T2R2 東京科学大学 リサーチリポジトリ
Science Tokyo Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	マイクロチャンネル冷却システムの流動・伝熱特性
Title(English)	
著者(和文)	村上陽一
Author(English)	Yoichi Murakami
出典(和文)	学位:修士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:, 授与年月日:2001年3月26日, 学位の種別:, 審査員:
Citation(English)	Degree:Master (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:, Conferred date:2001/3/26, Degree Type:, Examiner:
種別(和文)	修士論文
Type(English)	Master Thesis

Powered by T2R2 (Science Tokyo Research Repository)

平成１２年度　修士論文

マイクロチャンネル冷却システムの流動・伝熱特性

指導教官　井上　剛良　教授

中別府　修　助教授

東京工業大学大学院

理工学研究科　機械物理工学専攻

98M12185　村上　陽一

マイクロチャンネル冷却システムの流動・伝熱特性

Hydrodynamic/Thermal Characteristics of Microchannel Cooling System

目次

第 1 章　緒論　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　**1**

1.1　冷却要求の増大　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　4

1.2　マイクロチャンネルヒートシンクの一般的形状　・・・・・・・・・・　6

1.3　マイクロチャンネル冷却の理論的根拠　・・・・・・・・・・・・・・・　9

1.4　マイクロチャンネルヒートシンクの適用領域　・・・・・・・・・・・　13

1.5　本論文の内容及び研究目的　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　15

第 1 章参考文献

第 2 章　マイクロチャンネル熱交換器の製作　・・・・・・・・・・　**19**

2.1　基本熱交換単位の製作及び熱交換器の形成　・・・・・・・・・・・・　20

2.2　熱交換器周辺部の設計及び製作　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　24

第 3 章　液単相熱交換　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　**32**

3.1　実験装置　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　35

3.2　単相流動特性　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　35

3.3　単相熱交換特性　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　41

3.4　第 3 章まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　72

第 3 章参考文献

第 4 章　沸騰熱交換　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　**75**

4.1　実験装置　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　79

4.2　沸騰観察結果　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　82

4.3　沸騰熱交換特性　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　88

4.4　圧力損失増加のメカニズム　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　120

4.5　第 4 章まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　135

第 4 章参考文献

第 5 章　マイクロチャンネルヒートシンクの設計指針　・・・　**139**

5.1　最適化設計の必要性及び方向性　・・・・・・・・・・・・・・・・・・　143

5.2　モデルと仮定　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　146

5.3　粘性発熱を伴わない場合　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　150

5.4　粘性発熱を伴う場合　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　169

5.5　第 5 章まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　205

第 5 章参考文献

第 6 章　総括　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　**210**

第 6 章参考文献

謝辞

第１章

緒論

本章は本論文の導入部にあたる。第 1 節では現在も依然増加を続けている各種電子デバイスからの発熱量を具体的に示し、これらに対する除熱がいかに大変なものであるのかが述べられる。第 2 節では高密度発熱源に対する冷却に有望視されているマイクロチャンネルヒートシンクの一般的な形状、寸法及び制作方法について述べられる。続く第 3 節ではマイクロチャンネルが低い熱抵抗を達成できることの物理的根拠が示されると同時に、マイクロチャンネルを利用する際に注意すべき点が述べられる。第 4 節では、マイクロチャンネルヒートシンクの適用領域を従来からの代表的な冷却方法の適用領域と比較しながら示し、マイクロチャンネル冷却が電子デバイス等の高密度発熱源の除熱に適していることが示される。最後に第 5 節において本論文の内容及び目的が述べられる。

本章で用いられる変数

C_p	specific heat of the fluid at constant pressure ［J kg^{-1} K^{-1}］
D_h	hydraulic diameter of a channel ［m］
ΔT	maximum temperature difference ($= T_{w,out} - T_{f,in}$) ［K］
G	total volumetric flow rate of the fluid ［m^3 sec^{-1}］
h	heat transfer coefficient ［W m^{-2} K^{-1}］
k_f	thermal conductivity of the fluid ［W m^{-1} K^{-1}］
Nu	Nusselt number ($= hD_h/k_f$) ［−］
Q	total heat dissipation from a heat source ［W］
q''	heat flux dissipated from chip surface ［W m^{-2}］
R	thermal resistance ($= \Delta T/Q$) ［K W^{-1}］
R''	thermal resistance per unit chip-surface area or unit heat-sink base area ($= \Delta T/q''$) ［K cm^2 W^{-1}］
T_f	local bulk temperature of the fluid ［K］
T_w	local temperature of the channel wall ［K］

Greek symbols

ρ	density of the fluid $[\,\mathrm{kg\ m^{-3}}\,]$

Subscripts

$_{in}$	at inlet
$_{out}$	at outlet
$_{eff}$	effective
$_{cap}$	capacitive
$_{conv}$	convective

1.1 冷却要求の増大

VLSI 等の電子デバイスの高密度化・高性能化の流れは現在も衰えることなく続いており、それに伴ってこれらのデバイスからの発熱量も増加の一途を辿っている。このような電子デバイスのとどまることのない進化は、これらを正常に動作させるために求められる冷却をより一層難しいものとしている。すなわち電子デバイスの発熱量が刻々と増加している一方、その許容動作温度は殆ど変化していないのである。

例えば今後数年（〜 2006 年）のマイクロプロセッサについては、チップ表面温度を 100 ^{o}C 以下に保ちながら 100 W/cm^2 近くもの熱を取り除く必要がある [1]。さらに、高出力ダイオードレーザーの発振部からの発熱は 100 〜 500 W/cm^2 [2]、APS (advanced photon source) と呼ばれる次世代　線源からの発熱は 2000 W/cm^2 にも達し [3]、いずれの場合もデバイス表面温度を抑制することが必須である。標準的な電子工作用のハンダごての全発熱量が 20 〜 40 W であることを考えれば、これらの発熱密度がいかに大きなものなのかが容易に想像ができる。また従来からの発熱源からの発熱と比較し、電子デバイスからの発熱がいかに高密度かつ厳しい冷却を要求するものなのかは、[4] から引用された Figure 1 - 1 によって理解することができる。Figure 1 - 1 は発熱密度と表面温度の関係について、VLSI チップと宇宙ロケット等の従来から極限環境と考えられてきた発熱源との間で比較を行なった図である。この図からわかるように、VLSI の発熱密度は核爆発 (nuclear blast) のそれと同程度の大きさを持つにも関わらず表面温度を核爆発のそれよりも遥かに低い温度に抑えなければならない [4]。ここで注意しなければならないのは「高密度の発熱を取り除くことが必ずしも難しいのではなく、除熱対象物の温度を低く抑えたままで高密度な発熱を取り除くことが難しい」ということである。すなわち核爆発や宇宙船の大気圏突入の際に引き起こされるような極めて高い密度発熱をおよそ 100 ^{o}C 以下というかなり低い温度に保ちながら取り除いてやらないと、VLSI チップは正しく機能せずに焼きついてしまうのである。

言い換えれば、除熱の大変さは発熱密度 q'' のみによって決まるのではなく、除熱対象物と周囲環境の間の最大温度差 ΔT によっても決まるのである。より具体的には両者の比 $\Delta T/q''$、すなわち（単位面積あたりの）最大熱抵抗 R'' の値によって除熱の厳しさを

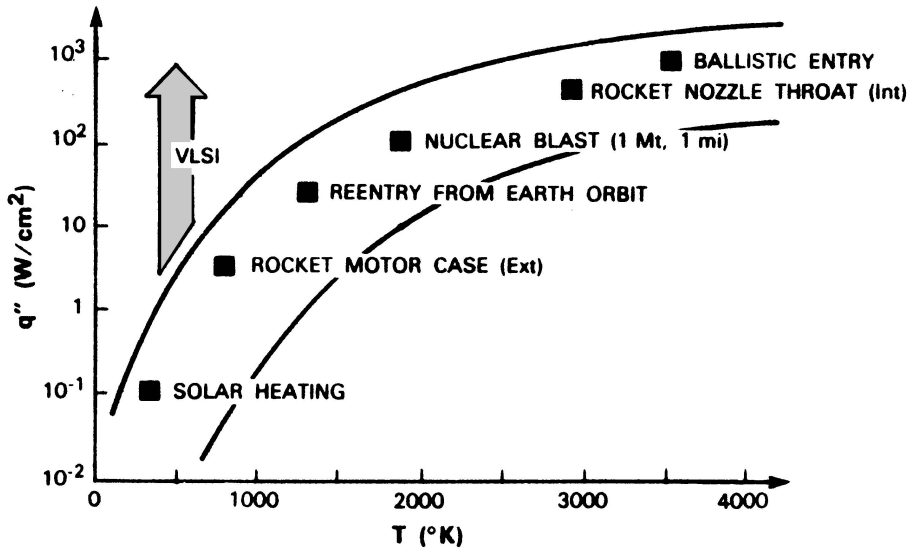


Figure 1 - 1: Comparison of cooling requirement between recent VLSI and conventional heat sources. This figure was cited from [4].

判断することができる。より小さな R'' を達成しなければならない程、その除熱要求はより厳しいことになる。

また、ヒートシンクだけでなく熱交換器の分野においても高密度熱交換が要求されるようになってきている。（注：本論文では、固体の発熱体からの除熱を行なうものにはヒートシンクという言葉を、二流体間の熱交換を行なうものには熱交換器という言葉を用いて両者を区別する。）たとえば宇宙ステーション或いは宇宙船などの宇宙環境下においては、打ち上げ・運転コストの問題から搭載機器は場所的・重量的制約を強く受け、熱交換器に関しても当然コンパクトさが求められる。また場所的・重量的な制約以外に、熱交換器が使用する冷媒量を減らすという意味からも、コンパクトでありながら高い熱交換性能を実現する熱交換器が望まれている。限られた狭い空間において大量の熱交換を行なうためには高い熱通過率を達成しなければならず（すなわち低い二流体間熱抵抗を達成しなければならず）、このような熱交換器に対する除熱要求は、先に述べた電子デバイスなどに用いられるヒートシンクに対する除熱要求と何ら変わるところはない。

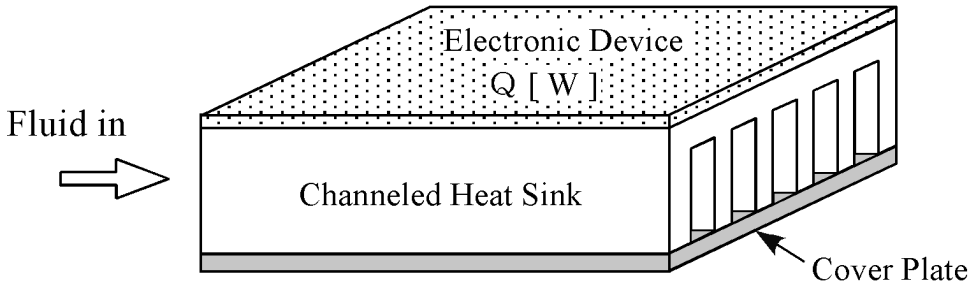
熱を取られる側と取る側の温度差を小さくしなければならない制約の下で高密度かつ

大量の熱を移動させるという厳しい要求に応えるために、従来からの開いたフィンを用いた（自然対流或いは強制対流）空冷に替わる手段として提案されているのが、次節に述べるマイクロチャンネルを用いる冷却方法である。

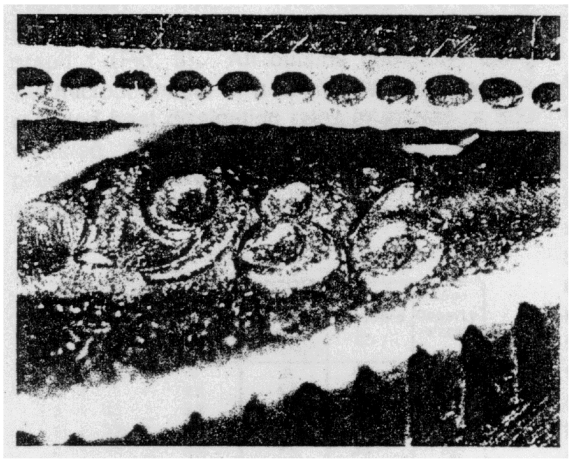
1.2 マイクロチャンネルヒートシンクの一般的形状

最も一般的なマイクロチャンネルヒートシンクの概略図を Figure 1 - 2 (a) に示す。これは矩形フィンの天井を板で閉じることによって閉流路を形成するタイプ（以下本論文では矩形フィンタイプと呼ぶ）のものであり、これに流体を強制対流させることによってヒートシンク上面における発熱を取り除くものである。この閉流路の水力直径が μ m オーダーにあるものがマイクロチャンネルヒートシンクと呼ばれる。Phillips [4] はマイクロチャンネルヒートシンクを”a microchannel heat sink is a structure with numerous small channels and fins arranged parallel to one another very close to the heated surface.” と説明している。矩形フィンタイプの場合には、マイクロチャンネルは主に 1）Si および InP 結晶に対する非等方性エッチング (crystal-orientation-dependent etching)、もしくは 2）精密ソーイング (precision sawing) のほぼどちらかによって作成される [4]。さらにこれら 2 つの方法に代わる方法として、[4] では reactive-ion etching, chemically-assisted ion milling, sand-blasting, electric-discharge machining (EDM), electro-chemical machining (ECM), laser machining (LM), numerical-controlled machining (NCM), extrusion が挙げられている。

もちろんマイクロチャンネルは矩形である必要はなく、また上で述べた方法で製作されたものである必要もない。その一例として、Hoopman ら 3M 社のグループが彼らの特許技術を用いて作成したのが、Figure 1 - 2 (b) に示す長手方向に作成された円形断面を有するマイクロチャンネル群である [5]。（この写真では、厚さ 0.88 mm のニッケル板に直径 0.36 mm の円形流路が 0.41 mm おきに配置されている。下に見えているのは米国 10 セント硬貨。）このような形状は、矩形フィンタイプの場合のように天井を板で閉じる必要が無いので、流路内部の圧力やフィンと天板の材質の違いによる熱膨張率の差に



(a)



(b)

Figure 1 - 2: (a) Schematic description of a typical rectangular-fin type microchanneled heat sink. (b) *3M* microchanneled structure with circular channels, lying on a dime. This picture was cited from [5].

よって引き起こされる流体の漏れの心配が少ない。このように、用途や条件によって様々な形状のマイクロチャンネルヒートシンクが存在することに注意しなければならない。

マイクロチャンネルヒートシンクの底面積は、（空冷か水冷かにも依るが）一般的には 0.5 〜 2 cm 四方で、大きくてもせいぜい 5 cm 四方である。（第 5 章で詳しく理由が述べられるが、空冷マイクロチャンネルヒートシンクの底面積及びフィンアスペクト比の方が、水冷のそれらよりも大きい。）これは、マイクロチャンネルヒートシンクがマイクロプロセッサなどの電子デバイスに対する冷却を目的としている為で、その大きさは自然と VLSI チップ自体の大きさからそのパッケージの大きさ程度と決まってくるからである。

典型的なマイクロチャンネルヒートシンクについては Phillips による詳しい解説 [4]、或いは Goodling によるレビュー [6] を参照されたい。これらは少々古い（1990 及び 1993 年）が、マイクロチャンネル冷却について数多くの論文が発表された時期をカバーしているので、これらを読むことにより基礎的な知識を幅広く得ることができると思われる。また Shekarriz らの論文 [7]（1999 年）ではヒートシンクよりは熱交換器の方に焦点を当てているが、最近の微細加工技術の応用例とその利点、或いは問題点が多数の論文の引用とともに紹介されており、最新の動向を把握する助けになると思う。

マイクロチャンネル熱交換器に関する報告は、マイクロチャンネルヒートシンクに関する報告と比較すると数が少ないようである。これは、前節で述べたようにヒートシンクと二流体間熱交換器の産業的背景及び要求の間には差があり、前者のそれの方が後者のそれよりも強いことが原因だと考えられる。マイクロチャンネルを熱交換器に適用した報告では Kang らの論文 [8] などがある。また入手はできなかったが、Karlsruhe 研究所（ドイツ）の Schubert らのグループがマイクロチャンネル熱交換器を製作し、それに関する論文を発表している。熱交換器についてはマイクロチャンネルよりもむしろ、その一回り大きい meso scale のチャンネルが用いられている報告の方が多いようである。例えば Hong らの論文 [9] では、彼らが製作した流路断面が 1 mm × 20 mm の ‘miniature counterflow plate heat exchanger’ について、作動流体を空気とした場合の性能が報告されている。

1.3　マイクロチャンネル冷却の理論的根拠

本節では、マイクロチャンネルを用いることにより（それがヒートシンクであれ熱交換器であれ）非常に低い熱抵抗が実現できることの理由が述べられる。

一般的なマイクロチャンネルヒートシンクにおいては、しばしばヒートシンク内における流路方向への熱伝導が十分に小さいと考えて、作動流体の通過する流路を一定・均一熱流束の境界条件をもつ壁面と見なすことができる。さらに流路直径が流路長さよりも十分小さいして発達した流れを仮定すると、流路の入口から出口にわたる作動流体及び発熱面の温度は Figure 1 - 3 に示されるようなものとなる。すなわち「一定・均一熱流束」の条件より、ある地点における作動流体の平均温度は流下方向に向かって直線的に上昇し、また出口においては入口における温度よりも ΔT_2 だけ高くなっている。また「発達した流れ」の仮定より、熱伝達率は流路全域で一定であるので、ある地点における流路壁面の温度と流体の平均温度の差も流路全域で一定（$= \Delta T_1$）となる。すなわち Figure 1 - 3 に示されたモデルにおいては、最大温度差 $\Delta T = T_{w,\,out} - T_{f,\,in}$ は $\Delta T_1 + \Delta T_2$ に等しく、熱抵抗 R は次のように表される：

$$R = \frac{\Delta T}{Q} = \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{Q} \tag{1}$$

また、エネルギーの保存より次の関係が得られる：

$$Q = \rho\, C_p\, G\, \Delta T_2 \tag{2}$$

ここで、ρ、C_p、G はそれぞれ流体の密度、定圧比熱、体積流量を表す。また流路方向に熱伝達率 h が一定なので、

$$Q = h\, A_{eff}\, \Delta T_1 \tag{3}$$

という関係が得られる。ここで A_{eff} は実効伝熱面積（矩形フィンタイプの流路であればフィン実効面積）を表す。式 (2) 及び (3) を式 (1) に代入することによって、R は次のよ

うに書き換えられる：

$$R = \frac{1}{h\,A_{eff}} + \frac{1}{\rho\,C_p\,G} \equiv R_{conv} + R_{cap} \tag{4}$$

ここで、右辺第一式の第一項は熱伝達によって生じる熱抵抗 (convective resistance, R_{conv}) であり、第二項は流体の温度上昇によって生じる熱抵抗 (capacitive resistance, R_{cap}) である。式 (4) より、R_{conv} を小さくする為には h もしくは A_{eff} を大きくする必要があることが判る。熱伝達率 h はヌッセルト数 Nu を用いて

$$h = \frac{Nu \cdot k_f}{D_h} \tag{5}$$

と表される。ここで k_f 及び D_h はそれぞれ流体の熱伝導率と流路の水力直径である。k_f は流体の物性値であるので、なるべく熱伝導率の良い流体を用いるのが望ましいことが判るが、使用する流体が決められていればこれを操作することによって h を大きくすることはできない。また Nu については、流れが発達した層流で流路断面形状及び境界条件が与えられていれば流体の種類によらず一定（例えば熱流束一定の円管ならば $Nu = 4.363$) であるので、Nu の値を操作して h を大きくすることは基本的にできないことになる。（なお、流れが発達した乱流の場合には Nu はレイノルズ数 Re とプラントル数 Pr の関数となる。）しかしながら、式 (5) より判るように D_h をなるべく小さくすることで容易に h の値を大きくすることができる。このことが、微細化した流路（すなわちマイクロチャンネル）を用いることで低い熱抵抗が達成できることの物理的理由である。ただしむやみに D_h を小さくしてすると必要となるポンプ仕事及び圧力が膨大なものとなってしまうので、与えられた条件や制約によってどの程度 D_h を小さくしたらよいのかが決まってくる。

では、R_{cap} を減じるにはどのようにしたら良いのであろうか？ まず考えられるのが、単純に流体の流量 G をなるべく大きくすることである。しかしながらむやみに流量を大きくすると必要となるポンプの仕事及び圧力が膨大なものとなってしまうので、この場合にも与えられた条件や制約の下で最適な流量というものが存在する。次に有効伝熱面積 A_{eff} を増やすことが考えられるが、ここではその増やし方が問題となる。つまり D_h

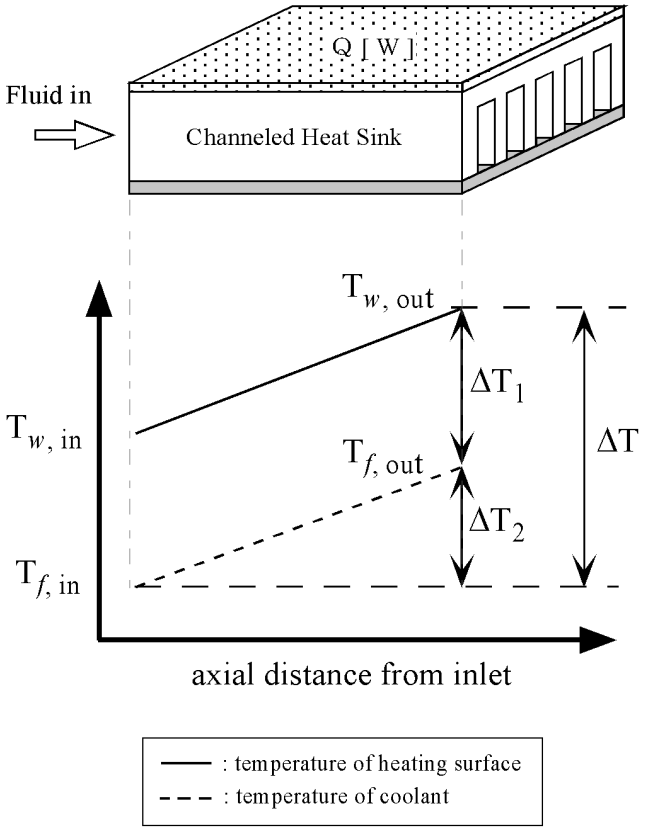


Figure 1 - 3: Temperature variation of chip surface and coolant fluid in axial direction. Fully developed flow and constant/uniform heat flux input are assumed.

を小さく保ったままでいかに A_{eff} を増やすか、であるが、これは流路に高アスペクト比を持たせることによって解決できる：すなわちアスペクト比が無限大である平行無限平板間を流路と考えれば、水力直径を平板間隔の二倍に抑えながら流体接触面積を無限大とすることが可能である。（矩形流路の水力直径が $D_h = 4 \times$（流路断面積）/（流路周長さ）で定義されることを思い出すこと。）ただし実際には、流路高さを増加させ（流路断面積を増加させ）てゆくと、始めのうちは A_{eff} が増えることのメリットが勝るが、次第にフィン効率が低下し、流路断面積及び周長さの増加によって引き起こされるポンプ仕事及び流動抵抗の増加という好ましくない側面が勝ってくる。すなわち矩形流路の場合にはむやみにアスペクト比を高く取るのではなく、許容できるポンプ仕事及び圧力の範囲内で最適な流路形状を選択する（すなわち最適化する）ことが重要なのである。もちろん、矩形流路以外の場合にも最適化をすることは同様に重要となる。

以上の議論より、「マイクロチャンネル冷却」という方法はただ単に直径の小さい流路を用いれば良いというものでは無く、以下に示す 4 つの戦略を組み合わせることによって望ましい形で低い熱抵抗を達成しようというアプローチであると言える：

1. 水力直径の小さい流路を用いること。
2. 作動流体の流量を大きく取ること。
3. 有効伝熱面積を大きく取ること。
4. 与えられた制約及び達成すべき目的を理解した上で、上の 3 つの項目を最適化すること。すなわち流路形状、流量及び（矩形流路の場合には）フィン形状を最適化すること。

このように書くとややこしく感じられるが、より簡単に結果論的に言えば、後の第 5 章で示されるように「電子デバイス冷却における熱的・寸法的制約条件の下では、ヒートシンク形状を最適化すると流路直径は自ずと μm オーダーとなり、マイクロチャンネルを用いることが結果的に必要となるポンプ仕事及び圧力を最小とすることになる」ということなのである。マイクロチャンネルヒートシンクの最適化設計に関しては、本論文第 5 章で詳しく述べられる。

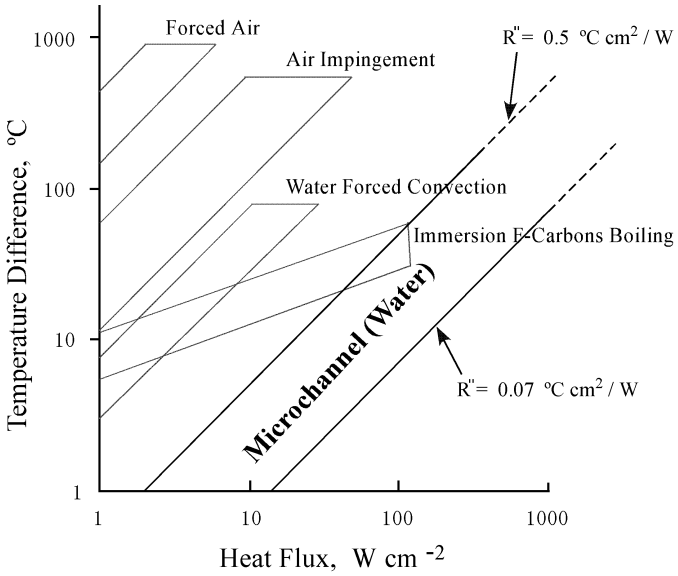


Figure 1 - 4: Applicable range of each cooling method. In this fugure, ranges other than 'microchannel (water)' are based on these presented in [5].

1.4 マイクロチャンネルヒートシンクの適用領域

マイクロチャンネルが VLSI チップなどの高密度発熱源に対する除熱に極めて有効なことが Tuckerman と Pease [10] によって初めて立証され、進化し続ける様々な電子デバイスに対する新しい冷却手段として提案された。彼らは厚さ 400 μm の $<110>$ シリコンウエハーの 1 cm $\times$ 1 cm の領域に、KOH による非等方性エッチングによって流路深さ（すなわちフィン高さ）300 μm、流路幅 50 μm、フィン幅 50 μm の矩形マイクロチャンネル群を作成し、実験を行なった。なおこれらの形状寸法は、彼らによって行なわれたごく簡単な最適化手順に基づいて選ばれたものである。作動流体には水を用い、1 cm $\times$ 1 cm の薄膜発熱源の局所最大温度と入口水温度の差を 71 ^{o}C に抑えながら、790 W の熱を除熱した。すなわち $R = \Delta T/Q = 0.090$ K/W （つまり $R'' = 0.090$ K cm^2/W）という極めて低い熱抵抗を達成したのである [10]。（このときのポンプ圧力はおよそ 214 kPa であった。）

Tuckerman らの実験結果 [10] は、マイクロチャンネルが（特に水冷の場合に）優れた伝熱特性を示すことのごく一例に過ぎない。比較的最近出版された Harms らの論文 [11]

に、水冷を用いた矩形フィン型マイクロチャンネルヒートシンクに関する過去の様々な文献で示されたデータを比較してまとめた優れた一覧表が示されているので、これを見ることによって（水冷の）マイクロチャンネルヒートシンクが一般的にどの程度の熱負荷に応えることが可能なのか（或いはどの程度のポンプ仕事・圧力が必要となるのか）について比較的容易に理解することができる。この論文には Harms ら自身の行なった実験結果を含めて、12 の研究結果が比較されている。これによると、単位発熱面積あたりの熱抵抗 R'' は報告によって 0.072 〜 2.11 K cm^2/W の範囲にある。12 の報告のうち $R'' > 0.5$ K cm^2/W となっているのは 3 つにすぎず、特に $R'' > 1.0$ K cm^2/W となっている 2 つの報告に関してはヒートシンクが特殊な形状をしていたりヒーターに比べてヒートシンク底面積が大きすぎたりと、一般的な矩形フィン型マイクロチャンネルヒートシンクとは言い難い。またこれらの報告の中で用いられたヒートシンクの殆どが最適化されておらず（或いは Tuckerman らのかなり単純化された最適化方法 [10] をそのまま用いているにすぎず)、これらの結果が十分に水冷マイクロチャンネルヒートシンクの可能性を反映しているとは考えにくい。現在では Knight らによって導かれた最適化法 [12] などの優れた最適化法が幾つか存在するので、これらを用いればさらに低い熱抵抗を達成することも可能である。従って一般的な水冷マイクロチャンネルヒートシンクは $R'' < 0.5$ K cm^2/W が十分に達成可能であると考えられる。

以上の議論と過去の様々な報告を併せて、（特に矩形フィンタイプの）水冷マイクロチャンネルの適用領域を他の代表的な冷却方法の適用領域と比較して表したのが Figure 1 - 4 である。この図中の”Microchannel (Water)”は著者自身が書いたものであり、それ以外の冷却方法の適用領域については [5] に示されたものをそのまま引用した。水冷マイクロチャンネルは、Tuckerman らの実験 [10] で実証されているように〜 1000 W/cm^2 程度までは適用可能である。また単位発熱面積当りの熱抵抗 R'' については、0.07 K cm^2/W から 0.5 K cm^2/W の間（2 本の太い直線に挟まれた範囲）を適用領域とした。ここで言う「適用領域」というのは「性能的に到達可能な領域」という意味であるので、当然ながら図中の領域よりも熱抵抗が大きい領域はカバーされている。Figure 1 - 4 より、他の代表的な冷却方法と比較して水冷マイクロチャンネルヒートシンクがより小さな熱抵抗を達成することができることがわかる。現在から今後数年（2001 〜 2006）の CPU を例

に取れば、発熱密度は 30 〜 100 W/cm^2 程度、また最大温度差 ΔT は一般的に 50 K 程度あるので、達成しなければならないチップ-作動流体間の熱抵抗は、$R'' < 0.5$ 〜 1.7 K cm^2/W である。将来的に発熱密度が 200 W/cm^2 となれば、$R'' < 0.25$ K cm^2/W を達成しなければならなくなる。（しかも、これらの R'' の値にパッケージの熱抵抗が含まれる場合には、ヒートシンク-作動流体間の熱抵抗をさらに小さく取らなければならなくなる。）フロリナートを用いた浸漬冷却はこのような領域にも適用可能な数少ない冷却方法である。しかしながら沸騰を用いることに伴う限界熱流束や振動の問題、或いはフロリナートなどの冷媒を用いる必要があることなどから、実用性に富んでいるとは言い難い。他の代表的な冷却方法がこれらの除熱要求に余裕を持って応えられないこととは対照的に、マイクロチャンネル水冷は余裕を持ってこれらを達成することができることが理解できる。

Figure 1 - 4 には示されていないが、マイクロチャンネル空冷も有望な冷却方法の一つである。本論文第 5 章において詳しく議論されるが、空冷を用いる場合にはその水冷とは本質的に異なる特徴、すなわち空冷の長所・短所をよく理解することが重要となる。なおマイクロチャンネル空冷の場合には、単位ヒートシンク底面積当りの熱抵抗 $R'' < 1.0$ 〜 5.0 K cm^2/W 程度が達成可能であるが（Table 5 - 6 参照)、空冷の場合にはしばしば発熱面積を heat spreader によってある程度拡げてから（すなわち発熱密度をある程度下げてから）ヒートシンクに接続されるということが行なわれるので、一概に水冷と空冷の R'' を比較することはできないであろう。

1.5 本論文の内容及び研究目的

以上ではマイクロチャンネル水冷を例に挙げ、マイクロチャンネルが極めて低い熱抵抗を達成する有望な除熱手段であることを述べてきた。本論文ではまず始めにマイクロチャンネルを熱交換器に適用し、コンパクトかつ積層による拡張性を有するマイクロチャンネル交換器（以下本論文では μHEX）を製作する（第 2 章)。続いて作成された μHEX について、液相-液相の単相熱交換特性及び層流流動特性を実験的に検証し、理論モデル

による結果と比較しながら議論を行なう（第3章)。続く第4章では、相変化潜熱を利用することでさらに熱交換性能が向上することを期待し、冷媒がμHEX内で沸騰相変化する場合について実験的・理論的検証を行なう。具体的には、沸騰を伴う場合の熱交換特性及びマイクロチャンネル内沸騰の観察を含む流動特性を実験的に明らかにし、理論モデルによる結果と比較しながら議論を行なう。第5章ではマイクロチャンネル冷却を用いる際に重要となる最適化設計の方法及び指針について、幅広い議論が行なわれる。具体的にはマイクロチャンネルヒートシンクを対象とした最適化方法を導入し、水冷・空冷の両方の場合についての設計指針が示される。最後に、第6章において本論文の総括が行なわれる。

以上が本論文の内容であるが、これらの議論より以下に示す4点を達成することが本論文の目的である：

- 先に述べた産業的背景に応えるため、マイクロチャンネルを利用したコンパクトかつ高い熱通過性能を有する熱交換器を製作する。
- 冷媒が液単相及び沸騰相変化を伴うそれぞれの場合について、マイクロチャンネル熱交換器の流動・伝熱特性を解明する。
- マイクロチャンネルヒートシンクの最適化設計方法を構築し、これを用いてヒートシンク設計に関係する様々なパラメーター間の物理的関係を明らかにする。
- 電子デバイス冷却における水冷・空冷の本質的違いを明らかにし、それぞれの場合についてヒートシンクの設計指針を構築する。

第1章参考文献

[1] A. Bar-Cohen, "Thermal management of microelectronics in the 21st century," *IEEE/CPMT Electronic Packaging Technology Conference*, pp. 29–33, 1997.

[2] L.J. Massaggia, J.N. Walpole, Z.L. Liau, and R.J. Phillips, "Microchannel heat sinks for two-dimensional high-power-density diode laser arrays," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 9, pp. 1988–1992, 1989.

[3] U.S. Choi, C.S. Rogers, and D.M. Mills, "High-performance micro heat exchanger for cooling high-heat-load x-ray oprical elements," *ASME Micromechanical Systems*, vol. DSC–40, pp. 83–89, 1992.

[4] R.J. Phillips, "Microchannel heat sinks," in *Chapter 3 of Advances in Thermal Modeling of Electronic Components and Systems*, A. Bar-Cohen and A.D. Kraus, Eds., vol. 2. ASME Press, New York, 1990.

[5] T.L. Hoopman, "Microchanneled structures," *ASME Microstructures, Sensors and Actuators*, vol. DSC–19, pp. 171–174, 1990.

[6] J.S. Goodling, "Microchannel heat exchangers – a review," in *Proceedings of SPIE — High Heat Flux Engineering II*, San Diego, CA, USA, 1993, vol. 1997, pp. 66–82.

[7] R. Shekarriz and C.J. Call, "State-of-the-art in micro- and meso-scale heat exchangers," *Proceedings of the ASME Advanced Energy System Division*, vol. AES–39, pp. 53–61, 1999.

[8] S. Kang, L. Yang, C. Yu, and J. Chen, "Performance test and analysis of silicon-based microchannel heat sink," *Proceedings of SPIE—the International Society for Optical Engineering*, vol. 3795, pp. 259–270, 1999.

[9] S. Hong et al., "Experiments and modeling of a mesoscale laminar plate heat exchanger," *Proceedings of the ASME Advanced Energy System Division*, vol. AES–39, pp. 15–23, 1999.

[10] D.B. Tuckerman and R.F.W. Pease, "High-performance heat sinking for VLSI," *IEEE Electron Device Letters*, vol. EDL–2, no. 5, pp. 126–129, 1981.

[11] T.M. Harms et al., "Experimental investigation of heat transfer and pressure drop through deep microchannels in a (110) silicon substrate," *Proceedings of the ASME Heat Transfer Division (HTD)*, vol. 1, pp. 347–357, 1997.

[12] R.W. Knight, D.J. Hall, J.S. Goodling, and R.C. Jaeger, "Heat sink optimization with application to microchannel," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 15, no. 5, pp. 832–842, 1992.

第２章

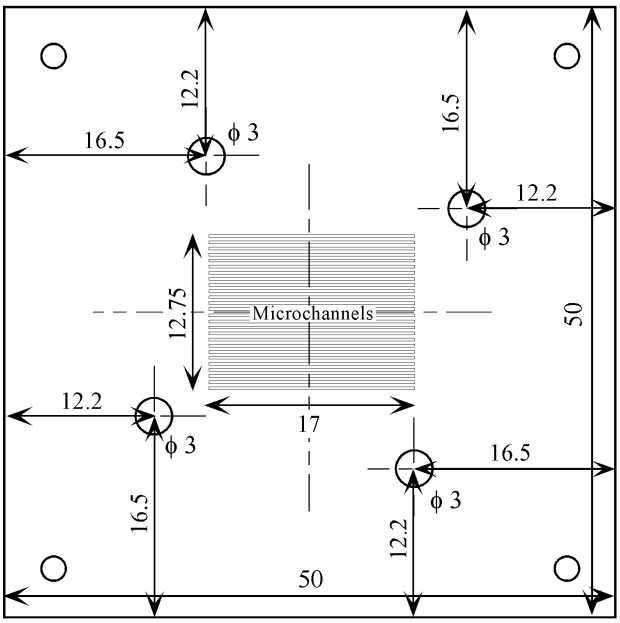
マイクロチャンネル熱交換器の製作

2.1 基本熱交換単位の製作及び熱交換器の形成

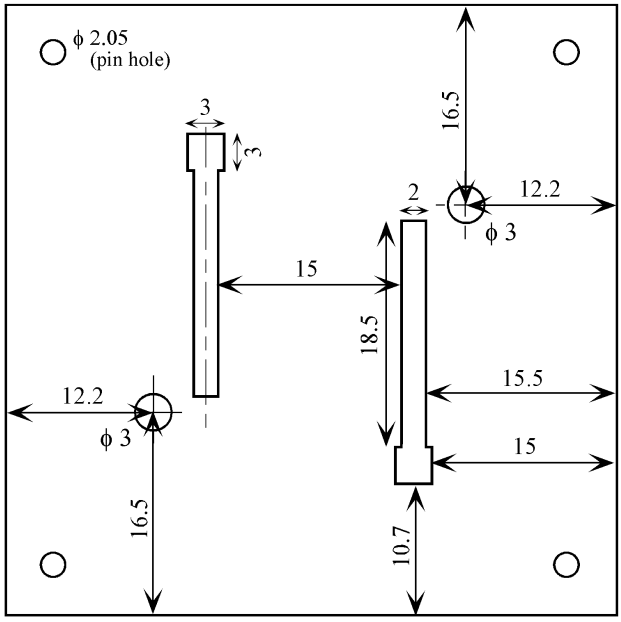
マイクロチャンネル熱交換器（μHEX）を製作するにあたり、本研究ではその熱交換器をコンパクトなものとすると同時に、これに拡張性を持たせることを考えて設計を行なった。すなわち従来からの shell-and-tube 型熱交換器のように全体の寸法及び形状が特定の熱交換要求に対して固定されてしまっているものではなく、ある基本熱交換単位を必要な数だけ積層することによって伝熱面積を自由に選ぶことが可能な（すなわち幅広い熱交換要求に対応可能な）熱交換器の設計を試みた。

この基本単位は、Figure 2 - 1 に示した 2 種類の加工されたステンレス薄板（5×5 cm、厚さ 200 μm) から構成される。Figure 2 - 1 (a) に示した部品には、レーザー貫通加工によってマイクロチャンネル（幅 250 μm、長さ 17 mm）が 250 μm おきに 26 本、作動流体を導入・排出するための穴（直径 3 mm）が 4 個、そして四隅に位置決め用のピン穴（直径 2.05 mm）が作成されている。この部品を以降マイクロチャンネルプレートと呼ぶことにする。また Figure 2 - 1 (b) に示した部品には (a) におけるマイクロチャンネルの代わりに、同様にして加工されたマニフォールド（マイクロチャンネルに流体を分配し、またマイクロチャンネルからの流体を収集する部分）が 2 個設けられている。これらのマニフォールドは、それぞれ作動流体を導入・排出する穴の一つとつながっている。この部品を以降マニフォールドプレートと呼ぶ。なお熱伝導率の悪いステンレス（15 〜 25 W/m K、銅のおよそ 20 分の 1）を材質に用いたのは、加工のし易さの問題からである。両部品とも、それぞれの正方形の中心に関して点対称となっていることに注意せよ。

このマイクロチャンネルプレートとマニフォールドプレートを一つずつ組み合わせて、基本熱交換単位の半分が形成されることになる。これらを Figure 2 - 2 のように組み合わせて、4 枚のプレートからなる基本熱交換単位（熱交換器として機能する最小の単位）が形成される。すなわちマイクロチャンネルプレートとマニフォールドプレートの組み合わせを 90 度ずつずらしながら積層してゆくことによって、温度の異なる二流体が熱交換を行なう熱交換器が構築されるのである。目的の伝熱面積が得られるまでこの単位を積層した後、上下が厚板によって閉じられる。この厚板のうちの一方は、作動流体を熱交換器に出し入れする為の穴を 4 個備えている必要がある。



(a)



(b)

Figure 2 - 1: Drawings of (a) microchannel plate which contains 26 microchannels (center) and 4 feeding/draining holes of ϕ3 mm, and (b) manifold plate which contains 2 manifolds (header & footer) and 4 feeding/draining holes of ϕ3 mm. There are pin holes of ϕ2.05 mm at each corner of the plates. Each plate is 50 mm $\times$ 50 mm square, has thickness of 200 μm, made of stainless-steel.

