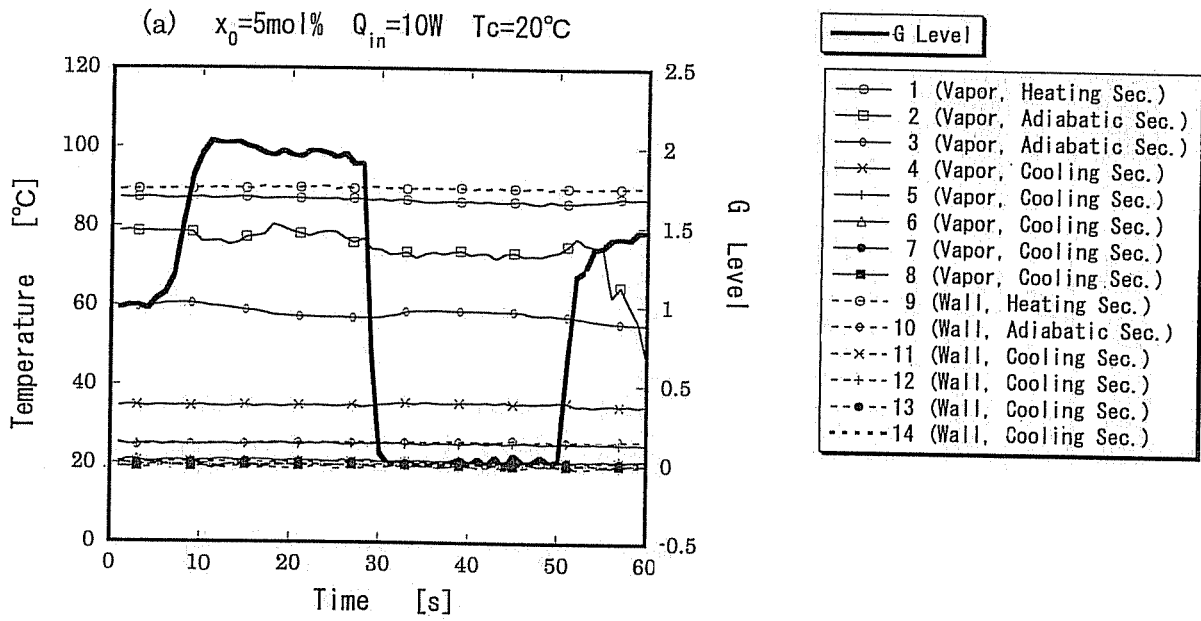


Fig.9-9(1) Temperature response at each point in a heat pipe for a parabolic flight
 ((a) $x_0=5\text{mol}\%$ $Q_{in}=10\text{W}$ $T_c=20^\circ\text{C}$, (b) $x_0=5\text{mol}\%$ $Q_{in}=40\text{W}$ $T_c=20^\circ\text{C}$)

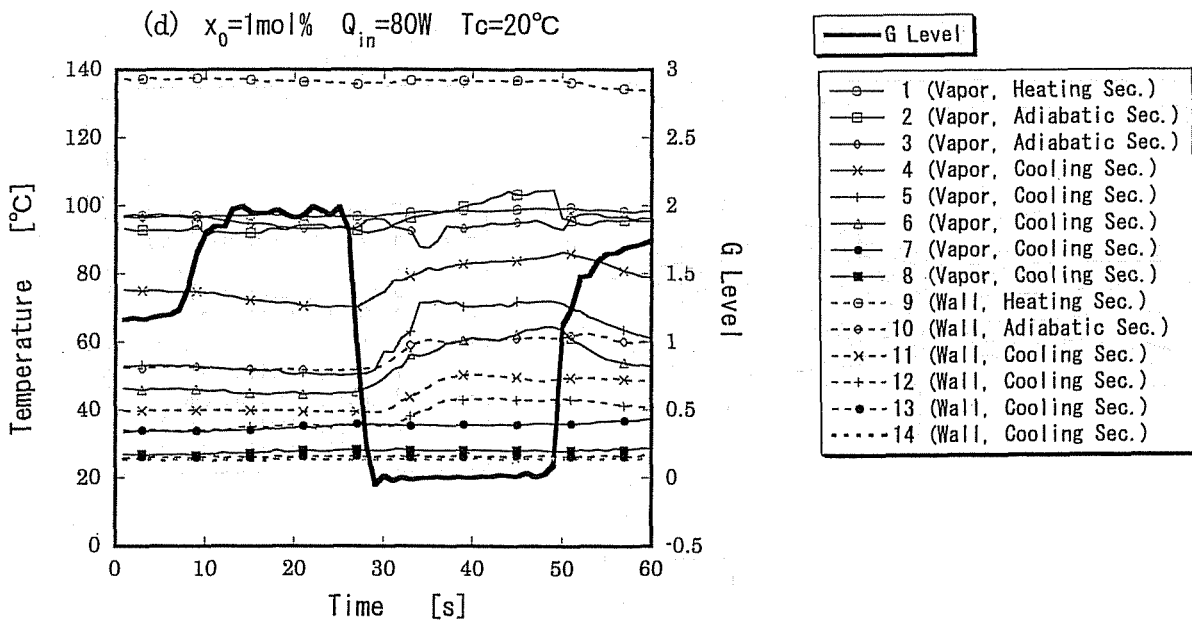
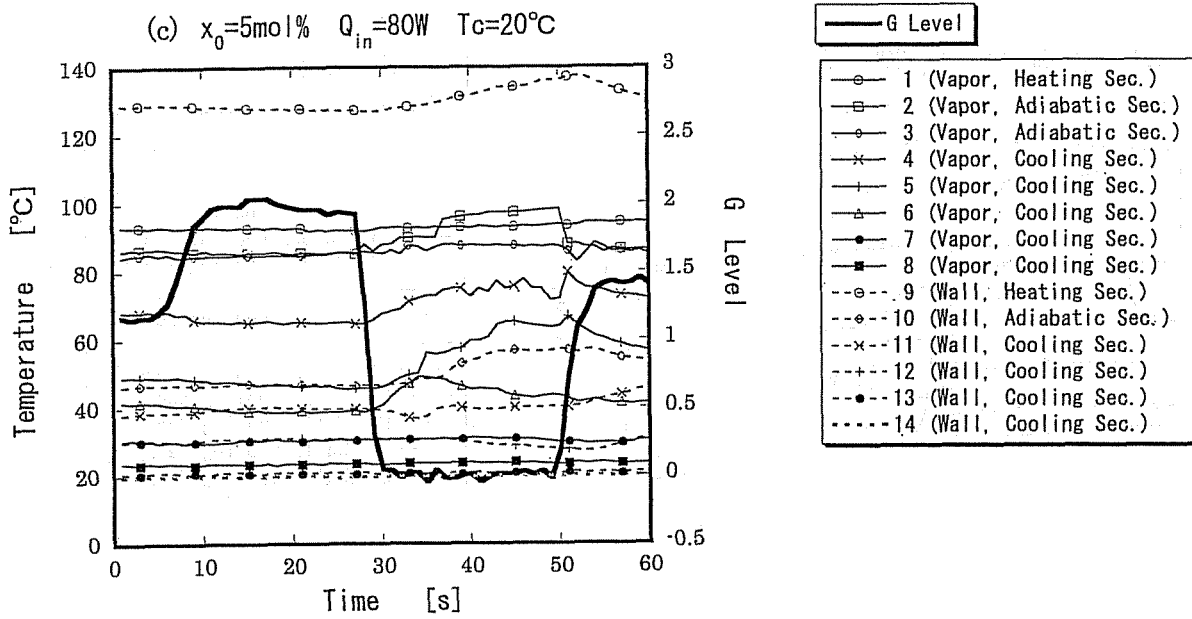


Fig.9-9(2) Temperature response at each point in a heat pipe for a parabolic flight
 ((c) $x_0=5\text{mol}\%$ $Q_{in}=80\text{W}$ $T_c=20^\circ\text{C}$, (d) $x_0=1\text{mol}\%$ $Q_{in}=80\text{W}$ $T_c=20^\circ\text{C}$)

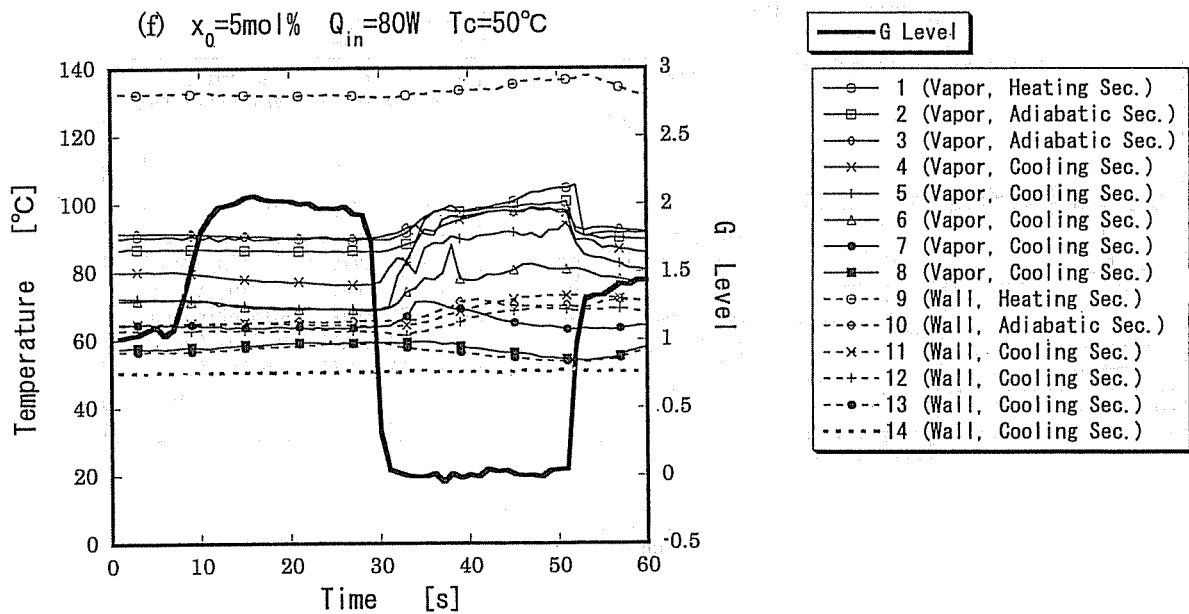
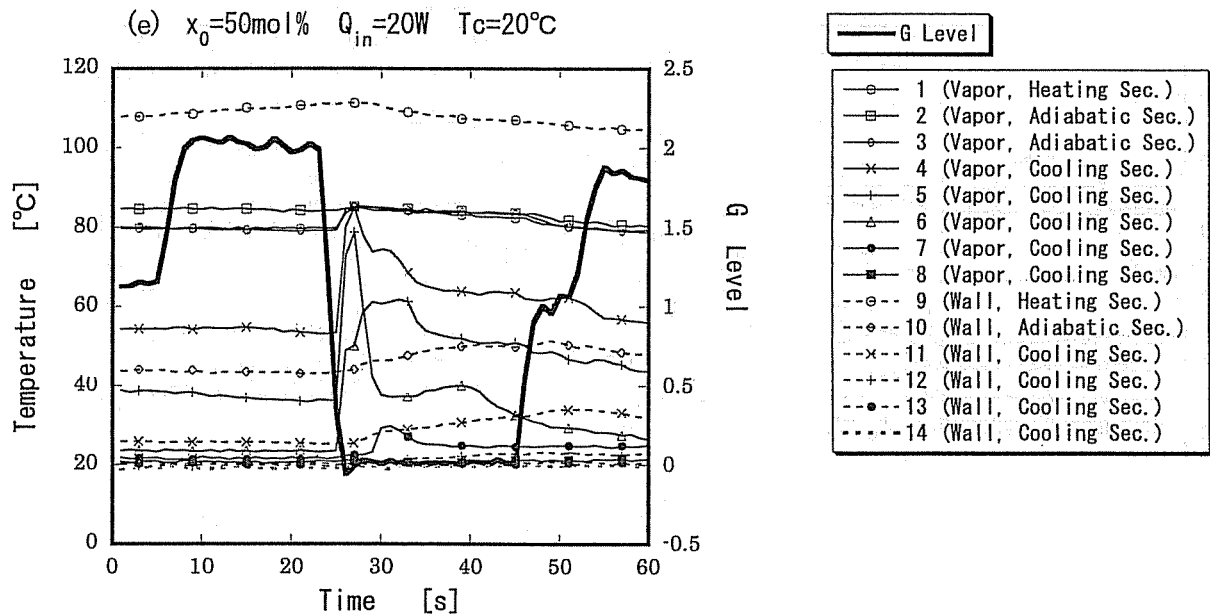


Fig.9-9(3) Temperature response at each point in a heat pipe for a parabolic flight
 ((e) $x_0=50\text{mol}\%$ $Q_{in}=20\text{W}$ $T_c=20^\circ\text{C}$, (f) $x_0=5\text{mol}\%$ $Q_{in}=80\text{W}$ $T_c=50^\circ\text{C}$)

