

## 金網ウィックを設置したヒートパイプの熱輸送限界に関する研究

野田, 英彦

<https://doi.org/10.11501/3123159>

---

出版情報：九州大学, 1996, 博士（工学）, 論文博士  
バージョン：  
権利関係：



金網ウィックを設置したヒートパイプの  
熱輸送限界に関する研究

野 田 英 彦

①

# 金網ウィックを設置したヒートパイプの 熱輸送限界に関する研究

平成 8 年 1 2 月

野田 英彦

# 目次

## 第1章 緒論

1.1 研究の目的および論文の構成	1
1.2 ヒートパイプの構造と作動原理	2
1.3 種々の熱輸送限界	4
1.3.1 毛細管圧力限界	4
1.3.2 音速限界	4
1.3.3 飛散限界	5
1.3.4 沸騰限界	5
1.4 利用状況	5
1.5 金網ウイックの利点	8
1.6 熱輸送限界を推算する場合の問題点	9

## 第2章 最大毛細管圧力

2.1 緒言	10
2.2 メニスカス形状に及ぼす重力の影響	11
2.2.1 2本の素線間に形成されるメニスカス形状	11
2.2.2 自由表面上に形成されるメニスカス形状	17
2.3 接触角の測定	18
2.3.1 最大毛細管圧力を支配する接触角	18
2.3.2 従来の接触角測定方法とその短所	20
2.3.3 新しい測定方法	20
2.3.4 測定結果	22
2.4 ウイックの形状	23
2.4.1 金網の形状	23
2.4.2 上下層の素線で構成される素線格子の形状	25
2.4.3 上下層の隙間の最小値	28
2.5 素線格子に形成されるメニスカスの形状	33
2.6 一層の金網に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力	35
2.6.1 メニスカスの破壊形態	35
2.6.2 解析	36
2.6.3 実験	40
2.6.4 実験結果と解析結果の比較	41
2.7 上下層の隙間に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力	45
2.7.1 メニスカスの破壊形態	45
2.7.2 解析	46
2.7.3 解析結果	48
2.7.4 実験	49
2.7.5 実験結果と解析結果の比較	50
2.8 結言	58

### 第3章 透過率

3.1 緒言	61
3.2 透過率と $fRe$	62
3.3 上下層の隙間が大きい領域に関する検討	64
3.3.1 ウィックの形状	64
3.3.2 実験装置および実験方法	66
3.3.3 実験結果および考察	68
3.4 上下層の隙間が小さい領域に関する検討	78
3.4.1 ウィックの形状	78
3.4.2 実験装置および実験方法	80
3.4.3 実験結果および考察	81
3.5 結言	86

### 第4章 熱輸送限界

4.1 緒言	88
4.2 毛細管圧力圧力限界による熱輸送限界の発生メカニズム	89
4.3 熱輸送限界の実験	91
4.3.1 実験装置	91
4.3.2 実験方法	93
4.3.3 実験結果	94
4.4 熱輸送限界の予測	97
4.4.1 従来の方法	97
4.4.2 ウィック厚さと圧力の関係	99
4.4.3 ウィック厚さが変化するモデル	101
4.4.4 解析結果と実験結果の対応	102
4.5 結言	104

### 第5章 結論

105

### Appendix

107

### Nomenclature

112

### Literature cited

116

### 謝辞

122

# 第1章 緒論

## 1.1 研究の目的および論文の構成

電子機器の高性能化が進み、LSIは高集積化され発熱密度が非常に高くなってきている。Pentiumの発熱量は従来の3倍の13Wに達し、大きい放熱フィンが必要となっている。近い将来マイクロプロセッサの発熱量は30W以上にも達すると予想されているが(Mochizuki, 1995), 装置は携帯もしくはオフィス環境にも設置されるような小型化が常識となりつつあるため、筐体外へ熱を放出できる小型で高性能な熱伝達装置が要求される(Kojima, 1995)。また、ラップトップ型、ノート型パソコンあるいは携帯電話等の場合、熱源と放熱部の位置が固定されていないため、熱源が放熱部より上方にあるトップヒートモードにも対応できる熱伝達装置が必要である。

これらの要求を満足する装置に、大きい最大毛細管圧力を持つウイックを設置したヒートパイプがある。

本研究は、ヒートパイプのウイックに用いられることの多い、複数枚の金網を重ねて形成される金網ウイックについて、その特性に及ぼす種々の因子の影響を詳細に検討し、金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界を、精度良く予測する手法を開発し、信頼性の高い高性能ヒートパイプの設計方法を確立することを目的とする。

本論文は5章で構成されている。

本章では、ヒートパイプの構造および動作原理について解説し、ヒートパイプが優れた伝熱性能を有することを示す。さらに、ヒートパイプ動作中に種々の因子によって引き起こされる熱輸送限界を解説する。また、ヒートパイプが既に広範囲な分野で利用されていることを示す。次にウイック素材として金網の優位性を示し、金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界に関する既往の研究について解説する。

第2章では、金網ウイック内に形成されるメニスカス形状に及ぼす重力の影響

について検討し、新しい手法による接触角の精度良い計測方法を開発したことについて述べる。また、最大毛細管圧力に及ぼす金網形状の影響、接触角の影響、ウイック厚さの影響について詳細に検討し、金網ウイックの最大毛細管圧力を精度良く予測できる半経験式を導出する。

第3章では、金網ウイック内を作動液が流動する際の圧力損失を支配する金網ウイックの透過率に及ぼす金網形状およびウイック厚さの影響について検討し、透過率を精度良く予測できる半経験式を導出する。

第4章では、ウイック厚さと毛細管圧力の関係を関連づけた新しいモデルを用い、ウイックの最大毛細管圧力および透過率を本研究で導出した半経験式で評価し、ヒートパイプのウイック中の作動液の挙動を解析することによって熱輸送限界を予測する。また、熱輸送限界を求める実験を行い、予測値と実験値を比較し、解析モデルの妥当性を検証する。

第5章では、本論文で新たに得た知見を整理し、本研究を総括する。

## 1.2 ヒートパイプの構造と作動原理

ヒートパイプは、冷凍庫内の熱を外部へ取り出す技術として1942年に Gauglar によって開発された (Gauglar, 1944)。その後、Grover らは高性能伝熱素子としてこの装置の有効性を実証し (Grover *et al.*, 1964)、広く応用を図った。

一般的なヒートパイプの構造を Fig.1.1 に示す。ヒートパイプはウイックと呼ばれる多孔性物質をコンテナ内壁に内貼りにし、作動流体を封入して減圧し、密封したものであり、コンテナ内部は液相の作動流体を含むウイックと気相で満たされた蒸気空間からできており、常に飽和状態を維持している。通常、受熱部である蒸発部、熱輸送部である断熱部、放熱部である凝縮部からなる。断熱部がなく蒸発部と凝縮部で構成される場合もある。

外部から蒸発部に熱が加えられると、蒸発部ウイック中の作動液が蒸発する。蒸気は低圧の凝縮部へ移動して潜熱を放出し凝縮する。一方、蒸発部ウイックには、蒸発によりメニスカスが形成されるので、毛細管圧力が発生し、凝縮部から

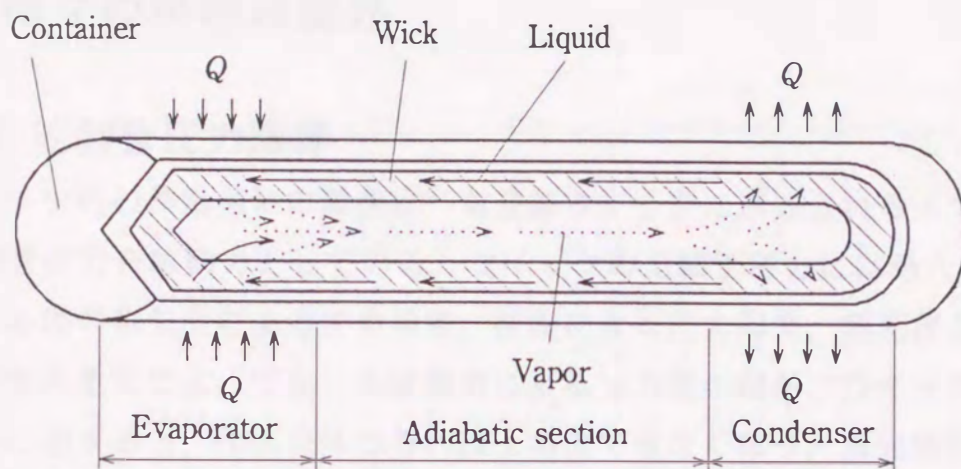


Fig. 1.1 Construction of a heat pipe

蒸発部へウイック中を液相の作動流体が移動し、環流が形成される。

蒸発部壁と凝縮部壁の温度差は、コンテナ壁およびウイックの熱抵抗による温度降下と蒸気が蒸発部から凝縮部へ流動する際の圧力損失による温度降下の和となる。しかし、ウイック厚さは熱輸送を行う長さ比べて薄く、蒸気流による圧力損失に起因する蒸気流中の温度降下も小さいので、蒸発部、凝縮部間の温度降下は小さい。また、熱を潜熱の形態で輸送するので、小さい温度差で多量の熱を輸送することが可能であり、ヒートパイプは現在知られている如何なる固体よりも優れた伝熱性能を有している。

ヒートパイプは、優れた熱伝導素子であると共に、外部から仕事を加えることなく動作すること、温度均一化素子として用いられること、宇宙空間(無重力場)でも動作可能なこと、重力場では熱ダイオードとして用いることも可能であること、等優れた性能を有しており、多方面で実用に供している。

コンテナ内を作動流体が環流することによって熱輸送を行うため、ヒートパイプの熱輸送量が増大するにつれて、作動流体の環流量は増大する。作動流体が環流できなくなると、蒸発部ウイックが乾き上がり、熱輸送ができなくなる。環流不全となる原因について、既に多くの研究がなされており、ヒートパイプには種々の熱輸送限界が存在することが知られている。ヒートパイプの最大熱輸送量は、これら種々の熱輸送限界の最小値で与えられることになる。

## 1.3 種々の熱輸送限界

### 1.3.1 毛細管圧力限界

コンテナ内の作動流体の環流は、蒸発部ウイックに形成されるメニスカスによる毛細管圧力を駆動力としている。ウイックの毛細管圧力には最大値が存在し、環流する際の蒸気流による圧力損失、液流による圧力損失、蒸発部と凝縮部の位置関係から重力によって生じる体積力による圧力差の和が、ウイックの最大毛細管圧力に達すると、作動流体はそれ以上環流できなくなり、蒸発部が乾き上がって、急激な機能低下が開始し、熱輸送限界になる (Cotter, 1965)。

この毛細管圧力に最大値が存在することによる毛細管圧力限界は、作動液に水、エタノール、アセトン、アンモニア、フロン、等を用いる常温領域で動作する地上用ヒートパイプでは、最も一般的な熱輸送限界である。この限界を高めるには、大きい最大毛細管圧力を有するウイックを用いることが考えられるが、ウイックの最大毛細管圧力を大きくすると、ウイックの透過率が減少し液流による圧力損失が増大する。したがって、ウイックには大きい最大毛細管圧力と大きい透過率の相反する性質が求められ、状況に応じてウイックの最適化を図る必要がある。

作動液の環流路に特別な流路を設けたアーテリー型ウイックを使用することも考えられるが、ウイック構造が極めて複雑になる。

### 1.3.2 音速限界

コンテナ内の蒸気流速は、蒸発部で質量付加されて蒸発部と断熱部の境界で速度が最大となる。熱輸送量が増大するとともに蒸気速度が増大し音速に達すると、流れの閉塞が生じ、それ以上蒸気流速が増大できない熱輸送量が存在する。蒸気流を理想気体と見なしてコンテナ内の蒸気流の圧力分布を解析した Levy は、音速限界による最大熱輸送量を与える式を導出した (Levy, 1968)。Kemme は、作動液をナトリウムとしたヒートパイプを用いて、長手方向温度分布から評価した圧力分布と熱輸送量の関係から、この熱輸送限界が存在することを実験的に示した (Kemme, 1969)。

この熱輸送限界を高めるには、蒸気流路を大きくする必要がある。

### 1.3.3 飛散限界

蒸発部から凝縮部へ流れる蒸気流と凝縮部から蒸発部へウイック中を環流する液流は、互いに逆方向へ流れているので、気液界面に働く剪断力は蒸気流速の増加と共に大きくなる。熱輸送量が増大し、蒸気流により液がウイック中から吹きちぎられると、液の環流量が減少するため、蒸発部が乾き上がり熱輸送限界となる (Kemme, 1969)。

この熱輸送限界を高めるには、蒸気流路を大きくするか、液流と蒸気流の流路を別に設ける必要がある。

### 1.3.4 沸騰限界

蒸発部での熱は、コンテナ壁およびウイック中を伝導し気液界面で蒸発して蒸気流中へ移動する。ウイック中の液圧力は蒸気流の圧力より毛細管圧力だけ低い。また、熱伝導で熱が移動するので、コンテナ壁の方が温度が高い。したがって、コンテナ壁とウイックの界面で作動液の過熱度が最大となる。

ウイック中に存在する気泡核の半径が大きい場合には、気泡核が成長して沸騰現象が発生し、メニスカス形状が破壊されて作動液が環流できなくなり、熱輸送限界となる (Kemme, 1969)。この初期気泡径は、十分不凝縮ガスを除去することにより、 $2.54 \times 10^{-8} \text{ m} \sim 2.54 \times 10^{-7} \text{ m}$  程度に小さくなる (Chi, 1978, p.100)。沸騰発生を回避するには、ウイック厚さを薄くし伝熱抵抗を低減させるか、初期気泡径を小さくする必要がある。

## 1.4 利用状況

無重力場である宇宙では、自然対流が発生しないため、電子機器が発生する熱等を除去するため放射放熱板まで導く必要がある。ヒートパイプは開発当初から宇宙船への利用が盛んに行われた。ウイックには金網ウイックを用いることが多かった (Ikeda *et al.*, 1981, p.307) が、ウイックにコンテナ内面の軸方向に溝を掘っ

た単純な構造の軸方向グループウイックを設置したヒートパイプに関する研究が多数行われ、(Berger and Feldman, 1973; Brown, 1979; Ogushi and Yamanaka, 1982; Fagri and Thomas, 1989; Hornung and Mittelmann, 1990), 信頼性の高い伝熱性能の評価方法が確立するようになり、軸方向グループウイックを用いることも多くなっている (Ikeda *et al.*, 1981, p.310).

熱負荷は増大の一途をたどっており、液環流部の流動抵抗を小さくするために特別な流路を設けた熱輸送限界が大きいアーテリー型の金網ウイックを持つヒートパイプも実用に供されている (Kosson *et al.*, 1972).

コンテナ内に不凝縮ガスが混入すると、不凝縮ガスは凝縮部に滞留するので、凝縮部面積が減少し、熱抵抗が大きくなる。しかし、熱負荷が増加すると、ヒートパイプの動作温度が上昇し、不凝縮ガスが圧縮されて凝縮部面積が増加するので、凝縮部の熱抵抗が減少することになる。この原理を積極的に利用し、凝縮部端に不凝縮ガス溜めを設置することによって、熱負荷の変化に対応してヒートパイプの熱抵抗を変化させ、熱輸送量および動作温度を制御することが可能である。この可変コンダクタンスヒートパイプ開発のために、蒸気流中の不凝縮ガスの挙動に関する研究が行われている (Somogyi and Yen, 1973; Rohani and Tien, 1973; Sun and Tien, 1974).

3軸静止衛星では、太陽からの輻射熱を均等化するための宇宙船自体の回転を行うことができないので、温度均一化のためにヒートパイプを用い、太陽光の受光面と非受光面の温度差を小さくしている。また、時間的に熱負荷が異なる場合には、熱負荷の増減に応じて熱輸送量を制御できる可変コンダクタンスヒートパイプを用いることが多い (Ikeda *et al.*, 1981, p.309).

地上用では、作動液の環流の駆動力にウイックの毛細管圧力ではなく重力を利用する場合が多い。アラスカのパイプラインに用いられた熱杭は、パイプラインからの熱により永久凍土が溶けるのを防ぐために設置され、冬季に凍土から熱を放熱して冷却し、夏期にはヒートパイプの熱ダイオード特性で断熱することによって永久凍土を保全し、20~30m 必要なパイプライン支持用の杭の長さを10~12m 短くすることを可能としている (Dunn and Reay, 1976, p.253).

地中温度が高い地域では、この熱杭と同様なヒートパイプを用いて、冬季に地中から地表へ熱を移動させ、道路融雪、トンネル内氷柱防止への応用が検討され

ている (Ikeda *et al.*, 1981, p.266).

地熱回収のために全長70mの長尺ヒートパイプの開発 (Tanaka *et al.*, 1995) が行われている。また、コンテナ内部での蒸気流による液流の飛散をなくすために、蒸気流路と液環流路を別に設けたループ式ヒートパイプが開発されている (Mashiko *et al.*, 1994; Mochizuki *et al.*, 1995)。

Lamfon らは、ガスタービンエンジンの廃熱をヒートパイプで回収して吸収式冷凍機の熱源に利用し、吸入空気を冷却して圧縮機の充填効率を向上させた場合について検討した (Lamfon *et al.*, 1994)。Akyurt らは、このシステムによって、ガスタービンの出力が12%向上する結果を得ている (Akyurt *et al.*, 1995)。

平板型太陽熱集熱器の受熱素子にヒートパイプの熱ダイオード性 (Bairamov and Toilev, 1981)、優れた熱輸送性能 (Hammad, 1995) を応用する研究が行われている。

地上では通常重力を利用して作動液を環流させるが、熱輸送方向が水平である場合、あるいは蒸発部が凝縮部より上方に存在する場合 (トップヒートモード) には、作動液の環流の駆動力にウィックの大きい毛細管圧力が必要となる。

音響機器の高出力化、高性能化に伴い電源あるいはパワートランジスタから発生する熱量が増大し、アンプ、スピーカー等の密閉筐体内からの排熱に、金網ウィック等を設置したヒートパイプが利用されている (Ikeda *et al.*, 1981, p.224)。

半導体集積回路からの排熱用に、形状の小さいヒートパイプの開発が行われている (Babin, 1990; Wang *et al.*, 1994)。

プラスチック成形時の金型の冷却にヒートパイプを用いることにより、従来の金型内細管に冷却水を流す方式に比べ、冷却速度が速く、温度が均一化されるので、成形歩留まりおよび成形速度が向上している (Ikeda *et al.*, 1981, p.212)。

回転運動で生じる遠心力を利用して、地上の重力に抗して作動液を凝縮部から蒸発部へ移動させるヒートパイプの開発も行われている (Li *et al.*, 1993; Fagri *et al.*, 1993; Hasegawa *et al.*, 1995)。また、太陽熱の地中蓄熱のための基礎研究として、高揚程トップヒート型ヒートパイプも研究されており、作動液環流の駆動力に作動液の沸騰エネルギーを利用する方法 (Hirashima, 1995)、あるいは濃度差による浸透圧を利用する方法 (Roberts, 1981) が提案されている。

## 1.5 金網ウイックの利点

ウイックは、凝縮した作動液の環流路となり、環流の駆動力となる毛細管圧力を発生させ、蒸発部、凝縮部では半径方向熱流の通路となる。そのため、大きい透過率、大きい最大毛細管圧力、および大きい有効熱伝導度が求められる。しかし、均質なウイックでは大きい透過率と大きい最大毛細管圧力は相反する性質であり、作動液の環流路を別に設けた複雑な構造を持つアーテリーウイックが開発されてきた (Chi, 1978, p.6) (Dunn and Reay, 1976, p.84)。

均質ウイックとしては、金網を重ねた金網ウイック、球形の金属粒子を焼結した焼結金属ウイック、不織布を用いたフェルトウイックおよび軸方向グループウイックが挙げられる。ウイックに大きい最大毛細管圧力を必要とする場合は、細かい金属粒子を用いた焼結金属ウイックおよび目の細かい金網を重ねて作製される金網ウイックを用いることが多い。焼結金属ウイックの最大毛細管圧力について検討した Dodds らは、粒子径が均一な場合 (Dodds and Loyd, 1972) と不均一な場合 (Dodds, 1978) についての予測式を提出しているが、粒子径状が球形であることを考慮していないため、精度良い予測式とは言えない。また、細かい金属粒子の粒子径および充填密度は不均一であるので、ウイック特性の再現性は得られないと推察される。

一方、金網は容易に大きい最大毛細管圧力を得ることが可能であり、加工性も優れている。さらに、工業製品であるため、品質が一定であり、金網を重ねると、下層の金網格子角部が上層の格子目開きの中央に位置するように整然と重なるため、ウイックの形状および特性に再現性があると期待できる。

本研究では金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界に関する検討を行う。

## 1.6 熱輸送限界を推算する場合の問題点

ヒートパイプには前節で示した種々の熱輸送限界がある。これらのなかで、地上で常温領域（ $-50^{\circ}\text{C}\sim 300^{\circ}\text{C}$ ）に用いられる金網ウイックを設置したヒートパイプで発生する最も一般的な熱輸送限界は、作動流体の環流に伴う蒸気流による圧力損失、液流による圧力損失および蒸発部と凝縮部の位置関係から重力によって生じる体積力による圧力差の和が、作動流体の駆動力となる金網ウイックの毛細管圧力の限界（最大毛細管圧力）に達し、作動流体の環流が行われなくなり蒸発部ウイックが乾き上がる毛細管圧力限界による熱輸送限界である。

この熱輸送限界については、ヒートパイプの開発当初から多数の研究が行われており (Kunz *et al.*, 1967, p.7; Marcus, 1972, p.18), ウイック内に作動液が満たされていると仮定して得られる熱輸送限界の予測値と実験値を比較しているが、対応は良くない。その原因は、金網ウイックの最大毛細管圧力および透過率の評価方法が確立していないこと、ウイック内の気液界面位置が変化する可能性が有ることによる。

金網1層の最大毛細管圧力に関しては、隣接格子のメニスカスとの関係から導出した Tien らの式 (Tien and Sun, 1971), 格子の素線の最大間隔に着目した小佐井らの式 (Kozai *et al.*, 1990-2) が導出されているが、いずれも接触角に関する考慮に不明瞭な点がある。また、金網を複数枚重ねた金網ウイックの最大毛細管圧力に関する研究は、2層の金網を重ねたウイックの上下層の隙間に形成されるメニスカス形状について図形的に検討し、金網ウイックの最大毛細管圧力を発生する位置が、ウイック表面ではなく表面から0.82層下層の位置になるとした Roberts の研究 (Roberts and Feldman, 1973) があるが、示されたメニスカス曲率が最大となる根拠が明確ではなく、上下層の隙間の大きさおよび接触角の影響を考慮していない。

金網ウイックの透過率は、ウイックの有孔率 (porosity) に金網1層の形状から算出される Marcus の式を用いた変形 Blake-Kozeny の式 (Marcus, 1972, p.49) で予測されてきたが、得られる透過率の予測値は実際の値より小さい場合が多い。小佐井らはウイックを押さえつける強さによって透過率が異なるとし、実験値を整理

して半経験式を導出した (Kozai *et al.*, 1990-1). しかし, 適応範囲が狭く, 実用上十分とは言えない.