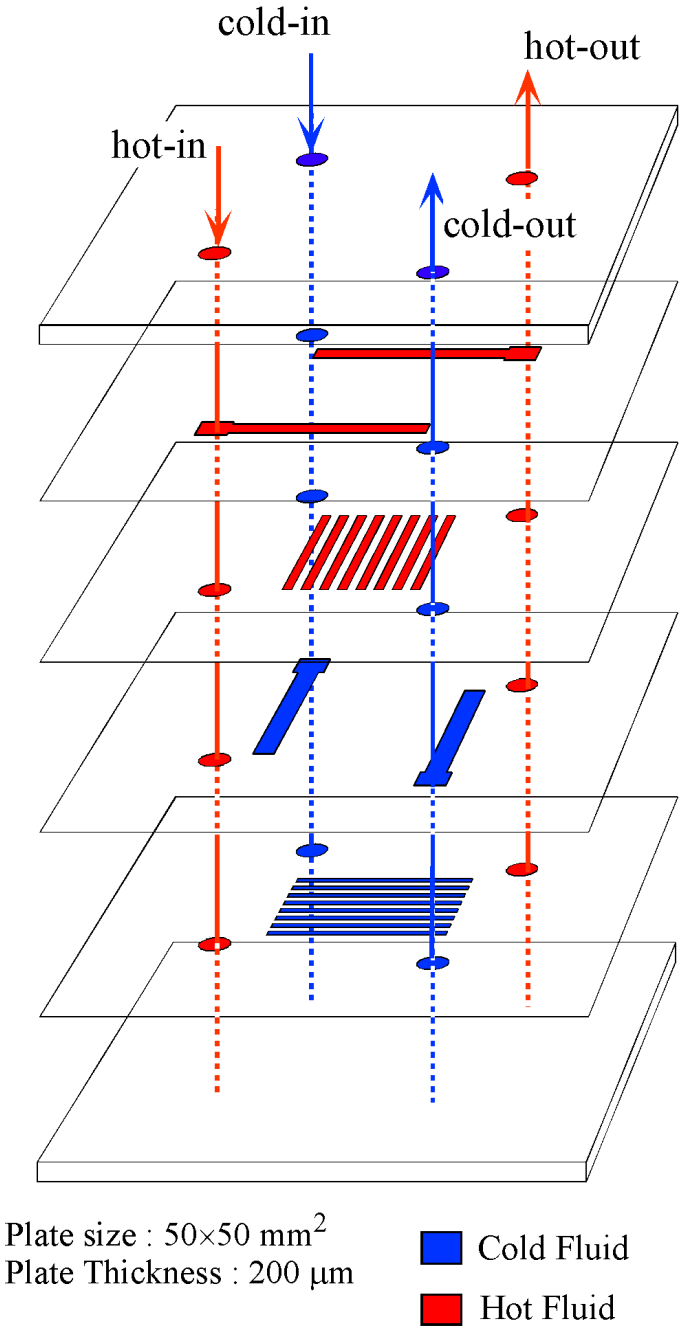


Figure 2 - 2: 3D schematic of our μHEX. 2 microchannel plates and 2 manifold plates, sandwiched by cover plates, constitutes a unit of heat exchanger as shown in this figure. The red-/blue-colored part represents a passage of hot/cold fluid.

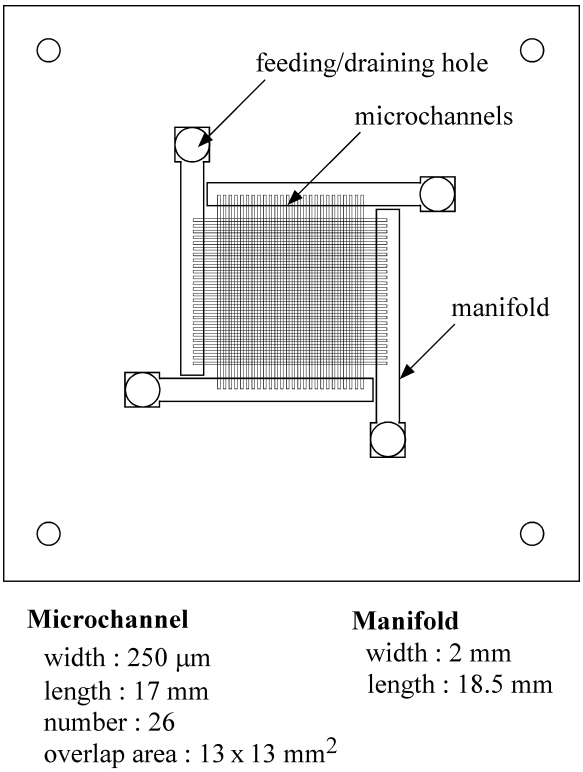


Figure 2 - 3: Perspective view of our cross-flow type μHEX. Relative proportion of this figure is exact.

本研究における μHEX の構造をより正確に述べるために、Figure 2 - 3 に上側からの透視図を示す。この図から、Figure 2 - 2 のように重ねることによって 4 種類の層からなる直交型の熱交換器が形成されていることが理解できる。なおマイクロチャンネルのオーバーラップ面積は 13×13 mm^2 である。

後の第 3 章及び第 4 章で示されるように、本研究では（4 枚の板からなる）基本熱交換単位を用いて μHEX の流動・伝熱特性を調べる実験を行なった。薄板を重ね合わせてその両側から板を押しつけるだけでは、各層の間から流体が漏れ出し、また高温側流体と低温側流体が混じりあってしまう恐れがある。これを防ぐため、本研究においては 4 枚の板を拡散接合により一体化したものが実験に用いられる。

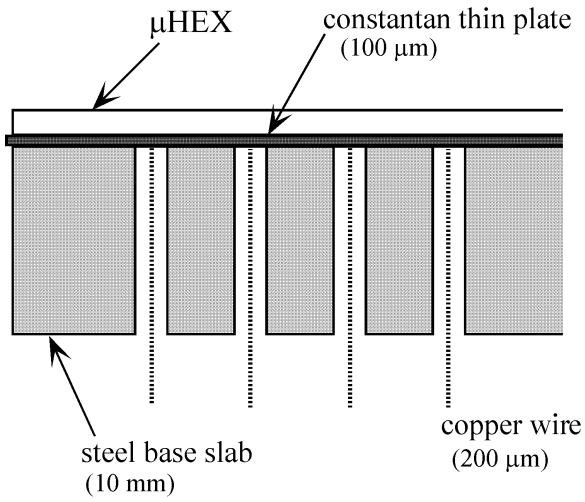
2.2 熱交換器周辺部の設計及び製作

前節において基本熱交換単位の構造を示したが、これを熱交換器として実際に用いるためには熱交換器に高温・低温の 2 種類の流体を出し入れする構造、また熱交換器を密閉・保持する構造が必要となる。また、これらの構造は外部から熱交換器内部についての計測・観察を可能とするものでなくてはならない。本研究における実験では、次の 5 点を計測・観察対象とした。

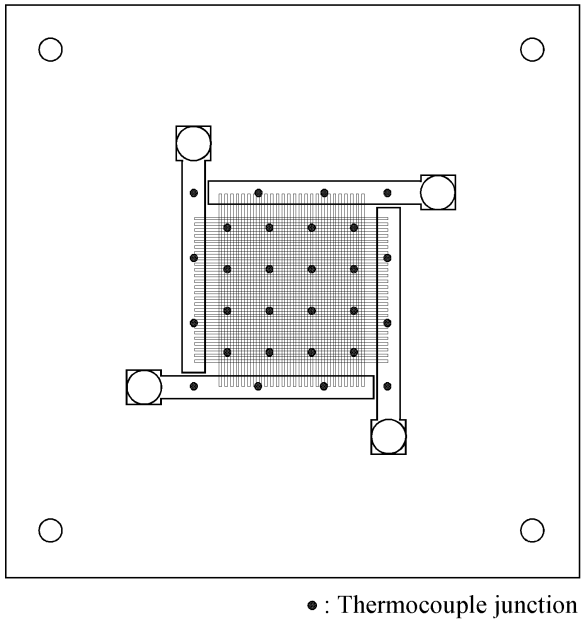
1. 高温側流体及び低温側流体の熱交換器出入口における温度の計測
2. 高温側流体及び低温側流体の熱交換器出入口圧力差の計測
3. 高温側及び低温側流体の流量計測
4. 流路部、特にマイクロチャンネル内の流動観察
5. 熱交換器表面、特にマイクロチャンネルオーバーラップ部分の温度分布計測

この中で、1 と 2 は両側流体の出入口に熱電対及び圧力タップを設けることによって計測可能である。3 については、流動系の途中に流量計を設置すればよい。しかしながら 4 と 5 に関しては、熱交換器を密閉・保持する構造自体にその機能を持たせる必要がある。4 に関しては、（本章末に添付された設計図面に示されるように）フランジによってガラス厚板を熱交換器に密着させることによってマイクロチャンネル内の流動観察を可能にした。また 5 に関しては、温度計測機能をもつ板を製作し、これを熱交換器に密着させることによって熱交換器表面の温度分布測定を行なえるようにした。具体的には Figure 2 - 4 (a) の概略図に示すような、コンスタン薄板（100 μm）に 28 本の銅細線（直径 200 μm）を放電溶接し、これを厚さ 1 cm のステンレス厚板で補強した部品を製作した。この部品（以降本論文では平面型熱電対と呼ぶ）は多岐式熱電対を形成しているので、Figure 2 - 4 (b) に示した銅-コンスタンタン接点における温度を独立に計測することができるのである。

平面熱電対を含む熱交換器周辺部の詳細については、本章末に添付した設計図面（6 枚）を参照されたい。本章の内容は以上が全てである。続く第 3 章及び第 4 章において、本章で示した熱交換器を用いて実験が行なわれる。

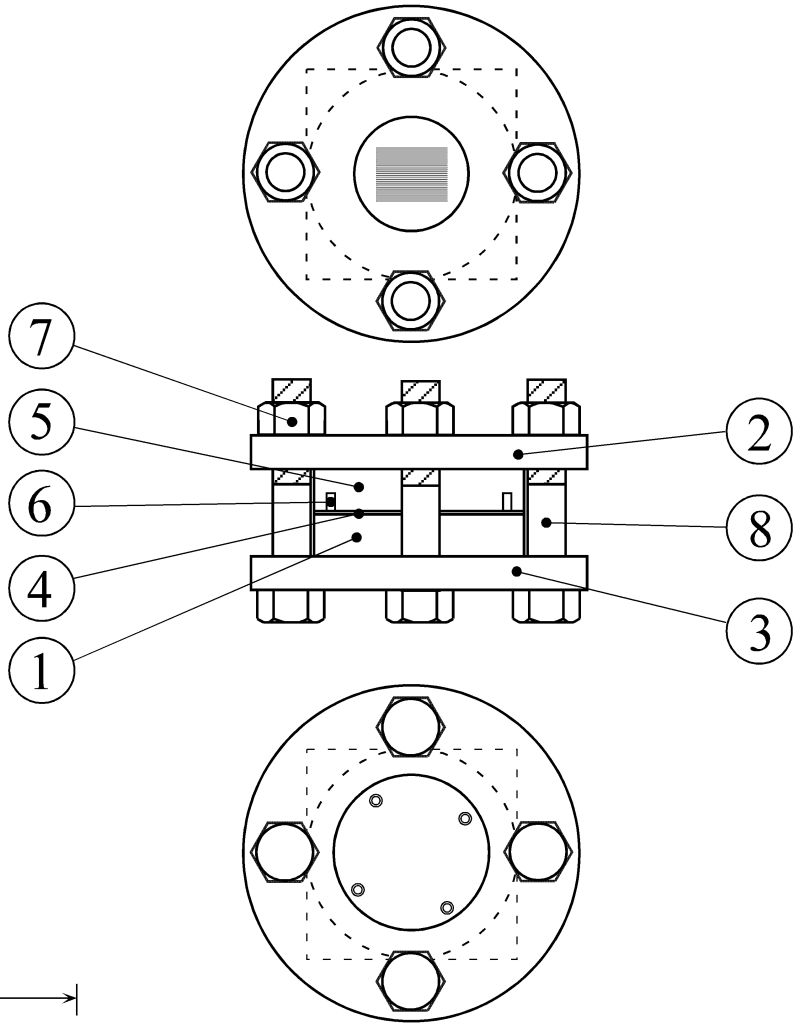


(a)



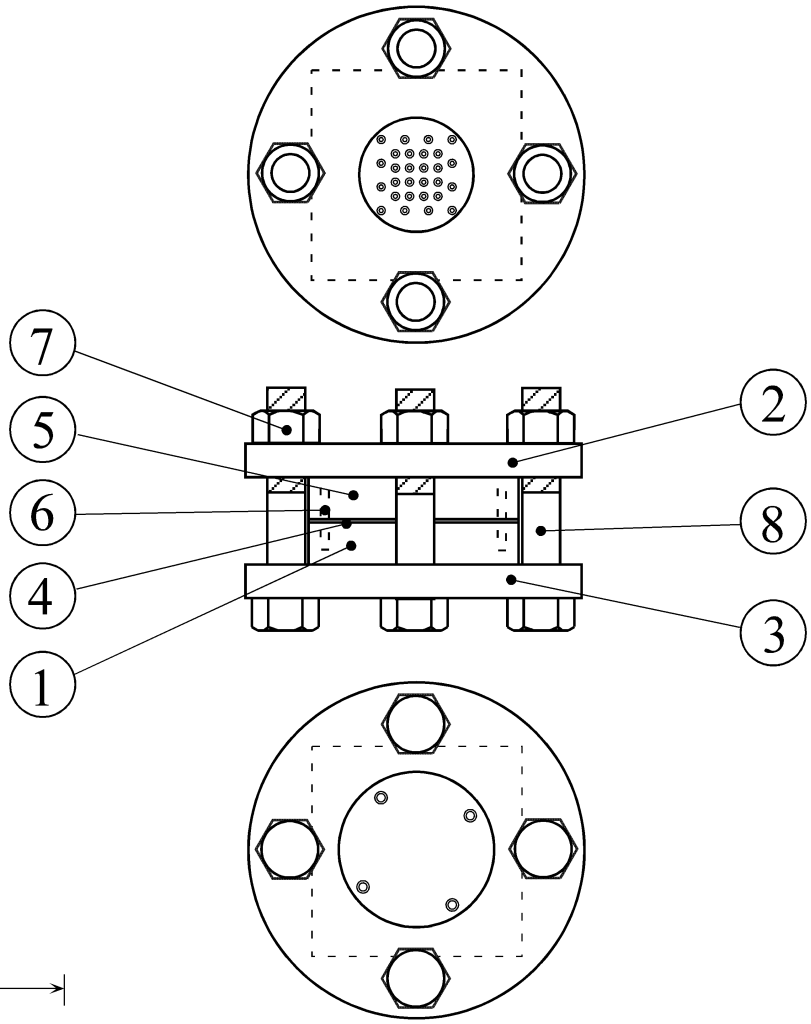
(b)

Figure 2 - 4: (a) Schematic description of a temperature mesurement device which measure a temperature distribution over the μHEX. 28 copper wires are welded by electric discharging onto a thin constantan plate, forming a multi-blanched thermocouples. The constantan plate is glued to 1 cm thick stainless-steel slab. (b) Location of thermocouple junctions.



品番	品名	材料	個数	工程	備考
8	六角ボルト		4		M8
7	六角ナット		4		M8
6	位置決めピン	sus304	4		A種m6
5	平行平面基板	BK7	1		面精度 4λ
4	マイクロチャンネル	sus304	4		
3	フランジ(下部)	sus304	1	キ	JIS B 2290 VF
2	フランジ(上部)	sus304	1		JIS B 2290 VF
1	流体導入・導出部	sus304	1	キ	

校名	東京工業大学 機械物理工学専攻	設計	村上	製図	村上	写図	検図
形式				尺度		投影法	
図名	マイクロチャンネル実験装置 (流れを視覚的に観測する場合)			図番	981018		

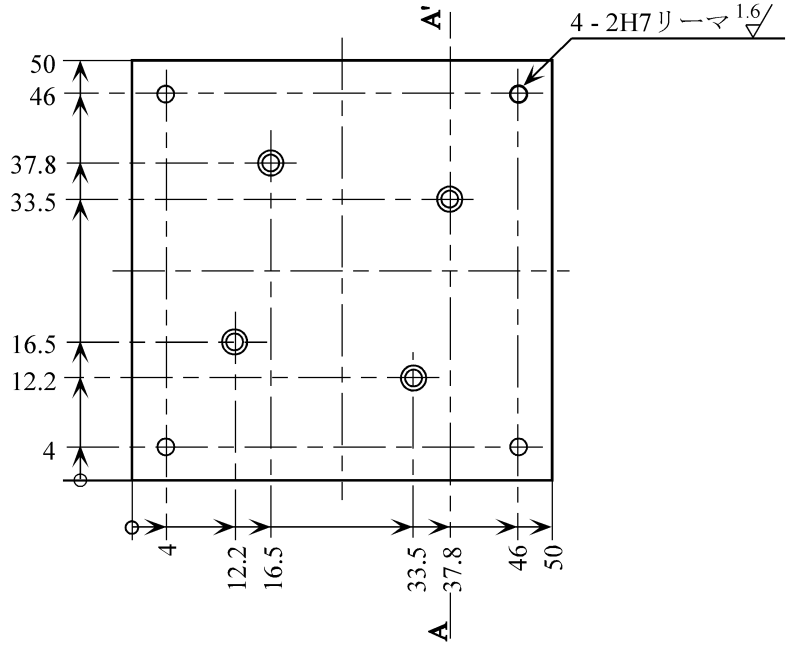


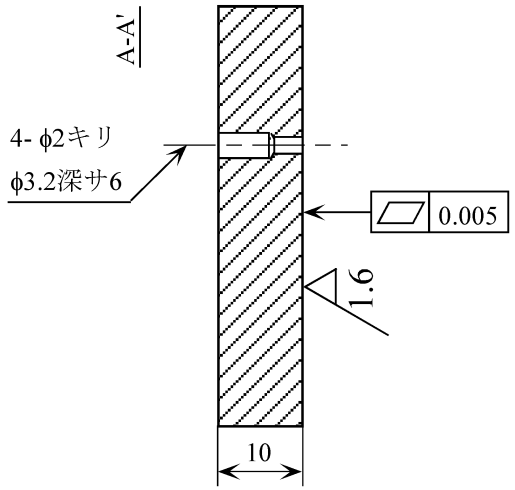
50

品番	品名	材料	個数	工程	備考
8	六角ボルト		4		M8
7	六角ナット		4		M8
6	位置決めピン	sus304	4		A種m6
5	測温ブロック	sus304	1		
4	マイクロチャンネル	sus304	4		
3	フランジ（下部）	sus304	1	キ	JIS B 2290 VF
2	フランジ（上部）	sus304	1		JIS B 2290 VF
1	流体導入・導出部	sus304	1	キ	

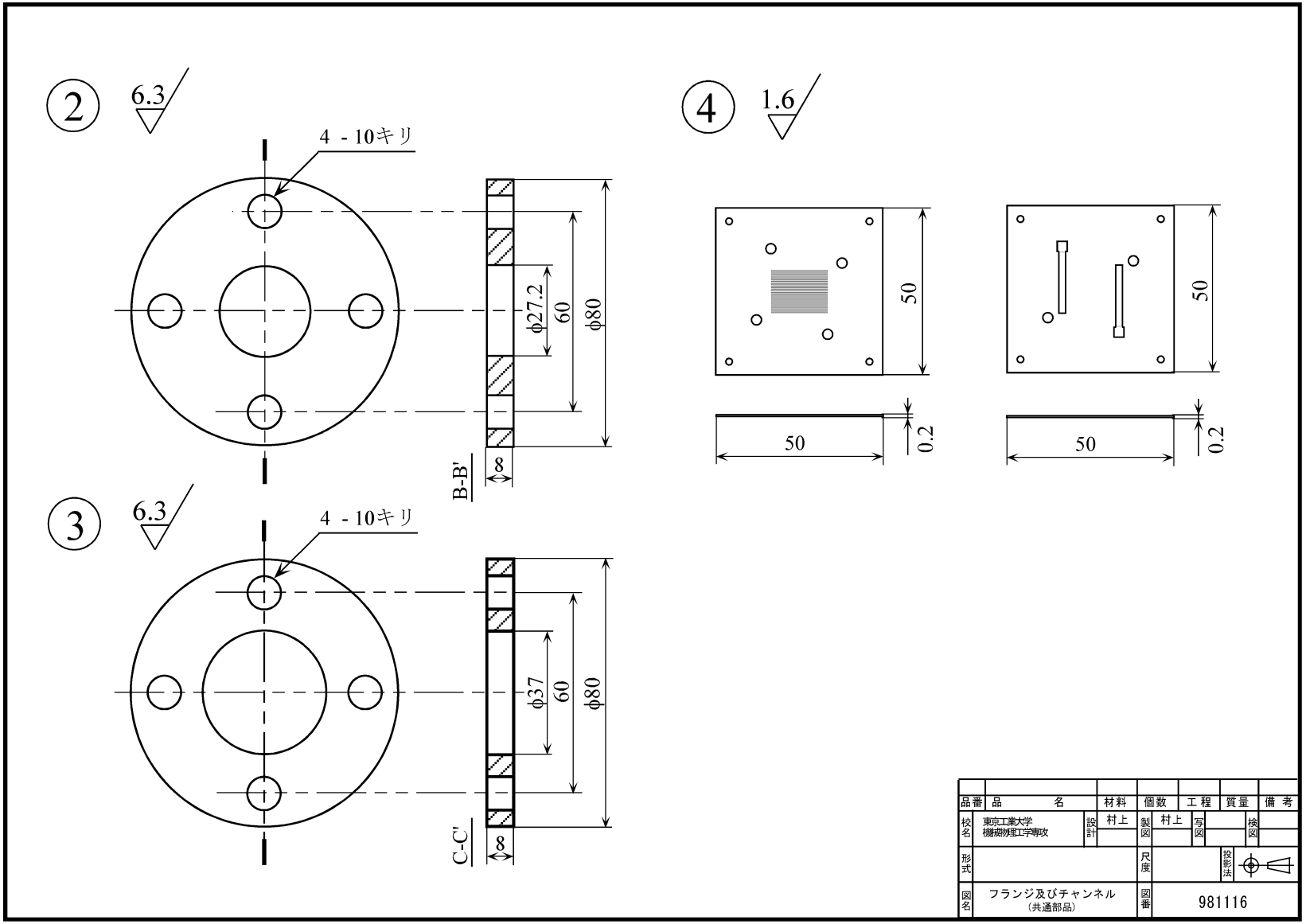
校名	東京工業大学 機械物理工学専攻	設計	村上	製図	村上	写図	検図
形式				尺度		投影法	
図名	マイクロチャンネル実験装置 （温度分布を測定する場合）			図番	981116		

① $\sqrt{6.3}$ $(\sqrt{1.6})$



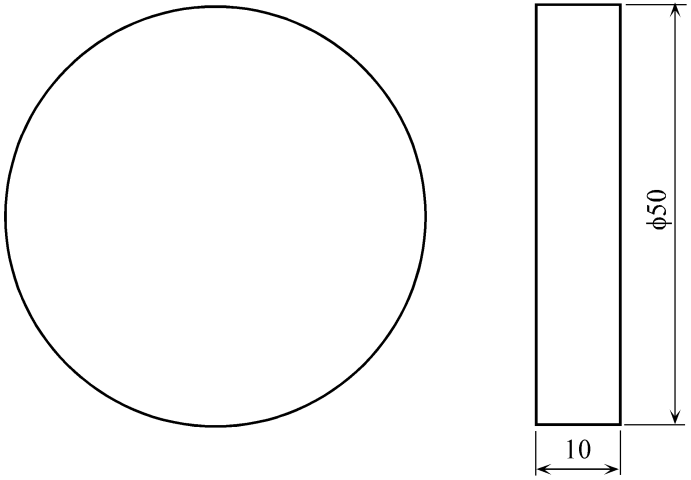


1	実験装置カバー部	sus304	1	キ		
品番	品名	材料	個数	工程	質量	備考
校名	東京工業大学 機械物理工学専攻	設計 村上	製図 村上	写図	検図	
形式			尺度		投影法	
図名	流体導入・導出部 (共通部品)		図番	981016		

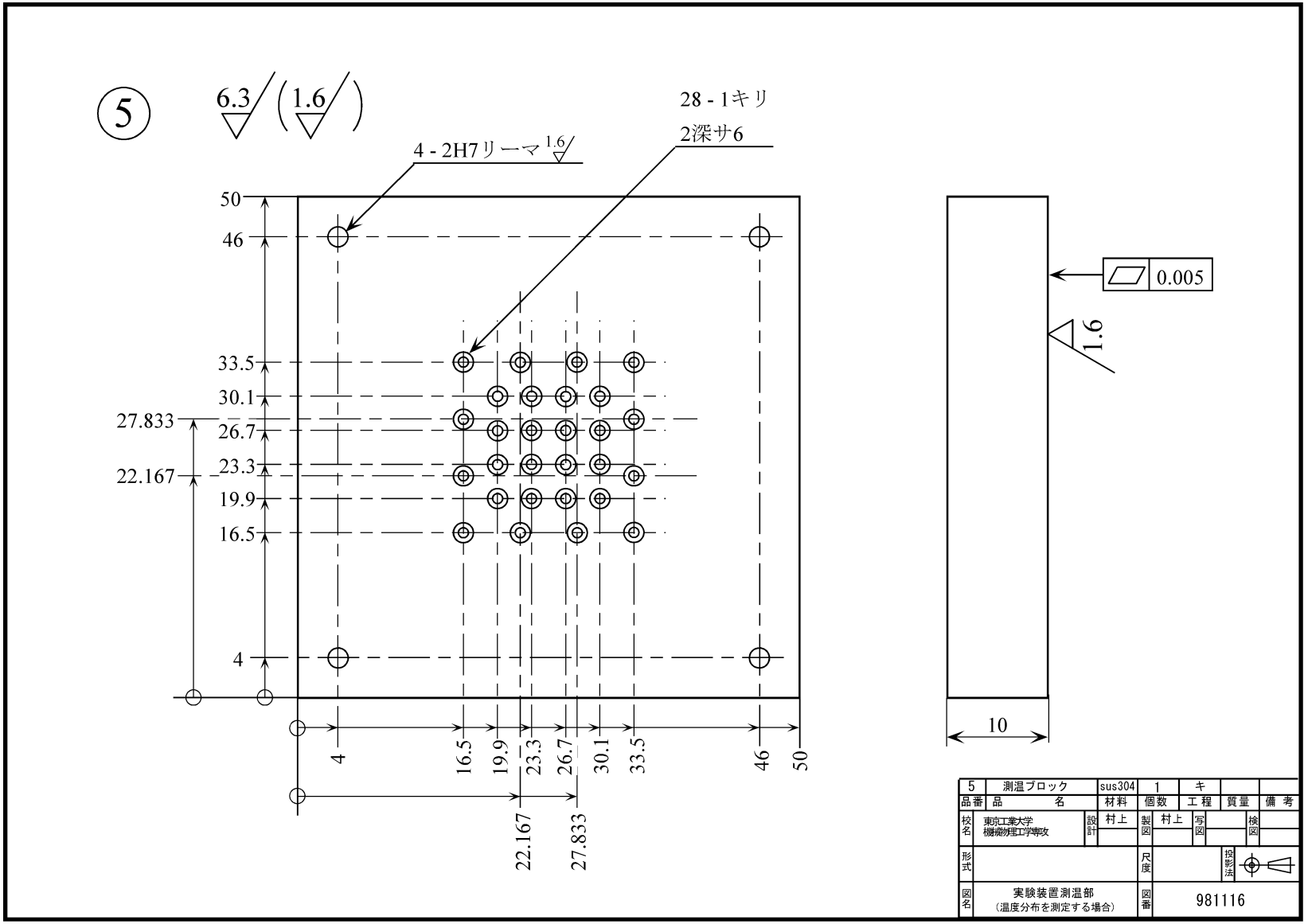


品番	品名	材料	個数	工程	質量	備考
校名	東京工業大学 機械物理工学専攻	設計 村上	製図 村上	写図	検図	
形式			尺度		投影法	
図名	フランジ及びチャンネル（共通部品）		図番	981116		

⑤



5	平行平面基板	BK7	1			
品番	品名	材料	個数	工程	質量	備考
校名	東京工業大学 機械物理工学専攻	設計 村上	製図 村上	写図	検図	
形式			尺度		投影法	
図名	平行平面基板（観測窓）（流れを視覚的に観測する場合）		図番	981017		


5
6.3
1.6
4 - 2H7リーマ 1.6
28 - 1キリ
2深サ6
50
46
33.5
30.1
27.833
26.7
23.3
22.167
19.9
16.5
4
4
16.5
19.9
23.3
26.7
30.1
33.5
46
50
22.167
27.833
0.005
1.6
10
5 測温ブロック sus304 1 キ
品番 品名 材料 個数 工程 質量 備考
校名 東京工業大学 機械物理工学専攻
設計 村上
製図 村上
写図
検図
形式
尺度
投影法
図名 実験装置測温部 (温度分布を測定する場合)
図番 981116

第 3 章

液単相熱交換

本章では水を作動流体として層流の範囲内において実験を行い、得られた測定結果を基に議論しながら本熱交換器の流動・伝熱特性を解明してゆく。具体的には第 1 節で実験装置が示された後、第 2 節において本熱交換器の流動特性、流量と圧力損失の関係が示される。第 3 節では温度の異なる等量の水の間の熱交換について実験を行い、その測定結果を基に本熱交換器の熱交換特性を明らかにする。最後に第 4 節において、本章の実験・議論から明らかになった点がまとめられる。

本章で用いられる変数

A	representative area $[\mathrm{m}^2]$
A'	representative area per unit channel length $[\mathrm{m}]$
Bi	Biot number $[-]$
C_p	specific heat of the fluid at constant pressure $[\mathrm{J\ kg^{-1}\ K^{-1}}]$
D_h	hydraulic diameter of a channel $[\mathrm{m}]$
G	volumetric flow rate of the fluid $[\mathrm{m^3\ sec^{-1}}]$
H_{fin}	fin height $[\mathrm{m}]$
h	heat transfer coefficient $[\mathrm{W\ m^{-2}\ K^{-1}}]$
k_f	thermal conductivity of the fluid $[\mathrm{W\ m^{-1}\ K^{-1}}]$
k_s	thermal conductivity of the solid material $[\mathrm{W\ m^{-1}\ K^{-1}}]$
L	channel length $[\mathrm{m}]$
$\dot{m}$	mass flow rate of the fluid $[\mathrm{g\ sec}]$
Nu	Nusselt number $(= hD_h/k_f)$ $[-]$
p	heat exchanging perimeter $[\mathrm{m}]$
ΔP	pressure drop $[\mathrm{Pa}]$
Q	total exchanging heat $[\mathrm{W}]$
R	thermal resistance $(= \Delta T/Q)$ $[\mathrm{K\ W^{-1}}]$
R'	thermal resistance per unit channel length $[\mathrm{K\ m\ W^{-1}}]$

Re	Reynolds number $[-]$
T	temperature $[\mathrm{K}]$
ΔT_{lm}	log mean temperature difference $[\mathrm{K}]$
ΔT_{max}	maximum temperature difference $[\mathrm{K}]$
U	overall heat transfer coefficient $[\mathrm{W\ m^2\ K}]$
w_{fin}	fin width $[\mathrm{m}]$

Greek symbols

η	fin efficiency $[-]$

Subscripts

$_{cap}$	capacitive
$_{cold}$	of cold side
$_{cond}$	conductive
$_{conv}$	convective
$_{developing}$	developing flow
$_{developed}$	fully developed flow
$_{H}$	constant heat flux boundary
$_{hot}$	of hot side
$_{in}$	at inlet
$_{local}$	of local
$_{out}$	at outlet
$_{T}$	constant temperature boundary
$_{tot}$	of total
$_{water}$	of water
$_{x}$	at axial location of x

3.1 実験装置

本章では液-液間の単相熱交換を扱う。具体的には、温度の異なる等量の水が熱交換する場合について実験を行い、その測定結果に基づいて本 μHEX の特性を解明してゆく。始めに Figure 3 - 1 にその実験装置を示す。Chiller からポンプによって送り出された水は、まず最初にマイクロチャンネル内の汚染を防ぐためのフィルターを通り、そして熱交換器の低温側へと入る。ここで高温側から熱を奪い、そして熱交換器から一旦外部へと出た後、続いてヒーターによりある設定された温度まで加熱される。今度は熱交換器の高温側へと入り、低温側によって熱が奪われた後に再び chiller に戻される。高温側、低温側のそれぞれの μHEX の直前及び直後の流路内には熱電対が投入されており、これによって測定された出入口における流体の温度差より、熱交換量が求められる。なお本章及び次の第 4 章では、熱電対出力の計測・記録には Floppy Disk に書き込み可能な data logger（60 点まで同時計測・記録可能）を用いて全ての熱電対出力を同時に記録・計測することにする。

また熱交換器の出入口間の圧力差を測定するため、片側の出入口（Figure 3 - 1 では高温側に取り付けられている）には差圧計に接続するチューブが取り付けられている。本章で扱う液単相の実験においては、圧力損失を計測する場合には両側に温度差をつけずに（つまりシステム温度を一定にして）測定されるので、どちら側に差圧計が設置されているのかは問題とはならない。流量測定に関しては、水が chiller に戻る直前（chiller の貯水タンクの真上）に大気解放になる部分を設け、同じく大気解放となっている chiller の貯水タンクに流れ落ちる水を 60 秒間ビーカーで受け止め、これを電子天秤により秤量することによって質量流量を測定した。

3.2 単相流動特性

熱交換器の両側に流れる水の温度を同じにし、熱交換が起きない温度一定の条件で水の質量流量と熱交換器出入口の圧力差の関係を測定した。まず水の流量が比較的少ない

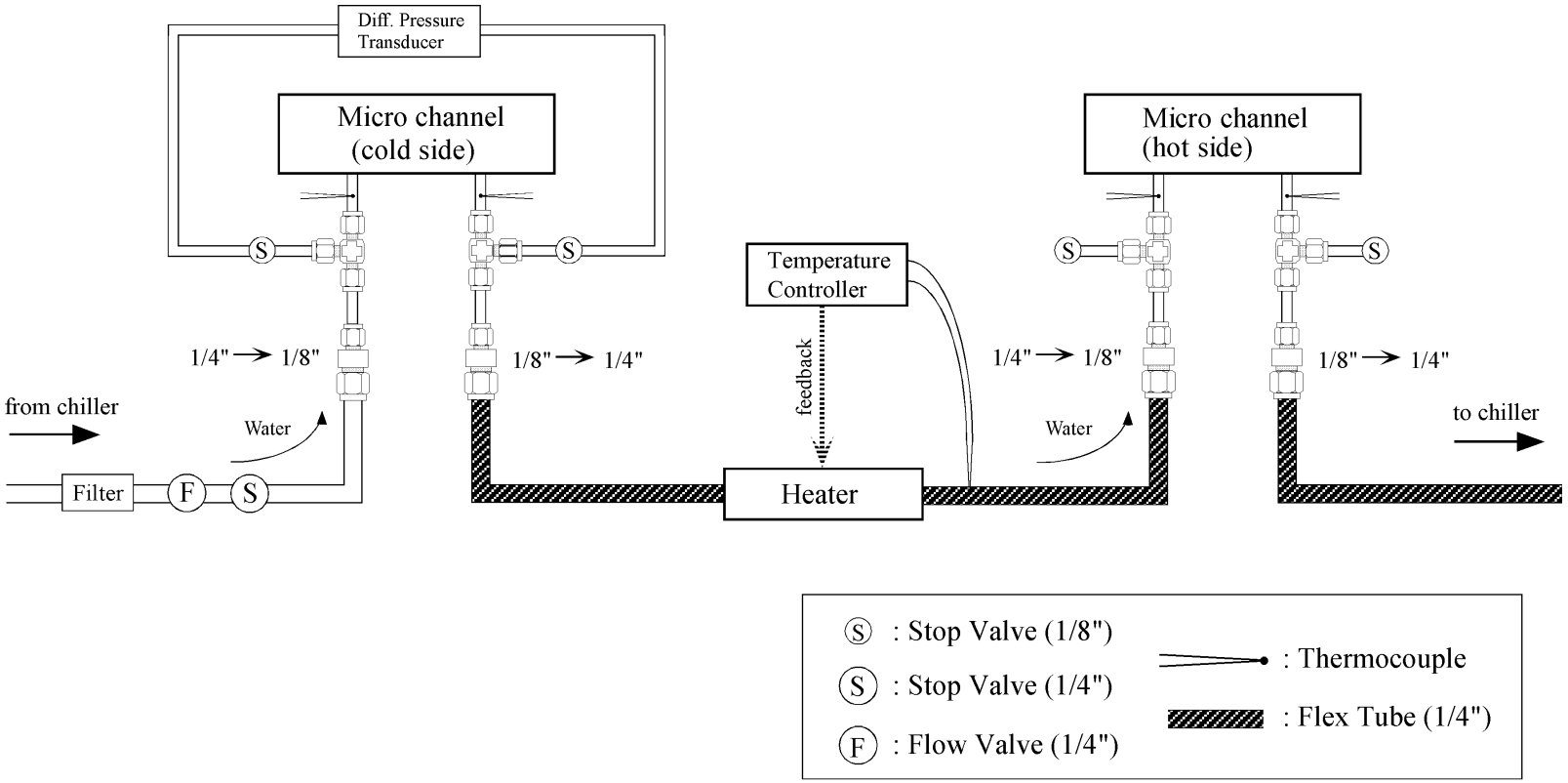


Figure 3 - 1: Schematic representation of experimental setup for equi-amount liquid-liquid heat exchange

範囲（0.3 g/sec 以下）において、測定結果が差圧計のオフセット誤差に埋もれることを懸念し、比較的小さい圧力差を分解できる水マノメーターを差圧計の代わりに用いて測定した結果を Figure 3 - 2 (a) に示す。Figure 3 - 2 (a) に示した点は水温が 16 ^{o}C の時にマノメーターを用いて測定した結果であり、流量に対して圧力差がリニアに増加するという発達した層流の特性が確認された。図中の実線で描かれた直線は、曲がり及び分岐による圧力損失が無いと仮定して発達した層流の関係式から計算される流路各部の理論圧力損失を直列に足し合わせることによって計算された、理想的な圧力損失と流量の関係である。この内訳は、

1. 差圧計の reference point（Figure 3 - 1 に描かれている熱交換器に入る直前の T 分岐の地点）から熱交換器本体までを繋ぐ長さ 5 cm、内径 1.4 mm の円管を導入・排出の合わせて 2 本分。すなわち長さ 10 cm、内径 1.4 mm の円管についての発達した層流の圧力損失。
2. マニフォールド部の全長。すなわち（Figure 2 - 1 (b) 或いは Figure 2 - 3 から解るように）流体がマニフォールドを通過する距離 $\simeq$ 20 mm を全長とする、高さ 200 μm、幅 2 mm の矩形流路についての発達した層流の圧力損失。
3. マイクロチャンネル部。すなわち高さ 200 μm、幅 250 μm、長さ 17 mm の矩形流路についての発達した層流の圧力損失。

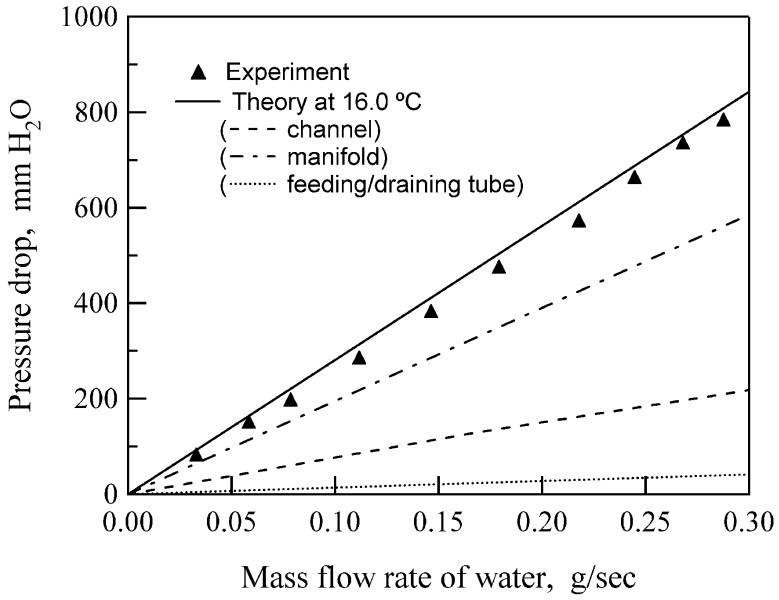
である。なお、計算にあたり水の物性値にはそれぞれの実験において熱電対により測定された温度における物性値を用い、また矩形流路内の発達した層流の関係式に関しては [1] に示されているものを用いた。Figure 3 - 2 (a) によると、流量範囲の全域（$\dot{m}_{water} < 0.3$ g/sec）にわたり、実験点が上で述べた理想的な圧力損失と流量の関係に良く一致していることがわかる。またマニフォールド部の圧力損失がマイクロチャンネル部のそれを二倍以上上回り、本 μHEX の圧力損失の主原因となっていることがわかる。

流量がある程度大きい範囲（〜 0.1 cc/sec）では差圧計を用いて測定を行い、その測定結果を（発達した層流の関係式より計算される）理想的な圧力損失と流量の関係と比較して Figure 3 - 2 (b) に示した。この場合には、流量が比較的少ない（$\dot{m}_{water} < 0.6$ g/sec）範囲においては実験と理論モデルが一致しているが、流量がある程度以上大きく

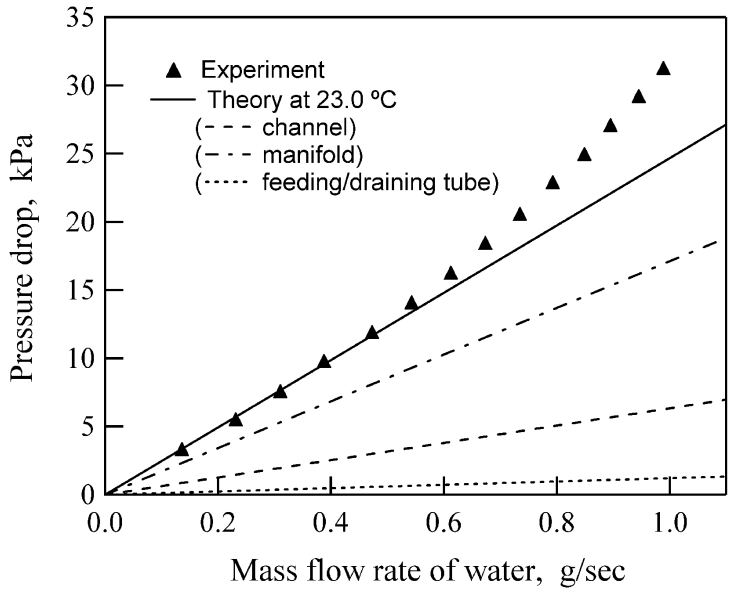
（$\dot{m}_{water} > 0.6$ g/sec）なると、実験点が理想化された圧力損失と流量の関係を上回るようになってくる。

なお Figure 3 - 2 における測定範囲（$\dot{m}_{water} < 1$ g/sec）においては、代表長さをマイクロチャンネルの水力直径（222 μm）、マニフォールドの水力直径（364 μm）、導入・排出管の水力直径（1.4 mm）のいずれを代表長さに取った場合にも流れは十分に層流の範囲に入っている。例えば $\dot{m}_{water} = 1$ g/sec においては、（レイノルズ数は温度の影響を受けて多少変化するが）およそ $Re_{channel} \simeq 200$、$Re_{manifold} \simeq 1000$、$Re_{tube} \simeq 1000$ となっている。

Figure 3 - 2 (b) に示した比較的流量が多い範囲において実験点と理想化された圧力損失 - 流量の関係が一致しなくなる原因に関して、単純化された計算モデルを用いて定性的な検証を行い、その結果を Figure 3 - 3 に示した。具体的には（Figure 3 - 3 (b) に示したように）マニフォールドとマイクロチャンネルが同じ平面内にあるとし、また流路形状及び寸法も Figure 2 - 1 に示した実際のものとは異なるモデルを用いて計算を行なった。計算方法にはコントロールボリューム法を用いて二次元（紙面方向）のナビエ・ストークス方程式を解き、また奥行き方向へは放物線流速分布を仮定することによって流路上下壁面からの粘性を考慮した。計算方法に関しての詳細は [2] を参照されたい。Figure 3 - 2 (a) に示した点はこの計算によって得られた圧力損失と（体積）流量の関係を表し、図中の直線は曲がり及び分岐による圧力損失が無いとしたときの発達した層流の関係式より導かれる、理想化された圧力損失と流量の関係である。これらの計算点の傾向は Figure 3 - 2 に示した実験結果の傾向とよく一致している。Figure 3 - 2 (a) において発達した層流の挙動を示している点、例えば [A] 点における流路内の流線（Figure 3 - 2 (b)）を見てみると、流路全域に渡って滑らかなものとなっている。（流線は、見やすいように流関数によって色別に表されている。）一方発達した層流の挙動から外れる [B] 点においては、その流線は Figure 3 - 2 (b) に示されるようにマニフォールド部からチャンネル部に入った直後の箇所に剥離による渦が生じており、これが流動抵抗になっていることが判る。また、この渦はマニフォールドの上流に近い方がより大きく、従ってマニフォールドのより上流側にある流路の方が流体が流れにくくなっていることが理解できる。



(a)



(b)

Figure 3 - 2: Relationship between pressure drop and mass flow rate of water. Pressure drop was measured with a (a) manometer for low flow rate, or (b) differential pressure transducer for high flow rate. In both figures, experimental plots are compared with calculated results in which no pressure loss at bend/manifold were taken into account, with contributions of each part sepcifically presented.

