

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：



第3章 透過率

3.1 緒言

ヒートパイプの内部を環流する作動流体の圧力損失は、蒸発部で蒸発した蒸気が凝縮部へ流動する際の蒸気流による圧力損失と、凝縮部で凝縮した液がウイック内を凝縮部から蒸発部へ還流する際の液流による圧力損失の和で与えられる。蒸気流中の圧力損失に関する研究は多数行われているが (Busse, 1973; Tien and Rohani, 1974; van Ooijen and Hoogendoorn, 1981), 通常のヒートパイプでは、ウイック中の液流による圧力損失が支配的であり、蒸気流による圧力損失は無視されることが多い。

ウイック中における作動液の流動にダルシ流れを仮定できるので、ウイックの透過率 (permeability) を求めることにより、液流による圧力損失を予測することが可能となる。

金網ウイックの透過率に関しては多数の研究がなされているが、それらの多くは個々のウイックに対する実験データを示すにとどまっている (Kunz *et al.*, 1967, p.93; Philips, 1969; Chun, 1972)。

Marcus は、ウイックの有孔率 (porosity) を金網形状から評価して、Shumit が45~270メッシュの金網を用いて行った透過率の実験結果から、充填層内の透過率を予測する Blake-Kozeny の式を修正し、金網ウイックの透過率を予測する式を導出した (Marcus, 1972, p.49)。この変形 Blake-Kozeny の式は、金網ウイックの透過率の予測式として多くのヒートパイプの解説書 (Chi, 1978, p.49; Ikeda *et al.*, 1981, p.20) に掲載されているが、得られる透過率の値は実際の値よりかなり小さくなることが多い。

池田 (Ikeda, 1986) は金網ウイックの透過率を求める実験を行い、摩擦係数 f と等価直径を代表寸法としたレイノルズ数 Re の積である fRe が、金網の層数、メッシュ数にかかわらず16になることを実験的に示した。また層数およびすき間率が透過率に影響を及ぼすことを明らかにした。しかし、流路形状が異なれば速度

分布が異なるので、 fRe の値は変化すると推察される。

小佐井ら (Kozai *et al.*, 1990) はメッシュ数、層数および金網の押付け圧力を変化させた実験を行い、透過率がウイックを押しつける圧力によって変化することを明かにし、 fRe をウイックの金網1層分の厚さ（ウイック厚さを重ねた金網の層数で割った厚さ）と金網1層の厚さの比で整理して、透過率の予測式を提出した。

金網ウイック内の作動液流路は、重ねた金網の上下層の隙間の流路と素線を縫って流れる金網の素線格子内の流路の、2種類の流路が並列して構成される複合流路と見なすことができる。この場合、上下層の隙間が大きい領域では、作動液の多くは上下層の隙間を流れるが、隙間が減少するにつれて、素線格子内の流れが支配的となると推察される。

本章では、金網ウイックの透過率に及ぼす金網の形状およびウイック厚さの影響について実験的に検討する。

3.2 透過率と fRe

素線径 d 、目開き w 、1層の厚さ δ_1 、縮れ率 S の金網を n 層重ねて、Fig.3.1 に示す厚さ $\delta_n \{=n\delta_1+(n-1)c\}$ 、幅 W 、長さ L の流路内に装填し金網ウイックを形成すると、体積 $\delta_n WL$ の流路内には、金網素線が L 方向に $nW/(d+w)$ 本、 W 方向に $nL/(d+w)$ 本存在するので、金網ウイックの有孔率 ϵ_n は次式で与えられる。

$$\epsilon_n = 1 - \frac{n(\pi d^2/4)S\{2WL/(d+w)\}}{\delta_n WL} = 1 - \frac{\pi nd^2 S}{2\delta_n(d+w)} \quad (3.1)$$

流路内の全液体積 V_l および全濡れ面積 A_s は、

$$V_l = \epsilon_n \delta_n WL \quad (3.2)$$

$$A_s = 2L \{ \pi ndSW/(d+w) + W + \delta_n \} \quad (3.3)$$

ウイック厚さ δ_n が十分薄い場合、Eq.(3.3) の右辺第3項は無視できるので、流路の等価直径 $D_h (=4V_l/A_s)$ は Eqs.(3.2), (3.3) から次式で表される。

$$D_h = 2\epsilon_n \delta_n \sqrt{1 + \pi ndS/(d+w)} \quad (3.4)$$

等価直径を代表寸法とすると、レイノルズ数 Re は、

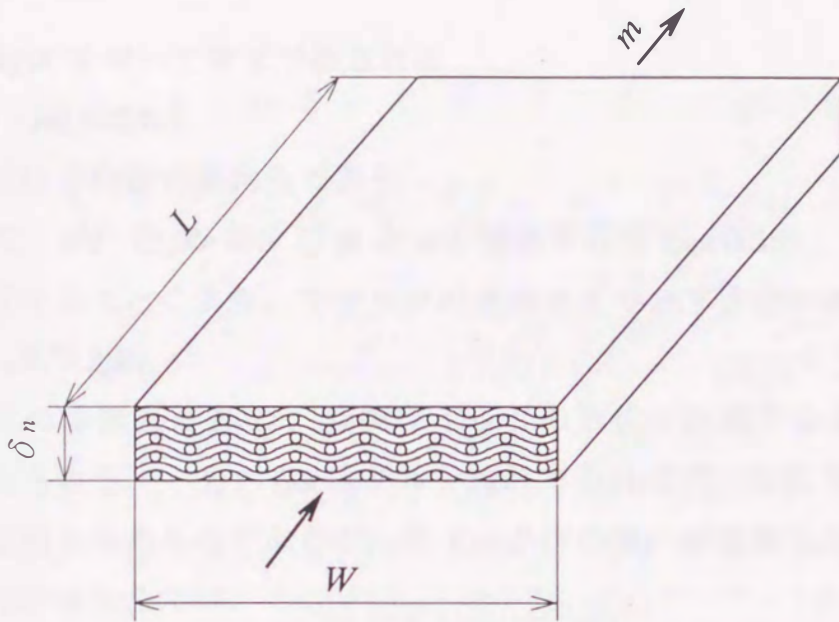


Fig. 3.1 Shape of a screen wick

$$Re = \rho u D_h / \mu \quad (3.5)$$

ここで、 u は金網ウイックの流路内における有孔率 ϵ_n を考慮し、空筒速度を ϵ_n で除した平均流速 (interstitial velocity) であり、作動液がウイックを満たしている場合には、質量流量 m 、ウイック断面積 $A_w (= \delta_n W)$ と次式の関係にある。

$$u = m / (\rho \epsilon_n A_w) \quad (3.6)$$

流路内の固体表面の剪断応力 τ と、作動液が流路を通過する際の圧力損失 ΔP の関係は、全濡れ面積 A_s 、全液体積 V_l から次式で与えられる。

$$\Delta P = \tau A_s L / V_l \quad (3.7)$$

剪断応力 τ は等価直径 $D_h (= 4V_l / A_s)$ を用いて上式から、

$$\tau = D_h \Delta P / (4L) \quad (3.8)$$

で表され、剪断応力 τ と平均流速 u に対する動圧の比で定義される摩擦係数 f は次式で与えられる。

$$f = \Delta P D_h / (2 \rho u^2 L) \quad (3.9)$$

したがって、 fRe は Eqs.(3.5), (3.9) から次式で表される。

$$fRe = \Delta P D_h^2 / (2 \mu L u) \quad (3.10)$$

一方、流路内にダルシ流れを仮定すると、圧力損失 ΔP は、ウイックの透過率

(permeability) K を用いて次式で表される。

$$\Delta P = \nu mL / (KA_w) \quad (3.11)$$

ここで、 ν は作動液の動粘度である。

したがって、 ΔP と fRe および m と u の関係を表す Eqs.(3.10), (3.6) を上式に代入して整理することにより、ウイックの透過率 K を表す次式が導出される。

$$K = \epsilon_n D_h^2 / (2fRe) \quad (3.12)$$

ウイックの等価直径 D_h は、金網ウイックの形状を計測することによって Eq.(3.4) で与えられる。一方、 fRe はダルシ流れであれば同一流路形状で流速にかかわらず一定値となるものであるが、ウイック中の流れが複雑なため実験によって評価しなければならない。

金網ウイック内の作動液流路は、重ねた金網の上下層の隙間の流路と素線を縫って流れる素線格子内の流路の、2種類の流路が並列して構成される複合流路と見なすことができる。上下層の隙間が大きい領域では、作動液の多くは上下層の隙間を流れるが、隙間が減少するにつれて、素線格子内の流れが支配的になると推察される。したがって、流路形状は、上下層の隙間の変化、素線格子の形状の違い等により変化するため、速度分布が異なり、 fRe はこれらの因子に影響されることが予測される。上下層の隙間が大きい領域から、かなり小さい領域まで、広範囲な領域について検討する必要がある。

3.3 上下層の隙間が大きい領域に関する検討

3.3.1 ウイックの形状

重力に抗して動作するヒートパイプでは、作動流体の環流の駆動力に大きい毛细管圧力を必要とするため、メッシュ数が大きい金網をウイック素材に用いることが多い。そこで、本項ではヒートパイプのウイック素材に用いられる150~300メッシュ金網を用いて実験を行った。

JIS規格によると250メッシュ以上の目の細かい金網は、Fig.3.2に示すあや織りで織られることがある。あや織り金網を重ねた金網ウイックの上下層の隙間は

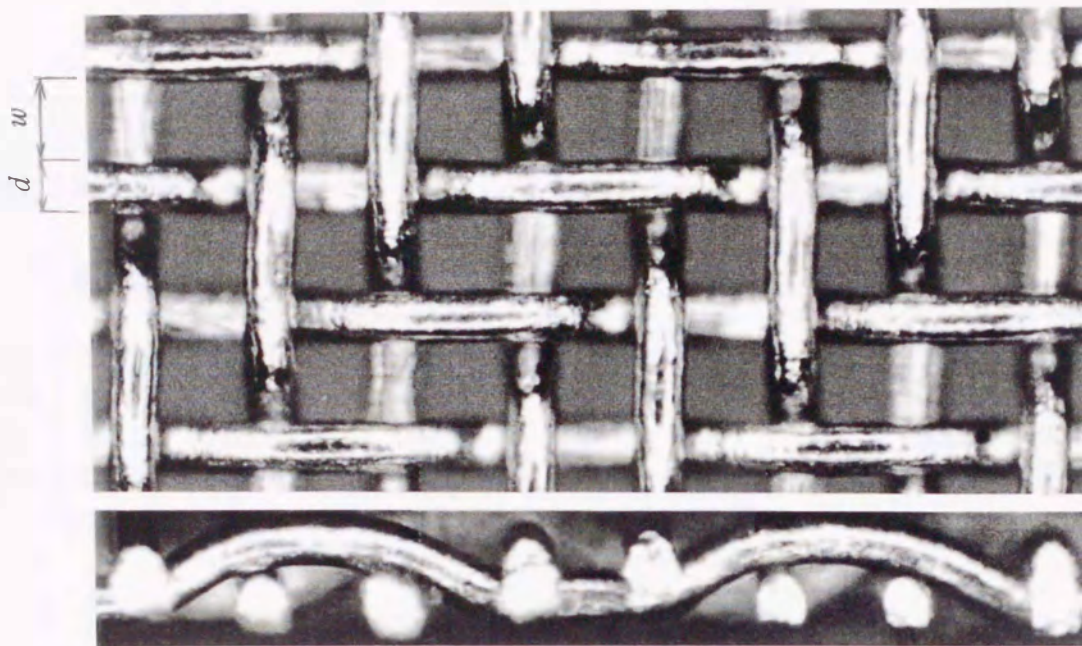


Fig. 3.2 Twill woven screen

複雑な形状となるので，上下層の隙間の形状に大きく依存する最大毛細管圧力の予測は困難である．しかし，上下層の隙間が大きい領域では，作動液の多くは上下層の隙間を流れ，織り方の違いによる fRe への影響が顕著に現れないと推察される．そこで，供試金網にあや織り金網を加えて，透過率に及ぼすウイック厚さの影響について検討を行う．

供試ウイックの形状を Table 3.1 に示す．金網の素線径 d ，縮れ率 S は顕微鏡写真により計測した．目開き w はメッシュ数と素線径 d から算出した．金網1層の厚さ δ_1 はマイクロメータで測定した．

あや織りの場合，縮れ率 S は前章で示した素線径 d ，目開き w および1層の厚さ δ_1 から Eqs.(2.44)，(2.45) で算出される素線が曲がる格子の縮れ率と，素線が全く縮れない格子の値1の平均値で算出され，計算値 S_{cal} と実験値 S は $\pm 3\%$ 以内で一致している．したがって，縮れ率 S は前章で示した式で評価することもできる．

なお，ウイックは長さ $L=220\text{mm}$ ，幅 $W=80\text{mm}$ である．またコンテナ上下の壁面と金網の間の流路の影響を軽減するために，金網層数 n を多くし，コンテナ上下面の面積を全濡れ面積の5%以下に設定した．

Table 3.1 Geometry of screen wicks

Mesh	Wire diameter	Sieve opening	Thickness δ_1 [mm]	Shrinkage factor		Number of layers n	$\frac{d}{d+w}$	Weave
	d [mm]	w [mm]		S [-]	S_{cat} [-]			
150	0.0562	0.1131	0.138	1.08	1.085	17	0.332	Plain
200	0.0475	0.0795	0.123	1.09	1.118	22	0.374	Plain
250	0.0381	0.0635	0.090	1.05	1.051	26	0.375	Twill
300	0.0381	0.0466	0.096	1.06	1.079	28	0.450	Twill

3.3.2 実験装置および実験方法

透過率測定に用いた実験装置を Fig.3.3 に示す。実験装置は、液位を計測するセンサーが取り付けられている液位計，ウイックを装着する真鍮製コンテナ（上部コンテナ厚さ12mm，下部コンテナ厚さ7mm），下部タンク，恒温槽，熱交換器および測定系で構成されている。実験には液面計と下部タンクとの液位の差を利用した強制流方式を用い，液位の差が時間と共に徐々に減少する非定常状態での計測を行った。このときマルチプレクサおよびデジタルマルチメータを用い，コンピュータ援用による液位変化および作動液流量の自動計測を行った。

ウイックは，超音波洗浄機を用いてアルカリ洗剤および希塩酸で十分洗浄したのち，コンテナへ装着し，上部下部のコンテナをボルトで締めることによりウイック厚さ δ_w を設定した。この作業はウイック中およびコンテナ内への気泡の侵入を防ぐため水中で行った。ウイック厚さは，コンテナの厚みを含むコンテナ外側の厚さを12点計測し，各点のコンテナの厚さを減じることにより評価した。また，各点のウイック厚さの差が $\pm 5 \mu\text{m}$ 以内になるように調整した。

作動液には，純水を80℃に加熱したのち減圧して沸騰させて十分脱気し，極微量の NaOH を加えて電気伝導度を大きくした水を用いた。

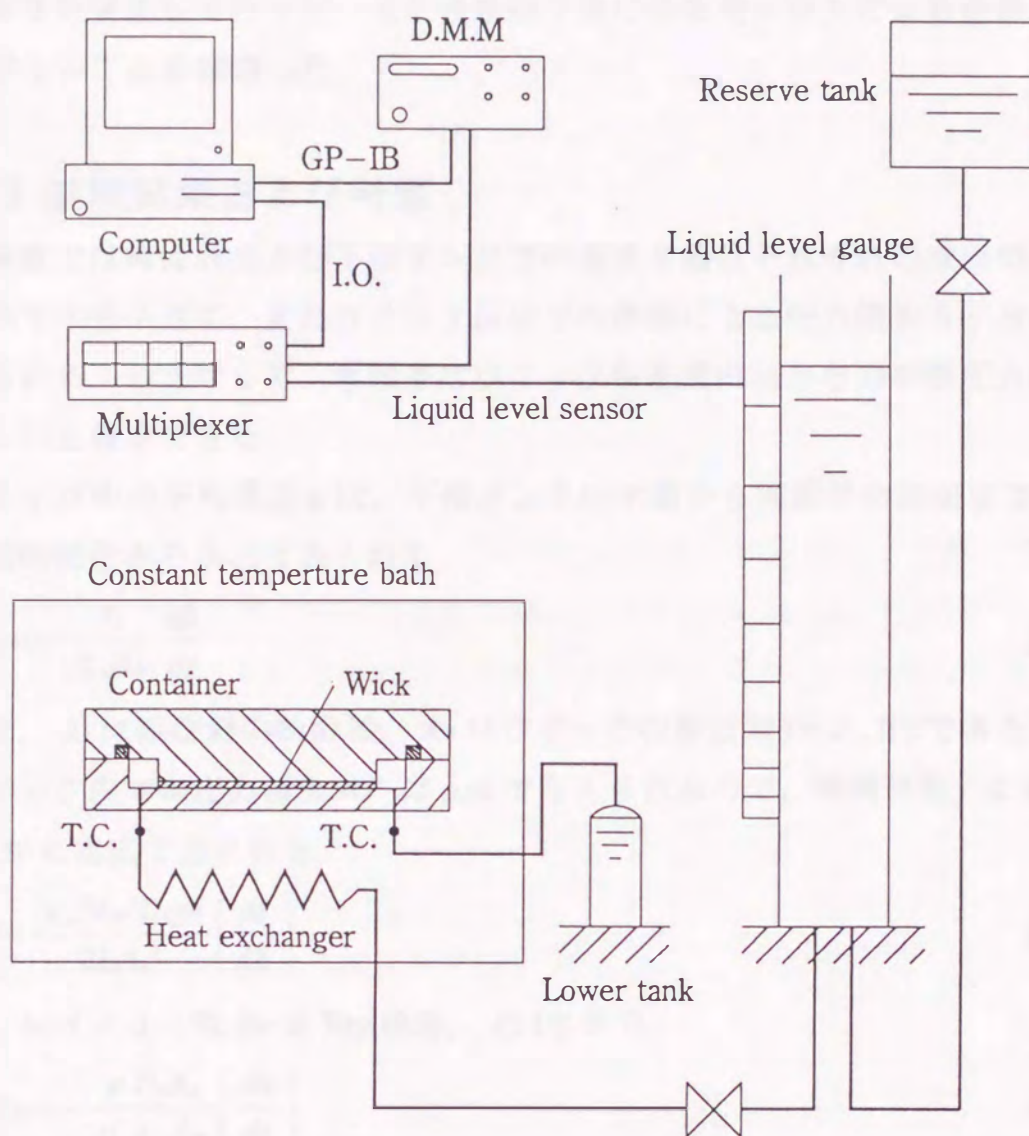


Fig. 3.3 Schematic diagram of experimental apparatus

実験は、まず作動液をリザーブタンクからヘッド作用を兼ねた液面計へ、気泡が混入しないように、徐々に流入させ充填した。この作動液を恒温槽内に設置した熱交換器により全実験を通じてほぼ同じ温度（40℃）となるように調整し、ウイック内を通して下部タンクへと流出させた。液面計のセンサが液面通過を感知すると、コンピュータにより自動的に熱電対で動作温度を計測し通過時刻とともに記録した。液位計の各センサ間の間隔は、測定時間の均一化を意図して対数間隔を基準としたが、10mm以下の間隔となる場合10mmとした。この実験をウイ

ック厚さを変化して行った。また実験終了後には気泡の混入による流路断面積の減少がないことを確認した。

3.3.3 実験結果および考察

本実験では液面計および下部タンクでの速度水頭はそれぞれの液面間の水頭差に比べて十分小さく、またウイック以外での摩擦による圧力損失も十分小さいと考えられる。したがって、水頭差はウイック中を流れるときの摩擦圧力損失水頭と等しいと仮定できる。

ウイック中の平均流速 u は、下部タンクの水面から液面計の液面までの高さ h の時間的変化から次式で表される。

$$u = - \frac{A_h}{\epsilon_n A_w} \frac{dh}{dt} \quad (3.13)$$

ここで、 A_h は液位計の断面積、 A_w はウイックの断面積 ($= \delta_n W$) である。

ウイック内での圧力損失 ΔP は ρgh で与えられるので、摩擦係数 f は Eqs.(3.9), (3.13) から次式で表される。

$$f = \frac{\epsilon_n^2 A_w^2 D_h g h}{2 L A_h^2} \left(\frac{dt}{dh} \right)^2 \quad (3.14)$$

また、レイノルズ数 Re は Eqs.(3.5), (3.13) から、

$$Re = - \frac{\rho D_h A_h}{\mu \epsilon_n A_w} \left(\frac{dh}{dt} \right) \quad (3.15)$$

したがって、液面高さ h_1 , h_2 , その間を通過する時間を Δt とすると、 fRe は次式で評価される。

$$fRe = \frac{\epsilon_n A_w \rho g D_h^2 \Delta t}{2 L \mu A_h \ln(h_1/h_2)} \quad (3.16)$$