金網ウイック内の作動液の挙動に関して, Moss らは放射線厚み測定法を用いて計測したウイック内に存在する水の厚さと, 外壁温度, 蒸気温度の測定値から, 蒸発がウイック表面ではなくウイックと伝熱面との境界で発生していることを示した (Moss and Kelly, 1969). しかし, 彼らが用いたウイックは厚さが厚く (6mm), 熱抵抗が大きいので, 伝熱面付近の作動液の過熱度が大きく, ウイック厚さが薄い場合には異なる結果になる可能性がある.

Chun は熱輸送量の増加と共に蒸発部壁と蒸気相の間の熱抵抗が減少することから, 蒸発はウイック表面で行われており, 蒸発部ウイックでは気液界面が伝熱面方向へ後退し, 作動流体の環流路が減少するとした (Chun, 1972).

宍戸らは, 砕き煉瓦で形成したウイックを設置したヒートパイプの作動液分布を, 静電容量法で計測し, 蒸発部ウイックで気液界面が後退することを実験的に示し (Shishido *et al.*, 1983), ウイック内の作動液の不飽和を仮定した熱輸送限界の計算値と実験値が良く一致することを示した (Shishido *et al.*, 1984). 砕き煉瓦ウイック中の孔の大きさは不均一であるので, 必要な毛細管圧力を発生するメニスカスを形成するために, 気液界面は下層へ後退すると推察される. しかし, 金網ウイックの孔の形状はほぼ均一と見なすことができ, 砕き煉瓦ウイックと特性が異なると思われる.

小佐井らは, 作動液で飽和された金網ウイックの熱伝導度に関する研究を行い (Kozai *et al.*, 1988), ウイックの熱伝導度と蒸発部外壁温度と蒸気温度の温度差から蒸発部ウイック中の作動液分布を求めて, 蒸発部での気液界面の伝熱面方向への後退を示した (Imura *et al.*, 1987). しかし, ウイックの熱伝導度はウイック厚さ (有孔率) に大きく影響されるので, ウイック厚さの評価方法により, 気液界面位置の評価が異なる可能性がある.

これらのことから, ウイック中の作動液の挙動は, まだ十分解明されておらず, 金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界を予測するには, ウイックの最大毛細管圧力および透過率の精度良い評価方法を確立することが必要である.

## 第2章 最大毛細管圧力

### 2.1 緒言

作動流体の環流の駆動力となるウイックの毛細管圧力の最大値は、ヒートパイプの熱輸送限界を支配する主要因子であり、これまでに多くの研究がなされている。矩形グループ、三角形グループ、半円形グループなどの単純な形状のウイックの最大毛細管圧力は、既にウイック内に形成されるメニスカス形状を解析することにより、精度良く予測されている (Bressler and Wyatt, 1970) が、地上用ヒートパイプのウイックに用いられる大きい最大毛細管圧力を持つ多孔質物質は、孔の形状が極めて複雑であり、作製方法によっても各孔の形状が異なることが多いため、最大毛細管圧力の予測式に言及している研究は少ない。ヒートパイプの解説書には、種々の形状のウイックについて、最大毛細管圧力に対応する有効細孔半径  $R_{eff} = P_c^*/(2\sigma)$  :  $P_c^*$ ; 最大毛細管圧力,  $\sigma$ ; 表面張力} を予測する式を掲載している (Ikeda *et al.*, 1981 p.8; Chi, 1978, p.41) が、いずれも精度良い予測式とは言えない。

金網ウイックは、大きい最大毛細管圧力を発生することができるので、トップヒートモード（蒸発部が凝縮部より上方に位置し、ウイックの毛細管圧力によって作動液が凝縮部から蒸発部へ重力に抗して環流する状態）で動作するヒートパイプのウイックに選択されることが多い。この金網ウイックの最大毛細管圧力に関する研究は多数なされている。ほとんどは個々のウイックの実験値を示すに止まっているが (Imura *et al.*, 1987; Morooka *et al.*, 1979), いくつかの研究では最大毛細管圧力の予測式を提出している。

Tien らは、最大毛細管圧力時のメニスカスの破壊が、隣接金網格子のメニスカスとの間の液膜厚さが0になり破断することによると仮定し、最大毛細管圧力の予測式を導出し、実験値との比較を行った (Tien and Sun, 1971)。小佐井らは、金網の幾何学的形状を解析し、有効細孔径を素線間隔の最大距離と仮定して、金網の最大毛細管圧力を求める方法を提出した (Kozai *et al.*, 1990)。しかし、これら

の予測式には金網素線と作動液の接触角に対する考慮に不明瞭な点がある。

また、Robertsら (Roberts and Feldman, 1972) は、重ねた金網の上下層の隙間に形成されるメニスカス形状を図式的に検討し、最大毛細管圧力が上下層の隙間に形成されるメニスカスに支配されることを予測した。しかし、接触角および直交するメニスカスの形状に関する考慮がなされていない。

一方、Purcellは含油岩石内の孔をドーナツリング形状として、接触角の影響を考慮してメニスカスの形状を解析し、接触角が大きい孔の最大毛細管圧力を求め、接触面が円柱状であれば、接触角が大きい場合でも大きい最大毛細管圧力を発生しうることを示した (Purcell, 1950)。KimらはPurcellの解析を進展させ、撥水性膜状繊維組織の最大毛細管圧力を解析し、接触角が大きい場合でも、正の最大毛細管圧力を発生することを示し、実験的に証明した (Kim and Harriott, 1987)。

本章では、平織り金網を複数枚重ねた金網ウイックの素線格子の形状を幾何学的に解析し、金網ウイック内に形成されるメニスカス形状に及ぼす重力、接触角、金網形状およびウイック厚さの影響について、解析的および実験的検討を行い、金網ウイックの最大毛細管圧力を精度よく予測する方法について述べる。

## 2.2 メニスカス形状に及ぼす重力の影響

### 2.2.1 2本の素線間に形成されるメニスカス形状

ヒートパイプの傾き角が異なればメニスカスに及ぼす重力の影響が異なる。また、円管型ヒートパイプの場合には周方向で影響が異なる。そこで、まず重力下で2本の素線間に形成されるメニスカスの形状を解析し、メニスカスに及ぼす重力の影響について検討を行う。簡単化のために二次元形状のメニスカスについて解析を行う。

解析に用いた座標を Fig.2.1 に示す。メニスカスの最下点を原点とし、その点での毛細管圧力水頭を  $h$  とおくと、メニスカス上の任意の点  $(x, y)$  の気相と液相の圧力差が毛細管圧力となるので、その点のメニスカスの曲率半径  $R$  は次式を満足する。

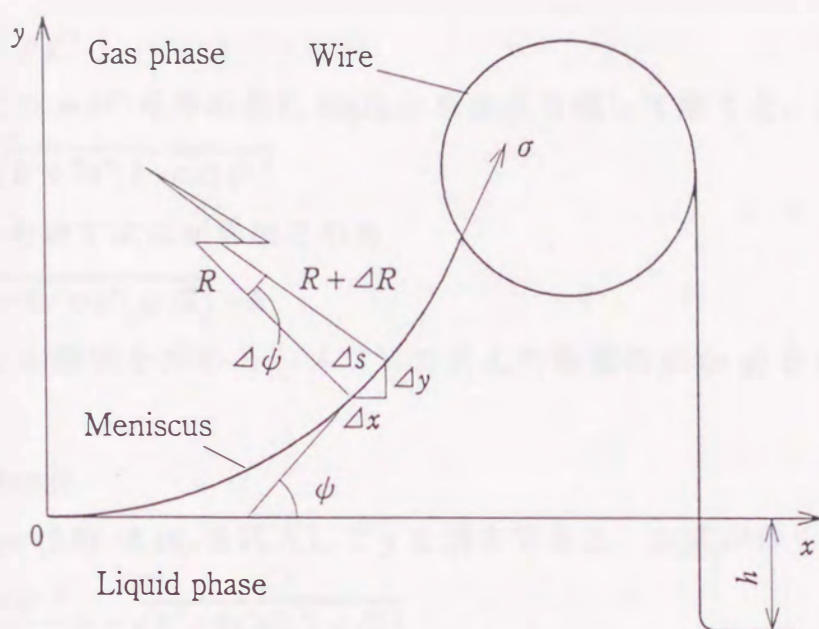


Fig.2.1 Analytical system and coordinate

$$\sigma/R = \rho g(y+h) \quad (2.1)$$

ここで、 $\sigma$  は表面張力、 $\rho$  は作動液の密度、 $g$  は重力加速度である。

メニスカス上の任意の点で傾き角を  $\psi$ 、メニスカスに沿う方向の距離を  $s$  とすると、曲率  $1/R$  は  $\psi$  と  $s$  の変化から次式で表される。

$$1/R = \Delta\psi / \Delta s \quad (2.2)$$

$y$ ,  $s$ ,  $\psi$  は次式の関係にある。

$$\Delta y / \Delta s = \sin\psi \quad (2.3)$$

したがって、 $\Delta\psi / \Delta s = \Delta y / \Delta s \times \Delta\psi / \Delta y$  であるので、Eqs. (2.2), (2.3) から、

$$1/R = \sin\psi (d\psi / dy) = -d(\cos\psi) / dy \quad (2.4)$$

メニスカス上の任意の点での毛細管圧力  $P_c$  は、

$$P_c = \rho g(y+h) = \sigma / R \quad (2.5)$$

で表されるので、Eq.(2.5) を Eq.(2.4) に代入して  $R$  を消去すると、次式が得られる。

$$-\sigma^2 \frac{d(\cos\psi)}{dy} = (y+h) \quad (2.6)$$

ここで,

$$a^2 = \sigma / (\rho g) \quad (2.7)$$

原点  $y=0$  で  $\psi = 0$  の条件の基に Eq.(2.6) を変数分離して解くと, 次式が得られ,

$$y+h = \sqrt{h^2 + 2a^2(1 - \cos \psi)} \quad (2.8)$$

$y$  と  $\psi$  の関係を表す次式が導出される.

$$y = \sqrt{h^2 + 4a^2 \sin^2(\psi/2)} - h \quad (2.9)$$

次に  $x$  と  $\psi$  の関係を求める. メニスカス上の任意の点  $(x, y)$  と  $\psi$  は次式の関係にある.

$$dy/dx = \tan \psi \quad (2.10)$$

Eq.(2.6) に Eqs. (2.9), (2.10) を代入して  $y$  を消去すると, 次式が得られる.

$$\frac{a^2 d(\cos \psi)}{\tan \psi dx} = -\sqrt{h^2 + 4a^2 \sin^2(\psi/2)} \quad (2.11)$$

ここで,  $\psi$  を Eq.(2.12) により  $\eta$  に変換すると, Eqs. (2.13) ~ (2.16) が得られ, これらの式を用いて Eq.(2.11) の  $\psi$  を  $\eta$  に置換すると, Eq.(2.17) が得られる.

$$\eta = (\pi - \psi)/2 \quad (2.12)$$

$$\cos \psi = -\cos(2\eta) \quad (2.13)$$

$$\sin \psi = \sin(2\eta) \quad (2.14)$$

$$\sin^2(\psi/2) = 1 - \sin^2 \eta \quad (2.15)$$

$$d(\cos \psi)/d\eta = 2\sin(2\eta) \quad (2.16)$$

$$a^2 \cos(2\eta) \frac{d\eta}{dx} = \sqrt{(h^2 + 4a^2) - 4a^2 \sin^2 \eta} \quad (2.17)$$

定数項を整理して, Eq.(2.17) を変数分離すると,

$$dx = -\frac{ak}{2} \cdot \frac{1 - 2\cos^2 \eta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \eta}} d\eta \quad (2.18)$$

ここで,

$$k^2 = 4a^2 / (h^2 + 4a^2) \quad (2.19)$$

Eq.(2.18) は次式に示す楕円積分に帰着される.

$$x+C = -\frac{ak}{2} \left[ \int_0^\eta \frac{1}{\sqrt{1-k^2\sin^2\xi}} d\xi - 2 \int_0^\eta \frac{\cos^2\xi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\xi}} d\xi \right] \quad (2.20)$$

ここで  $C$  は積分定数である。

第1種楕円積分, 第2種楕円積分を, それぞれ Eqs. (2.21), (2.22) で表すと,

$$F_{(\eta)} = \int_0^\eta \frac{d\xi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\xi}} \quad (2.21)$$

$$E_{(\eta)} = \int_0^\eta \sqrt{1-k^2\sin^2\xi} d\xi \quad (2.22)$$

Eq.(2.20) の右辺第2項は次式で表される (Moriguchi *et al.*, 1977, p.150).

$$2 \int_0^\eta \frac{\cos^2\xi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\xi}} d\xi = \frac{2}{k^2} \{E_{(\eta)} - (1-k^2)F_{(\eta)}\} \quad (2.23)$$

Eqs. (2.21) ~ (2.23) を用いて Eq.(2.20) を表し, メニスカスが水平となる  $\eta = \pi/2$  ( $\psi = 0$ ) の点を原点  $x=0$  として  $C$  を求めると,  $x$  と  $\eta$  の関係を表す次式が得られる。

$$x = \frac{ak}{2} \left[ \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) \{F_{(\pi/2)} - F_{(\eta)}\} - \frac{2}{k^2} \{E_{(\pi/2)} - E_{(\eta)}\} \right] \quad (2.24)$$

$F_{(\pi/2)}$ ,  $E_{(\pi/2)}$  は, 第1種完全楕円積分, 第2種完全楕円積分であり, それぞれ Eqs. (2.25), (2.26) に示す無限級数に展開される (Moriguchi *et al.*, 1977, p.227).

$$F_{(\pi/2)} = \frac{(1+K)\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \{A_{(n)}K^n\}^2 \quad (2.25)$$

$$E_{(\pi/2)} = \frac{\pi}{2(1+K)} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{A_{(n)}K^n}{(2n-1)} \right]^2 \quad (2.26)$$

ここで,

$$K = (1 - \sqrt{1-k^2}) / (1 + \sqrt{1-k^2}) \quad (2.27)$$

$$A_{(n)} = (2n)! / \{2^n (n)!\}^2 \quad (2.28)$$

また,  $F_{(\eta)}$ ,  $E_{(\eta)}$  は,  $F_{(\pi/2)}$ ,  $E_{(\pi/2)}$  を用いて, それぞれ Eqs. (2.29),

(2.30) に示す無限級数に展開される (Moriguchi *et al.*, 1977, p.144).

$$F_{(\eta)} = \left(1 - \frac{\phi}{\pi}\right) F_{(\pi/2)} - \frac{\sin \phi}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \{A_{(n)} k^n\}^2 \sum_{i=1}^n B_{(i)} \right] \quad (2.29)$$

$$E_{(\eta)} = \left(1 - \frac{\phi}{\pi}\right) E_{(\pi/2)} + \frac{\sin \phi}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{\{A_{(n)} k^n\}^2}{(2n-1)} \sum_{i=1}^n B_{(i)} \right] \quad (2.30)$$

ここで,

$$B_{(i)} = \{2^i (i)! \cos^{(i-1)}(\phi/2)\}^2 / \{(2^i)(2i)!\} \quad (2.31)$$

したがって,  $\psi$  を与えることによって, メニスカス上の  $y$  座標を Eq.(2.9) から,  $x$  座標を Eq.(2.24) から算出することができる.

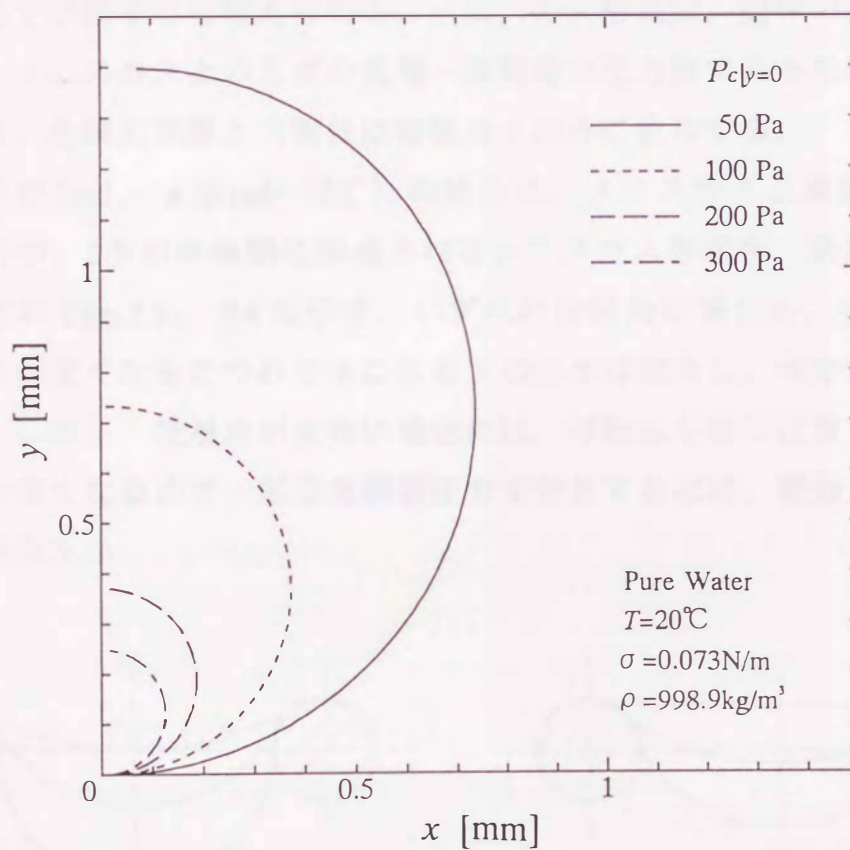


Fig. 2.2 Shape of meniscus

作動液を20℃の水とした場合の、メニスカス最下部での毛細管圧力  $P_c$  がそれぞれ50, 100, 200, 300Paとなるメニスカスの形状の解析解を Fig.2.2 に示す。毛細管圧力の増大とともに、メニスカス形状に及ぼす重力の影響は小さくなり円形に近づき、メニスカスの最下部の毛細管圧力がわずか200Pa(20mmH<sub>2</sub>O)の場合でも、形状はほぼ円形をしている。

金網ウイックには大きい最大毛細管圧力が求められ、一般にウイックの最大毛細管圧力は1kPa以上である。したがって、最大毛細管圧力を発生しているメニスカスに及ぼす重力の影響は無視できる。このことは、ヒートパイプの形状(円筒型あるいは平板型)あるいは姿勢(傾き角)にかかわらず、最大毛細管圧力がウイックの特性のみに依存することを示している。

2本の素線間に形成されるメニスカスと素線との接点は、素線が円柱状であるので、要求される毛細管圧力の増加とともに、接触角を後退接触角に保ちながら素線の表面を移動すると考えられる。メニスカス形状は、固体の存在の有無にかかわらず、メニスカス上の各点の気相-液相間の圧力差である毛細管圧力によって決定され、金網の素線との関係は接触角  $\theta$  のみに依存する。

接触角  $\theta$  が0rad,  $\pi/6$  rad (30°)の場合に、メニスカスと素線の接触点位置が同じ場合の、2本の素線間に形成されるメニスカス形状を、断面を円弧と仮定し、それぞれ Figs.2.3, 2.4 に示す。いずれの接触角の場合も、接触点が後退しメニスカスが深くなるにつれてメニスカスの曲率は増大し、大きい毛細管圧力を発生する。しかし、接触角が大きい場合には、接触点と同じ位置ではメニスカスの曲率が小さくなるので、同じ毛細管圧力を発生するには、接触点をより後退しなければならない。