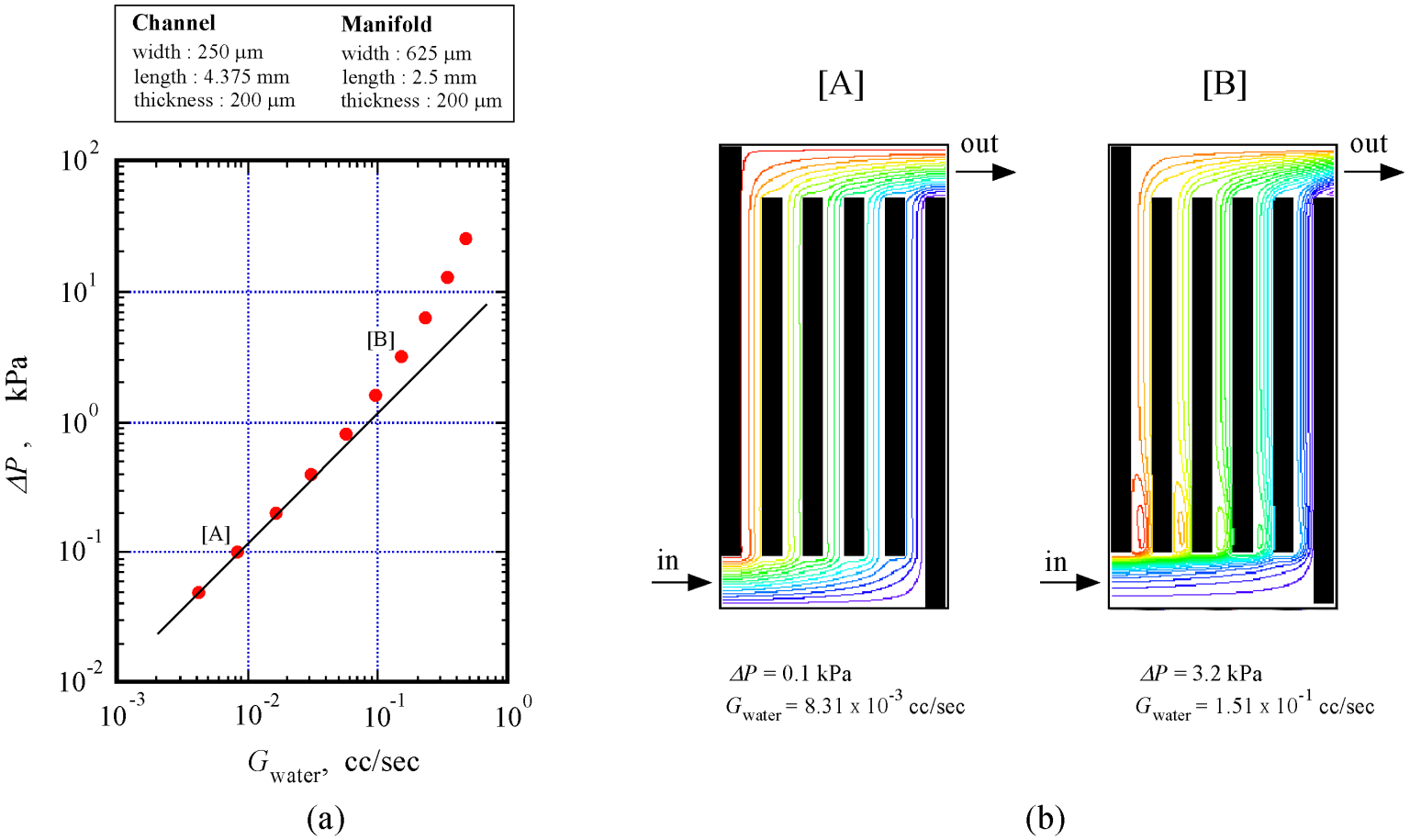


Figure 3 - 3: (a) Calculated relationship between ΔP and G_{water} modeled by rather simplified channel/manifold configuration. Solid line represents the relationship if no pressure loss at bend/manifold is taken into account. (b) Stream lines at [A] and [B] presented in (a). Swirls caused by separation at the entrance of channels are observed in [B] while no separation are observed in [A].

このことから、本研究で用いている程度の大きさの直径を有するマイクロチャンネル流動系では、特に作動流体が水の場合、流量がある程度多い範囲では分岐部及び曲げ部における剥離の影響を受けるものの、流量範囲が比較的少ない範囲では従来からのマクロな発達した層流の関係式とよく一致し、(ナビエ・ストークス方程式から外れるなどの) マイクロスケール特有の現象は起きていないことが判った。

3.3 単相熱交換特性

3.3.1 入口温度差を変化させた場合

まず始めに水の流量を一定に保ち、高温側・低温側の入口温度差を変化させる実験を行なった。この実験では発達区間長さが等しく保たれているので、capacitive resistance（第 1 章参照）がほぼ完全に一定に保たれることになる。すなわち本実験では本 μHEX の熱通過特性、すなわち伝達熱抵抗 R_{conv} と伝導熱抵抗 R_{cond} の部分に焦点を当てて検証を行なうことになる。本章における測定では、高温側の水が失った熱量と低温側の水が得た熱量の平均値を熱交換量 Q としている。この理由は、熱の周囲環境への逃げが少ないながらも存在しており、これによって高温側流体が実際よりも多くの温度降下し、同時に低温側流体が実際よりも少ない温度上昇をするので、より正確に熱交換量（すなわち高温側流体から低温側流体に移った熱量）を決定する為には両者の平均を取る必要があるからである。

測定結果及び各種重要パラメーターを Table 3 - 1 に示す。本小節における議論は全てこれらのデータセットを基にして行なう。Table 3 - 1 のデータは #1 と #2 の二つのグループに区別されているが、これは実験が行なわれた日が異なることを表している。ΔT_{max} は最大温度差（すなわち入口温度差）を、ΔT_{lm} は対数平均温度差を表す。Table 3 - 1 中の F はいわゆる F-factor と呼ばれるもので、対行型及び並行型以外の（例えば本研究で用いている直交型）熱交換器を用いる場合に、対数平均温度差に乗じて適切な代表温度差を得るための係数である（対行・並行型の場合は $F = 1$)。F を求めるための

Table 3 - 1: Experimental datasets for # 1 and # 2.

#	$T_{cold,\,in}$ [°C]	$T_{cold,\,out}$ [°C]	$T_{hot,\,in}$ [°C]	$T_{hot,\,out}$ [°C]	ΔT_{max} [K]	F [-]	ΔT_{lm} [K]	$\dot{m}_{water}$ [g/sec]	Q [W]	$R_{conv} + R_{cond}$ [K/W]	R_{cap} [K/W]
# 1	25.05	29.4	39.4	34.15	14.35	0.959	9.54	0.88	17.67	0.518	0.294
# 1	25.2	31.1	44.6	37.2	19.4	0.957	12.74	0.87	24.26	0.502	0.297
# 1	25.3	32.55	48.85	40	23.55	0.957	15.49	0.88	29.54	0.502	0.296
# 1	25.1	34	53.6	42.75	28.5	0.956	18.61	0.87	36.06	0.493	0.297
# 1	25.15	35.3	58.7	46	33.55	0.958	22.1	0.87	41.7	0.508	0.297
# 2	25.8	30.1	39.95	34.9	14.15	0.959	9.47	0.88	17.16	0.529	0.295
# 2	25.75	31.75	44.8	37.95	19.05	0.957	12.62	0.88	23.63	0.511	0.295
# 2	25.8	33.15	49.15	40.7	23.35	0.957	15.44	0.88	29.09	0.508	0.295
# 2	25.7	34.85	54.4	44	28.7	0.956	18.92	0.88	35.96	0.503	0.295
# 2	25.7	36.35	59.1	46.95	33.4	0.956	21.99	0.88	41.91	0.501	0.296

チャートについては [1] または [3] を参照されたい。すなわち本熱交換器においては、熱交換量 Q と熱通過率 (overall heat transfer coefficient) U の関係は次のように表される：

$$Q = U\,A\,F\,\Delta T_{lm} \tag{1}$$

A は熱交換器の代表伝熱面積を表し、本章ではマイクロチャンネルのオーバーラップ部分（13 × 13 mm）を A に選んで U を定義する。実際の流れには多少なりとも発達区間が存在するので熱通過率は場所によって異なり、従って厳密に言えば上式の U は熱交換器の局所局所における熱通過率を平均化したものとなっている。すなわち、式 (1) は厳密には

$$Q = \overline{U}\,A\,F\,\Delta T_{lm} \quad \left[\,\overline{U} = \frac{1}{A}\int U\,dA\,\right] \tag{2}$$

と書かれるべきである。しかしながら、本章では局所における熱通過率が場所によってそれほど変化しないものと考え、また表現を簡潔にする意味からも $U \simeq \overline{U}$ とみなして式 (1) の表記を用いることにする。（もしも流路全域で流れが発達した流れであり、かつ比熱・密度などの物性値が一定であるならば、式 (1) の U は局所局所における熱通過率に一致するのである。）

Q と ΔT_{lm} の関係を Figure 3 - 4 に示す。本来ならば横軸には（この場合の代表温度差である）$F \cdot \Delta T_{lm}$ を取るべきであるが、Table 3 - 1 からわかるように、すべてのデータセットにおいて $F \simeq 0.95 \simeq 1$ となっていて誤解を招く恐れがないことから、ここでは ΔT_{lm} をそのまま横軸とした。Figure 3 - 4 より、Q は ΔT_{lm} に対して比例することが理解できる。これを式 (1) を用いて書き換えて、熱通過率 U が ΔT_{lm}（或いは ΔT_{max}）に対して一定となることを示したのが Figure 3 - 5 である。これらの U の値が温度差に対して一定となっていることは、以下の 4 点より理解することができる：

1. 本小節における実験では流量を一定に保っているので、助走区間がある程度の大きさを持っていたとしてもそれぞれの実験点の平均熱伝達率は同じになり、従って流路全体の伝達熱抵抗 R_{conv} が同じになること。
2. ステンレスの熱伝導率は本実験の温度範囲の中では殆ど変化しないので、流路全域における R_{cond} が一定となること。
3. 発達した定物性の流れのもとでは、U は ΔT_{lm} を温度差とする全体の（overall の）熱通過率であると同時に、$T_{hot,\,x} - T_{cold,\,x}$ を温度差とするローカルな熱通過率でもあること。
4. ローカルな熱通過率は、ローカルな R_{conv} と R_{cond} の和のみの関数として表されること。

このことをさらに詳しく述べる為に、対数平均温度差 ΔT_{lm} 及び熱通過率 U の定義を思い出しながら、以下のような説明をするのがよいであろう。まず、理想的な並行型熱交換器を考えよう。具体的には、高温側・低温側流体がそれぞれ同心二重円管の内側と外側に流れており、内側の円管表面を通じて熱が交換されている場合を想定する。熱交換器の全長を L とし、入口から出口の間のある地点 x における高温側及び低温側流体の温度をそれぞれ $T_{hot,\,x}$、$T_{cold,\,x}$ とすると、$x \sim x + \Delta x$ の熱交換量 $\Delta Q_{x,\,\Delta x}$ は次のように表される：

$$\Delta Q_{x,\,\Delta x} = U_x \, p \, \Delta x \cdot (T_{hot,\,x} - T_{cold,\,x}) \tag{3}$$

ここで U_x と p はそれぞれ、x における熱通過率及び流路周長さである。($p\,\Delta x$ を ΔA とおいてもよい。)

一方、次のような関係も存在する：

$$\frac{(T_{hot,\,x} - T_{cold,\,x})}{\Delta Q_{x,\,\Delta x}} = (R_{conv} + R_{cond})_{x,\,\Delta x} \tag{4}$$

ここで $(R_{conv} + R_{cond})_{x,\,\Delta x}$ は x における Δx の領域の伝達熱抵抗 R_{conv} と伝導熱抵抗 R_{cond} の和である。すなわち式 (3) と式 (4) から、次の関係が得られる：

$$(R_{conv} + R_{cond})_{x,\,\Delta x} = \frac{1}{U_x\, p\, \Delta x} \tag{5}$$

もしも流れが発達した流れで、流体の物性値も流れに沿って一定であるならば、U は x によらず一定となる。(そもそも対数平均温度差 ΔT_{lm} はこのような仮定に基づいて定義されていることを思い出すこと。) ここで $U \simeq constant$ として、式 (5) を次のように書き直そう：

$$(R_{conv} + R_{cond})_{\,\Delta x} = \frac{1}{U\, p\, \Delta x} \tag{6}$$

この両辺に $\Delta x/L$ をかけて変形すると、

$$\begin{aligned} (R_{conv} + R_{cond})_{\,\Delta x} \times \frac{\Delta x}{L} &= \frac{1}{U\, p\, \Delta x} \times \frac{\Delta x}{L} \\ \Longleftrightarrow \quad (R_{conv} + R_{cond})_{\,L} &= \frac{1}{U\, p\, L} \end{aligned} \tag{7}$$

となり、熱交換器全長についての式に書き換えられる。さらに、上式を $Q = U\, p\, L\, \Delta T_{lm}$ の関係を用いて書き換えると、次のような関係式が得られる：

$$\frac{\Delta T_{lm}}{Q} = \frac{1}{U\, p\, L} = (R_{conv} + R_{cond})_{\,L} \tag{8}$$

この式を式 (1) の表記に沿って書き直すと、

$$\frac{\Delta T_{lm}}{Q} = \frac{1}{U\,A\,F} = (R_{conv} + R_{cond})_{\,A} \tag{9}$$

となる。この式の中の $(R_{conv} + R_{cond})_{\,A}$、すなわち $\Delta T_{lm}/Q$ は、熱交換器全体の伝達抵抗と伝導抵抗の和を意味している。仮に全域で発達した流れとなっているとした場合、式 (9) の中の U は式 (5) の U_x に一致する。さらに流れが層流であるならば、熱伝達率は流量から独立となるので、U_x, U, $(R_{conv} + R_{cond})_{x,\Delta x}$, $(R_{conv} + R_{cond})_{\,A}$ のいずれもが流量、ΔT_{lm} 及び ΔT_{max} に対して独立となる。

再び Figure 3 - 5 に戻って、U の値が各測定点の間で ΔT_{lm} について一定となっていることを考えてみよう。本実験では多少なりとも発達区間は存在するので、厳密には U_x は x について一定とならない。しかしながら本小節における実験では各測定点の流量を一定としており、すなわち発達区間の長さが各測定点の間で一定となっているので、$(R_{conv} + R_{cond})_{\,A}$ も各測定点の間で一定となるはずである。式 (9) より $(R_{conv} + R_{cond})_{\,A}$ が一定であれば U も一定となることがわかる。すなわち Figure 3 - 5 はこのような考え方が成り立っていることを示しているのである。

本章では、発達区間がある程度の大きさをもっている場合についても $\Delta T_{lm}/Q = (R_{conv} + R_{cond})_{\,A}$ が熱交換器全体の伝導抵抗と伝達抵抗の和を表すものと考え、今後はこれを単に $(R_{conv} + R_{cond})$ と書くことにする。

以上で述べたきたように、発達した層流においては $(R_{conv} + R_{cond})$ 及び U は流量、ΔT_{lm} 及び ΔT_{max} のいずれに対しても一定値をとるので、これらは熱交換器固有の特性を表す重要な指標であると言えよう。一方、対数平均温度差 ΔT_{lm} は、次に示す式からも判るようにこれらの変数と深く関わっている：

$$Q = U\,A\,F\,\Delta T_{lm} = \frac{\Delta T_{lm}}{R_{conv} + R_{cond}} \tag{10}$$

では熱交換を記述する際には、上式のように ΔT_{lm} を $(R_{conv} + R_{cond})$ 又は U と組み合わせて記述することが好ましいのであろうか？ 式 (10) のような記述の仕方をすると、熱抵抗 $(R_{conv} + R_{cond})$ を流量から独立とする代わりに、代表温度差 ΔT_{lm} の方に流量の

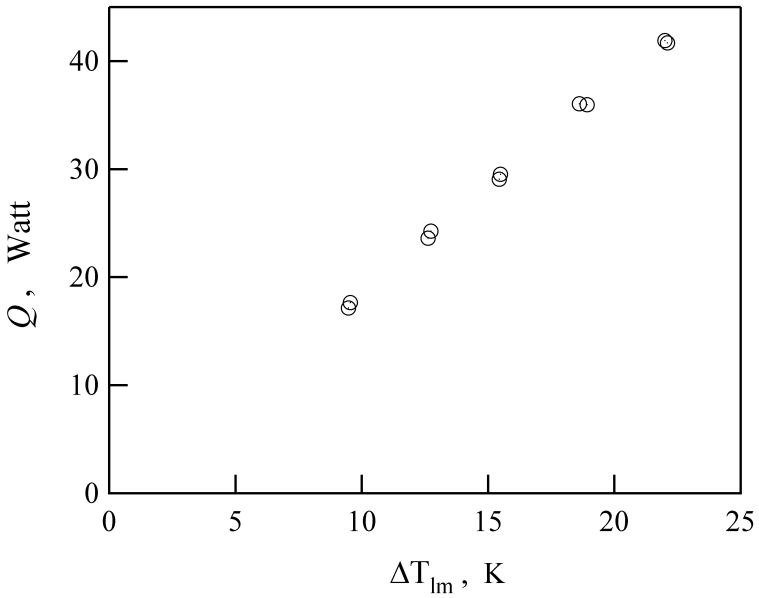


Figure 3 - 4: Relationship between Q and ΔT_{lm}.

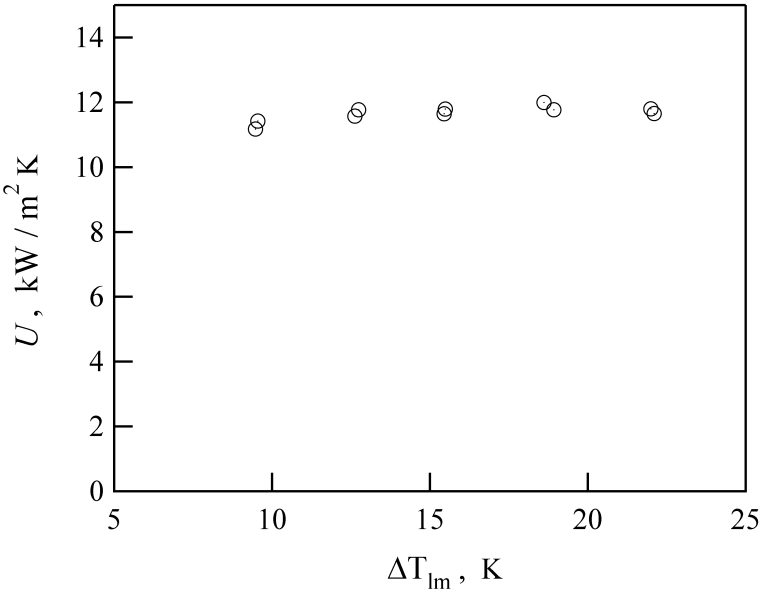


Figure 3 - 5: Relationship between U and ΔT_{lm}.

影響を含めることになる。注意すべきは、ΔT_{lm} は流量に依存すると同時に入口温度差 ΔT_{max} にも依存しているということである。このように代表温度差（この場合は ΔT_{lm}）を流量と入口温度差の両方に対して従属とすると、4 個の変数（$R_{conv} + R_{cond}$ 又は U、ΔT_{lm}、ΔT_{max}、$\dot{m}$）が熱交換の記述に必要になってくる。さらに式 (10) のような記述の仕方は実際の設計においても好ましいものではない。なぜならは、ほとんど全ての設計場面においては（ΔT_{lm} ではなく）ΔT_{max} が設計上の制約、或いは設計者が設定できるパラメーターとなっているからである。つまり代表温度差には他の変数に従属しない ΔT_{max} を用い、熱抵抗を流量に対して従属として記述する方が、簡潔かつ実際上使いやすい表現となる。すなわち式 (10) の代わりに

$$Q = \frac{\Delta T_{max}}{R_{tot}} \qquad [\, R_{tot} \equiv R_{conv} + R_{cond} + R_{cap} \,] \tag{11}$$

と表すと、関係する変数は 3 個（R_{tot}、ΔT_{max}、$\dot{m}$）に減らされ、不必要な変数（ΔT_{lm}）を排除することによって熱交換器の特徴を記述しやすくなるのである。つまり従属パラメーターである ΔT_{lm} は全体の熱通過に焦点を当てる場合以外にはなるべく表現に用いないことが望ましい。なお式 (11) では（発達した層流の場合には R_{conv} は流量に関して独立なので）R_{cap} が $\dot{m}$ に対して従属となっている。

R_{cap} (capacitive resistance) は、第 1 章でも述べたように流体が熱を吸収（或いは放出）し、その温度が変化することによって生じる熱抵抗である。R_{cap} の物理的意味の理解を助けるために、以下のような説明をしよう：仮に作動流体の熱容量 $\dot{m}\, C_p$ が無限大であるとすると、その流体はどれだけ熱を吸収（或いは放出）してもその温度を変えないことになる。つまりこの場合には $\Delta T_{lm} = \Delta T_{max}$ となり、また式 (10) と式 (11) を比較して判るように、$R_{cap} = 0$ となる。R_{cap} が小さいと熱交換器の局所局所において大きな温度差がつくので、より多くの熱が交換されることになる。また反対に作動流体の $\dot{m}\, C_p$ が無限小ならば $\Delta T_{lm} = 0$ となり、すなわち（同様に式 (10) と式 (11) を比較して）$R_{cap} = \infty$ となるのである。この場合には熱交換器の両側には温度差がついていないので、もはや熱交換を行なうことができない。つまり質量流量 $\dot{m}$ を増やすか、または比熱の大きい流体を用いることによって R_{cap} が減らされるのである。これが capacitive

resistance と呼ばれる所以である。また式 (10) と式 (11) より、R_{cap} は次のように表わされる：

$$\begin{aligned} R_{cap} &= R_{tot} - (R_{conv} + R_{cond}) \\ &= \frac{\Delta T_{max}}{Q} - \frac{1}{UA} \end{aligned} \tag{12}$$

なお本小節の実験における R_{cap} の値は、Table 3 - 1 に示されている。

熱交換器の伝熱特性の中で最も重要な特性の一つが、これら三つの熱抵抗（R_{conv}, R_{cond}, R_{cap}）の割合である。なぜならこれらの大きさを比較することでどの部分の熱抵抗がボトルネックになっているかを理解できるし、またこの情報を基にして熱抵抗をバランスよく振り分けることで、より最適に近い設計行なうことが可能となるのである。本小節の実験条件（$\dot{m} \simeq 0.88$ g/sec）における $R_{conv} + R_{cond}$ と R_{cap} の大きさを、各実験点の ΔT_{lm} に対する関係として Figure 3 - 6 に示した。なおこの段階では R_{conv} と R_{cond} はまだ分離されていない。（本節第三小節において両者の大小関係が議論される。）本小節の実験では $\dot{m}$ を一定にしているので、R_{cap} が ΔT_{lm} に対して一定となっている。R_{cap} は全抵抗のおよそ 38 %を占めており、多くは無いにしても主要な抵抗の一つとなっていることがわかる。残りの 62 %が R_{conv} 及び R_{cond} に起因しており、これらを減らすことで、効果的に熱交換性能を改良することができるであろう。この点については、後に本章の中で詳しく議論が行なわれる。

本熱交換器は直交型であるので、熱交換器内の温度分布もまた解明すべき重要な伝熱特性の一つである。前章で紹介した平面型熱電対を用いてその測定を行なった。測定の手順については、まず最初に高温側について測定し、次に熱交換器を 90^o 回転させて低温側流体が上面にくるようにセットして（高温側を測定したときと）同じ条件のもとで測定をした。

Figure 3 - 7 (a) に高温側及び低温側の温度分布イメージの一例を示す。これらの二次元温度分布イメージは、Figure 2 - 4 (b) に示した 28 点における測定値について、Fortner Research 社の Transform というプロットソフトにより kriging 補間を行なって生成したものである。各イメージ中の正方形はチャンネルオーバーラップ部分を示している。イ

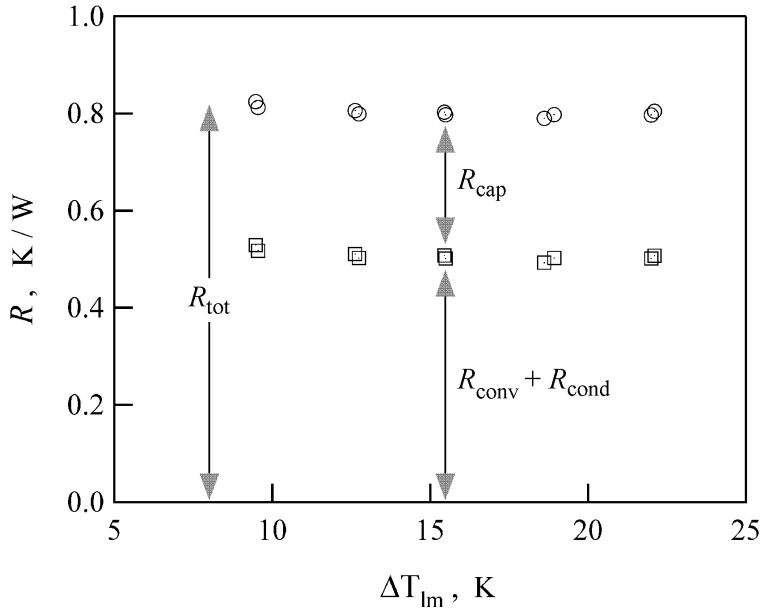


Figure 3 - 6: R_{tot}, $R_{conv} + R_{cond}$ vs. ΔT_{lm}. $R_{cap} = R_{tot} - (R_{conv} + R_{cond})$.

メージ中の温度は、熱交換器表面と水の平均的な温度を表しているに過ぎない。これらのイメージにおいて、高温側流体は右上より入り、マニフォールドによって分岐され、チャンネル内を左に進み、そして左下より出て行く。一方低温側流体は右下より入り、分岐した後、チャンネル内を上に進み、そして左上より出て行く。高温側と低温側の測定データの差を取り、同様にして kriging 補間によって生成したイメージが Figure 3 - 7 (b) である。この温度差イメージは熱交換器表面における温度分布の差を表すのものに過ぎないことに注意せよ。（すなわちこの温度差イメージを用いて熱交換量を定量的に議論することは行なわない。）Figure 3 - 7 (b) より、熱交換器両面の温度差の分布に偏りが生じていることが判る。これは熱交換器内の場所によって通過熱流束の大きさが異なっていることを意味している。予想されるように、最も温度差がついている（すなわち最も活発に熱交換が行なわれている）のは両側の流体が初めに出会う右下の部分である。またチャンネルオーバーラップ部分以外の領域（マニフォールド部）においても、少ないながらも熱交換が起きていることが確認される。イメージ中の等温度差線の形を見てみると、これが正方形の対角線に対して対称となっていないことがわかる。本章にお

ける実験は等流量・同一流体間の熱交換について行なっているので、もしも温度による粘性の変化が少なく本熱交換器が理想的な直交形をしているならば、温度差分布は対角線について対称となるはずである。しかしながら、作成した平面型熱電対に欠陥があって、それが原因でこのような非対称な温度差イメージが取れてしまったという疑いも検討されなければならない。

この点を検証するため、熱交換器はそのままにし、平面型熱電対を 90 ^{o} 時計回りに回転してセットして温度分布の測定を行なった。このときのイメージを Figure 3 - 8 に示す。Figure 3 - 8 (a) は高温側・低温側それぞれのイメージである。この場合には高温側流体は右下より入り、チャンネル内を上に向かい、左上から出て行く。低温側流体は左下より入り、チャンネル内を右に向かい、右上より出て行く。Figure 3 - 8 (b) に示したこの場合の温度差イメージを見ると、Figure 3 - 7 (b) のイメージと同様、正方形の対角線について非対称となっていることがわかる。このことより平面型熱電対が正しく機能していることが確認され、等温度差線の形状については本熱交換器の流動特性がその原因となっていることが判明した。

等温度差線の形状が対角線について対称とならない原因について、考えられる残りの原因は 1) 温度による粘性の変化によって各流路の流量が異なること 2) （Figure 3 - 3 に示されたような）マニフォールドからマイクロチャンネルに入る部分における剥離渦によって各流路の流量が異なること、の二つである。このどちらが原因となっているかが問題であるが、この点についてはそれぞれの原因が理想的な（すなわち温度による粘性の変化も剥離渦も存在しない）温度差分布に対してどのような影響を及ぼすか、を考えることによって推定することができる。以下に述べる議論は、Figure 3 - 7 のイメージに基づいて行なわれる。まず、1) が主原因であると仮定した場合について検討する。温度が低いほど粘性は大きく、従って流動抵抗も大きくなるので、Figure 3 - 7 (a) の高温側におけるチャンネルオーバーラップ部分（正方形の部分）では、下半分の領域の方が上半分よりも流れにくくなるであろう。同様に低温側のオーバーラップ部分では、左半分の方が右半分よりも流れにくくなっていることになる。このことが温度差分布に与える影響は、local capacitive resistance ($R_{cap,local}$) の理想的な場合からの変化を考えることによって理解できる。このため、チャンネルがオーバーラップしている正方形の部分

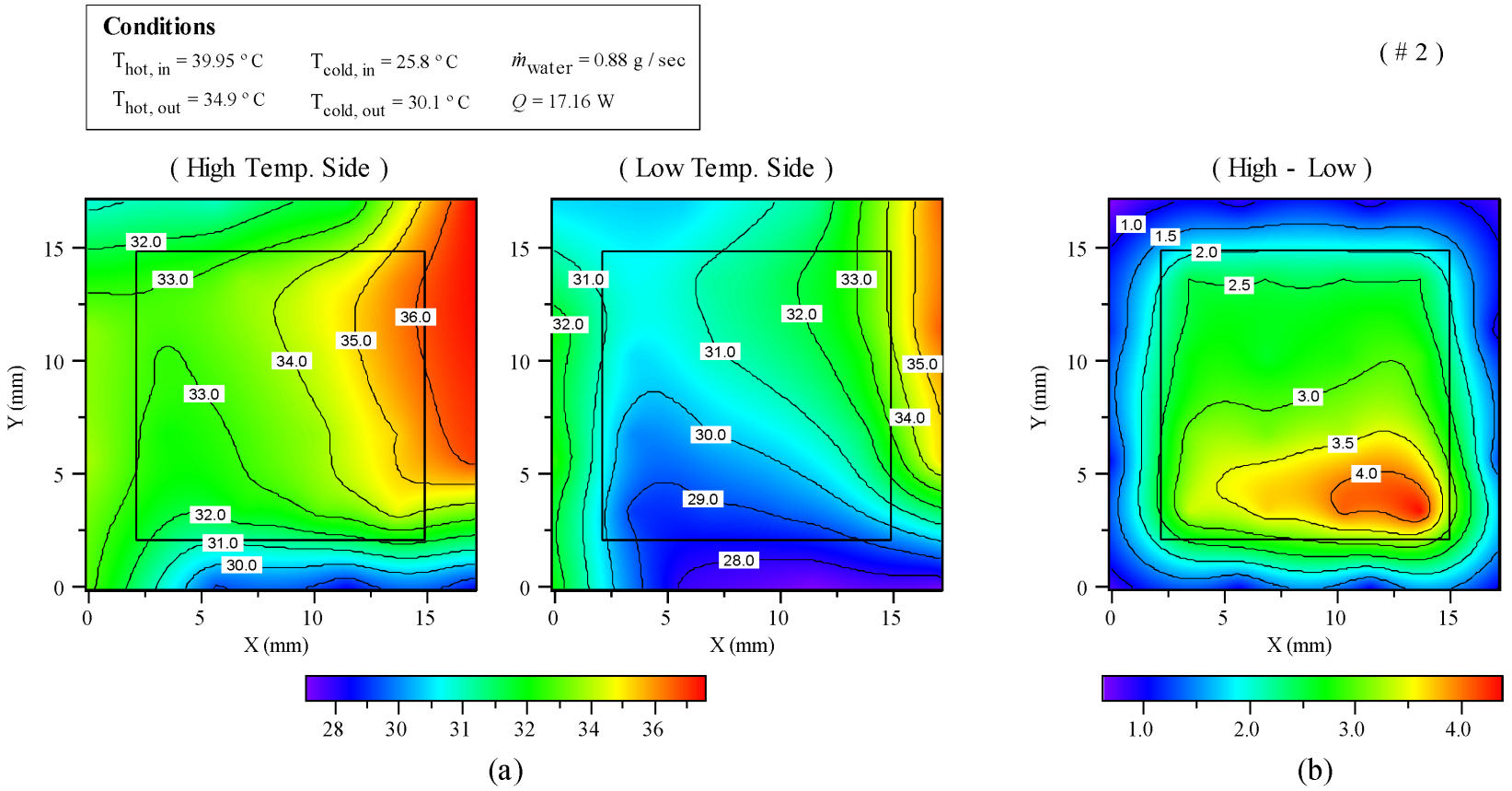


Figure 3 - 7: Sample temperature images of (a) high / low sides and (b) their difference. Numbers on the image denote the temperature (° C) of each isotherm. The cold fluid comes from bottom-right, then goes upward, and leaves from upper-left. The hot fluid comes from upper-right, goes to the left, and leaves from bottom left. A square in the image represents channel-overlap area.

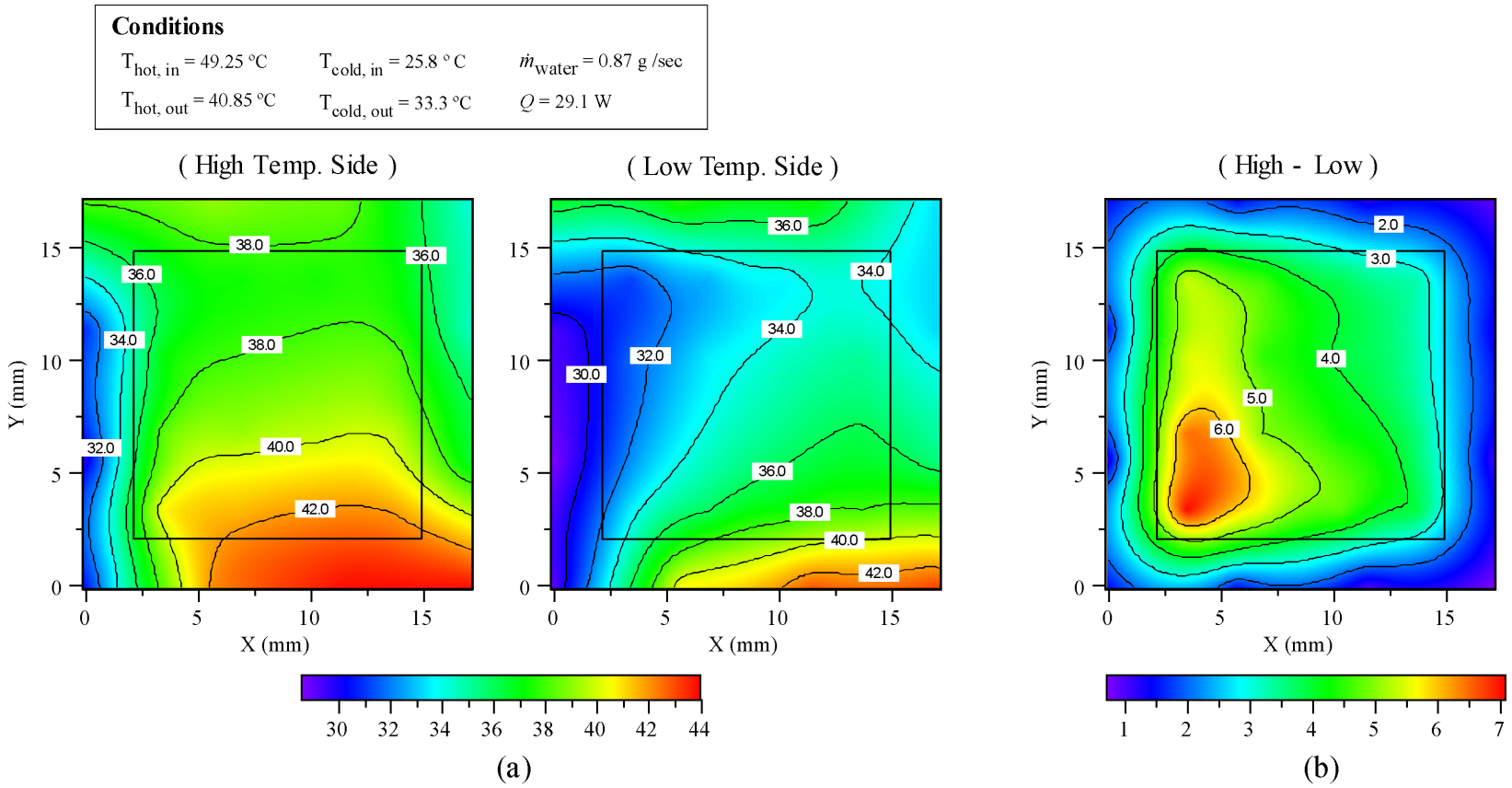
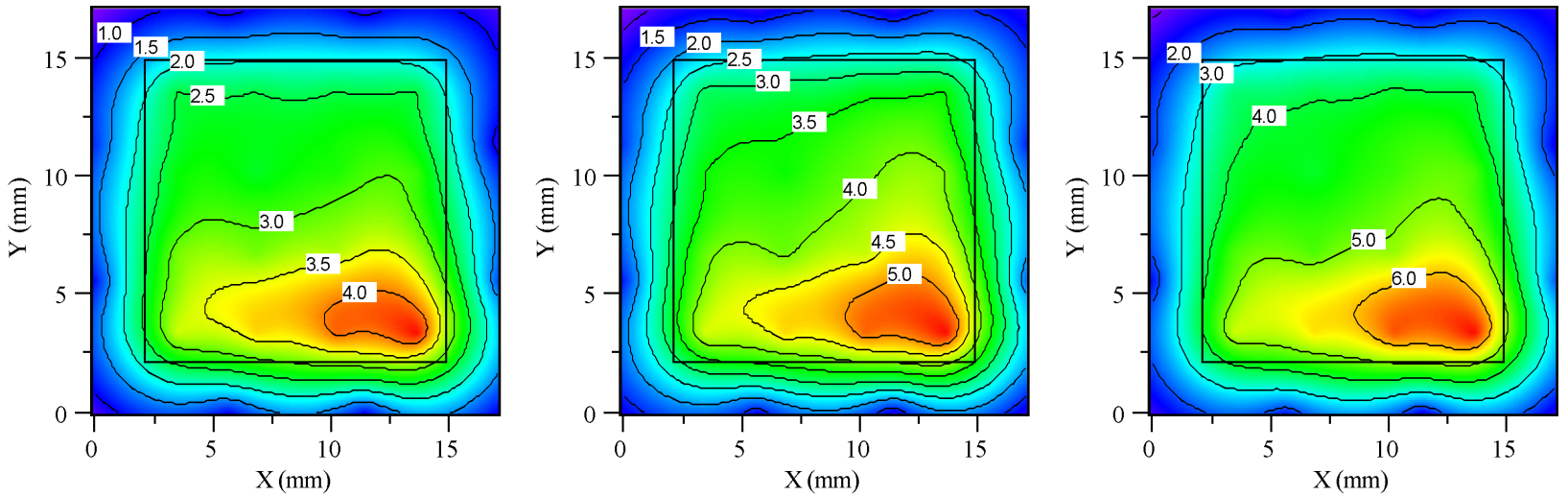


Figure 3 - 8: Sample images taken by rotating the planer thermocouple by 90° from the case of previous figure. Similarly, (a) temperature images of high /low sides and (b) their difference. The cold fluid comes from bottom-left, goes to the right, and leaves from upper-right. The hot fluid comes from bottom-right, goes upward, and leaves from top left. A square in the image represents channel-overlap area.