時間 Δt における平均レイノルズ数 Re は Eq.(3.15) から次式で算出されるので、

$$Re = \frac{\rho A_h D_h (h_1 - h_2)}{\mu \epsilon_n A_w \Delta t} \quad (3.17)$$

摩擦係数 f は、Eqs.(3.16), (3.17) から次式で与えられる。

$$f = \frac{\epsilon_n^2 A_w^2 D_h g \Delta t^2}{2 L A_h^2 (h_1 - h_2) \ln(h_1/h_2)} \quad (3.18)$$

代表的な実験結果として、150メッシュおよび300メッシュの金網を用いたウィックについて、摩擦係数 f とレイノルズ数 Re の関係を Fig.3.4 に示す。どちらの場合も傾きは -1 を示しており、 fRe の値はほぼ一定値を示しているため、ウィック内はダルシ流れであることが分かる。

一般に f と Re の関係は $f=C_1/Re+C_2$ の形で整理されるが (Shibayama *et al.*, 1978), ダルシ流れでは Re が小さいので、第1項に比べて C_2 が小さく無視することが多い。図中の実線はそれぞれのウィックでの実験結果を次式の形で整理した結果である。

$$f=C_1/Re \tag{3.19}$$

池田は50~325メッシュの金網1~3層について透過率を求める実験を行い、 fRe の値は円管の場合と同じ16になるとの結果を得ている (Ikeda, 1986)。しかし、ウィックを構成するときの押付け圧力の相違により流路形状が変化し速度分布が異

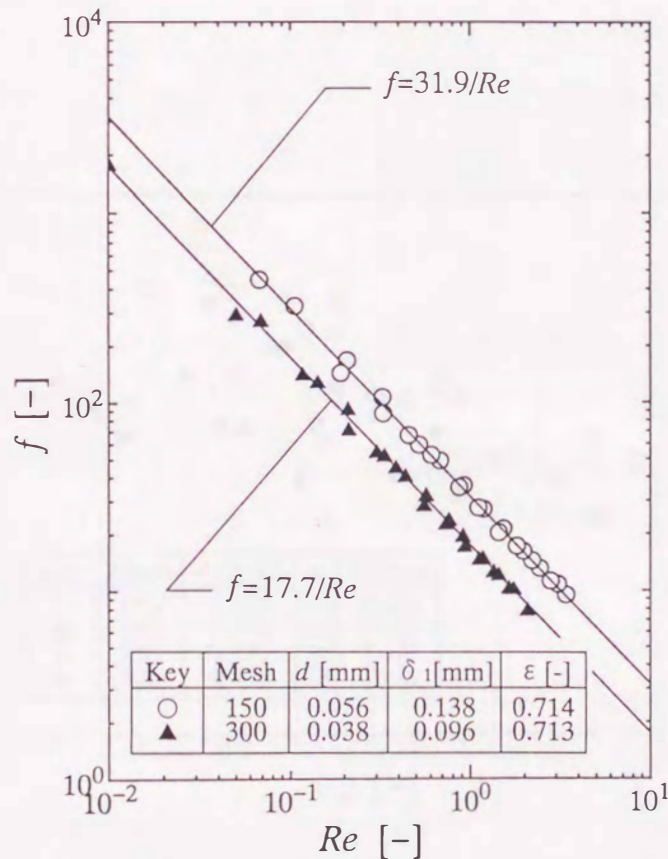


Fig. 3.4 Relation between friction factor f and Reynolds number Re

なると考えられることから、 fRe は押付け圧力の違いによるウイック厚さの変化に影響されることが予測される。 fRe が金網1層分のウイック厚さ δ_n/n と金網1層の厚さ δ_1 の比に影響されるとした小佐井らの研究結果 (Kozai *et al.*, 1990) は、この予測を裏付けるものであると考えている。

実験値を Eq.(3.19) で整理した fRe の値に及ぼす有孔率 ε_n の影響を Fig.3.5 に示す。それぞれのウイックについて、 fRe の値は有孔率が大きくなるにしたがいほぼ同様の傾きで小さくなっている。ウイックの有孔率は、金網のメッシュ数および層数が同一であるとき、ウイック厚さに対応しているので、 fRe の値はウイックの厚さ δ_n の変化に影響されることが分かる。

流路が相似形であれば有孔率 ε_n は等しくなり、また fRe も同一の値となる。しかし金網の種類によって素線径と素線間隔の比 $d/(d+w)$ 、素線の縮れ率 S あるいは織り方が異なり、多層ウイックでは金網の重ね方も均一とはならないことから、流路は相似形にはならない。そのため、同じ有孔率でも金網の種類によって fRe の値が異なってくる。

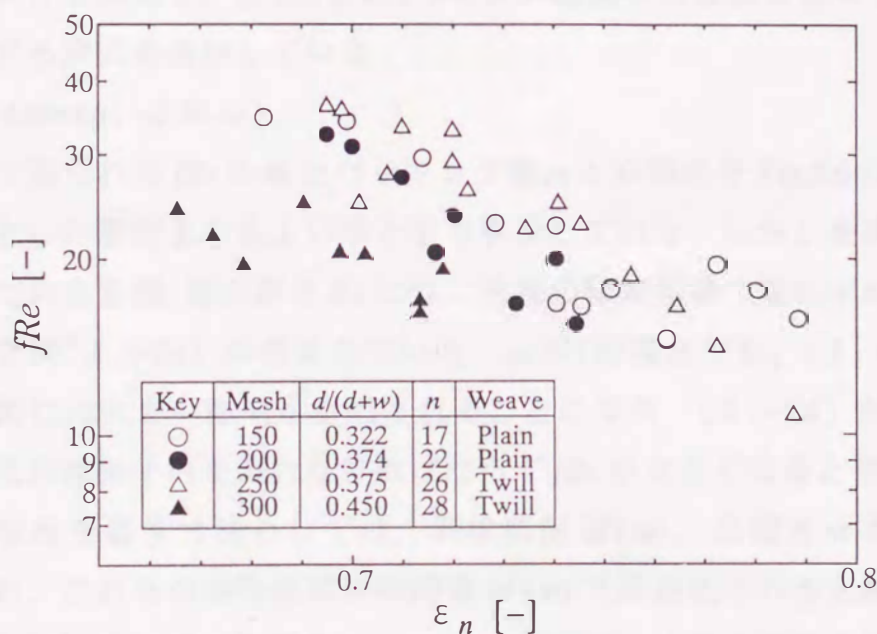


Fig. 3.5 Dependence of fRe on the porosity ε_n

実験に供した250メッシュと300メッシュの金網は、同じあや織りであるが $d/(d+w)$ が異なる。また250メッシュと200メッシュでは、 $d/(d+w)$ はほぼ同じ値であるが織り方が違っている。 fRe に及ぼす有孔率 ϵ_n の影響を示した Fig.3.5 において、300メッシュを用いたウイックは ϵ_n が0.67近傍の値においても fRe が20程度を示しているものがある。一方、200メッシュ、250メッシュのウイックでは、 ϵ_n と fRe はほぼ似たような関係となっている。これらのことから、 fRe について平織りとあや織りの違いが及ぼす影響は小さく、 $d/(d+w)$ の効果が大きいと思われる。

金網ウイック内の流路形状は、金網形状の違いなどにより同じ有孔率でも異なるので、 fRe を整理するための直接的な特性数は存在しないと推察される。しかし織り方が異なることによる影響が少ないこと、有孔率の変化すなわちウイック厚さ δ_n の変化に対して、同一メッシュ数を持つウイックが同様の傾きで変化することを考慮すれば、 fRe はウイックの厚さ δ_n と金網の特性を表す代表寸法を用いて整理できると考えられる。

小佐井ら (Kozai *et al.*, 1990) は、金網の押付け圧力を表す値として、金網1層分のウイック厚さ δ_n/n と金網1層の厚さ δ_1 の比で定義したパッキング数 ω ($=\delta_n/(n\delta_1)$) を導入し、 $0.9 \leq \omega \leq 1.0$ の狭い範囲の実験値を整理して、 fRe を ω から予測する次式を提出している。

$$fRe = 408 \exp(-2.94 \omega) \quad (3.20)$$

本実験で得られた fRe の値とパッキング数 ω との関係を Fig.3.6 に示す。有孔率を特性数とした場合よりもよいまとまりを示している。しかし金網の特性を表す代表寸法である金網1層の厚さ δ_1 には、素線の縦線横線で縮れ率が違うことから生じるすき間 ($\delta_1 - 2d$) が含まれている。 ω が1の場合でも、($\delta_1 - 2d$) が大きい金網の層間には大きい隙間が形成されることになり、($\delta_1 - 2d$) が小さい金網では作動液は素線格子内を流れなければならず fRe が大きくなると推察される。

金網の特性を表す寸法としては、素線間隔 ($d+w$)、目開き w および素線径 d が考えられ、これらの特性数は素線間隔 ($d+w$) で規格化されると推察される。またウイックの厚さ方向の特性数としては、流路が上下層の隙間と素線格子内の複合流路であることを考慮すると、金網1層分の厚さ δ_n/n が考えられ、この特性数は素線間隔 ($d+w$)、1層の厚さ δ_1 および素線径 d で規格化されると推察される。

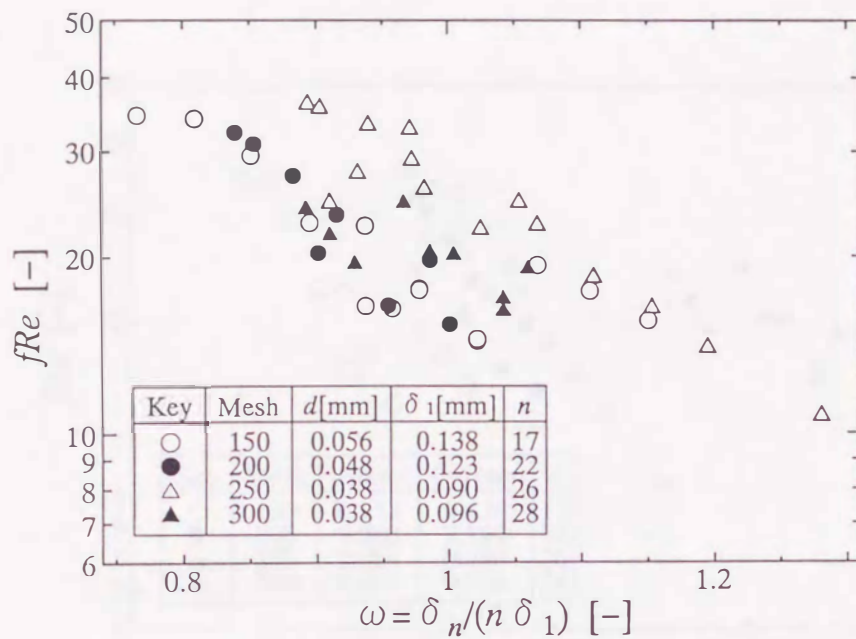


Fig. 3.6 Dependence of fRe on the packing number ω

したがって、流路の縦横比に対応するウイックの特性数群 Eqs.(3.21) ~ (3.28) が考えられる。

$$\delta_w/(nw) \tag{3.21}$$

$$\delta_w/(nd) \tag{3.22}$$

$$\delta_w/\{n(d+w)\} \tag{3.23}$$

$$\delta_w(d+w)/(n\delta_1w) \tag{3.24}$$

$$\delta_w(d+w)/(n\delta_1d) \tag{3.25}$$

$$\delta_w/(n\delta_1) \tag{3.26}$$

$$\delta_w(d+w)/(ndw) \tag{3.27}$$

$$\delta_w(d+w)/(nd^2) \tag{3.28}$$

Eq.(3.26) で与えられるウイックの特性数は、小佐井らが用いたパッキング数 ω である。この ω を除くウイックの特性数と fRe の関係は、それぞれ Figs.3.7 ~ 3.13 に示すようになる。これらの結果の中で Fig.3.8 に示す特性数 $\delta_w/(nd)$ が最もよく fRe を整理できている。