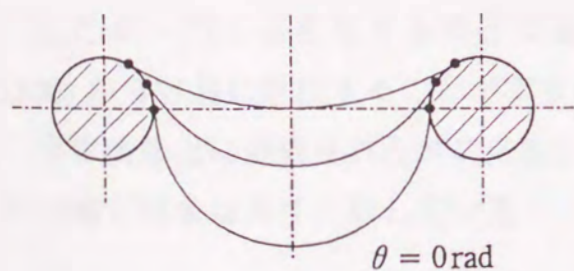


Fig. 2.3 Meniscus shape suspended between two wires

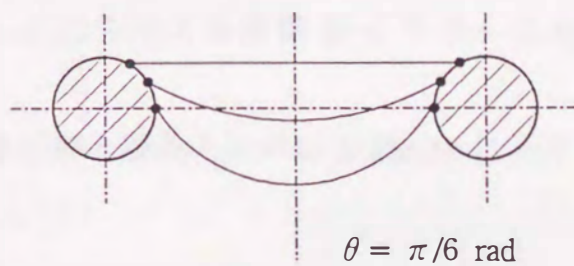


Fig. 2.4 Meniscus shape suspended between two wires

素線と接することが可能な曲率半径の最小値（後述）に達すると、毛細管圧力に耐えられずに破壊することになる。また、曲率半径の最小値は接触角によって変化するので、接触角は最大毛細管圧力を支配する因子の一つとなる。

### 2.2.2 自由表面上に形成されるメニスカス形状

2本の素線間隔が無限に広い場合は、素線間の中央である原点での毛細管圧力が0Paに近づくので、 $y$ 座標原点での毛細管圧力水頭を0mmH<sub>2</sub>O ( $h=0$ )とし、 $y=0$ でメニスカスの傾き角 $\psi=0$ の条件の基に Eq.(2.6) を解くと、 $y$ と $\psi$ の関係を表す次式が得られる。

$$y=2a\sin(\psi/2) \quad (2.32)$$

また、 $h=0$ を Eq.(2.18)に代入し、 $\psi$ を Eq.(2.12)を用いて $\eta$ に置換して整理することによって、 $x$ と $\eta$  ( $=(\pi-\psi)/2$ )の関係を表す Eq.(2.33)が得られる。

$$dx = \frac{a(2\cos^2\eta - 1)}{2\cos\eta} d\eta \quad (2.33)$$

上式の両辺を積分すると次式が得られる。

$$x+C = a\sin\eta - \frac{a}{2} \ln\left(\frac{1+\sin\eta}{1-\sin\eta}\right) \quad (2.34)$$

$x$ 座標原点をメニスカスが水平となる点( $\eta = \pi/2$  rad :  $\psi = 0$  rad)から垂直になる点( $\eta = \pi/2$  rad :  $\psi = \pi/2$  rad)となる点へ移動し、 $x=0$ で $\eta = \pi/4$ の条件の基に上式を解くと、 $x$ と $\eta$ の関係を表す次式が得られる。

$$x = \frac{a}{2} \left\{ \sin\eta - \ln\left(\frac{1+\sin\eta}{1-\sin\eta}\right) - 2 + \frac{\sqrt{2}}{2} \ln(3+2\sqrt{2}) \right\} \quad (2.35)$$

したがって、 $\psi$ を与えることにより、メニスカスの座標( $x, y$ )を Eqs. (2.32), (2.35)から容易に算出することができる。

自由表面上に形成されるメニスカスの解析解と現象との対応を Fig.2.5に示す。解析解と現象は良く一致している。

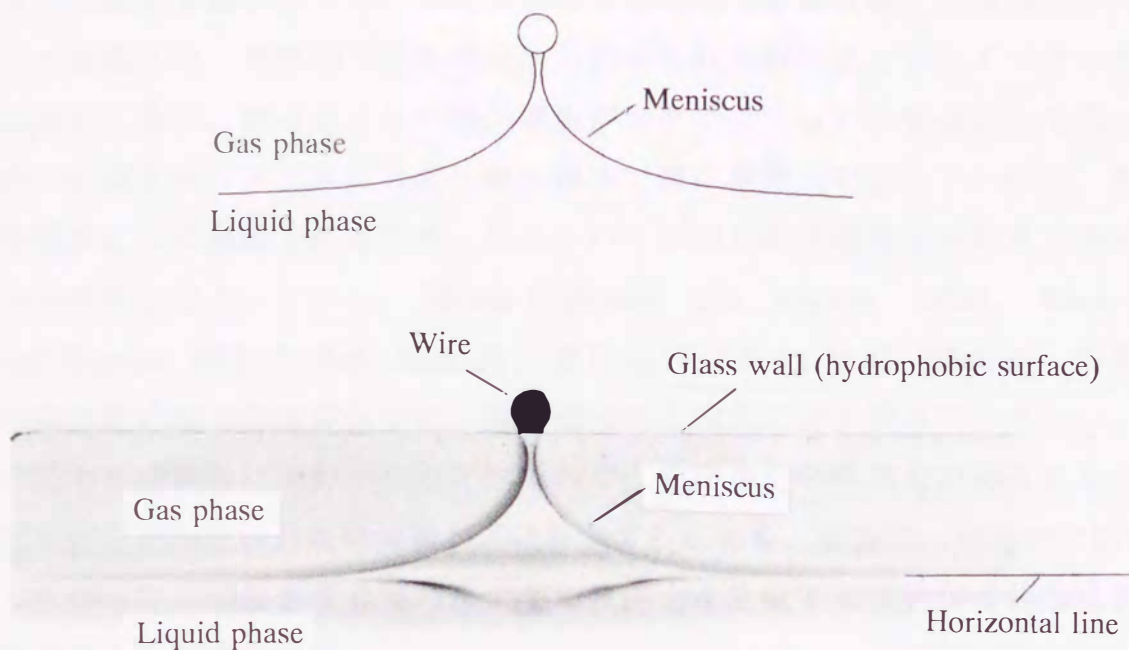


Fig. 2.5 Comparison of the analytical result with the experimental result

## 2.3 接触角の測定

### 2.3.1 最大毛細管圧力を支配する接触角

接触角は最大毛細管圧力を支配する主要因子の一つである。接触角は、メニスカスが固体壁と接触する点が気相側に前進する場合と液相側に後退する場合で異なり、接触点が移動する直前の静的な状態の接触角を、それぞれ前進接触角、後退接触角と定義している。

接触点移動時には、気液界面が移動方向に傾斜するため、接触角は後退時には減少し、前進時には増加することになる。接触角の変化は接触点移動速度に依存するが (Dussan, 1979; Hoffman, 1975), 金網ウイック中のメニスカスと素線の接触点移動速度は、極めて緩慢 ( $3 \times 10^{-5}$  m/s 以下) であると推察され、静的な状態と

考えて差し支えない。

ヒートパイプの熱輸送量が増大するとともに、ウイック内に形成されるメニスカスは曲率半径が減少し、メニスカスと固体壁（素線表面）の接触点がウイック内へ後退する。蒸発部では伝熱面から供給される熱によってウイック中の作動液が蒸発するが、熱は主として熱伝導度が大きいウイックの金属部分を通して作動液に伝導する。メニスカスの接触点部分で常に蒸発が発生していれば、作動液が接触点に常に供給されるため、ヒートパイプの熱輸送限界を支配する接触角は前進接触角となる。しかし、Potashら (Potash and Wayner, 1972), Renkら (Renk and Wayner, 1979-1; *ibid*, 1979-2), 豊川ら (Toyokawa *et al.*, 1994) は、伝熱面である固体壁近傍での液体分子は、固体壁分子と相互に分子間力で引き合い、見かけの圧力が液表面に加わった形となるので、壁面からの熱流束があるにもかかわらず蒸発を行わない非蒸発液膜が常に存在することを、理論的、実験的に証明した。したがって、熱輸送限界時の最大毛細管圧力を支配する接触角は静的な後退接触角であると推察される。

ウイックの接触角に関する研究は多数行われており、個々の研究に用いたウイックと作動液の接触角を求めている。Kunzらは酸化処理したニッケル製焼結粒子および焼結金網とフロン R113 の接触角を $0^\circ$ と仮定して、作動液が水の場合の最大毛細管圧力の実験値からこれらのウイックと水の接触角を求めた結果 $55^\circ$ となることを示した (Kunz *et al.*, 1967, p.91)。柴山らは、Kunzらと同様な手法により、酸化処理した青銅粒子の焼結粒子ウイックと水の接触角が $0^\circ$ となることを示した (Shibayakma *et al.*, 1978)。また、小佐井らも Kunzらと同様な手法により、ステンレス製金網ウイックの接触角が水の場合 $24.5^\circ$ 、エタノールの場合 $16.9^\circ$ になることを示した (Kozai *et al.*, 1990)。Polasekは、洗浄した清浄な表面と酸化処理した表面では接触角が異なり、銅、ニッケル、ステンレス鋼の清浄な表面と水では $61^\circ \sim 73^\circ$ 、エタノールでは $9^\circ \sim 17^\circ$ 、酸化処理した表面と水では $5^\circ \sim 12^\circ$ 、エタノールでは $8^\circ \sim 16^\circ$ になることを示している (Polasek, 1988)。

このように、個々の測定値が一致していないことから、接触角に関する一定の評価はまだ十分得られていない。

### 2.3.2 従来の測定方法とその短所

接触角の測定法には以下に示す3種類の既存の方法 (Nippon Kagakukai, 1978) がある。

①液滴法 最も一般的に用いられている接触角測定法であり、既存の接触角測定器に応用されている。後退接触角を測定するためには、液滴をのせた平板試験片を傾斜させ、液滴が移動する直前の接触角を計測する。この接触角は写真撮影後に接触角部分を拡大して計測することになるが、液滴表面の曲率が大きく、角度を正確に読みとることはかなり難しい。

②傾板法 液に浸っている試験片をゆっくりと垂直に引き揚げ、試験片上を後退していく接触点の液面の角度が $0^\circ$ となる試験片の傾き角から測定する。大量の液を使用できる場合には、簡便な方法である (Ono, 1984)。しかし、接触点の液面の角度が $0^\circ$ であると判断する際に、誤差を生じるため、測定精度は良くない。

③垂直板法 大量の液の中から試験片をゆっくりと引き揚げ、静止した後に、接触点高さを測定し、2次元形状のメニスカス形状を表す式から接触角を算出する方法である。実験は容易であり、測定精度もかなり優れているが、接触角が大きい場合には接触点高さが低くなり、測定精度が悪化する。

### 2.3.3 新しい測定方法

幅の広い板に形成されるメニスカス形状は2次元形状と見なすことができる。自由表面に形成されるメニスカス形状は、メニスカスの傾き角 $\psi$ を媒介変数とし

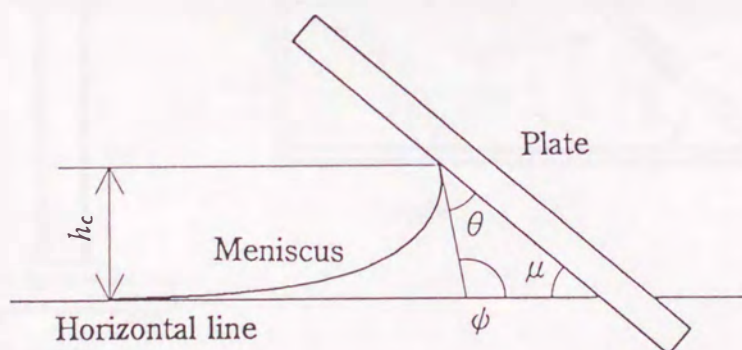


Fig. 2.6 Meniscus shape in contact with a plate

て、Eqs.(2.32), (2.35)から容易に算出することができる。

平板に接触するメニスカスの形状を Fig.2.6 に示す。メニスカスと固体壁の接触点におけるメニスカスの傾斜角度  $\psi$  は、水平線からの高さ  $h_c$  を計測することによって、Eq.(2.32) から導出される次式で算出される。

$$\psi = 2\sin^{-1}\{(\rho g h_c)/(2\sigma)\} \quad (2.36)$$

固体壁の傾斜角度  $\mu$  を計測することによって、次式から接触角  $\theta$  が容易に評価される。

$$\theta = \pi - \psi - \mu \quad (2.37)$$

したがって、接触点の高さを精度良く計測することによって、接触角を精度良く評価することができることになる。

接触点の高さは、メニスカスの傾き角  $\psi$  が  $\pi/2$  rad の場合に最も変化するので、板の傾き角  $\mu$  を  $(\pi/2 - \theta)$  rad に設定することによって、読み取り誤差を最小にすることができる。

接触角測定に用いた装置を Fig.2.7 に示す。実験手順は以下の通りである。

- ①金網と同素材の試験片（ステンレス板）に表面処理を施す。
- ②試験片を作動液内に浸し、徐々に持ち上げて、板の角度  $\mu$  を設定する。

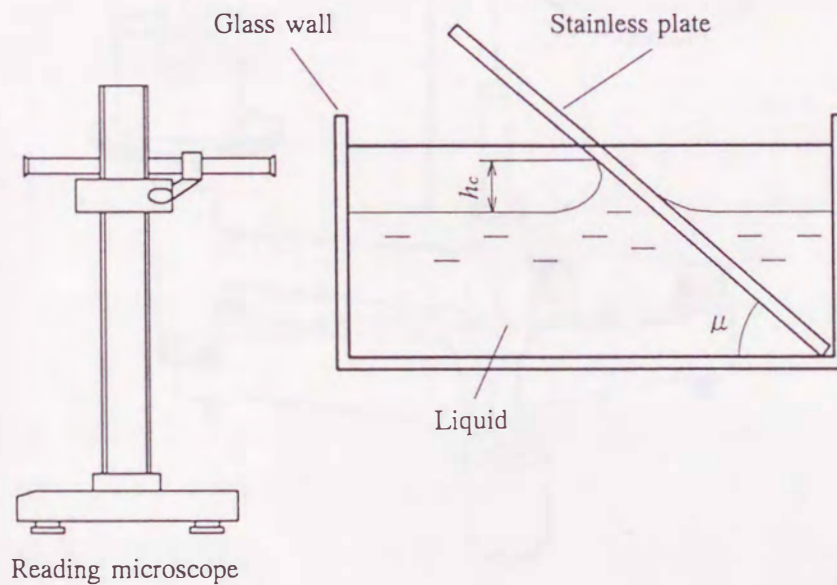


Fig. 2.7 Schematic diagram of the new method for measuring the contact angle

- ③十分静止した後、読み取り顕微鏡で水面からの接触点の高さ  $h_c$  を測定する。
- ④作動液の温度および表面張力を測定する。

### 2.3.4 測定結果

異なる接触角を得るため、試験片には次に示す2種類の表面処理を施した。

- ①アルカリ洗剤、純水、5wt% 塩酸、純水でそれぞれ2分間超音波洗浄し、純水中で10分間煮沸。
- ②処理①ののち、フッ素樹脂入りシリコン被覆剤を塗布し、純水中で5分間超音波洗浄し、表面をはっ水処理。

また、作動液には純水およびエタノールを用いた。

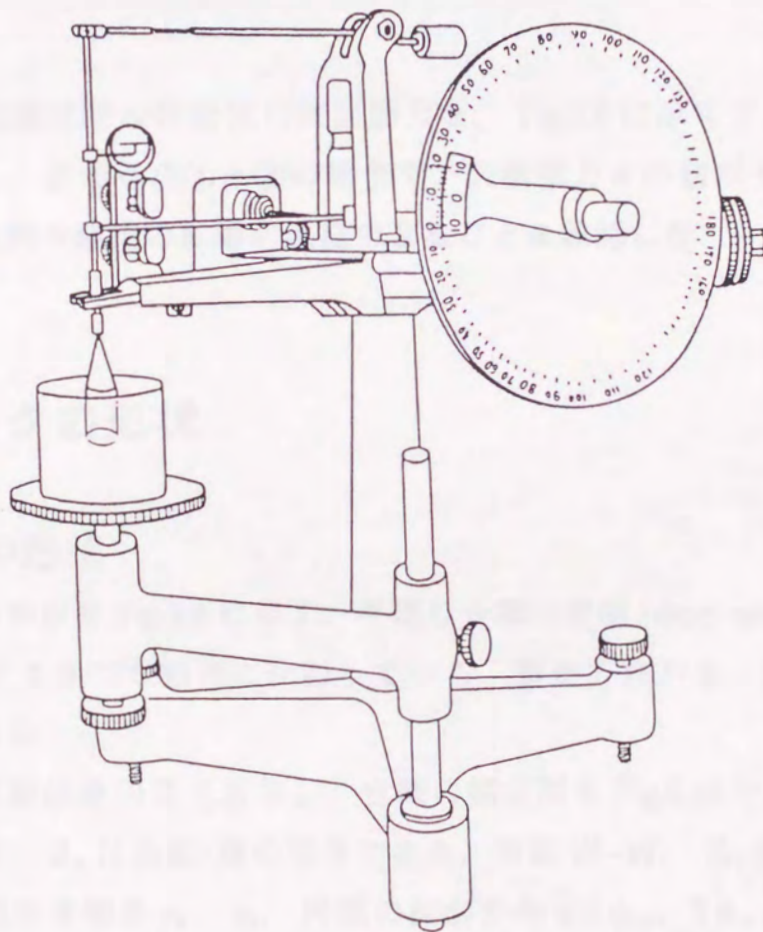


Fig. 2.8 Instrument for measuring surface tension

本実験で得られた接触角  $\theta$  は、作動液温度が24℃のとき、次表の値であった。

Table 2.1 Contact angle

Surface treatment	Liquid	Contact angle $\theta$ [rad]
①	ethanol	0
①	pure water	0.14 (8°)
②	pure water	1.48 (85°)

なお、接触角測定時の作動液の表面張力を、Fig.2.8 に示すデュヌイ表面張力計で随時計測し、表面処理①と②の場合で、表面張力  $\sigma$  の値が  $\pm 0.1\%$  以内で一致し、表面処理剤の溶出の影響が無視できることを確認した。

## 2.4 ウィックの形状

### 2.4.1 金網の形状

平織り金網の形状を Fig.2.9 に示す。平織り金網は縦線 (warp wire) と横線 (shoot wire) が等間隔に1本ずつ相互に交わっている。製造方法から、縦線と横線は曲がり形状が異なる。