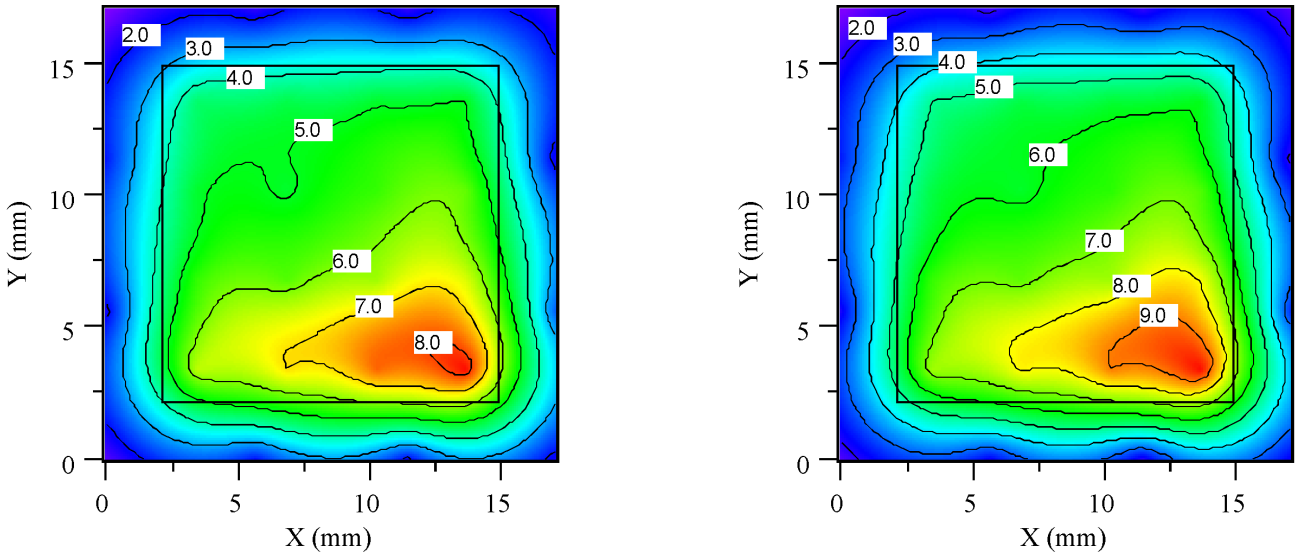


ΔT_{max} = 14.15 K (# 2)

ΔT_{max} = 19.05 K (# 2)

ΔT_{max} = 23.35 K (# 2)

Figure 3 - 9: 2D differential temperature image for several ΔT_{max}. A solid square represents channel-overlap area.



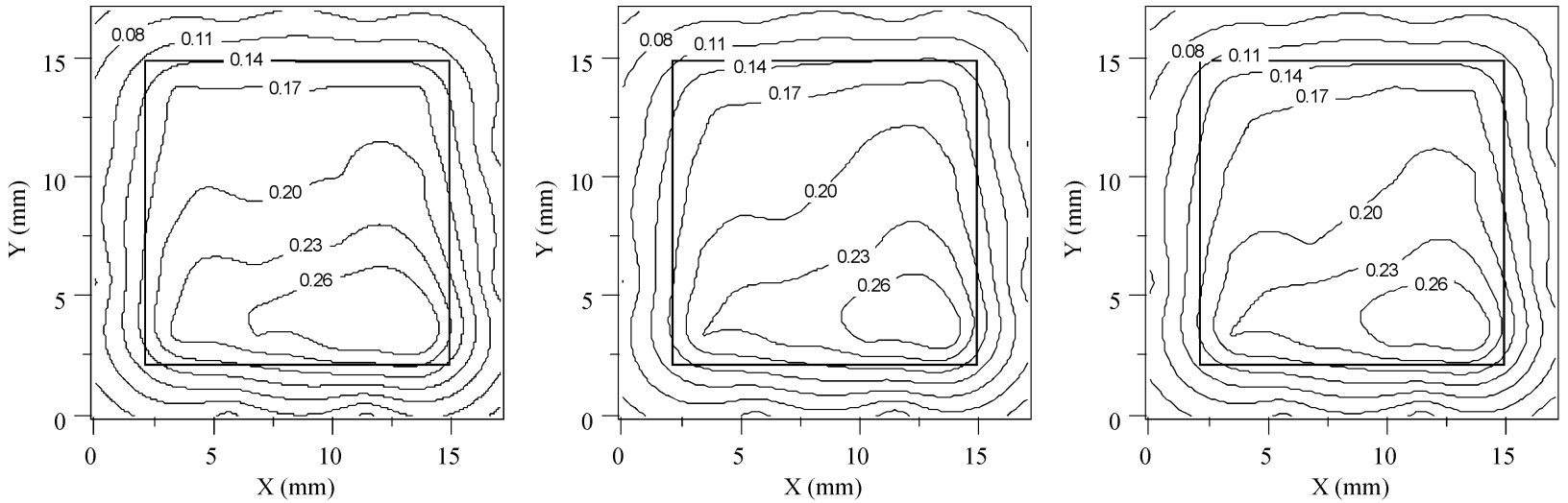
ΔT_{max} = 28.7 K

(# 2)

ΔT_{max} = 33.4 K

(# 2)

Figure 3 - 9 (cont.) : 2D differential temperature image for several ΔT_{max}. A solid square represents channel-overlap area.

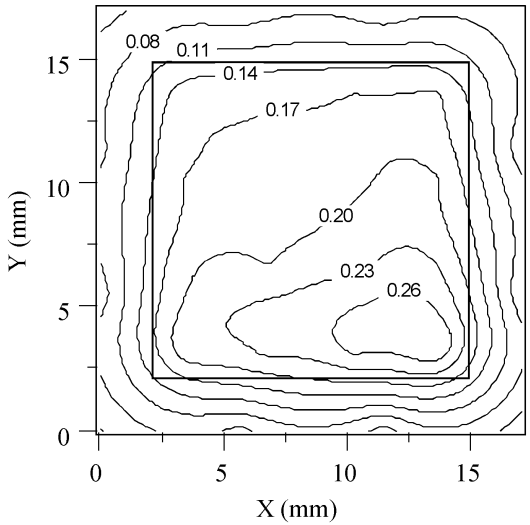


ΔT_{max} = 14.15 K (# 2)

ΔT_{max} = 19.05 K (# 2)

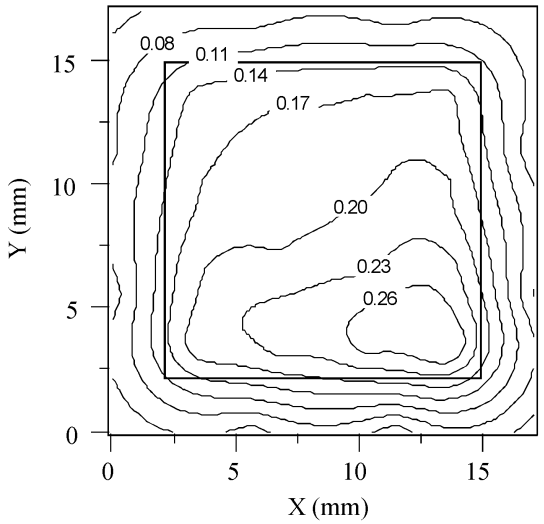
ΔT_{max} = 23.35 K (# 2)

Figure 3 - 10: 2D differential temperature image for several ΔT_{max}, regularized by ΔT_{max}. A solid square represents channel-overlap area.



ΔT_{max} = 28.7 K

(# 2)



ΔT_{max} = 33.4 K

(# 2)

Figure 3 - 10 (cont.) : 2D differential temperature image for several ΔT_{max}, regularized by ΔT_{max}. A solid square represents channel-overlap area.

を、4 つの正方形領域に分割して考えることにする。それぞれの領域における $R_{cap,local}$ は、理想的な場合の値に比べて、右上の領域では小さく、左下の領域では大きく、そして右下と左上の領域では同程度となるであろう。一方、2) が主原因であると仮定した場合には、高温側においてはオーバーラップ部分の上半分の方が下半分よりも流れにくく、また低温側においては右半分の方が左半分よりも流れにくくなるであろう。同様にオーバーラップ部分を 4 分割して考えると、$R_{cap,local}$ は、理想的な場合の値に比べて右上の領域では大きく、左下の領域では小さく、そして右下と左上の領域では同程度となると考えられる。ここで、層流の場合には $R_{conv} + R_{cond}$ は流量によって殆ど変化しないことを思い出さなければならない。つまり理想的な場合からどのようにずれるのかは、局所における $R_{cap,local}$ の変化を考えることで理解されるのである。$R_{cap,local}$ が小さく（大きく）なるということは、すなわち両側により多くの（少ない）温度差が付くということである。Figure 3 - 7 (b) の温度差分布では、理想的な対称形状と比較して右上ではより小さな、そして左下ではより大きな温度差が付いている。以上より、2) のチャンネル入口部分における剥離が等温度差線の非対称形状の主原因になっていると推定された。

本小節におけるデータセットのうち、# 2 の実験において ΔT_{max} を変化させて測定した温度差イメージを Figure 3 - 9 に示す。予想されるとおり、ΔT_{max} が大きくなるに従い、熱交換器両面の温度差が大きくなってゆくことが確認される。これらの温度差イメージを ΔT_{max} によって規格化して Figure 3 - 10 に示した。これらの規格化された等温度差線は、それぞれの流量を一定とした本小節の実験において非常に良い一致を示していることが判る。このことは、熱交換器内の局所局所における $R_{conv} + R_{cond}$ が ΔT_{max} に対して一定となることを裏付けていることに他ならない。

3.3.2 流量を変化させた場合

続いて、入口温度差 ΔT_{max} を一定に保ち、流量を変化させて行なった場合について述べてゆく。すなわちこの実験では流量が R_{tot} 及び R_{cap} に与える影響について検証してゆく。

本小節における測定結果及び各種重要パラメーターを Table 3 - 2 に示す。これらの

Table 3 - 2: Experimental datasets for # 3〜# 6.

#	$T_{cold,\,in}$ [^{o}C]	$T_{cold,\,out}$ [^{o}C]	$T_{hot,\,in}$ [^{o}C]	$T_{hot,\,out}$ [^{o}C]	ΔT_{max} [K]	F [-]	ΔT_{lm} [K]	$\dot{m}_{water}$ [g/sec]	Q [W]	$R_{conv} + R_{cond}$ [K/W]	R_{cap} [K/W]
# 3	29.25	36.25	49.6	40.8	20.35	0.944	12.43	0.64	21.29	0.551	0.405
# 3	29.2	35.85	49.65	41.55	20.45	0.952	13.06	0.76	23.53	0.528	0.341
# 3	29	35.35	49.65	42.05	20.65	0.958	13.67	0.88	25.81	0.507	0.293
# 3	29.15	35.1	49.65	42.45	20.5	0.962	13.92	0.99	27.25	0.491	0.261
# 3	28.8	34.75	49.75	42.75	20.95	0.964	14.47	1.09	29.46	0.474	0.238
# 4	25.75	34.3	49.3	39.15	23.55	0.939	14.19	0.6	23.67	0.563	0.432
# 4	25.55	33.65	49.25	40.25	23.7	0.949	15.15	0.74	26.65	0.540	0.350
# 4	25.75	33.4	49.4	41	23.65	0.955	15.62	0.86	28.96	0.515	0.301
# 4	25.55	32.95	49.6	41.55	24.05	0.96	16.32	0.97	31.24	0.502	0.268
# 4	25.45	32.55	49.25	41.6	23.8	0.962	16.42	1.06	32.74	0.483	0.244
# 5	25.5	34.25	49.35	39.15	23.85	0.938	14.36	0.6	23.63	0.571	0.439
# 5	25.45	32.9	49.3	41.25	23.85	0.959	16.1	0.96	31.23	0.494	0.269
# 6	25.55	33.15	49.35	41.4	23.8	0.958	16.02	0.96	31.09	0.494	0.272
# 6	25.65	32.9	49.5	41.8	23.85	0.961	16.37	1.06	33.19	0.474	0.244

データセットは、それぞれ異なる日に実験が行なわれた #3 〜 #6 の 4 つのグループに区別されている。なお Table 3 - 2 からわかるように、#3 の ΔT_{max} はその他 #4 〜 #6 の値とは異なっている。まず始めに Figure 3 - 11 に示された $\dot{m}$ と ΔT_{lm} の関係を見てみよう。いずれのグループのデータも、$\dot{m}$ が大きい程その ΔT_{lm} が小さくなるというもっともな結果を示している。入口温度差の異なる #3 と #4 〜 #6 の間には明らかな差が存在しているが、これは ΔT_{lm} を横軸に用いたことに起因している。では Figure 3 - 11 から一体どのような特性が判るのであろうか？ この両者に差があることは、前小節で U の値がほぼ求まった今、本小節において敢えて強調する必要性は少ない。意義があるとすれば流量によって両側の温度差が変化していることであるが、ΔT_{lm} という ΔT_{max} と $\dot{m}$ の両方の影響を受ける変数を用いたために、流量の影響が判りにくいものとなっている。つまり Figure 3 - 11 は不必要な情報 (ΔT_{lm}) を含んでいるために、これから熱交換器の特性を読み取ることが困難となっているのである。前小節において「全体の熱通過に焦点を当てる場合以外には、なるべく（$\dot{m}$ と ΔT_{max} の両方に従属する）ΔT_{lm} を使わない方がよい」と述べたが、これはその理由の一例である。

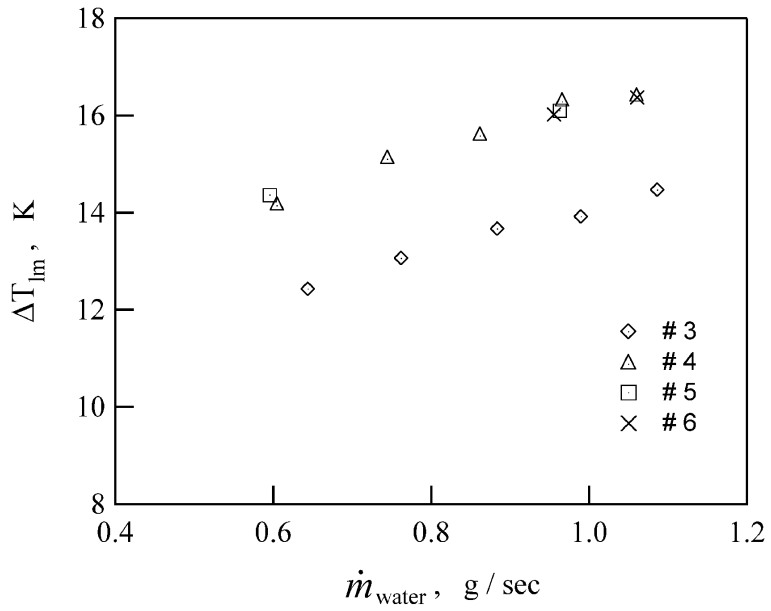


Figure 3 - 11: Relationship between ΔT_{lm} and $\dot{m}_{water}$ for each experimental case.

本小節における実験目的に沿ったより的確な情報を示すために、Figure 3 - 12 (a) に熱抵抗と流量の関係を示す。この図中では実験番号 (#) に関わらず R_{tot} を○で、$R_{conv}+R_{cond}$ を□で表している。この図より、$\dot{m}$ の増加に伴い全熱抵抗 R_{tot} が減少してゆくことが確認できる。その内訳を見てみると、$\dot{m}$ の増加に伴って $R_{conv}+R_{cond}$ は（若干増加しているが）ほぼ一定となる一方、R_{tot} に占める R_{cap} の割合が単調に減少してゆくことが判る。R_{tot} から $R_{conv}+R_{cond}$ を引くことによって得られた R_{cap} の値と $\dot{m}$ の関係を Figure 3 - 12 (b) に示す。R_{cap} は流量に反比例するので、この曲線は $\dot{m}$ に関する一次の双曲線となっているはずである。Figure 3 - 12 (c) に示した ${R_{cap}}^{-1}$ と $\dot{m}$ の関係を見てみると、両者の間には比例関係があることが判り、従って R_{cap} と $\dot{m}$ の間には一次の反比例の関係にあることが確認された。Figure 3 - 12 (c) の傾きはおよそ 3.9 J/g·K となっており、これは水の比熱 $C_{p,\,water} \simeq 4.2$ J/g·K にほぼ等しい。このことより本熱交換器においても $R_{cap} = (\dot{m}\,C_p)^{-1}$ が成り立っていることが判明した。Figure 3 - 12 (a) において $R_{conv}+R_{cond}$ が流量とともに緩やかに減少してゆくことが示されたが、この点に焦点を当てるために、U と $\dot{m}$ の関係を Figure 3 - 12 (d) に示す。これによると、本小

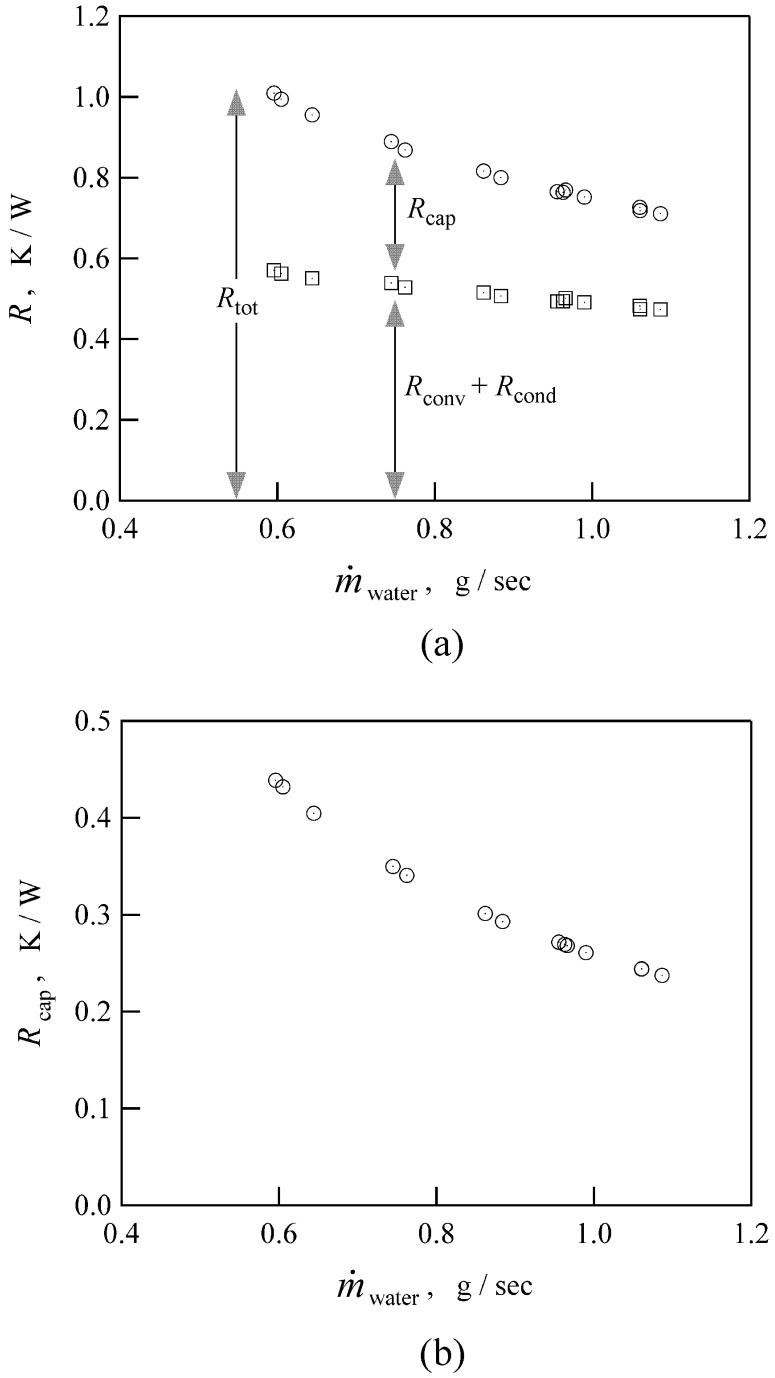
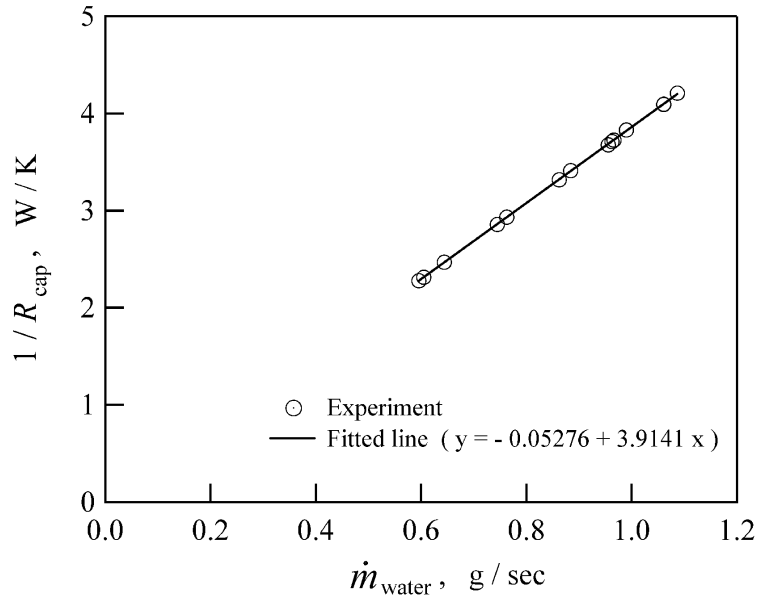
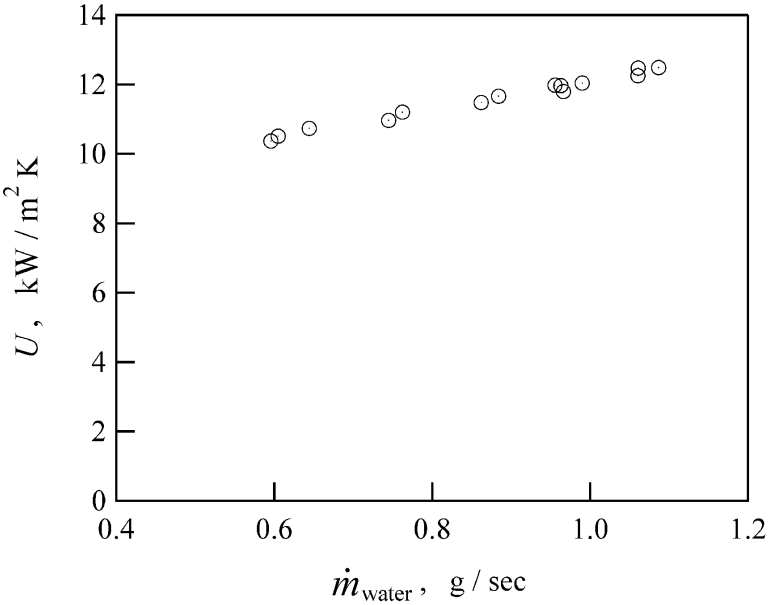


Figure 3 - 12: (a) R_{tot}, $R_{conv} + R_{cond}$ vs. ΔT_{lm}, and (b) R_{cap} vs. ΔT_{lm}.



(c)



(d)

Figure 3 - 12: (c) $R_{cap}{}^{-1}$ vs. $\dot{m}$, and (d) U vs. $\dot{m}$

節における実験範囲 ($\dot{m} = 0.6 \sim 1.1$ g/sec) において、$\dot{m}$ の増加に従って U が 2 割程度直線的に増加することがわかる。これは、$\dot{m}$ の増加により発達区間長さが増加し、その結果として平均熱伝達率が増加した（すなわち R_{conv} が低下した）ことが原因である。しかしながらこの変化は小さいので、本章における測定範囲 (# 1 〜# 6) では、U 及び $R_{conv} + R_{cond}$ が流量に依らず一定となる発達した層流の傾向を表していると言えよう。

Figure 3 - 12 に示した各図は不必要な情報を含んでいないので、Figure 3 - 11 と比較してより理解し易く、有益なものとなっている。すなわちここで示した関係は、ΔT_{max} に依らず普遍的に成り立つ本熱交換器固有の特性なのである。

続いて前小節と同様の手順で測定された二次元温度差イメージを Figure 3 - 13 に示す。これは #3 のデータセットについてのものである。Figure 3 - 13 は、$\dot{m}$ の増加に伴って両側の温度差が大きくなってゆく様子を表しているが、これは $\dot{m}$ の増加に伴って $R_{cap,local}$ が減少してゆくことを裏付けていることに他ならない。これを ΔT_{max} で規格化したものが、Figure 3 - 14 に示したイメージである。この場合は ΔT_{max} を一定としているので、Figure 3 - 10 との比較という限られた意義しか存在していない。

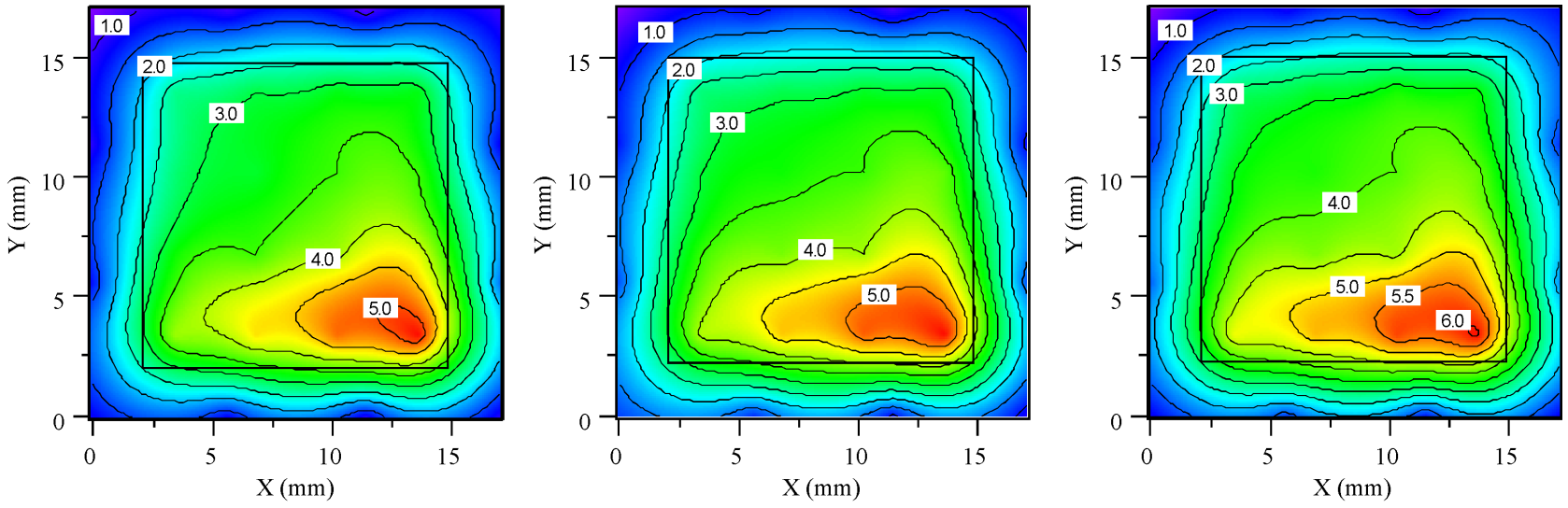


Figure 3 - 13: 2D differential temperature image for several $\dot{m}_{water}$. A solid square represents channel-overlap area.

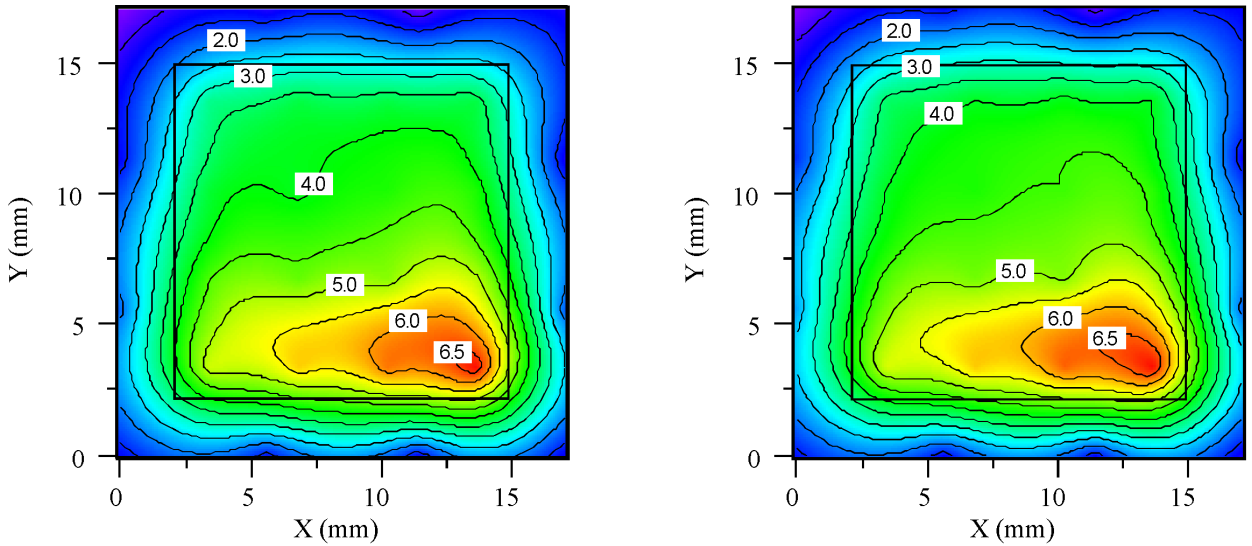


Figure 3 - 13 (cont.) : 2D differential temperature image for several $\dot{m}_{water}$. A solid square represents channel-overlap area.

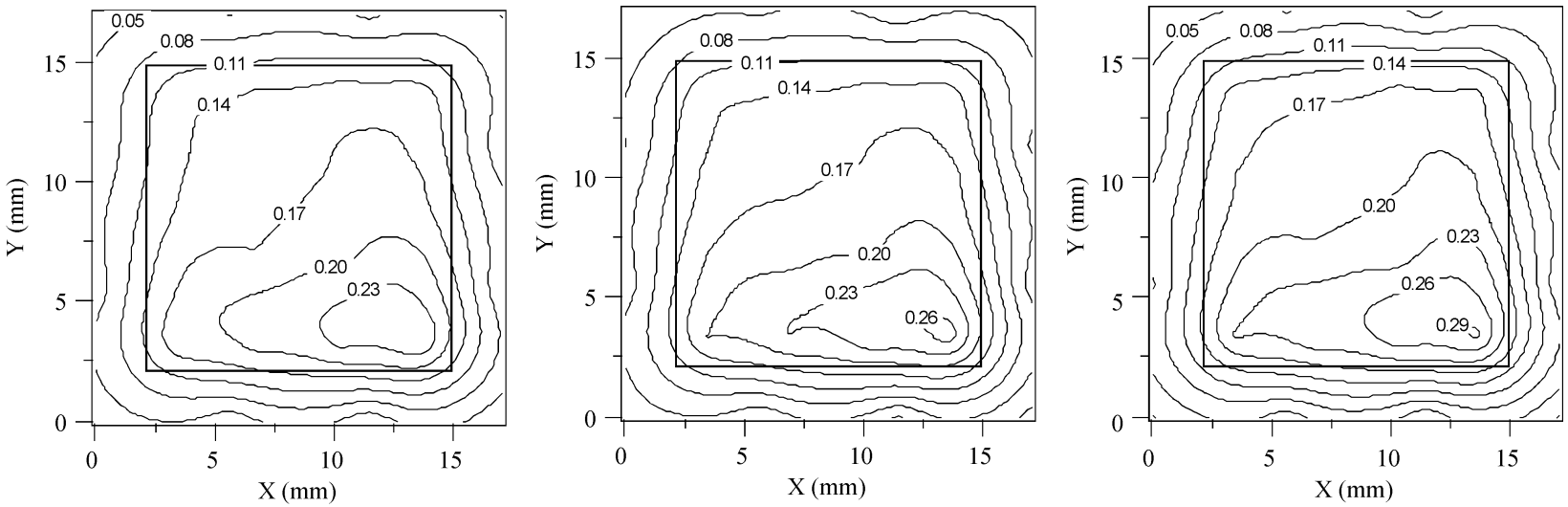
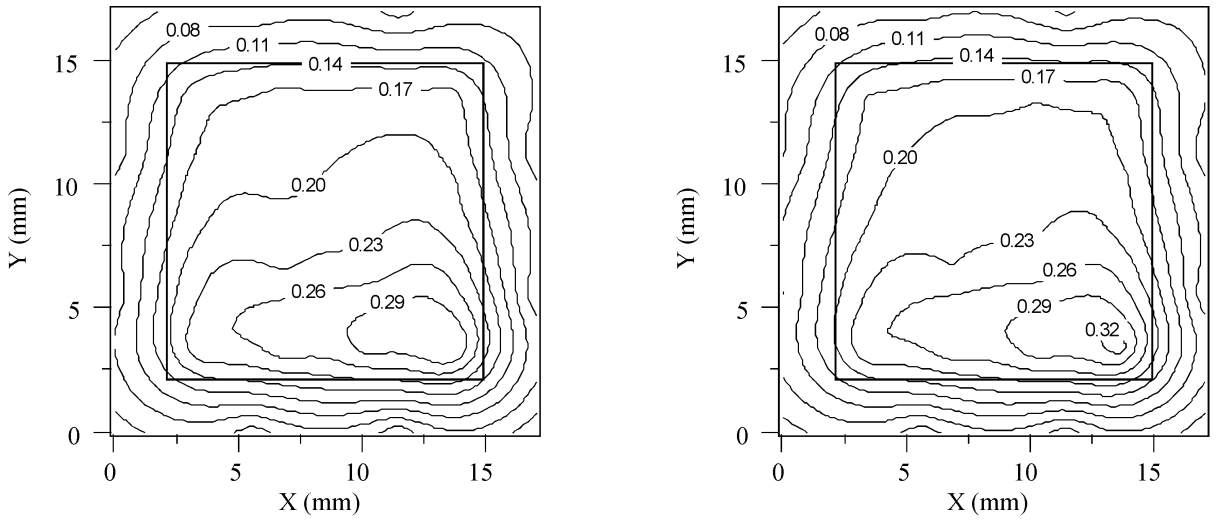


Figure 3 - 14: 2D differential temperature image for several $\dot{m}_{water}$, regularized by ΔT_{max}. A solid square represents channel-overlap area.



$\dot{m}_{water}$ = 0.99 g/sec (# 3)

$\dot{m}_{water}$ = 1.09 g/sec (# 3)

Figure 3 - 14 (cont.) : 2D differential temperature image for several $\dot{m}_{water}$, regularized by ΔT_{max}. A solid square represents channel-overlap area.

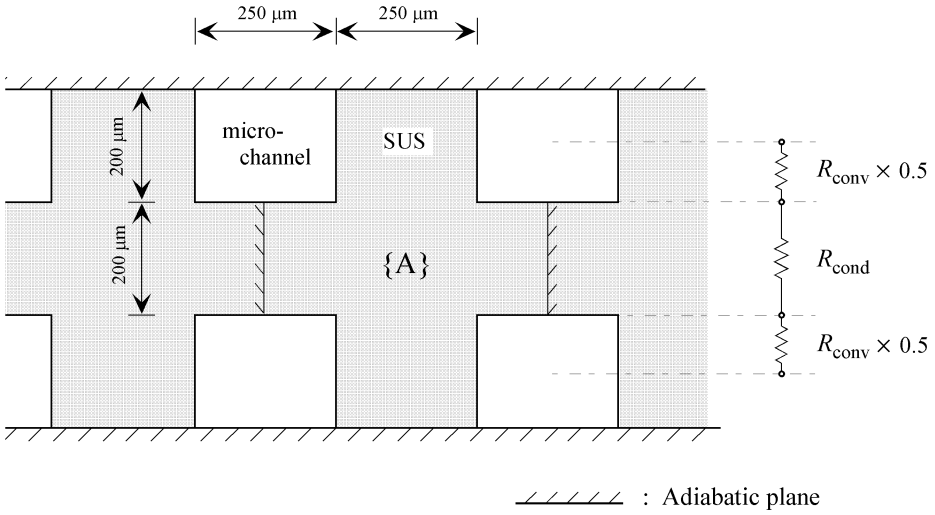


Figure 3 - 15: A simplified μHEX configuration for a thermal modeling and analysis. An area sorrounded by adiabatic planes, marked by {A}, denotes a domain used in the analysis.