上下層の隙間が大きい領域 ($\delta_w/(nd) > 2$) では、 fRe の値はウイック厚さの増大

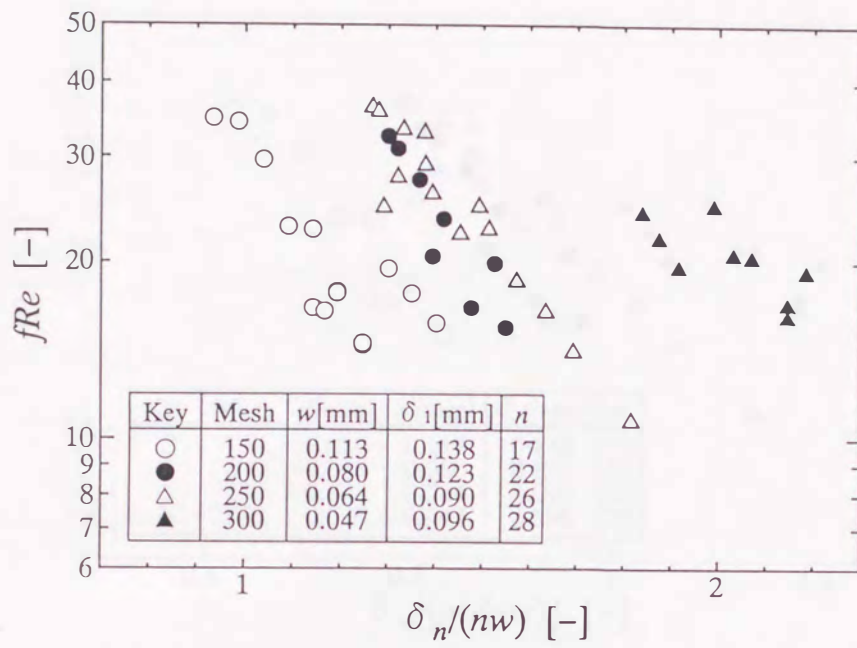


Fig. 3.7 Dependence of fRe on $\delta_n/(nw)$

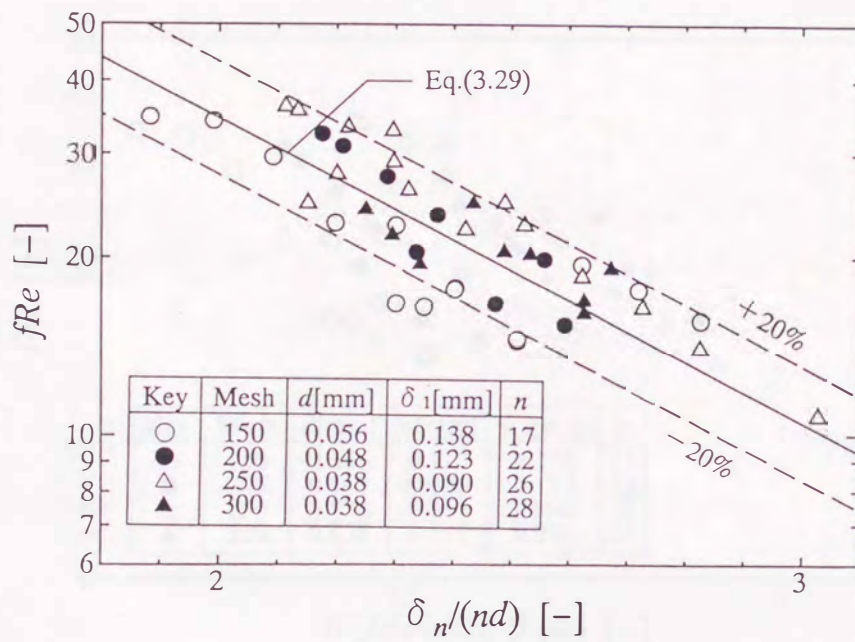


Fig. 3.8 Dependence of fRe on $\delta_n/(nd)$

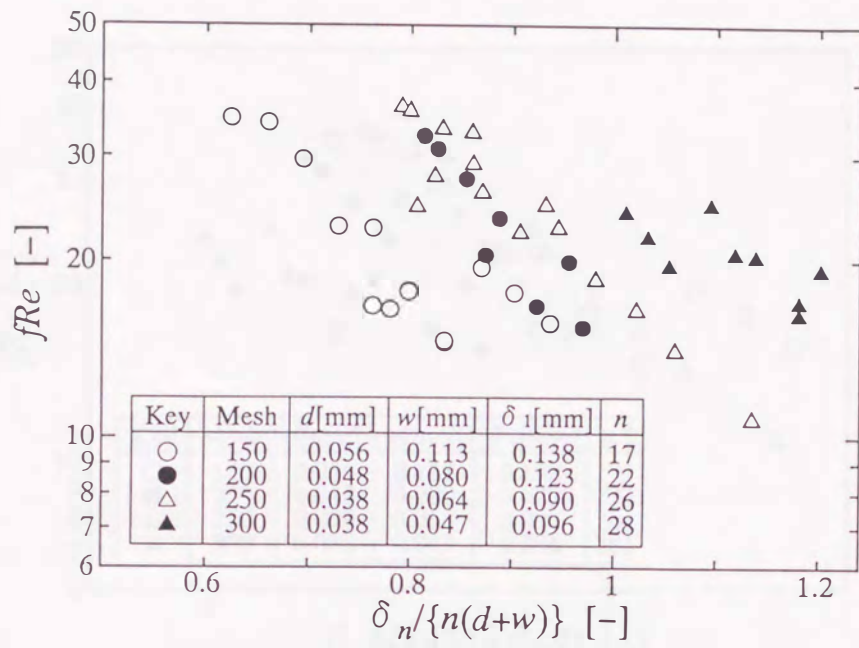


Fig. 3.9 Dependence of fRe on $\delta_n / \{n(d+w)\}$

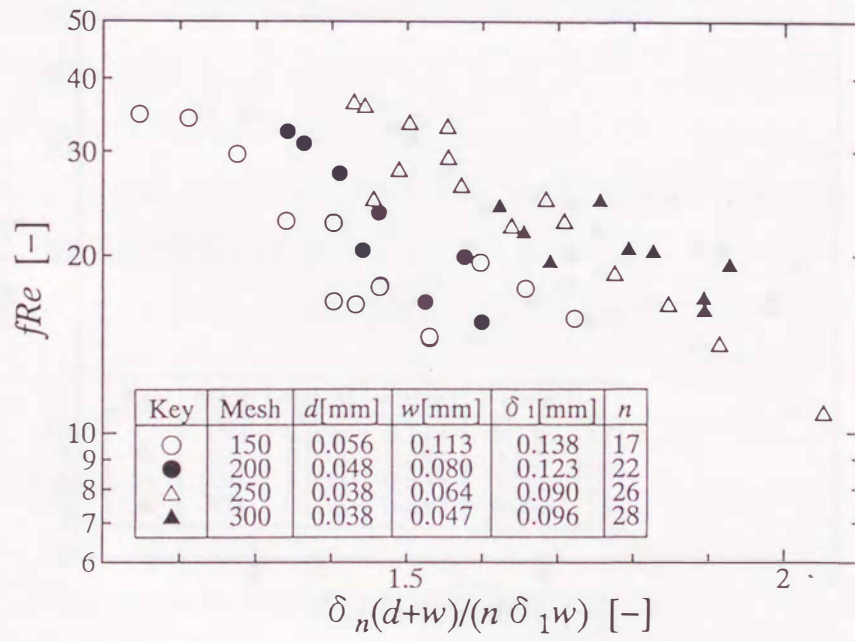


Fig. 3.10 Dependence of fRe on $\delta_n(d+w) / (n \delta_1 w)$

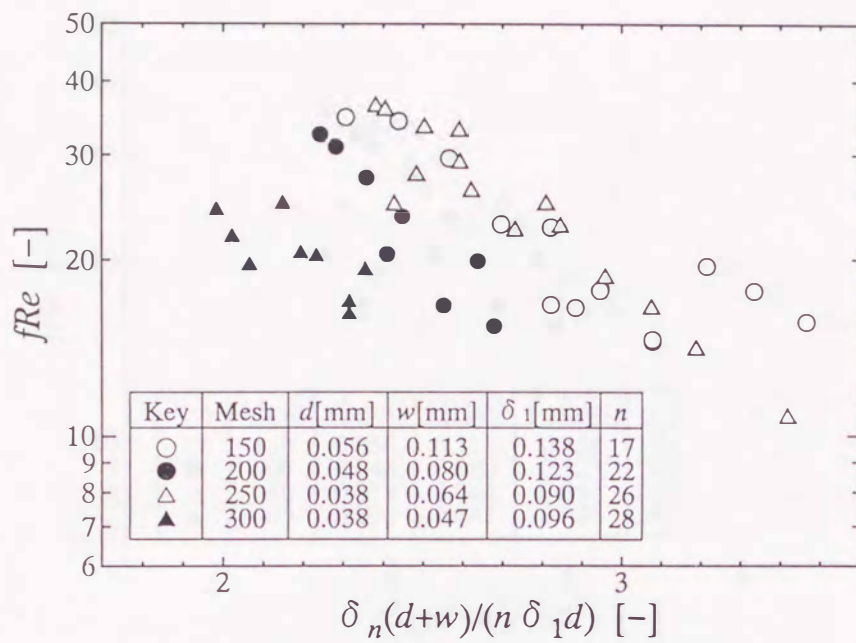


Fig. 3.11 Dependence of fRe on $\delta_n(d+w)/(n \delta_1 d)$

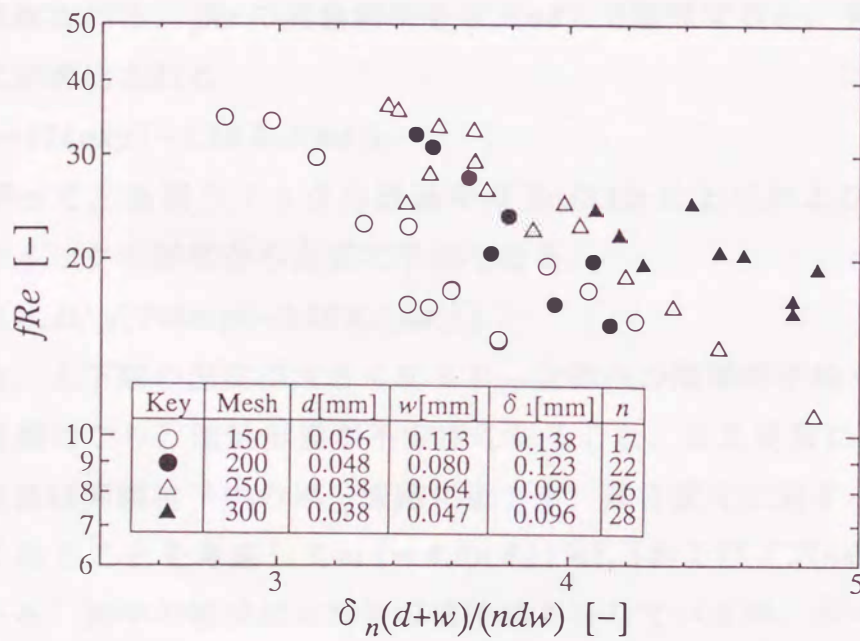


Fig. 3.12 Dependence of fRe on $\delta_n(d+w)/(ndw)$

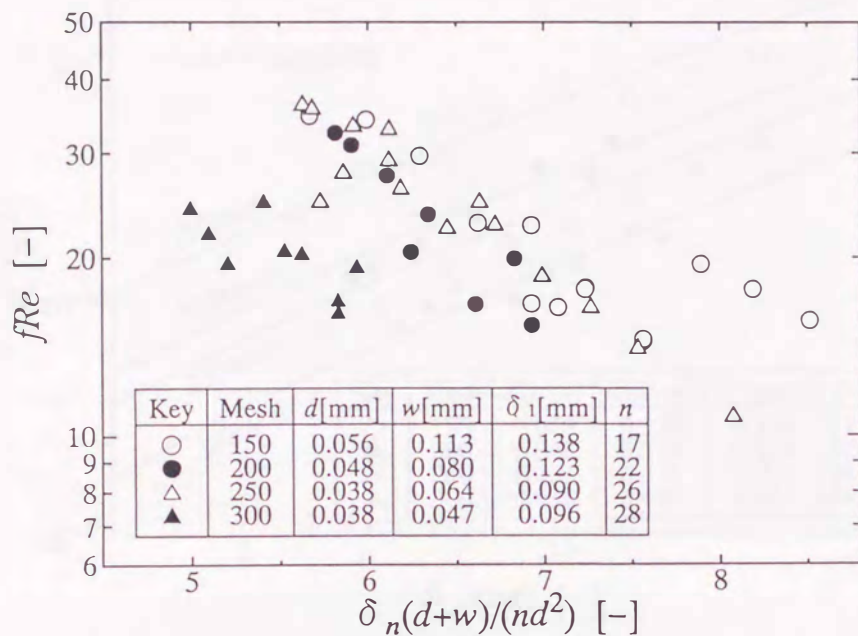


Fig. 3.13 Dependence of fRe on $\delta_n(d+w)/(nd^2)$

と共に急激に減少し、その値は金網1層分の厚さと素線径の比 $\delta_n/(nd)$ で整理できると推察される。 fRe の実験結果を $\delta_n/(nd)$ で整理すると、 Fig.3.8 中に実線で示す次式が導出される。

$$fRe = 374 \exp \{-1.19 \delta_n/(nd)\} \quad (3.29)$$

したがって、金網ウイックの透過率は Eq.(3.12) に上式および ϵ_n 、 D_n を用いて金網ウイックの形状から次式で予測できる。

$$K = (\epsilon_n D_n^2) / [748 \exp \{-1.19 \delta_n/(nd)\}] \quad (3.30)$$

上式は、上下層の隙間が大きくなると、流路内の隙間が不均一になるため流路形状が複雑になり、流動形態が不安定になること、また非常に強く押さえると、作動液流路は素線格子内の単一流路に近づき、厚さ変化に対する流路構造の変化が小さくなることを考慮して $\omega (= \delta_n/(n \delta_1)) < 1.1$ および $\delta_n/(nd) \geq 2$ の場合に対応している。図中の破線は $\pm 20\%$ の偏差域を示しているが、データはほとんどこの範囲にあり、 Fig.3.6 のパッキング数 ω で表した場合よりよく整理できている。

逆浸透法海水淡水化装置に用いられるスパイラル型モジュール内の海水および透過水の流路に使用されるポリエチレン製平織り金網の透過率に関して実験的検

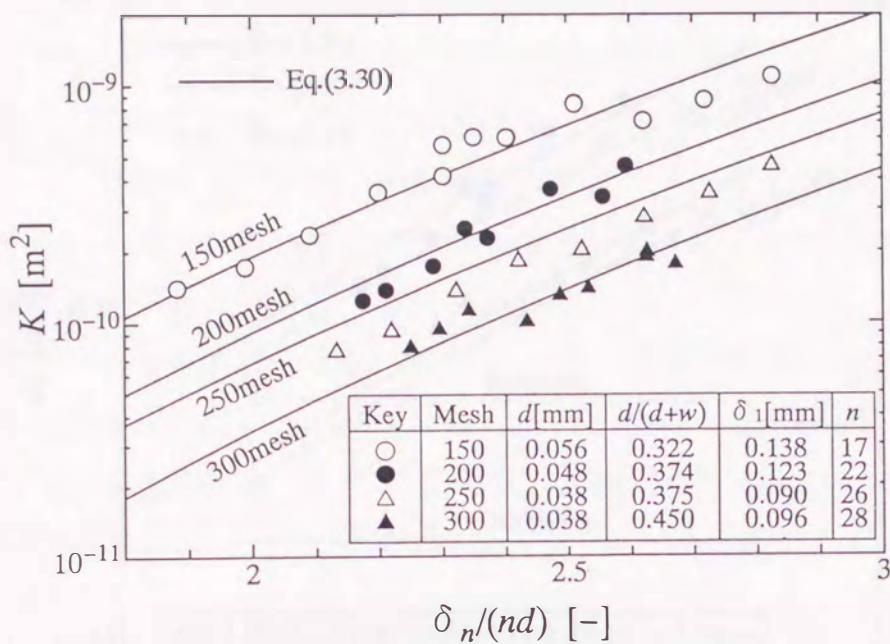


Fig. 3.14 Comparison of the experimental results of permeability with the derived empirical equation

討を行った森らは、金網層数が少ない(1~5層)にもかかわらず、透過率の実験結果が Eq.(3.30) とかなり良い一致を示すことを確認した (Mori *et al.*, 1993).

ウイックの透過率 K の実験値と経験式 Eq.(3.30) からの推算値の関係を Fig.3.14 に示す。各金網は金網形状 $d/(d+w)$ が異なるが、推算値は各メッシュ数のウイックの実験値と良く対応している。

従来、金網ウイックの透過率 K を求める式として、ウイックの有孔率を金網上下層の隙間を考慮していない Marcus の式 Eq.(3.31) で評価した変形 Blake-Kozeny の式 Eq.(3.32) (Marcus, 1972, p.49) がよく用いられている。

$$\varepsilon_M = 1 - \frac{\pi S d}{4(d+w)} \quad (3.31)$$

$$K = \frac{d^2 \varepsilon_M^3}{122(1 - \varepsilon_M)^2} \quad (3.32)$$

また、小佐井らは fRe を Eq.(3.20) で与えて、次式に示す透過率の予測式を示している。両式および著者らの式による推算値と実験結果との対応を Fig.3.15 に示す。

$$K = (\varepsilon_M D_A^2) / [816 \exp\{-2.94 \delta_n / (n \delta_1)\}] \quad (3.33)$$

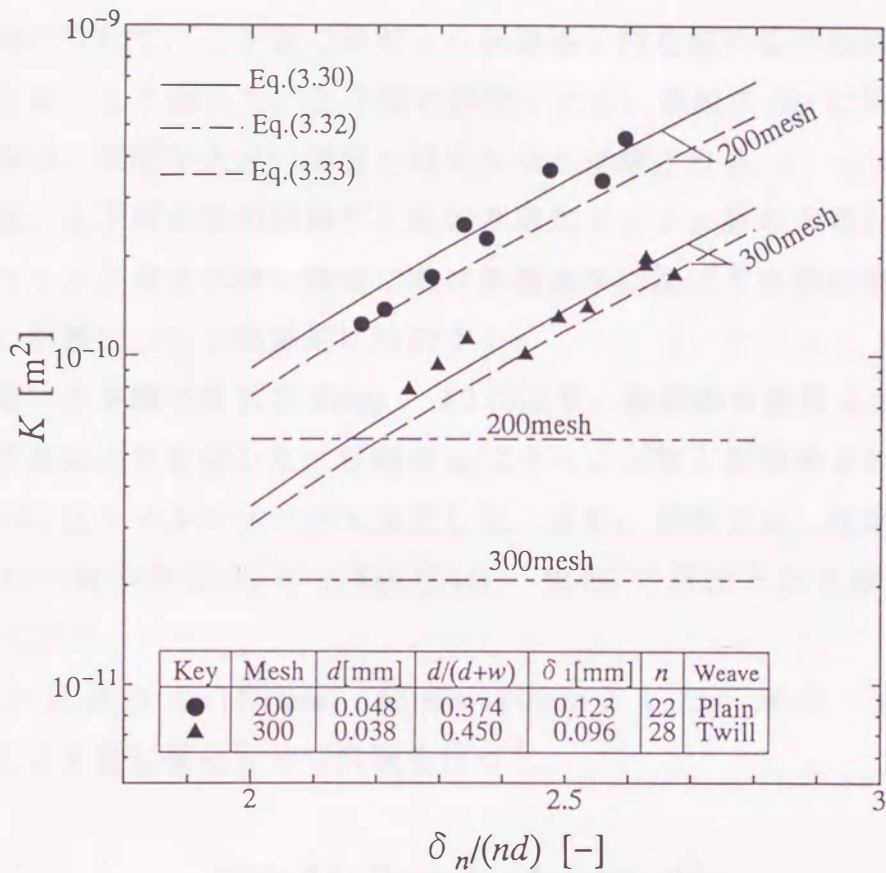


Fig. 3.15 Comparison of the experimental results of permeability with the derived empirical equation and the conventional equations

変形 Blake-Kozeny の式による推算値は実測値よりもかなり小さい。このとき用いた有孔率の値は多層ウイックの金網上下層の隙間を考慮していないため一定値となり，ウイック厚さの変化に対応していない。小佐井らによる値は， fRe を整理した特性数 ω に自由状態でのすき間が含まれているが，本実験に用いた金網形状の範囲では，実験値と妥当な一致を示している。

3.4 上下層の隙間が小さい領域に関する検討

3.4.1 ウイックの形状

金網ウイックは大きい毛細管圧力を発生するため，気相の圧力に押しつけられて金網上下層の隙間が小さくなる場合も考えられる。ウイック内の上下層の隙間

が減少するにつれて、上下層の隙間より素線格子内を流れる作動液流量が増加することになる。したがって、上下層の隙間が小さい領域の fRe に及ぼすウイック厚さの影響は、隙間が大きい場合とは異なると推察される。

本項では、上下層の隙間制御が比較的容易なメッシュ数の大きい平織り金網を用いて、ウイック厚さが薄い領域における透過率に及ぼす金網の形状およびウイック厚さの影響について実験的に検討する。

実験に用いた金網の形状を Table 3.2 に示す。金網の素線径 d および縮れ率 S は顕微鏡写真により計測した。目開き w はメッシュ数と素線径 d から算出した。1層の厚さ δ_1 はマイクロメータで測定した。なお、前章で示した素線径 d 、目開き w および一層の厚さ δ_1 から Eqs.(2.44), (2.45) で算出される縮れ率の計算値 S_{cal} も同時に示す。

ウイックは長さ $L=160\text{mm}$ 、幅 $W=100\text{mm}$ とした。また、金網層数 n を Table 3.3 に示す値に変化させて実験を行った。

Table 3.2 Geometry of screen wicks

Mesh	Wire diameter d [mm]	Sieve opening w [mm]	Thickness δ_1 [mm]	Shrinkage factor		Weave
				S [-]	S_{cal} [-]	
40(a)	0.277	0.359	0.564	1.07	1.12	Plain
40(b)	0.239	0.397	0.467	1.10	1.09	Plain
60	0.132	0.292	0.260	1.04	1.06	Plain

Table 3.3 Number of screen layers installed in the container

Mesh	n
40(a)	2, 4, 6
40(b)	1, 2, 3
60	2, 4, 5

3.4.2 実験装置および実験方法

本項で使用する金網は、前項の供試金網に比べてメッシュ数が小さいので、ウイック内の流動がダルシ流れとなるレイノルズ数 Re の領域の実験を行うには、作動液流動の駆動圧力差（ウイック内での圧力損失）を小さくする必要がある。

本実験で用いた実験装置を Fig.3.16 に示す。装置はヘッドタンク、ウイックを装着するステンレス製コンテナ、下部タンク、恒温槽、熱交換器、重量計および読み取り顕微鏡で構成されている。コンテナ内のウイックを強く押しつけるために、コンテナ厚さを上部、下部とも25mmとした。

前項と同様にヘッドタンクと下部タンクの液位差を利用した強制流方式を用いた。作動液には、十分脱気した純水を用いた。

実験は、まず十分洗浄したウイックを水中でコンテナへ装着し、上部下部のコンテナをボルトで締めることによりウイック厚さを設定した。ウイック厚さは、コンテナの厚みを含むコンテナ外側の厚さを12点計測し、各点のコンテナの厚さ

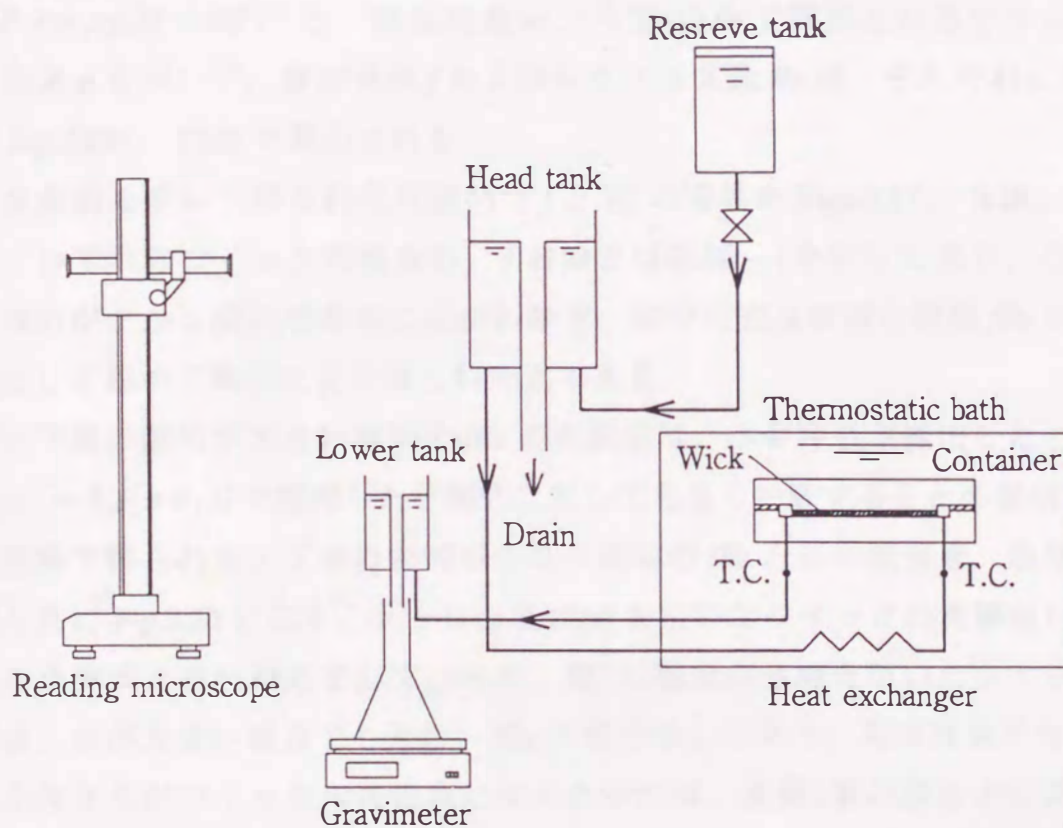


Fig. 3.16 Schematic diagram of experimental apparatus

を減じることにより評価した。その際、各点のウイック厚さの差が $\pm 5 \mu m$ 以内になるように調整した。次に、作動液をリザーブタンクから注入することによって液位差を一定に保ち、流量が一定となり流れが定常状態であることを確認したのち、作動液流量および液位差を計測した。小流量、小液位差で実験を行うため、液位差は読み取り顕微鏡で、流量は重量計で計測した。

全実験を通じて、作動液温度を $40^\circ C$ とし、実験終了後にはウイック中に気泡の混入がないことを確認した。

ウイック以外の部分の圧力損失 ΔH と作動液の質量流量 m を検定し、次式を得た。ウイック中の圧力損失は、ヘッドタンクと下部タンクの液位差 H から次式で算出される ΔH を減じることによって評価した。

$$\Delta H = 4.85 \times 10^3 m^2 + 7.35m \quad (3.34)$$

3.4.3 実験結果および考察

本実験は定常状態で行ったので、ダルシ流れによるウイック中での圧力損失 $\Delta P \{= \rho g(H - \Delta H)\}$ と、質量流量 m から Eq.(3.6) で算出されるウイック中の平均流速 u を用いて、摩擦係数 f およびレイノルズ数 Re は、それぞれ3.2項で示した Eqs.(3.9), (3.5) で算出される。

各金網を用いて得られた代表的な f と Re の関係を Figs.3.17, 3.18, 3.19 に示す。いずれのウイックの場合も、 f の傾きはほぼ -1 を示しており、ウイック中の流れがダルシ流れであることがわかる。図中の式は前項と同様 fRe の値を一定値として最小二乗法により得られた式である。

上下層の隙間が大きい領域の fRe の実験値は、小佐井らが提出したパッキング数 $\omega \{= \delta_w / (n \delta_1)\}$ で整理した予測式に対しても良く一致することを前項で示した。本実験で得られた上下層の隙間が小さい領域の fRe と ω の関係を、前項で得た結果と共に Fig.3.20 に示す。メッシュ数40(a)を用いたウイックの実験値は、小佐井らの予測式と良い対応をしているが、他の2種類の金網を用いたウイックの実験値は、 ω が大きい場合でも大きい fRe の値を示しており、対応は良くない。

小佐井らがウイックの特性数に用いた ω には、金網1層の厚さ δ_1 に素線の縦線横線の縮れ率の違いから生じる隙間 $(\delta_1 - 2d)$ が含まれている。彼らおよび前項で