Fig.9-9(a)~(f)は種々の作動液濃度、加熱量、冷却水温度の条件下における、 μG 前後でのヒートパイプ各点温度の経時変化をGレベルとともに示したものである。図中、太い実線はGレベル、細い実線(No.1~8)はヒートパイプ内蒸気相温度、点線(No.9~13)はヒートパイプ管壁温度、一点鎖線(No.14)は冷却水温度を示している。Gレベルの変化にともなう各点の温度変化は、主にヒートパイプにおける作動液の分配状態に支配されると考えられる。すなわち、(a)~(c)は作動液濃度5 mol%、冷却水温度20°Cの場合について、加熱量をそれぞれ10W、40W、80Wとしたときの結果であるが、加熱量が10Wと低い場合にはヒートパイプ内部で沸騰が起こらないために、各点温度はほぼ一定であり、 μG 状態になっても大きな変動はみられていない。これに対して、加熱量が40Wおよび80Wの場合には、 μG に入ると加熱部端の蒸気温度はあまり変動しないものの、断熱部・冷却部境界付近から冷却部にかけての蒸気温度は急激に上昇しており、特に断熱部・冷却部境界付近では温度の変動が激しい。また、 μG 下では管壁温度についても全体的な上昇傾向がみられるが、これは加熱部に存在していた過熱された液体が吹き上げられることによるものである。なお、これらの基本的な傾向は、作動液濃度や冷却水温度の条件を変えて行なった(d)~(f)の結果にも表れている。

Fig.9-10はヒートパイプの仕込み液濃度が5 mol%の場合について、加熱量および冷却水温度が異なる場合の軸方向温度分布の違いを示したものである。ここで用いているような冷却部が比較的長いヒートパイプにおいては、加熱量 Q が40W以下の場合に冷却部に不凝縮域⁷⁾が形成されていることがわかる。一方、 $Q_m=80W$ 、 $T_c=50^\circ C$ の場合には冷却部全体が凝縮域になっていると考えられ、第7章における解析でも示されたように、冷却部温度は長さ方向に一様な状態に近づいていくことがわかる。

Fig.9-11は $Q_m=80W$ 、 $T_c=20^\circ C$ の場合について、軸方向の温度分布に及ぼす作動液濃度の影響を示したものである。作動液濃度の影響は主に加熱部における平衡蒸気温度の違いとなって表れているが、これらの傾向に対しての重力レベルの効果はほとんど見られていない。

9.3.2 含液率の計算

次に、実験によって得られた凝縮液の映像から、ヒートパイプの冷却部に存在している作動液量を算出し、 μG 下において含液率が時間的にどのように変化するかを調べてみる。

μG 下においては、ヒートパイプ内の作動液が正四方の角部に一様に分配されていると仮定すれば、幾何学的な計算により、長さ方向の任意の位置 z における含液率 Φ_z は、Fig.9-12に示すような長さ w 、 s と接触角 θ を用いて次式で与えられる。

$$\Phi_z = \frac{s^2}{2w^2} \left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} \frac{\pi/4 - \theta}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\} \quad (9-1)$$

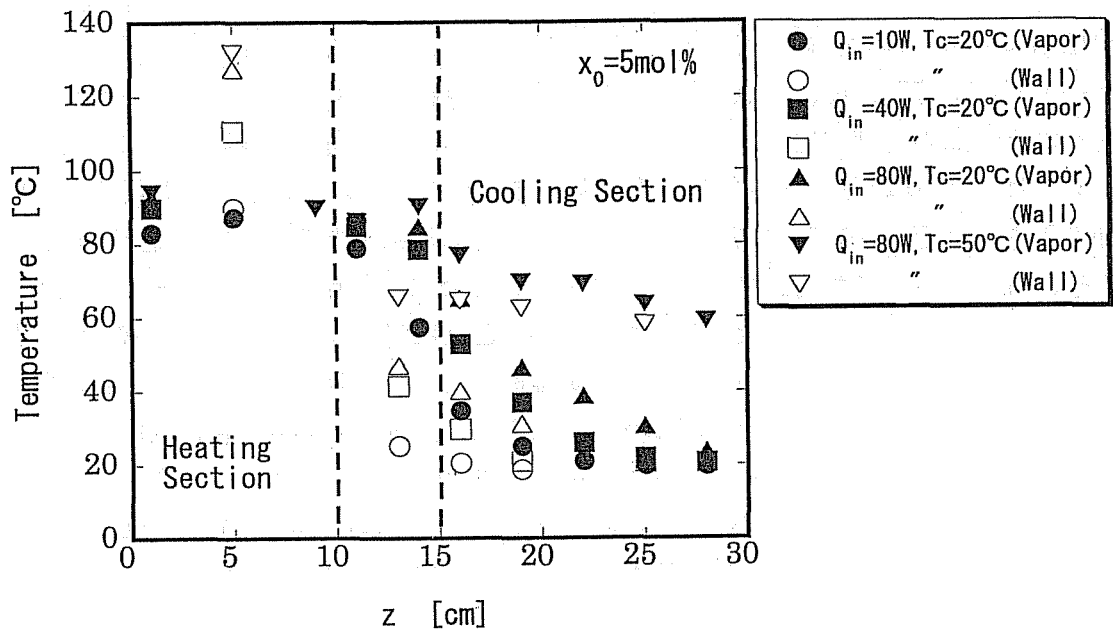


Fig.9-10 Effect of heat rate and coolant temperature on axial temperature distribution in the vapor space of a heat pipe

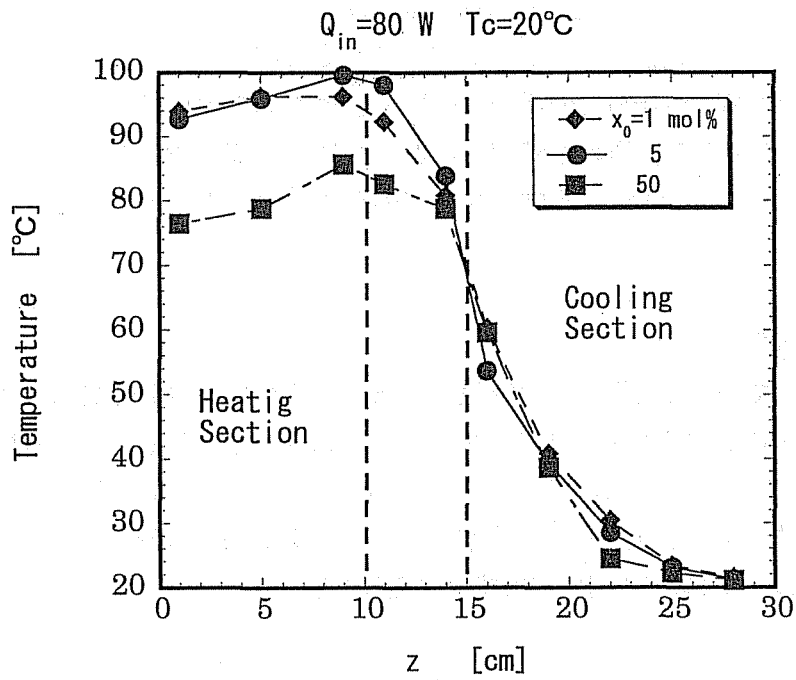


Fig.9-11 Effect of initial liquid concentration on axial temperature distribution in the vapor space of a heat pipe .

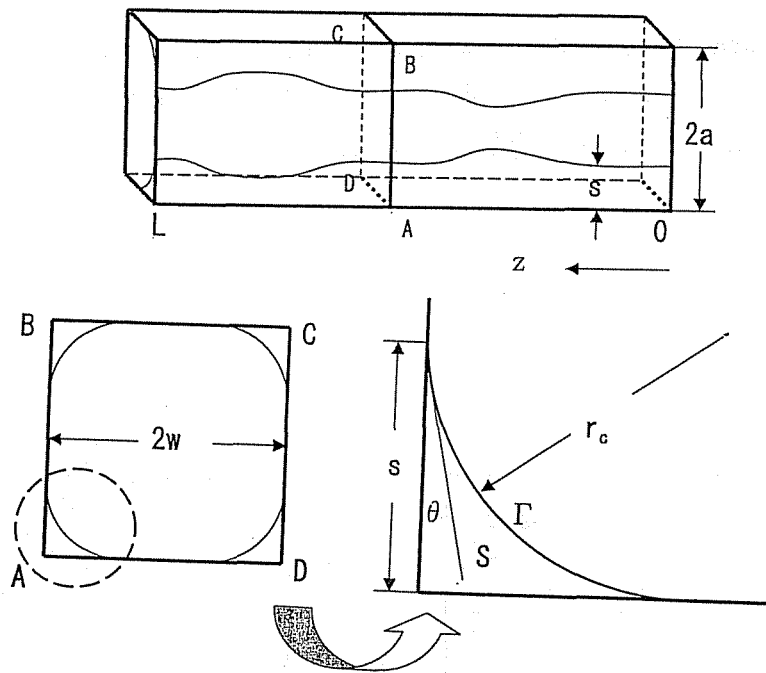


Fig.9-12 Model to calculate liquid content

したがって、冷却部全体の平均含液率 $\bar{\Phi}$ は、

$$\bar{\Phi} = \frac{\int_0^L s^2 \left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} - \frac{\pi/4 - \theta}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\} dz}{2w^2 L} \quad (9-2)$$

となる。特に $\theta=0$ の場合には、上式は次のようになる。

$$\bar{\Phi} = \frac{\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \int_0^L s^2 dz}{w^2 L} \quad (9-3)$$

よって、実験で得られた映像から、画像処理によって液面分布 $s(z)$ を求めれば、Eq.(9-2) (または Eq.(9-3)) によって冷却部に存在している作動液量 (含液率) を算出することができる。Fig.9-13(a)~(d)は、このような方法で算出された、各実験においてのヒートパイプ冷却部に存在している作動液量の経時変化を示したもので、横軸の時間は μG 突入時を基点としてある。これらの図の1個の点が各シーケンスにおける1枚の画像に対応している。なお、ここではヒートパイプ内の作動液はガラスとの濡れ性を考慮し、 $\theta=0$ として計算した。これらの結果より、一般に冷却部の作動液量はほぼ μG 突入に同期して起こる間欠的な沸騰によって一時的に増加することがわかる。そして、このときの増加液量は、実験条件にはあまり関係しないと考えられる沸騰の強さによってある程度異なっている。しかし、沸騰が起こってから5秒程度経過して液面の乱れが収ま

つてからは、仕込み液濃度が 50mol%と比較的高い場合を除いて、冷却部液量はほぼ一定速度で減少していることがわかる。このことは、混合蒸気の凝縮によって流入してくる液量よりも、加熱部側に流出していく液量の方が多いことを示している。

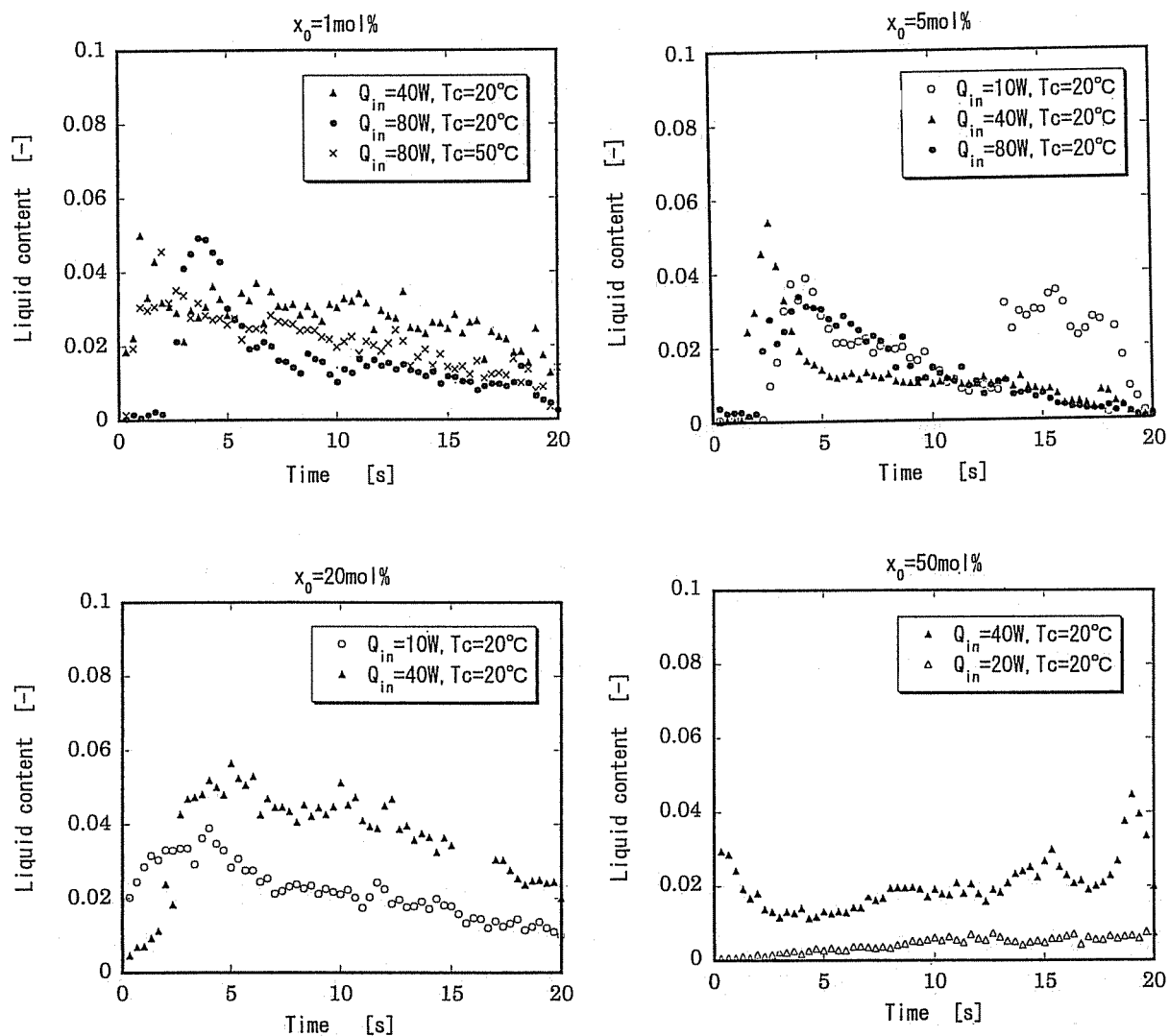


Fig.9-13 Time variation of the filling charge in the cooling section of heat pipe under microgravity condition