素線の曲がり形状を円弧で近似し、金網の模式図を Fig.2.10 に示す。 $d$  は素線径、 $w$  は目開き、 $\delta_1$  は金網1層の厚さである。断面 W-W, S-S に示すように、縦線、横線の曲率半径を  $r_w$ ,  $r_s$ , 円弧の拡がり角を  $2\phi_w$ ,  $2\phi_s$  とすると、次式が成立する。

$$r_w - r_w \cos \phi_w = \delta_1 / 2 - d/2 \quad (2.38)$$

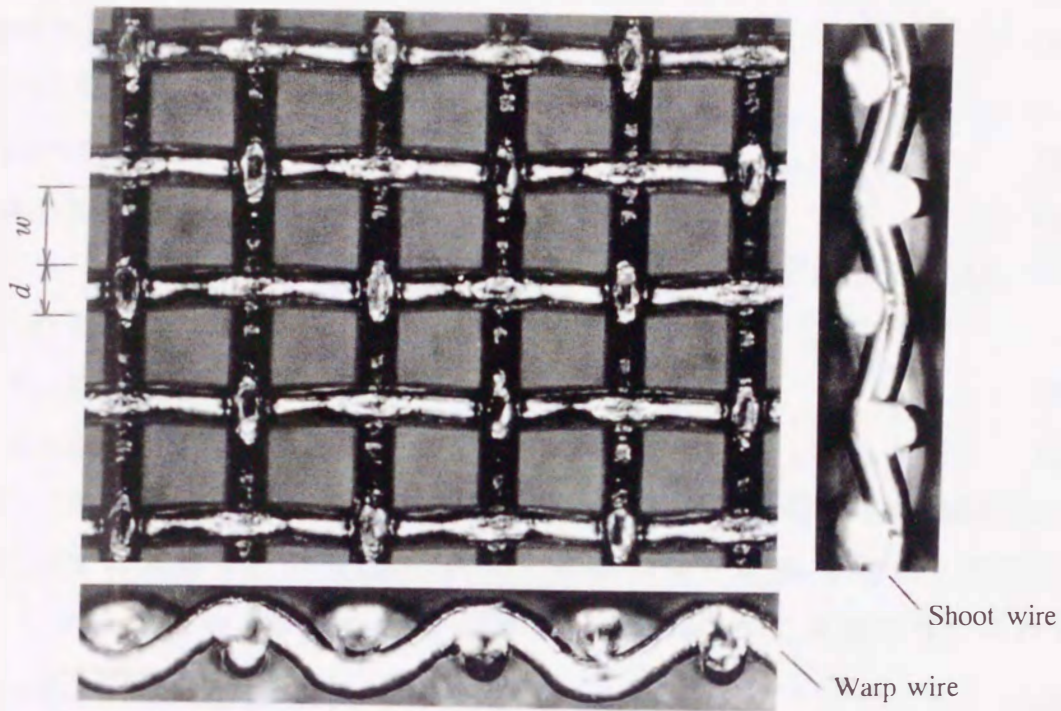


Fig. 2.9 Plain screen

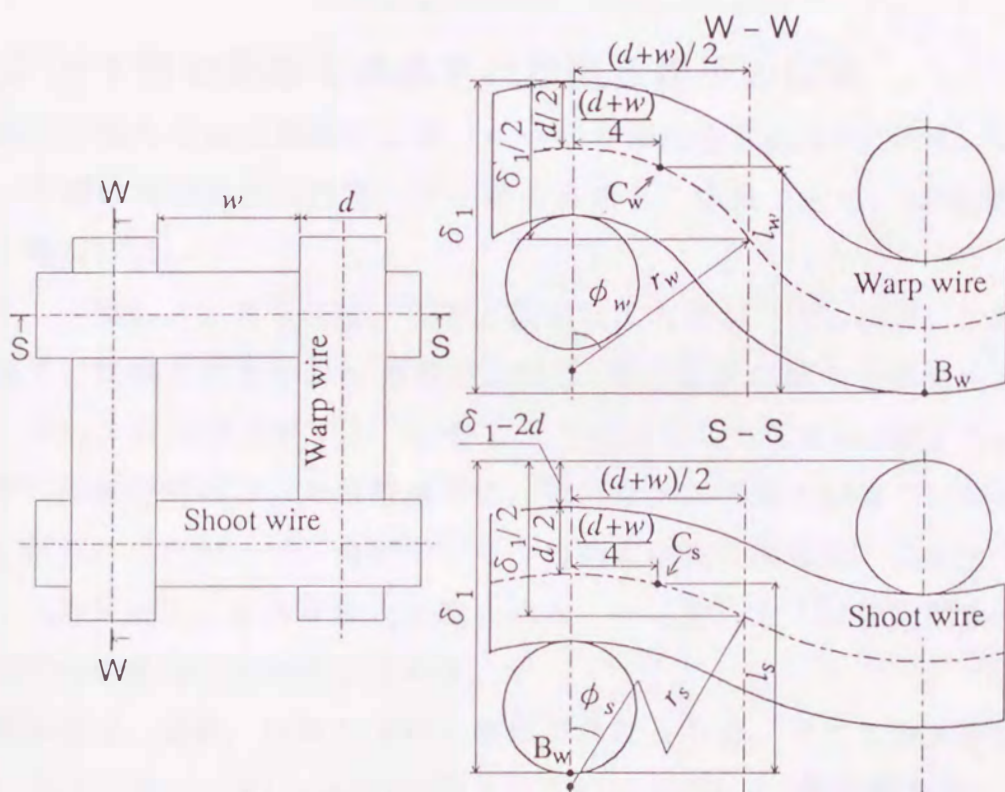


Fig. 2.10 Geometry of a plain screen

$$r_s - r_s \cos \phi_s = \delta / 2 - \{(\delta_1 - 2d) + d/2\} \quad (2.39)$$

$$r_w = (d+w) / (2 \sin \phi_w) \quad (2.40)$$

$$r_s = (d+w) / (2 \sin \phi_s) \quad (2.41)$$

これらの式より、 $\phi_w$ 、 $\phi_s$ は次式で与えられる。

$$\phi_w = 2 \tan^{-1} \{(\delta_1 - d) / (d+w)\} \quad (2.42)$$

$$\phi_s = 2 \tan^{-1} \{(3d - \delta_1) / (d+w)\} \quad (2.43)$$

したがって、縦線および横線の縮れ率  $S_w$ 、 $S_s$ はそれぞれ Eqs. (2.44)、(2.45) で与えられる。

$$S_w = 2r_w \phi_w / (d+w) \quad (2.44)$$

$$S_s = 2r_s \phi_s / (d+w) \quad (2.45)$$

また、縦線横線が交わる点から各断面上を水平方向に  $(d+w)/4$ 離れた位置の、図中に示す各素線中心の点  $C_w$ 、 $C_s$ の、金網の最下点  $B_w$ を結ぶ水平面からの距離  $l_w$ 、 $l_s$ は、Eqs. (2.40) ~ (2.43)を用いると、幾何学的に次式で与えられる。

$$l_i = \sqrt{r_i^2 - \{(d+w)/4\}^2} - r_i \cos \phi_i + \delta / 2 \quad (i=w, s) \quad (2.46)$$

ここで、添字  $i=w, s$ は縦線、横線を表す。

## 2.4.2 上下層の素線で構成される素線格子の形状

平織り金網を複数枚重ねた金網ウイックの形状を Fig.2.11 に示す。金網を重ねると、下層の格子角部（凸部）は上層の目開きの中央（凹部）に位置する様に、整然と重なる。

ウイック中のメニスカスは、気相と液相の圧力差が小さい場合、上層の金網の素線格子に形成されるが、圧力差が上昇し1層の金網の最大毛細管圧力以上になると、メニスカスは破壊する。しかし、このメニスカスを4分割するように、上層下層の素線で構成される素線格子に、新たなメニスカスが直ちに形成されると考えられる。したがって、金網ウイックの最大毛細管圧力は、この上下層の隙間のメニスカス形状に依存すると推察される。そこで、上下層の隙間のメニスカスを形成する素線格子の形状を求める。

金網素線は、縦線、横線で曲がり形状が異なるため、メニスカスを形成する素線格子には、図中に #1 ~ #4の番号で示す形状の異なる4種類がある。

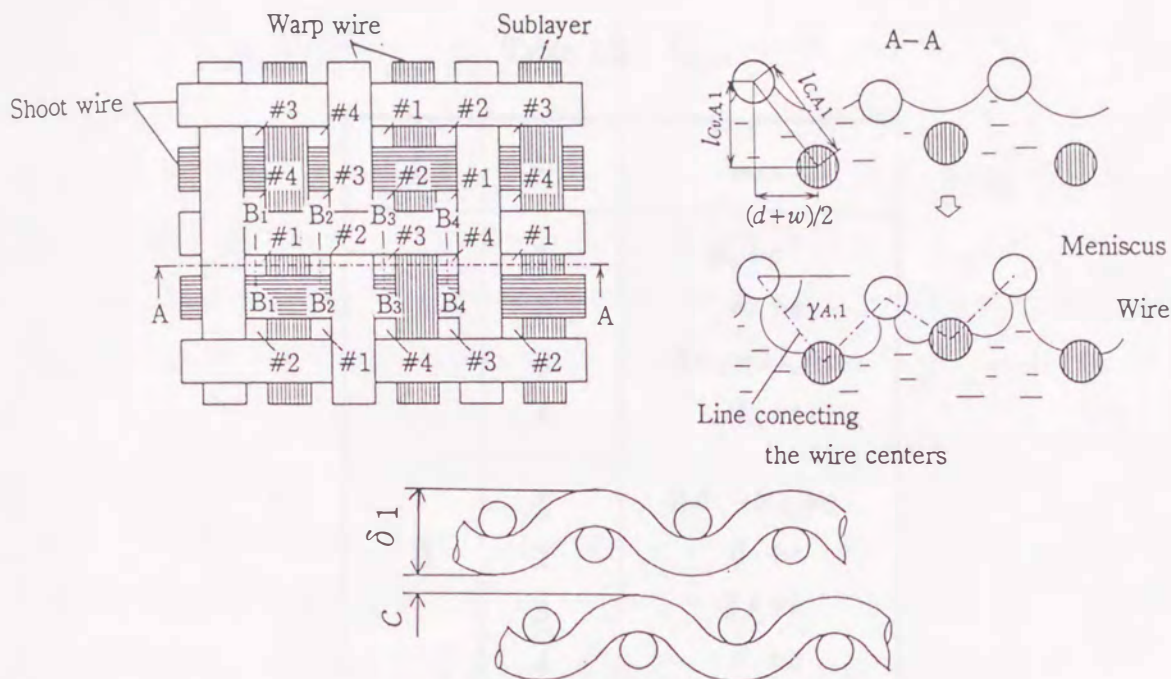


Fig. 2.11 Configuration of a screen wick

各格子の中央の断面 A-A,  $B_k-B_k$  に着目し, 各格子の各断面での素線中心間距離  $l_{c,j,k}$  を求める. ここで, 添字  $j=A, B$  は各格子の中央の断面 A-A,  $B_k-B_k$  を, 添字  $k=1\sim 4$  は格子番号 #1~ #4 を表す.

上下層間の隙間  $c$  を, 図中に示すように, 上層の金網の最下点と下層の金網の最上点の垂直方向距離で定義すると, 金網を  $n$  層重ねて作製した厚さ  $\delta_n$  のウイック中の上下層の隙間  $c$  は, 各層間で均一であるとすれば次式で算出される.

$$c = (\delta_n - n\delta_1) / (n-1) \quad (2.47)$$

断面 A-A に示すように, 各格子の素線中心間の水平方向距離は一定値  $(d+w)/2$  であるが, 垂直方向距離  $l_{c,j,k}$  ( $j=A, B, k=1\sim 4$ ) はそれぞれ異なる. 下層金網の最下点  $B_w$  を結ぶ平面を基準面とすると, 基準面からの各素線中心高さは  $\delta_1, c$  および Eq.(2.46) で与えられる  $l_w, l_s$  から容易に算出されるので, 各断面  $j=A, B$  における各格子  $k=1\sim 4$  の垂直方向素線間距離  $l_{c,j,k}$  は, 各素線中心高さの差として, Table 2.2 に示す式で算出される. したがって, 各格子の断面  $j=A, B$  の素線中心間距離  $l_{c,j,k}$  は,  $l_{c,j,k}$  および水平方向素線間距離  $(d+w)/2$  から, 幾何学的に次式で算出される.

$$l_{c,j,k} = \sqrt{l_{c_v,j,k}^2 + \{(d+w)/2\}^2} \quad (j=A, B, k=1\sim 4) \quad (2.48)$$

Table 2.2  $l_{Cv,j,k}$ 

$j$	$k$	$l_{Cv,j,k}$
A	1	$2l_w+c$
	2	$\delta_1+c$
	3	$2\delta_1-2l_w+c$
	4	$\delta_1+c$
B	1	$2\delta_1-2l_s+c$
	2	$\delta_1+c$
	3	$2l_s+c$
	4	$\delta_1+c$

次に、各格子における断面 A-A、 $B_k-B_k$  の素線中心を結ぶ2線の位置関係を求める。断面 A-A の線から断面  $B_k-B_k$  の線までの垂直方向距離、すなわち断面 A-A と  $B_k-B_k$  が交わる垂線とこれら2線の交点の距離  $l_{v,k}$  は、基準面からの各交点の高さが各断面の素線中心高さの平均値となるので、各交点の高さの差として容易に求められ、格子番号  $k=1, 3$  では0、 $k=2$  では  $\{(l_w+l_s)-\delta_1\}$ 、 $k=4$  では  $\{\delta_1-(l_w+l_s)\}$  となる。素線中心を結ぶ線の水平線からの伏角  $\gamma_{j,k}$  ( $j=A, B$ ,  $k=1\sim 4$ ) は、素線中心間の垂直方向距離  $l_{Cv,j,k}$  と水平方向距離  $(d+w)/2$  から次式で与えられる。

$$\gamma_{j,k} = \tan^{-1} \left\{ \frac{l_{Cv,j,k}}{(d+w)/2} \right\} \quad (j=A, B, \quad k=1\sim 4) \quad (2.49)$$

したがって、各格子における各断面  $j=A, B$  の素線中心を結ぶ2線の、断面 A-A の線から断面  $B_k-B_k$  の線までの距離  $l_{i,k}$  は、2線の傾きを考慮すると次式で算出される。

$$l_{i,k} = l_{v,k} \cdot \cos \gamma_{A,k} \cdot \cos \gamma_{B,k} \quad (k=1\sim 4) \quad (2.50)$$

### 2.4.3 上下層の隙間の最小値

金網ウイックを押さえつけると、金網上下層の隙間が小さくなり、ウイック厚さが減少する。しかし、上下層の隙間には、上下層の素線が接触して、それ以上狭くならない最小値が存在する。上下層の隙間の最小値  $c_{min}$  を求める。

金網を重ねた場合の上層と下層の金網が接触する点での各素線の位置関係を Fig.2.12 に示す。上下層の金網素線は、図中に示す点 M, N, M', N' 等で接触する。したがって、上下層の隙間が最小値となるのは、全ての点で上下層の金網素線が接触する場合となる。

ここで、各点の幾何形状について検討すると、点 M, M' および点 N, N' は下層の金網素線交点  $C_{MN}$  を中心として点対称である。また、点 M と点 N は金網の表裏を変換した関係にある。したがって、点 M, M', N, N' の全ての点の上下層の金網素線の距離は同じ値であり、各点の素線が接触する際の上下層の隙間  $c$  が隙間の最小値  $c_{min}$  となる。

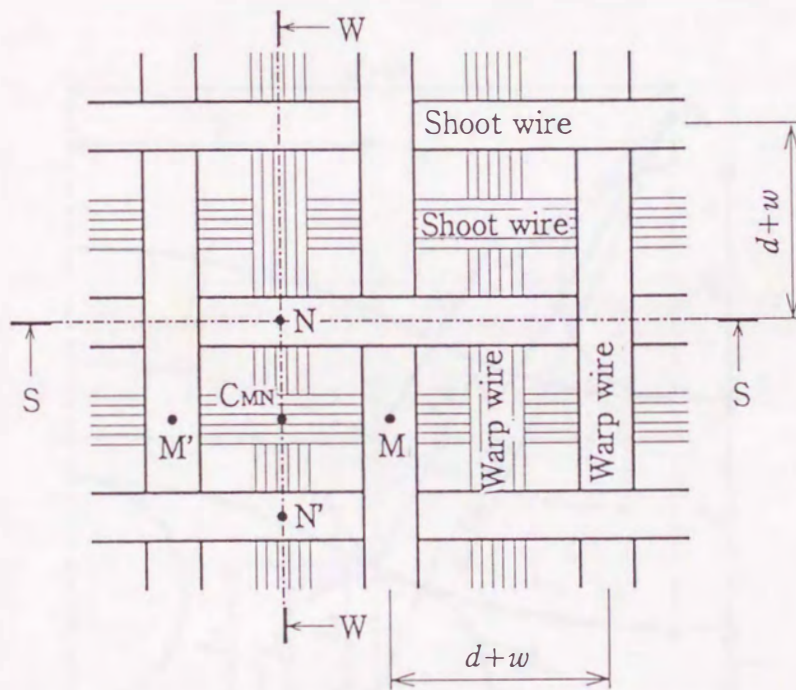


Fig. 2.12 Contact point of the screen layers



上下層の金網素線が接触し、隙間が最小値  $c_{min}$  となる場合の、点 M の縦線 (Warp wire) 方向および横線 (Shoot wire) 方向の断面図を Figs.2.13, 2.14 に示す。接触する点 M での素線断面形状は縦長の楕円に近い形状となるが、ここでは簡単化のために円で近似する。

点 M を含む垂線上の、上層素線 (横線)、下層素線 (縦線) の表面の位置を点  $M_s$ ,  $M_w$  とすると、点  $M_s$  と点  $M_w$  が接触する場合が最も上下層の隙間が小さくなることになるが、交差する素線がお互いに曲がっているため点  $M_s$  と点  $M_w$  が接触することはない。そこで、素線の曲がりを考慮して上下層の隙間の最小値  $c_{min}$  を求める。

下層金網素線の縦線の曲率中心点  $O_w$  から点  $M_w$  までの距離  $r_{Mw}$  は、次式で与えられる。

$$r_{Mw} = r_w + d/2 \quad (2.51)$$

また、上下層の素線中心間の水平距離を  $t$  ( $= (d+w)/2$ ) とおくと、図中に示す  $l_{w1}$ ,  $l_{w2}$ ,  $l_{w3}$ ,  $l_{w4}$  は、幾何学的関係からそれぞれ次式で与えられる。

$$l_{w1} = r_{Mw} - \sqrt{r_{Mw}^2 - t^2} \quad (2.52)$$

$$l_{w2} = \sqrt{(r_{Mw} + d/2)^2 - t^2} - \sqrt{r_{Mw}^2 - t^2} \quad (2.53)$$

$$l_{w3} = l_{w2} - d/2 \quad (2.54)$$

$$l_{w4} = l_{w1} - l_{w3} \quad (2.55)$$

また、横線方向の断面図 Fig.2.14 に示す素線の曲率中心点  $O_s$  から点  $M_s$  までの距離  $r_{Ms}$  は、同様に次式で与えられる。

$$r_{Ms} = r_s + d/2 \quad (2.56)$$

図中に示す  $l_{s1}$ ,  $l_{s2}$ ,  $l_{s3}$ ,  $l_{s4}$  は、同様にそれぞれ次式で与えられる。

$$l_{s1} = (r_{Ms} + \delta_1 - 2d) - \sqrt{r_{Ms}^2 - t^2} \quad (2.57)$$

$$l_{s2} = \sqrt{(r_{Ms} + d/2)^2 - t^2} - \sqrt{r_{Ms}^2 - t^2} \quad (2.58)$$

$$l_{s3} = l_{s2} - d/2 \quad (2.59)$$

$$l_{s4} = l_{s1} - l_{s3} \quad (2.60)$$

点  $M_s$  に着目すると、点  $M_s$  は下層の金網の最上点から  $l_{w4}$  低い位置に、また上層の金網の最下点から  $l_{s1}$  高い位置にあるので、素線が接触する際の上下層の隙間の最小値  $c_{min}$  は、次式で与えられるので、

$$c_{min} = -(l_{s1} + l_{w4}) \quad (2.61)$$

Eqs. (2.51) ~ (2.57) から  $c_{min}$  を表す次式が導出される.

$$c_{min,Ms} = d/2 - r_w - r_s - \delta_1 + \sqrt{(r_w + d/2)^2 - t^2} + \sqrt{(r_s + d)^2 - t^2} \quad (2.62)$$

一方, 点  $M_w$  に着目すると, 点  $M_w$  は下層の金網の最上点から  $l_{w1}$  低い位置に, また上層の金網の最下点から  $l_{s1}$  高い位置にあるので,  $c_{min}$  を表す次式が導出される.

$$c_{min,Mw} = d/2 - r_w - r_s - \delta_1 + \sqrt{(r_w + d)^2 - t^2} + \sqrt{(r_s + d/2)^2 - t^2} \quad (2.63)$$

Eqs. (2.62), (2.63) は, 同じ値となるべきであるが, 素線の断面形状を円で近似していることから, 異なる値となる. しかし, 円で近似したことによる  $c_{min}$  の誤差は高々  $l_{w1}$  あるいは  $l_{s1}$  であり, 微小であると推察できる. そこで,  $c_{min}$  の解析値の精度を確認するために,  $c_{min}$  を実験的に求めた.

実験には Fig.2.15 に示すウイックホルダーを用い, 金網4層をステンレス平板で挟んで締め付け, ウイック厚さの最小値  $\delta_{n,min}$  を読み取り顕微鏡で計測し, 金網一層の厚さ  $\delta_1$  から次式で  $c_{min,exp}$  を求めた.

$$c_{min,exp} = (\delta_{n,min} - 4\delta_1)/3 \quad (2.64)$$

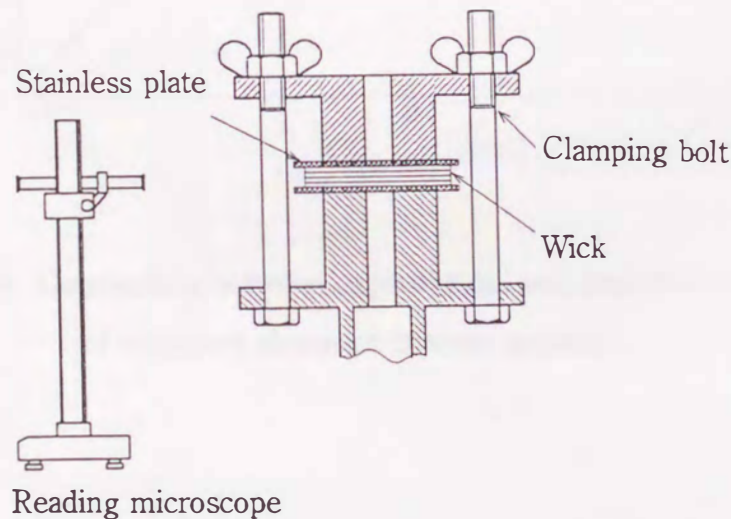


Fig. 2.15 Schematic diagram of experimental apparatus for measuring the minimum clearance between screen layers

$c_{min}$  の実験値  $c_{min,exp}$  と, Eqs. (2.62), (2.63) から得られる値の算術平均で評価した解析値  $c_{min,cal} = (c_{min,Ms} + c_{min,Mso})/2$  の関係を Fig.2.16 に示す. 実験値は解析値と良好な一致を示しており, 上下層の隙間の最小値  $c_{min}$  は, Eqs. (2.62), (2.63) で得られる値の平均値で評価できることが分かる.