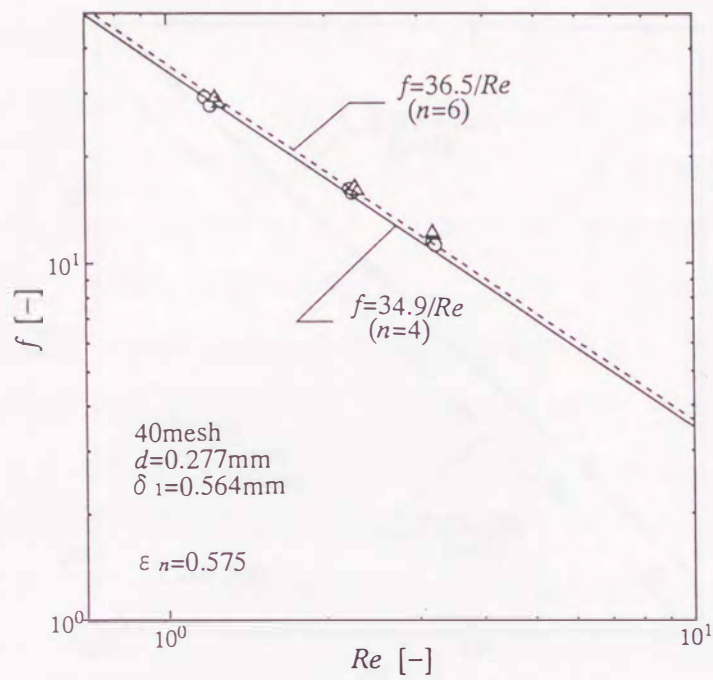


Fig. 3.17 Relation between f and Re

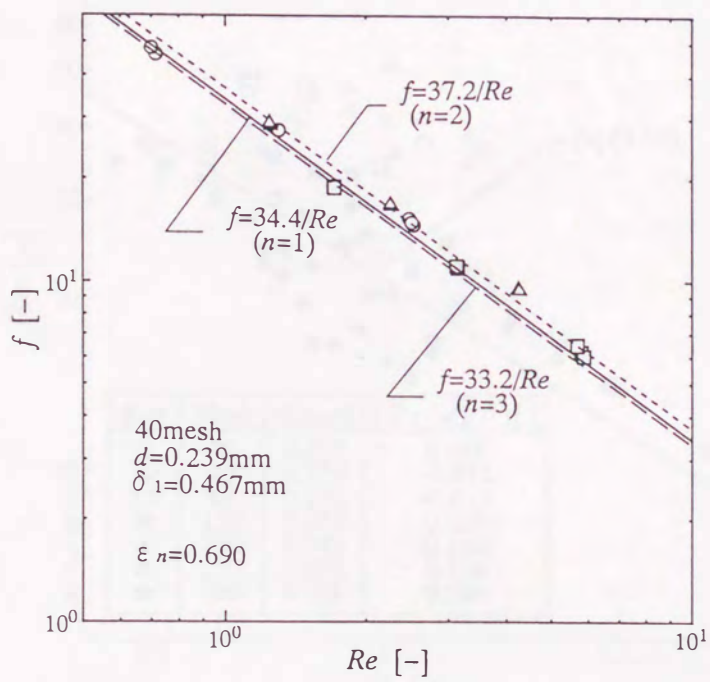


Fig. 3.18 Relation between f and Re

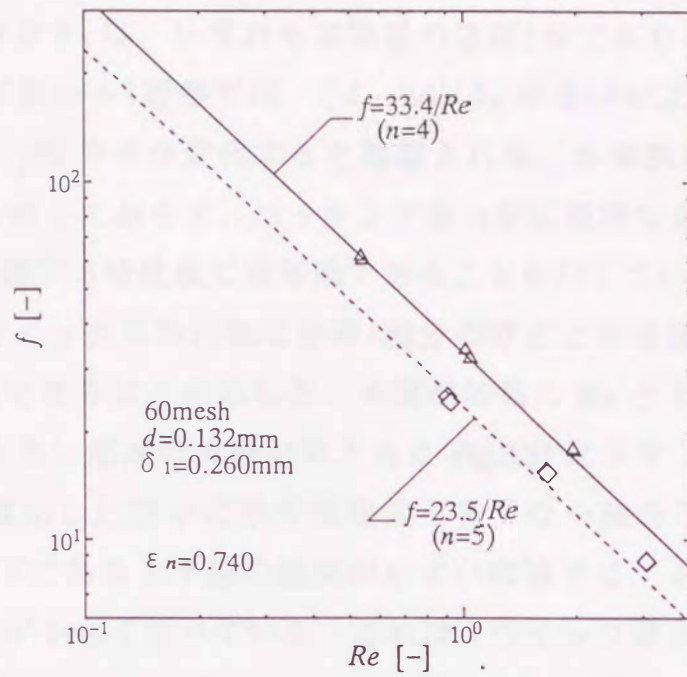


Fig. 3.19 Relation between f and Re

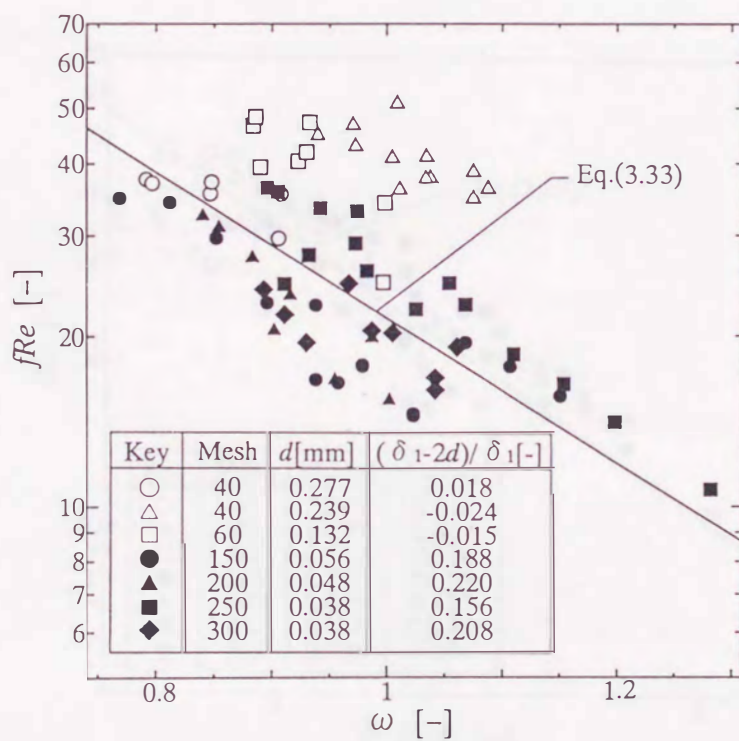


Fig. 3.20 Correlation between fRe and ω

行った実験には $(\delta_1 - 2d)/\delta_1$ が大きい金網を用いた。本実験で用いた Table 3.2 に示した金網の厚さ δ_1 は、いずれも素線径のほぼ2倍であり、 $(\delta_1 - 2d)/\delta_1$ は小さい。パッキング数 $\omega = 1$ 近傍では、 $(\delta_1 - 2d)/\delta_1$ の違いにより素線格子内流路が大きく異なり、 fRe の値が変化すると推察される。本実験結果は $\omega = 1$ 近傍で小佐井らの式と一致しておらず、パッキング数 ω が広範囲な金網形状に対するウィックの fRe を整理する特性数には不適であることを示している。

前項では、ウィックの特性数に金網1層分の厚さと素線径の比 $\delta_w/(nd)$ を用いて、 fRe を整理できることを示した。本実験結果の fRe と $\delta_w/(nd)$ の関係を、上下層の隙間が大きい領域の実験結果と共に Fig.3.21 に示す。いずれの fRe の実験結果も前項で導出した図中に示す整理式と妥当な一致を示している。しかし、 $\delta_w/(nd)$ が2以下である上下層の隙間が小さい領域では、 $\delta_w/(nd)$ の減少にともなう fRe の変化が小さくなっている。これは、ウィック厚さが薄くなると上下層の隙間の流路が狭くなり素線格子内流路の単一流路に近づき、ウィック厚さの減少に伴う流路形状の変化が小さくなるためと推察される。このことを考慮に入れて fRe と $\delta_w/(nd)$ の関係を最小二乗法により式化すると、次式が導出される。

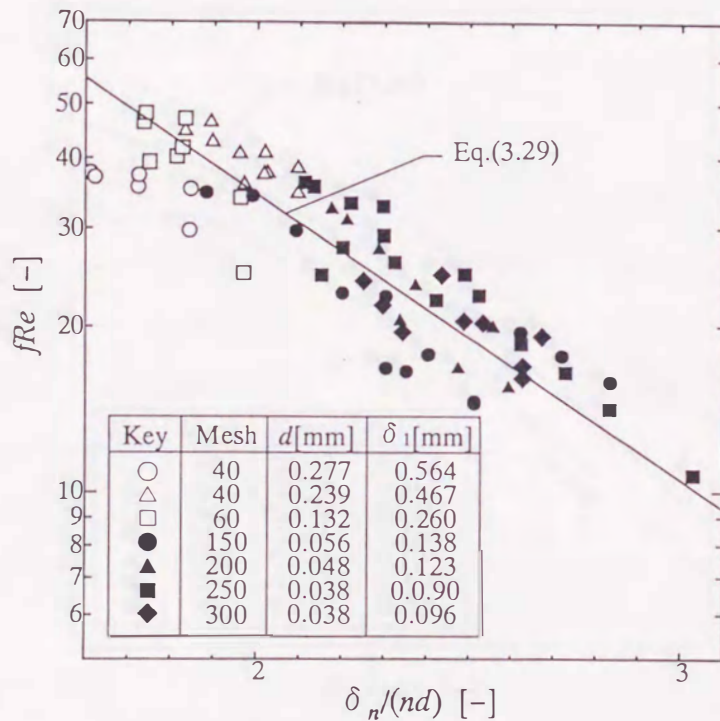


Fig. 3.21 Correlation between fRe and $\delta_w/(nd)$

$$fRe = 52.1 \exp \left\{ -0.42 \left(\frac{\delta_n}{nd} - 1 \right)^2 \right\} \quad (3.35)$$

上式は全ての実験値を最小二乗することにより導出したが、上下層の隙間が大きくなると金網の重なり方が不均一になることを考慮して、 $\delta_n < 2.4nd$ の場合に対応している。

fRe の実験値と Eq.(3.35) の対応を Fig.3.22 に示す。図中の破線は $\pm 20\%$ の偏差域を示している。ウイック中の流れは極めて複雑であり、 fRe には大きい偏差域が存在するが、ほとんどの実験結果は予測式と $\pm 20\%$ 以内で妥当な一致を示している。したがって、金網ウイックの透過率 K は、金網形状およびウイック厚さからウイックの有孔率 ϵ_n 、等価直径 D_h をそれぞれ Eqs.(3.1), (3.4) から算出し、 fRe を Eq.(3.35) で予測することによって、容易に推算できる。

本実験で得られた透過率 K の実験値と、Eq.(3.35) で予測した fRe から得られる推算値の対応を Fig.3.23 に示す。本研究で得られた透過率の実験値は推算値と妥当な一致を示しており、金網形状およびウイック厚さから fRe を Eq.(3.35) で推算することにより、ウイックの透過率 K を精度良く予測することができる。

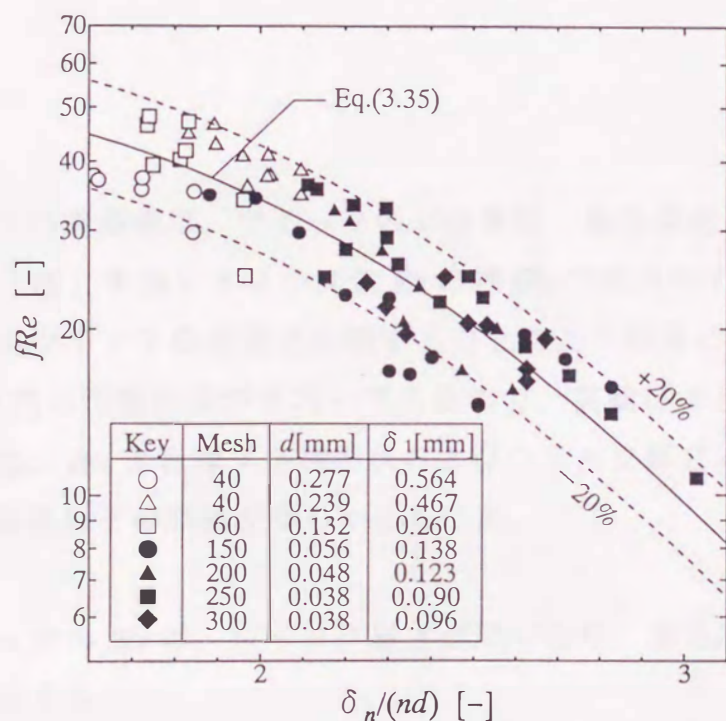


Fig. 3.22 Comparison of experimental results of fRe with the derived empirical equation

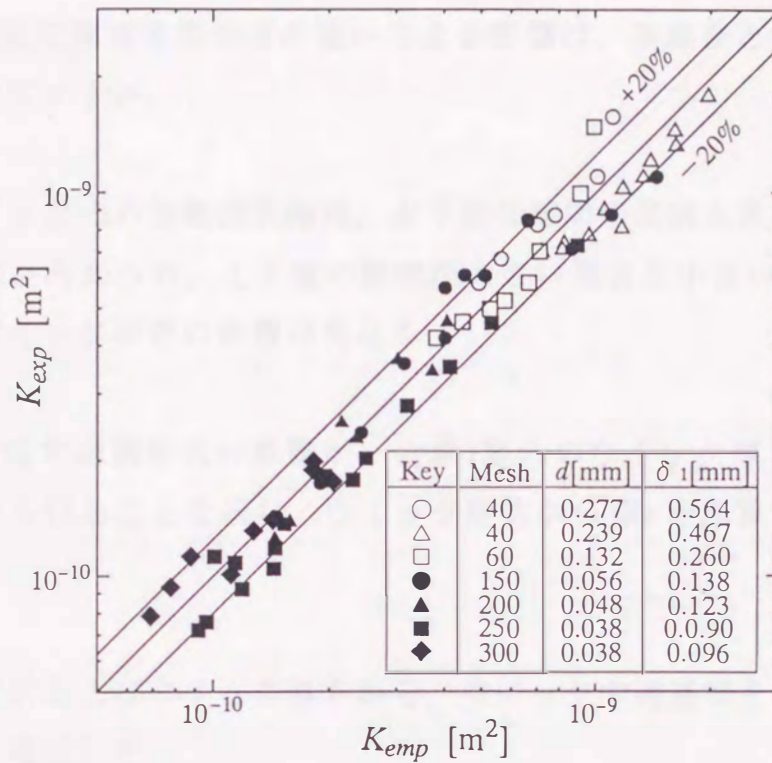


Fig. 3.23 Comparison of experimental results of permeability with those calculated from the derived empirical equation

3.5 結言

金網ウイックの透過率は、ウイックの等価直径、有孔率および摩擦係数 f と等価直径を代表寸法とするレイノルズ数 Re の積 fRe で与えられる。等価直径および有孔率は金網ウイックの形状を計測することにより容易に与えられる。一方、 fRe はウイック内の流動形態が不均一であるので、実験により求めなければならない。本章では、 fRe に及ぼす金網形状およびウイック厚さの影響を実験的に検討した。その結果以下の事柄が明らかになった。

1. 金網ウイックの fRe は、ウイック厚さが厚くなり、有孔率が増加するにしたがって減少する。

2. fRe の変化に及ぼす織り方の違いによる影響は、素線径と素線間隔の比の影響に比べて小さい。
3. 金網ウイック内の作動液流路は、上下層の隙間の流路と素線格子内の流路の複合流路と考えられ、上下層の隙間が大きい場合と小さい場合では、 fRe に及ぼすウイック厚さの影響は異なる。
4. fRe に及ぼす金網形状の影響が、金網1層分のウイック厚さと素線径の比で関係付けられることを示し、ウイック形状から fRe を推算する予測式を導出した。
5. 金網の形状およびウイック厚さから、ウイックの透過率を精度良く予測する経験式を導出した。

第4章 熱輸送限界

4.1 緒言

ヒートパイプは小さな温度差で多量の熱を輸送できる極めて高性能な伝熱素子である。しかし、コンテナ内部を作動流体が環流するため、また蒸発部において作動液が蒸発するため、作動液の環流に制限を受け種々の熱輸送限界が存在する。常温（ $-50^{\circ}\text{C} \sim 300^{\circ}\text{C}$ ）で用いられているヒートパイプでは、作動流体の環流に伴う蒸気流による圧力損失、ウイック中の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生じる体積力による圧力差の和が、環流の駆動力となるウイックの毛細管圧力の最大値に達し、蒸発部端がドライアウトし、急激な機能低下が開始する毛細管圧力限界によって、熱輸送限界が支配されることが多い。

蒸気流による圧力損失は、ウイック中を流れる液流による圧力損失に比べて小さく無視できることが多い。したがって、毛細管圧力限界による熱輸送限界は、ウイック中を流れる液流による圧力損失を支配するウイックの透過率と、作動流体環流の駆動力である最大毛細管圧力に依存することになる。

金網ウイックの透過率の予測式として、有孔率に Marcus の式を用いた変形 Blake-Kozeny の式 (Marcus, 1972, p.49) が、また最大毛細管圧力の予測式として、有効細孔径を素線間隔とした Tien らの式 (Tien and Sun, 1971) が知られている。しかし、金網ウイックの透過率および最大毛細管圧力はウイック厚さに依存するため、これらの式から推算される値が、実際の値と精度良く一致するとは言えないことをこれまで示し、金網形状、ウイック厚さから透過率および最大毛細管圧力を精度良く予測する式を導出した。

金網ウイックを設置したヒートパイプの毛細管圧力限界による熱輸送限界に関する研究は、多数行われているが (Chun, 1972; Roberts and Feldman, 1972; Abhat and Seban, 1974; Imura *et al.*, 1987; Prunzan *et al.*, 1990), 実験に供した個々のウイックの透過率および最大毛細管圧力を実験によって評価しているにもかかわらず、熱輸送限界の推算値と実験値の対応が悪いため、作動液がウイック中を満たしてお

らず，気液界面がウイック中に後退し，作動液の環流路断面積が減少していると仮定した動作モデルが提案されている．しかし，これらの研究は，ウイックの特性がウイック厚さに依存することを考慮していない．

本章では，平板型ヒートパイプを用いた熱輸送限界の実験を行うとともに，最大毛細管圧力の半経験式および透過率の経験式を用いてウイックの特性数を評価した場合に算出される熱輸送限界の推算値と実験値の対応を調査し，熱輸送限界を精度良く予測するモデルを提出する．

4.2 毛細管圧力限界による熱輸送限界の発生メカニズム

ヒートパイプの形状は，コンテナ内外の圧力差が大きい場合には円筒型とすることが多い．しかし，動作温度を考慮してコンテナ内部に封入する作動流体を選択することによって，内外の圧力差を小さくすることができるので，伝熱面積が大きい平板型ヒートパイプの方が実用的には有利であり，今後多く用いられると推察される．

均質ウイックである金網ウイックをコンテナ底面にのみ設置した Fig.4.1 に示す幅 W ，全長 L （凝縮部長 L_c ，断熱部長 L_a ，蒸発部長 L_e ）の平板型ヒートパイプが，水平から傾き角 ϕ 傾いた状態で，熱量 Q を蒸発部から凝縮部へ輸送している場合について，毛細管圧力限界による熱輸送限界が発生するメカニズムを検討する．

位置 x での蒸气流路とウイック内の液の圧力差は，水平な気液界面が存在し気相と液相の界面の圧力差が 0 となる凝縮部の余剰液端 ($x=L_w$) から，位置 x までウイック中を作動液が流動する際の液流による圧力損失 $\Delta p_l(x)$ ，位置 x から $x=L_w$ の位置まで蒸気が移動する際の蒸气流による圧力損失 $\Delta p_v(x)$ ，および高さの差から生じる体積力による圧力差 $\Delta p_g(x)$ の和となる．熱輸送量の増大に伴い作動流体の環流量が増大し，気液界面の気相液相間の圧力差がウイックの最大毛細管圧力 P_c^* に到達し，次式の関係になると，ウイック中のメニスカスが破壊し，蒸発部端のウイックが乾き上がって，熱輸送の機能が急激に低下する．

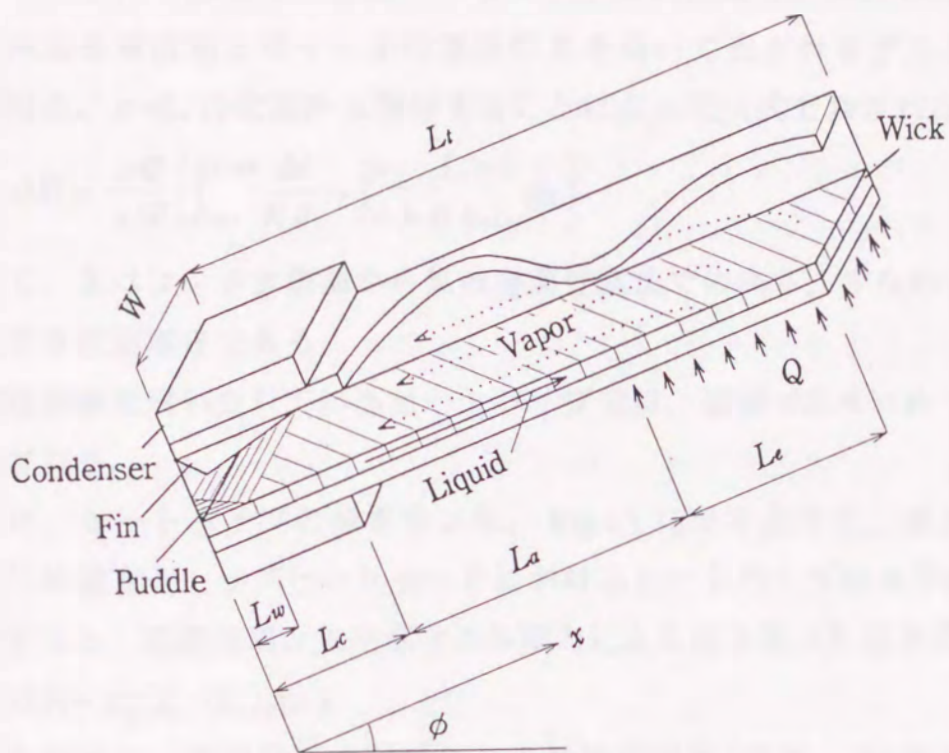


Fig. 4.1 Flat plate heat pipe

$$P_c^* = \Delta p_l(x) + \Delta p_v(x) + \Delta p_b(x) \quad (4.1)$$

均質ウイックの場合，気相液相間の圧力差は，蒸発部端 $x=L_t$ で最大となり，上式を満足する $x=L_t$ での右辺各項 $\Delta p_l(L_t)$ ， $\Delta p_v(L_t)$ ， $\Delta p_b(L_t)$ をそれぞれ ΔP_l ， ΔP_v ， ΔP_b として各値を評価すれば次の通りとなる。