9.3.3 液帰還量の推定

次に、ヒートパイプの理論によると、角型のヒートパイプにおいては、4方の角部に保持された液体の流量 G_l [g/s] は次式で与えられる⁸⁾。

$$G_l = 4 \times \frac{\pi r_H^4}{8\nu_l} \frac{dp_l}{dz} \quad (9-4)$$

ここで、 r_H は水力学的半径であり、次のように与えられる。

$$r_H = \frac{2S}{\Gamma} \quad S: \text{流路断面積、} \Gamma: \text{濡れぶち長さ} \quad (9-5)$$

また、液圧 p_l は1角部の断面における気液界面の曲率半径を r_c とすれば、

$$p_l = \frac{2\sigma \cos\theta}{r_c} = \frac{2\sqrt{2}\sigma \sin(\pi/4 - \theta)}{s} \quad (9-6)$$

となるが、ここで Fig. 9-12 に示したモデルによる幾何学的な計算により、

$$S = \frac{s^2}{2} \left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} - \frac{(\pi/4 - \theta)}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\} \quad (9-7)$$

$$\Gamma = 2s \quad (9-8)$$

となるので、これらを Eq.(9-4) に代入することにより、毛細管力の存在を考慮しなければ、気液界面に形成された表面張力勾配を駆動とする液帰還量 G_{lcal} は次式のように与えられる。

$$G_{lcal} = \frac{\sqrt{2}\pi}{16} \sin(\pi/4 - \theta) \cos\theta \left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} - \frac{\pi/4 - \theta}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\}^4 \frac{s^3}{\nu_l} \frac{d\sigma}{dz} \quad (9-9)$$

特に、 $\theta=0$ のときには、

$$G_{lcal} = \pi \left(1 - \frac{\pi}{4} \right)^4 \frac{s^3}{\nu_l} \frac{d\sigma}{dz} \quad (9-10)$$

となる。また、含液率 Φ と s との関係は

$$s = w \sqrt{\frac{2\Phi}{\left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} - \frac{\pi/4 - \theta}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\}}} \quad (9-11)$$

であるので、液帰還量を Φ を用いて表せば、次のようになる。

$$G_{lcal} = \frac{\pi^2}{4} \sin(\pi/4 - \theta) \cos\theta \left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} - \frac{\pi/4 - \theta}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\}^{5/2} \frac{w^3 \Phi^{3/2}}{v_l} \frac{d\sigma}{dz} \quad (9-12)$$

一方、実際の液帰還量 G_{lexp} は、冷却部における減少液量 G_{lf} と凝縮液量 G_{lc} の和であり、前者は含液率変化 $d\bar{\Phi}/dt$ によって、また後者は加熱量 Q_{in} によって決定され、次式で与えられる。

$$G_{lexp} = G_{lf} + G_{lc} = -4w^2 L \rho_l \frac{d\bar{\Phi}}{dt} + \frac{Q_{in}}{\lambda} \quad (9-13)$$

Fig.9-14 は Eq.(9-13) から推定される液帰還量 G_{lexp} と Eq.(9-12) とから $\theta=0$ として算出された液帰還量 G_{lcal} とを比較したものである。ここで、 $d\bar{\Phi}/dt$ の値は Fig.9-13 の結果をもとにして、Fig.9-15 に示すような、 $t > 5s$ における回帰直線の勾配から求めた。また、Eq.(9-12) の $\bar{\Phi}$ については、 μG 下において画像計測から得られた含液率の時間的な平均値を用いた。さらに、 G_{lcal} を算定するために、第7章の取り扱いに基づいて冷却部入口における $d\sigma/dz$ の値を評価しようとする、ここでのヒートパイプ系が非定常であることや、ヒートパイプが角型であるために、気液界面現象や液膜厚さの取り扱いには考慮を要する。ここでは、ヒートパイプは半径 w の円管と仮定し、また液膜厚さ h は含液率が等しくなるような有効厚さ ($h = w\bar{\Phi}/2$) であるとして取り扱った。これらの諸々の値は Table 9-2 にまとめて示してある。

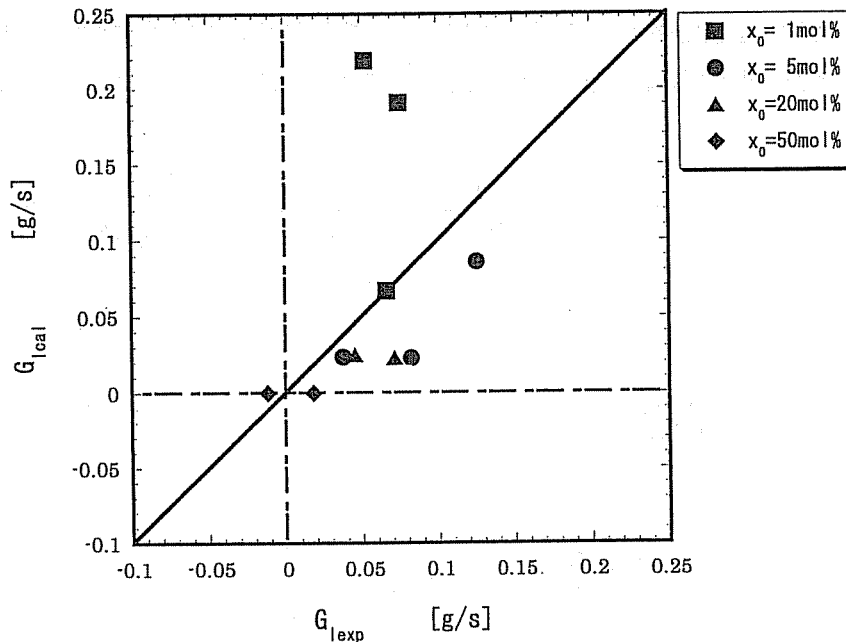


Fig.9-14 Relationship between G_{lexp} and G_{lcal} , in which G_{lexp} is estimated by Eq.(9-13) and G_{lcal} is calculated by Eq.(9-12) for $\theta=0$

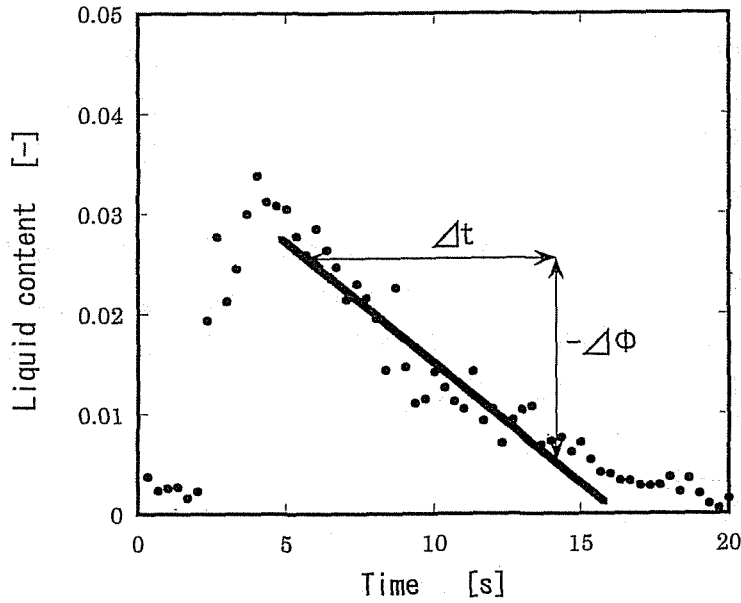


Fig.9-15 Estimation of $\Delta\Phi/\Delta t$

Fig.9-14より、特に $x_0=1\text{mol}\%$ の場合には G_{lexp} の値が G_{lcal} よりもかなり大きく見積もられており、両者の定量的な一致は必ずしも良好であるとはいえないが、これは画像解析に基づく含液率の計測誤差やモデルと実際との間の細部の違いによると思われる。しかし、 $x_0=50\text{mol}\%$ の場合をのぞけば、 G_{lexp} は G_{lcal} と同様に正の値をとり、かつオーダー的にはほぼ同程度の値をとることが示されたことから、ここで用いた角型ヒートパイプにおいても、1~20mol%程度の濃度の水・エタノール混合物を作動流体とした二成分ヒートパイプにおいては、マランゴニ効果による液帰還が生じることが確認できたものといえる。

Table 9-2 Summary of the values for estimate G_{lexp} and G_{lcal}

x_0 [mol%]	Q[W]	T_c [°C]	Φ [-]	$d\Phi/dt$ [s ⁻¹]	Gf [g/s]	Gc [g/s]	$d\sigma/dz$ [g/mms ²]	G_{lexp} [g/s]	G_{lcal} [g/s]
1	40	20	0.030	0.0009	0.036	0.017	0.51	0.053	0.2190
	80	20	0.015	0.0008	0.032	0.034	0.44	0.066	0.0670
	80	50	0.020	0.0011	0.041	0.034	0.41	0.075	0.1910
5	10	20	0.020	0.0020	0.078	0.005	0.31	0.082	0.0230
	40	20	0.010	0.0005	0.019	0.018	0.29	0.037	0.0239
	80	20	0.015	0.0023	0.089	0.036	0.26	0.125	0.0860
20	10	20	0.040	0.0011	0.040	0.005	0.13	0.045	0.0250
	40	20	0.020	0.0014	0.051	0.020	0.12	0.071	0.0230
50	20	20	0.005	-0.0008	-0.027	0.015	0.00	-0.012	0.0000
	40	20	0.020	-0.0004	-0.013	0.031	0.00	0.018	0.0000

本章で行なった検討から、ヒートパイプを角型にすることによって、微小重力下におけるウイックレスヒートパイプ内の作動液を壁面に保持し得る機構を付与するとともに、液面の変動によって生じる流体力学的な不安定性を回避することが可能となり、液帰還のためのマランゴニ対流を有効に引き出すことができると考えられる。

なお、一部のマイクロヒートパイプにおいて、角部に形成される気液界面の曲率の差によって液帰還を実現しているものがあるが、この場合の限界熱輸送量 $Q_{c,max}$ とマランゴニ効果を利用した場合の限界熱輸送量 $Q_{m,max}$ との関係を先に 2.2.5 で示した理論にしたがって評価すると次のようになる。すなわち、両者の熱輸送量の比は、

$$\frac{Q_{m,max}}{Q_{c,max}} = \frac{r_c \delta}{4K_p} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (2-20)$$

で与えられる。ただし、ここでは r_c はウイックの細孔径ではなく、気液界面における主曲率半径の一方のみを考えており、Fig.9-12 に示したモデルによれば次のように与えられる。

$$r_c = \frac{s}{\sqrt{2\sin(\pi/4 - \theta)}} \quad (9-14)$$

また、透過率 K_p は定義から次式で与えられ、

$$K_p = \frac{\pi r_H^4}{8S} = \frac{2\pi S^3}{\Gamma^4} \quad (9-15)$$

さらに δ については、円筒型のヒートパイプと流路断面積が等しくなるように、 $\delta \approx S/2\pi w$ と近似すれば、Eqs. (9-1), (9-5), (9-7), (9-8) より、Eq.(2-20') は次のようになる。

$$\frac{Q_{m,max}}{Q_{c,max}} = \frac{16\Phi^{1/2}}{\pi^2 \left\{ 1 + \frac{\cos(\pi/4 - \theta)}{\sin(\pi/4 - \theta)} - \frac{\pi/4 - \theta}{\sin^2(\pi/4 - \theta)} \right\}^{5/2} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right)} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (9-16)$$