3.3.3 モデルの構築と解析

以上の議論では‘$R_{conv} + R_{cond}$’を用いてきたが、両者の大小関係については触れてこなかった。この点を明らかにすることは、本熱交換器の伝熱特性を解明する上で極めて重要である。しかしながら、実験によって R_{tot} に占める R_{conv} 及び R_{cond} の割合を直接測定することはできないので、本小節では幾つかの仮定を含んだモデルを解析的に解くことによって、これを見積もることにする。

具体的には、Figure 3 - 15 に示された簡単化された形状についてモデルを構築してゆく。すなわち低温側と高温側の流路が（直交ではなく）平行に設置され、各流路の上面が断熱壁によって覆われているという形状である。この単純化された形状には、その対称性から幾つかの断熱面が存在すると考えることができる。その一つが Figure 3 - 5 に書き込まれた縦方向の 2 つの断熱面である。（紙面奥行き方向にも断熱面が存在すると考えて、ここでは二次元の熱輸送について考える。）以下ではこれらの断熱面と上下の境界における断熱面、そして流路壁面によって囲まれる図中の {A} の部分について議論を進めてゆく。

本モデルでは、{A} の部分を厚さ 200 μm の固体壁の両側に幅 250 μm、高さ 200 μm のフィンが突き出ている形状と見なすことにする。マイクロチャンネルの流路寸法は 250 μm $\times$ 200 μm であり、そのアスペクト比は 0.8 又は 1.25 である。始めに矩形流路の熱伝達率 h を求めてゆく。なお、この解析を通じて水の物性値には 310 K の値を用いる。流量を $\dot{m} = 0.8g/sec$ とすると、マイクロチャンネルにおけるレイノルズ数は $Re = 195.3$ となる。この Re の値を用いて、マイクロチャンネルにおける水力学的発達区間 L_{ef} 及び熱力学的発達区間 L_{eh} が以下の関係式 [4] から求められる：

$$\begin{aligned} L_{ef} &= 0.05\, Re\, D_h = 2.17\text{mm} \\ L_{eh} &= 0.05\, Re\, Pr\, D_h = 9.98\text{mm} \end{aligned}$$

これより、（$\dot{m} = 0.8g/sec$ の場合には）水力学的には発達した流れであると見なすことができるが、L_{eh} は全流路長 $L = 17$ mm の半分以上を占めており、熱力学的には未発達な流れとして扱わなければならないことがわかる。

Choquette らによると、流路アスペクト比が 0.8 で 4 面とも一定熱流束境界条件の矩形流路における、水力学的に発達しているが熱力学的には未発達な場合の局所ヌッセルト数 $Nu_{4,\,H,\,developing}$ は次の関係式によって与えられる [5]：

$$Nu_{4,\,H,\,developing} = 3.982 + 0.01626\left\{\ln(X^+)\right\} - 0.0621\left\{\ln(X^+)\right\}^2 - 0.0358\left\{\ln(X^+)\right\}^3$$

$$\left[\, X^+ \equiv \frac{x}{D_h\, Re\, Pr} \,\right]$$

ここで x はマイクロチャンネル内における入口からの距離を表す。さらに Phillips らは、1 面断熱で残り 3 面が一定熱流束境界条件の矩形流路における、水力学的に発達しているが熱力学的には未発達な流れの局所ヌッセルト数 $Nu_{3,\,H,\,developing}$ には以下の式を用いることを提案している [6]：

$$Nu_{3,\,H,\,developing} \simeq Nu_{4,\,H,\,developing} \times \frac{Nu_{3,\,H,\,developed}}{Nu_{4,\,H,\,developed}}$$

$Nu_{3,H,developed}$ 及び $Nu_{4,H,developed}$ はそれぞれ、1 面が断熱されていて残り 3 面が一定熱流束境界条件の矩形流路及び、4 面とも一定熱流束境界条件の矩形流路における発達した流れ場合のヌッセルト数である。アスペクト比が 0.8 の流路では、これらのヌッセルト数は以下のように与えられる [1]：

- $Nu_{3,H,developed} = 3.45$
- $Nu_{4,H,developed} = 3.711$

以上から $Nu_{3,H,developing}$ が求まるのであるが、本解析において興味があるのは、$0 < x < L = 17\text{mm}$ の範囲のみである。この範囲において、得られた $Nu_{3,H,developing}$ と x の関係を 5 次式によって fitting すると、以下の関係式が得られる：

$$\begin{aligned} Nu_{3,H,developing} = \ & 8.6679 \ - \ 2173.5\,x + 4.4464\,\text{E5}\,x^2 - 4.5575\,\text{E7}\,x^3 \\ & + \ 2.2738\,\text{E9}\,x^4 - 4.3349\,\text{E10}\,x^5 \end{aligned}$$

このままではヌッセルト数が場所に依存しているので、本モデルによる解析に用いることはできない。そこで、$1 < x < 17\text{mm}$ の範囲の平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}_{3,H,developing}$ を次のように求める：

$$\overline{Nu}_{3,H,developing} = \frac{1}{16\,\text{mm}} \int_{x=1\text{mm}}^{x=17\text{mm}} Nu_{3,H,developing}\, dx = 4.354$$

これにより、$1 < x < 17$ mm の範囲における 1 面断熱で残り 3 面が一定熱流束条件の流れが未発達の場合の平均ヌッセルト数が得られた。（なお $0 < x < 1$ mm の範囲を考慮しなかったのは、特異点を避ける為である。）しかしながら、多くの実際の場面において（壁面内の流路方向への熱伝導が存在することによって）境界条件は一定温度境界と一定熱流束境界が混じり合ったものとなる。すなわち実際の Nu は、これらの 2 つの境界条件における値の間の値を取ると考えられる。問題は「どちらの境界条件により近いのか」であるが、これを断定することは困難であるので、本解析に用いる平均ヌッセル

ト数 $\overline{Nu}$ を以下の近似によって、これらの中間の値に選ぶことにする：

$$\begin{aligned}\overline{Nu} &= Nu_{3,\,H,\,developing} \times \left(\frac{1}{2} + \frac{Nu_{3,\,T,\,developed}}{Nu_{3,\,H,\,developed}} \right) \\ &= 4.013\end{aligned}$$

ここで $Nu_{3,\,H,\,developed}$ 及び $Nu_{3,\,T,\,developed}$ はそれぞれ、1 面断熱で残り 3 面が一定熱流束境界条件及び一定温度境界条件の矩形流路における発達した流れの場合のヌッセルト数である。なお、これらの値は [1] よりそれぞれ 3.45 と 2.91 と求められる。以上で得られた $\overline{Nu}$ を用いると、熱伝達率 h が以下のように求められる：

$$h = \frac{\overline{Nu} \cdot k_f}{D_h} \simeq 11378 \text{ W/m·K}$$

ビオ数 Bi は伝達抵抗と伝導抵抗の比を表す無次元数で、代表長さを l として、次のように表される：

$$Bi = \frac{h \cdot l}{k_s}$$

ここで k_s は固体壁の熱伝導率である。k_s にステンレスの熱伝導率 ($\simeq 20$ W/m·K) を取り、l にフィン高さ（であると同時に両側のフィンの間にある壁面厚さでもある）の 200 μm を取ってビオ数を計算すると $Bi \simeq 0.114$ となり、壁面内の伝導抵抗は壁面と流体の間の伝達抵抗に比べて、十分に小さいことが判った。

続いて R_{conv} と R_{cond} それぞれの具体的な値を求めてゆく。まず R_{conv} についてであるが、これはフィン近似を用いて見積もることにする。フィン近似は、フィン高さがフィン幅よりも（少なくとも数倍程度）大きくなければ本来用いるべきではないが、本小節で行なっているのは見積もりであることと、代表長さをフィン幅の半分、125 μm とした場合にも $Bi \ll 1$ となることから、これを用いることは特に問題とはならないであろう。フィン効率 η は次のように計算される：

$$\eta = \frac{\tanh(MH_{fin})}{MH_{fin}} = 0.94 \quad \left[M \equiv \sqrt{\frac{2h}{k_s \cdot w_{fin}}} \right]$$

ここで H_{fin} と w_{fin} はそれぞれフィン高さ、フィン幅を表す。単位流路長さ当りの伝達

熱抵抗 R'_{conv} は、次のように表されることになる：

$$R'_{conv} = 2 \times \frac{1}{h \cdot (A'_{base} + \eta \cdot A'_{fin})} = 0.28 \text{ K·m/W}$$

ここで A'_{base} と A'_{fin} はそれぞれ、単位流路長さ当りの流路底面面積 ($= 250$ μm)、単位流路長さ当りのフィン表面積 ($= 400$ μm) を表す。

一方、単位流路長さ当りの伝導熱抵抗 R'_{cond} は伝導長さ $l = 200$ μm として、

$$R'_{cond} = \frac{l}{k_s \cdot A'_{cond}} = 0.02 \text{ K·m/W}$$

ここで A'_{cond} は単位流路長さあたりの伝導面積 ($= 500$ μm) を表す。以上より

$$\frac{R'_{cond}}{R'_{conv}} \simeq 0.07$$

となり、伝導抵抗 R'_{cond} が伝達抵抗 R'_{conv} よりも十分小さくなっていることが明らかになった。このことから、熱交換器の材質に熱伝導率の低いステンレスを用いたことは殆ど問題とはなっておらず、むしろ R'_{conv} が熱交換性能向上のボトルネックとなっていると言える。R'_{conv} を向上させるためには、1) 水力直径をより小さくし、h の値を増加させる、2) 流路をより密に配置し、伝熱面積を増加させる、3) 積層回数を増やすことによって伝熱面積を増加させる、ことが考えられる。いずれにせよ、本熱交換器の場合には不必要に大きいフィン幅が欠点となっていると言える。積層回数を増やすことが、最も効果的な性能改善方法であろう。

以上で本小節の主目的は達成されたが、本モデルを用いて $R_{conv} + R_{cond}$ を見積もることにより、本モデルの妥当性を検証してみよう。全流路長を L_{tot} として、これに実際のチャンネルオーバーラップ部分の流路長さを選ぶと、

$$R_{conv} + R_{cond} = \frac{R'_{conv} + R'_{cond}}{L_{tot}} = \frac{0.28 + 0.02}{26 \times 0.013} \simeq 0.89 \text{ K/W}$$

という値が得られる。実験において $\dot{m} = 0.8\, g/sec$ の場合には $R_{conv} + R_{cond} \simeq 0.5$ K/W なので、本モデルは実際よりも熱抵抗を大きく見積もっていることになる。この原因と

して 1) 本モデルでは上下面を断熱としているが、実際にはこの面を通過・迂回した熱移動が起きていること 2) 実際には（Figure 3 - 9 などで見たように）チャンネルオーバーラップ部分以外の所でも熱交換が起きていること、の 2 つが考えられる。本モデルのような極めて単純化されたモデルを用いても、この程度の精度であれば $R_{conv} + R_{cond}$ を見積もることが可能なのである。

3.4 第3章まとめ

本章では層流の範囲内において温度の異なる等量の水を用いた実験を行い、これから得られた測定結果に基づき、本熱交換器の液単相における流動・伝熱特性を議論してきた。

明らかとなった重要な流動特性は次に示すとおりである：

- 流量が少ない範囲では、曲がり・分岐による圧力損失が無いとして発達した層流の関係式より求められた流路各部の圧力損失の和に良く一致する。
- 流量がある程度以上の大きさになってくると、マニフォールドからマイクロチャンネルに入る部分で剥離渦が発生するようになり、発達した層流の関係式より求められた理想的な圧力損失を上回るようになる。
- 本熱交換器の流路直径程度では、（作動流体に水を用いた場合には）流動特性はマクロスケールな関係式によって説明され、すなわちマイクロスケール特有な現象は起きていない。

また伝熱特性に関して明らかになった点は以下の通りである：

- 層流の特性から予想されるように、U および $R_{conv} + R_{cond}$ は（発達区間が長くなることで緩やかに増加するものの）ほぼ一定値をとる。
- 本熱交換器においても、R_{cap} は $(\dot{m}C_p)^{-1}$ にほぼ一致する。

- 熱交換器の表面温度差分布はその対角線に対して若干非対称となり、その原因としてマニフォールドからマイクロチャンネルに入る部分の剥離渦の影響が考えられる。

- 材質に熱伝導の悪いステンレスが用いられたにも関わらず全抵抗に占める R_{cond} の割合は無視できる程小さく、本熱交換器においては R_{conv} が熱抵抗の主要因となっている。

さらに本熱交換器の性能を向上させるためには、現在のフィン幅（すなわち流路間隔）を減らし流路をより密に配置して伝熱面積を増加させると同時に、積層回数を増やすことが有効であることが判明した。ただし積層回数を増やす際には流量も同時に増加させる必要があることに注意しなければならない。すなわち積層回数を倍したときに流量そのままにしておくと、R_{cap} までが倍になってしまうからである。積層回数と流量を共に倍に増やすとポンプ仕事は倍になるが、ポンプ圧力はそのまま変わらない。水冷の場合には一般的にポンプ仕事は非常に小さく、むしろポンプ圧力が設計のボトルネックとなることを考えれば、積層回数を増やすと同時に流量を増やしても特に問題とはならないであろう。

第3章参考文献

[1] W.M. Rohsenow, J.P. Hartnett, and I.C. Young, Eds., *Handbook of Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 3rd edition, 1998.

[2] S.V. Patanker, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow — Japanese Edition*, Morikita Syuppan, Tokyo, 1st edition, 1985.

[3] A.F. Mills, *Heat Transfer*, Prentice Hall, New Jersey, 2nd edition, 1999.

[4] F.P. Incropera and D.P. Dewitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons, New York, 4th edition, 1996.

[5] S.F. Choquette, M. Faghri, M. Charmchi, and Y. Asako, "Optimum design of microchannel heat sinks," *ASME Microelectromechanical Systems (MEMS)*, vol. DSC–59, pp. 115–126, 1996.

[6] R.J. Phillips, L.R. Glicksman, and R. Larson, "Forced-convection, liquid-cooled, microchannel heat sinks for high-power-density microelectronics," in *Cooling Technology for Electronic Equipment*, New York, 1988, pp. 295–316, Hemisphere Publishing Corp.

第４章

沸騰熱交換

本章では、低温側流体が μHEX 内で沸騰相変化することにより高温側流体からの除熱を行なう沸騰熱交換について検証する。具体的には、第 1 節において本章で用いる実験装置が示され、第 2 節ではマイクロチャンネル内沸騰の様子がスピードカメラによって観察される。第 3 節では沸騰熱交換を熱電対及び差圧計によって計測する実験を行ない、得られた測定結果を整理しながら本 μHEX の沸騰伝熱特性を議論する。続く第 4 節では、実験によって計測された圧力損失特性を沸騰モデルの一つである homogeneous model によって検証し、本 μHEX における沸騰圧力損失特性がこのモデルによって説明ができることを示す。最後に第 5 節では本章のまとめが示される。

本章で用いられる変数

A_{ch} cross sectional area of a channel $[\mathrm{m}^2]$

C_p specific heat of the fluid at constant pressure $[\mathrm{J\ kg^{-1}\ K^{-1}}]$

D_h hydraulic diameter of a channel $[\mathrm{m}]$

F F-factor for correction of ΔT_{lm} $[-]$

f_{TP} two phase friction factor $[-]$

G volumetric flow rate of the fluid $[\mathrm{m^3\ sec^{-1}}]$

H_{fin} fin height $[\mathrm{m}]$

h enthalpy of the fluid $[\mathrm{J\ kg}]$

h_f enthalpy of liquid at saturated state $[\mathrm{J\ kg}]$

h_{fg} enthalpy difference between gas and liquid at saturated state $(= h_g - h_f)$ $[\mathrm{J\ kg}]$

h_g enthalpy of gas at saturated state $[\mathrm{J\ kg}]$

L_b length of a bubble $[\mathrm{m}]$

M mass flux of two phase flow $[\mathrm{kg\ sec^{-1}\ m^{-2}}]$

M_f mass flux of liquid phase flow $[\mathrm{kg\ sec^{-1}\ m^{-2}}]$

M_g mass flux of gas phase flow $[\mathrm{kg\ sec^{-1}\ m^{-2}}]$

$\dot{m}$	mass flow rate of the fluid [g sec]
P	pressure at specific location [Pa]
p	perimeter of a channel [m]
ΔP	pressure drop [Pa]
Q	total exchanging heat [W]
$\overline{q}_p$	heat flux at channel wall [W m^{-2}]
R	thermal resistance ($= \Delta T/Q$) [K W^{-1}]
R^*_{cap}	an equivalent thermal resistance of R_{cap} in case of boiling heat exchange ($R_{tot} - F\,\Delta T_{lm}/Q$) [K W^{-1}]
T_b	boiling temperature of the coolant [K]
T_c	temperature of cold side fluid [K]
T_h	temperature of hot side fluid [K]
ΔT_{lm}	log mean temperature difference [K]
ΔT_{max}	maximum temperature difference [K]
$\overline{u}$	velocity of homogeneous fluid [m sec^{-1}]
$\overline{v}$	specific volume of homogeneous fluid [m^3 kg^{-1}]
v_f	specific volume of liquid at saturated state [m^3 kg^{-1}]
v_{fg}	specific volume difference between gas and liquid at saturated state ($= v_g - v_f$) [m^3 kg^{-1}]
v_g	specific volume of gas at saturated state [m^3 kg^{-1}]
W_b	width of a bubble [m]
W_{ch}	width of a channel [m]
x	quality of the flow [−]
z	axial location along a channel [−]

Greek symbols

$\overline{\rho}$	density of homogeneous fluid [kg m^{-3}]

τ_w shear stress at channel wall $[\,\mathrm{N\ m^{-2}}\,]$

Subscripts

$_{amb}$ ambient

$_{cap}$ capacitive

$_{cond}$ conductive

$_{conv}$ convective

$_{escp}$ escaping

$_{in}$ at inlet

$_{mean}$ mean

$_{out}$ at outlet

$_{sat}$ at saturated state

$_{surf}$ surface

$_{FC}$ fluorocarbon, or Fluorinert

$_{water}$ water

4.1 実験装置

本章では低温側流体に 3M 社の冷媒、フロリナート（Fluorinert, FX-3250, C_6F_{14}, 分子量: 338.043, 沸点: 56 ^oC @ 1 atm）を用いて、沸騰による潜熱吸収を利用した熱交換についての流動・伝熱特性解明を行なう。本章を通じ、高温側流体には液単相の水を用いる。

Figure 4 - 1 に本章で用いる実験装置の概略図を示す。前章の場合とは異なり、高温側と低温側流体はそれぞれ独立のループを流れる。高温側流体（温水）は、chiller タンクからポンプによって送り出された後、pre-heating section で目標温度を数度下回る程度まで大まかに加熱され、焼結金属フィルターを通過した後、温度コントローラーによってフィードバック制御がされている heating section において目標温度まで加熱される。続いて μHEX へと入り、ここで低温側と熱交換した後、再び chiller へと戻される。水の流量測定に関しては、前章の場合と同様に大気解放となっている chiller のタンクに流れ落ちる水をビーカーで取り、これを電子天秤で秤量することによって質量流量が測定される。低温側流体（フロリナート）はポンプから送り出された後、焼結金属フィルターを通過し、μHEX へ入る。ここで高温側から熱を吸収した後に、続く凝縮部おいて気相がすべて液相に戻される。この後フロリナートは流量測定部へと進み、ここで体積流量が測定された後、再びポンプへと戻って行く。フロリナートを駆動するポンプには定体積の流体を送り出すマグネットギアポンプを用いているので、μHEX を流れる流量を可変とする為にポンプ前後にはバイパスが設けられている。

フロリナートの流量測定については Figure 4 - 2 に示した流量計兼フロリナートタンクを製作し、これを用いることにより流量測定を行なった。この測定装置は大きく分けて外側のアクリル円管からなる外壁と、トグルバルブに接合されている内側のアクリル円管からなっている。外側の円管はフロリナートを蓄える密閉タンクの役割を果たし、この下端はアクリルプレートによって閉じられている。下端のプレートにはポンプへと続く出口及び排出用の出口が設置されている。凝縮器から液体の状態で出てくるフロリナートは、流量測定装置の上端より内側のアクリル円管に流れ落ちる。流量測定を行なわない時にはそのままバルブを通過して、下のフロリナートの液溜へと流れ落ちて行く。

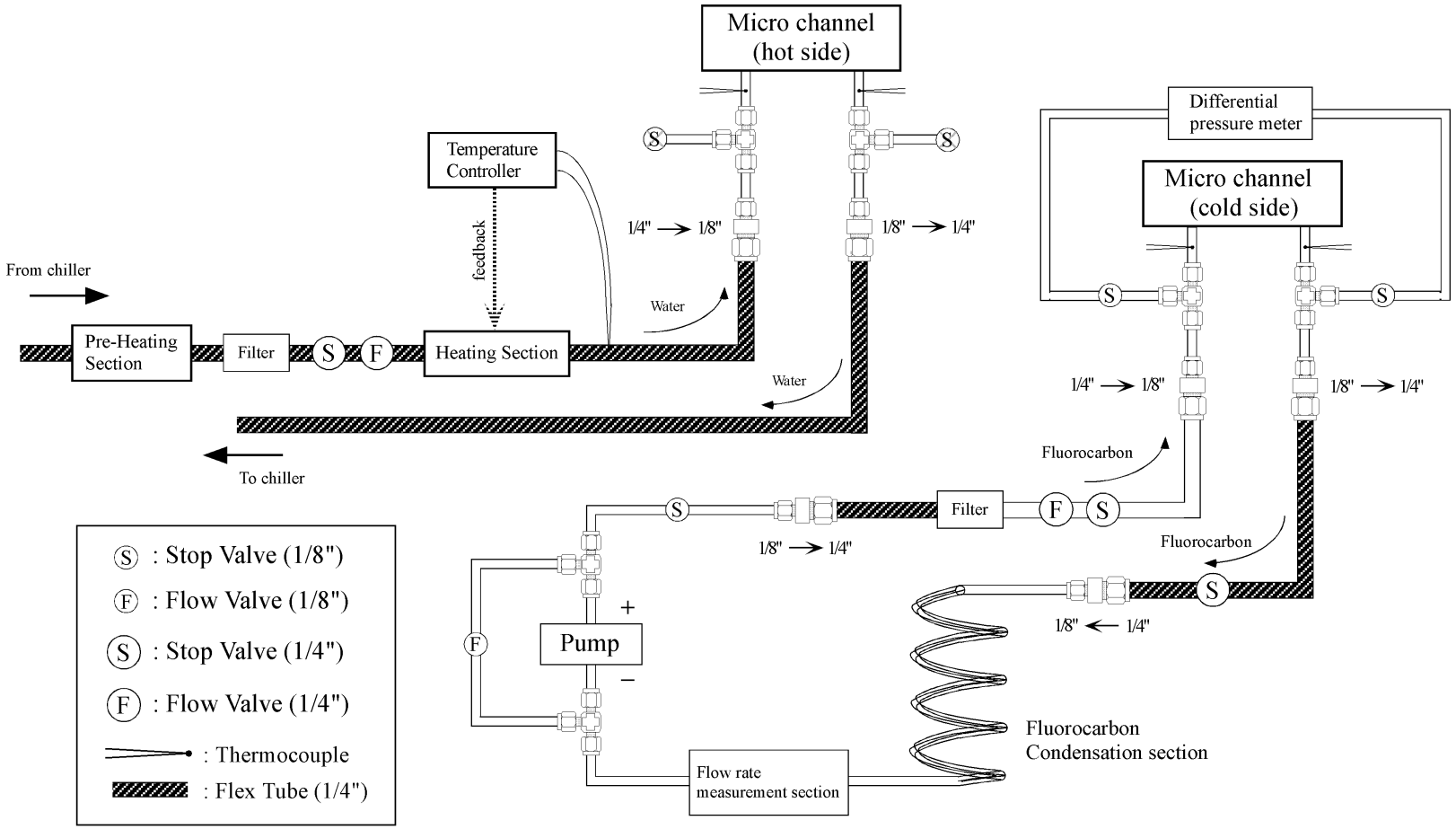


Figure 4 - 1: Schematic representation of experimental setup for water-fluorocarbon heat exchange.

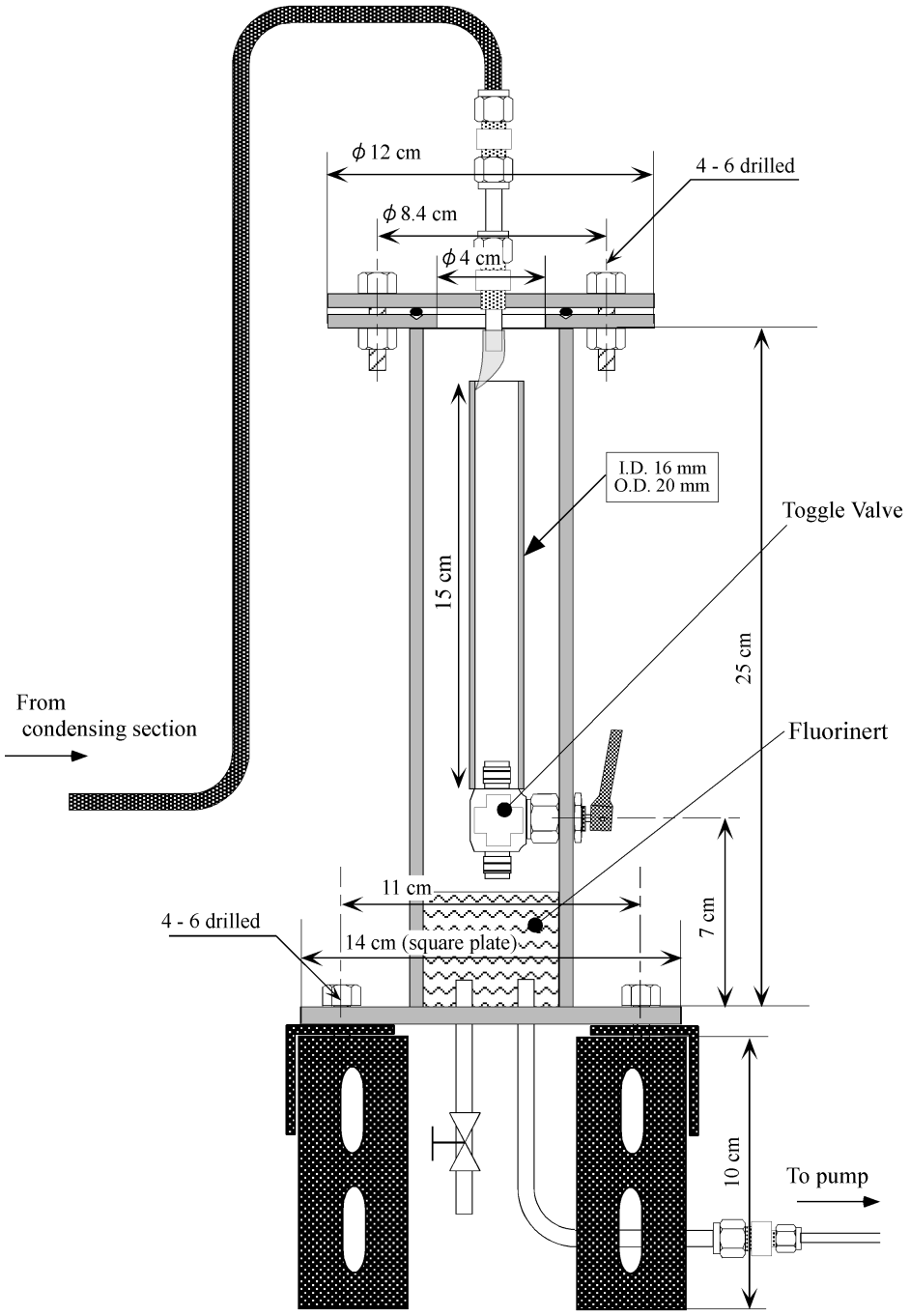


Figure 4 - 2: A device for measuring volumetric flow rate of fluorinert.

流量を測定する際には、外側の円管に O リングを介して固定されているトグルバルブのスイッチを操作して、内側の円管にフロリナートを溜めてゆく。内側の円管には目盛がつけてあるので、ストップウォッチで時間を計りながらその時間内に到達するフロリナートの液面高さを読み取ることで、体積流量を測定するのである。

実験及びデータ整理の手順の詳細は、本章第 3 節において詳しく述べられる。

4.2 沸騰観察結果

各種熱交換実験に先立ち、本章における適切な実験範囲を決定する為に、マイクロチャンネル内沸騰の観測を行なった。本章における観測はすべてハイスピードカメラによって行い、録画レートは 4500 フレーム毎秒で行なった。なおスナップショット静止画の一枚一枚から気泡の挙動及び位置を正確に読み取ることは困難であるので、気泡の挙動を比較的正確に読み取ることのできる動画を用いて流れの様式を判断する。

本論文ではマイクロチャンネル内における気液混相流れの様式を Figure 4 - 3 に示した A 〜 F の 6 個の様式に分類することにする。これは一本のマイクロチャンネルの一部分における沸騰様式の様子を、概略図によって示したものである。なお Figure 4 - 3 の各図はフロリナート側のチャンネルを真上から見た様子であり、フロリナートは左から右に流れている。(A) に示した様式は、流れのクオリティが 0 を僅かに上回る場合の沸騰様式であり、入口温度差が小さい場合及びフロリナート流量が多い場合に観察される。この場合の気泡直径は流路幅 W_{ch} の半分以下或いは辛うじて確認される程度の小さいもので、マイクロチャンネル壁面より核沸騰によって生成された細かい気泡が液体フロリナートの流れに乗って移動しているように観察される。(B) の様式では、蒸気泡の幅 W_b が流路幅 W_{ch} とほぼ等しい plug bubble となっており、また気泡長さ L_b が W_{ch} の 1 〜 4 倍程度の大きさを持っている場合である。(C) の様式は (B) と同様に気泡が plug bubble となっている場合であるが、気泡長さは (B) よりも長く L_b が W_{ch} の 4 倍（1 mm) 程度以上となっている場合を指すことにする。なお (B) 及び (C) の両方の様式では、気泡の両端のメニスカスがはっきりと存在する。(C) の場合よりもさらに流量が減る、或いは

入口温度差が増えるなどしてクオリティが増えた場合が (D) の様式である。(D) では気泡後部のメニスカスはまだ存在しているものの、前部のメニスカスが殆ど無くなっているか或いは完全に消滅し、メニスカスの代わりに前進する波面として観測される様式である。すなわちこの場合は、気泡前面においてはメニスカスを保てなくなる程度まで液相の割合が低下した場合である。さらにクオリティが高くなった (E) の様式では、観察対象領域にはもはやメニスカスが存在せず、チャンネル壁面を濡らす液体のフロリナートが前進する波面として観測される場合である。この波面は時折停止しているように見えるが、この時間は前進している時間よりも十分小さく、またドライアウトは殆ど発生していないと考えられる。最後に (F) の場合は、間欠的・周期的に液相フロリナートの通過とドライアウトを繰り返す場合である。この場合には (E) のときには見られなかった周期性が明確に存在する。すなわち (F) の様式においては対象領域には常にメニスカスが存在せず、ほぼマイクロチャンネル全域にわたる幅の広い波が周期的に（一斉に）マイクロチャンネルを通過するというものである。以上に示した様式分類を用いて、続いて沸騰観察結果を分類・整理してゆく。

温水の入口温度 $T_{water,in}$ とその質量流量 $\dot{m}_{water}$、及びフロリナートの入口温度 $T_{FC,in}$ を一定とし、フロリナート流量 G_{FC} を変化させた実験を行い、このとき観測された混相流れの流動様式を Table 4 - 2 に示す。実験条件は $T_{water,in} = 74$ ^{o}C、$T_{FC,in} = 41$ ^{o}C、$\dot{m} = 1.51$ g/sec とし、G_{FC} を 0.1 〜 0.9 cc/sec の範囲で 0.1 cc/sec の刻みで変化させた。マイクロチャンネル部を 6 個の長方形領域に分割し、それぞれの領域において最も代表的な様式を Figure 4 - 3 に基づく分類で示した。すなわち表中のそれぞれの列は、その一番上に示された（マイクロチャンネル領域の 6 分の 1 の面積を持つ）灰色の領域についての様式を示している。なお Table 4 - 2 の上方にも示されているように、フロリナートは左から右に流れ、その温水はその下の層を下から上に流れる。すなわちこの場合にはマイクロチャンネルの左上の部分（Table 4 - 2 の一番左の列）で最もクオリティが低く、右下の部分（Table 4 - 2 の一番右の列）で最もクオリティが高くなる。$G_{FC} = 0.9$ 〜 0.8 cc/sec の範囲ではマイクロチャンネルの全域においてクオリティ及びボイト率は低く、ごく弱いサブクール沸騰が起きているにすぎない。従って熱交換の大部分は顕熱によって行なわれていると考えられる。この場合を肉眼で見ると、全くの透明な液体が流れてい

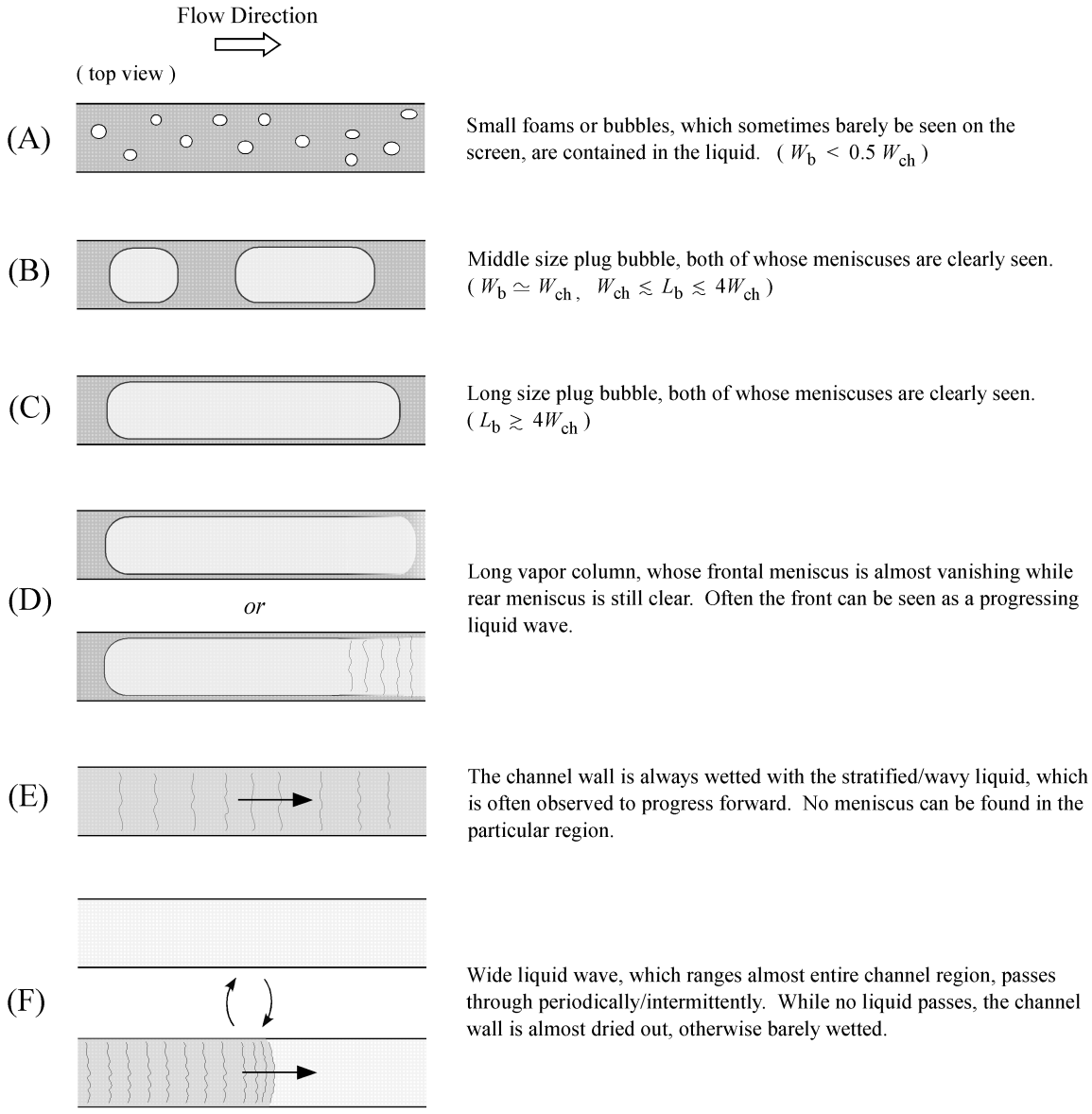


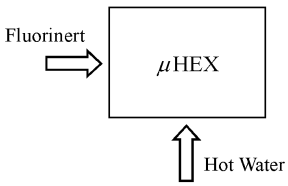
Figure 4 - 3: Distinction of each boiling regime in this report (A $\sim$ F). Each regime is schematically delineated for a part of a channel in top-view manner. W_b, L_b, and W_{ch} denote width of a bubble, length of a bubble, and width of a channel, respectively.

るようにしか見えず、流れに気泡が含まれていることを知るのは不可能である。G_{FC} が減るにつれて、クオリティ及びボイド率は上昇してゆく。$G_{FC} = 0.7 \sim 0.4$ cc/sec の範囲では、流路上流で発生した気泡が流下するに従ってその長さを増しながら成長してゆく様子がはっきりと観察される。(すなわちこの範囲は、本実験における G_{FC} の範囲の中で最も気泡のメニスカスが判りやすく観察される流量範囲である。) なお表中の $G_{FC} \leq 0.5$ において 'B/C' などの表現が用いられているが、これは対応する領域内において複数の様式が同程度 (時間的或いは空間的に) 混在しており、それらのいずれもが明確に存在しているために様式を一つに絞り込めない場合に用いた表現である。ただし 'B/C' という表現は両者の頻度の大小関係には言及していない。$G_{FC} = 0.3$ cc/sec になると、下の方の流路数本 (特にその出口付近) ではメニスカスを保てない状態までクオリティが上昇する。このような領域では、メニスカスの代わりに液相フロリナートが波状となって進行する様子が観察される (様式 (E))。しかしながら流路の上半分程度では、依然メニスカスをはっきりと見ることのできる plug bubble の流れとなっている。$G_{FC} = 0.2$ cc/sec になると、上側数本の流路を除いてはメニスカスは存在しない。下半分の領域では、殆どの時間流路壁面は液相フロリナートで濡れているが、特に出口付近の領域では波状となった液相フロリナートの通過とドライアウトが交互しているように観察される。最も流量の少ない $G_{FC} = 0.1$ cc/sec の場合の混相流れの様子は、$G_{FC} = 0.2$ cc/sec の場合とは大きく異なる。すなわち $G_{FC} = 0.1$ cc/sec の場合には流路全域においてメニスカスは存在せず、半分以上の時間冷媒で濡れているのは上側の流路数本のみである。その他の流路については、殆どドライアウトして液面が観測されない状態が比較的長い時間を占め、周期的・間欠的に液相フロリナートが幅広い波となってマイクロチャンネルを一斉に通過する。本実験において観測された、波が一斉に通過する周期はほぼ 0.1 sec であり、このような明らかな周期的変動が存在する点で $G_{FC} = 0.2$ cc/sec の場合とは異なっている。この周期的変動は、肉眼では流路全域がかすかに振動しながら発泡している様に見える。

なお Table 4 - 2 の実験条件では、$G_{FC} = 0.1$ cc/sec の場合の出口におけるクオリティ x_{out} は 1 を上回っている。このことは、時間的に平均するとすでに流路の多くの範囲でドライアウトが起きていることを意味している。従来からのマクロサイズの流路におい

ては、流路出口におけるクオリティが 1 に達する前にほぼ必ず限界熱流束 (CHF) を迎えるのであるが、注意しなければならないのはマイクロチャンネルヒートシンク・熱交換器においては $x_{out} \simeq 1$ が必ずしも CHF の条件とはならない点である [1]。Bowers らは [1] の中で冷媒に R-113 を用いて 1 cm 四方の発熱面から除熱する実験を行ない、マイクロチャンネルを用いると CHF がしばしば $x_{out} > 1$ の範囲に存在することを実験的に示し、またこの現象に対する理由を述べている。詳しくは [1] を参照されたい。

Peng らは [2] の中で 0.6 mm × 0.7 mm の断面を持つマイクロチャンネルに水を作動流体として流し、マイクロチャンネルプレートを Joule heating により加熱して水が液単相及びサブクール沸騰する場合について実験を行なった。その中で、彼らはマイクロチャンネルプレートの流路壁面が過熱 ($\simeq 104\ ^oC$) されている状態で、マイクロチャンネル内の観測を Pyrex ガラスのカバープレートを通じて行なった。彼らによると、気泡はマイクロチャンネル出口付近のフッター部において微小な気泡が連なって流れるのが観察される ("... strings of small bubbles were observed in the mixing chamber at the outlet as the heated liquid flowed out of the microchannels.") と述べている。しかしながら、どれだけ加熱してもマイクロチャンネル内には気泡が観察されず ("However, there were still no bubbles observed in the microchannels throughout the experiment, even at the highest surface temperature of this investigation.")、彼らこのことを、マイクロチャンネルのスケールが気泡が成長できる限界のスケールを下回っているためにマイクロチャンネル内では気泡は存在も成長もできず、観測されなかった ("If the scale of liquid bulk is large enough, bubbles could grow, otherwise, no bubbles grow and exist in liquid. ... If liquid bulk size is smaller than this evaporating scale, bubbles cannot exist in liquid. This concept may explain why no bubbles were observed in the micro-channel, i. e. the scale of microchannels was smaller than the necessary evaporating space.") と説明している。この説明及び解釈は、明らかな誤りであると言わざるを得ない。例えば Table 4 - 2 で示した観測実験においては、$G_{FC} = 0.9 \sim 0.7$ cc/sec の流量範囲ではキセノンランプで光を集光しながらハイスピードカメラ（4500 コマ/秒）で撮影しなければ、流路直径の 10 分の 1 以下の細かな気泡が壁面から発生し、これが流れていることを知ることは不可能である。先程も述べたように、これを肉眼で見た場合には全くの透明な液体が流れ



Conditions :

$T_{\text{water, in}}$ = 74 ℃

$T_{FC,\text{ in}}$ = 41 ℃

$\dot{m}_{\text{water}}$ = 1.51 g / sec

G_{FC} [cc / sec]	μHEX	μHEX	μHEX	μHEX	μHEX	μHEX
0.9	A	A	A	A	A	B
0.8	A	A	A	A	A	B
0.7	A	A	A	B	B	B
0.6	A	A	A	B	B	C
0.5	A	A	A	B/C	B	C/D
0.4	A	A/B	A/B	B/C	B/C	D
0.3	A	B	B/C	C/D	C/D/E	E
0.2	B	B/C/D	D/E	D/E	E/F	F
0.1	D/E	E	F	F	F	F

Table 4 - 2 : Observation of local boiling phenomena for several G_{FC}. The microchannel area was divided into six rectangular areas, then the boiling regime for each area was determined from a movie taken with a high-speed camera. Definitions of the boiling regimes are based on Figure 4 - 3.

ているようにしか見えない。また $G_{FC} = 0.6 \sim 0.4$ cc/sec の流量範囲でも、Table 4 - 2 に示した概略図の上の領域については肉眼で気泡の存在を確認することはほぼ不可能である。一方 Peng らは [2] の中で気泡を何によって観測したのかは全く触れておらず、その文脈から判断して肉眼で観測したものと思われる。もしもたかだか 0.6 mm × 0.7 mm の流路内で気泡が存在できないのならば、一体バブルジェットプリンタはどのようにして動作するのであろうか。

続く第 3 節において数々の熱交換実験の結果が示されるが、それらの実験についても同様に $T_{FC,in} \simeq 40$ °C、$\dot{m} = 1.51$ g/sec とし、49 °C $\leq T_{water,in} \leq$ 79 °C の範囲で実験が

行なわれる。すなわち次節で行なわれるこれらの沸騰熱交換実験において、カバーすべきフロリナート流量は、$0.2 \leq G_{FC} \leq 0.9$ の範囲であると言えよう。なぜならば、この流量範囲によって検証すべき $0 < x < 1$ の範囲がほぼカバーされると同時に、Table 4 - 2 に示された様々な混相流れの様式が包括されるからである。しかしながら、ドライアウトとフロリナートの通過を交互に繰り返し特異な沸騰様式を示す $G_{FC} = 0.1$ cc/sec の場合も興味深いので、次節の熱交換実験においてはフロリナートの流量範囲を $0.1 \leq G_{FC} \leq 0.9$ と選ぶことにする。

4.3 沸騰熱交換特性

本節では第 2 章で製作した μHEX を用いて各種の熱交換実験が行ない、その沸騰熱交換特性を明らかにしてゆく。本節における実験は $T_{FC,in} \simeq 40$ ^{o}C、$\dot{m} = 1.51$ g/sec を固定して、$0.1 \leq G_{FC} \leq 0.9$、49 ^{o}C $\leq T_{water,in} \leq 79$ ^{o}C の範囲について行なわれる。本節における実験の測定結果及びそれを整理して得られる各種重要パラメーターを Table 4 - 3 にまとめて示す。この表には# 7 〜# 15 の 9 個のデータセットが含まれているが、番号の違いは実験を行なった日の違い（及び G_{FC} の違い）を表している。すなわち Table 4 - 3 には、$G_{FC} = 0.1$ 〜 0.9 g/sec の流量範囲を 0.1 g/sec 刻みで変化させた 9 日分のデータが示されている。この表の中では T_c、T_h 及び G_{FC} はそれぞれ低温側・高温側流体の温度及びフロリナートの体積流量を意味する。すなわち $T_{c,in} \equiv T_{FC,in}$ である。なおフロリナート出口ではほぼ 1 気圧（もしくはそれを僅かに上回る程度の圧力）となっているので、$T_{c,out}$ の値が 56 ^{o}C 以上の場合には出口において必ず気相が存在し、飽和状態となっている。ただし $T_{c,out}$ が 56 ^{o}C 以下の場合でも $T_{h,in}$ が 56 ^{o}C を大きく上回っていれば、（温水の上流に近い）チャンネルの一部で沸点を上回ることによって局所的に発泡していたり、またサブクール沸騰による細かい気泡が存在していたりと、必ずしも流路全体で液単相になっているわけではないことに注意する必要がある。

ここで前章における液単相の場合とはデータ整理の手順が多少異なることを強調しておかなければならない。これは、液単相熱交換の場合と本章における沸騰を伴う熱交換

Table 4 - 3: Experimental datasets for # 7 ∼ # 15.