凝縮部上面に凝縮用フィンを設定すると，ほとんどの蒸気はフィンで凝縮し凝縮部端の余剰液溜まりに戻るので，凝縮部，断熱部の作動液の質量流量 m は一定値 Eq.(4.2) で表される。また，蒸発部は等熱流束加熱とすると，蒸発部の作動液の質量流量 m は，蒸発により一次関数的に減少するので Eq.(4.3) で表される。

$$m(x) = Q/\lambda \quad ; \quad L_w < x < L_t - L_e \quad (4.2)$$

$$m(x) = \frac{Q}{\lambda} \left(\frac{L_t - x}{L_e} \right) \quad ; \quad L_t - L_e < x < L_t \quad (4.3)$$

ここで， Q はヒートパイプの熱輸送量， λ は作動液の蒸発潜熱である。

ウイック内の流速は十分遅いのでダルシ流れとなり、 ΔP_i は熱輸送量 Q によって決まる液流量とウイックの透過率 K を用いて表されるダルシ流れによる圧力勾配を、 $x=L_w$ の位置から積分することによって次式で表される。

$$\Delta P_i = \frac{\nu Q}{\lambda W} \left(\int_{L_w}^{L_i-L_e} \frac{dx}{K \delta_i} + \int_{L_i-L_e}^{L_i} \frac{L_i-x}{K \delta_i L_e} dx \right) \quad (4.4)$$

ここで、 δ_i はコンテナ底部から気液界面位置までの高さ、すなわちウイック中に存在する液膜厚さである。

常温領域で用いられているヒートパイプでは、通常 $\Delta P_v \ll \Delta P_i$ であり、 ΔP_v は無視される。

また、ヒートパイプの傾き角 ϕ を、Fig.4.1 に示すように、蒸発部が凝縮部の上方に位置するトップヒートモードにおけるヒートパイプの水平線からの傾きで定義すると、凝縮部端と蒸発部端の体積力による圧力差 ΔP_b は次式で与えられる。

$$\Delta P_b = \rho g (L_i - L_w) \sin \phi \quad (4.5)$$

したがって、毛細管圧力限界による熱輸送限界 Q^* は、Eq.(4.1) に ΔP_i 、 ΔP_b を与える Eqs.(4.4)、(4.5) を代入して整理することにより次式で表される。

$$Q^* = \frac{\{P_c^* - \Delta P_b\} \lambda W}{\nu \left(\int_{L_w}^{L_i-L_e} \frac{dx}{K \delta_i} + \int_{L_i-L_e}^{L_i} \frac{L_i-x}{K \delta_i L_e} dx \right)} \quad (4.6)$$

最大毛細管圧力 P_c^* は、蒸発部端のウイック厚さに対応する値である。体積力による圧力差 ΔP_b は、ヒートパイプの傾き角 ϕ から容易に評価できる。また、液流による圧力損失 ΔP_i は、ウイックの透過率 K と液膜厚さ δ_i の積によって支配される。したがって、 P_c^* 、 K 、 δ_i を精度良く評価すれば、 Q^* を精度良く予測することができる。

4.3 熱輸送限界の実験

4.3.1 実験装置

金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界を実験的に求めた。実験装

置を Fig.4.2 に示す. ヒートパイプは, コンテナ内部のウイック設置部全長 $L_t=0.5\text{m}$, 幅 $W=0.1\text{m}$, 高さ 0.03m とした. ウイック, コンテナ等の部品は, 汚染状態がヒートパイプの性能に大きい影響を与えることが知られているため, 中性洗剤-アセトン-希塩酸による十分な洗浄を行ったのちに組み立てた.

ウイックはコンテナ底面のみを設置した. コンテナは容易に開閉することが可能であり, ウイックをヒートパイプ動作開始前に十分濡らすこと (プライミング) ができる. 凝縮部頂面には凝縮用フィンを設けた. 作動液の凝縮はほとんどフィン上で行われ, 凝縮した作動液は凝縮部端の余剰液溜まりへ滴下することになる. 凝縮部は長さ $L_c=0.1\text{m}$ とした. 凝縮部端には不凝縮ガスおよび過剰液を除去するための排出口を, コンテナ底面から高さ 16mm の位置に設置した. 不凝縮ガスおよび過剰液の除去にはアスピレータを用いた. 余剰液の効果が拡大しない様に断熱部ウイック上に堰を設けた.

蒸発部には長さ 0.3m の平板型電気ヒータを設置し, 蒸発部長さ $L_e=0.3\text{m}$ とし, 等熱流束電気加熱を行った. したがって, 全長 $L_t=0.5\text{m}$ であるので, 断熱部長さ $L_a=0.1\text{m}$ となる. 凝縮部の除熱には, 恒温槽よりほぼ一定温度 40°C , 一定流量 0.035kg/s の冷却水を用いた.

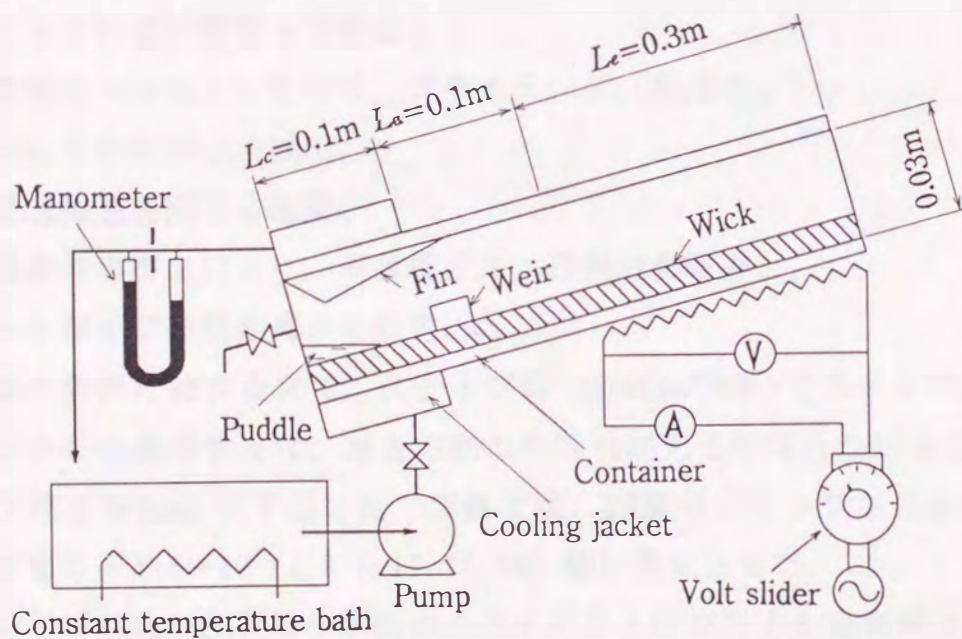


Fig. 4.2 Schematic diagram of experimental apparatus

ウイック素材には、Table 4.1 に示す200メッシュ平織り金網（燐青銅製）を用い、ウイック層数 n およびヒートパイプの傾き角 ϕ を変化させた場合の熱輸送限界を求めた。

Table 4.1 Geometry of 200 mesh screens

d [mm]	w [mm]	δ_1 [mm]	S [-]
0.049	0.079	0.126	1.13

ここで、素線径 d 、目開き w は顕微鏡写真から計測した値、金網1層の厚さ δ_1 はマイクロメータで計測した値、素線の縮れ率 S は d 、 w 、 δ_1 から Eqs.(2.44)、(2.45) で算出した縦線、横線の縮れ率の平均値である。

4.3.2 実験方法

熱輸送限界を求める実験を、以下の手順で行った。

1. ウイックの金網層数 n の設定。
2. 作動液を十分注入したのち、プライミング（前濡らし）。
3. コンテナを密封し、減圧。
4. 蒸発部加熱を開始し起動。
5. 凝縮部端の排出口より、不凝縮ガス、過剰液を除去。
6. ヒートパイプの傾き角 ϕ を設定。
7. 熱輸送限界に達するまで、ステップ幅 $270\text{W/m}^2(8\text{W})$ でステップ状に加熱。

ウイックの金網層数 n は、厚さ方向の熱抵抗が大きくなるように配慮し、ウイック厚さを2mm以下とした。実験では、20層のウイックから金網をはぎ取ることによって層数 n を4~20（4, 6, 8, 12, 16, 20）層に変化させた。

プライミング時に注入した作動液のウイック上に存在する過剰液は、設定する傾き角 ϕ が $0.26\text{rad}(15^\circ)$ 以上の場合は傾き角 ϕ で、 0.26rad 以下の場合は 0.26rad に傾けて、凝縮部端の排出口から排出した。過剰液を除去後、ヒートパイプ動作

中に凝縮部端のウイック上に残存する余剰液量は、過剰液除去時の凝縮部端の幾何学的形状から算出した。

熱輸送限界は、蒸発部端の温度が急上昇することで判断し、その時点の加熱量とした。

4.3.3 実験結果

熱輸送限界の実験値 Q^*_{exp} に及ぼす金網層数 n および蒸発部端における体積力による圧力差 $\Delta P_b \{= \rho g(L_t - L_w) \sin \phi\}$ の影響を Fig.4.3 に示す。金網層数 n が大きいウイックほど、作動液の流路断面積が大きいので、作動液の環流による圧力損失が減少し、熱輸送限界は増大している。また、傾き角 ϕ が大きくなり ΔP_b が大きくなるにつれて、 Q^*_{exp} は減少している。

ウイックの最大毛細管圧力は、金網形状およびウイック厚さに依存している。しかし、ウイック厚さは、コンテナ内に設置された状態あるいはヒートパイプ動作中の状態では計測が困難である。一方、熱輸送限界 Q^* は、Eq.(4.6) で示したように、ウイックの最大毛細管圧力 P_c^* と ΔP_b の差 $(P_c^* - \Delta P_b)$ に依存している。したがって、熱輸送限界の実験値 Q^*_{exp} と ΔP_b の関係を1次関数で近似し、熱輸送限界時の作動液の圧力損失 $\Delta P_l = (P_c^* - \Delta P_b)$ が0となり、熱輸送できなくなる横軸切片の ΔP_b の値で、ウイックの最大毛細管圧力 $P_{c^*,exp}$ を推算することができる。

図中の実線は、各層数のウイックの Q^*_{exp} と ΔP_b の関係を直線近似したものである。Fig.4.3 から推算される $P_{c^*,exp}$ を Table 4.2 に示す。

Table 4.2 Maximum capillary pressure of wicks

n	20	16	12	8	6	4
$P_{c^*,exp}$ [Pa]	3504	3543	3381	3213	3077	2930

全実験を通して、凝縮部の冷却水温度を40℃としたので、熱輸送限界が0Wとなり熱が輸送されない場合には、ヒートパイプの動作温度は40℃となる。したが

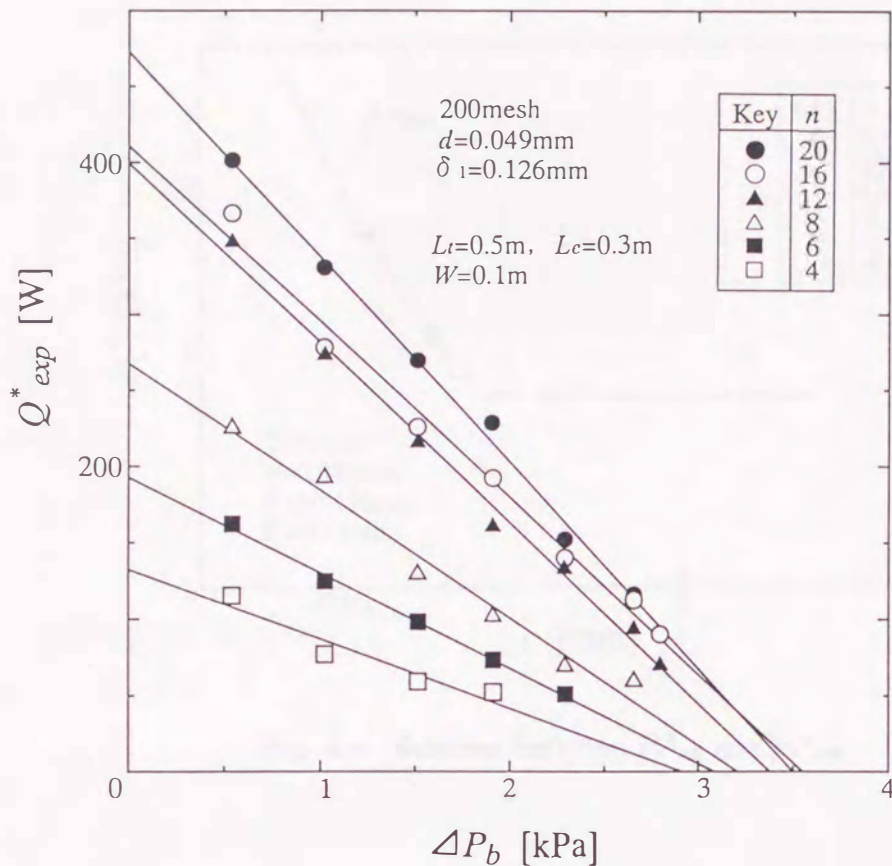


Fig. 4.3 Effect of ΔP_b on heat transfer limit Q^*_{exp}

って、上述の手法により評価される最大毛細管圧力 $P_{c^*_{exp}}$ は、40℃の場合の値と見なすことができる。また、蒸発部端のメニスカスが破壊し、温度が急上昇することで熱輸送限界を判断したので、この $P_{c^*_{exp}}$ は蒸発部端のウイックの最大毛細管圧力を示している。

$P_{c^*_{exp}}$ が金網1層の最大毛細管圧力以上であれば、 $P_{c^*_{exp}}$ はウイック厚さに依存し、ウイック厚さから半経験式で算出される最大毛細管圧力の推算値 $P_{c^*_{emp}}$ が実験値と±10%以内で良好に一致することから、蒸発部端 $x=L_t$ のウイック厚さすなわち上下層の隙間 c_{exp} を、最大毛細管圧力の実験値 $P_{c^*_{exp}}$ から評価することができる。実験に用いた金網ウイックの上下層の隙間 c と、40℃の場合の前章で導出した最大毛細管圧力の予測式 $P_{c^*_{emp}}$ の関係を Fig.4.4 に示す。図中の印は $P_{c^*_{exp}}$ を示しており、各印に対応する c の値が、熱輸送限界の実験値から推算される蒸発部端の上下層の隙間 c_{exp} となる。

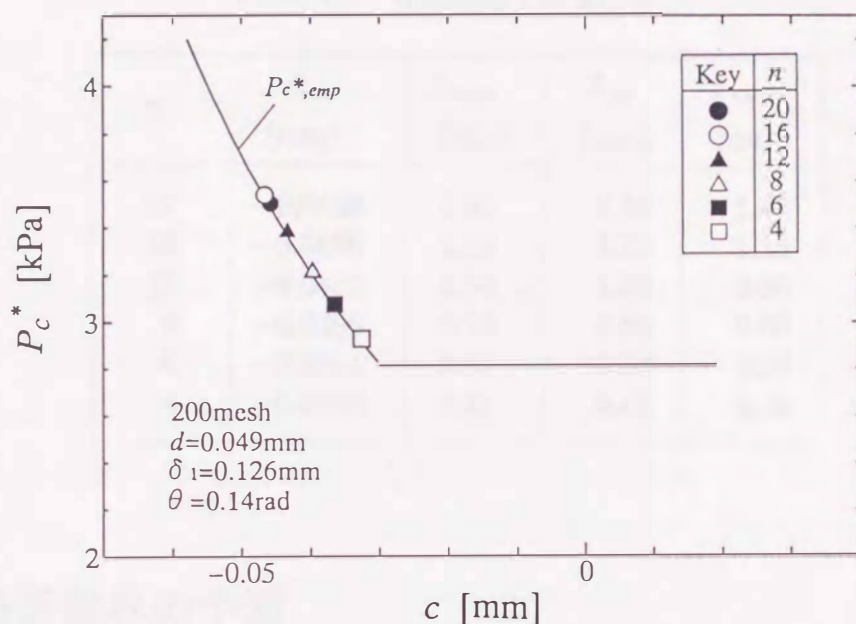


Fig. 4.4 Relation between $P_{c^*,exp}$ and $P_{c^*,emp}$

いずれの場合にも $P_{c^*,exp}$ は金網1層の最大毛細管圧力 $P_{c^*,1,emp}$ より大きい値を示しており、最大毛細管圧力が金網の上下層の隙間に形成されるメニスカスに支配されていることが分かる。

c_{exp} および次式で算出される蒸発部端のウイック厚さ $\delta_{n,exp}$ を Table 4.3 に示す。

$$\delta_{n,exp} = n \delta_1 + (n-1)c_{exp} \quad (4.7)$$

表中の $\delta_{n,0}$ はコンテナ装着前に計測した圧力がかからない自由状態のウイック厚さ、 $\delta_{n,min}$ は金網上下層の隙間が Eq.(2.62) で算出される最小値 c_{min} となる場合の最小ウイック厚さである。熱輸送限界時には、蒸発部端のウイック厚さが装着前よりかなり薄くなっており、最小ウイック厚さ $\delta_{n,min}$ に近づいている。このことは、ウイック中に形成されるメニスカスによって発生する毛細管圧力が大きいため、気相の圧力によってウイックがコンテナ底面へ押しつけられることを示している。

Table 4.3 Geometry of wicks

n	C_{exp} [mm]	$\delta_{n,exp}$ [mm]	$\delta_{n,0}$ [mm]	$\delta_{n,min}$ [mm]
20	-0.0458	1.65	2.16	1.42
16	-0.0466	1.32	1.72	1.15
12	-0.0433	1.04	1.29	0.88
8	-0.0396	0.73	0.86	0.60
6	-0.0364	0.57	0.64	0.47
4	-0.0325	0.41	0.42	0.33

4.4 熱輸送限界の予測

4.4.1 従来の方法

ヒートパイプの熱輸送限界は、ウイックの透過率、最大毛細管圧力、液膜厚さを予測することによって Eq.(4.6) で推算される。Chi は金網ウイックの透過率 K の予測式に Eq.(3.31) に示した変形 Blake-Kozeny の式 (Marcus, 1972, p.49) である次式を、

$$K = \frac{d^2 \varepsilon_M^3}{122(1 - \varepsilon_M)^2} \quad ; \quad \varepsilon_M = 1 - \frac{\pi S d}{4(d+w)}$$

最大毛細管圧力 P_c^* の予測式には Tien らの式である Eq.(4.8) を推奨し、作動液がウイックを飽和して流れる際の、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従来の方法を解説している (Chi, 1978, p.64).

$$P_c^* = 4\sigma / (d+w) \quad (4.8)$$

ここで、 S 、 d はそれぞれ金網素線の縮れ率、素線径、 w は金網の目開き、 σ は作動液の表面張力である。

ウイック厚さ δ_n は、従来金網 1 層の厚さ δ_1 に層数を乗じた $n\delta_1$ (Morooka *et al.*, 1981) あるいはコンテナ装着前に計測した圧力がかからない自由状態の厚さ $\delta_{n,0}$ (Imura *et al.*, 1987) で評価されている。金網を重ねると、上層の格子角部が下層の目開き中央に位置するように噛み合っ重なるので、ウイック厚さは $n\delta_1$ より薄