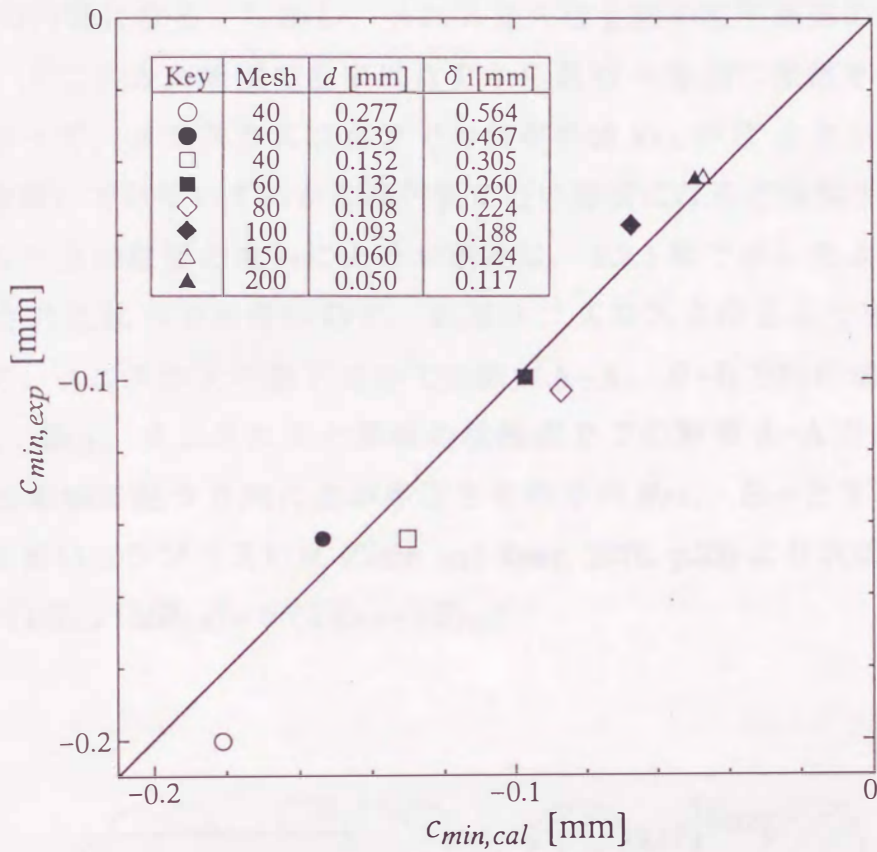


Fig. 2.16 Comparison between experimental and analytical results of minimum clearance between screens

## 2.5 素線格子に形成されるメニスカスの形状

素線径  $d$ ，目開き  $w$  の平織り金網の素線格子形状および素線格子に形成されるメニスカス断面の模式図を Fig.2.17 に示す。

素線格子に形成されるメニスカスが半径  $R'$  の球状であれば，断面 A-A において，素線上の点 P に接触角  $\theta$  で接触するメニスカス断面形状は，一点鎖線で示す半径  $R'$  の円弧になる。しかし，メニスカスは金網の格子角部の影響で球状とはならず，メニスカス断面の曲率は点 P から点 O へ単調に変化すると考えられる。したがって，メニスカスは点 P での曲率半径  $R_{P,A}$  が  $R'$  より小（実線）あるいは大（破線）であるいずれかの楕円弧に近い形状になると推察される。

メニスカス上の位置の違いによる水頭差は，2.2.1 節で示したように発生する毛細管圧力  $P_c$  に比べて小さいので， $P_c$  はメニスカス上のどこでもほぼ等しい。したがって，メニスカスの最下点 O での断面 A-A，B-B 方向の曲率半径をそれぞれ  $R_{O,A}$ ， $R_{O,B}$ ，メニスカスと素線の接触点 P での断面 A-A 方向，断面 A-A と直交する素線に沿う方向の曲率半径をそれぞれ  $R_{P,A}$ ， $R_{P,C}$  とすると， $P_c$  は表面張力  $\sigma$  を用いてラプラスの式 (Dunn and Reay, 1976, p.22) より次式で表される。

$$P_c = \sigma (1/R_{O,A} + 1/R_{O,B}) = \sigma (1/R_{P,A} + 1/R_{P,C}) \quad (2.65)$$

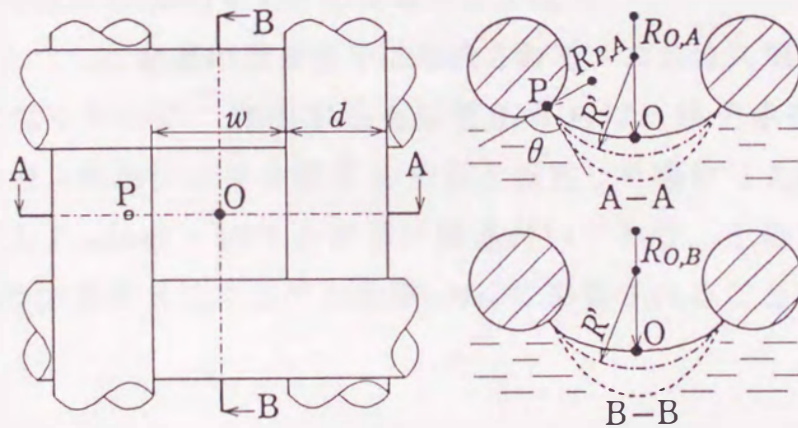


Fig. 2.17 Configuration of a plain screen and cross section of the meniscus

点 P での素線に沿う方向の曲率  $1/R_{P,C}$  は、素線存在の影響を強く受けて、直交する曲率  $1/R_{P,A}$  より小さくなると考えられる。また、縦線、横線の形状は織り方の違いにより多少異なるが、断面 A-A, B-B での素線間隔は等しいので、点 O での曲率  $1/R_{O,A}$ ,  $1/R_{O,B}$  はほぼ等しい。したがって、Eq.(2.65) の関係から、各曲率の大小関係は次式で表される。

$$1/R_{P,C} < 1/R_{O,A} < 1/R_{P,A} \quad (2.66)$$

メニスカス断面の形状が断面図中に破線で示す形状の場合、断面 A-A での曲率は  $1/R_{O,A} > 1/R_{P,A}$  となり Eq.(2.66) を満足しないことから、メニスカス断面は実線で示す楕円弧に近い形状になると考えられる。

実線の曲率と仮想円(一点鎖線)の曲率  $1/R'$  の関係は、接触角が等しいので、点 P では  $1/R_{P,A} > 1/R'$ 、点 O では  $1/R_{O,A} < 1/R'$  となる。したがって、メニスカス断面の各曲率と仮想円の曲率の関係は、 $1/R_{O,A} < 1/R' < 1/R_{P,A}$  になると考えられる。また、 $1/R_{P,C}$  は正の値と推察され、点 P, O でそれぞれ Eq.(2.67), Eq.(2.68) が成立する。

$$1/R' < 1/R_{P,A} + 1/R_{P,C} \quad (2.67)$$

$$1/R_{O,A} + 1/R_{O,B} < 2/R' \quad (2.68)$$

したがって、 $P_c$  は Eqs. (2.65), (2.67), (2.68) から次式となる。

$$\sigma/R' < P_c < 2\sigma/R' \quad (2.69)$$

また、 $1/R_{P,C}$  が素線存在の影響を強く受けて小さくなり  $1/R_{P,A}$  が大きくなるほど、楕円弧形状の特性から  $1/R_{O,A}$  と  $1/R'$  の比は小さくなる。

これらのことから、金網の素線格子に形成されるメニスカス形状は格子角部の影響で複雑になるものの、発生する毛細管圧力  $P_c$  は、格子中央の断面 A-A, B-B のメニスカス断面形状を半径  $R'$  の円弧と仮定した場合に Eq.(2.65) で算出される毛細管圧力  $P_{c,cal} = (2\sigma/R')$  と密接に関連付いており、その比  $P_c/P_{c,cal}$  は点 P での素線に添う方向のメニスカスの曲率  $1/R_{P,C}$  に影響されることを示している。

## 2.6 一層の金網に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力

### 2.6.1 メニスカスの破壊形態

メニスカスの気液界面間の圧力差が増大すると、メニスカスは、より小さい曲率半径を得るために後退し、圧力差に対応する毛細管圧力を発生する。

メニスカスが破壊する形態には、メニスカス断面形状を円弧と仮定し、隣接素線格子のメニスカスの影響を考慮すると、Fig.2.18 に示す3種類が考えられる。

(a) メニスカスの曲率半径には最小値が存在するので、圧力差の増大にともなってメニスカスが後退し、曲率半径が最小値に達すると、メニスカスは圧力差に耐えられずに落下して破壊する。

(b) 隣接素線格子のメニスカスとの間の液膜厚さが0になり破断して破壊する。

(c) 隣接素線格子のメニスカスと素線上で接合して破壊する。

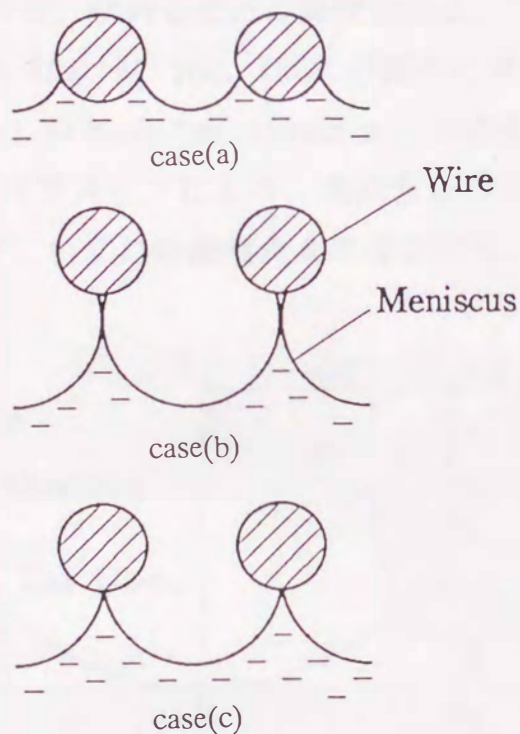


Fig. 2.18 Condition just before the rupture of the meniscus

## 2.6.2 解析

金網中央のメニスカス断面形状が半径  $R'$  の円弧となる場合に対する解析系ならびに座標  $(x, y)$  系を Fig.2.19 に示す. 図中の  $\alpha$  はメニスカスが金網素線と接触する点 P の素線中心を結ぶ線からの伏角,  $\theta$  は作動液と素線との接触角である.

点 P の  $x$  座標  $x_P$  は, 素線の半径  $(d/2)$ , 点 P の伏角  $\alpha$  および素線中心の  $x$  座標  $(d+w)/2$  から, 次式で与えられる.

$$x_P = (d+w)/2 - (d/2)\cos\alpha \quad (2.70)$$

また, メニスカスの曲率半径  $R'$  は, 点 P から見たメニスカス円弧の中心  $O'$  の仰角  $(\theta - \alpha)$  と  $x_P$  から, 次式で与えられる.

$$R' = x_P / \cos(\theta - \alpha) \quad (2.71)$$

これら Eqs. (2.70), (2.71) から算出される  $R'$  を用いて, 毛細管圧力の解析値  $P_{c,cal}$  は次式で表される.

$$P_{c,cal} = \frac{2\sigma}{R'} = \frac{4\sigma \cos(\theta - \alpha)}{(d+w) - d\cos\alpha} \quad (2.72)$$

したがって,  $P_{c,cal}$  は金網の幾何形状 (素線径  $d$ , 目開き  $w$ ) や物性 (接触角  $\theta$ , 表面張力  $\sigma$ ) が一定であれば, 伏角  $\alpha$  だけの関数となる.

作動液の表面張力  $\sigma$  を  $6.79 \times 10^{-2}$  N/m (50°C の純水に対応) とし, 素線径  $d = 9.3 \times 10^{-5}$  m, 目開き  $w = 1.61 \times 10^{-4}$  m (100メッシュの金網に対応) とした場合について, 接触角  $\theta$  をパラメータにとり, 毛細管圧力の解析値  $P_{c,cal}$  と伏角  $\alpha$  との関係を Fig.2.20 に示す. いずれの接触角  $\theta$  の場合でも, メニスカスが後退し

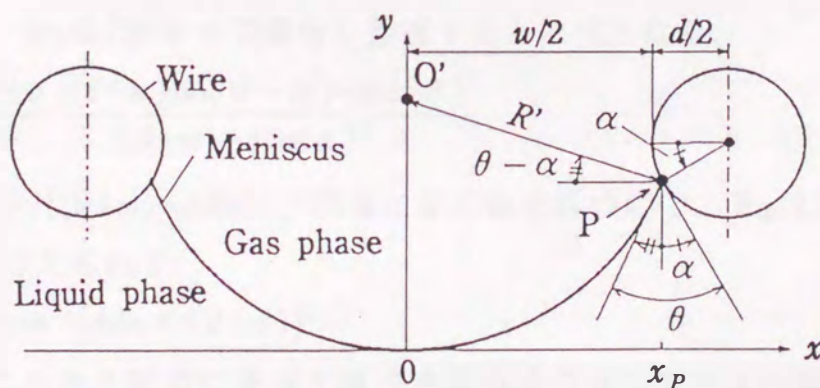


Fig. 2.19 Analytical system and coordinate

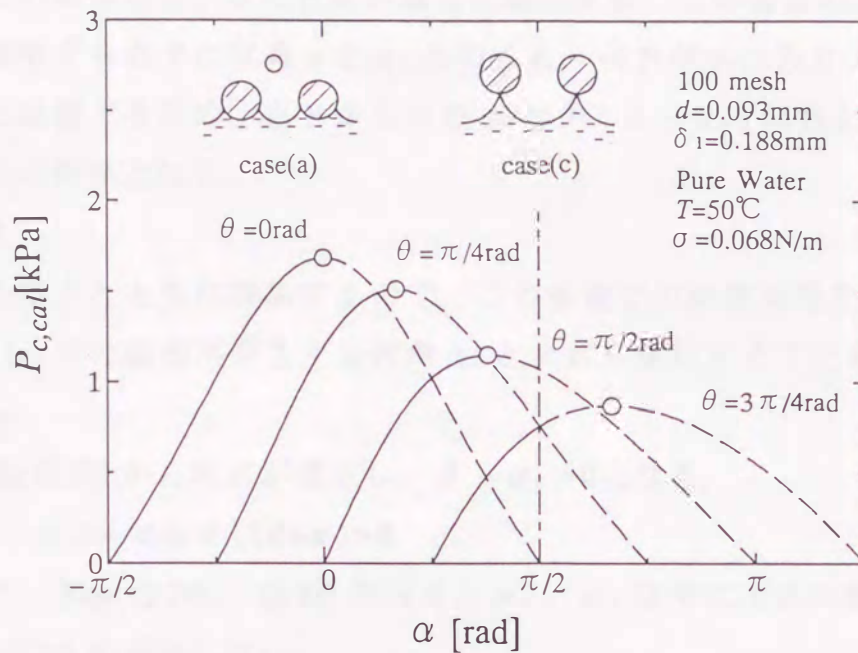


Fig. 2.20 Variation of  $P_{c,cal}$  with the depression angle  $\alpha$

伏角  $\alpha$  が増加するとともに、毛細管圧力の解析値  $P_{c,cal}$  は増大するが、図中に○印で示す最大値が存在する。したがって、隣接素線格子のメニスカスの影響が無い場合でも、メニスカスは○印の点で圧力差に耐えられずに、Fig.2.18 に示した形態 (a) で破壊する。

この点の伏角  $\alpha$  を  $\alpha_*$  とおくと、 $\alpha = \alpha_*$  では

$$dP_{c,cal}/d\alpha = 0 \quad (2.73)$$

が成立する。Eq.(2.72) を  $\alpha$  で微分し整理すると次式となる。

$$\frac{dP_{c,cal}}{d\alpha} = \frac{4\sigma \{(d+w)\sin(\theta - \alpha) - d\sin\theta\}}{\{(d+w) - d\cos\alpha\}^2} \quad (2.74)$$

右辺の係数  $4\sigma / \{(d+w) - d\cos\alpha\}^2$  は常に正の値を持つので、Eq.(2.73) の条件から、 $\alpha_*$  は次式で与えられる。

$$\alpha_* = \theta - \sin^{-1}\{d\sin\theta / (d+w)\} \quad (2.75)$$

次に、メニスカス破壊に及ぼす隣接素線格子のメニスカスの影響を考慮する。まず、隣接素線格子のメニスカスとの間にできる液膜厚さが0になり破断する形態 (b) でメニスカスが破壊する場合について検討する。この破壊形態は、破断点

と接触点との関係から、 $\theta < \pi/2$  の場合に発生する。この場合のメニスカスが金網素線と接触する点 P の伏角  $\alpha$  を  $\alpha_b$  とおくと、点 P がメニスカス円弧の中心 O' より上方に位置するため、点 P からの O' の仰角 ( $\theta - \alpha_b$ ) は負となるので、 $\alpha_b$  と  $\theta$  は次式の関係となる。

$$\alpha_b > \theta \quad (2.76)$$

$\alpha$  は  $P_{c,cal}$  の増大とともに増加するので、この形態での破壊が発生するためには、 $\alpha_b$  が形態 (a) での破壊が発生する伏角  $\alpha_a$  と次式を満足することが必要である。

$$\alpha_a > \alpha_b \quad (2.77)$$

しかし、Eq.(2.75) から次式が成立し、 $\theta - \alpha_a > 0$  となる。

$$\sin(\theta - \alpha_a) = (d \sin \theta) / (d + w) > 0 \quad (2.78)$$

したがって、Eqs. (2.76), (2.78) から  $\theta$ ,  $\alpha_b$ ,  $\alpha_a$  は常に次式の関係にあり、必要条件 Eq.(2.77) を満足しない。

$$\alpha_b > \theta > \alpha_a \quad (2.79)$$

このことは、メニスカス断面形状を円弧と仮定すると、平織り金網にできるメニスカスには、隣接素線格子のメニスカスとの間の液膜が破断する形態 (b) での破壊は発生しないことを示している。

次に、隣接素線格子のメニスカスと素線上で接合する形態 (c) でメニスカスが破壊する場合について検討する。この破壊形態は  $\theta > \pi/2$  で発生する。この場合の伏角  $\alpha$  を  $\alpha_c$  とおくと、点 P を隣接素線格子のメニスカスと共有し、点 P の  $x$  座標  $x_P$  が素線中心の  $x$  座標  $(d+w)/2$  と一致するため、 $\alpha_c$  は図中に一点鎖線で示す一定値  $\pi/2$  rad となる。

毛細管圧力の増大とともにメニスカスは後退し、点 P の伏角  $\alpha$  が増大するため、メニスカスは  $\alpha_a$ ,  $\alpha_c$  のうち小さい  $\alpha$  で破壊する。 $\alpha_a = \alpha_c (= \pi/2)$  となる接触角  $\theta$  の値  $\theta_a$  は  $\theta > \pi/2$  の領域に存在し、 $\alpha_a = \pi/2$  を Eq.(2.75) に代入することによって次式で与えられる。

$$\theta_a = \tan^{-1}\{-(d+w)/d\} \quad (2.80)$$

したがって、1層の金網の素線格子に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力の解析値  $P_{c,*1,cal}$  は、その時の伏角  $\alpha$  を  $\alpha^*$  とおくと、 $\theta < \theta_a$  を満足する  $\theta$  では  $\alpha^*$  を Eq.(2.75) で算出される  $\alpha_a$ , それ以外の場合では  $\alpha^*$  を  $\alpha_c$  として Eq.(2.72) に代入することにより、次式で与えられる。

$$P_{c^*,1,cal} = 4\sigma \cos(\theta - \alpha^*) / \{(d+w) - d\cos\alpha^*\} \quad (2.81)$$

$$\theta < \theta_a \quad : \quad \alpha^* = \theta - \sin^{-1}\{(d\sin\theta)/(d+w)\}$$

$$\theta_a < \theta \quad : \quad \alpha^* = \pi/2$$

図中に破線で示す伏角の領域 ( $\alpha > \alpha^*$ ) では、メニスカスは形成されない。

金網の素線格子に形成される実際のメニスカス形状は、素線格子角部の影響で、断面形状が円弧とはならない。そのため、最大毛細管圧力  $P_c^*$  に達してメニスカスが破壊するときの点 P の伏角  $\alpha$  は不明である。しかし、 $P_{c,cal}$  は  $\alpha$  が  $\alpha^*$  と  $(\pi/12)$  rad 異なっても  $P_{c^*,1,cal}$  より最大6%しか減少しないので、 $P_c^*$  時の  $\alpha$  に対応する  $P_{c,cal}$  は  $P_{c^*,1,cal}$  とほぼ等しい。また、 $P_c^*$  時にも Eq.(2.69) の関係が成立する。したがって、 $P_c^*$  は  $P_{c^*,1,cal}$  と次式の関係となると推察できる。

$$0.5P_{c^*,1,cal} < P_c^* < P_{c^*,1,cal} \quad (2.82)$$

1層の金網の最大毛細管圧力の解析解  $P_{c^*,1,cal}$  と接触角  $\theta$  の関係を Fig.2.21 に示す。 $P_{c^*,1,cal}$  は、 $\theta$  が増大するにつれて減少するが、 $\theta$  が  $\pi/2$  に近い場合あるいは  $\pi/2$  以上の場合でも、大きい毛細管圧力を発生することができると予測される。