$Q_{m,max}/Q_{c,max}$ の値は含液率 Φ や接触角 θ によって異なるが、 $\Phi=0.1$, $\theta=0$, $\Delta\sigma/\sigma=0.5$ とすれば、 $Q_{m,max}/Q_{c,max} = 3.5$ となり、通常1より大きな値をとりうるものである。したがって、このようなマイクロヒートパイプの場合にも濃度差によるマランゴニ効果を利用することは有効であり、ヒートパイプの性能向上に資すると考えられる。

9.4 本章の総括

本章では、角型のガラス製二成分ヒートパイプを用い、また航空機のパラボリックフライトを利用した実験により、ヒートパイプ内作動液の観察と作動特性の測定結果から、微小重力場における二成分ヒートパイプ内の液流れに関して定量的な検討を行なった。本章の総括は以下のとおりである。

- (1) 作動液の取替え可能な角型ガラス製ヒートパイプを作成するとともに、作動液可視化のためのシュリーレン観察システムや加熱冷却系、温度測定系を含む航空機実験用の実験装置を製作し、パラボリックフライトを利用した実験の方法を示した。
- (2) ヒートパイプ各点温度の経時変化の測定結果から、G レベルの変化にともなう各点の温度変化は、ヒートパイプにおける作動液の分配状態に支配されることが示された。また、一連の実験により、ヒートパイプ軸方向温度分布に及ぼす加熱量、冷却水温度、作動液濃度の影響が明らかにされた。
- (3) 実験によって得られた凝縮液の映像から、画像処理によってヒートパイプの冷却部に存在している作動液量を算出する方法を示した。この方法で作動液量を算出した結果、一般に冷却部の作動液量はほぼ μ G 突入に同期して起こる間欠的な沸騰によって一時的に増加するが、沸騰が起こってから5秒程度経過して液面の乱れが収まってからは、仕込み液濃度が 50mol%と比較的高い場合を除いて、冷却部液量はほぼ一定速度で減少しており、混合蒸気の凝縮によって流入してくる液量よりも、加熱部側に流出していく液量の方が多いことが示された。
- (4) 画像データからヒートパイプの液帰還量を算定する方法を示すとともに、管内の液流動に関する基礎式から求められた液帰還量の推定値と比較して考察した。その結果、仕込み液濃度が 50mol%の場合をのぞいて、マランゴニ効果による液帰還が生じていることが確認された。また、これらの結果から、従来の角型のマイクロヒートパイプやウイック式ヒートパイプにおいても、濃度差マランゴニ効果を利用することはヒートパイプの性能向上に資するものであることを示した。

第9章の参考文献

- 1) 伊藤晃, ポラゼック: "マイクロヒートパイプの発展と応用", ヒートパイプ技術, **37**, pp.16-25 (1991)
- 2) 可視化情報学会編: "流れの可視化入門", 朝倉書店 (1996)
- 3) 谷田好道: "カラー表現による可視化技術", p.188, フジテクノシステム (1996)
- 4) 河村守康: 流れの可視化, **3**, p.50 (1983)
- 5) 井口洋夫: "宇宙環境利用のサイエンス", p.280, 宇宙開発事業団 (2000)

- 6) 宇宙開発事業団: “航空機実験システムユーザガイド” (1998)
- 7) 土方邦夫, 長谷川浩巳, 長崎孝夫: “2 成分混合媒体を用いたヒートパイプの研究”, 日本機械学会論文集, 55, pp.1469-1476 (1989)
- 8) 大島耕一, 松下正, 村上正秀: “ヒートパイプ工学”, p.122, 朝倉書店 (1979)
- 9) 流れの可視化学会編: “流れの可視化ハンドブック”, p.312, 朝倉書店 (1986)
- 10) 宮内孝典, 景山大郎, 笈幸次郎: “航空機による微小重力実験の概要及び注意点”, JASMA, 18, pp.63-69 (2001)

第 10 章 本論文の総括

本論文では、濃度差マランゴニ効果を作動液帰還に利用することにより、無重力場でもウイックなしで使用できる新しい型の二成分ヒートパイプの可能性について、理論解析と数値シミュレーション、地上実験、および微小重力実験により、さまざまな角度から検討を行なった結果についてまとめたものである。本論文の総括は以下のとおりである。

第 1 章では、本研究に関する基本的な背景と問題点、および本研究の目的と本論文の構成について述べた。

第 2 章では、マランゴニ効果と二成分ヒートパイプについて、これまでの研究によって明らかにされている事項について整理したうえで、本論文で提案するマランゴニ効果を液帰還に利用した二成分ヒートパイプの概念について述べた。すなわち、気液界面現象を支配するマランゴニ効果について、マランゴニ効果が生じる原因およびマランゴニ効果と流体運動との関わりや、自然界・工業界でみられるマランゴニ効果とその様態などについての基礎的事項を概説するとともに、二成分ヒートパイプの特徴や、二成分ヒートパイプに関する既往の研究について整理し、本論文で提案するヒートパイプがこれまでにない全く新しい型のものであることを明らかにした。また、二成分系の気液平衡関係をもとにした簡単なモデルによって、ここで目的としているヒートパイプに適した作動流体の種類と仕込み液濃度の選択に関する指針を示した。さらに、二成分ヒートパイプ内で生じる温度と濃度のマランゴニ効果を比較し、一般に温度のマランゴニ効果は濃度のそれにくらべて小さいことを明らかにするとともに、マランゴニ効果による熱輸送限界を簡単なモデルに基づいて算出し、従来のウイック式ヒートパイプのそれと同等以上になりうることを示した。

第 3 章では、前章で提案したマランゴニ効果を液帰還に利用した二成分ヒートパイプの実現可能性と問題点について具体的に調べるために、JAMIC の落下施設を利用した微小重力実験を行なった結果について述べた。ここではまず、内部の作動液の観察が可能なガラス製の二成分ヒートパイプを試作し、地上における作動液の挙動の観察や微小重力実験を行なうための基礎となる非定常特性、加熱部の沸騰特性などについて調べ、JAMIC での落下実験を行なうための指針を明らかにした。これらをふまえて行なった落下実験の結果より、微小重力場における作動液の挙動はヒートパイプの仕込み液濃度によって異なった様相を呈することが示された。すなわち、水・エタノール系二成分ヒートパイプにおいて、作動液濃度が 5 mol%程度の場合には微小重力場においてウイックがなくても凝縮液の帰還が起こっていることが明らかにされた。また、このことはヒートパイプ表面の温度測定結果からも確認された。このように、微小重力下においてウイックが存在しなくても

作動液の帰還が起こった原因について考察を行なった結果、ここでみられた液帰還は濃度差マランゴニ効果以外の理由では説明することが困難であることを示した。一方、同様な実験を長型のヒートパイプについて行なった結果では、凝縮部においてマランゴニ効果による液帰還を阻害すると考えられる液プラグが形成されやすいことが明らかにされた。

第4章では、二成分ヒートパイプにおいて、マランゴニ効果による液帰還力を重力場で評価するために、ヒートパイプの限界熱輸送量の測定に用いられている重力傾斜法の原理を適用して検討を行なった結果について述べた。ここではまず、重力場においてマランゴニ効果による液帰還力を測定するための原理を明らかにするとともに、このための実験装置を試作し、水・エタノールおよび水・アセトン混合物を作動液としたガラス製ヒートパイプについて実験を行なった。実験の結果から、水・エタノール系の場合は5~30mol%、水・アセトン系の場合は5~50mol%の作動液濃度範囲においては、マランゴニ効果による液帰還力が大きく現れることが示された。さらに、ここでは従来分離操作で用いられてきているNTUの概念を二成分ヒートパイプに適用して解析した結果、実験で得られたマランゴニ効果による液帰還力に関して、第2章で示したNTUを1としたモデルでは気液平衡関係が異なる水・エタノール系および水・アセトン系の結果の違いを説明できず、実際のヒートパイプ系に即したNTUの値を用いることによって両者の違いを説明できることを示した。

第5章では、二成分ヒートパイプにおいてマランゴニ効果生起の基本となる表面張力分布形成のメカニズムを探ることを目的として、水・エタノール混合物の還流凝縮実験を行ない、系の温度分布や濃度分布を測定するとともに、既往の物質移動理論にもとづいて考察を行なった。その結果、凝縮液濃度分布の測定および温度分布の実測値から推定される凝縮液濃度は高さ方向に増加していく傾向が認められ、特に仕込み液濃度が1~5mol%の場合に顕著であった。また、二成分混合蒸気の還流凝縮過程における気相および液相の物質移動現象に関して、Higbieの浸透説などを適用して解析した結果から、径方向の物質移動抵抗は蒸気相支配であることを確認するとともに、高さ方向に凝縮液の濃度分布が形成される主要なメカニズムは蒸気主流と気液界面の蒸気濃度差を駆動とする物質移動現象であることを明らかにした。さらに、蒸気相の温度分布や作動液の濃度分布の測定結果から算出された表面張力の値は、仕込み液濃度が5mol%以下の場合には高さ方向に有意な減少傾向を示しており、このような表面張力分布によって生じるマランゴニ効果は微小重力場においては、ヒートパイプにおける凝縮液を蒸発部に帰還する力になりうることを示した。

第6章では、二成分ヒートパイプの凝縮部でみられるような自由表面からの物質流入をともなう場合のマランゴニ対流について、気液界面の変形を考慮した境界適合座標を用い

て数値シミュレーションを行なった。その結果、凝縮量およびマランゴニ力が凝縮部全体にわたって一定の場合には、液膜厚さ分布は初期状態によらずマランゴニ数 Ma などの値によって決まる一定の分布形に収束することを示した。また、 Ma の値が特に小さくない場合には、定常状態における液膜厚さ分布は単純な平行流モデルから算出される値に近い結果を与えることを示した。さらに、凝縮量・表面張力勾配が一様でない場合について計算を行なった結果、特に Ma 数の値が長さ方向に増加するほど液膜厚さは全体にわたって一様になる傾向を有し、マランゴニ効果を液帰還に利用しようとする立場から見て好都合であることが示された。また、凝縮部中にマランゴニ効果が生じない（表面張力勾配がはたらかない）部分が存在してもこの付近の液膜厚さが増加するだけで液帰還が不能になるものではないこと、特にマランゴニ効果の生じない断熱部の存在がヒートパイプにおける液帰還を阻害することにはならないことが示された。

第7章では二成分ヒートパイプについて、液相だけでなく蒸気相で起こる熱・物質移動現象や、気液界面で起こる同時移動現象も考慮して総合的にシミュレートすることにより、加熱量、仕込み液濃度、冷却水温度などの二成分ヒートパイプの条件と、その中での流れ場、温度場、濃度場との関係をマランゴニ効果との関わりのもとで考察を行なった。その結果、気液界面の温度および濃度分布に関しては、気相側の温度境界層および濃度境界層が十分発達していない冷却部入口付近においては、その変化が顕著になり、表面張力効果を表わすマランゴニ数は冷却部入口側に近づくほど大きくなることを示した。またこれによって、液膜厚さは冷却部端から冷却部入口に向かって単調には増加せず、冷却部中央からやや冷却部入口よりのところで極大値を有する凸状の形状となることがあること、JAMIC で行なった実験条件に準じて計算された液膜厚さは、一部のケースをのぞいて最大でも 0.3mm 以下であり、ウイックレスヒートパイプとして十分通用し得るものであることを示した。また、ヒートパイプの冷却部が長くなると冷却部で不凝縮域が形成されやすくなるとともに、長さ方向の表面張力勾配が緩やかになるために、凝縮液膜の厚さが冷却部の短いヒートパイプに比べて増加し、凝縮液が冷却部の一部分に滞留して液プラグが形成される要因になりやすいことが示された。本章での解析によると、一般に冷却部端に近づくほど表面張力勾配は小さくなるが、帰還すべき液量も少なくなることから、ヒートパイプ全体の液帰還に対する支障とはならず、むしろ帰還すべき液量が増大する冷却部入り口付近において表面張力勾配が増加する傾向を有することは、マランゴニ効果を液帰還に利用するにあたっては好都合であることを示した。また、これらの結果は気液相における物質拡散を無視した従来の単純化モデルによる取り扱いでは、説明できないことを示した。

第8章では、微小重力下における水・エタノール混合蒸気の凝縮過程に及ぼす表面張力の影響を調べることを目的として、MGLAB および JAMIC の落下施設を利用した微小重