くなることが多い。そこで、ウイック厚さをコンテナ装着前の圧力がかからない自由状態の厚さ $\delta_{n,0}$ とし、作動液がウイックを満たしているとする、次式と Eq.(4.6) を連立して解くことにより、従来の方法 (Chi, 1978, p.64) による熱輸送限界の予測値 Q^*_{cal} が算出される。

$$\delta_l = \delta_{n,0} \quad (4.9)$$

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研究は多数行われ、それらの多く (Chun, 1972; Roberts and Feldman, 1973; Imura *et al.*, 1987) は従来の方法で算出される予測値と実験値の対応が悪いことを指摘している。

本研究で得られた代表的な金網層数 n の場合の熱輸送限界の実験値 Q^*_{exp} と、従来の方法 (Chi, 1978, p.64) での予測値 Q^*_{cal} の対応を Fig.4.5 に示す。本研究で得られた実験値と予測値はやはり対応が良くない。

これまで、熱輸送限界の実験値と予測値が大きく異なることから、気液界面が熱輸送量の増大と共にウイックの下層の金網へ、さらに下層の金網へとコンテナ底面方向へ後退し、液膜厚さ δ_l が減少することにより作動液の流路断面積が減少するモデルが提出されている (Chun, 1972; Roberts and Feldman, 1973; Imura *et al.*,

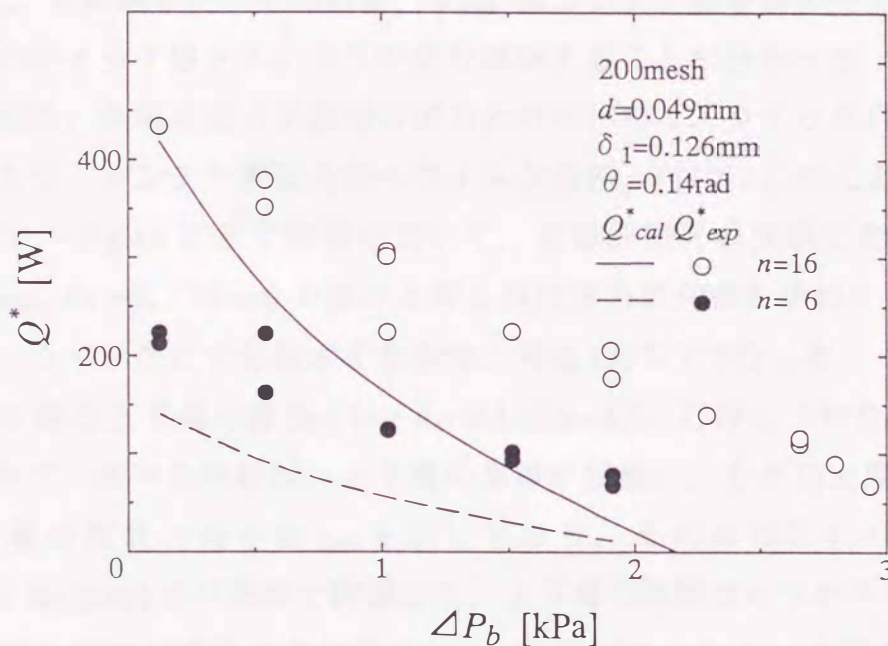


Fig. 4.5 Comparison of experimental Q^*_{exp} with Q^*_{cal} predicted by the conventional fully saturated model

1987). しかし、金網ウイックの各孔の形状は、焼結金属ウイックあるいはフェルトウイックとは異なり、第2章で示したように均一に近いので、最上層の金網の素線格子あるいは最上層とそのすぐ下の金網素線で構成される上下層の隙間の素線格子に形成されるメニスカスから、気液界面がさらに下層（コンテナ底面方向）へ後退する原因が明らかではない。

また、気液界面の後退モデルの物理的根拠として、蒸発部の蒸気温度とコンテナ壁温度の温度差 Δt_w 、熱流束 q およびウイックの有効熱伝導度 k_{eff} から次式で算出される蒸発部の液膜厚さが、熱輸送量とともに減少することを示している。

$$\delta_l = k_{eff} \Delta t_w / q \quad (4.10)$$

しかし、 k_{eff} はウイック厚さに依存しており（Appendix 1. 参照）、ヒートパイプ動作中のウイック厚さを正確に計測することは難しいので、液膜厚さ δ_l を Eq. (4.10) で評価することは困難である。

4.4.2 ウイック厚さと圧力の関係

前項で熱輸送限界の実験結果から蒸発部端のウイックの最大毛細管圧力 $P_{c^*,exp}$ を求め、第2章で導出した $P_{c^*,exp}$ とウイック厚さ δ_n の関係から蒸発部端のウイック厚さ $\delta_{n,exp}$ を推測した。その結果、 $\delta_{n,exp}$ はコンテナ装着前の圧力がかからない自由状態のウイック厚さ $\delta_{n,0}$ よりかなり減少することが分かった。

この原因は、気相の圧力が液相の圧力より高いので、ウイック自身が発生する毛細管圧力で、コンテナ底面方向へウイックを押し付けることによると考えられる。そこで、Fig.4.6 に示す装置を用いて、熱輸送限界の実験に用いたウイック ($d=0.047\text{mm}$, $\delta_l=0.126\text{mm}$) の厚さと押し付け圧力の関係を求めた。

実験は、ウイックに十分純水を含ませ、常温 (20℃) で行った。

実験から得た上下層の隙間 $c = (\delta_n - n\delta_l) / (n-1)$ と押し付け圧力 P の関係を Fig.4.7 に示す。図中の破線は、上下層の素線が接触し、それ以上厚さが薄くならない上下層の隙間の最小値 c_{min} を示しており、その値は2.4.3節で導出した Eq.(2.62) と Eq.(2.63) の平均値で評価した。上下層の隙間は圧力が小さい領域では、押し付け圧力が増加すると共に急激に c_{min} に近づき、ウイック厚さ δ_n が薄くな

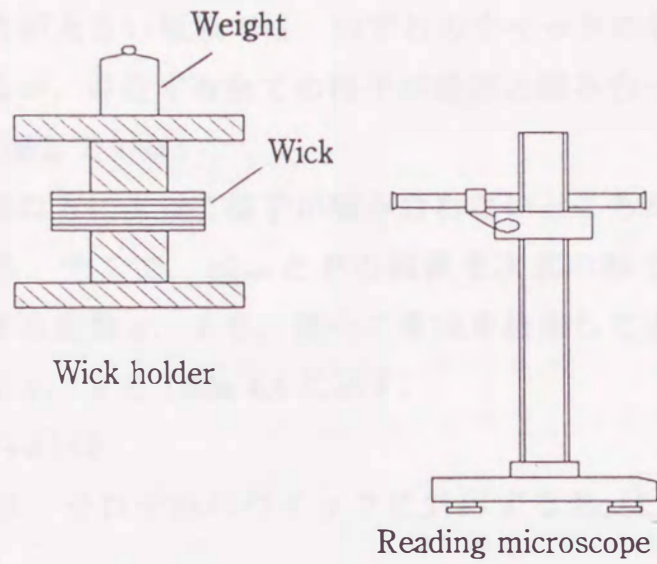


Fig. 4.6 Schematic diagram of experimental apparatus

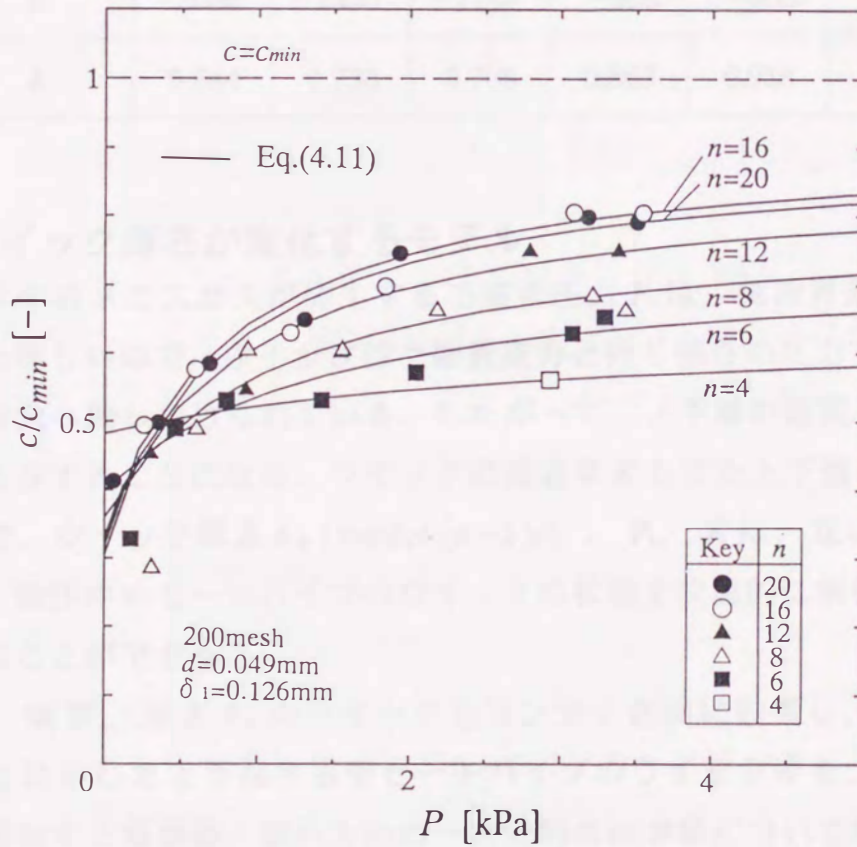


Fig. 4.7 Relation between a clearance of screen layers c and pressure

ている。また、圧力が大きい領域では、いずれのウイックの場合も、 c がある一定値に近づいているが、存在する全ての格子が整然と噛み合っ重なることは困難なので、 c_{min} には達していない。

金網ウイックは重ね方によって格子が噛み合わないところが異なるので、最終的な厚さが変化する。そこで、 c/c_{min} と P の関係を次式の形で式化し、それぞれのウイックに対応する定数 a 、 b を、最小二乗法を援用して求めた。それぞれのウイックに対応する a 、 b をTable 4.4に示す。

$$c/c_{min} = -492/(p+a)+b \quad (4.11)$$

図中に示す実線は、それぞれのウイックに対応するEq.(4.11)を示している。

Table 4.4 Correlation between c and p

n	4	6	8	12	16	20
a	-3080	-1460	-1140	-958	-853	-851
b	0.644	0.738	0.798	0.863	0.918	0.905

4.4.3 ウイック厚さが変化するモデル

ウイック中のメニスカスが發生する毛細管圧力 P_c は、気液界面の気相液相間の圧力差と等しいので、ウイックは毛細管圧力と同じ強さの圧力で気相からコンテナ底面方向へ押しつけられている。したがって、上下層の隙間 c は毛細管圧力の変化に依存することになる。ウイックの透過率 K もまた上下層の隙間 c の関数であるので、ウイック厚さ $\delta_n \{=n\delta_1+(n-1)c\}$ 、 P_c 、 K は、互いに従属的な関係となり、動作中のヒートパイプのウイックの状態を数値的に解析することにより推測することができる。

長さ L 、幅 W 、厚さ δ_n のウイックをコンテナ底面に設置し、角度 ϕ 傾いているFig.4.1に示したような平板型ヒートパイプのウイック中を、作動液が液膜厚さ δ_l で流動する場合の、流れ方向の一次元的な液挙動について検討すると、連続の式、運動方程式、エネルギー方程式はそれぞれ次式で表される（Appendix 2. 参照）。

$$-\frac{\partial u \delta_i}{\partial x} = v \quad (4.12)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu u \varepsilon_n}{K} + \rho g \sin \phi = 0 \quad (4.13)$$

$$q = -\rho \lambda \varepsilon_n \frac{\partial u \delta_i}{\partial x} \quad (4.14)$$

ここで、 x は作動液の流れ方向座標、 u は x 方向平均流速、 v は x に対して垂直方向の蒸発量に対応する流速、 p は液の圧力、 q はコンテナ底面から入力される熱流束であり、蒸発部では熱輸送量 Q から $q=Q/(WL_c)$ 、断熱部では $q=0 \text{ W/m}^2$ となる。凝縮はコンテナ頂面の放熱フィンで行われ凝縮液は余剰液溜に滴下するとすると、凝縮部ウイックでの熱の授受は無いので凝縮部でも $q=0 \text{ W/m}^2$ となる。

凝縮部の余剰液端 $x=L_w$ では、発生する毛細管圧力 $P_c=0 \text{ Pa}$ であるので、

$$\delta_n = \delta_{n,0}, \quad p = P_v \quad ; \quad x = L_w \quad (4.15)$$

熱輸送限界 $Q=Q^*$ の場合には、蒸発部端 $x=L_i$ で毛細管圧力 P_c が最大毛細管圧力 $P_{c,*}$ に達するので、

$$p = P_v - P_{c,*} \quad ; \quad x = L_i \quad (4.16)$$

解析は、作動液がウイックを飽和している $\delta_i = \delta_n$ とし、Eqs.(4.13), (4.14)を差分化し、上下層の隙間 c が毛細管圧力 P_c に依存することを考慮してウイック厚さ $\delta_n \{=n \delta_i + (n-1)c\}$ と毛細管圧力 P_c の関係を表すEq.(4.11)、透過率 K の経験式を連立して、 q を与えてEq.(4.15)状態の $x=L_w$ から前進的に解析し、蒸発部端 $x=L_i$ の P_c がその位置の δ_n から半経験式で算出される $P_{c,*exp}$ の値となりEq.(4.16)を満足する熱輸送限界 Q_{cal}^* を求めた。

4.4.4 解析結果と実験結果の対応

ウイック厚さが圧力に依存して変化するとした上述のモデルを用いて、各点のウイック厚さを評価し、作動液がウイックを満たしていると仮定した場合の、熱輸送限界の解析値 Q_{cal}^* と実験値 Q_{exp}^* の代表的な対応をFig.4.8に示す。横軸は凝縮部と蒸発部の位置関係から生じる体積力による圧力差 ΔP_b である。解析値は、 ΔP_b が減少するにつれて、実験値と同様な傾向で増加している。

熱輸送限界の全実験結果と解析結果との対応をFig.4.9に示す。ほとんどの実

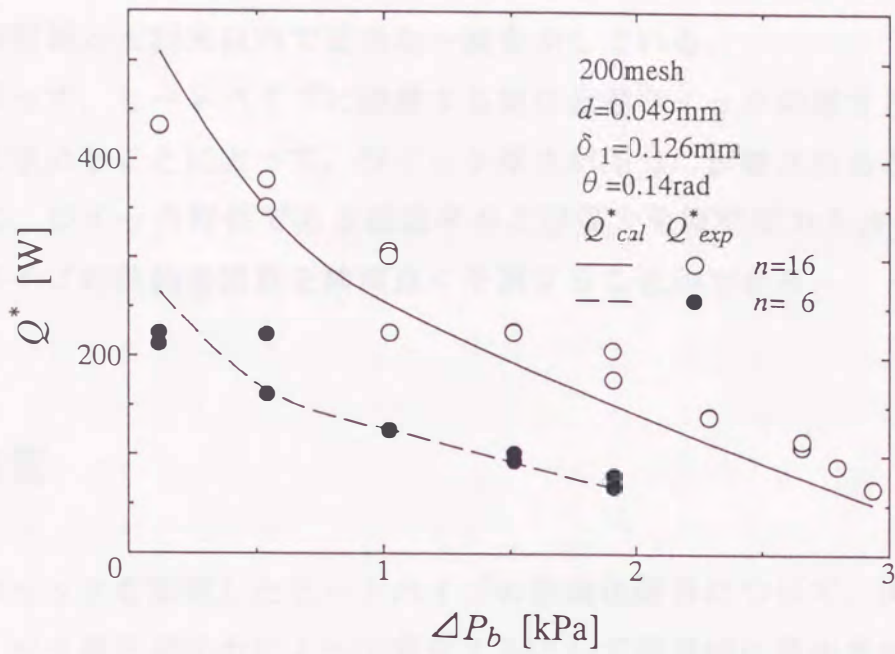


Fig. 4.8 Comparison of Q^*_{exp} with Q^*_{cal} predicted by the new model

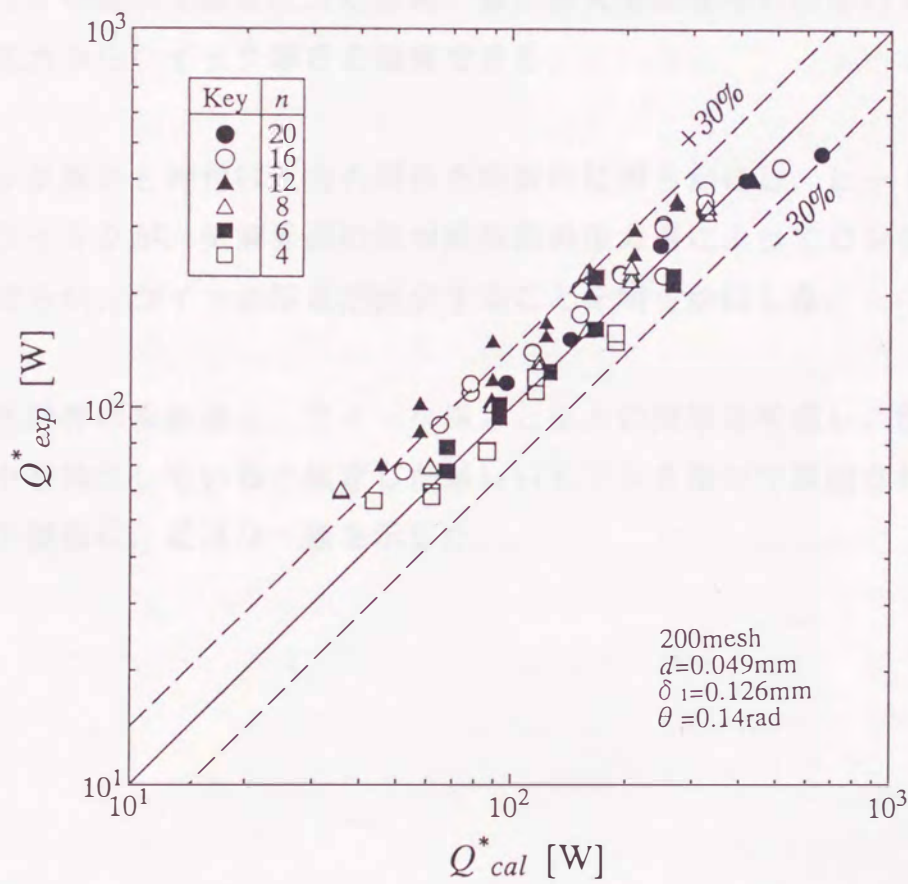


Fig. 4.9 Comparison between Q^*_{exp} and Q^*_{cal}

験値は解析値と±30%以内で妥当な一致を示している。

したがって、ヒートパイプに設置する前に金網ウイックの厚さと圧力の関係を実験的に求めることによって、ウイック厚さが圧力に影響されるとした本モデルを用いて、ウイック特性である透過率および最大毛細管圧力を評価して解析し、ヒートパイプの熱輸送限界を精度良く予測することができる。

4.5 結言

金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界について、実験的検討を行い、ウイック厚さが圧力によって変化するとして解析的に算出される予測値と比較検討した。その結果、以下の事柄が明らかになった。

1. ウイックの最大毛細管圧力が金網一層の最大毛細管圧力以上の場合、最大毛細管圧力からウイック厚さを推算できる。
2. ウイック厚さと押付け圧力の関係を実験的に明らかにし、ヒートパイプ動作中のウイックが、気液界面の気相液相間の圧力差によってコンテナ底面へ押しつけられ、ウイック厚さが減少することを明らかにした。
3. 熱輸送限界の実験値と、ウイック厚さと圧力の関係を考慮し、作動液がウイック中を満たしていると仮定した新しいモデルを用いて算出される熱輸送限界の予測値は、妥当な一致を示した。

第5章 結論

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を精度良く予測するために、熱輸送限界を支配するウイックの最大毛細管圧力および透過率に及ぼすウイック厚さの影響を考慮し、金網形状およびウイック厚さから最大毛細管圧力および透過率を精度良く予測する手法について検討した。また、動作中のウイック厚さが自己の発生する毛細管圧力で押さえ付けられて薄くなることを考慮し、熱輸送限界を精度良く予測する新しい動作モデルを提出した。その結果、以下の成果を得ることができた。

第1章では、ヒートパイプの構造、作動原理および利用状況について述べた。また、ウイック素材として、金網が他の素材より優れていることを示した。さらに、熱輸送限界に関するこれまでの研究の問題点について述べた。