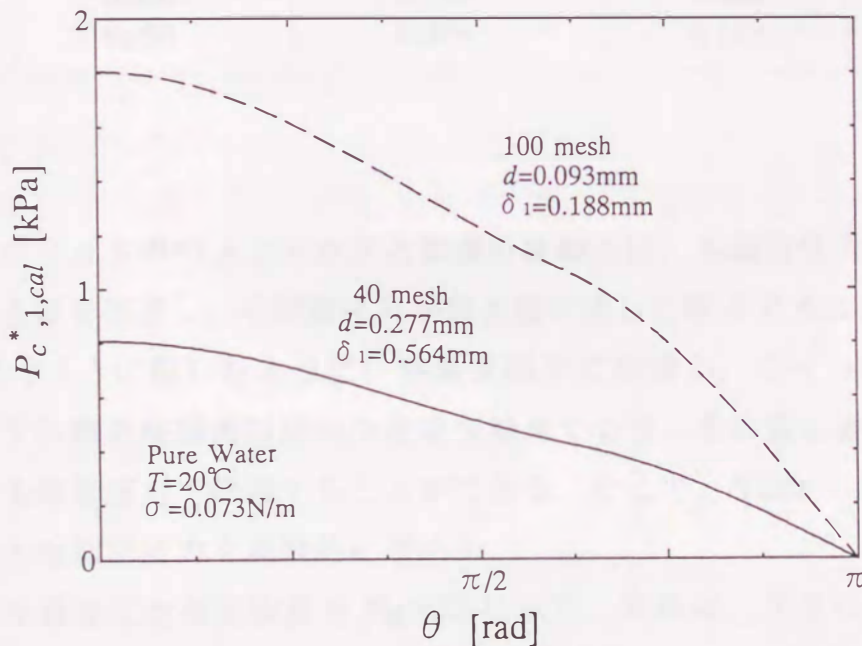


Fig. 2.21 Variation of  $P_{c^*,1,cal}$  with a contact angle  $\theta$

### 2.6.3 実験

ヒートパイプのウイック素材に用いられるメッシュ数の大きい金網は、素線径  $d$  が素線間隔  $(d+w)$  の35~48%の素線で製作されている。そこで、金網の形状を広範囲に変化させるために、素線径が素線間隔の24~44%の素線で製作されている8種類のステンレス製平織り金網を供試金網に選択し、1層の金網に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力を、実験的に求めた。供試金網の形状を Table 2.3 に示す。素線径  $d$ 、目開き  $w$  は顕微鏡写真より、また金網1層の厚さ  $\delta_1$  はマイクロメータで計測した。

Table 2.3 Properties of the plain screens

Mesh	Wire diameter $d$ [mm]	Sieve opening $w$ [mm]	Thickness $\delta_1$ [mm]	$d/(d+w)$ [-]
40	0.277	0.359	0.564	0.436
40	0.239	0.397	0.467	0.376
40	0.152	0.484	0.305	0.239
60	0.132	0.292	0.260	0.311
80	0.108	0.210	0.224	0.340
100	0.093	0.161	0.188	0.366
150	0.060	0.110	0.124	0.353
200	0.050	0.078	0.117	0.391

金網ウイック中のメニスカスと素線の接触点は、毛細管圧力の増大にともなって素線表面を後退し、毛細管圧力が最大値に達した時点でメニスカスは破壊する。前節(2.3.1)に記したように、熱輸送限界に到達し、ウイック中のメニスカスが破壊する際の接触角は静的な後退接触角であり、その際の最大毛細管圧力は下降最大毛細管圧力で評価することができる。そこで、Table 2.3に示した金網の下降最大毛細管圧力を実験的に求めた。

最大毛細管圧力測定装置を Fig.2.22 に示す。実験は、アクリル製容器内を作動液で満たしたのち、容器内の内径10mm、外径20mmの管頂部に供試金網を設置し、管頂部の端面と供試金網の隙間を十分狭くするために、ステンレス線の張力

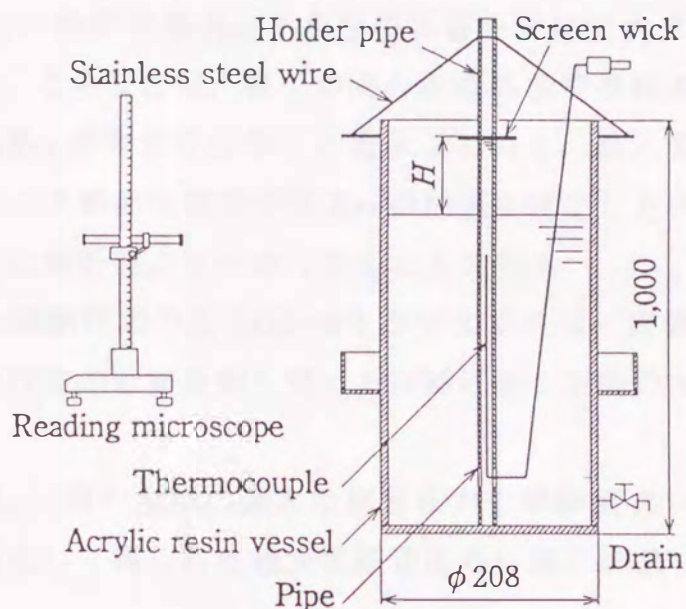


Fig. 2.22 Schematic diagram of experimental apparatus

を利用して同形状のウイック押さえ管で供試金網を押しつけ、徐々に容器内の液面を降下させた。内管の液柱が金網から離脱した時点の液温および容器の液面から金網までの高さ  $H$  をそれぞれ熱電対および読取顕微鏡で計測し、1層の金網の最大毛細管圧力の実験値  $P_{c*1,exp}$  ( $= \rho gH$ ) を求めた。

供試金網には前節(2.3.4)に記した表面処理を行い、Table 2.1に示した3種類の接触角  $\theta$  (0rad, 0.14rad, 1.48rad) について実験を行った。

なお、作動液の表面張力  $\sigma$  をデュヌイ表面張力計で同時に計測し、表面処理剤等の影響による  $\sigma$  の変化が無いことを確認した。

#### 2.6.4 実験結果と解析結果の比較

接触角  $\theta$  が異なる金網 (40メッシュ,  $d=2.77 \times 10^{-4}$  m) が、250Paの毛細管圧力を発生しているメニスカス形状を気相側から撮影した現象写真を Fig.2.23に、またその模式図を Fig.2.24に示す。毛細管圧力が同じであれば、Fig.2.17で定義した格子中央の点Oのメニスカスの曲率  $R_{o,A}$ ,  $R_{o,B}$  は同じである。しかし、接

接触角が大きい場合格子角部に存在する作動液量が少ないため、接触点 P における素線に沿う方向の曲率半径  $R_{P,C}$  が角部の影響を受けて大きくなり、曲率半径  $R_{P,A}$  は小さくなる。このことは、格子中央の点 O の曲率半径  $R_{O,A}$  と点 P での曲率半径  $R_{P,A}$  の比  $R_{O,A}/R_{P,A}$  が大きくなることを示している。最大毛細管圧力を解析する際には、メニスカス断面形状を半径  $R_{P,A}$  の円弧と仮定したので、実験値は接触角が増大すると共に解析値より小さくなることになる。

また、素線径と素線間隔の比  $\{d/(d+w)\}$  が変化すれば、素線の曲がり形状が変化するため、素線存在の影響を強く受ける素線に添う方向のメニスカス形状も変化する。

これらのことは、1層の金網の最大毛細管圧力の実験値  $P_{c*1,exp}$  とメニスカス断面形状を円弧と仮定して得られる最大毛細管圧力の解析値  $P_{c*1,cal}$  の関係が、接触

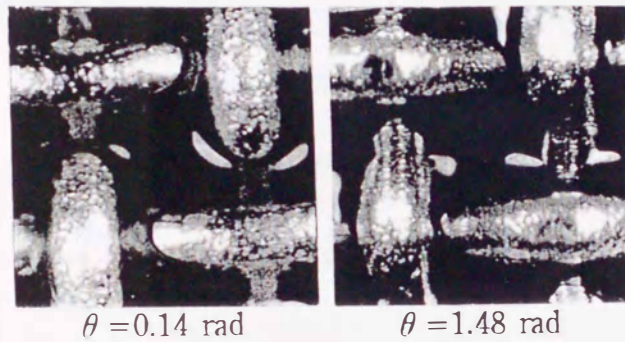


Fig. 2.23 Effect of the contact angle  $\theta$  on the meniscus shape

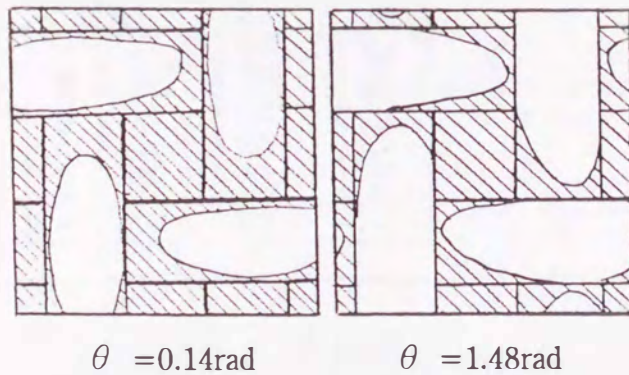


Fig. 2.24 Scketch of menisci

角  $\theta$  と金網の形状に影響されることを示している。

$P_{c^*,1,exp}$  と  $P_{c^*,1,cal}$  の関係に及ぼす金網の素線格子角部の影響を次式で表し、 $\zeta_1$  と  $\theta$  の関係を Fig.2.25 に示す。

$$\zeta_1 = P_{c^*,1,exp} / P_{c^*,1,cal} \quad (2.83)$$

$\zeta_1$  は  $0.5 < \zeta_1 < 1$  の範囲にあり、Eq.(2.82) の関係を満足している。また、 $\zeta_1$  に及ぼす  $\theta$  の影響は大きく現れているが、金網の形状を広範囲に変化させたにもかかわらず、金網の形状の影響は現れていない。

これらのことを考慮して  $\zeta_1$  と  $\theta$  との関係を求めると、 $\zeta_1$  は図中に実線で示す次式で表される。

$$\zeta_1 = 1 / (3.0\theta + 2.8) + 0.5 \quad (2.84)$$

したがって、1層の金網の素線格子に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力は、次式に示す半径験式で予測される。

$$P_{c^*,1,emp} = \{1 / (3.0\theta + 2.8) + 0.5\} P_{c^*,1,cal} \quad (2.85)$$

最大毛細管圧力は物性値である表面張力  $\sigma$  に依存している。ウィックの最大毛細管圧力は、最大毛細管圧力  $P_{c^*}$  から次式で算出される  $\sigma$  の影響を除いた有効細

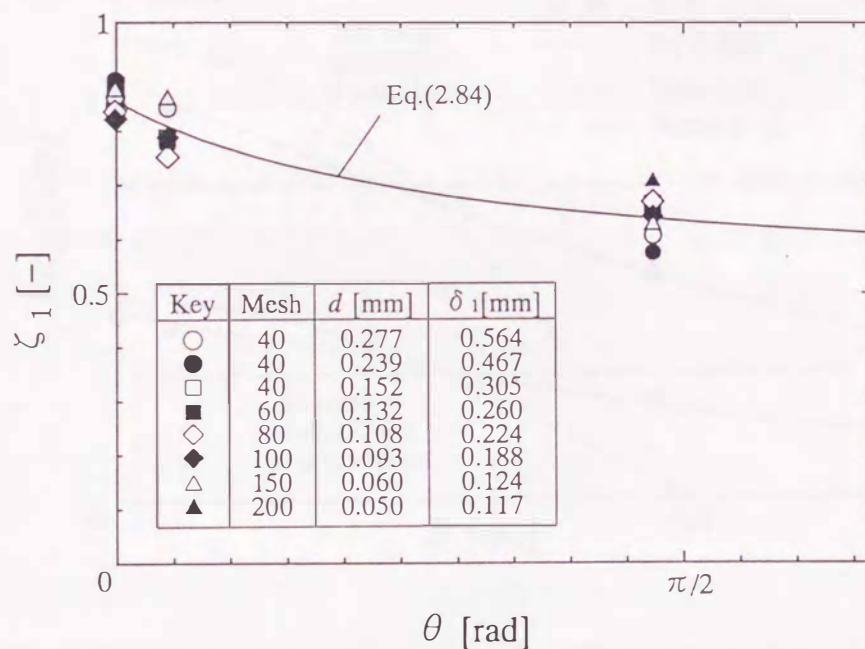


Fig. 2.25 Correlation between  $\zeta_1$  and  $\theta$

孔半径  $R_{eff}$  で評価されることが多い。

$$1/R_{eff} = P_c^*/(2\sigma) \quad (2.86)$$

最大毛細管圧力の実験値  $P_c^*_{exp}$  から Eq.(2.86) で算出される  $1/R_{eff}$  の値と接触角  $\theta$  との関係を図 2.26 に示す。本研究で得られた半経験式 Eq.(2.85) から算出される値を実線で、従来の Tien らの式 (Tien and Sun, 1971)、小佐井らの式 (Kozai *et al.*, 1990) をそれぞれ破線、一点鎖線で同時に示している。

Tien らの式は接触角に対する考慮が無いため一定値となるが、実験値は接触角の増大とともに減少しており、Tien らの式とは傾向が異なる。小佐井らの式は、メニスカスが金網素線と接触する点 P が、発生する毛細管圧力の変化とともに素線の周囲を移動する事を考慮していないため、接触角が  $\pi/2$  rad 以上では毛細管圧力を負の値と評価するが、接触角が 1.48rad の場合の実験値は大きい正の値を示している。

これらの結果から、金網の最大毛細管圧力に及ぼす接触角の影響は、従来の予測式が示す傾向とは異なり、最大毛細管圧力は接触角の増大とともに減少するこ

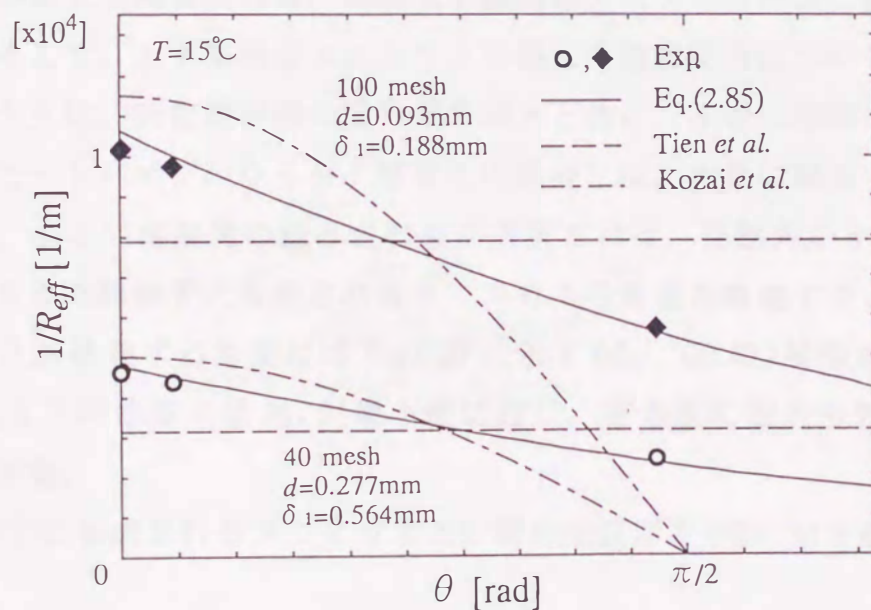


Fig. 2.26 Comparison of experimental results with the derived semi-empirical equation and conventional equations

と、金網は接触角が  $\pi/2$  rad の場合でも大きい正の毛細管圧力を発生し得ることが判明した。また、金網1層の最大毛細管圧力を、半経験式 Eq.(2.85) を用いて、接触角  $\theta$ 、金網の素線径  $d$ 、目開き  $w$  から容易に精度良く予測することが可能となった。

## 2.7 上下層の隙間に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力

### 2.7.1 メニスカスの破壊形態

金網を複数枚重ねたウイック中のメニスカスは、気相と液相の圧力差が小さい場合、上層の金網の素線格子に形成されるが、圧力差が上昇し1層の金網の最大毛細管圧力以上になると、メニスカスは破壊する。しかし、直ちにこのメニスカスを4分割するように、2.4.2節で幾何形状を解析した上層下層の素線で構成される素線格子に、新たなメニスカスが形成されると考えられる。したがって、金網ウイックの最大毛細管圧力は、この上下層間のメニスカス形状に依存すると推察される。そこで、上下層間のメニスカスの最大毛細管圧力について検討する。

メニスカスは、気相液相間の圧力差の増大と共に、小さい曲率半径を求めて深くなる。ヒートパイプのウイック素材と作動液には、大きい最大毛細管圧力を得るために、小さい接触角の組み合わせが選択される。接触角が  $\pi/2$  rad 以下の場合、隣接する素線格子に形成されるメニスカスの影響を考慮すると、上下層間のメニスカスが破壊する形態には Fig.2.27 に示す (a)、(b) の2種類が考えられる。

(a) メニスカスの曲率半径  $R_{j,k}$  が最小値に達し、圧力差に耐えられずに落下して破壊する形態。

(b) 隣接格子に形成されるメニスカスとの間の液膜厚さが0になり破断して破壊する形態。

1層の金網の場合素線が同一レベルに存在するが、この場合には隣接格子は互いに傾いているので、形態 (b) での破壊が存在する可能性がある。したがって、これらの破壊が発生する毛細管圧力のうち小さい値が最大毛細管圧力となる。

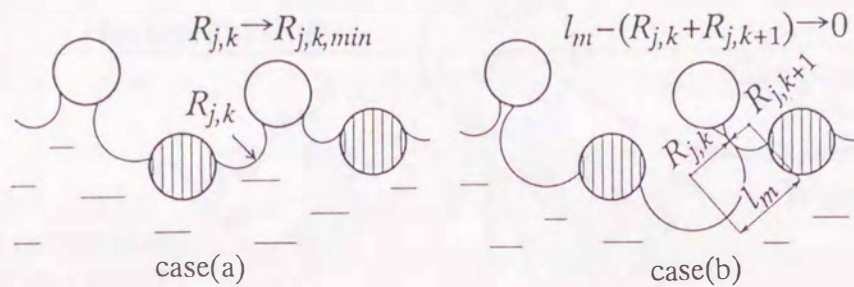


Fig. 2.27 Condition just before the rupture of the meniscus

### 2.7.2 解析

まず、形態 (a) による破壊について検討する。Fig.2.11 に示した各格子  $k=1\sim 4$  における各断面  $j=A, B$  の素線中心を結ぶ2線は、水平面に対してそれぞれ Eq. (2.49) で算出される伏角  $\gamma_{j,k}$  傾いていることを2.4.2節で示した。メニスカスはこれら2線に対して垂直方向に後退するとし、 $y$  軸をこれら2線に対して垂直であり2線と交わる線、 $x$  軸を素線中心を結ぶ線と平行な線とする座標を用いて、 $x-y$  平面でのメニスカスおよび素線の断面形状を前節と同様に円弧と仮定して、メニスカス断面形状に及ぼす毛細管圧力の影響を解析し最大毛細管圧力を求める。

解析に用いた座標を Fig.2.28 に示す。 $\alpha_{j,k}$  はメニスカスと素線の接触点 P の素線中心を結ぶ線からの伏角、 $\theta$  は接触角、 $R_{j,k}$  はメニスカスの曲率半径である。解析を単純化するために、 $x-y$  座標上の素線断面位置を  $y$  軸に対して対称とし、断面 A-A、 $B_k-B_k$  に対応する各座標面を直交するとした。また、原点を  $y$  軸とメニスカスの交点とした。したがって、断面 A-A、 $B_k-B_k$  に対応する各  $x-y$  座標は、 $y$  軸および座標原点を共有し、 $x$  軸が直交することになる。また、毛細管圧力  $P_{c,k}$  ( $k=1\sim 4$ ) は、直交するメニスカスの曲率半径、すなわち各座標のメニスカスの曲率半径  $R_{j,k}$  から次式 (Dunn and Reay, 1976, p.22) で表される。

$$P_{c,k} = \sigma (1/R_{A,k} + 1/R_{B,k}) \quad (k=1\sim 4) \quad (2.87)$$

ここで、 $\sigma$  は作動液の表面張力である。

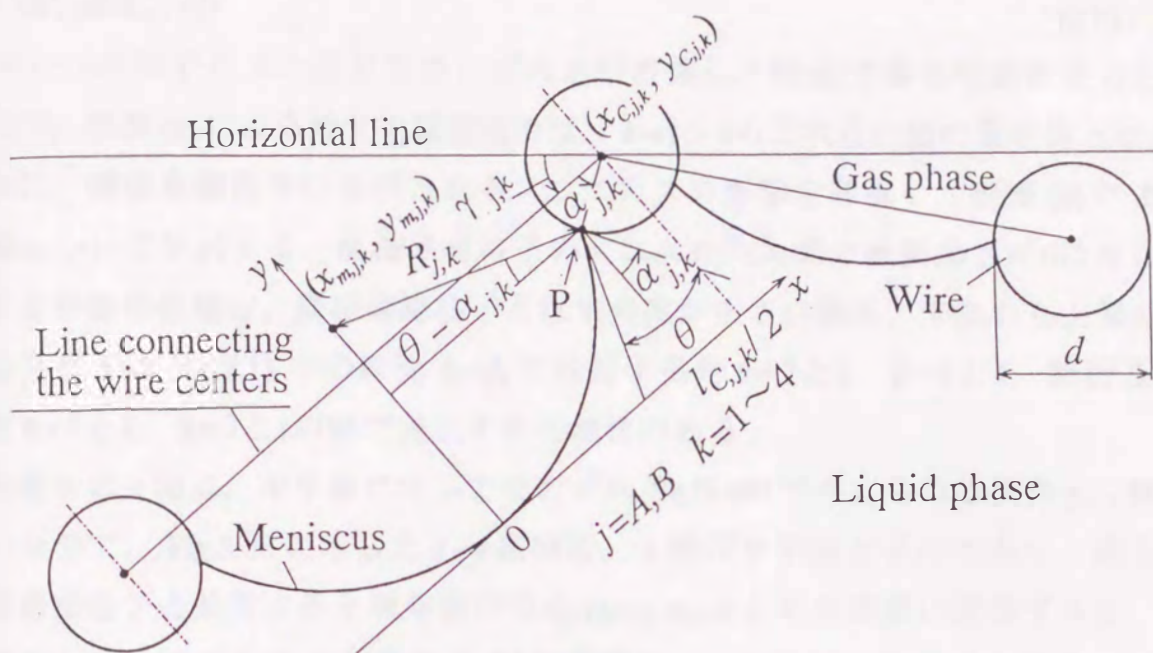


Fig. 2.28 Analytical system and coordinate

各座標のメニスカスの曲率半径  $R_{j,k}$  は、各格子の素線中心の  $x$  座標  $x_{c,j,k}(=l_{c,j,k}/2)$  が 2.4.2 節で導出した Eq.(2.48) から算出されるため、接触角  $\theta$ 、素線径  $d$ 、接触点 P の位置である伏角  $\alpha_{j,k}$  を与えることにより次式で算出される。

$$R_{j,k} = \{l_{c,j,k}/2 - (d/2)\cos \alpha_{j,k}\} / \cos(\theta - \alpha_{j,k}) \quad (2.88)$$