力実験により検討を行なった。その結果、通常重力下では混合蒸気の濃度や冷却条件に応じて凝縮液は膜状・筋状・滴状の形態をとりうるが、筋状および滴状の凝縮を呈する場合には、微小重力状態になると滴の流下は停止するとともに筋はしだいに滴となり、元の位置の周りを酔歩するように漂うようになる。そして、凝縮滴は時間の経過とともに、周辺に存在している微小滴の取り込みや、滴同士の合体によって、滴径はしだいに増大していくことが示された。このように、微小重力下では凝縮液膜はより不安定になって滴になりやすく、また滴径は増大していくことは安定性解析によっても明らかにされた。さらに、微小重力下での混合蒸気の凝縮過程における液流れの様子を調べるために、JAMICにおいてトレーサ粒子を用いた非定常凝縮実験を行なった結果、限られた条件下ではあるが予想されるような液移動が起こっていることが確かめられた。

第9章では、微小重力下においてマランゴニ効果をともなうヒートパイプ内の液流れについて定量的な考察を行なうために、角型ガラス製二成分ヒートパイプについて、航空機のパラボリックフライトを利用した実験を行なった。ヒートパイプ各点温度の経時変化の測定結果から、Gレベルの変化にともなう各点の温度変化は、主にヒートパイプにおける作動液の分配状態に支配されることが示された。一連の実験により、ヒートパイプ軸方向温度分布に及ぼす加熱量、冷却水温度、作動液濃度の影響が明らかにされた。また、実験によって得られた凝縮液の映像から、画像処理によってヒートパイプの冷却部に存在している作動液量を算出した結果、一般に冷却部の作動液量はほぼ μ G突入に同期して起こる間欠的な沸騰によって一時的に増加するが、沸騰が起こってから5秒程度経過して液面の乱れが収まってからは、仕込み液濃度が50mol%と比較的高い場合を除いて、冷却部液量はほぼ一定速度で減少しており、混合蒸気の凝縮によって流入してくる液量よりも、加熱部側に流出していく液量の方が多いことが示された。画像データからヒートパイプの液帰還量を算定し、管内の液流動に関する基礎式から求められた液帰還量の推定値と比較した結果、オーダー的には両者は近い関係を与えており、予想されるような機構によってマランゴニ効果による液帰還が起こっていることが確認された。これらの結果、ヒートパイプを角型にすることによって、微小重力下におけるウイックレスヒートパイプ内の作動液を壁面に保持し得る機構を付与するとともに、液面の変動によって生じる液プラグの形成を回避することが可能となり、一般に利用されているマイクロヒートパイプなどにおいても液帰還のためのマランゴニ対流を有効に引き出すことができることを明らかにした。

次に、以上の結果をふまえたうえで、あらためて本研究全体を振り返りながら、本研究によって明らかになった事項やその結果が意味するところのものを再確認するとともに、最近の情勢も踏まえて、これらについての関連分野の中での意義と位置付け、および今後の課題と問題点などを提示すると以下ようになる。

まず、二成分ヒートパイプに関する落下実験と航空機実験により、微小重力下における二成分ヒートパイプ内の作動液のふるまいが明らかにされ、これらに及ぼすヒートパイプ

の寸法や作動液（特に濃度）の条件、加熱条件等の影響は特徴的なものであることが示された。本研究では特に濃度差マランゴニ効果に基づく凝縮液の帰還が可能であるか否かということ、およびこのようなヒートパイプに適した作動液の条件を明らかにするという観点から、凝縮液の流れに着目して検討を行なったものであるが、これらの実験において同時に見られた、 $1G \rightarrow \mu G$ 遷移にほぼ同期して起こる沸騰現象、 μG 突入後に見られる成層流 \rightarrow 環状流への流動様式の遷移、液のふるまいに及ぼす濡れ性の影響、 μG 下での液滴や気泡の挙動などについても、微小重力下における流体现象として見た場合に興味深いものである。これらについて、本論文では特に詳しい検討を行っていないが、実際にこれらの多くは μG 下の沸騰や気液二相流^{1, 10)}、燃料タンクなどの容器内における液体の安定な形状の問題^{2, 3, 4)}、濡れ性勾配を利用した液体のハンドリングの問題⁵⁾など、宇宙環境における伝熱や液体操作に関する基礎技術とも深く関連しており、今後これらとの連携のうえで理解を深めていくべき事項であると考えられる。

最近、半導体結晶成長などの材料創製への応用を目的として、マランゴニ対流を解明しようとする研究が精力的に行なわれてきている。特に定常流から振動流への遷移現象に関しては現在でも不明な点が多く、宇宙環境利用における重要な課題研究としても取り上げられているところである¹⁶⁾。本研究は、微小重力環境において顕在化するマランゴニ対流を宇宙における熱制御問題に積極的に活用することを意図したもので、ここでとりあげた濃度差マランゴニ対流は気液界面において凝縮をとまなうという物質的には開いた系に対するものであり、マランゴニ対流の特徴や、マランゴニ対流を取り上げた動機はこれまでのものとはやや異なっている。第6章で示した解析の手法および解析によって得られた知見は、新しいマランゴニ対流に対するアプローチの例を示したものである。なお、光学的手法やPIV、PTVなどに基づくマランゴニ対流に関する計測手段は最近急激に進歩しており^{7, 8)}、本研究で行なったような理論解析と合わせて、実験・観察が必ずしも容易ではない（トレーサ粒子を用いることが難しい）このような開いた系に対する濃度差マランゴニ対流についての実験技術を確立するとともに、これまでになされてきたキャビティ内や液柱内の流れに対するものと同様に、この場合における振動流や乱流など層流以外の場合の対流の構造を解明していくことは今後の課題である。

本研究では、二成分ヒートパイプ内で起こる現象を解析するにあたり、気液平衡関係の利用、NTU などに基づく物質移動現象の取り扱い、混合物質の物性値の推算などにおいて化学工学的な手法を採用した。また、マランゴニ対流の解析や熱物質同時移動現象の数値シミュレーションにおいてはNavier-Stokes式や拡散方程式などに基づく既往の解析手法を採用することにより、一定の成果を得ることができた。しかし、このようなマクロな視点からのモデル化は気固液相界面における濡れ性やミクロな凝縮液膜の特性を論じる場合には一定の限界があると思われる。これに関しては、ミクロな現象がマクロに発現するメゾスコピックな素過程の解明を通じて理解すべきものであると考えられ、このような立場からマクロな熱流体现象を明らかにしようとする研究領域⁹⁾の進展に期待すべきであ

ろう。

また、本研究で対象としたヒートパイプは水・エタノール系のような常温で使用されるタイプのものであり、さらに微小重力実験を行なう関係上、ヒートパイプのスケールや熱負荷条件なども限定されたものであったが、宇宙環境における熱制御問題への適用という立場に立てば、ヒートパイプなどによる熱制御が必要とされる環境条件は本研究で取り扱った範囲内に限定されるものではない。特に、温度環境については極低温から超高温まで幅広く存在するので、このようなヒートパイプの過渡特性やこれらの条件に適合した作動流体の検討などに関しても今後の課題である。また、ヒートパイプの使用温度範囲などを考慮した作動流体の選択にあたっては、さまざまな二成分混合物の物性値を正確に知る必要があるが、物質によってはこれらが十分に確立されていないものもあり、今後信頼できるデータの蓄積と精度の良い推算方法の確立が望まれる。

さらに、本研究では、二成分ヒートパイプ内における凝縮液のふるまいに対する表面張力の効果を正しく知ることが重要であるとする立場から、微小重力下における混合蒸気の凝縮の問題を取り上げた。宇宙において、二相流体ループ、コールドプレート、汚水浄化装置などの設計の基礎となる凝縮現象に関しては、本来 μG 下での液体の挙動を支配する表面張力や濡れ性が関与しているはずであり、 1G 下におけるものとは異なった様相を呈することが考えられるが、これまで沸騰やマランゴニ対流などの問題に比べてあまり重視されておらず、微小重力下における凝縮現象そのものを取り上げた研究は少ないものであった。しかし本研究において、二成分混合蒸気が固体表面上に凝縮する際に、重力場でも一部に見られているような表面張力の効果が微小重力場ではより顕著になることが示されたことは、微小重力下における伝熱現象を取り扱ううえで重要な問題を示唆していると考えられ、今後これらについての系統的な解明が必要であると思われる。なお、最近では、 μG 下における沸騰や気液二相流の問題との関わりの中で凝縮現象を見直そうとする試みや、微小重力下での管外凝縮を取り上げた研究⁹⁾なども見られてきており、これらの試みが端緒となって微小重力科学分野に新しいジャンルを切り開くことも期待される。

ヒートパイプは約 40 年前に登場して以来、地上においてもさまざまな方面への応用が試みられ、またヒートパイプ自体も従来のウイック式や熱サイフォン式のものから発展した新しい型のもものが提案されてきており、その中でも自励振動式ヒートパイプなどは今後実用に供される可能性が高いとみられている。一方、宇宙への実用に関しては、近年の大容量排熱システムへの対応として、CPLのような二相流体ループやポンプ駆動型の单相流体ループが一般的なものになろうとしているが、従来型のウイック式ヒートパイプも同時に用いられていることは言うまでもない。本論文で提案したヒートパイプの特色は、無重力場でもウイックを必要とせず、ウイックによる毛細管限界や沸騰限界による最大熱輸送量の制限、熱抵抗の増大を回避するとともに、ヒートパイプ製造工程の簡素化、重量の軽減などにも寄与し得ると考えられるものである。また、ヒートパイプ内で起こるマランゴニ効果の利用は先に述べたウイックレスのマイクロヒートパイプなど、従来型のヒートパ

パイプの性能向上にも資する可能性があると考えられる。さらに、固体表面の濡れ性に関する処理技術をヒートパイプに応用しようとする試み¹⁴⁾もあるが、この場合にも濃度差マランゴニ効果と組み合わせて用いることは有効であろう。なお、従来のウイック式ヒートパイプにおいても、作動液を二成分にすることによって蒸発部・凝縮部間の表面張力差を増加させ、ウイックの機能を増強させることも可能であると考えられ¹²⁾、この場合のヒートパイプの性能評価についても本論文で示した解析手法やそれによって得られた知見が参考になると思われる。

なお、本研究では、マランゴニ効果を液帰還に利用したヒートパイプが可能であるか否かに着目し、作動液の流動という観点から検討を行なったものであって、ヒートパイプに要求される高性能伝熱素子としての伝熱学的な見地からの検討は特に行なっていないが、実用化にあたっては伝熱性能の面からの評価も重要であることは言うまでもない。特に、混合媒体を用いたヒートポンプシステムにおいては、作動流体を二成分にすることによって伝熱性能が劣化することが知られており¹¹⁾、ここで考えているヒートパイプについても単成分のものに比べて伝熱性能の劣化は否めないと思われる。したがって、これらについての微小重力場における検討も必要であろう。しかし、微小重力場におけるヒートパイプの熱伝達率等の測定を落下塔や航空機のような短時間の実験で行なうことには無理がある。またヒートパイプに関する作動特性の全貌を明らかにするためには、長時間の微小重力が不可欠であり、宇宙ステーションの場合もしくは少なくとも数分程度の微小重力時間が得られる小型ロケットによる実験が必要であると考えられる。このようなことから、本研究で得られた知見を基礎として、今後は宇宙基地での実験へと発展させていくことが望まれる。

国際宇宙ステーション (ISS) 計画を取り巻く環境は、米国における計画の見直し、国内の財政状況、最近における宇宙三機関の統合などにより、大きく変化している。また、最近起きたスペースシャトル・コロンビア号事故のために、軌道上での ISS の建設は一時的に中断されているものの、その計画は国際協力のもとに着々と進展している。ISS を運用するにあたっては、構造・機構、電力、環境制御、管制通信などに関するさまざまな技術が要求されるが、これらとともに特に二相流体ループなどを含む熱制御技術が 1 つの重要な鍵を担っているといえる¹³⁾。また、上述のシャトル事故も、断熱材の破損が原因であるとする見方があるように、宇宙船における熱制御技術は極めて重要なものである。本研究における実験と解析によって、マランゴニ効果を液帰還に利用することにより、無重力場でもウイックなしで使用できるようなヒートパイプが原理的には可能であることが示唆されたが、このようなヒートパイプは液帰還という観点から見ればこれまでにない型のものであり、従来のヒートパイプ工学や宇宙における熱制御技術に対して新しい視点を与えるものであると思われる。