第2章では、最大毛細管圧力に関する解析的および実験的研究成果について述べた。まず、メニスカス形状に及ぼす重力の影響を解析し、金網ウイックに形成されるメニスカス形状への重力の影響が無視できることを示した。また、メニスカス形状の解析結果を用いて開発した接触角を容易に精度良く測定することができる接触角測定法について述べた。次に、金網ウイックの幾何形状を、相隣る金網層の隙間を考慮して詳細に検討し、ウイック内に5種類の形状の孔が存在することを明らかにした。さらに、各孔に形成されるメニスカス断面形状を寸法の異なる円弧と単純化し、隣接する孔のメニスカスの相互干渉による影響も考慮して、最大毛細管圧力に及ぼす接触角、金網形状（メッシュ数、素線径、単層金網の厚さ）および相隣る金網層の隙間の影響を解析した。また、接触角および金網形状が異なる17種類のウイックを用いて、液柱落下法により最大毛細管圧力を実験的に求めた。その結果、解析値と実験値はほぼ良好な相関を示し、従来毛細管圧力が発生しないとされていた撥水性（接触角 $> \pi/2$ rad）の場合でも毛細管圧力を発生し得ること、最大毛細管圧力は従来の単層金網に対する予測式では評価できず、相隣る金網層の隙間に大きく依存するとともに、単層金網の2倍近い値まで増大することを明らかにした。

解析においてメニスカス断面形状を単純化したことから、解析値が実験値よりやや大きい値を示した。そこで両者の関係から、接触角、金網形状および相隣る金網層の隙間を用いて、最大毛細管圧力を精度良く予測する半経験式を導出した。

第3章では、透過率に関する実験的研究成果について述べた。金網ウイックの透過率が、摩擦係数 f と等価直径を代表寸法とする Reynolds 数 Re の積 fRe 、等価直径および有孔率で表されることから、速度分布に依存する fRe に及ぼす金網形状および相隣る金網層の隙間の影響を実験的に求めた。その結果、金網形状が異なるいずれのウイックの場合も、相隣る金網層の隙間を減少させると fRe が増加し、一定値に近づくことが分かった。 fRe に及ぼす金網形状の影響が、ウイック内の金網1層分の厚さ（単層金網の厚さと相隣る金網層の隙間の和）と素線径の比で関係付けられることを示し、透過率を金網形状および相隣る金網層の隙間から容易に予測できる経験式を導出した。

第4章では、金網ウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界を、第2章で導出した最大毛細管圧力の半経験式および第3章で導出した透過率の経験式を用い、ヒートパイプ全域に対して1次元数値解析を行うことにより、簡便に予測する手法について述べた。最大毛細管圧力の半経験式および透過率の経験式を用い、作動液の凝縮部端から蒸発部端までの圧力分布を数値解析することにより、凝縮部端と蒸発部端の圧力差が最大毛細管圧力と一致する条件を満たす熱輸送量である熱輸送限界を求めた。また、異なるウイックを設置したヒートパイプの熱輸送限界を実験的に求めた。さらに、従来の予測手法による熱輸送限界の予測値を算出した。いずれのヒートパイプの場合も、熱輸送限界の実験値は、従来の手法による予測値と対応が悪く、本予測手法で得られる解析値と妥当な一致を示し、簡単な1次元数値解析を行う本予測手法によって、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よく予測できることを示した。

Appendix

Appendix 1. 有効熱伝導度とウイック厚さの関係

Dunn ら (Dunn and Reay, 1976, p.100), Chi (Chi, 1978, p.54) および池田ら (Ikeda *et al.*, 1981, p.27) は, k_{eff} の予測式として, Maxwell (Maxwell, 1954) が作動液中に互いに干渉しない不規則な大きさの円柱が不規則に分散しているモデルから導出した次式を推奨している.

$$k_{eff} = k_l \frac{k_l + k_s - (1 - \epsilon_n)(k_l - k_s)}{k_l + k_s + (1 - \epsilon_n)(k_l - k_s)} \quad (\text{A.1})$$

ここで k_l , k_s はそれぞれ作動液, 金網素線の熱伝導度, ϵ_n はウイックの有孔率である.

一方, 大島ら (Oshima *et al.*, 1979) は, k_{eff} の予測式として, 金網の素線中に作動液が分散していると考え, Eq.(A.1) 中の k_l , k_s を入れ替え, $(1 - \epsilon_n)$ を ϵ_n として導出される次式を推奨している.

$$k_{eff} = k_s \frac{k_s + k_l - \epsilon_n(k_s - k_l)}{k_s + k_l + \epsilon_n(k_s - k_l)} \quad (\text{A.2})$$

師岡ら (Morooka *et al.*, 1981) は, 金網ウイックの有効熱伝導度に関する実験的検討を行い, Eq.(A.1) で算出される値が実験値より少し小さい値になることを示した. また, 井村ら (Imura *et al.*, 1987), 小佐井ら (Kozai *et al.*, 1988) は, Eq.(A.1) の算出値が実験値と良好に一致することを示している.

Eq.(A.1) で評価される k_{eff} に及ぼす上下層の隙間 c の影響を Fig.A.1 に示す. 上下層の隙間が減少し有孔率 ϵ_n が減少すると共に k_{eff} は増加しており, k_{eff} がウイック厚さに依存することがわかる. また, k_{eff} を一定値とすると, 上下層の隙間が減少しウイック厚さが薄くなると共に, 液膜厚さ δ_l を過小評価することになる.

$$\delta_l = k_{eff} \Delta t_w / q \quad (\text{A.3})$$

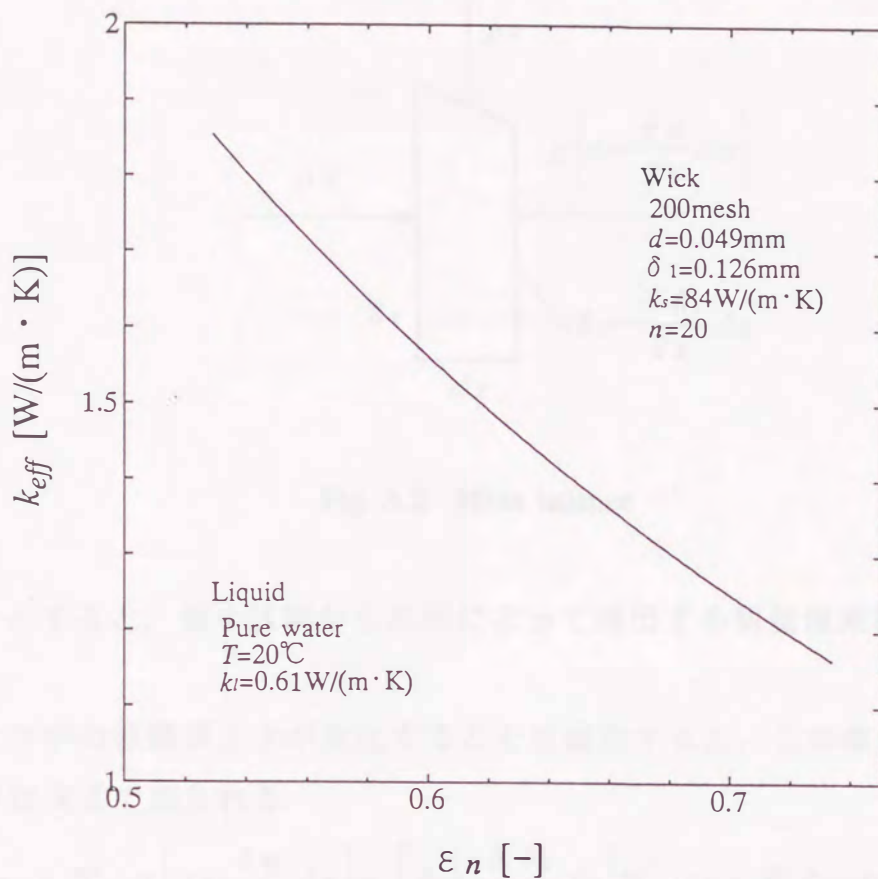


Fig. A.1 Variation of effective thermal conductivity of a screen wick with porosity ϵ_n .

Appendix 2. 基礎方程式の導出

連続の式

単位時間に微小体積要素に流入，流出する質量流束は， Fig.A.2 に示すように x 方向の液流速を u とすると，それぞれ Eqs.(A.4)， (A.5) で表される。

$$\rho u \tag{A.4}$$

$$\rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x \right) \tag{A.5}$$

また，単位時間に蒸発によって流出する蒸気量に対応する x と垂直方向の液の

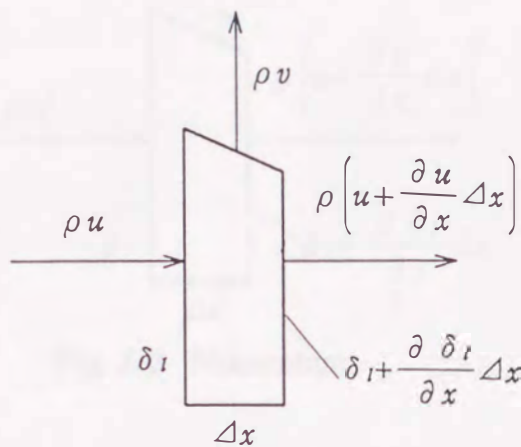


Fig. A.2 Mass balance

流速を v とすると、微小区間から蒸発によって流出する質量流束は、

$$\rho v \quad (\text{A.6})$$

ウイック中の液膜厚さ δ_l が変化することを仮定すると、この体積要素における質量保存は次式で表される。

$$\rho u \varepsilon_n \delta_l W - \rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x \right) \varepsilon_n \left(\delta_l + \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \Delta x \right) W - \rho v \varepsilon_n W \Delta x = 0 \quad (\text{A.7})$$

ここで、 ε_n はウイックの有孔率であり、位置 x での流路断面積は $\varepsilon_n \delta_l W$ で与えられる。

Eq.(A.7) の微小項を消去し、両辺を $\rho \varepsilon_n W \Delta x$ で除して整理すると、次式に示す連続の式が導出される。

$$-\frac{\partial u \delta_l}{\partial x} = v \quad (\text{A.8})$$

運動方程式

次に運動方程式を導出する。単位時間、単位面積当たりの x 方向運動量を Fig. A.3 に示す。単位時間に微小体積要素内に増加する x 方向運動量は、図中に示す運動量の収支から次式で与えられる。

$$\rho u^2 \varepsilon_n \delta_l W - \rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x \right)^2 \varepsilon_n \left(\delta_l + \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \Delta x \right) W - \rho v u \varepsilon_n \Delta x W \quad (\text{A.9})$$

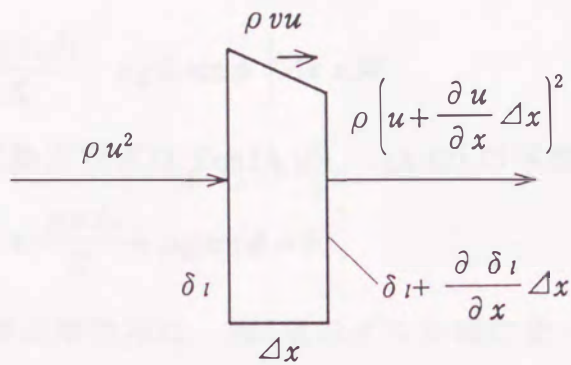


Fig. A.3 Momentum

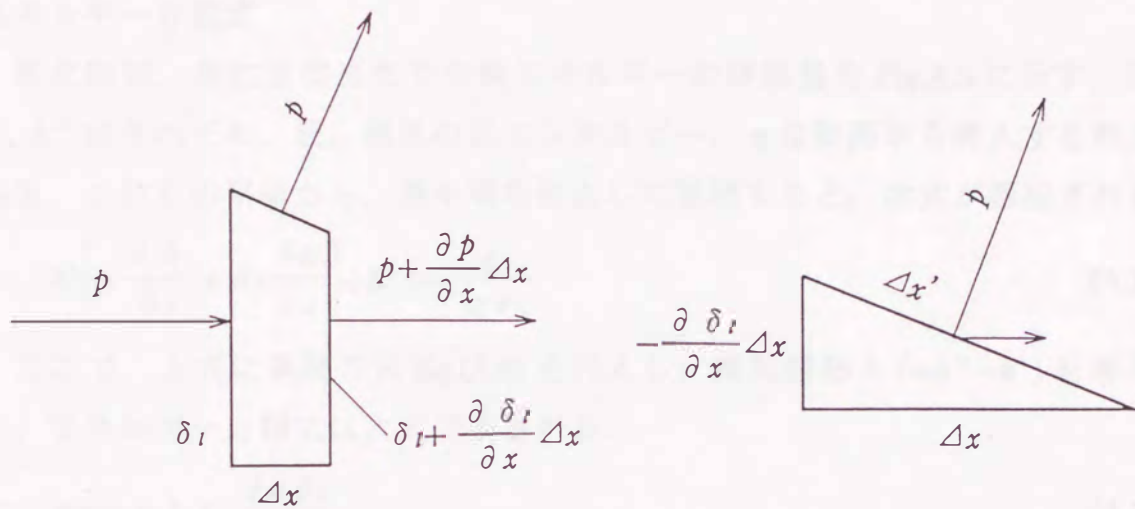


Fig. A.4 Pressure

上式を連続の式 Eq.(A.8) を用いて微小項を消去すると次式が得られる.

$$-\rho u \delta_1 \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x \varepsilon_n W \quad (\text{A.10})$$

体積要素に及ぼす圧力による x 方向の力を Fig.A.4 に示す. 位置 x の圧力を p とすると, 体積要素に働く x 方向の力は, 粘性による圧力損失を透過率 K を用いて評価し, ヒートパイプの傾き角 ϕ による体積力による圧力差を考慮すると,

$$p \delta_1 \varepsilon_n W + p \frac{\partial \delta_1}{\partial x} \Delta x \varepsilon_n W - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \Delta x \right) \left(\delta_1 + \frac{\partial \delta_1}{\partial x} \Delta x \right) \varepsilon_n W \quad (\text{A.11})$$

$$- \frac{\mu u \varepsilon_n \Delta x}{K} \varepsilon_n \delta W - \rho g \Delta x \sin \phi \cdot \delta_1 \varepsilon_n W$$

微小項を消去すると,

$$\left(-\delta_l \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu u \varepsilon_n \delta_l}{K} - \rho g \delta_l \sin \phi \right) \Delta x \varepsilon_n W \quad (\text{A.12})$$

したがって、運動方程式は Eqs.(A.10), (A.12) の平衡から次式で与えられる.

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu u \varepsilon_n}{K} + \rho g \sin \phi = 0 \quad (\text{A.13})$$

上式の左辺第1項の慣性項は、第3項のダルシ項に比べて小さい（本実験系では3桁以上小さい）ので、無視されることが多い.

エネルギー方程式

単位時間、単位面積当たりの熱エネルギーの移動量を Fig.A.5 に示す. 図中の h' , h'' はそれぞれ、液、蒸気の比エンタルピー、 q は壁面から流入する熱流束である. これらの平衡から、微小項を消去して整理すると、次式が導出される.

$$h' \left(u \frac{\partial \delta_l}{\partial x} + \delta_l \frac{\partial u}{\partial x} \right) + h'' v = \frac{q}{\rho \varepsilon_n} \quad (\text{A.14})$$

ここで、上式に連続の式 Eq.(A.8) を代入し、蒸発潜熱 $\lambda (=h''-h')$ を導入すると、エネルギー方程式は次式で表される.

$$q = -\rho \lambda \varepsilon_n \frac{\partial u \delta_l}{\partial x} \quad (\text{A.15})$$

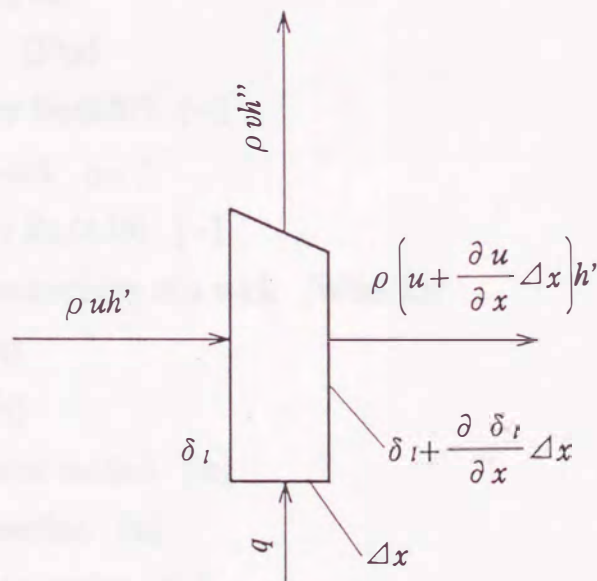


Fig. A.5 Energy balance

Nomenclature

- A_s = sectional area of the liquid level indicator [m²]
 A_w = wetted area in a wick [m²]
 A_w = sectional area of a wick [m²]
 a = constant defined by Eq.(2.7) [m]
 c = clearance between the screen layers [mm], [m]
 D_e = equivalent diameter [m]
 d = wire diameter [mm], [m]
 E = elliptic integral of the second kind [-]
 F = elliptic integral of the first kind [-]
 f = Fanning friction factor [-]
 g = gravitational acceleration [m/s²]
 H = maximum height due to the capillary action [m]
 or pressure loss head due to the liquid flow in the wick [m]
 h = height due to capillary action [m]
 or liquid level in the level indicator [m]
 h' = enthalpy of liquid [J/kg]
 h'' = enthalpy of vapor [J/kg]
 K = coefficient defined by Eq.(2.27) [-]
 or permeability of a wick [m²]
 k = coefficient defined by Eq.(2.19) [-]
 k_{eff} = effective thermal conductivity of a wick [W/(m·K)]
 L = length of a wick [m]
 L_t = heat pipe length [m]
 L_e = length of an evaporator section [m]
 L_a = length of adiabatic section [m]
 L_c = length of a condenser section [m]
 l = distance [m]

l_c = distance between the centers of the wire [m]
 l_{c_v} = vertical element of l_c [m]
 l_i = distance between the lines connecting the centers of the wire [m]
 l_m = distance between the centers of the meniscus curvature [m]
 m = mass flow rate [kg/s]
 n = number of screen layers [-]
 P_c = capillary pressure [Pa], [kPa]
 P_c^* = maximum capillary pressure [Pa], [kPa]
 p = pressure [Pa]
 Q = heat transfer rate [W]
 Q^* = maximum heat transfer rate [W]
 q = heat flux [W/m²]
 R = radius of curvature of a meniscus [m]
 R' = radius of a meniscus circle [m]
 Re = Reynolds number defined by Eq.3.5 [-]
 R_{eff} = effective pore radius [m]
 r = radius of curvature of a wire [m]
 S = shrinkage factor [-]
 s = distance along the meniscus surface [m]
 T = temperature of working fluid [°C]
 u = interstitial velocity defined by $m/(\rho \varepsilon_n \delta_i W)$ [m/s]
 x = coordinate [m]
 y = coordinate [m]
 V_l = liquid volume in a wick [m³]
 W = width of a wick [m]
 w = sieve opening of a screen [mm], [m]

<Greek>

α = angle of depression as shown in Fig.2.19 [rad]

- γ = angle of depression as shown in Fig.2.11 [rad]
 ΔH = pressure loss head due to the liquid flow in the flow passage without a wick [Pa]
 ΔP = pressure difference [Pa]
 ΔP_b = pressure difference due to the body force [Pa]
 ΔP_l = pressure difference due to the liquid flow in the wick [Pa]
 ΔP_v = pressure difference due to the vapor flow [Pa]
 Δt = time [s]
 Δt_w = temperature difference between container wall and vapor [K]
 δ_l = liquid film thickness in the wick [m]
 δ_n = wick thickness [mm], [m]
 $\delta_{n,0}$ = wick thickness on the free condition [mm], [m]
 δ_1 = thickness of a single layer screen [mm], [m]
 ϵ_n = porosity of wick [-]
 ϵ_M = porosity evaluated by Marcus's equation Eq. (3.30) [-]
 ζ = factor defined by $P_{c,*}^{exp}/P_{c,*}^{cal}$ [-]
 η = inclined angle of the meniscus defined by Eq.(2.12) [rad]
 θ = contact angle [rad]
 λ = latent heat [W/kg]
 μ = viscosity [Pa·s]
 or inclined angle of a plate
 ν = kinematic viscosity [m^2/s]
 ρ = density [kg/m^3]
 σ = surface tension [N/m]
 τ = shear stress [Pa]
 ϕ = angle subtended at the center of the wire arc, defined by Eqs.(2.42),(2.43) [rad]
 or inclined angle of a heat pipe as shown in Fig.4.1 [rad]
 ψ = inclined angle of a meniscus [rad]
 ω = packing number defined by $\delta_n/(n \delta_1)$ [-]