素線中心の  $y$  座標  $y_{c,j,k}$  は  $R_{j,k}$ 、 $\alpha_{j,k}$  から、

$$y_{c,j,k} = R_{j,k} \{1 - \sin(\theta - \alpha_{j,k})\} + (d/2)\sin \alpha_{j,k} \quad (2.89)$$

直交するメニスカス断面  $j=A, B$  に対応する各  $x-y$  座標は原点を共有するので、 $y_{c,A,k}$  と  $y_{c,B,k}$  の関係は 2.4.2 節の Eq.(2.50) で算出される  $l_k$  と、

$$y_{c,B,k} = y_{c,A,k} + l_k \quad (2.90)$$

したがって、各格子において、断面  $j=A, B$  に対応する座標面の接触点 P の伏角  $\alpha_{j,k}$ 、メニスカスの曲率半径  $R_{j,k}$ 、素線中心の  $y$  座標  $y_{c,j,k}$ 、および毛細管圧力  $P_{c,k}$  の 7 つの値は従属的關係にあり、いずれか 1 つの値を与えれば、Eqs. (2.87) ~ (2.90) を連立させて対応する各値が決まる。

そこで、各格子  $k=1 \sim 4$  について、伏角  $\alpha_{A,k}$  と毛細管圧力  $P_{c,k}$  の関係を解析し、次式を満足する毛細管圧力  $P_{c,k}$  を求めた。

$$dP_{c,n}/d\alpha_{j,k}=0 \quad (2.91)$$

$k=1\sim 4$ の格子のメニスカスのいずれかが破壊した時点で最大毛細管圧力となるので、形態 (a) による最大毛細管圧力は、 $k=1\sim 4$ のこれらの値の最小値となる。

次に、隣接素線格子に形成されるメニスカスの影響を考慮し、形態 (b) による破壊について検討する。隣接素線格子のメニスカスの間の液膜厚さが0になり破断する形態の破壊は、隣接素線格子となす角度が小さい箇所、すなわち上層の素線を共有する Fig.2.11 中の断面 A-A では格子番号  $k=2$ と3、 $k=1$ と4、断面 B-B では  $k=1$ と2、 $k=3$ と4の間で発生する可能性がある。

各格子の  $x$  軸は、水平線に対してそれぞれ Eq.(2.49) で与えられる伏角  $\gamma_{j,k}$  傾いているので、Fig.2.28 に示した  $x$ - $y$  座標を、 $x$  軸が水平線と平行であり、原点を隣接素線格子と共有する上層素線の中心  $(x_{c,j,k}, y_{c,j,k})$  とする座標に変換すると、格子番号  $k$  のメニスカスの曲率中心  $O'$  の座標  $(x_{m,j,k}, y_{m,j,k})$  は次式で変換される。

$$x_{m,j,k} = x_{c,j,k} \cos \gamma_{j,k} - (R_{j,k} - y_{c,j,k}) \sin \gamma_{j,k} \quad (2.92)$$

$$y_{m,j,k} = x_{c,j,k} \sin \gamma_{j,k} - (R_{j,k} - y_{c,j,k}) \cos \gamma_{j,k} \quad (2.93)$$

したがって、隣接する  $k=k$  と  $k=k+1$  の格子に形成されるメニスカスの曲率中心間距離  $l_m$  は、次式で容易に算出される。

$$l_m = \sqrt{|x_{m,j,k} - x_{m,j,k+1}|^2 + |y_{m,j,k} - y_{m,j,k+1}|^2} \quad (2.94)$$

上式で得られる  $l_m$  が Eqs. (2.87) ~ (2.90) を連立させて得られる隣接する各格子のメニスカスの曲率半径の和と等しくなる次式を満足すると、隣接格子のメニスカスとの間の液膜厚さが0となり、メニスカスは破断して破壊する。

$$l_m = R_{j,k} + R_{j,k+1} \quad (2.95)$$

### 2.7.3 解析結果

上下層間に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力の解析解  $P_{c,n,cal}^*$  は、形態 (a), (b) で破壊する毛細管圧力のいずれか小さい値で与えられる。 $P_{c,n,cal}^*$  と上下層の隙間を素線径で規格化した  $c/d$  の代表的な関係を Fig.2.29 に示す。実線、破線は、形態 (a), (b) で破壊する毛細管圧力の解析解を、一点鎖線は Eq.(2.85) から予測される1層の金網の最大毛細管圧力の予測値  $P_{c,n,emp}^*$  を示している。解析は、上下層の隙間  $c$  が最小値  $c_{min}$  となるウィック厚さから、 $P_{c,n,cal}^*$  が  $P_{c,n,emp}^*$  となるウ

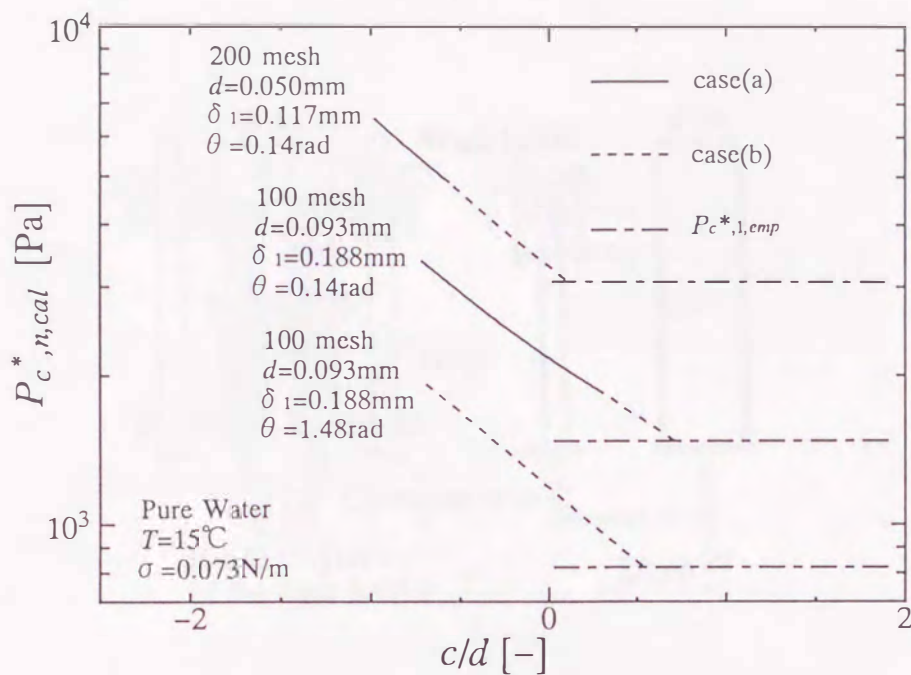


Fig. 2.29 Variation of  $P_{c^*,n,cal}$  with the clearance between the screen layers  $c$

ウィック厚さまでの領域について行った。

$P_{c^*,n,cal}$  は、ウィック厚さが薄くなり上下層の隙間  $c$  が小さくなるにつれ各格子の素線間隔が狭くなるため、いずれの金網の場合も1層の金網の最大毛細管圧力よりかなり大きい値を示しており、金網ウィックの最大毛細管圧力が、ウィック厚さに依存することが予想される。

### 2.7.4 実験

最大毛細管圧力測定に用いた実験装置を Fig.2.30 に示す。装置は内径49mmのガラス管、ウィックホルダー、それらを結ぶ管、等で構成されている。ウィックホルダーは、中心軸にφ5mmの小さい穴を開けたφ20mmの亚克力製丸棒の端面間にウィックを設置し、ネジで端面間の距離を調節することができる。

実験は、ウィックホルダーに金網を4層重ねた金網ウィックを設置し、ウィック厚さを、重なる金網の上下層の隙間が最小値  $c_{min}$  となる厚さまで変化させて設定し、装置内の作動液を徐々に排出して、ウィックホルダー内の作動液柱が落下

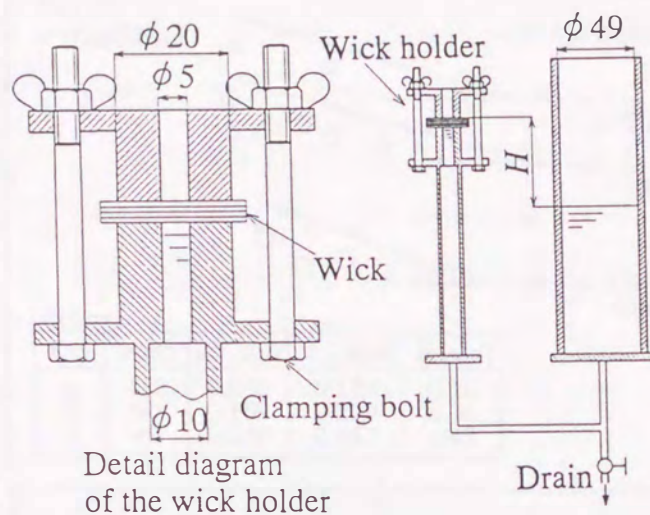


Fig. 2.30 Schematic diagram of experimental apparatus

する液柱高さ  $H$  を求め、各ウイック厚さにおける最大毛細管圧力の実験値  $P_{c^*}^{\text{exp}}$  ( $= \rho gH$  :  $\rho$  ; 作動液の密度,  $g$  ; 重力加速度) を求めた。

ウイックには、Table 2.3 に示した  $d/(d+w)$  が 0.24~0.44 の広い範囲にある 40~200メッシュの 8 種類のステンレス製金網を、前節と同様な方法で接触角  $\theta$  を 3 種類 (0rad, 0.14rad, 1.48rad) 変化させて用いた。

作動液には純水およびエタノールを用いた。また、作動液の表面張力  $\sigma$  は、デュヌイ表面張力計で同時に計測し、作動液内への表面処理剤溶出等による表面張力の変化が無いことを確認した。

### 2.7.5 実験結果と解析結果の比較

最大毛細管圧力の実験値  $P_{c^*}^{\text{exp}}$  と、ウイック厚さ  $\delta_n$ 、金網層数  $n$  および金網 1 層の厚さ  $\delta_1$  から、均一な重なりを仮定して評価される上下層の間隙  $c$  ( $= (\delta_n - n\delta_1)/(n-1)$ ) を素線径  $d$  で規格化した  $c/d$  の代表的な関係を Fig.2.31 に示す。実験値  $P_{c^*}^{\text{exp}}$  は、最大毛細管圧力が表面張力  $\sigma$  に比例するので、温度の影響を軽減

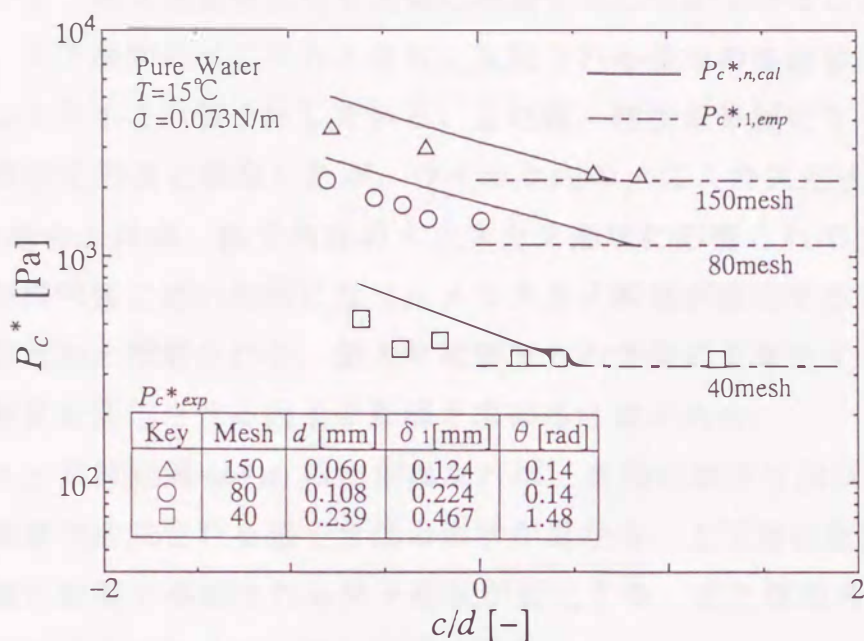


Fig. 2.31 Effect of the clearance between screen layers on the maximum capillary pressure

するために、実験値に作動液(純水)の $15^{\circ}\text{C}$ の $\sigma$ と実験時の作動液の $\sigma$ の比を乗じた値を示している。また、実線および一点鎖線は、それぞれ作動液が $15^{\circ}\text{C}$ の純水の場合の、隙間 $c$ の上下層間に形成されるメニスカスの最大毛細管圧力の解析値 $P_{c^*,n,cal}$ およびEq.(1.96)で予測される1層の金網の場合の半経験式 $P_{c^*,1,emp}$ を示している。

$P_{c^*,exp}$ は、上下層の隙間 $c$ が大きい領域では $P_{c^*,1,emp}$ に近い一定値となっており、 $P_{c^*,1,emp}$ が金網ウィックの最大毛細管圧力の最小値を与えることが分かる。

一方、上下層の隙間 $c$ が小さい領域では、最大毛細管圧力 $P_{c^*,exp}$ が隙間 $c$ に大きく依存し、実線で示す $P_{c^*,n,cal}$ と同様な傾向で増大している。このことは、上下層の隙間が狭くなりウィック厚さが薄くなると、最大毛細管圧力は上下層間に形成されるメニスカスに支配されること、また上下層間のメニスカス断面形状の解析方法が妥当であることを示している。

いずれのウィックの場合も、 $P_{c^*,exp}$ が最大値となる上下層の隙間が最小値 $c_{min}$ の場合には、 $P_{c^*,exp}$ は $P_{c^*,1,emp}$ の2倍近い大きい値を示しており、上下層の隙間を

狭くすることで最大毛細管圧力を大幅に増加することができることが分かる。

しかし、上下層間のメニスカス形状に支配される領域の実験値は、いずれも解析値  $P_{c^*,n,cal}$  より小さい値を示している。これは、解析を単純化するためにメニスカス断面形状を円弧と仮定したが、ウイック内のメニスカス形状は複雑であり、金網1層の場合と同様、格子角部のメニスカス形状に影響されて、実際のメニスカス断面が楕円弧に近い形状になり、メニスカス断面が直交する着目点での曲率が減少するためと推察される。最大毛細管圧力の予測式を導出するためには、メニスカス形状を変化させる因子の影響を求める必要がある。

素線径  $d$  と素線間隔  $(d+w)$  の比が異なれば、素線の曲がり形状が異なるので、上下層の素線で形成される格子角部の形状が異なる。上下層の隙間  $c$  が変化すれば、上下層の素線で形成される格子形状が変化する。また接触角  $\theta$  が異なれば、格子角部に形成されるメニスカス形状が異なる。

代表的な金網ウイックの場合の、最大毛細管圧力  $P_c^*$  が上下層の隙間のメニスカスの形状に支配される領域の、 $P_c^*$  の実験値と解析値の比  $\zeta_n (=P_{c^*,exp}/P_{c^*,n,cal})$  に及ぼす  $c/d$  の影響を Fig.2.32 に示す。 $\zeta_n$  に及ぼす  $c/d$  の系統的な影響は見られない。したがって、実験値  $P_{c^*,exp}$  と解析値  $P_{c^*,n,cal}$  の関係は、主としてメニスカス形状に及ぼす因子  $d/(d+w)$  および  $\theta$  に依存すると推察される。

最大毛細管圧力が上下層間に形成されるメニスカスの形状に支配される領域の、 $\zeta_n$  に及ぼす  $d/(d+w)$  の影響を Fig.2.33 に示す。接触角  $\theta$  が 0, 0.14, 1.48rad の場合の、各金網の  $\zeta_n$  の平均値をそれぞれ○, □, △印で示している。 $\zeta_n$  は  $d/(d+w)$  が減少するにつれ減少している。また、 $\zeta_n$  は  $\theta$  が大きい場合には小さい値を示している。これらのことから、 $\zeta_n$  を  $d/(d+w)$  および  $\theta$  の関数として式化すると次式が得られる。

$$\zeta_n = 2.7 \{d/(d+w)\}^3 - 0.12 \theta + 0.67 \quad (2.96)$$

したがって、ウイック厚さに影響される領域の最大毛細管圧力は次式に示す半経験式で予測されることになる。

$$P_{c^*,n,emp} = [2.7 \{d/(d+w)\}^3 - 0.12 \theta + 0.67] P_{c^*,n,cal} \quad (2.97)$$

図中に示す実線、破線、一点鎖線は、それぞれ接触角  $\theta$  が 0, 0.14, 1.48rad に対応する Eq.(2.97) を示している。各線は、実験値から得られる  $\zeta_n$  の値と妥当

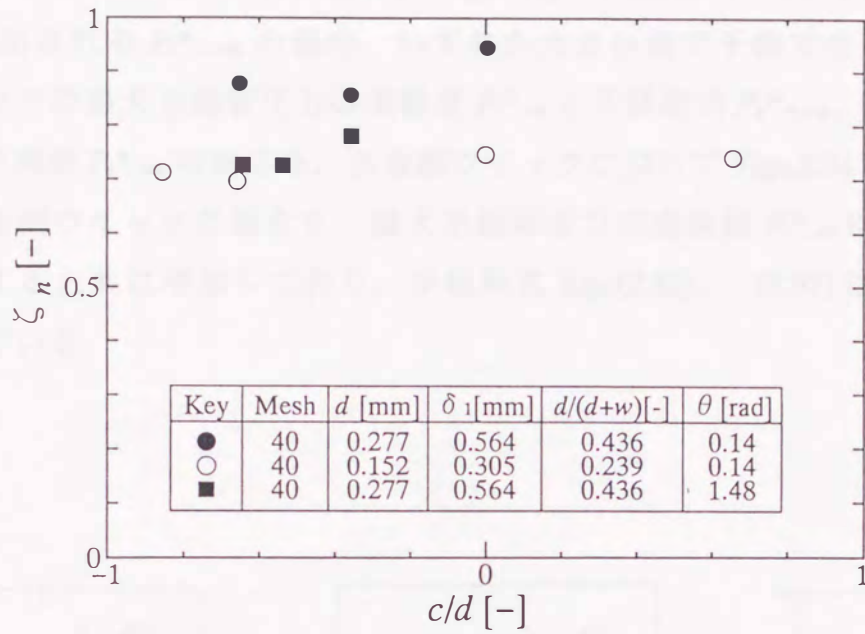


Fig. 2.32 Effect of the clearance between screen layers on  $\zeta_n$ .