#	$T_{c,in}$ [^oC]	$T_{c,out}$ [^oC]	$T_{h,in}$ [^oC]	$T_{h,out}$ [^oC]	ΔT_{max} [K]	F [-]	ΔT_{lm} [K]	$\dot{m}_{water}$ [g/sec]	Q [W]	G_{FC} [cc/sec]	ΔP [kPa]	$F\Delta T_{lm}/Q$ [K/W]	R_{tot} [K/W]
# 7	38.8	42.2	49.3	47.8	10.5	0.986	8.01	1.51	7.46	0.90	30.61	1.06	1.41
# 7	39.2	44.3	54.3	52.2	15.0	0.986	11.4	1.51	10.39	0.90	30.76	1.08	1.45
# 7	40.3	46.7	59.1	56.5	18.7	0.986	14.2	1.51	13.11	0.90	30.01	1.07	1.43
# 7	40.4	48.9	64.3	61.0	23.9	0.985	17.9	1.51	17.85	0.90	29.94	0.99	1.34
# 7	40.1	50.9	68.9	65.1	28.8	0.985	21.4	1.51	20.54	0.90	30.64	1.02	1.40
# 7	40.7	53.8	73.9	69.4	33.2	0.983	24.2	1.51	24.71	0.90	31.50	0.96	1.34
# 7	40.6	56.2	78.8	73.3	38.2	0.981	27.3	1.51	30.87	0.90	36.07	0.87	1.24
# 8	38.8	42.3	49.3	47.9	10.5	0.986	8.0	1.51	6.89	0.80	24.27	1.14	1.52
# 8	39.9	45.0	54.3	52.4	14.3	0.986	10.8	1.51	9.03	0.80	23.83	1.18	1.59
# 8	39.8	46.8	59.1	56.6	19.3	0.986	14.5	1.51	12.62	0.80	23.79	1.13	1.53
# 8	40.1	49.3	64.1	60.9	24.0	0.984	17.7	1.51	16.89	0.80	24.11	1.03	1.42
# 8	40.6	52.0	68.9	65.1	28.3	0.983	20.5	1.51	20.65	0.80	24.68	0.97	1.37
# 8	40.9	54.7	73.8	69.3	32.9	0.982	23.4	1.51	24.55	0.80	26.41	0.94	1.34
# 8	39.8	56.8	78.6	73.0	38.9	0.979	27.1	1.51	31.81	0.80	33.72	0.84	1.22
# 9	39.5	43.1	49.3	47.9	9.8	0.984	7.2	1.51	6.87	0.70	19.35	1.04	1.43
# 9	40.1	45.4	54.2	52.4	14.0	0.985	10.4	1.51	8.65	0.70	18.97	1.19	1.62
# 9	40.4	47.6	59.1	56.7	18.7	0.984	13.7	1.51	12.01	0.70	19.05	1.13	1.55
# 9	40.1	49.9	64.2	61.0	24.1	0.983	17.4	1.51	16.65	0.70	19.26	1.03	1.45
# 9	40.8	52.9	69.0	65.3	28.2	0.982	20.0	1.51	19.88	0.70	20.14	0.99	1.42
# 9	40.3	55.4	74.0	69.4	33.7	0.980	23.5	1.51	24.95	0.70	24.13	0.92	1.35
# 9	41.2	58.4	78.6	73.5	37.3	0.979	25.8	1.51	27.76	0.70	32.09	0.91	1.35
# 10	39.4	43.1	49.2	48.0	9.8	0.985	7.25	1.51	5.33	0.60	15.22	1.34	1.84
# 10	40.5	45.9	54.0	52.4	13.5	0.985	9.91	1.51	7.39	0.60	14.98	1.32	1.82
# 10	41.0	48.6	59.0	56.8	18.0	0.983	12.92	1.51	10.74	0.60	15.16	1.18	1.68
# 10	41.2	51.5	64.3	61.3	23.1	0.981	16.16	1.51	15.08	0.60	15.86	1.05	1.53
# 10	40.1	53.8	69.1	65.5	29.0	0.980	19.94	1.51	19.10	0.60	17.46	1.02	1.52
# 10	40.3	56.9	73.9	69.7	33.5	0.979	22.58	1.51	22.70	0.60	22.78	0.97	1.48
# 10	40.8	59.7	78.6	73.7	37.9	0.978	25.30	1.51	26.86	0.60	30.68	0.92	1.41
# 11	39.6	43.5	49.3	48.0	9.7	0.984	7.06	1.51	5.59	0.50	11.41	1.24	1.74
# 11	40.9	46.5	54.2	52.5	13.3	0.983	9.51	1.51	7.79	0.50	11.31	1.20	1.71
# 11	40.1	48.8	59.1	56.9	19.1	0.982	13.35	1.51	11.26	0.50	11.58	1.16	1.69
# 11	41.1	52.1	64.1	61.4	23.1	0.981	15.85	1.51	13.80	0.50	12.11	1.13	1.67
# 11	40.3	54.9	69.2	65.5	28.9	0.978	19.26	1.51	19.40	0.50	14.26	0.97	1.49
# 11	40.1	58.1	74.0	69.8	33.9	0.976	22.07	1.51	23.12	0.50	21.32	0.93	1.47
# 11	40.7	60.4	78.7	73.7	38.0	0.976	24.96	1.51	27.44	0.50	28.51	0.89	1.39
# 12	39.6	43.8	49.1	48.0	9.5	0.982	6.69	1.51	5.03	0.40	8.36	1.31	1.89
# 12	39.7	47.0	54.0	52.4	14.3	0.980	9.59	1.51	7.67	0.40	8.56	1.23	1.87
# 12	40.5	50.3	59.0	56.8	18.5	0.978	12.11	1.51	10.82	0.40	9.18	1.09	1.71
# 12	40.8	53.6	64.1	61.3	23.4	0.976	14.98	1.51	14.52	0.40	10.08	1.01	1.61
# 12	40.3	56.4	69.2	65.6	28.8	0.975	18.32	1.51	18.83	0.40	13.51	0.95	1.53
# 12	41.2	59.7	73.7	69.7	32.5	0.975	20.40	1.51	21.21	0.40	20.33	0.94	1.53
# 12	41.4	61.2	78.6	73.8	37.1	0.976	24.12	1.51	25.92	0.40	27.75	0.91	1.43
# 13	39.3	44.2	49.4	48.2	10.1	0.980	6.91	1.51	5.13	0.30	6.33	1.32	1.98
# 13	39.7	47.5	54.4	52.7	14.7	0.978	9.67	1.51	8.08	0.30	6.35	1.17	1.82
# 13	40.1	51.2	59.4	57.2	19.4	0.976	12.14	1.51	11.07	0.30	6.61	1.07	1.75
# 13	40.5	55.0	64.7	61.8	24.2	0.974	14.75	1.51	14.68	0.30	7.70	0.98	1.65
# 13	40.9	58.3	69.4	66.0	28.5	0.973	17.15	1.51	17.91	0.30	11.89	0.93	1.59
# 13	41.5	60.5	73.8	70.1	32.3	0.975	20.01	1.51	19.71	0.30	18.45	0.99	1.64
# 13	41.3	60.9	78.8	74.4	37.5	0.978	24.69	1.51	24.21	0.30	26.91	1.00	1.55

Table 4 - 3: Experimental datasets for # 7 〜 # 15 (cont.).

#	$T_{c,in}$ [^oC]	$T_{c,out}$ [^oC]	$T_{h,in}$ [^oC]	$T_{h,out}$ [^oC]	ΔT_{max} [K]	F [-]	ΔT_{lm} [K]	$\dot{m}_{water}$ [g/sec]	Q [W]	G_{FC} [cc/sec]	ΔP [kPa]	$F\Delta T_{lm}/Q$ [K/W]	R_{tot} [K/W]
# 14	38.8	44.8	49.3	48.1	10.5	0.976	6.60	1.51	5.31	0.20	3.79	1.21	1.97
# 14	40.2	48.8	54.3	52.8	14.1	0.975	8.61	1.51	7.13	0.20	3.86	1.18	1.98
# 14	40.6	52.8	59.0	57.2	18.4	0.976	10.55	1.51	8.44	0.20	4.84	1.22	2.18
# 14	41.5	56.7	64.3	61.8	22.8	0.972	12.90	1.51	12.53	0.20	6.54	1.00	1.82
# 14	41.6	59.3	69.0	65.9	27.4	0.973	15.94	1.51	15.66	0.20	10.94	0.99	1.75
# 14	40.6	60.2	73.7	69.8	33.1	0.974	20.32	1.51	20.35	0.20	16.93	0.97	1.62
# 14	41.2	59.8	78.8	73.9	37.6	0.978	25.23	1.51	26.36	0.20	25.11	0.94	1.43
# 15	37.2	45.3	49.4	48.5	12.2	0.982	7.15	1.51	3.96	0.10	2.64	1.77	3.09
# 15	37.9	49.4	54.4	53.1	16.6	0.980	9.17	1.51	6.13	0.10	2.52	1.47	2.70
# 15	38.4	53.5	59.3	57.6	20.9	0.981	11.15	1.51	7.69	0.10	2.68	1.42	2.72
# 15	38.5	58.5	64.5	62.3	26.0	0.980	12.91	1.51	10.16	0.10	3.76	1.25	2.56
# 15	40.0	61.3	69.3	66.6	29.3	0.975	15.50	1.51	13.92	0.10	6.05	1.09	2.11
# 15	40.9	62.1	74.2	70.8	33.3	0.976	19.71	1.51	17.24	0.10	10.48	1.12	1.93
# 15	41.1	61.3	78.9	74.6	37.8	0.978	24.69	1.51	23.22	0.10	15.90	1.04	1.63

の場合とでは、その被測定値の挙動が多少異なるためである。液単相の場合にはμHEXの入口・出口に設置された4箇所の熱電対の測定値、及び差圧計の読み取り値は、時間的変動を殆どせずに比較的安定をしていた。前章におけるグラフプロットのいずれもがerror barをつける必要が無い程度まで明確な（一致した）傾向を示していたのはこのためである。しかしながら本章における沸騰熱交換実験では、これらの値は無視できない程度までの、すなわちerror barをつける必要性が生じる程度までの変動を伴う。差圧計の読み取り値に関しては、計測期間中に達成した最高値と最低値を記録しておき、データ整理の段階でこれらの中間の値を代表値とし、最高値と代表値の差（または代表値と最低値の差）をerror barとしてつけることにする。つまりTable 4 - 3に示されているΔPはこのようにして求められた代表値である。μHEXの入口・出口に設置された4箇所の熱電対の測定・記録に関しては、より正確を期すために、実験において十分に定常状態に達した後、30秒おきに5回data loggerの記録ボタンを押して記録を行ない、実験終了後各測定条件におけるこれら5回分の温度測定値の平均を取った。前章における液単相熱交換の実験では、熱交換量Qを求める際に温水が失った熱量と冷水が得た熱量の平均値を用いた。（Figure 3 - 4のプロットが原点を通過していることからも判るように、このようにしてQを求めることで、交換されずに外に逃げる熱量の影響を緩和できたのである。）しかしながら本章では低温側流体であるフロリナートが相変化するので、（潜

熱の方が顕熱よりも十分大きいことからも）フロリナートの温度変化を Q を求める際に用いるのは妥当ではない。従って温水の温度降下 $T_{h,in} - T_{h,out}$ のみから Q を求めることになるのだが、その為には何らかの方法で外に逃げる熱量を補正する必要がある。そこで本章における熱交換実験では、Figure 4 - 1 に示された熱電対設置箇所以外に 3 箇所に熱電対を設置して、これらからの読み取り値を熱の逃げの補正に用いた。これらの 3 箇所というのは、1) 第 2 章の章末に付した図面における上部フランジの上面と 2) 下部フランジの下面、及び 3) 実験装置周囲の大気中、である。ここで 1) と 2) の測定値の平均を T_{surf}、3) の測定値を T_{amb} と呼ぶことにしよう。＃ 7 〜#15 の熱交換実験すべてについて実験中の air conditioning の設定（すなわち温度・風量・風向）はほぼ一定に保たれているので、各実験点における熱の逃げ量 Q_{escp} は、$T_{surf} - T_{amb}$ に比例すると考えて良いであろう。この比例係数の決め方であるが、まず試しに幾つかの熱交換実験、特にフロリナートが液単相の範囲での熱交換実験を行ない、測定値から作成された Q と ΔT_{lm} の間のプロットが原点を通るように、その比例係数（α としよう）を決定した。このようにして良いのは、第 3 章に示した実験結果より液単相熱交換の場合には Q と ΔT_{lm} のプロットが原点を通ることからも明らかである。このようにして $\alpha = 0.15$ が決定された。つまり Table 4 - 3 に示されている Q の値は、

$$Q = \dot{m}_{water}\, C_p\, (T_{h,in} - T_{h,out}) - 0.15\, (T_{surf} - T_{amb}) \tag{1}$$

によって補正された値である。さらに、Q の値にも error bar を付ける必要がある。具体的には、式 (1) における $T_{h,in} - T_{h,out}$ の値に $\pm$ 0.1 ^{o}C の変動誤差が含まれると考えて、Table 4 - 3 に示されている Q の値に error bar を付けてゆくことにする。

前章において論じたように代表温度差には ΔT_{lm} と ΔT_{max} の二つがあり、そのどちらよって縦軸にくるパラメーターがより適切に整理されるのかは場合によって変わってくる。例えば R_{tot} などは ΔT_{max} で整理されるべき典型的なパラメーターである一方、R_{tot} に大きな影響を与える U は一般的に ΔT_{lm} によって整理される。ところが本章における沸騰熱交換の場合には、ΔT_{lm} の物理的意味が曖昧になってくる可能性があることに注意しなければならない。これは、ΔT_{lm} は定物性の発達した流れの仮定のもとに定義さ

れている温度差だからである [3]。まず始めに、熱交換量 Q と代表温度差の関係を見ることによって本章におけるそれぞれの代表温度差の有効性及び意味について考えてみよう。Figure 4 - 4 (a) に Q と ΔT_{lm} の関係を、Figure 4 - 4 (b) に Q と ΔT_{max} の関係をそれぞれ示す。（以降 Figure 4 - 12 まで、グラフプロットは実験番号 (#) によって色分けして示す。この色分けに関しては Figure 4 - 4 (a) の中に示した対応一覧を用いられたい。）Figure 4 - 4 (a) によると、液単相及び気液混相の両方の場合について Q が ΔT_{lm} によってよく整理されており、流動様式が特異な 0.1 cc/sec 点を除いては殆ど同一線上に乗っていることがわかる。このことは沸騰相変化が起きている場合にも対数平均温度差 ΔT_{lm} が代表温度差として機能している（すなわち有効である）ことを意味していると同時に、沸騰熱交換を議論する場合にも液単相の $R_{conv} + R_{cond}$ に相当する熱抵抗成分を R_{tot} から分離できる可能性を示唆している。さらに考えると、Figure 4 - 4 (a) は液単相の $R_{conv} + R_{cond}$ に相当する熱抵抗が沸騰の有無によってさほど変わらないことを示唆していると言えよう。対照的に Figure 4 - 4 (b) に示したように Q を ΔT_{max} で整理すると、G_{FC} によってプロットに多少のばらつきが生じる。Q を ΔT_{lm} で整理した場合には流量によってプロットがばらつかず、ΔT_{max} で整理した場合には流量によってばらつくということは、沸騰熱交換を議論する場合にも液単相の R_{cap} に相当する熱抵抗成分を R_{tot} から分離して考えることができることを示唆している。より詳細に Figure 4 - 4 (b) を見てみると、ある決められた入口温度差で（ポンプ圧力を問わずに）なるべく大量の熱を奪うためには、フロリナートを少量流して沸騰させるよりは大量に流して殆ど液相の状態で除熱を行なう方が良いことがわかる。つまりある ΔT_{max} のもとでは、沸騰の有無に関わらずフロリナート流量 G_{FC} が多ければ多いほどより低い R_{tot} の値を達成できるという結果になっている。以上の議論から、我々が第 3 章で行なったような R_{tot} を $R_{conv} + R_{cond}$ 成分と R_{cap} 成分に分離して議論するという方法が、本章における沸騰熱交換の場合にも適用可能であると考えられれる。

続いて、本沸騰熱交換実験の測定結果を熱抵抗によって整理しながら議論を進めてゆくことにする。なお本章では赤色で示した $G_{FC} = 0.1$ cc/sec のプロットを（その流動様式が特異な為に）以降の議論から除外することにする。すなわち以降の議論は $0.2 \leq G_{FC} \leq 0.9$ cc/sec のプロットのみに対して言及するものとする。Figure 4 - 5 (a) 及び (b) にそれぞ

れ R_{tot} ($= \Delta T_{max}/Q$) と ΔP 及び ΔT_{max} の関係を示す。特に $G_{FC} = 0.2$ cc/sec のプロットに注目すると、ΔT_{max} が大きくなり沸騰が活発になるにつれて R_{tot} が低下し、同時に ΔP が急増することがわかる。Figure 4 - 5 (a) から、流量及び沸騰の有無に依らず R_{tot} と ΔP の関係がほぼ同一線上に乗っていること及び ΔP の増加に対して R_{tot} があまり減少しないことが読み取れるが、これらの点についてはしばらく後に R_{tot} の内訳を示しながら議論することにする。Figure 4 - 5 (a) の図中には、比較のため液単相の水同士の熱交換における R_{tot} と ΔP の関係を示してある。これらの点の R_{tot} には Table 3 - 2 に示された# 3 〜# 6 の値を用い、ΔP には発達した層流の関係式から求められる流路各部の圧力損失を足し合わせることによって（つまり Figure 3 - 2 で用いた方法によって）計算された値を用いた。また、圧力損失の計算には 40 ^{o}C における水の物性値を用いた。（このようにして計算された値には Figure 3 - 3 に示したような流量が多い場合に生じる剥離による圧力損失が考慮されていないが、剥離の存在によって増加する圧力損失はせいぜい 2 〜 3 割程度なので、R_{tot} の大小を比較する際に用いることには特に問題は無いであろう。）この比較よりフロリナートを用いる場合の R_{tot} は、（沸騰の有無に関わらず）ほぼ同じ ΔP における液単相の水を用いる場合の 2 倍程度高いものとなっている。これはフロリナートの熱物性の悪さに原因があると考えられる。25 ^{o}C における物性値を比較してみると、フロリナートの熱伝導率 (0.059 W/m·K) は水のおよそ 10 分の 1 で、また ρC_p (1.76×10^6 J/m^3 K) は水のおよそ 2.4 分の 1 と低い。熱伝導率及び ρC_p がそれぞれ R_{conv} 及び R_{cap} に反比例することを考えれば、このようなフロリナートの劣った熱物性が水と比較した際の高い熱抵抗の原因となっているのである。（また、1 気圧におけるフロリナートの蒸発潜熱は 88 kJ/kg であり、これは水のおよそ 25 分の 1 と極めて低い。一方で 25 ^{o}C におけるフロリナートの動粘度は 0.4 cSt であり、これは水の約半分である。）このことから、少なくともフロリナートを液単相熱交換に用いることは望ましくないと言えよう。

続く Figure 4 - 6 (a) 及び (b) に $F\,\Delta T_{lm}/Q$ と ΔP 及び ΔT_{max} の関係を示す。$F\,\Delta T_{lm}/Q$ は液単相熱交換における $R_{conv} + R_{cond}$ に相当する熱抵抗成分であるが、沸騰熱交換の場合には ΔT_{lm} の物理的意味が完全に明確では無いので、このことを明示的に意味する為にあえて $F\,\Delta T_{lm}/Q$ という表記を用いている。Figure 4 - 6 (a) の各 G_{FC} における液

単相のプロットのみを比較すると、G_{FC} が大きくなるにつれて $F\,\Delta T_{lm}/Q$ が僅かに低下することがわかる。これは（Figure 3 - 12 でも見たように）発達区間長さの違いに起因するものである。沸騰が開始すると、各 G_{FC} における $F\,\Delta T_{lm}/Q$ の値は多少の ΔP の増加とともに 0.4 K/W 程度低下するが、それ以上沸騰が活発になっても ΔP が増えるのみで $F\,\Delta T_{lm}/Q$ は殆ど低下しなくなることがわかる。すなわち本実験の範囲では、沸騰状態においては $F\,\Delta T_{lm}/Q \simeq 1.0$ K/W となり、液単相の場合と同様に沸騰を伴う場合にも $F\,\Delta T_{lm}/Q$ が温度差及び流量に依らずほぼ一定となることを示している。Figure 4 - 6 (b) からも、ΔT_{max} が大きく沸騰が活発に起きている場合の方が $F\,\Delta T_{lm}/Q$ の値が液単相の場合より 0.4 K/W 程度低くなっていることを読み取ることができる。

以上より本実験の範囲では沸騰の活発化とともに多少熱伝達率が上昇し、ある程度沸騰が活発になるとそれ以上熱伝達率が低下しなくなるという結果が得られたが、他の文献は必ずしもこのような結果を示してはいない。Ravigururajan は冷媒に R-124 を用いてマイクロチャンネル内沸騰の実験を行ない、沸騰が活発になるとともに熱伝達率 h が急速に低下し、ある程度沸騰が活発になると（すなわちある程度 x_{out} が大きくなってくると）殆ど低下しなくなるという結果を示している [4]。一方で Peng らは冷媒に水 [2]、メタノール [5]、メタノールと水の混合液 [6]（出版年順）をそれぞれ冷媒として液単相及び沸騰熱交換実験を行ない、いずれの場合も核沸騰が顕著になると液単相の場合よりも熱交換が促進されることを示した。具体的には、[2] においては、核沸騰領域では液単相領域と比較してより少ないマイクロチャンネルプレート壁面の温度上昇でより大きく Q を増加させることが示され、また核沸騰領域における沸騰曲線が流量・入口サブクール度によらずほぼ一致することが示された。[5] においては、核沸騰が活発になってくると液単相の場合よりも熱伝達率 h が向上し、また沸騰が活発になるにつれて h とマイクロチャンネルプレートの壁面温度の関係を表すプロット点が冷媒流量に依らずほぼ同一の線上に並ぶようになることが示されている。[6] では、同様に沸騰によって h が向上し、核沸騰領域における沸騰曲線が流量・入口サブクール度によらずほぼ一致することが示されている。ここで、研究者によって h の定義が若干異なることに注意する必要がある。例えば Peng らは [5] において $h \equiv q''/(T_{surf,mean} - T_{c,in})$ （$T_{surf,mean}$：平均壁面温度）と定義しているが、これは必ずしも妥当な定義ではないと著者は考えている。なぜなら

ば ($T_{surf,mean} - T_{c,in}$) という代表温度差は入口におけるサブクール度が小さいときには妥当かもしれないが、彼らの実験ではこれがある程度の大きさをもっているので、むしろ対数平均温度差或いは算術平均温度差を使うべきではなかったのかと思う。また著者は、Peng らによって書かれた論文 [2] [5] は極めて controversial ではあるが、根拠のない推論を議論が曖昧なままで述べていることが多く、特に液単相の実験データの信頼性は疑わしいとさえ考えられる。同様に Ravigururajan の論文 [4] に示されている実験データも疑わしいと言わざるを得ない。（例えば [4] の Figure 6 を見よ。明らかに彼らの誤差解析と実際の誤差が一致しておらず、そしてこれらのデータにはかなり大きな error bar を付けるべきであったことが判るであろう。）一見すると Ravigururajan の結果 [4] と Peng らの結果 [5] は全く対極の傾向を示しているように見える。しかし、このことは以下のように考えればその説明ができるのではないかと著者は考えている：マイクロチャンネルのような従来に比べ非常に小さい対象物を計測する実験では、計測対象本体の体積とこれに接触している（カバープレート或いは配管接続部などの）部品の体積の比が極めて小さくなり、全熱交換量に占める「熱の逃げ」の割合が比較的大きくなってくる。この「熱の逃げ」が適切に考慮されているかどうかによってその結果は大きく異なったものとなる。すなわち Figure 4 - 4 において実際よりも Q を大きく見積もってしまった場合、プロットの全体がほぼ平行に上にずれて、ΔT_{max} が大きくなり沸騰が活発化するとともに、h が急速に減少し次第に一定値に近づくという（Ravigururajan が示したような）結果となる。またもしも実際よりも Q を小さく見積もってしまった場合、Figure 4 - 4 のプロット全体がほぼ平行に下にずれ、ΔT_{max} が大きくなり沸騰が活発化するにつれて h が急速に増加してゆくという（Peng らが示したような）結果となる。以上の説明はあくまで著者の考える仮説に過ぎないが、「（直径が 200 〜 1000 μm 程度の比較的大きな）マイクロチャンネルにおいてしばしば特異的な挙動が観測されるのは、精度の良い計測が困難になるため」と考えている研究者が多数存在することは事実であり、これらの点は読者の考慮に含められるべきであろう。

Figure 7 (a) 及び (b) にそれぞれ、$R_{tot} - F\,\Delta T_{lm}/Q$ と ΔP 及び ΔT_{max} の関係を示す。すなわち Figure 7 は Figure 5 と Figure 6 の差であり、$R_{tot} - F\,\Delta T_{lm}/Q$ は液単相熱交換における R_{cap} に相当する熱抵抗成分である。しかし $R_{tot} - F\,\Delta T_{lm}/Q$ という表記は長

いので、これに代えて以降の文中では R^*_{cap} という表記を用いることにする。Figure 7 (a) 及び (b) のいずれからも読み取れるが、$G_{FC} = 0.2$ cc/sec の場合を除いて、各 G_{FC} における R^*_{cap} の値は沸騰の有無に関わらずほぼ一定となっている。また、沸騰の有無に依らず G_{FC} が大きいほど R^*_{cap} が小さくなっていることが判る。ここで Figure 4 - 7 (a) の中の $G_{FC} = 0.2$ cc/sec における液単相のプロット点と、$G_{FC} = 0.9$ cc/sec における液単相のプロット点を比較してみると、両者の間にはおよそ 0.4 K/W の差があることがわかる。（これらのプロットは Figure 4 - 7 (b) の $\Delta T_{max} \simeq 10$ K におけるそれぞれの G_{FC} のプロットなので、こちらを見た方が判りやすいかもしれない。）この R^*_{cap} の差は、Figure 3 - 12 に示されたような液単相の流動特性を反映しているものである。$G_{FC} = 0.2$ cc/sec の場合（及び $G_{FC} = 0.1$ cc/sec の場合）に沸騰とともに R^*_{cap} が減少することについては、冷媒の大部分が相変化することによってその熱容量が顕著に変化したことが原因だと考えられる。

さて、先の Figure 4 - 5 について議論した際に「流量及び沸騰の有無に依らず R_{tot} と ΔP の関係がほぼ同一直線上に乗っている」ことと、「ΔP の増加に対して R_{tot} があまり減少しない」ことについて触れた。前者については、沸騰が起きることによって熱抵抗 (R_{conv}) がおよそ 0.4 K/W 低下し同時に沸騰により圧力損失が増加するという変化と、フロリナート流量が 0.2 cc/sec から 0.9 cc/sec まで増加することによって R^*_{cap} がおよそ 0.4 K/W 低下し同時に流量の増加により圧力損失が増加するという変化の、二種類の異なる「熱抵抗低減・圧力損失増加」のメカニズムによって引き起こされる変化が Figure 4 - 5 (a) では一本の線上に重なって見えているということである。従って、この「Figure 4 - 5 (a) において流量及び沸騰に依らずプロット点が一本の線上に並ぶ」という現象はフロリナートを本 μHEX に用いた場合に観察された現象であって、別の種類の冷媒或いは別の形状の熱交換器で同様な実験をした場合にもプロットが一本の線上に乗るとは限らない。また後者については、（Figure 4 - 6 で見たように）ΔT_{max} が大きくなり沸騰が活発化することによって ΔP は数倍に増加するが、R_{conv} はせいぜい 30 %程度しか低下しないことと、（Figure 4 - 7 で見たように）$G_{FC} = 0.2$ cc/sec の場合を除いて沸騰が活発化しても R_{cap} が殆ど変化しないことがその原因であると言えよう。

先に見た Figure 4 - 6 (a) から、沸騰が起きることによる急速な圧力損失の増加という

デメリットが、沸騰が起きることによる R_{conv} 成分の減少というメリットを脅かしていることが読み取れる。続いて圧力損失に焦点をあてて議論を進めることにする。Figure 4 - 8 (a) 及び (b) に、それぞれ ΔP と ΔT_{max} 及び ΔT_{lm} の関係を示す。どちらのグラフもほぼ同じ傾向を示しているが、しばらく (a) の方を見ながら述べてゆくことにする。ΔT_{max} が比較的低くフロリナートが液単相の範囲では、ΔT_{max} の上昇に対して各流量における ΔP の値は（粘性の変化の影響で僅かに低下するが）一定となっているが、ΔT_{max} が上昇して発泡が活発に起こるようになると急激に ΔP が上昇する様子がわかる。興味深い点は、すべてのプロットが沸騰の開始とともに一つの放物線に収束してゆくことである。（このことは、(b) の方を見た方が判りやすいかもしれない。）すなわちこの放物線より左側の領域が液単相もしくは沸騰が活発でない領域を表し、放物線上が沸騰が活発な領域、そして放物線より右側には状態が存在しないことを表している。Figure 4 - 6 (a) の中には流量の異なる 2 つのプロット点を結んだ線が 2 本書きこまれている。これらはそれぞれの ΔT_{max} の値が等しいが流量が異なるプロット点の組である。この 2 組のプロット点は、(b) の中ではそれぞれ右上がりの直線で結ばれたプロット点の組に対応している。この対比は、同じ入口温度差 (ΔT_{max}) が与えられていた場合、流量が少なくて沸騰を伴う場合の方が、流量が多くて沸騰を伴わない場合よりも対数平均温度差 (ΔT_{lm}) が少なからず（5 ^{o}C 程度）低下することを示している。このことをより詳しく示すため、Figure 4 - 9 に ΔT_{max} と ΔT_{lm} の関係を示す。（なおこのグラフでは関係をより見やすくする為に $G_{FC} = 1.0$ cc/sec のプロットを除いてある。）このグラフからも、この関係を明確に読み取ることができる。フロリナートの流量が比較的多く液単相で流れている（すなわち冷媒温度が沸点以下となっている）場合の方が、流量が少なく沸騰している（すなわち冷媒温度がほぼ沸点に達している）場合よりも対数平均温度差が大きくなるのはもっともなことである。しかしながら、流量を比較的少なく選んで冷媒を沸騰させるという戦略を取った場合に、その ΔT_{lm} が流量を減らす前より大きく減少するのでは沸騰を用いる効果が薄れてしまう。なぜなら、沸騰を用いることの大きなメリットには冷媒温度が沸点近傍にクリップされるという効果、すなわち流量が少なくても（液単相の R_{cap} の上昇が潜熱による R_{cap} 減少によって相殺されて）対数平均温度差が大きく取ることができるという効果があるからである。或いは、折角（Figure 4 - 6 で示したよ

うに）沸騰が起きて R_{conv} 成分が減少しても、対数平均温度差まで減少してしまったら沸騰を用いるメリットが少なくなるとも言えよう。本熱交換実験の範囲 (# 7 〜# 15) では、フロリナートの入口温度をほぼ 40 ^{o}C としている。フロリナートの沸点が約 56 ^{o}C であるので、流量を少なく選ぶことによって沸騰させると冷媒温度のクリップ（或いは R_{conv} の低下）という恩恵にあずかる前に $56 - 40 = 16$ ^{o}C もの温度が上昇してしまう（すなわち液単相の R_{cap} が大きくなりすぎてしまう）のである。これではフロリナートの出口温度を沸点以下、例えば 50 ^{o}C とするために G_{FC} を大きく選んだ方が、圧力損失は大きくなるがより大きな熱交換量が達成できることになってしまう。（Figure 4 - 4 において、同じ ΔT_{max} が与えられた時に、G_{FC} が多くて単相の場合の方が G_{FC} が少なくて発泡を伴っている場合よりも大きな Q を達成していたことを思い出すこと。）すなわち本沸騰熱交換システムにおいて最も改良されるべき点は、より沸点が入口温度に近く、より蒸発潜熱の大きな冷媒を用いることであると考えられる。

Figure 4 - 5 から Figure 4 - 7 においては、熱抵抗をパラメーターに用いて本熱交換器の沸騰熱交換における特性を表してきた。熱抵抗を用いるとその熱交換器固有の特性を簡潔に表現することができるので、その意味からは便利なパラメーターではあるが、しかしながら熱抵抗はあくまで ΔT と Q の比に過ぎない。すなわち Figure 4 - 5 (a) においてグラフ上でほぼ重なって見える点も、それらの ΔT_{max} と Q の比がほぼ同じであるという以上のことは表してはいない。実際の設計に役立てるためには熱抵抗よりもむしろ Q, ΔT_{max}, ΔP という指標を用いて表現した方が使いやすい。なぜならば、設計の制約或いは達成すべき性能はこれら 3 個のパラメーターによって与えられるからである。より設計に使いやすい表記として、Figure 4 - 10 (a) に Q と ΔP の関係を、そして Figure 4 - 10 (b) に ΔT_{max} と ΔP の関係を示す。（Figure 4 - 10 (b) は Figure 4 - 8 (a) の縦軸と横軸を交換したものである。）(a) の中に書き込まれた 4 本のほぼ水平な線は、ほぼおなじ Q を達成しているが流量と圧力損失が異なる 2 つのプロット点を結ぶ線である。これら 4 組のプロット点は、(b) の中では 4 本の右下がりの直線で結ばれる点の組に対応する。このことから、同じ熱量を取るためには沸騰を用いる場合にはフロリナートを液単相で流す場合よりも大きな入口温度差が必要となることがわかる。これは Figure 4 - 1 (b) から得られる情報を別の表現で言い換えたものであるが、Figure 4 - 10 には圧力損

失の情報が含まれているので、より実際に使いやすい表現となっているといえる。

Figure 4 - 10 (a) を見てみると、もしもフロリナートが沸騰しない冷媒であるならば、各流量におけるプロットはグラフ上をまっすぐ上に（つまり ΔP の少ない好ましい領域に）進んで行くように思われる。ところが先程 Figure 4 - 10 において 4 組のプロット点を結んで比較した様に、高い圧力をかけてフロリナートを液単相のまま流すよりは流量を減らして沸騰を利用した方が、多少必要となる入口温度差が大きくなっても必要な圧力がはるかに小さくなって効率が良いようにも思われる。このように考え始めると、一体沸騰を利用した方が効率が良いのか、それとも沸騰させない方が効率が良いのか、混乱に陥りがちである。ここで「効率」という言葉が曖昧な意味を持っていることに注意しておかなければならない。なぜならば、ある人にとってはいかに多くの熱を取るかが問題でポンプ圧力は特に問題で無いかもしれないし、またある人にとっては限られた少ないポンプ圧力の中でなるべく多く熱が取れればいいと思っているだけかもしれない。しかしながら「なるべく少ないポンプ圧力と入口温度差で、なるべく多い熱交換量」を達成することが望まれるのは、どんな場面でも変わらないのではないだろうか。そこで以下では「沸騰をさせるのが得なのかどうか」に焦点を絞り議論を進めてゆくことにする。なお、この議論で扱う Figure 4 - 11 及び Figure 4 - 12 には $G_{FC} = 0.1$ cc/sec の場合のプロットを表示しないことにする。これは特異な場合である $G_{FC} = 0.1$ cc/sec のプロットを示すことでグラフが読み取りにくくなることを避ける為である。

始めに「より小さい圧力でより多い熱量」を達成することが「効率が良い」という価値基準のもとで、本 μHEX の沸騰熱交換特性を評価してみよう。Figure 4 - 11 (a) に $\Delta P/Q$ と ΔT_{max} の関係を示す。（つまり $\Delta P/Q$ が小さいほど「効率が良い」ことになる。）$\Delta T_{max} \simeq 10$ ^{o}C の各流量における液単相のプロットを見てみると、流量が多いほど $\Delta P/Q$ が大きくなっている。これは、Figure 4 - 5 〜 4 - 7 で見たように全熱抵抗 R_{tot} に占める液単相の R^*_{cap} の割合がそもそも低いので、流量をいくら増やしても R_{tot} のごく一部分しか減らすことができず、効率の良い熱交換促進の方法とはなっていないためである。すなわち Figure 4 - 5 (a) から判るように、$G_{FC} = 0.2$ cc/sec で液単相の状態から流量を増やし $G_{FC} = 0.9$ cc/sec で液単相の状態にしても、圧力損失が 7 〜 8 倍になる一方で R_{tot} は 25 %程度しか低下しないのである。またこのグラフより、本熱交換実

験における ΔT_{max} の全範囲で（すなわち沸騰の有無に関わらず）流量が少ないほど「効率が良い」ことになっていることがわかる。もしもフロリナートが沸騰しない流体であるならば、そして温度によって粘性係数が殆ど変化しないならばこれらのプロットはどのような挙動を示すであろうか？ 液単相の範囲では流量が一定であれば ΔP が一定であり、また R_{tot} も一定であることから、Q は ΔT_{max} に比例して増加してゆく。すなわちフロリナートが沸騰しない流体であるならば、Figure 4 - 11 (a) のプロットは ΔT_{max} の増加とともに単調に（$\Delta T_{max} \simeq 10^{o}$C における傾きを保ったまま）減少してゆくであろう。これは本 μHEX においてフロリナートを用いた沸騰熱交換を用いる場合には、液単相で多量のフロリナートを流すよりは少ない流量で沸騰させた方が「効率が良い」ことを示していると同時に、もしもフロリナートが沸騰しなければもっと効率が良かったであろうことを示唆している。さて、$\Delta P/Q$ というパラメーターは圧力損失と熱交換量の比に過ぎないので、それぞれの絶対量が問題となる実際の設計の場面では Figure 4 - 11 (a) は使いやすいとは言えない。Figure 4 - 11 (a) を実際に使いやすいものとする為には、Figure 4 - 11 (b) に示した Q と ΔT_{max} の関係と比較しながら Q の絶対値を確認する必要があるのである。（Figure 4 - 11 (b) は Figure 4 - 4 (b) と同じグラフである。）なお Figure 4 - 11 (b) は「どれだけ大きな ΔP が必要になろうとも、与えられた ΔT_{max} のもとでなるべく多くの熱交換量を達成すること」が「良いこと」である場合に、判断基準として用いるべきグラフであると言えよう。

続いて「より低い圧力損失で、より低い熱抵抗を達成すること」が「効率が良い」という価値基準のもとで、本 μHEX の沸騰熱交換特性を評価してみよう。Figure 4 - 12 (a) に $(R_{tot}\Delta P)^{-1}$ と ΔT_{max} の関係を示す。（この場合には $(R_{tot}\Delta P)^{-1}$ が大きいほど効率が「良い」と考える。）$\Delta T_{max} \simeq 10\ ^{o}$C の液単相の場合には流量が少ないほど「効率が良い」ことになっているが、この理由は先程 Figure 4 - 11 (a) について議論した際に述べた理由と同じである。また Figure 4 - 11 (a) の場合と同様に、ΔT_{max} の全範囲で（すなわち沸騰の有無に関わらず）流量が少ないほど「効率が良い」ことになっていることがわかる。ある流量についてのプロットに注目してみると、ΔT_{max} が増加し沸騰が活発になってくると $(R_{tot}\Delta P)^{-1}$ の値は図中に書き込んだ負の傾きをもった直線にほぼ沿って減少してゆくことがわかる。さて、先程と同様にもしもフロリナートが沸騰しない流体だっ

たらこれらのプロットはどのようなるであろうか？ 温度による粘性の変化が十分少なければ、液単相の R_{tot} は流量に対しほぼ一定となり、また ΔP は ΔT_{max} から独立となるので、ある流量についてのプロットは ΔT_{max} が増加するにつれて図中に書き込まれた負の傾きをもった直線を越えてさらに右の領域（すなわちより効率の良い領域）に進んでゆくであろう。すなわち沸騰よる ΔP の急増が原因となってこの負の傾きをもった直線を越えることができないのである。Figure 4 - 12 (b) は $(R_{tot}\Delta P)^{-1}$ と Q の関係を表しているが、このグラフも (a) と同様な傾向を示していることがわかる。(a) と (b) の各プロットを対応させることにより、与えられた ΔT_{max} の制約のもとで目標となる Q を達成する為にはどのような条件を選ぶのが好ましいのかが理解できよう。

Figure 4 - 11 と Figure 4 - 12 より共通して言えることは、本沸騰熱交換実験の範囲では、少なくとも先に定義した「効率」という尺度で考える限り 1) なるべく多くのフロリナートを沸騰させないように流すよりは、流量を減らして沸騰が起きるようにした方が効率が良いこと 2) もしも沸騰しない（もしくは沸点がもっと高い）フロリナートが存在するのであれば、そちらの方を使った方が効率が良くなるであろうこと、の 2 点が判明したと言える。ただし、これらはあくまでフロリナートの入口温度をほぼ 40 ^{o}C : *constant* とした一連の実験 (# 7 〜# 15) から得られた知見であって、もしもより低い沸点の冷媒を用いて（或いはフロリナート入口温度がより沸点に近い条件で）実験をしていたならば、先程述べたような冷媒温度が沸点近傍にクリップされるという効果がより有効に活用できて、沸騰を用いた方が効率が良いという結果が得られるのかもしれない。いかなる条件においても沸騰を用いると「効率」が悪くなるのかどうかを解明することは今後の課題となるであろう。

過去のマイクロチャンネル内沸騰に関する文献は様々あるが、それらの中で $\Delta P/Q$ や $(R_{tot}\Delta P)^{-1}$ などのパラメーターを導入し、マイクロチャンネルを用いた沸騰熱交換が得なのか損なのかについて論じている論文を著者はこれまでに見たことがない。おそらく（沸騰による）熱伝達率の向上というメリットと圧力損失の増加と言うデメリットをこのような形で評価した論文は過去に存在していないのではないか、と思われる。Peng らの論文 [2] [5] [6] においては（熱流束・熱伝達率・壁面温度などのパラメーターは出てきても）ΔP というパラメーターはそもそも登場しない。彼らはマイクロチャンネル内沸