第10章の参考文献

- 1) 藤井照重：“微小重力下での気液二相流”，伝熱研究, 36, pp.16-22 (1997)
- 2) 高松洋ら：“微小重力下における環状液膜の安定性”，日本機械学会論文集（B編）, 64, pp.904-909 (1998)
- 3) 野中利之，安蔵慶介，鈴木睦：“微小重力環境下における円管内液膜の界面変形とプラグ形成挙動”，化学工学論文集, 28, pp.211-226 (2002)
- 4) Azuma, H. and et al.：“Equilibrium Fluid Configurations in Low Gravity”，J. Appl. Phys., 79, 8770-8782 (1996)
- 5) 佐藤正秀ら：“微小重力環境下での濡れ性勾配・温度勾配を有する化学的表面处理されたガラス表面上での液滴の挙動”，Space-Utilization Research, 16, pp.261-264 (2000)
- 6) 丸石英明，中沢武：“減重力下における管外凝縮熱伝達現象に関する研究”，Proc. of 17th Space Utilization Symp., pp.309-312 (2001)
- 7) 平田賢，岡本史紀：“熱流体計測における先端技術”，pp.105-153 (1996)
- 8) 西野耕一ら：“非定常マランゴニ対流の三次元流動と液柱表面温度の同時観測”，JASMA, 15, pp.158-164 (1998)
- 9) 宇宙環境利用検討委員会物質科学ワーキンググループ編：“物質科学分野におけるシナリオと重点化研究領域の検討結果に関する報告書”，p.39 (2003)
- 10) 片岡亮一，国保章吾，大田治彦：“強制流動沸騰における二相強制対流熱伝達に及ぼす重力の影響に関する解析”，Space-Utilization Research, 17, pp.297-300 (2001)
- 11) 高石吉登：“非共沸混合冷媒の研究・開発動向について”，冷凍, 57, 1213-1222 (1982)
- 12) Pruzan, D. A., K. E. Torrance and C. T. Avedisian：“Two-Phase Flow and Dry-out in a Screen Wick Saturated with a Fluid Mixture”，Int. J. Heat Mass Transfer, 32, pp.673-681 (1989)
- 13) 狼ら：“宇宙ステーション入門”，東京大学出版会 (2002)
- 14) J. Zhang：“A Model of Heat and Mass Transfer in an Idealized Micro Heat Pipe”，Master Thesis(Louisiana State Univ.) (2002)
- 15) 宇宙開発事業団：“マランゴニ対流現象モデル化研究”，宇宙環境利用研究システム宇宙環境利用研究センター成果報告書, pp.27-38 (2003)

Appendix 混合物質の物性値の推定

本研究全体を通じて、二成分混合物の移動物性値を正しく評価することは、二成分ヒートパイプ内で起こる移動現象を解析するうえで重要な事項となっている。一般に、二成分系の沸点および露点（すなわち気液平衡関係）、蒸発潜熱、混合溶液の表面張力、混合溶液および混合気体の密度、粘度、熱伝導度、拡散係数などは物質の種類や温度・圧力のほかに各成分の組成によっても変化し、かつこれらが組成に対して単純に直線的な関数で与えられない場合も多い。これらについては、物質や状態によっては現在においても信頼できるデータの蓄積が十分でないなどの理由により、精度の良い推算が困難なものもあるが、ここでは本研究で必要な混合物質の物性値に関しては、従来の化学工学などで推奨されているやりかたにしたがって以下のような方法で見積もった。

(a) 気液平衡関係

定温の場合における、純粋物質の蒸気圧 p_i (i はそれぞれの成分) を次の Antoine の式¹⁾ から求める。

$$\log_{10} p_i = A_A - \frac{B_A}{T + C_A} \quad (T: [^\circ\text{C}], p_i: [\text{mmHg}]) \quad (\text{A-1})$$

混合物の蒸気圧 p は各成分の蒸気圧と組成とから次式によって計算される。

$$p = \gamma_1 p_1 x_{1l} + \gamma_2 p_2 (1 - x_{1l}) \quad (\text{A-2})$$

ただし、 x_{1l} , γ_i ($i=1,2$) は各成分の液の組成および活量係数²⁾ である。これより蒸気相における揮発性成分の組成 x_{v1} は次式で与えられる。

$$x_{v1} = \gamma_1 p_1 x_{1l} / p \quad (\text{A-3})$$

また、活量係数は液組成 x_i (および温度 T) の関数として与えられ、これまでも Margules, van Laar, Wilson, NRTL, UNIQUAC 式など多くの式が提案されているが³⁾、ここでは次の Van Laar 式を使用する。

$$\ln \gamma_1 = \frac{A_{12} A_{21}^2 x_{12}^2}{(A_{12} x_{11} + A_{21} x_{12})^2} \quad \ln \gamma_2 = \frac{A_{21} A_{22}^2 x_{11}^2}{(A_{12} x_{11} + A_{21} x_{12})^2} \quad (\text{A-4})$$

A_{12}, A_{21} は二成分系のパラメータである。Tables A-1, A-2 に Antoine 定数および水溶液の van Laar 定数の一例を示す。定温の場合には、これらの式から T が与えられていれば p と x_{1l} の関係が得られる。また、定圧の場合は与えられた p に対して Eq.(A-1) を満たすよう

に T と x_{ij} の関係を求める。このようにして得られた水・エタノール系の気液平衡線図の計算値と実測値（文献値）との比較を Fig.A-1(a),(b)に示す。

Table A-1 Antoine constants

Material	Temperature [°C]	A_A	B_A	C_A
Water	1 ~ 100	8.07131	1730.630	233.426
Acetone	25	7.11714	1210.595	229.664
Ethanol	40	8.11220	1592.864	226.184
Metanol	30	8.08097	1582.271	239.726

Table A-2 Van Laar constants

Material	Temperature [°C]	A_{12}	A_{21}
Acetone	25	2.2656	1.5214
Ethanol	50	1.6973	0.9604
Metanol	45	0.6691	0.5167

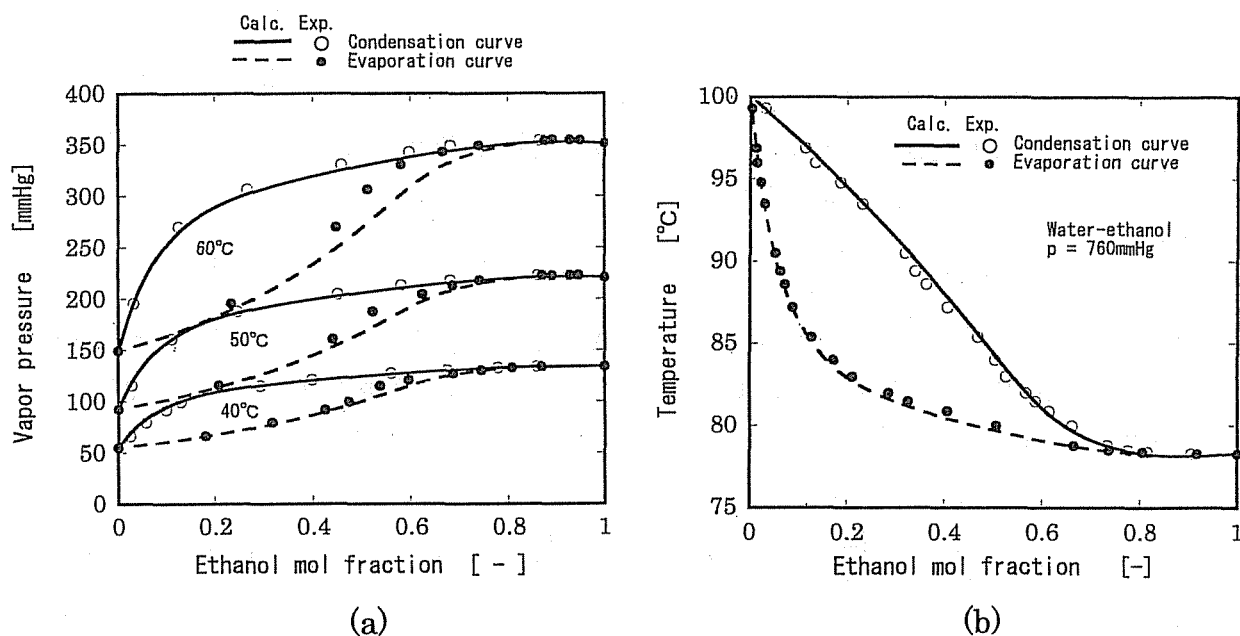


Fig.A-1 Relationship between experimental and estimated values for the liquid-vapor equilibrium at constant temperature (a) and constant pressure (b)

(b) 水溶液の表面張力

液体の表面張力の温度および濃度変化を正確に推定することはマランゴニ効果を正しく把握するうえで重要である。液体混合物においては一般に表面の組成とその本体の組成が等しくないために、その表面張力は純成分の表面張力の単純な関数とはならない。ここで、有機物を含む水溶液系の表面張力の推算に用いられている Tamura らの方法⁴⁾によると、水溶液の表面張力は次のように与えられる。

$$\sigma_m^{1/4} = \psi_{w,s} \sigma_w^{1/4} + \psi_{o,s} \sigma_o^{1/4} \quad (A-5)$$

σ_m は水溶液の表面張力、 σ_w, σ_o はそれぞれ水および溶質の純粋状態での表面張力である。また、 $\psi_{w,s}, \psi_{o,s}$ は表面における水および溶質の容積分率であり、液本体の値 ψ_w, ψ_o とは異なる。液本体における容積分率は、分子容積 v_w, v_o とモル分率 x_{hw}, x_{ho} から次式により求められる。

$$\psi_w = \frac{x_{hw} v_w}{x_{ho} v_o + x_{hw} v_w} \quad \psi_o = \frac{x_{ho} v_o}{x_{ho} v_o + x_{hw} v_w} \quad (A-6)$$

これを用いて、 $\psi_{w,s}$ を次の式から求める。

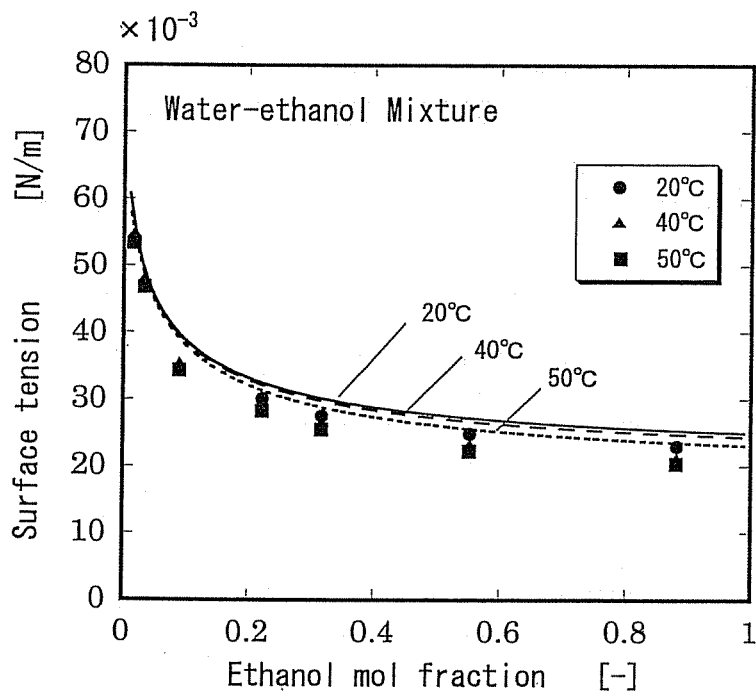


Fig.A-2 Relationship between experimental and estimated values of surface tension for water-ethanol mixture

$$\log \frac{(\psi_{w,s})^q}{\psi_{o,s}} = \log \frac{(\psi_w)^q}{\psi_o} + 0.441 \frac{q}{T} \left\{ \frac{\sigma_o v_o^{2/3}}{q} - \sigma_w v_w^{2/3} \right\} \quad (A-7)$$

ここで、係数 q は物質により異なる値で、メタノールでは1、エタノールやアセトンでは2である。

なお、この計算では、純物質の表面張力の推算が必要になるが、これらの値は便覧などにある実測データ⁵⁾ から線形補間して求めた。水・エタノール系についての計算値と実測値（文献値）との比較を Fig.A-2 に示す。

(c) 混合気体の粘度

純物質の粘度 μ_v^0 は、次の Chapman-Enskog の分子運動論⁶⁾ から求める。

$$\mu_v^0 = 2.669 \times 10^{-6} \frac{(M_w T)^{1/2}}{\sigma_d^2 \Omega_v} \quad [\text{Pa} \cdot \text{s}] \quad (A-8)$$

ここで、 M_w は分子量、 σ_d は分子の衝突直径 [10^{-10}m]、 Ω_v は分子間力にもとづく還元衝突積分である。広く用いられている、Lennard-Jones ポテンシャルの分子間力定数を Table A-3 に示す。 Ω_v は規格化温度 $T_N (= kT / \varepsilon_d k_B)$: ボルツマン定数, ε_d : 特性エネルギー) の関数であり、 $0.3 \leq T_N < 100$ では、次のように近似できる。

$$\Omega_v = \frac{1.16145}{T_N^{0.14874}} + \frac{0.52487}{\exp(0.77320T_N)} + \frac{2.16178}{\exp(2.43787T_N)} \quad (A-9)$$

混合気体の粘度 μ_v は、純物質の粘度 μ_{v1} 、 μ_{v2} とモル分率 x_v とから、次の Sutherland の式を用いて算出する。

Table A-3 Molecular constants

Material	σ_d [10^{-10}m]	ε_d/k_B [K]
Water	2.641	809.1
Ethanol	4.530	362.6

$$\mu_v = \frac{x_v \mu_{v1}}{x_v \phi_{11} + (1-x_v) \phi_{12}} + \frac{(1-x_v) \mu_{v2}}{x_v \phi_{21} + (1-x_v) \phi_{22}} \quad (A-10)$$