<Subscript>

A=section A-A

a=condition (a) as shown in Fig.2.18

B=section B-B

b=condition (b) as shown in Fig.2.18

C=center of a wire,

or plane parallel to the axis of the wire at the contact point P

c=condition (c) as shown in Fig.2.18

cal=calculated value from the analysis

emp=calculated value from the semi-empirical equation

exp=value obtained from the experiment

i=species of the wire (shoot or warp)

j=species of the section (section A-A or B-B)

k=species of the pore (#1, #2, #3 or #4)

m=center of a meniscus curvature

min=minimum value

n=screen wick configurated n layers of a screen

O=bottom point as shown in Fig.2.17

P=contact point of meniscus and a wire as shown in Fig.2.17

s=shoot wire

w=warp wire

l=a single layer of a screen

Literature cited

- 1) Abhat, A. Seban, R.A.; "Boiling and Evaporation from Heat Pipe Wicks with Water and Acetone", *Trans. ASME J. Heat transfer*, pp.331–337(1974)
- 2) Akyurt, M., Najjar, Y.S.H. and Habeebullah; "Performance of a Heat–pipe Based Waste–heat Recovery and Utilization System for a Gas–turbine Engine", *J. Institute of Energy*, vol.68, pp.80–84(1995)
- 3) Babin, B.R., Peterson, G.P. and Wu, D.; "Steady–state Modeling and Testing of a Micro Heat Pipe", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, vol.112, pp.595–601(1990)
- 4) Bairamov, R. and Toiliev, K.; "Heat Pipes in Solar Collectors", *Advances in Heat Pipe Technology*, pp.47–54, Pergamon Press, New York(1981)
- 5) Berger, M.E., Feldman, Jr, K.T. ; "Analysis of Circumferentially Grooved Heat Pipe Evaporators", *ASME Publication 73–WA/HT–13*, pp.1–16(1973)
- 6) Bressler, R.G and Wyatt, P.W.: "Surface Wetting Through Capillary Grooves", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, pp.126–132(1970–2)
- 7) Brown, R.A.; "Finite–Element Methods for the Calculation of Capillary Surfaces", *J. Computational Physics*, vol.33, pp.217–235(1979)
- 8) Busse, C.A.; "Theory of the Ultimate Heat Transfer Limit of Cylindrical Heat Pipes", *Int. J. Heat Transfer*, vol.16, pp.169–186.(1973)
- 9) Chi, S.W. (translated by Oshima, K., Matsushita, T. and Murakami, M.); *Heat Pipe Theory and Practice*, pp.6, Jatec shuppan, Tokyo(1978)
- 10) *idem; ibid*, pp.41
- 11) *idem; ibid*, pp.49
- 12) *idem; ibid*, pp.54
- 13) *idem; ibid*, pp.64
- 14) *idem; ibid*, pp.100
- 15) Chun, K.R.; "Some Experiments on Screen Wick Dry–out Limits"; *Trans. ASME. Ser.C*, vol.94–1, pp.46–51(1972)

- 16)Cotter, T.P.; "Theory of Heat Pipes", *Los Alamos Sci. Lab. Rep.*, LA-3246-MS(1965)
- 17)Dodds,J.A. and Lloyd,P.J.; *Powder Technology*, vol.5, pp.69-76(1972)
- 18)Dodds,J.A.;"T he Prssure Required to Displace the Meniscus in the Nech Formed by Three Unequal Spheres with a Non-Symmetrical Spacing between them", *Powder Technology*, vol.20, pp.61-65(1978)
- 19)Dunn, P.D. and D.A. Reay; *Heat Pipes*, pp.22, Pergamon Press, New York, USA (1976)
- 20)*idem; ibid*, pp.84
- 21)*idem; ibid*, pp.100
- 22)*idem; ibid*, pp.253
- 23)Dussan V.E.B.; "On the Spreading of Liquids on Solid Surfaces: Static and Dynamic Contact Lines", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, pp.371-400(1979)
- 24)Faghri,A. and Thomas,S.; "Performance Characteristics of a Concentric Annular Heat pipe: Part I-Experimental Prediction and Analysis of the Capillary Limit", *Trans. ASME*, vol.111, pp.844-850(1989)
- 25)Fagri,A., Gogineni,S. and Thomas,S.; "Vapor Flow Analysis of an axially Rotating Heat Pipe", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.36-9, pp.2293-2303(1993)
- 26)Gaugler,R.S.; "Heat Transfer Device", *U.S. Patent* 2350348(1994)
- 27)Grover,G.M., Cotter,T.P. and Erickson,G.F.; "Structures of Very High Temperature Conductivity", *J. Appl. Physics*, vol.35, pp.1190-1191(1964)
- 28)Hasegawa,H., Mochizuki,M., Saito,Y., Hayashi,S. and Yarigatani,T.; "回転式ヒートパイプの複写機への応用", *J. Japan Assoc. Heat Pipes*, vol.14-3, pp.1-4(1995)
- 29)Hammad,M.; "Experimental Study oh the Performance of a Solar Collector Colled by Heat Pipes", *Energy Convers. Mgmt*, vol.36-3, pp.197-203(1995)
- 30)Hoffnan,R.L.; "A Study of the Advancing Interface -1. Interface Shape in Liquid-Gas Systems", *J. Colloid and Interface Science*, vol.50, pp.228-241(1975)
- 31)Hornung,U. and Mittelman,H.D.; "A Finite Element Method for Capillary Surfaceswith Volume Constrains", *J. Computational Physics*, vol.87, pp.126-136(1990)
- 32)Ikeda,Y.; "The Permeability of a Screen Wick", *Trans. JSME*, vol.52-479B,

pp.2612-2618(1986)

33)Ikeda,Y., Itoh,K. and Tuchida, A.: ユーザーのためのヒートパイプ応用 , pp.8, Gakkensha, Tokyo (1981)

34)*idem; ibid*, pp.20

35)*idem; ibid*, pp.27

36)*idem; ibid*, pp.212

37)*idem; ibid*, pp.224

38)*idem; ibid*, pp.266

39)*idem; ibid*, pp.307

40)*idem; ibid*, pp.309

41)*idem; ibid*, pp.310

42)Imura, H., Kozai,H., Hayashida,S. and Takashima,K. ; "Heat Transfer Characteristics in Screen Wick Heat Pipe", *Trans. JSME.*, vol.53-491B, pp.2413-2152(1987)

43)Kemme,J.E.; "Ultimate Heat-Pipe Performance", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.16, pp.717-723(1969)

44)Kim, B. and Harriott,P.; "Critical Entry Pressure for Liquids in Hydrophobic Membrane", *J. Colloid and Interface Science*, vol.115-1, pp.1-8 (1987)

45)Kojima,Y.; "ユーザーが求めるヒートパイプ", *J. Japan Association for Heat Pipes*, vol.14-2, pp.33-39(1995-4)

46)Kosson,R., Hembach,R., Edelstein,F. and Tawil,M.; "A Tunnel Wick 100,000 Watt-inch Heat Pipe", *AIAA Paper*, No.72-273, pp.1-9(1972)

47)Kozai,H., Imura,H. and Ikeda,Y.; "The Effective Thermal Conductivity of Screen Wicks", *Trans. JSME*, vol.54-506B, pp.2905-2910(1988)

48)*idem*; "The Permeability of Screen Wicks", *Trans. JSME*, 56-521B, pp.161-167(1990)

49)*idem*; "The Effective Pore Radius of Screen Wicks", *Trans. JSME*, 56-521B, pp.168-174(1990)

- 50)Kunz,H.R., Langston,L.S., Hilton,B.H., Wyde,S.S. and Nashick,G.H.; "Vapor Chamber Fin Studies", *NASA CR-812*, pp.7-12(1967)
- 51)*idem; ibid*, pp.91
- 52)*idem; ibid*, pp.93-117
- 53)Lamfon,N.J., Akuyut,M. and Najjar,S.H.; "Waste Heat Recovery Using Looped Heat Pipes for Air Cooling", *Heat Recovery System and CHP*, vol.14-4, pp.365-376(1994)
- 54)Levy,E.K.; "Theoretical Investigation of Heat Pipes Operating at Low Vapor Pressure", *J. Eng. Ind*, vol.90, pp.547-552(1968)
- 55)Li,H.M., Liu,C.Y. and Damodaran,M.; "Analytical Study of the Flow and Heat Transfer in a Rotating Heat Pipe", *Heat Recovery System and CHP*, vol.13-2, pp.115-122(1993)
- 56)Manson,G.; *J. Colloid Interface Sci.*, vol.41, pp.208-226(1972)
- 57)Marcus,B.D.; "Theory and Design of Variable Conductance Heat Pipe", *NASA CR-2018*, pp.18-22(1972)
- 58)*idem; ibid*, pp.49
- 59)Mashiko,K., Mochizuki,M., Watanabe,Y., Kanai,Y., Eguchi,K. and Shiraishi,M.; "シャワーリングノズル付き大口径ループ型ヒートパイプの開発", *J. Japan Assoc. for Heat Pipes*, vol.13-3, pp.24-37(1994)
- 60)Maxwell,J.C.; *Treatise on Electricity and Magnetism*, pp.435, Oxford Univ. Press(1954)
- 61)Mochizuki,M., Masuko,K., Eguchi,K., Namiki,T. and Shiraishi,M.; "地熱抽出用ヒートパイプの開発", *J. Japan Assoc. for Heat Pipes*, vol.14-1, pp.19-22(1995)
- 62)Mochizuki,M.; "ヒートパイプの新技術", *J. Japan Assoc. for Heat Pipes*, vol.14-2, pp.22-32(1995)
- 63)Mori,H., Taguchi,M., Nakamura,M. and Toyama,S.; "Saturated and Unsaturated Water Movement within Mesh-type Wicks", *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, vol.19, pp.431-439 (1993)
- 64)Moriguchi,K., Udaga,K. and Ichimatsu,S., 数学公式 I , pp.144, 岩波書店 (1977)
- 65)*idem; ibid*, pp.150
- 66)*idem; ibid*, pp.227-228

- 67)Morooka, S., Kuroki,T. and Wake,T.; "ヒートパイプに関する研究 (第9報, スクリーンメッシュの毛管径と浸透係数)", *Preprint JSME*, 790-6, pp.32-34(1979)
- 68)*idem*; "ヒートパイプに関する研究 (第3報, スクリーン網ウイックの蒸発部熱伝達機構)", *Trans. JSME*. vol.47-414B, pp.351-360(1981)
- 69)Moss,R.A. and Kelly,A.J.; "Neutron Radiographic Study of Limiting Planar heat Pipe Performance", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.13, pp.491-502(1970)
- 70)Nippon Kagakukai; 新実験化学講座, vol.8, pp.97-99, 丸善 (1978)
- 71)Ogushi,T. and Yamanaka,G.; "Heat Transfer Performance of Axial Grooved Heat Pipes", *Trans. JSME*, pp.486(1987)
- 72)Ono,S.; 表面張力, pp.82, 共立出版 (1984)
- 73)Oshima, K; ヒートパイプ工学, pp.80, 朝倉書店 (1979)
- 74)Philips E.C.; "Low Temperature Heat Pipe Research Program", NASA CR-66792, pp.25(1969)
- 75)Polasek,F.; "サーモサイフォンとヒートパイプの設計計算法", *J. Japan Association for Heat Pipes*, vol.25, pp.49-77(1988)
- 76)Potash Jr.,M. and Wayner Jr.,P.C.; "Evaporation from a Two-Dimensional Extended Meniscus", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.15, pp.1851-1863(1972)
- 77)Pruzan,D.A., Torrance,K.E. and Avedisian,C.T.; "Two-Phase Flow and Dryout in a Screen Wick Saturated with a Fluid Mixture", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.33-4, pp.673-681(1990)
- 78)Purcell, W.R.; "Interpretation of Capillary Pressure Data", *Trans. AIME*, vol.189, pp.369-371(1950)
- 79)Renk, F.J.,Wayner,P.C.; "An Evaporating Ethanol Meniscus - Part I : Experimental Studies", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, vol.101, pp.55-58(1979-1)
- 80)*idem*; "An Evaporating Ethanol Meniscus - Part II : Analytical Studies", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, vol.101, pp.59-62(1979-2)
- 81)Roberts C.C., Feldman,Jr,K.T.; "Prediction Performance of Heat Pipes with Partially Saturated Wicks", *ASME 72-WA/HT-38*, pp.1-11(1973-9)

82) Rohani, A.R. and Tien, C.L.; "Steady Two Dimensional Heat and Mass Transfer in the Vapor-Gas Region of a Gas-Loaded Heat Pipe", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, pp.377-382(1973)

83) Shibayama, S., Morooka, S., Kitagawa, R. and Ishikawa, K.; "ヒートパイプに関する研究-第1報, ウイックの毛管力により制限される最大熱輸送量", *Trans. JSME*, vol.44-380, pp.1355-1365(1978)

84) Shishido, I., Matsushita, T., Iida, T. and Ohtani, S.; "Measurement of Working Fluid Distribution within Heat Pipe Wick", *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, vol.9-6, pp.650-654(1983)

85) Shishido, I., Oishi, I. and Ohtani, S.; "Capillary Limit in Heat Pipes", *J. Chem. Eng. Japan*, vol.17-2, pp.179-186(1984)

86) Somogyi, D. and Yen, H.H.; "An Approximate Analysis of the Diffusing Flow in a Self-controlled Heat Pipe", *Trans. ASME J. Heat Transfer*, pp.93-100(1973)

87) Sun, K.H. and Tien, C.L.; "Thermal Performance Characteristics of Heat Pipes", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.18, pp.363-380(1975)

88) Tanaka, O., Koshino, H. and Tanaka, H.; "Heat Transfer Phenomena of Super Heat Pipe Using Water as the Working Fluid (II)", *Proc. 32th National Heat Transfer Sympo. Japan*, vol.1, pp.207-208(1995)

89) Tien, C.L. and Sun, K.H.; "Minimum Meniscus Radius of Heat Pipe Wicking Materials", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.14, pp.1853-1855 (1971)

90) Tien, C.L. and Rohani, A.R.; "Analysis of the Effects of Vapor Pressure Drop on Heat Pipe Performance", *Int. J. Heat Mass Transfer* vol.17, pp.61-67(1974)

91) Toyokawa, S., Araki, T. and Kobayashi, Y.; "溝型ヒートパイプの液体メニスカス端部からの蒸発熱伝達", *J. Jpn. Assoc. Heat Pipes*, vol.45, pp.1-11(1993)

92) van Ooijen, H. and Hoogendoorn, C.J.; "Experimental Pressure Profiles Along the Vapor Channel of a Flat-plate Heat Pipe", *Advances in Heat Pipe Technology*, pp.415-426, Pergamon Press, New York(1981).

93) Wang, C., Groll, M., Rosler, S. and Tu, C.; "Porous Media Model for Two-Phase Flow in Mini Channels with Applications to Micro Heat Pipes", *Heat Recovery Systems and CHP*, vol.14-4, pp.377-389(1994)

謝辞

本研究は大分大学工学部生産システム工学科吉岡啓介名誉教授のご指導の下に開始し、主として九州大学工学部化学機械工学科宮武修教授のご指導の下に行いました。本研究を行うにあたり、適切なお教示を賜りました宮武修教授、吉岡啓介名誉教授に厚く御礼申し上げます。

九州大学工学部機械工学科伊藤猛宏教授、同機械エネルギー工学科藤田恭伸教授ならびに同機械工学科深野徹教授には、本論文のまとめに際し、有益なお指導とお助言を頂きました。ここに深く感謝いたします。

大分大学工学部生産システム工学科浜武俊朗教授には、本研究着手以来、適切なお助言を頂きました。九州大学工学部化学機械工学科深井潤助教授には、終始暖かいお教示とお指導を頂きました。厚く御礼申し上げます。

近畿大学九州短期大学橋本俊行助教授、九州大学工学部化学機械工学科莫雲助手には、適切なお助言を頂きました。大分大学工学部生産システム工学科嶋田不美生技官には、実験データの整理をお手伝いいただきました。九州大学工学部化学機械工学科大森広美教務員には、研究が円滑に行われるよう配慮していただきました。九州大学大学院生 M. E. Kabir 氏には、英作文のご指導を頂きました。

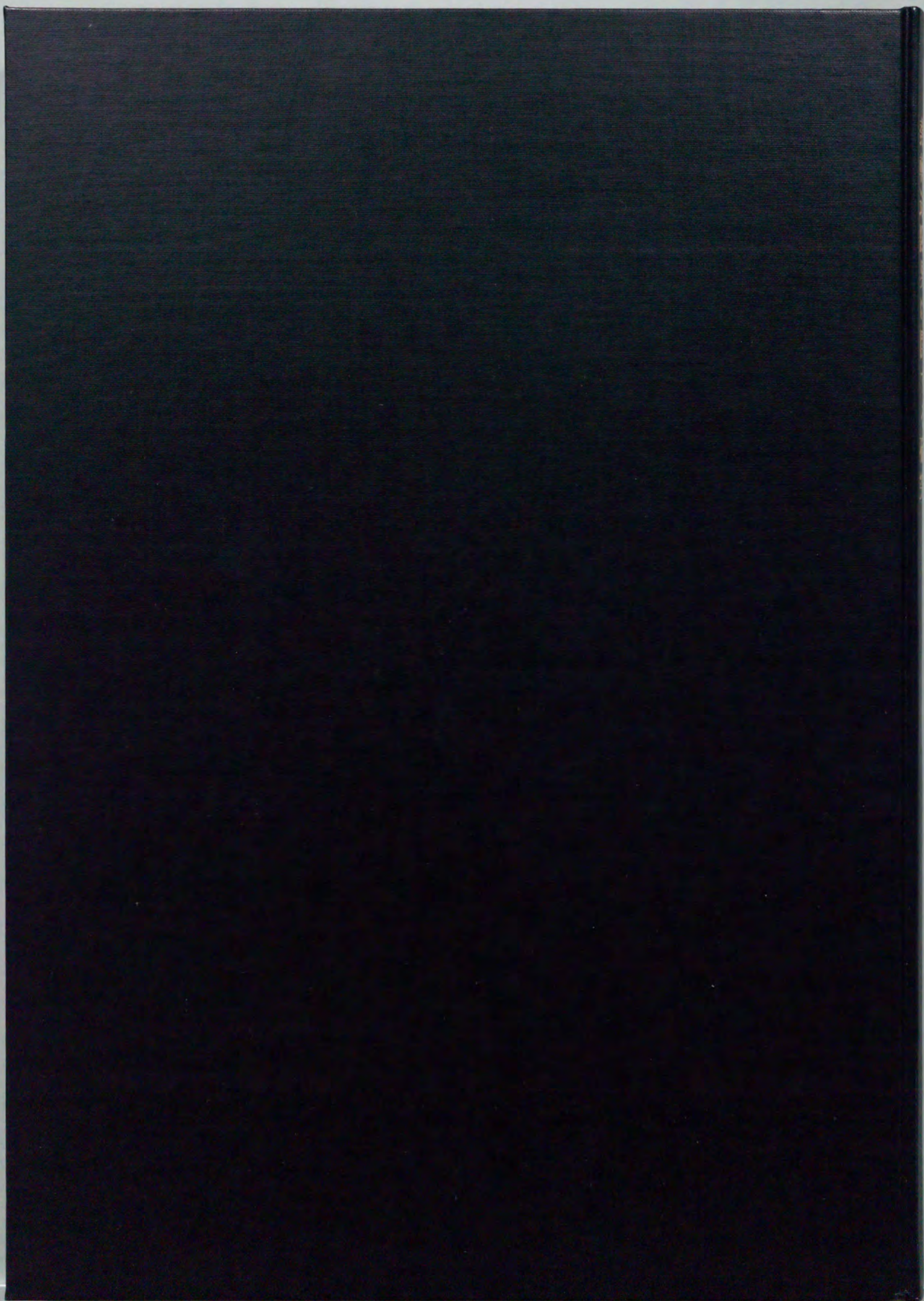
大分大学で研究を開始した当時の大学院生の本多節弘氏、三田井裕二氏はじめ、大分大学工学部機械工学科の卒業研究として実験を行った伊與田幸穂、筒井寿博、河野寿士、玉井徹治、藤本文治、酒井智一、衛藤春一、大久保勇治、磯崎健二、亀井勇治、甲斐聡、佐藤浩之介、岐部秀敏、福田保、副田智浩、宮崎文孝、等多数の卒業生諸氏に感謝いたします。

本研究は、九州大学の優秀な学生諸君に依るところが大きく、病氣療養中にもかかわらず研究を遂行した白石淳氏、昼夜を惜しまず研究および下級生の指導を行った永淵慶秀氏、強靱な精神力で休むことなく研究を遂行している東田淳氏、および注意深く精度良い実験を行った豊増康昭、境英輝、徳永裕二の諸氏に感謝し、厚く御礼申し上げます。

実験装置の製作には、大分大学工学部生産システム工学科実習工場の職員ご一同および九州大学工学部化学機械工学科工作室の萩尾清隆技官、三浦雅宏技官の

ご協力を得ました。

最後に、本研究にご協力いただきました九州大学工学部化学機械工学科熱操作学研究室の卒業生諸君，大分大学工学部生産システム工学科熱工学研究室の卒業生諸君ならびに多くの面でお世話になりました九州大学工学部化学機械工学科事務室の皆様に心より感謝申し上げます。



inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