騰を用いると熱伝達率が上昇することは繰り返し述べているが、そのメリットを付随するデメリットと比較することはされておらず、従って本節で先程行なったようなメリットとデメリットを比較する議論は行なわれていない。Ravigururajan は ΔP が投入熱流束とともに急増するグラフを示しているのみで、それに対して議論を加えていない [4]。そもそも [4] では沸騰が起きると急激に熱伝達率が低下するという結果なので、デメリットと比較できるメリットが無かったのかもしれない。辛うじてこの問題について議論しているのが Bowers らの論文 [1] [7] である。Bowers らは [1] の中で冷媒に R-113 を用いて 1 cm 四方の発熱面から除熱する実験を行ない、直径が 510 μm のマイクロチャンネルを用いた場合には沸騰の活発化とともに圧力損失が急増する結果を示している。この ΔP の急増に対し、彼らは Tuckerman & Pease の行なった水冷マイクロチャンネルの結果 [8] と比較して「マイクロチャンネルで沸騰を用いると圧力損失が非常に大きくなるが、それでも（同じ熱量を除熱する場合には）水単相を用いる場合よりも少ない圧力損失で済む。」と結論しているが、これは早計であり不正確である。Tuckerman & Pease の論文 [8] で用いられたヒートシンクは殆ど最適化されていないも同然であり、与えられた熱抵抗を達成する為に余分な圧力損失を必要とするからである。（この議論については、後に続いた Phillips [9] 或いは Knight [10] の論文を参照されたい。）すなわち Bowers らが Tuckerman & Pease との比較をするのは unfair である。また Tuckerman & Pease[8] のヒートシンク厚さはわずか 400 μm であったのに対し、Bowers らのヒートシンク [1] は 1.59 mm もの厚さがある。ヒートシンク厚さを大きく取った方が除熱に関して大きく有利になる [11] ことを考えれば、この点からも Bowers らの行なった比較は unfair であったと断言せざるを得ない。そもそも Bowers らの論文では、一体熱抵抗がいくらの値の場合について比較を行なったのかが示されていない。（第 1 章でも述べたとおり）電子デバイス冷却を対象とするヒートシンクにおいては熱抵抗 ($= \Delta T_{max}/Q$) が最も重要なパラメーターであるのにも関わらず、彼らは「ある Q を達成するのに必要な ΔP が液単相の水冷の場合よりも少なくて済む」としか述べていないのである。

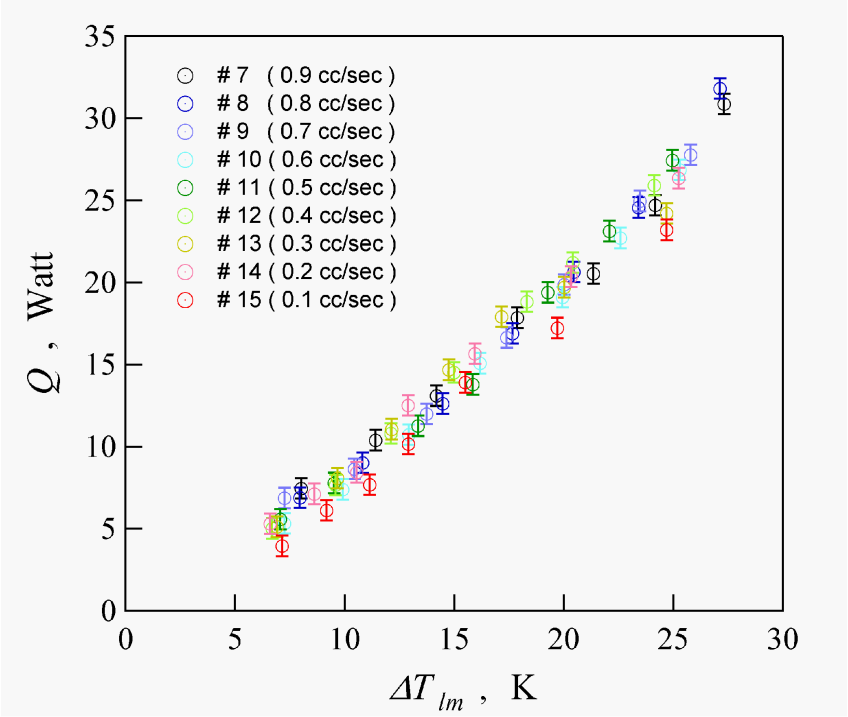
さて、本論文の第 5 章ではマイクロチャンネルヒートシンクの最適化設計の方法が示されている。しかも第 5 章で扱う流路の断面は円形であり、Bowers らの報告 [1] で用いられた断面形状と同じなので、第 5 章に示す最適化法によって直接検証をすることがで

きる。Figure 4 - 13 に（スキャナによって取り込まれた）[1] における Figure 3 (a) が示されている。この図の横軸 $T_s - T_i$ は彼らのマイクロチャンネルヒートシンクの壁面における平均温度と冷媒の入口温度の差（いわゆる最大温度差）を表している。これによると、$T_s - T_i$ は発熱量 Q が 100 ワットの場合にははおよそ 50 K 弱であり、CHF の 256 ワットの場合にはおよそ 80 K となっている。一方、彼らのヒートシンク外形寸法とヒートシンク材質を用いて、第 5 章で示す最適化法によって最適化計算を行なった結果を Table 4 - 4 に示す。計算において作動流体は水とし、その入口温度は電子デバイス水冷において一般的な 40 ^{o}C とした。また水の物性値には流れ方向の温度上昇が少ないとして、40 ^{o}C における値を用いる。この最適化計算で用いる最大温度差であるが、これは十分 conservative に考えて $\Delta T_{max} = 40\ ^o$C と選ぶことにする。すなわち以下に示す比較は、Bowers らにとって非常に有利な比較となることに注意せよ。Table 4 - 4 には本章では登場しないパラメーターが幾つか登場しているが、これらの定義については第 5 章を参照されたい。最適化の結果、Q が 100 ワット及び 256 ワットの両方の場合について、流れが乱流となっている。（というよりも、乱流の場合の最適化手順を用いたのであるが。）最適流路直径 $D_{h,opt}$ はそれぞれ 1.22 mm 及び 0.648 mm となり、最適流路本数 n_{opt} はそれぞれ 4.76 本と 12.06 本となっている。水の温度上昇 $T_{f,out} - T_{f,in}$ はそれぞれ 1.93 K 及び 3.50 K となっており、流下方向に水温は殆ど上昇していないことが確認できる。またビオ数 Bi はいずれの場合も 1 より十分小さく、従ってヒートシンク内の伝導抵抗は伝達抵抗に比べ十分小さく、ヒートシンク内はほぼ均一な温度になっていると言えよう。（Bi の定義については第 5 章を見ること。）最適条件における圧力損失、すなわち ΔP_{min} はそれぞれ 0.0241 bar 及び 0.175 bar となっている。Bowers らのヒートシンクでは 2.86 cm の流路全長の中央 1 cm が加熱部分となっている [1] ので、この非加熱部分における圧力損失も考慮に入れるため、1 cm × 1 cm の領域についての ΔP_{min} に 2.86 を掛けたのが Table 4 - 4 に示された ΔP_{min} の値である。このようにして計算された水単相の場合の最適条件と Bowers らが示した結果との比較を Figure 4 - 14 に示す。これによると最適化されたヒートシンクに水を単相で流す方が、R-113 を沸騰させた場合よりも十分余裕をもって低い圧力損失を達成できており、Bowers らが [1] の中で述べていることが誤りであることが理解できる。再び、$Q = 256$ W の比較では Bowers らの

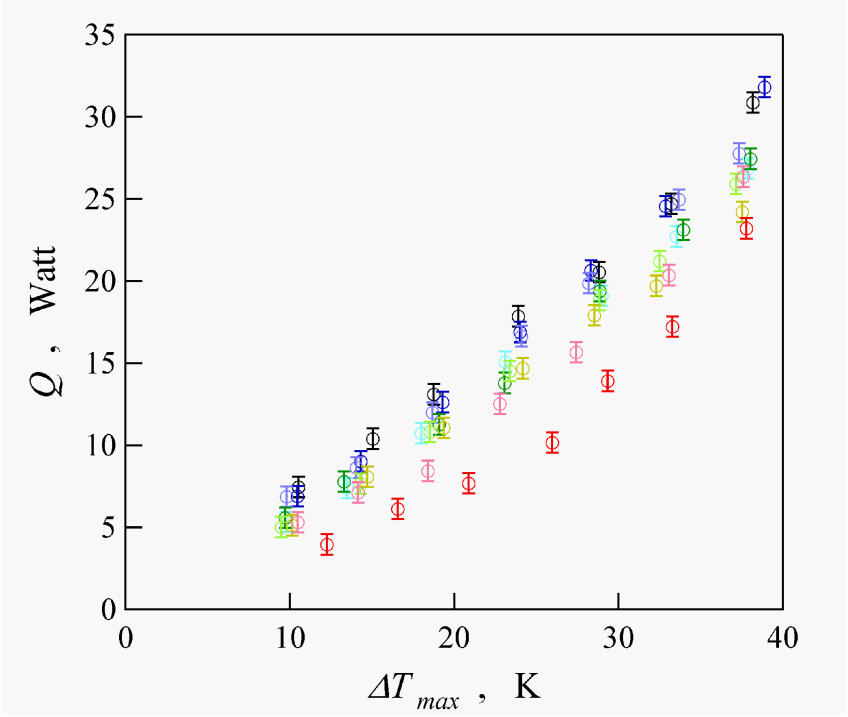
結果では $\Delta T_{max} \simeq 80$ K であるのに対し、我々の方法で最適化計算を行なった場合には $\Delta T_{max} \simeq 40$ K としており、Figure 4 - 14 における比較は非常に conservative な比較であることに注意せよ。

本節の最後に、本沸騰熱交換実験における二次元温度イメージを示す。Figure 4 - 15 にはフロリナート出口温度 $T_{cond,\,out}$ が沸点以下で流れがほぼ液単相の場合、そして Figure 4 - 16 には $T_{cond,\,out}$ が沸点以上で流路内で活発に沸騰が起きている場合のイメージをそれぞれ示した。Figure 4 - 16 は、Figure 4 - 15 の場合と入口温度をほぼ同じにして流量を減らして沸騰させた場合の温度イメージである。これらの温度イメージでは、フロリナートは右下より入りマイクロチャンネル内を上へと進み、左上より出て行く。一方温水は右上より入りマイクロチャンネルを左へと進み、右下より出て行く。（なお Figure 4 - 15 と Figure 3 - 7 の温度差イメージは大きく異なっているように見えるが、これは Figure 3 - 7 では同じ熱等量の流体間で熱交換を行なっているのに対し、Figure 4 - 15 においては異なる熱等量を持つ流体間で熱交換を行なっているためである。）等温線に示された値は、冷媒の温度と μHEX 表面の温度を平均化したような温度を表していて、冷媒温度を表しているのではないことに注意すること。Figure 4 - 16 のフロリナート側の温度イメージを見てみると、Figure 4 - 15 の場合よりも温度分布が空間的に一様なっており、潜熱による熱吸収が行なわれていることを表している。一方温度差イメージに注目すると、Figure 4 - 15 では等温線が密に並び顕熱による温度上昇という液単相の熱交換特性を表しているが、Figure 4 - 16 では温度差が空間的に比較的均一なっており、潜熱吸収によって空間的により均一な熱交換が行なわれていることを示している。両温度差イメージの絶対値を比較した場合、流量が比較的多く沸騰が殆ど起きていない場合の方が流量が少なく沸騰が活発に起きている場合よりも熱交換器の両側により大きな温度差がついていることがわかる。両側に大きな温度差がつくことの原因には、1) 流量が多いために R_{cap} が小さくなる、或いは 2) R_{conv} が増加するという 2 つが存在する。（すなわちこのいずれの理由によっても両側につく温度差は大きくなるのである。）Figure 4 - 15 及び Figure 4 - 16 で示した温度差イメージにおいては、流量が多く流れが液単相の場合の方が流量が少なく沸騰が起きている場合よりも温度差が大きくなっているので、1) の方が支配的であると言えよう。

以上で沸騰熱交換実験の測定結果に基づいて行なわれる議論は全てである。次節では、マイクロチャンネル内で沸騰相変化が起きることで圧力損失が急増することのメカニズムを考察してゆく。

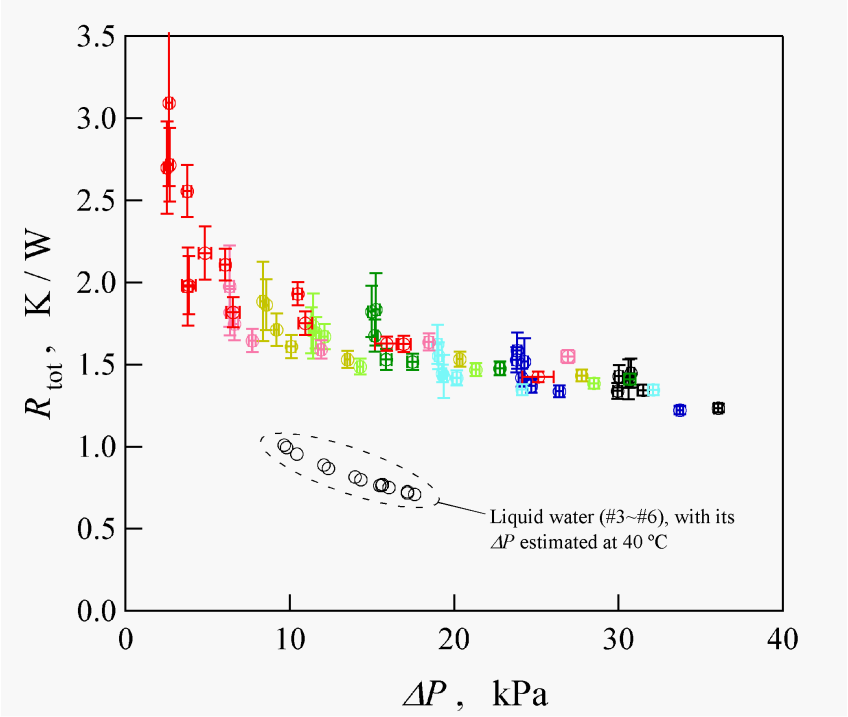


(a)

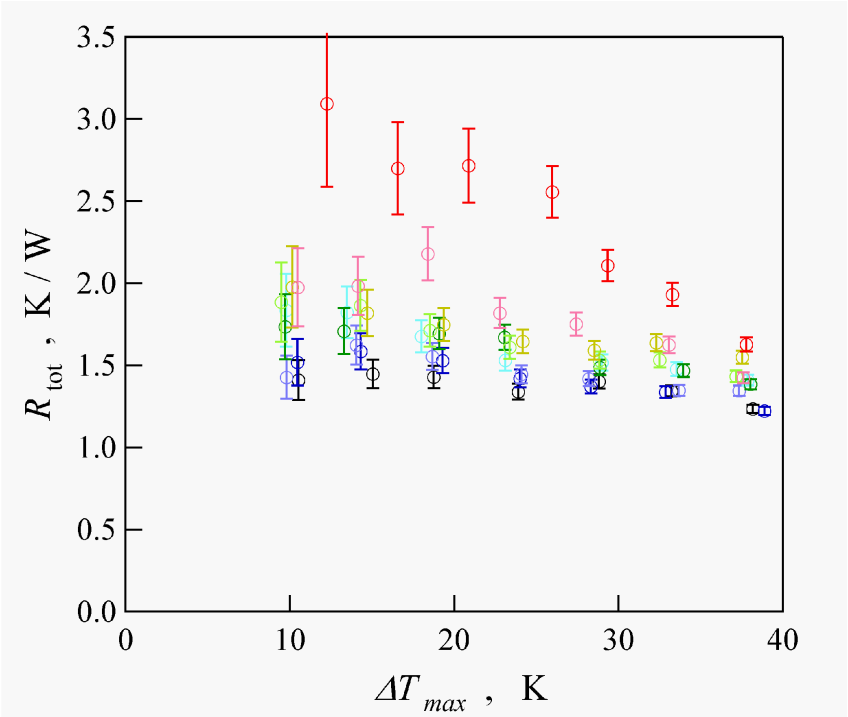


(b)

Figure 4 - 4: Q vs. (a) ΔT_{lm} and (b) ΔT_{max}.

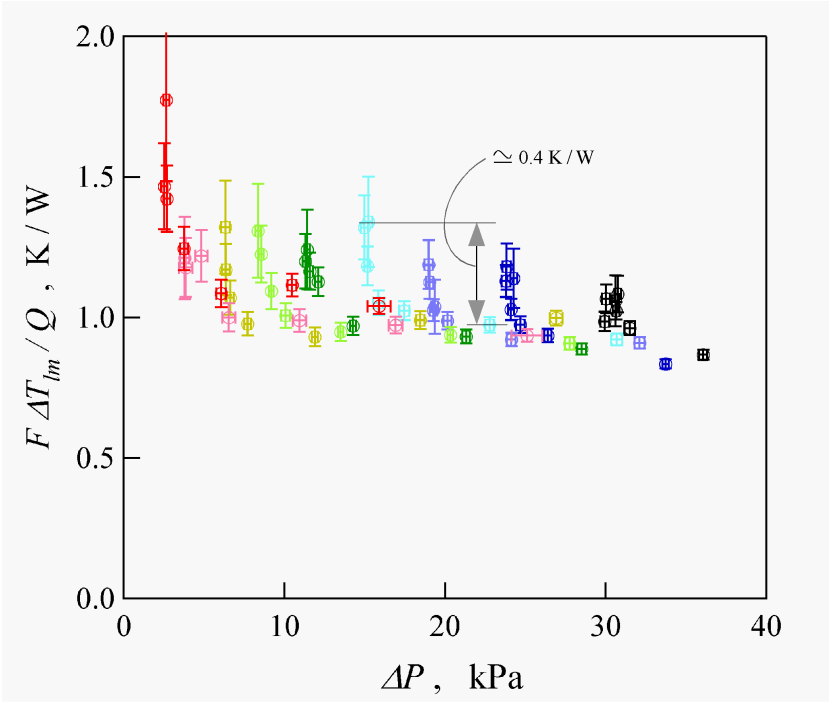


(a)

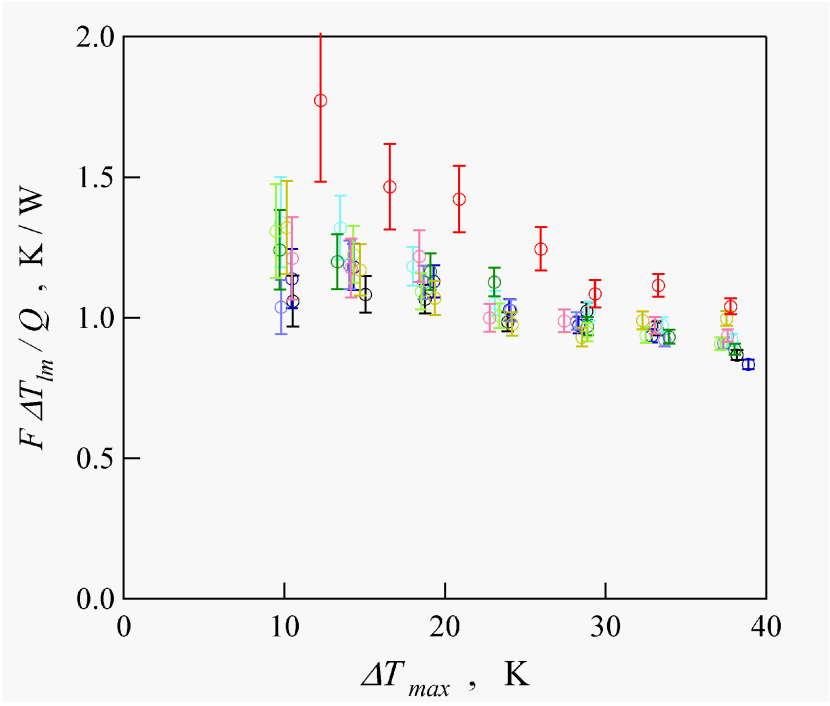


(b)

Figure 4 - 5: R_{tot} vs. (a) ΔP and (b) ΔT_{max}.

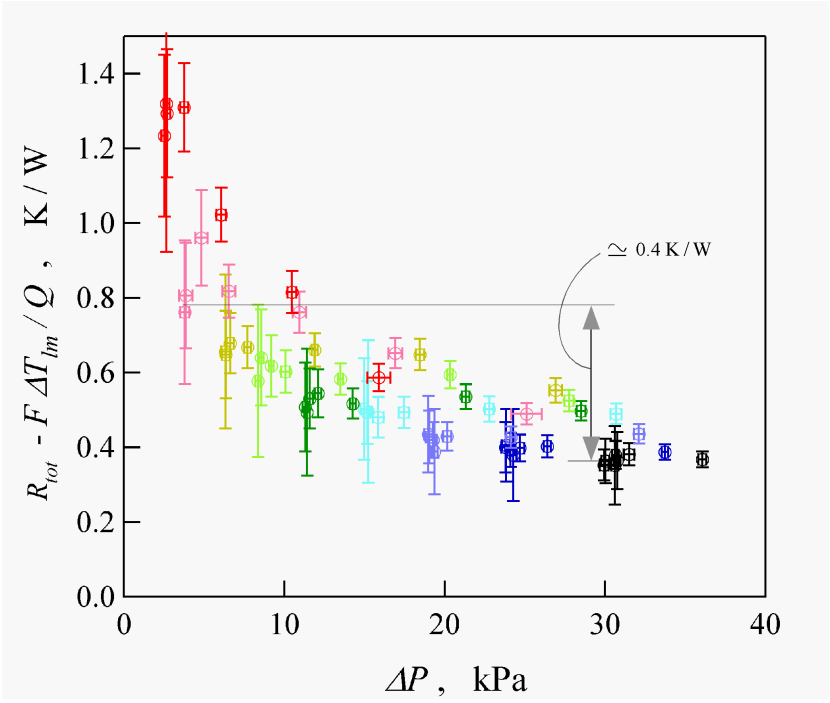


(a)

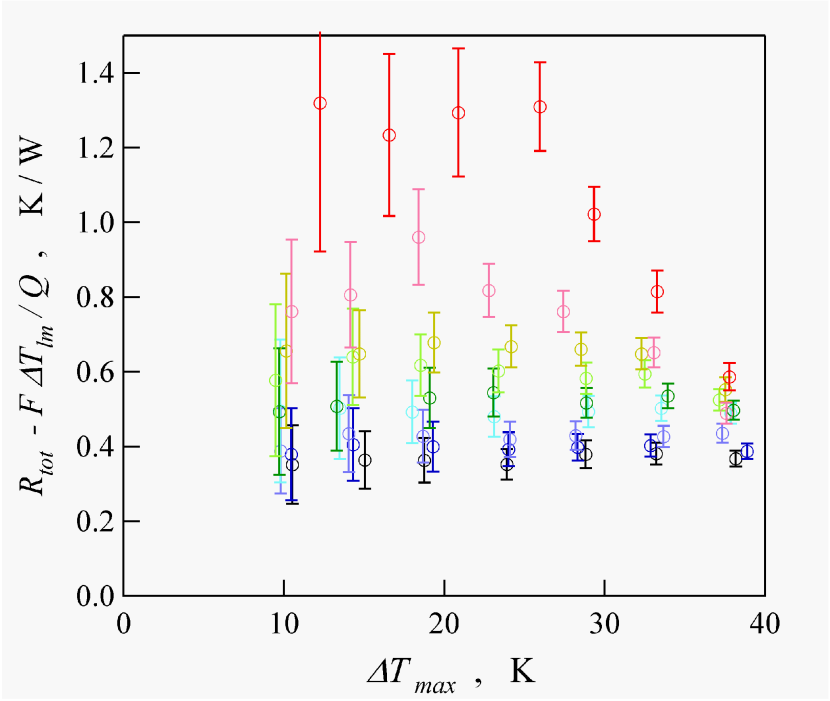


(b)

Figure 4 - 6: $F\Delta T_{lm}/Q$ vs. (a) ΔP and (b) ΔT_{max}. $F\Delta T_{lm}/Q$ is an equivalent to $R_{conv} + R_{cond}$ of single phase flow.

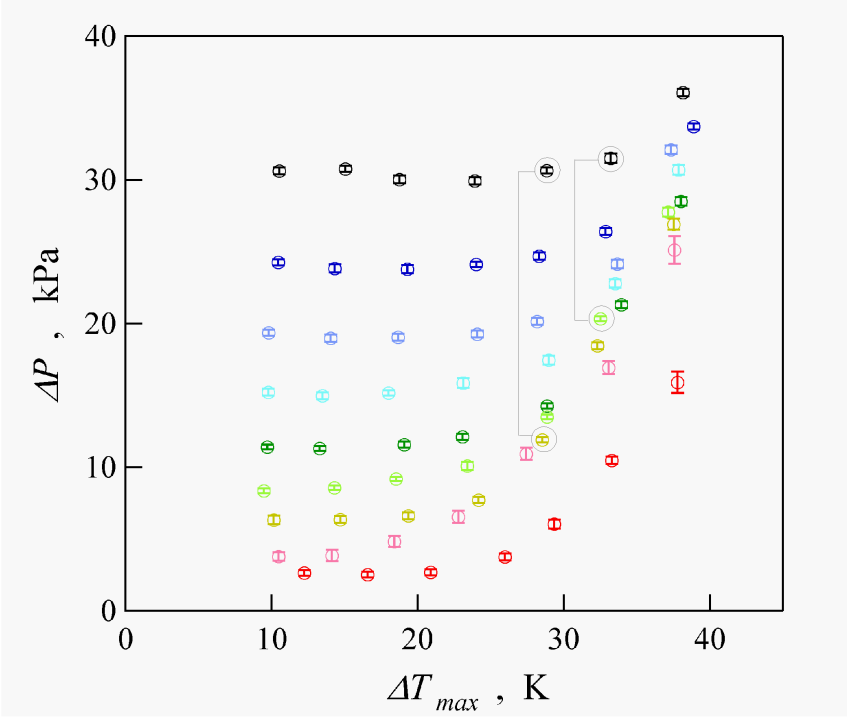


(a)

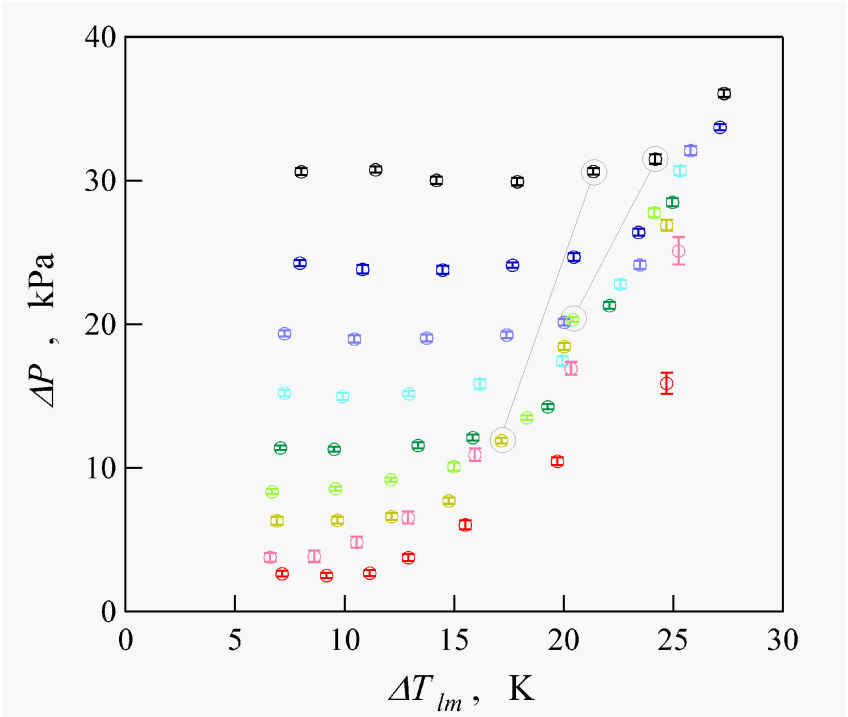


(b)

Figure 4-7: $R_{tot}-F\Delta T_{lm}/Q$ vs. (a) ΔP and (b) ΔT_{max}. $R_{tot}-F\Delta T_{lm}/Q$ is an equivalent to R_{cap} of single phase flow.



(a)



(b)

Figure 4 - 8: ΔP vs. (a) ΔT_{max} and (b) ΔT_{lm}.

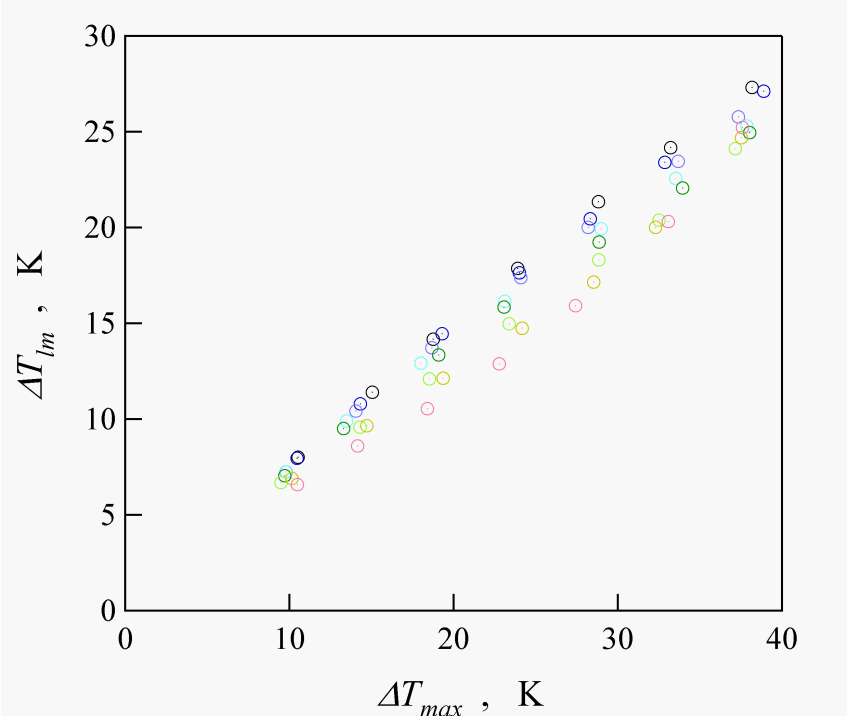
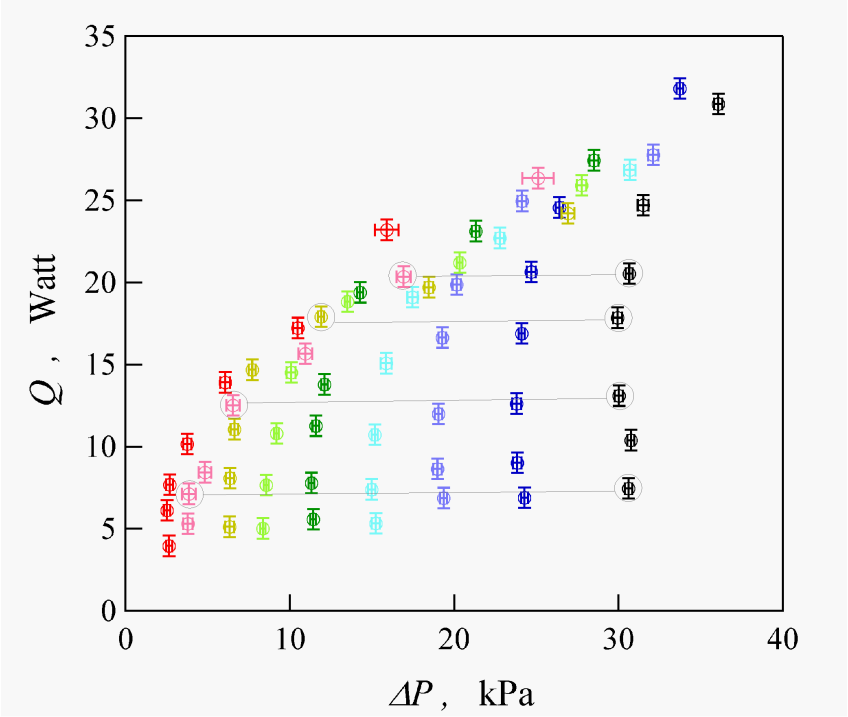
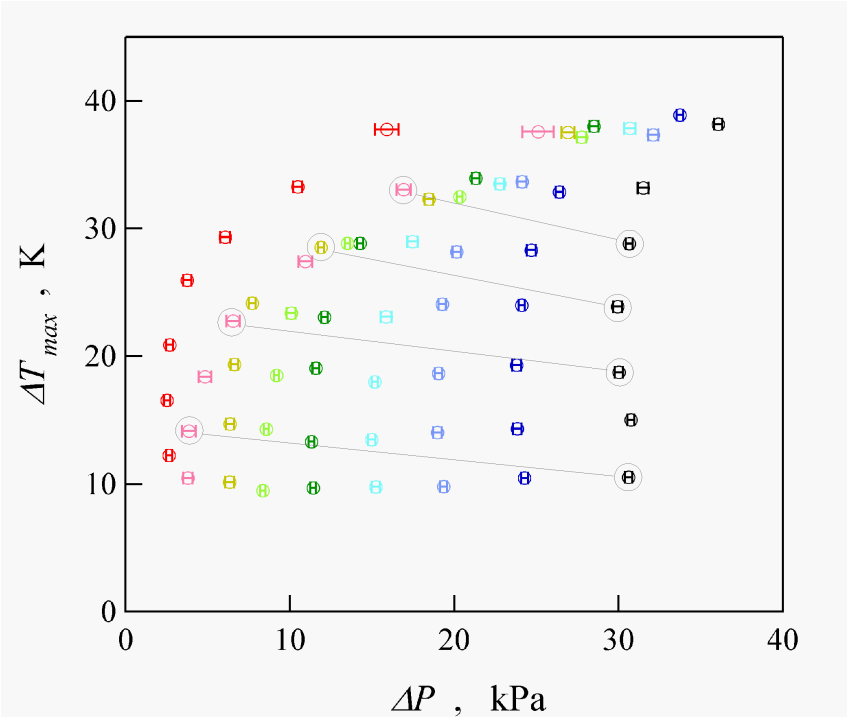


Figure 4 - 9: ΔT_{lm} vs. ΔT_{max}.

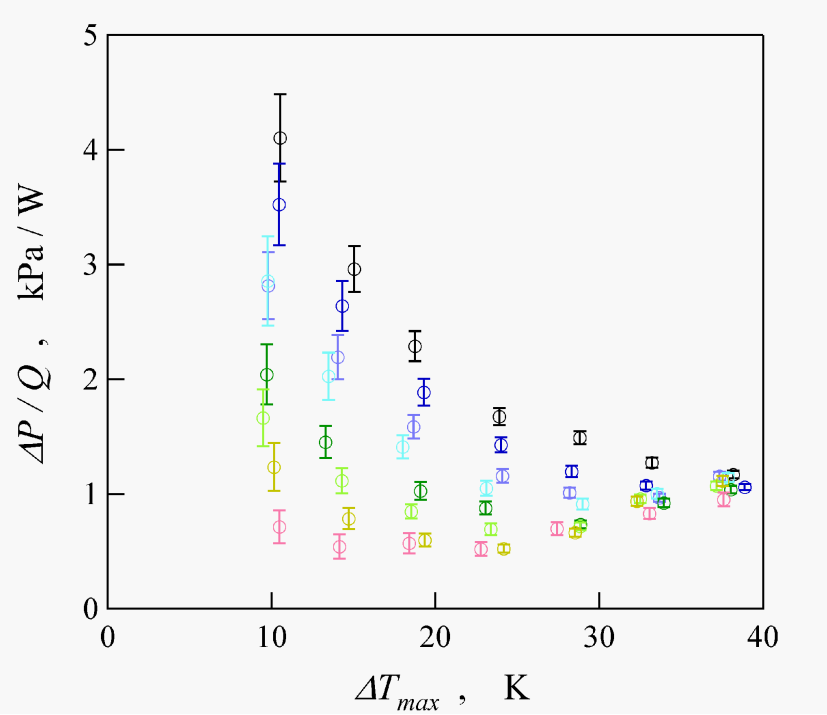


(a)

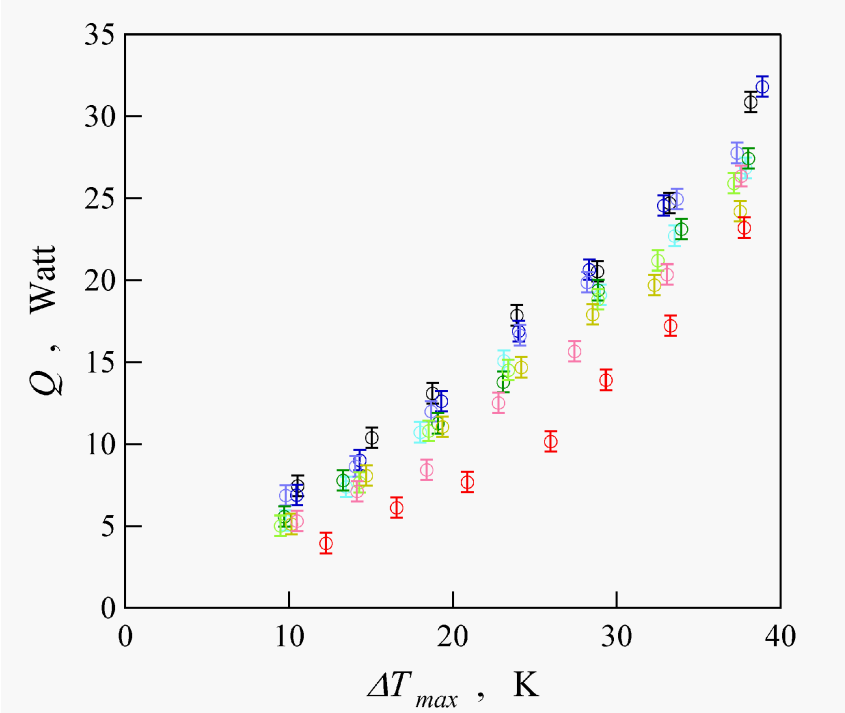


(b)

Figure 4 - 10: (a) Q vs. ΔP and (b) ΔT_{max} vs. ΔP.

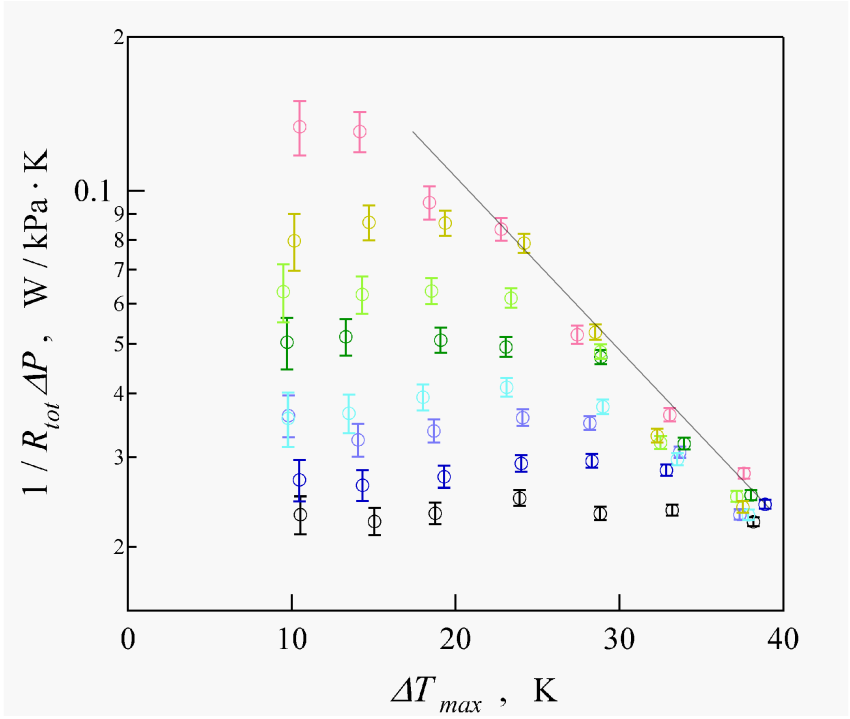


(a)

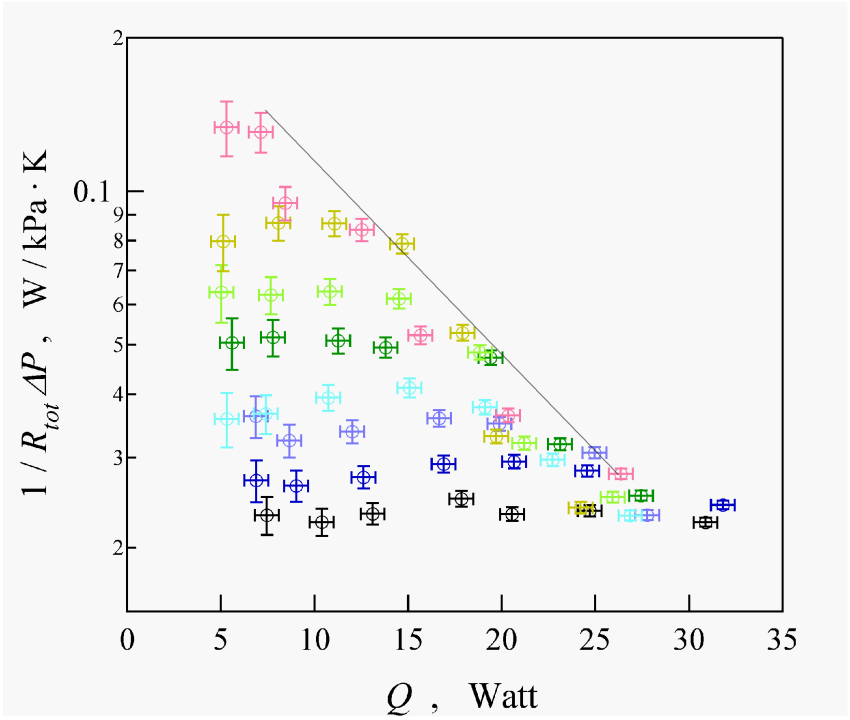


(b)

Figure 4 - 11: (a) $\Delta P/Q$ vs. ΔT_{max} and (b) Q vs. ΔT_{max}.