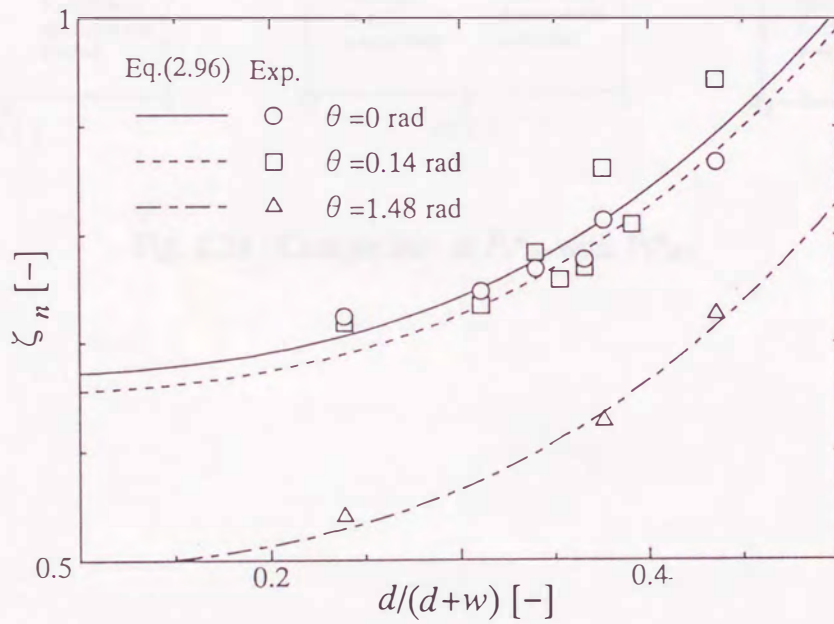


Fig. 2.33 Correlation between  $\zeta_n$  and the factors affecting the meniscus shape

な一致を示している。

金網ウイックの最大毛細管圧力は、Eq.(2.97)で算出される  $P_c^*_{n,emp}$  および Eq.(2.85)で算出される  $P_c^*_{l,emp}$  の値の、いずれか大きい値で予測できることになる。金網ウイックの最大毛細管圧力の実験値  $P_c^*_{exp}$  と半経験式  $P_c^*_{n,emp}$ 、 $P_c^*_{l,emp}$  から求められる予測値  $P_c^*_{emp}$  の対応を、各金網ウイックについて Figs.2.34 ~ 2.40 に示す。いずれの金網ウイックの場合も、最大毛細管圧力の実験値  $P_c^*_{exp}$  は、上下層の隙間が減少すると共に増加しており、半経験式 Eqs.(2.85)、(2.97) は実験値と妥当に一致している。

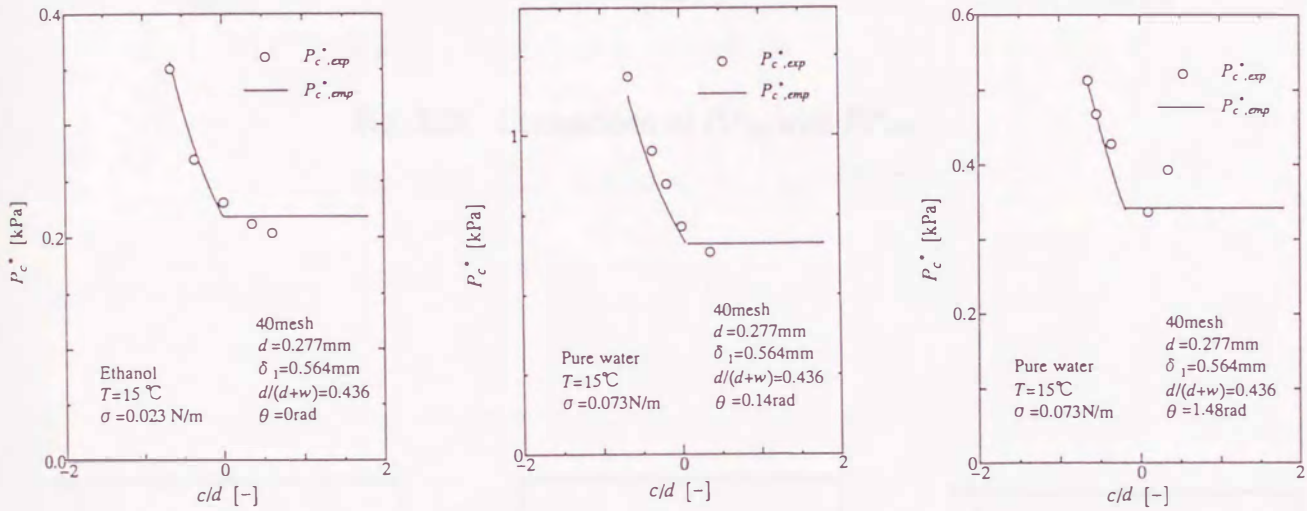


Fig. 2.34 Comparison of  $P_c^*_{exp}$  with  $P_c^*_{emp}$

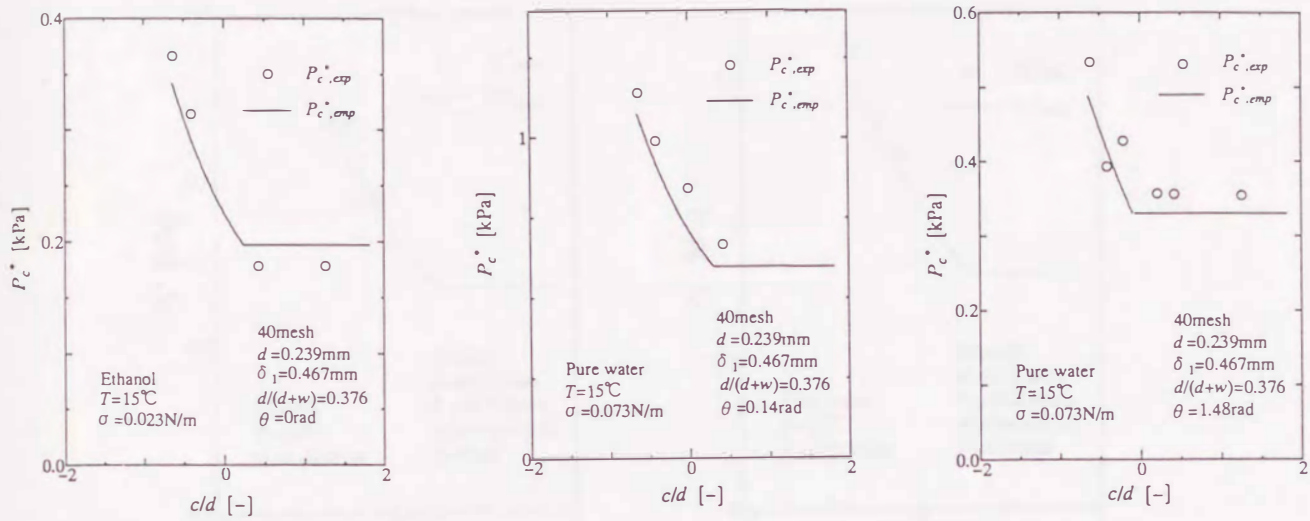


Fig. 2.35 Comparison of  $P_{c^*,exp}$  with  $P_{c^*,emp}$

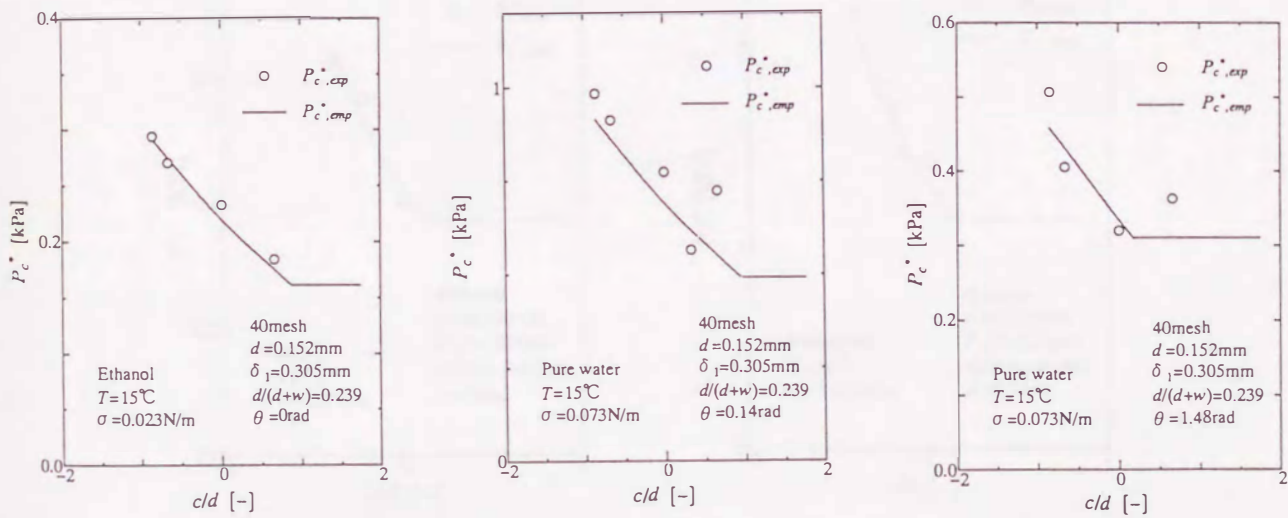


Fig. 2.36 Comparison of  $P_{c^*,exp}$  with  $P_{c^*,emp}$

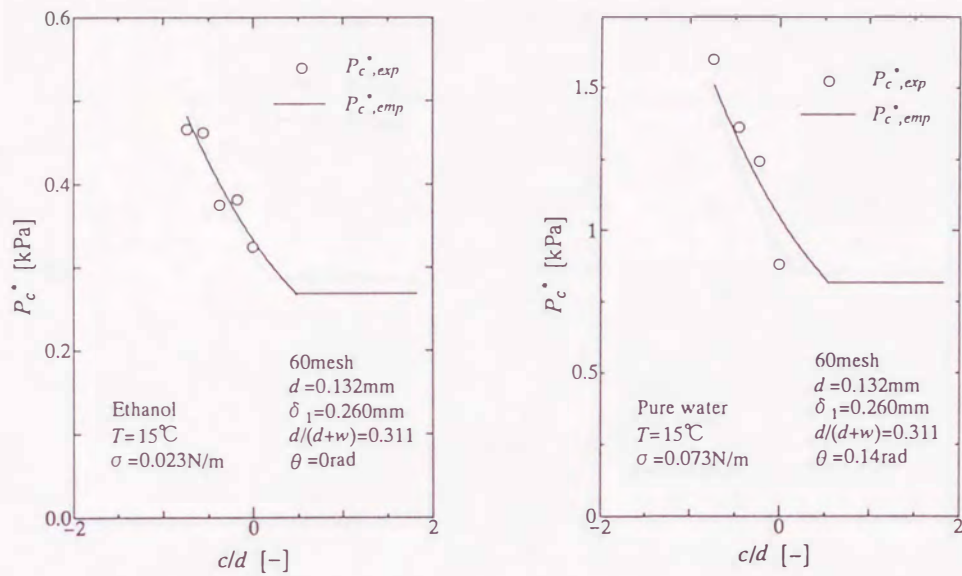


Fig. 2.37 Comparison of  $P_{c^*,exp}$  with  $P_{c^*,emp}$

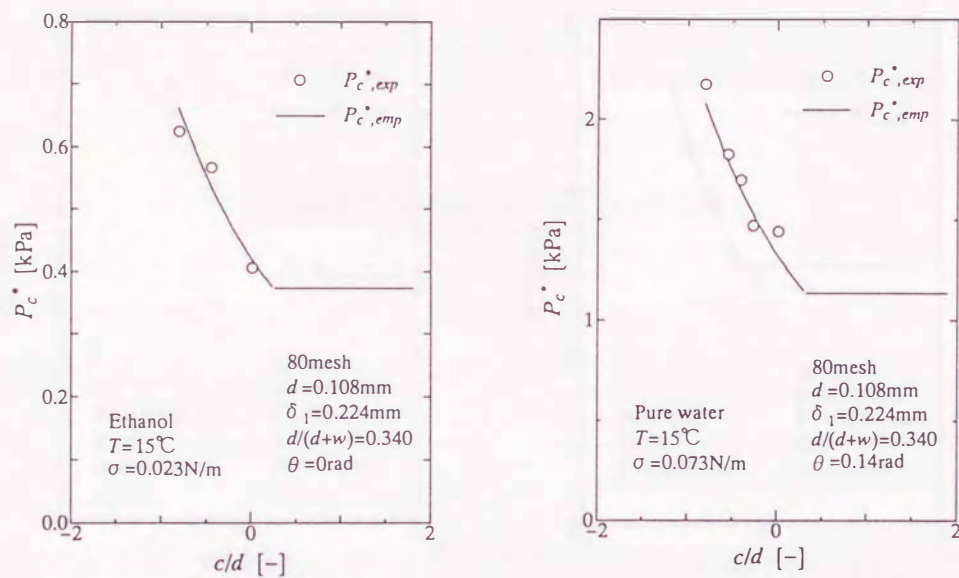


Fig. 2.38 Comparison of  $P_{c^*,exp}$  with  $P_{c^*,emp}$

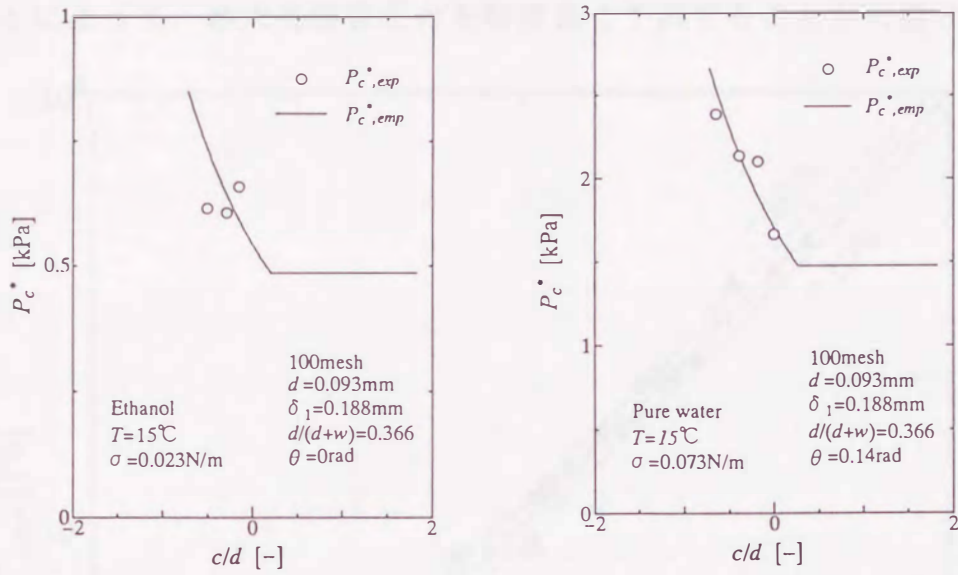


Fig. 2.39 Comparison of  $P_{c^*,exp}$  with  $P_{c^*,emp}$

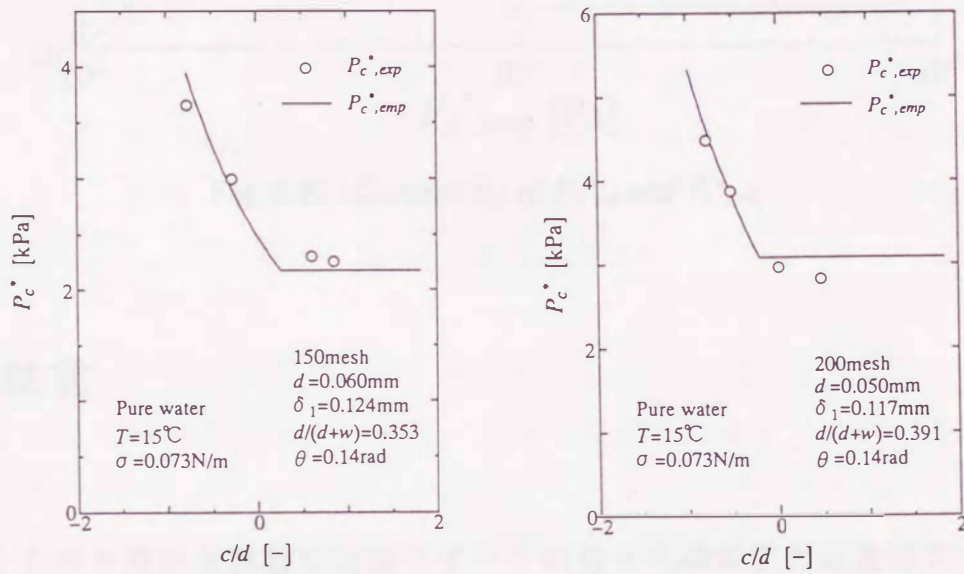


Fig. 2.40 Comparison of  $P_{c^*,exp}$  with  $P_{c^*,emp}$

最大毛細管圧力の全ての実験値と、対応する半経験式 Eqs.(2.85), (2.97) から算出される予測値の対応を Fig.2.41 に示す。ほとんどの実験値は予測値と±10%以内で良好な一致を示しており、金網の形状、接触角およびウイック厚さを計測することによって、最大毛細管圧力を精度良く予測することが可能となった。

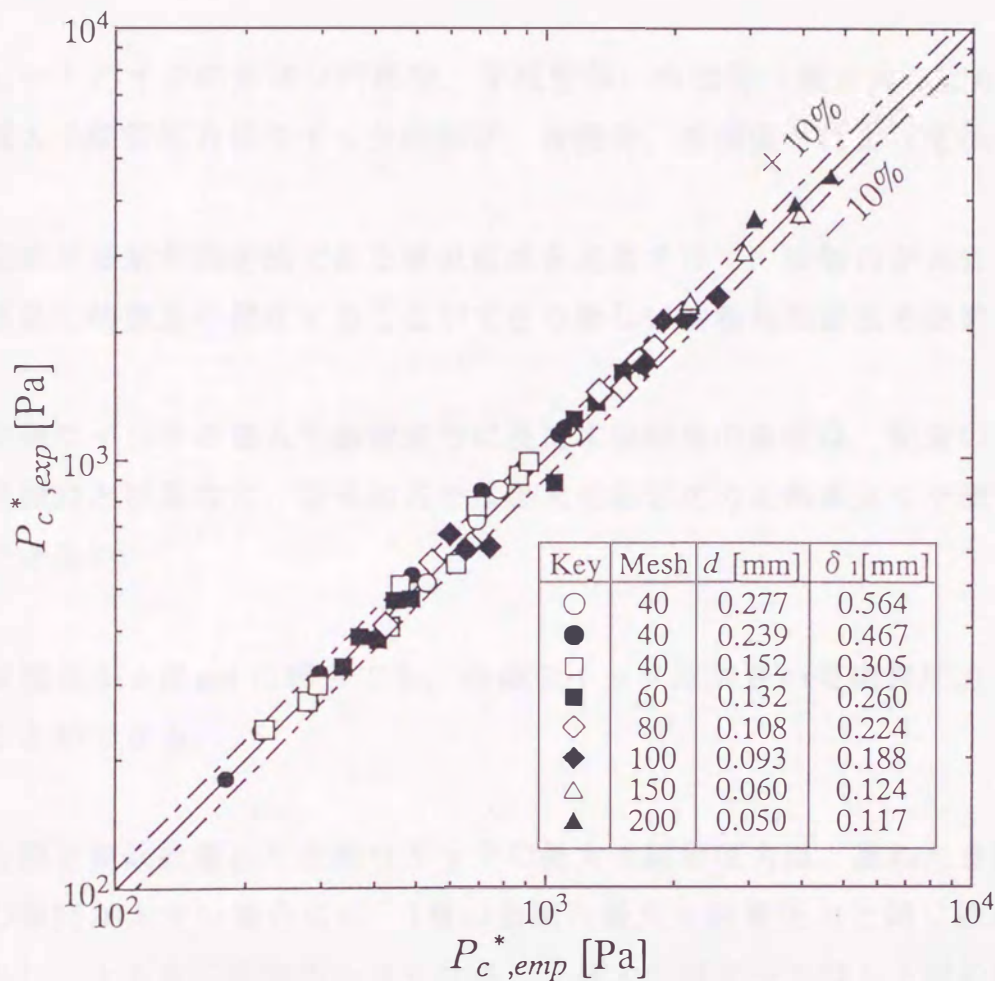


Fig. 2.41 Correlation of  $P_{c^*,exp}$  and  $P_{c^*,emp}$

## 2.8 結言

平織り金網を複数枚重ねた金網ウイックの最大毛細管圧力に及ぼすウイック厚さの影響について、解析的および実験的に検討した。その結果、以下の事柄が明

らかになった。

1. ヒートパイプのウィックに形成されるメニスカス形状に及ぼす重力の影響は小さい。
2. ヒートパイプの形状（円筒型，平板型等）や姿勢（傾き角）にかかわらず，最大毛細管圧力はウィックの形状，接触角，表面張力によって決まる。
3. 従来の接触角測定法である垂直板法を進展させて，接触角が大きい場合でも容易に精度良く測定することができる新しい接触角測定法を提案した。
4. 金網ウィックの最大毛細管圧力に及ぼす接触角の影響は，従来の予測式が示す傾向とは異なり，従来の式では最大毛細管圧力を精度良く予測することはできない。
5. 接触角が  $\pi/2$  rad の場合でも，金網ウィックは大きい毛細管圧力を発生することができる。
6. 金網を複数枚重ねた金網ウィックの最大毛細管圧力は，重ねた金網の上下層の隙間が大きい場合には，1層の金網の最大毛細管圧力と同じ値を示す。しかし，上下層の隙間が小さくなると，最大毛細管圧力は上下層の隙間に形成されるメニスカスに支配されて急激に大きくなり，上下層の隙間が最小となる場合には，1層の場合の2倍近い値まで増加する。
7. 金網ウィックの素線格子に形成されるメニスカス形状を解析して得られる最大毛細管圧力の解析値と，金網上下層の隙間を変化させた最大毛細管圧力の実験値を整理して，接触角，金網形状およびウィック厚さから，金網ウィックの最大毛細管圧力を精度良く予測できる半経験式を導出した。