ϕ_{ij} は結合係数で、Wilke の式⁷⁾により決定される。

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + (\mu_{vi} / \mu_{vj})^{1/2} (M_{wj} / M_{wi})^{1/4}\right]^2}{\left[8(1 + M_{wi} / M_{wj})\right]^{1/2}} \quad (A-11)$$

また、 ϕ_{ji} は

$$\phi_{ji} = \frac{\mu_{vj} M_{wi}}{\mu_{vi} M_{wj}} \phi_{ij} \quad (A-12)$$

である。

このようにして得られた水・エタノール混合気体の粘度の値を Fig.A-3 に示す。

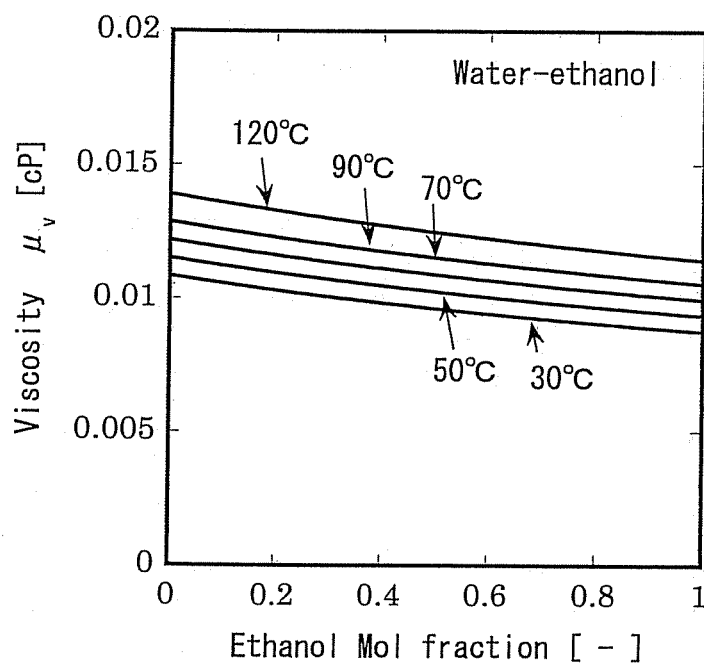


Fig.A-3 Predicted value of the viscosity of water-ethanol vapor mixture

(d) 混合気体の熱伝導度

純気体の熱伝導率 K_v^0 については、Chapman-Enskog の分子運動論にもとづく理論式に、分子の並進運動エネルギー以外の回転や振動に関する内部自由度の近似的補正を行なった次の Eucken の式⁸⁾ を用いる。

$$K_v^0 = \frac{\mu_v^0}{M_w} (c_v + 18.71) \quad [\text{mW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (\text{A-13})$$

ここで、 μ_v^0 は Eq.(A-8) から計算される。 C_v は定容モル熱容量である。

混合気体の熱伝導率 K_v は、純成分の値 K_i とモル分率 x_v とから、次の Wassiliewa の式を用いて算出する。

$$K_v = \frac{x_v K_{v1}}{x_v E_{11} + (1-x_v) E_{12}} + \frac{(1-x_v) K_{v2}}{x_v E_{21} + (1-x_v) E_{22}} \quad (\text{A-14})$$

E_{ij} は Mason-Saxena が提案した

$$E_{ij} = 1.065 \phi_{ij} \quad (\text{A-15})$$

を用いる。なお、 c_v は $c_v = c_p - R_c$ である。混合気体の熱伝導度は温度および濃度の関数として決定される。Fig.A-4 に Eq.(A-13) から求められる水・エタノール混合気体の熱伝導度の値を示した。

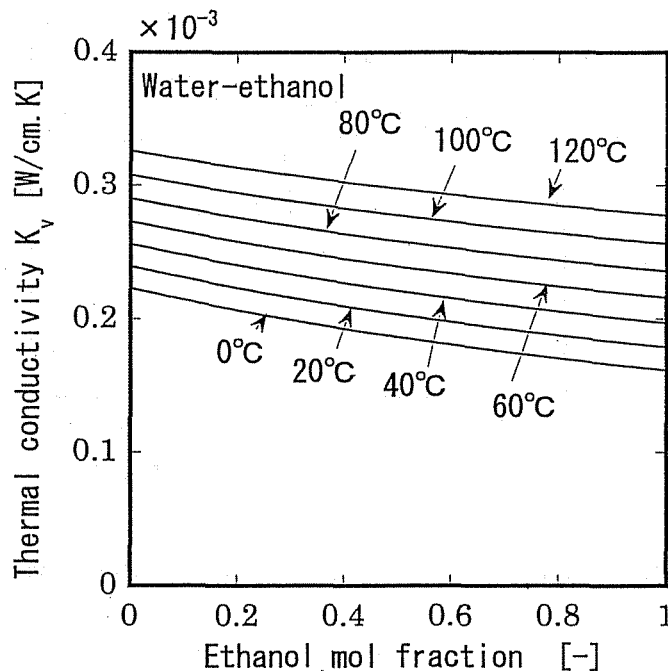


Fig.A-4 Predicted value of the thermal conductivity of water-ethanol vapor mixture

(e) 気相における拡散係数

Chapman-Enskog の理論の第一近似式を用いると、二成分系の気相拡散係数 D_{v12} は、

$$D_{v12} = 0.1833 \frac{[T^3(M_{w1} + M_{w2})/M_{w1}M_{w2}]^{1/2}}{p\sigma_{d12}^2\Omega_D} \quad [\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (\text{A-16})$$

となる⁹⁾。ここで、 p [kPa]、 σ_d [10^{-10}m]であり、 M_{w1} 、 M_{w2} は分子量である。 σ_d 、 ε_d は Table A-3 を利用する。二成分系では、

$$\sigma_{d12} = \frac{\sigma_{d1} + \sigma_{d2}}{2}, \quad \varepsilon_{d12} = \sqrt{\varepsilon_{d1} + \varepsilon_{d2}} \quad (\text{A-17})$$

次に、規格化温度 $T_N (= k_B T / \varepsilon_d)$ を求めて、拡散に関する還元衝突積分 Ω_D を次式で計算する。

$$\Omega_D = \frac{1.06036}{T_N^{0.1561}} + \frac{0.19300}{\exp(0.47635T_N)} + \frac{1.03587}{\exp(1.52996T_N)} + \frac{1.76474}{\exp(3.89411T_N)} \quad (\text{A-18})$$

気体の拡散係数は温度および圧力の関数として決定される。Fig.A-5 に Eq.(A-16)から求められる水・エタノール混合物の気相拡散係数の値を示した。

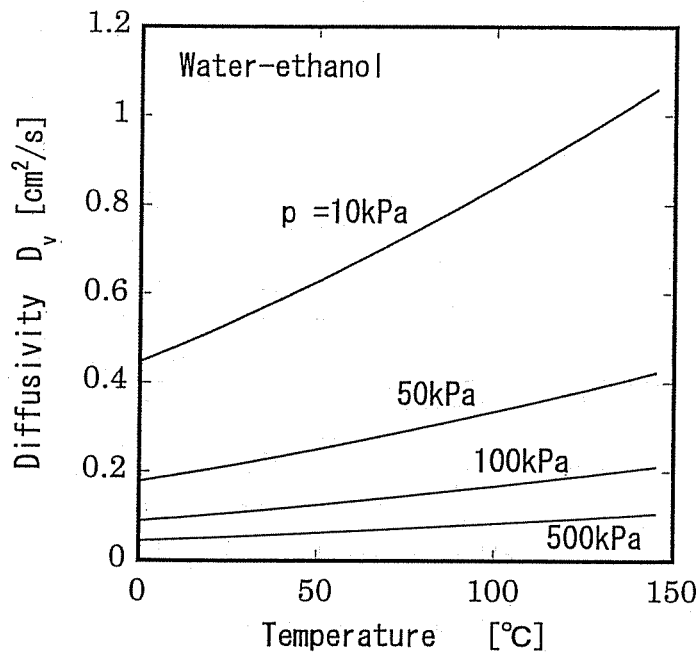


Fig.A-5 Predicted diffusivity for water-ethanol vapor mixture

(f) 液相における拡散係数

第2成分(拡散媒)中で第1成分(拡散質)の濃度が無限小である場合の拡散係数 D_{112}^∞ は、次の Wilke-Chang 式により求められる¹⁰⁾。

$$D_{112}^\infty = 7.4 \times 10^{-8} \frac{(\Psi_2 M W_2)^{1/2} T}{\mu_{12} v_1^{0.6}} \quad [\text{cm}^2/\text{s}] \quad (\text{A-19})$$

ただし、 Ψ_1 は溶媒の会合係数で水の場合は2.6、エタノールの場合は1.5である。また、 μ_{12} は溶媒の粘度[centipoises]、 $M W_2$ は溶媒の分子量、 v_1 は沸点における溶質の分子容 $[\text{cm}^3 \cdot \text{g} \cdot \text{mole}^{-1}]$ である。任意の組成の D_{112} は Leffler の式¹¹⁾により求める。

$$D_{112} \mu_1 = (D_{112}^\infty \mu_{12})^{x_{12}} (D_{121}^\infty \mu_{11})^{x_{11}} \quad (\text{A-20})$$

ここで、 x_{11} 、 x_{12} ($=1-x_{11}$) はそれぞれ成分1、2のモル分率である。

Fig.A-6に Eq.(A-19)から求められる水・エタノール混合溶液の液相拡散係数の値を温度および濃度の関数として示した。

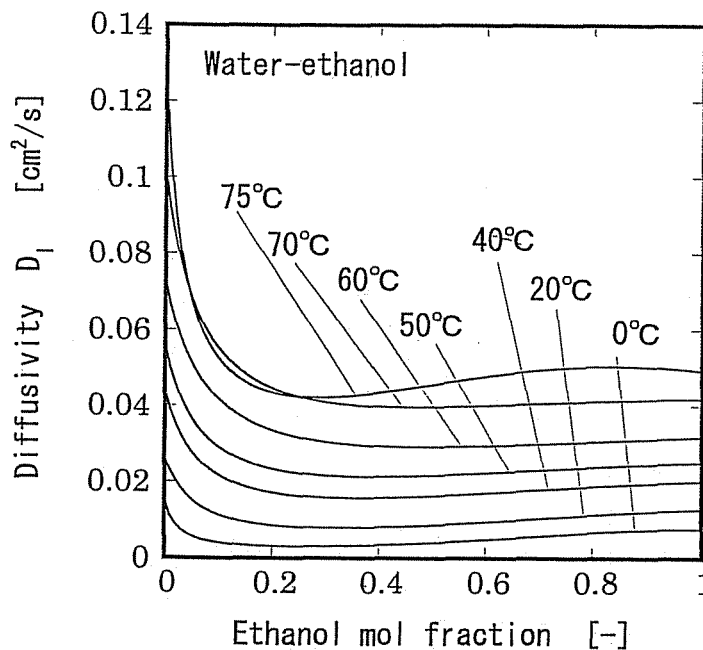


Fig.A-6 Predicted diffusivity for water-ethanol solution

(g) 混合液体の粘性係数

混合液体の粘性係数 μ_1 は実測値¹²⁾ をもとに、温度・濃度の関数として以下の式で近似した。

$$\mu_1 = A_0 + A_1\omega + A_2\omega^2 + A_3\omega^3 + A_4\omega^4 \quad [\text{centipoise}] \quad (\text{A}-21)$$

ここで、

$$A_0 = 1.58111 - 3.769 \times 10^{-2}T + 4.5032 \times 10^{-4}T^2 - 2.47 \times 10^{-6}T^3$$

$$A_1 = 23.30262 - 1.72682T + 5.6879 \times 10^{-2}T^2 - 8.4083 \times 10^{-4}T^3 + 4.52 \times 10^{-6}T^4$$

$$A_2 = -13.92716 + 2.23459T - 9.69208 \times 10^{-2}T^2 + 1.59518 \times 10^{-3}T^3 - 8.98 \times 10^{-6}T^4$$

$$A_3 = -39.19383 + 0.88494T + 1.3317 \times 10^{-2}T^2 - 4.9769 \times 10^{-4}T^3 + 3.41 \times 10^{-6}T^4$$

である。ただし、 ω は混合液体の質量分率、温度は $T[^\circ\text{C}]$ である。水・エタノール混合溶液の粘性係数について、近似曲線と実測値（文献値）との関係を Fig.A-7 に示した。

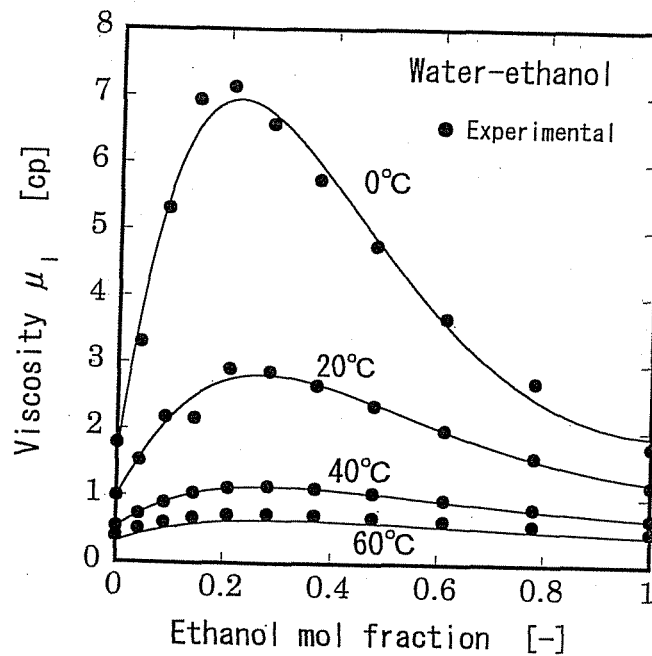


Fig.A-7 Relationship between experimental and estimated value of the viscosity for water-ethanol solution

Appendix の参考文献

- 1) 化学工学会編: “化学工学便覧 (改訂六版)”, p.52(1999)
- 2) 小島和夫, 栃木勝巳: “ASOG および UNIFAC-BASIC による化学工学物性の推算一”, p.6, 化学工業社(1986)
- 3) 1)の文献, p.66
- 4) Ried, R.C ら (平田訳): “気体・液体の物性推算ハンドブック,” p.600 (1985)
- 5) 1)の文献, p.96
- 6) Neufeld, P. D., A. R. Janzen and R. A. Aziz: “Empirical Equation to Calculate 16 of the Collision Integrals $\Omega^{(l,s)*}$ for the Lennard-Jones (12-6) Potential”, J. Chem. Phys., 57, pp.1100-1102 (1972)
- 7) Wilke, C. R.: “Viscosity Equation for Gas Mixtures”, J. Chem. Phys., 18, pp.517-519 (1950)
- 8) Chung, T. H. et al.: “Generalized Multiparameter Correlation for Nonpolar and Polar Fluid Transport Properties”, Ind. Eng. Chem. Res., 27, pp.671-679 (1988)
- 9) Bird, R. B., W. E. Stewart and E. W. Lightfoot: “Transport Phenomena”, Wiley, p.515 (1960)
- 10) Wilke, C. R. and P. Chang: “Correlation of diffusion Coefficients in Dilute Solutions”, AIChE J, 1, pp.264-270 (1955)
- 11) 技術資料, “流体の熱物性値集”, p.430, 454, 日本機械学会 (1983)

記 号

A	= area of heat transfer	[m ²]
A_A, B_A, C_A	= Antoine constants	[-]
$A_{i,j}$	= Van Laar constants	[-]
$A_{Ei,j}, A_{Ei,j}, A_{Ei,j}, A_{Ei,j}, A_{Pi,j}$	= defined by Eqs.(6-45) and (6-46)	[-]
a	= parameter in Eq.(6-57)	[-]
Bo	= Bond number	[-]
B	= parameter in Eq.(6-58)	[-]
C	= concentration	[kg/m ³]
Ca	= capillary number	[-]
c_p	= specific heat for constant pressure	[J/kg·K]
c_v	= specific heat for constant volume	[J/kg·K]
D	= diffusivity	[m ² /s]
Div	= divergence	[-]
d	= parameter in Fig.(6-22)	[-]
d_i	= inner diameter of heat pipe	[m]
d_{ic}	= critical inner diameter of heat pipe	[m]
d_o	= outer diameter	[-]
E	= dimensionless surface tension	[-]
$E_{i,j}$	= defined by Eq.(A-15)	[-]
e	= parameter in Fig.(6-23)	[-]
F	= dimensionless stream function	[-]
F_m	= Marangoni force by gravity inclination method	[N]
Fo	= Fourier number	[-]
F_w	= flow rate of coolant	[m ³ /s]
f	= stream function	[m ² /s]
Ga	= Galileo Number	[-]
G_c	= condensed liquid flow rate	[kg/s]
G_f	= decreased liquid flow rate	[kg/s]
G_l	= liquid flow rate	[kg/s]
G_{le}	= liquid flow rate by evaporation and condensation	[kg/s]
G_{lg}	= liquid flow rate by gravity force	[kg/s]
G_{lm}	= liquid flow rate by Marangoni effect	[kg/s]
G_v	= vapor flow rate	[kg/s]
g	= gravitational acceleration vector	[m/s ²]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]

H	= dimensionless condensate thickness	[-]
Ho	= curvature at liquid vapor interface	[1/m]
h	= liquid height , condensate thickness	[m]
h_c	= heat transfer coefficient	[W/m ² ·K]
h_g	= capillary height	[m]
J	= mass flux by diffusion	[kg/m ² s]
K	= thermal conductivity	[W/m·K]
Kp	= permeability of wick	[m ²]
k	= mass transfer coefficient	[kg/m ²]
k_B	= Boltzmann constant	[J/K]
κ	= wave number	[1/m]
L	= parametric length, length of heat pipe	[m]
L_{eff}	= effective length of heat pipe	[m]
l	= parameter in Fig.(6-24)	[-]
Ma	= Marangoni number defined by Eq.(2-2)	[-]
Mw	= molecular weight	[-]
m	= condensing rate	[kg/m ² s]
n	= outward-pointing normal at the boundary	[-]
N	= total mass flux	[kg/m ² s]
NI, NJ, NK	= mesh numbers for calculate area	[-]
N_h	= NTU of heat pipe	[-]
P	= dimensionless pressure	[-]
p	= pressure	[N/m ²]
Pr	= Prandtl number	[-]
Q	= heat rate	[W]
$Q_{c,max}$	= maximum heat quantity by capillary force	[W]
$Q_{m,max}$	= maximum heat quantity by Marangoni effect	[W]
q	= parameter in Eq.(A-7)	[-]
q_e	= heat flux applied to the heating section of heat pipe	[W/m ²]
R	= radius	[m]
Ra	= Rayleigh number	[-]
R_c	= gas constant	[Nm/mol·K]
Re	= Reynolds number	[-]
r	= co-ordinate	[m]
r_c	= effective capillary radius of wick	[m]
r_H	= hydraulic radius	[m]

S	= sectional area	[m ²]
Sc	= Schmidt number	[-]
Sh	= Sherwood number	[-]
s	= length shown in Fig.9-12	[m]
T	= stress tensor	[N/m ²]
T	= temperature	[K]
T_N	= reduced temperature	[-]
t	= tangential unit vector	[-]
t	= time	[s]
U	= dimensionless velocity	[-]
u	= velocity vector	[m/s]
u	= z component of velocity vector	[m/s]
V	= dimensionless velocity	[-]
V_0	= volume	[m ³]
v	= y component of velocity vector	[m/s]
v_w	= molecular volume of water	[kg/mol]
v_0	= molecular volume of solute	[kg/mol]
W	= width	[m]
w	= length shown in Fig.9-12	[m]
$X_{1,i}$	= defined by Eq.(6-37)	[-]
x	= mole composition of the more volatile component	[-]
x_0	= mole composition of the more volatile component of initial mixture	[-]
Y	= dimensionless co-ordinate	[-]
y	= co-ordinate	[m]
y^*	= normalized co-ordinate	[-]
Z	= dimensionless co-ordinate	[-]
z	= co-ordinate	[m]
α	= acceleration coefficient	[-]
α_v, α_l	= coefficient appeared in Eq.(8-10)	[K]
β	= coefficient of thermal expansion	[-]
Γ	= length of perimeter	[m]
γ	= fugacity coefficient	[-]
δ	= thickness of liquid film	[m]
ε	= perturbation	[m]
ε_R	= repetition error	[-]
ζ_i	=generalized variables	

η	= heat efficiency	[-]
Θ	= electrical charge	[C]
θ	= contact angle	[rad]
κ	= thermal diffusivity	[m ² /s]
Λ	= surface excess of surfactant	[mol/m ²]
λ	= latent heat of vaporization	[kJ/kg]
μ	= viscosity	[kg/m·s]
ν	= kinematic viscosity	[m ² /s]
ξ	= thickness of container wall	[m]
ρ	= density	[kg/m ³]
σ	= surface tension	[N/m]
σ_d	= collision diameter	[m]
τ	= shear force	[N/m ²]
τ	= time constant	[s]
Φ	= liquid fill charge	[-]
ϕ	= parameter in Eq.(6-14*)	
ϕ_{ij}	= combination coefficients	[-]
χ	= parameter defined by Eq.(2-4)	[-]
$\Psi_{o,s}$	= volume fraction of solute at liquid vapor interface	[-]
ϕ	= inclined angle	[rad]
ϕ_c	= critical inclined angle	[rad]
Ω	= perturbation growth rate	[1/s]
Ω_v	= transport collision integrals for viscosity	[-]
Ω_D	= transport collision integrals for diffusion	[-]
ω	= mass fraction of the more volatile component	[-]

<Subscript>

0	= initial, z=0
A	= more volatile component, phase A
B	= less volatile component, phase B
c	= condensing zone, coolant
cal	= calculated
d	= dew point
e	= evaporating zone, ethanol
exp	= experimental
h	= height

in = input
L = $z=L$
l = liquid
m = material
max = maximum
N = Nusselt's theory
n = normal
o = solute
out = output
ov = overall
s = surface
t = tangential
v = vapor
w = water, wall
z = at z
 ∞ = infinite

<Superscript>

* = equilibrium, normalized
— = average
' = corrected
^ = designated in Table 6-2
new = new value
T = transpose
~ = mole

謝 辞

本論文を作成するにあたり、北海道大学大学院工学研究科物質工学専攻篠原邦夫教授には格段の御高誼をいただきました。篠原教授には本論文の主査を努めていただくとともに、ご多忙にもかかわらず貴重なご助言と多大な激励をいただいたことに対して深甚なる感謝の意を表します。

北海道大学大学院工学研究科物質工学専攻増田隆夫教授、井口学教授、中島耀二助教授、室蘭工業大学工学部機械システム工学科花岡裕教授には、本論文の副査を努めていただき、貴重なご助言をいただきました。ここに厚くお礼申し上げます。

北海道大学大学院工学研究科都市工学専攻横山真太郎教授には平素からいろいろと相談に乗っていただくとともに、有益なご助言と多大な激励をいただき、厚くお礼申し上げます。

北海道大学大学院工学研究科物質工学専攻中島耀二助教授には、本論文の初稿を精細にチェックしていただき、多くの貴重なご指摘をいただいたことに対して厚くお礼申し上げます。

東北大学大学院工学研究科化学工学専攻鈴木睦教授には、内地研究員時代も含めてご指導いただき、本研究に対しての興味を向けてくださるとともに、新鮮なアイデアを提示していただき、数多くの有益なご教示をいただきました。ここに、深く感謝の意を表します。また、山下善之助教授、野中利之助手にも実験等でいろいろご協力をいただいたことに対し、厚くお礼申し上げます。

九州大学機能化学研究所今石宣之教授には化学工学会の研究会等でいろいろお世話になり、また JAMIC での落下実験を行なう機会を提供していただいたことに対して厚くお礼申し上げます。

北海道大学大学院工学研究科機械科学専攻伊藤献一教授、工藤勲教授、同物質工学専攻石井邦宣教授ら北海道マイクログラビティ研究会(当時)の方々には、JAMIC での落下実験を行なう機会を提供していただくとともに、研究を遂行するうえで必要な多くの便宜を計っていただきました。特に、室蘭工業大学工学部機械システム工学科花岡裕教授、戸倉郁夫助教授には受託研究等でもいろいろお世話になりました。ここに、厚くお礼申し上げます。

本研究の一部は財団法人日本宇宙フォーラムが推進している「宇宙環境利用に関する地上公募研究」の一環として行なわれたものであります。日本宇宙フォーラムの方々には落下実験および航空機実験を行なう機会を与えていただくとともに、研究を遂行するにあたって多大なご支援をいただいたことに対し、厚くお礼申し上げます。

微小重力実験を行なうにあたっては、株式会社地下無重力実験センター (JAMIC、当時)、株式会社日本無重量総合研究所 (MGLAB)、株式会社ダイヤモンドエアサービス (DAS) の方々に大変お世話になりました。また、数値解析を行なうにあたっては、主に北海道大学

大型計算機センター（当時）および北海道大学工学部汎用シミュレータ施設のシステムを利用させていただきました。ここに関係各位に対して、厚くお礼申し上げます。

さらに、卒業論文等を通じて本研究にご協力をいただいた、北海道大学工学部環境工学科（旧衛生工学科）の多くの卒業生の方々にも厚くお礼申し上げます。

最後に、長年にわたって研究生生活を続けるにあたり、家族として協力をいただいた妻晴子に厚く感謝いたします。

平成 15 年 11 月 倉前 正志