(a)



(b)

Figure 4 - 12: $(R_{tot}\,\Delta P)^{-1}$ vs. (a) ΔT_{max} and (b) Q.

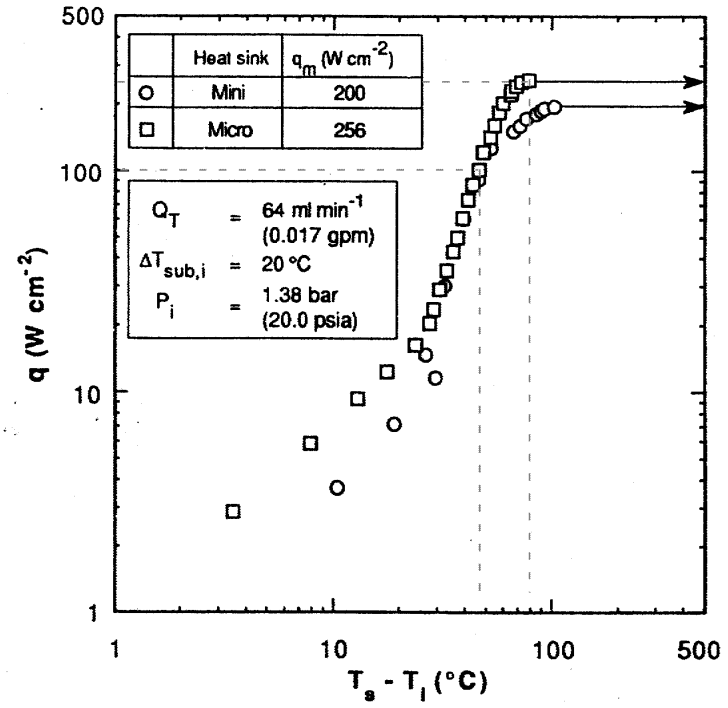


Figure 4 - 13: This is the *Figure 3 (a)* presented in the paper of Bowers *et al.* [1]. T_s and T_i on the axis denotes an averaged temperature at channel surface and inlet temperature of the coolant, respectively, of their microchannel heat sink. Q_T, $\Delta T_{sub,\,i}$, and P_i shown in the box denotes the flow rate of coolant, subcooling of coolant at inlet, and pressure at inlet, respectively.

Conditions & Assumptions

* Water, Single Phase
* All Properties Evaluated at 40 °C
* Thermally/Hydrodynamically Fully Developed
* Uniform Heat Flux on the Tube Wall
* 10 mm × 10 mm × 1.59 mm Copper Block

	100 Watt	256 Watt
$T_{wall,\,out} - T_{f,\,in}$ [K]	40	40
$\bar{A}$ [-]	0.35	0.25
ΔP_{min} [bar]	0.0241 #	0.175 #
$D_{h\,opt}$ [mm]	1.220	0.648
n_{opt} [-]	4.76	12.06
Re_{opt} [-]	4115	4316
G_f [cc/sec]	12.52	17.66
$T_{f,\,out} - T_{f,\,in}$ [K]	1.93	3.50
Bi_{opt} [-]	0.066	0.082

These are the values that were multiplied by 28.6/10 to ΔP_{min} obtained for 1 cm long channel, in order to fit the total length of a channel used by Bowers & Mudawar.

Table 4 - 4 : Optimized dataset by Murakami and Mikić for the cases of Q = 100 W and 256 W. This table is for a comparison with the data presented by Bowers & Mudawar [1]. For nomenclatures used in this table, see Chapter 5.

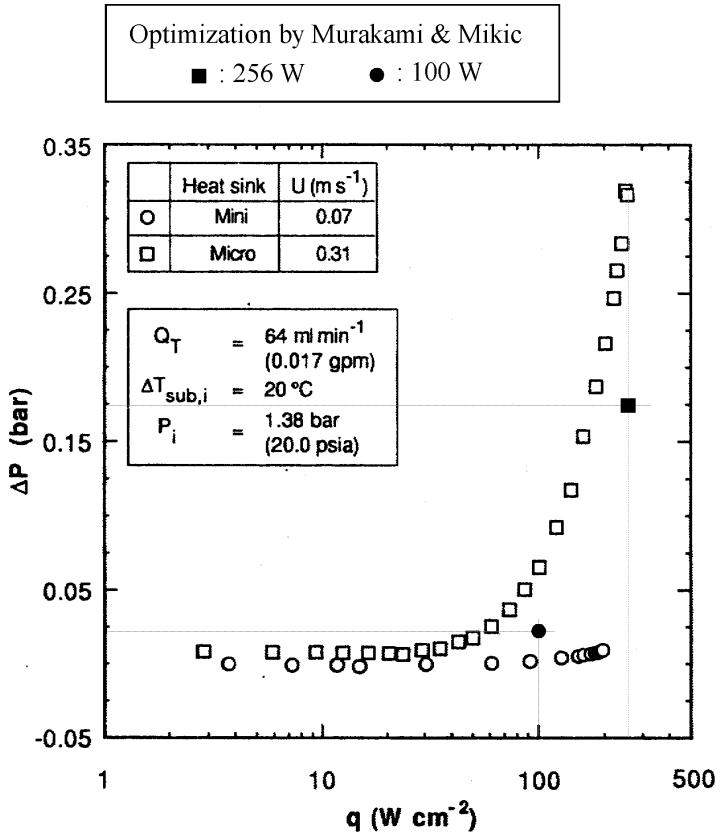


Figure 4 - 14: Optimized results by Murakami & Mikić put on the *Figure 3 (b)* presented in the paper of Bowers *et al.* [1]. These plots are for the cases of $Q = 100$ and 256 W, whose details were given at Table 4 - 4 in this chapter. One can easily understand the optimized plots under the condition of *water single phase flow* are superior to the plots for the case of boiling in microchannel, which were presented by Bowers *et al.* .

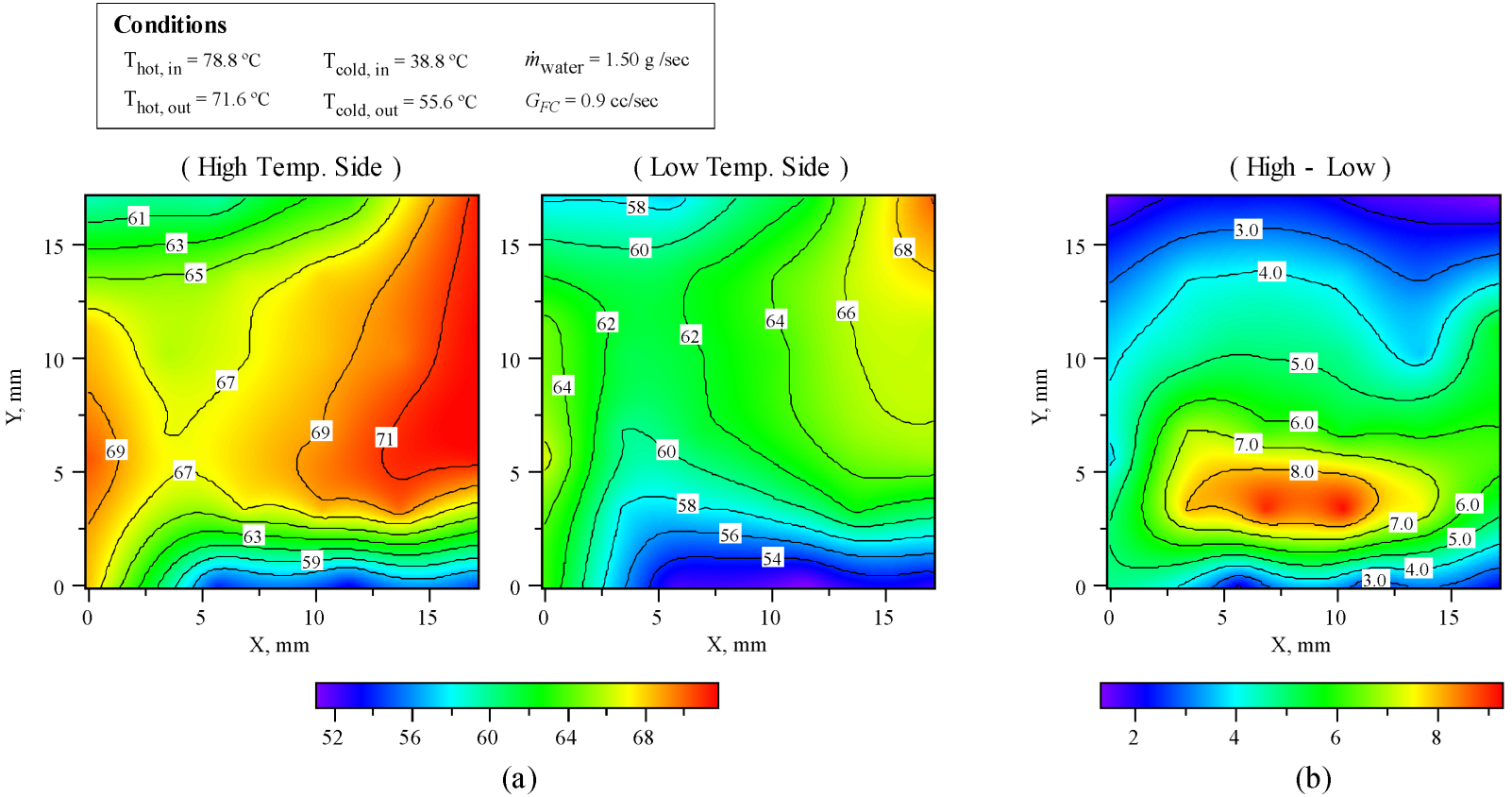


Figure 4 - 15: Sample temperature images of (a) high /low sides and (b) their difference when the Fluorinert is almost in liquid phase in the low temperature side. Numbers on the image denote the temperature (°C) of each isotherm. The cold fluid comes from bottom-right, then goes upward, and leaves from upper-left. The hot fluid comes from upper-right, goes to the left, and leaves from bottom left. A square in the image represents channel-overlap area.

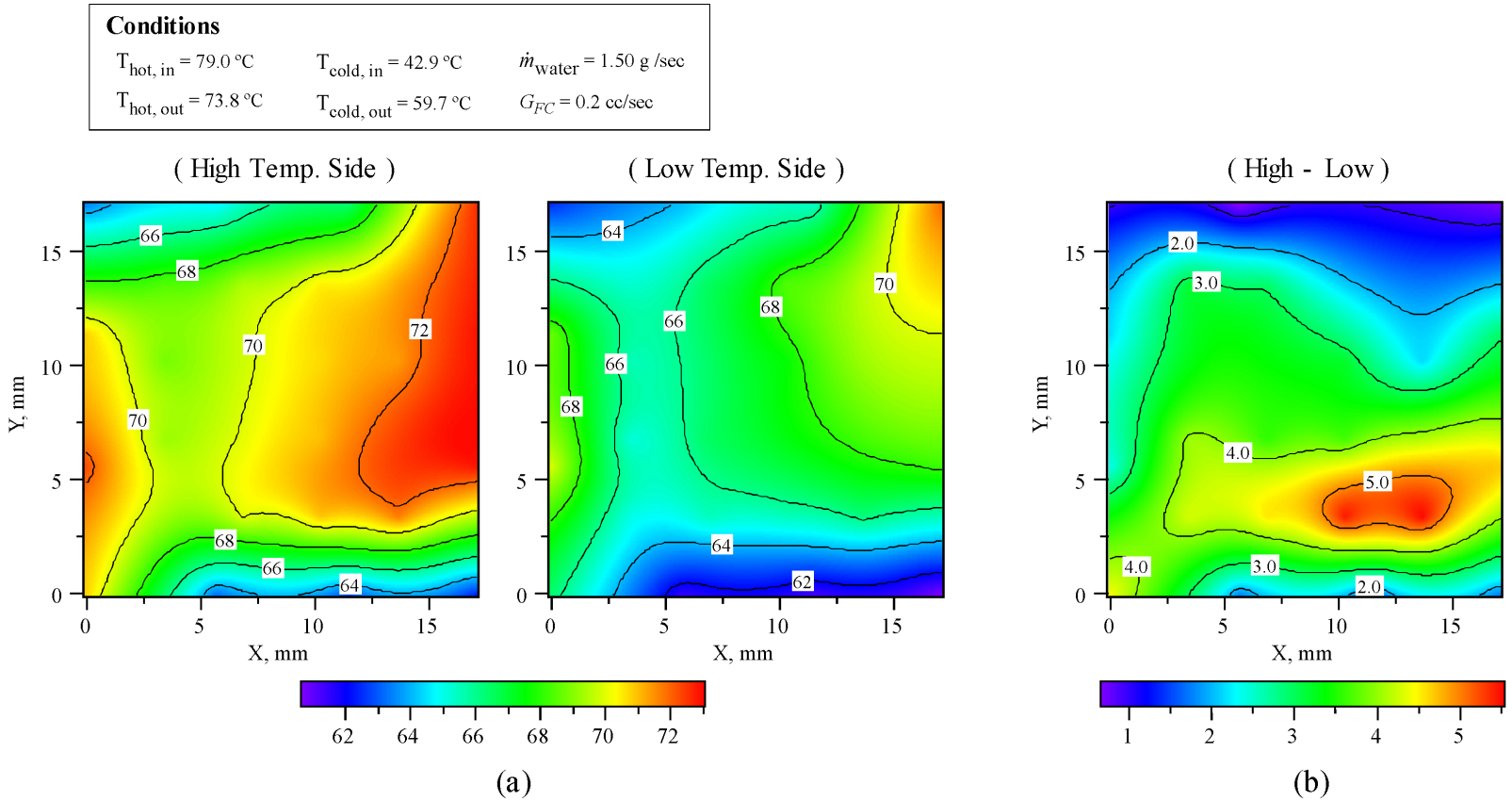


Figure 4 - 16: Sample temperature images of (a) high /low sides and (b) their difference when the Fluorinert boils in the low temperature side. Numbers on the image denote the temperature (°C) of each isotherm. The cold fluid comes from bottom-right, then goes upward, and leaves from upper-left. The hot fluid comes from upper-right, goes to the left, and leaves from bottom left. A square in the image represents channel-overlap area.

4.4 圧力損失のメカニズム

前節では、マイクロチャンネル熱交換器において沸騰を用いると、その圧力損失が沸騰を用いることのメリットを脅かす程大きなものとなることが示された。同様の現象がBower らによって報告されている [1] [7] ことは先にも述べた通りである。彼らは直径 0.51 mm のマイクロチャンネルヒートシンク（流路数 17 本）と直径 2.54 mm のミニチャンネルヒートシンク（流路数 3 本）の両方で冷媒が沸騰する実験を行ない、マイクロチャンネルを用いた際の急激な圧力損失増加から、ミニチャンネルの方が実用的であると結論している。また彼らはマイクロチャンネル内における沸騰現象がいわゆる homogeneous model によって良く予測されることを示し、マイクロチャンネルを用いた際の急激な圧力損失の主原因が（摩擦ではなく）冷媒の蒸発による加速にあることを示した [12]。本論文においては Bowers らの用いたヒートシンクではなく二流体間熱交換器を実験対象に選んだのであるが、homogeneous model が本論文における測定結果にも当てはまるのかどうかを本節では検証してゆく。

4.4.1 Homogeneous Model

Homogeneous model については [12] の中でごく簡単な導出が行なわれているが、本小節では homogeneous model の物理的意味を示す目的で、これを基礎方程式から導いてゆくことにする。なお以下に導出する式とは多少異なる形の式を示しているが、homogeneous model のより詳細な解説及び気液二相流全般については [13] を参照されたい。

以下に本小節で用いる基本的な変数を幾つか示してゆく。気液二相流において重要な役割を果たすパラメーターであるクオリティを本節では x によって表す。クオリティの定義には mass quality と thermodynamic quality の二種類が存在する [13]。Mass quality は次式によって定義される：

$$x \equiv \frac{M_g}{M_f + M_g} = \frac{M_g}{M} \quad (0 \leq x \leq 1) \tag{2}$$

ここで M は質量流束 (mass flux) を表し、これは

$$M \equiv \frac{\rho G}{A_{ch}} \quad \left[\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{sec} \cdot \mathrm{m}^2} \right] \tag{3}$$

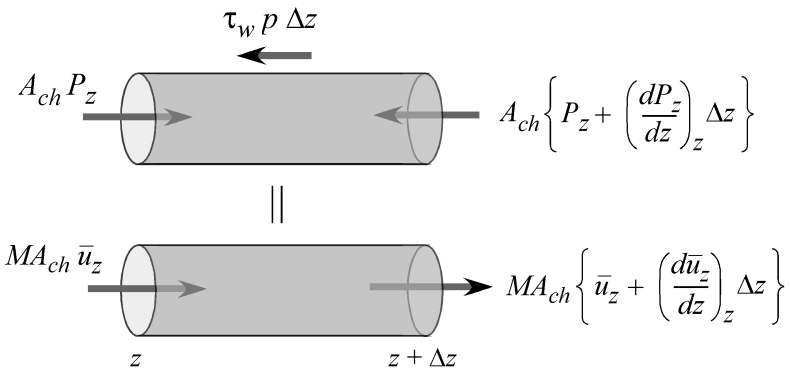
によって定義される。ここで G 及び A_{ch} はそれぞれ体積流量 (m^3/sec) 及び流路断面積を表す。また本節では f, g の添え字によって液相及び気相を表し、添え字無しは気相と液相の合計を表すことにする。(例えば $M \equiv M_f + M_g$ とする。) すなわち mass quality は作動流体の全質量流束に占める気相の質量流量の割合を表し、液単相で $x = 0$、気単相で $x = 1$ となり、気液混相の場合は $0 < x < 1$ となる。Mass quality は直感的に理解しやすく広く用いられているクオリティの定義であるが、気液二相流を数式によって記述する場合には以下に定義される thermodynamic quality の方が使いやすい：

$$x \equiv \frac{h - h_f}{h_g - h_f} = \frac{h - h_f}{h_{fg}} \tag{4}$$

本節では h によって (単相であろうと混相であろうと) 作動流体のもつエンタルピ (kJ/kg) を表すことにする。ここで h_f 及び h_g はそれぞれ、飽和温度 T_{sat} における液体のエンタルピ及び気体のエンタルピを表す。また h_{fg} は T_{sat} における気体と液体のエンタルピ差 ($\equiv h_g - h_f$) を表す。すなわち h_f, h_g, h_{fg} のいずれも温度のみに依存する物性値である。Thermodynamic quality は作動流体のエンタルピが h_f に等しい場合に $x = 0$、h_g に等しい場合に $x = 1$ となる。Mass quality との一番大きな違いは、thermodynamic quality は沸点以下の液体状態 ($T < T_b$) では $x < 0$ となり、沸点以上の気体状態 ($T > T_b$) では $x > 1$ となることである。すなわち thermodynamic quality を用いることにより、全てが沸点以下の液体及び全てが沸点以上の気体に対しても、その状態量を決めることできるのである。このことは、thermodynamic quality を用いると液単相、気液混相、気単相と相変化してゆく流体の状態を連続的に記述できることを意味しており、これが気液二相流を数式によって記述する際に thermodynamic quality が好んで用いられる理由である。

基礎方程式を導出する為に、Figure 4 - 17 に示した検査体積を考えることにする。この図には momentum balance と energy balance の 2 つの場合が書かれているが、いずれ

Momentum balance



Energy balance

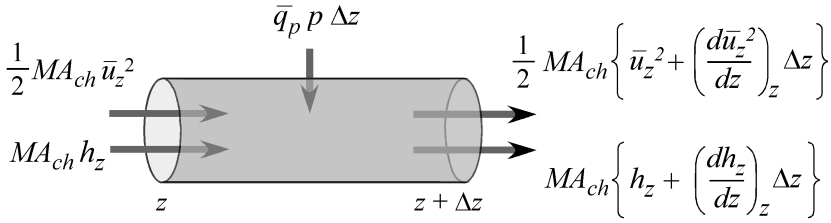


Figure 4 - 17: (a) Momentum, and (b) Energy balances for a control volume between z and $z + \Delta z$.

も流路断面積 A_{ch} の流路の $z \sim z + \Delta z$ の範囲を検査体積としている。なお作動流体は z の正の方向に向かって流れているものとする。まず、momentum balance について考える。図中の変数で、P_z, $\overline{u}_z$, τ_w, p はそれぞれ z における圧力 [kPa]、流体の平均流速 [m/sec]、壁面におけるせん断応力 [N/m^2]、流路周長さ [m] を表す。このバランスから求められる運動方程式は次のようになる：

$$-A_{ch}\frac{dP_z}{dz} - \tau_w\, p = M A_{ch}\frac{d\,\overline{u}_z}{dz} \tag{5}$$

これを変形し、P_z 及び $\overline{u}_z$ をそれぞれ P 及び $\overline{u}$ と書くと、

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dz} &= -\frac{1}{A_{ch}}\,\tau_w\, p - M\,\frac{d\,\overline{u}}{dz} \\ &\equiv \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frict}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{accel}}\end{aligned} \tag{6}$$

ここで右辺第一項は粘性摩擦による圧力損失項を、そして第二項は流体の加速による圧力損失項を意味している。前者は以下のように書きかえられる：

$$\begin{aligned}-\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frict}} &= \frac{\tau_w\, p}{A_{ch}} = \frac{p}{A_{ch}}\cdot f_{TP}\cdot\frac{1}{2}\,\overline{\rho}\,\overline{u}^2 \\ &= \frac{2\,f_{TP}\,\overline{\rho}\,\overline{u}^2}{D_h} = \frac{2\,f_{TP}\,M^2\,\overline{v}}{D_h}\end{aligned} \tag{7}$$

$$\left[\ \overline{\rho}\,\overline{u} = M,\ \overline{\rho} = \overline{v}^{-1},\ \frac{p}{A_{ch}} = \frac{4}{D_h}\ \right]$$

ここで、f_{TP}, $\overline{\rho}$, $\overline{v}$, D_h はそれぞれ two-phase friction factor、流体の平均密度 [kg/m^3]、流体の比体積 [m^3/kg]、流路の水力直径 [m] を表す。（このように気液二相流を $\overline{\rho}$ 或いは $\overline{v}$ の物性値を持った均質な流体として扱うことが、homogeneous model の名前の由来である。）比体積 $\overline{v}$ は密度の逆数であり、クオリティ x を用いて以下のように定義される：

$$\begin{aligned}\overline{v} &\equiv x\,v_g + (1-x)\cdot v_f \\ &= v_f + x\,(v_g - v_f) = v_f + x\,v_{fg}\end{aligned} \tag{8}$$

ここで V_f, V_g, V_{fg} はそれぞれ飽和状態における液体の比体積、飽和状態における気体の

比体積、及び飽和状態における気体と液体の比体積の差 ($\equiv v_g - v_f$) を表す。

次に加速による圧力損失項は以下のように書きかえられる：

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{accel}} = M\,\frac{d\,\overline{u}}{dz} = M^2\,\frac{d\,\overline{v}}{dz} \tag{9}$$

式 (7) 及び (9) を式 (6) に代入すると、全圧力損失は以下のように表わされる：

$$-\frac{dP}{dz} = M^2\,\left(\frac{2}{D_h}\,f_{TP}\,\overline{v} + \frac{d\,\overline{v}}{dz}\right) \tag{10}$$

続いて式 (10) を式 (8) を用いて変形すると、

$$\begin{aligned} -\frac{dP}{dz} &= M^2\,\left\{\frac{2}{D_h}\,f_{TP}\,(v_f + x\,v_{fg}) + \frac{d}{dz}(v_f + x\,v_{fg})\right\} \\ &= \frac{2}{D_h}\,f_{TP}\,M^2\,v_f\,\left\{1 + x\left(\frac{v_{fg}}{v_f}\right)\right\} + M^2\,v_{fg}\,\frac{dx}{dz} \\ &\quad + M^2\,\left(\frac{dv_f}{dP} + x\frac{dv_{fg}}{dP}\right)\cdot\frac{dP}{dz} \end{aligned} \tag{11}$$

と書きなおされる。この式の両辺に dP/dz が含まれているので、これを dP/dz についてまとめると、次に示す式が得られる：

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{\left(\dfrac{2f_{TP}\,M^2\,v_f}{D_h}\right)\left\{1 + x\left(\dfrac{v_{fg}}{v_f}\right)\right\} + M^2\,v_{fg}\,\dfrac{dx}{dz}}{1 + M^2\left(\dfrac{dv_f}{dP} + x\dfrac{dv_{fg}}{dP}\right)} \tag{12}$$

続いて、Figure 4 - 17 の energy balance について考える。なお、図中の $\overline{q}_p$ 及び h_z はそれぞれ流路壁面における平均熱流束 [W/m^2] 及び z における流体のエンタルピ [J/kg] を表す。壁面における均一な熱流束を仮定しているので、$\overline{q}_p = constant$ である。このエネルギーバランスより、以下の式が導かれる：

$$\overline{q}_p\,p = MA_{ch}\,\frac{dh_z}{dz} + \frac{1}{2}\,MA_{ch}\,\frac{d\,\overline{u}_z{}^2}{dz} = MA_{ch}\,\frac{d}{dz}\left(h_z + \frac{\overline{u}_z{}^2}{2}\right) \tag{13}$$

また、h_z 及び $\overline{u}$ はそれぞれ以下のように表わすことができる：

$$h_z = x\,h_g + (1-x)\,h_f = h_f + x\,h_{fg} \tag{14}$$

$$\overline{u} = \{x\,v_g + (1-x)\,v_f\}\,M = (v_f + x\,v_{fg})\,M \tag{15}$$

式 (14) 及び (15) を式 (13) に代入すると、

$$\overline{q}_p\,p = MA_{ch}\,\frac{d}{dz}\left\{h_f + x\,h_{fg} + \frac{1}{2}(v_f + x\,v_{fg})^2\,M^2\right\} \tag{16}$$

となる。さらにこの式を d/dz について展開すると、以下のように書きなおされる：

$$\begin{aligned}
\frac{4\,\overline{q}_p}{MD_h} &= \frac{dh_f}{dz} + h_{fg}\,\frac{dx}{dz} + x\,\frac{dh_{fg}}{dz} \\
&\quad + M^2\,(v_f + x\,v_{fg})\left\{\frac{dv_f}{dz} + x\,\frac{dv_{fg}}{dz} + v_{fg}\,\frac{dx}{dz}\right\} \\
&= \frac{dx}{dz}\left\{h_{fg} + M^2(v_f + x\,v_{fg})\,v_{fg}\right\} \\
&\quad + \left\{M^2(v_f + x\,v_{fg})\left(\frac{dv_f}{dP} + x\,\frac{dv_{fg}}{dP}\right) + \left(\frac{dh_f}{dP} + x\,\frac{dh_{fg}}{dP}\right)\right\}\cdot\left(\frac{dP}{dz}\right)
\end{aligned} \tag{17}$$

この式をを dx/dz について整理しなおすと次の関係式が得られる：

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\dfrac{4\,\overline{q}_p}{MD_h} + \left\{M^2(v_f + x\,v_{fg})\left(\dfrac{dv_f}{dP} + x\,\dfrac{dv_{fg}}{dP}\right) + \left(\dfrac{dh_f}{dP} + x\,\dfrac{dh_{fg}}{dP}\right)\right\}\cdot\left(\dfrac{dP}{dz}\right)}{h_{fg} + M^2(v_f + x\,v_{fg})\,v_{fg}} \tag{18}$$

以上で導出された式 (12) 及び (18) が homogeneous model における基礎方程式である。すなわち D_h, M, f_{TP}, $v_f = v_f(P)$, $v_{fg} = v_{fg}(P)$, $h_f = h_f(P)$, $h_{fg} = h_{fg}(P)$ のいずれもが既知であり、未知数は $P(z)$ 及び $x(z)$ の 2 個なので、これらの基礎方程式を連立して解くことにより $P(z)$ 及び $x(z)$ の解が得られるのである。

4.4.2 Homogeneous model による圧力損失の計算

本節では homogeneous model を用いて本研究のマイクロチャンネルにおける圧力損失発生のメカニズムを検証する。式 (12) 及び (18) を計算によって解く際、フロリナート (FX-3250) の物性値、すわなち h_f, h_{fg}, v_f 及び v_{fg} は変物性として扱われるが、これらの物性値が本実験における圧力範囲でどの程度変化するのかを示しておいた方がよいであろう。これらの物性値及び飽和温度 T_{sat} と圧力の関係を Figure 4 - 18 (a) 〜 (e) に示す。これらのグラフは、3M 社より提供されたフロリナート (FX-3250) の物性値表から読み取った値をプロットし、これを適切な関数によって fitting したものである。各図中の式は、それぞれの fitting 曲線の関数を表している。本章における熱交換実験 (# 7 〜 # 15) では、マイクロチャンネル内の圧力は 100 〜 130 kPa 程度にあると考えられる。この範囲においては h_{fg} と v_f はそれほど変化しないことがわかる。対照的に h_f 及び v_{fg} は圧力によって比較的顕著に変化することがわかり、少なくともこれらの物性値は変物性として扱う必要のあることを示している。なお、Figure 4 - 18 (e) は計算によって求められた P の値から流体温度を決定する際に用いられる関係である。

実際の μHEX の流路形状は分岐・曲がりなどの部分を含み、これを実際に計算することは難しい。また、Table 4 - 2 で見たように流路によって流量及び沸騰様式が異なるため、計算にあたってはある程度の単純化をする必要がある。本節の目的はマイクロチャンネル内で沸騰が起きる場合の圧力損失増加のメカニズムを検証することであるので、マニフォールドの部分は計算から除外し、26 本のマイクロチャンネル部分のみを計算の対象とする。また計算にあたり、次のような仮定を用いる：

1. 各流路には同じ量のフロリナートが流れる。
2. マイクロチャンネル壁面においては一定・均一熱流束を仮定する。すなわち、$\overline{q}_p$ は流路全長 L を用いて以下のように表されるとする：

$$\overline{q}_p = \frac{Q}{26\,p\,L}$$

3. f_{TP} には Bowers らが [12] の中で用いた 0.003（一定）を採用する。

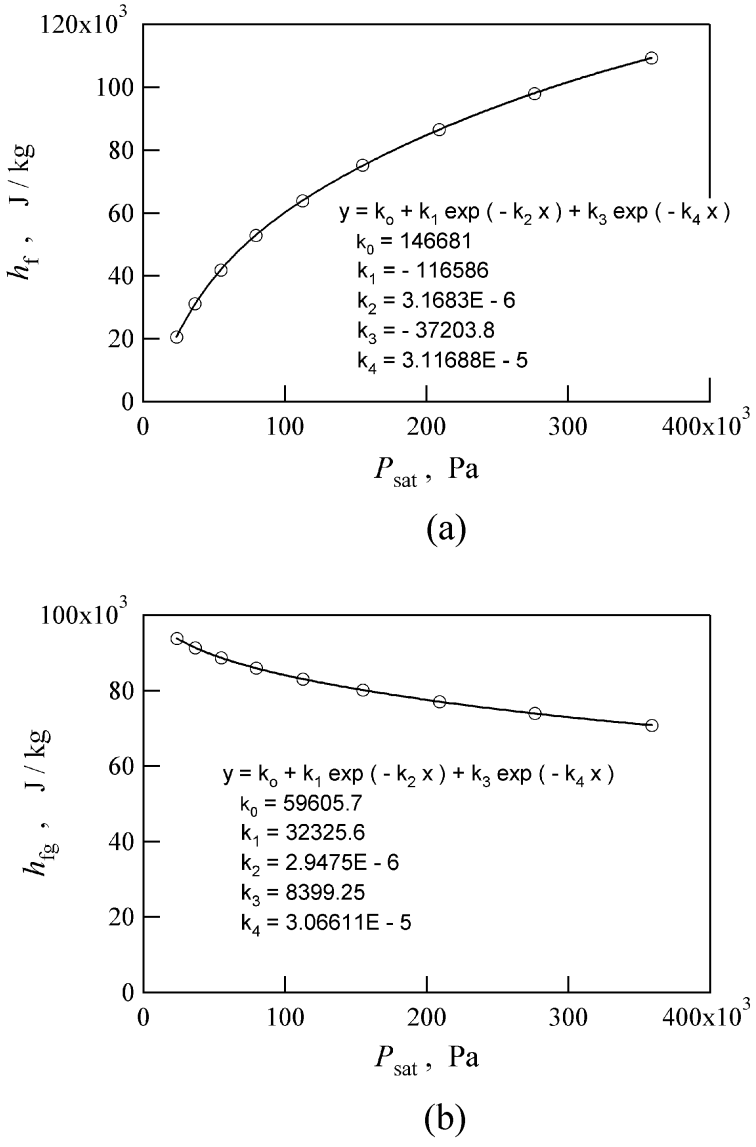
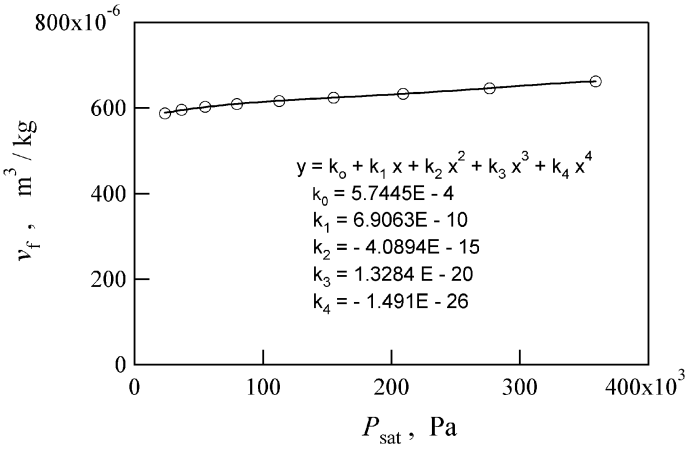
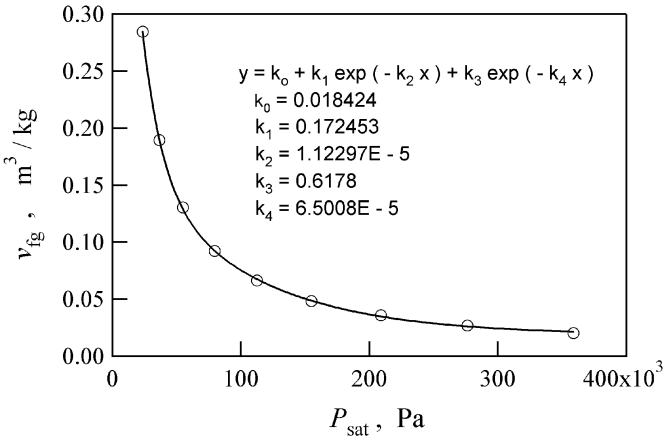


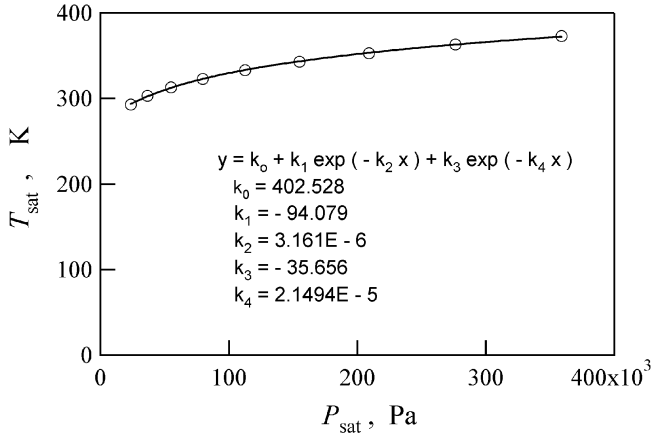
Figure 4 - 18: Properties of 3M Fluorinert FX-3250. (a) h_f vs. P_{sat}, and (b) h_{fg} vs. P_{sat}.



(c)



(d)



(e)

Figure 4 - 18: Properties of 3M Fluorinert FX-3250 (cont.). (c) v_f vs. P_{sat}, (d) h_{fg} vs. P_{sat}, and (e) T_{sat} vs. P_{sat}.

液単相の領域では流れが未発達な部分と発達した部分に分けて扱い、アスペクト比 1.25 の矩形流路における未発達及び発達した流れの圧力損失の関係式には [14] に示されているものを用いる。なお、式 (12) 及び (18) の連立微分方程式の解法には 4 次のルンゲ・クッタ法を用いた。

沸騰熱交換実験 (＃ 7〜＃ 15) における実験条件に沿って、全投入熱量 Q 及びフロリナート流量 G_{FC} を変化させて計算した結果を Figure 4 - 19 (a) 〜 (d) に示す。これらのグラフの横軸はマイクロチャンネル入口からの距離 z をとり、縦軸には圧力 P、thermodynamic quality x、及び温度 T が示されている。また各図におけるチャンネル入口における圧力は、出口においてほぼ 1 気圧 ($\simeq$ 100 kPa) となるように選ばれている。各図には実線と点線が示されているが、前者は $f_{TP} = 0.003$ としフロリナートの物性値を変物性として計算した結果であり、後者は $f_{TP} = 0$（すなわち粘性摩擦無し）とし物性値を定物性として計算した結果である。

まず始めに、Figure 4 - 19 (a) に示した流量が 0.1 cc/sec と少なく Q も 15 Watt と比較的少ない場合の結果を見てみよう。$0 < z < 4$ mm の範囲では液単相であり、短い発達区間の後に発達した層流の圧力降下を示している。$z > 4mm$ の範囲では流れは気液混相となり、クオリティの上昇とともに圧力が急速に降下してゆく。出口における圧力の値を見てみると、点線と実線の間にはそれほど差が無いことがわかる。このことは、少なくとも Figure 4 - 19 (a) の計算条件においては圧力損失の殆どの原因が加速によるもので、これに比べると摩擦損失による圧力損失は十分に小さいことがわかる。クオリティ x はチャンネル内を流下するにつれて直線的に増加しているが、これは壁面において一定熱流束の流入があることと、クオリティを式 (4) によって定義していることによる。また、沸騰が起きている $x > 1$ の区間では温度がほぼ沸点近傍にクリップされていることが確認された。Figure 4 - 19 (a) では点線と実線がほぼ一致しているが、これは圧力変化が少ないためにフロリナートを定物性で近似したことの影響が少ないことと、気液混相の流れにおいて粘性摩擦の影響が比較的小さいことに起因している。

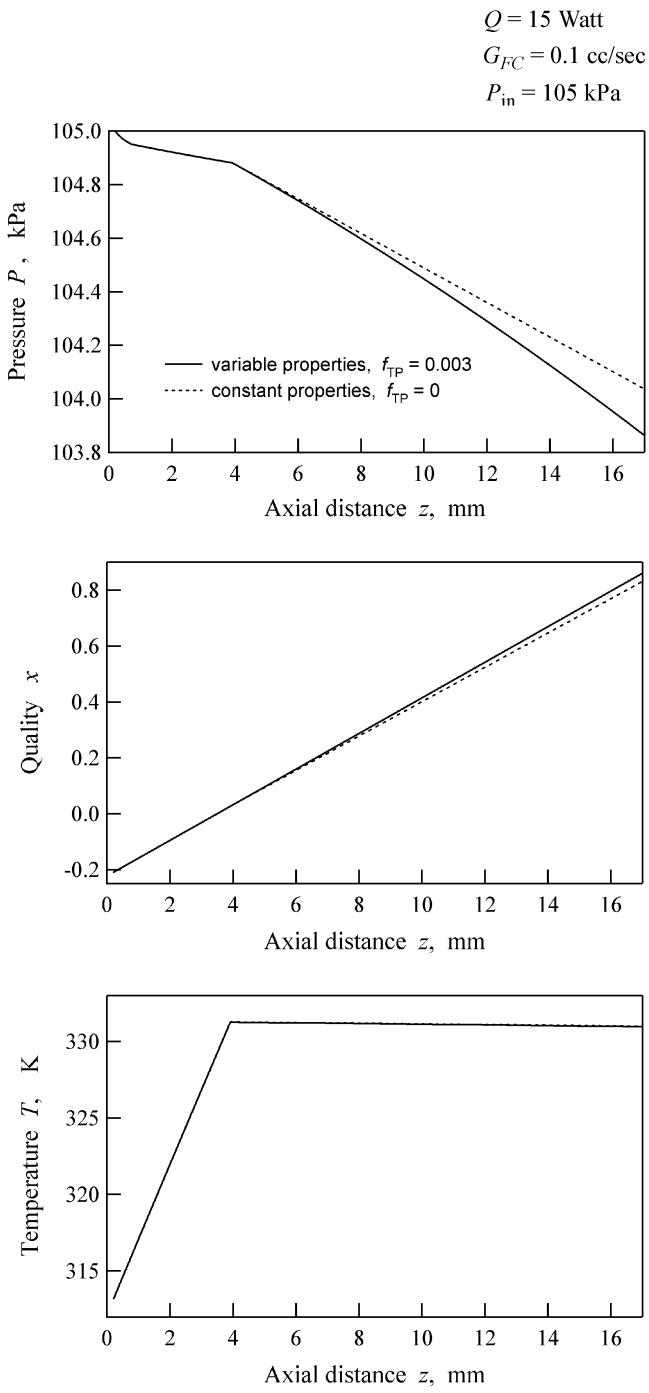
Figure 4 - 19(b) は (a) の場合よりも Q 及び G_{FC} を増加させた場合であり、全圧力降下が (a) の場合よりも大きくなっている。また、それぞれのグラフにおける実線と点線の差が (a) の場合より大きくなっているが、これは流下方向の圧力変化が (a) よりも大

きいことを反映している。しかしながら両者のチャンネル出口における P の値の差は全圧力降下に比較して小さく、(b) の計算条件においても流体の加速が圧力損失の主原因となっていると言えよう。

(b) の条件から G_{FC} を増加させたのが (c) に示す計算結果である。この場合には (a) 及び (b) の場合とは異なり流路の大部分が液単相となっており、全圧力損失の半分程度が液単相区間における粘性による圧力降下であることが読み取れる。チャンネル出口におけるクオリティが約 0.1 と全体に沸騰がそれほど活発で無いにも関わらず、沸騰開始直後から圧力が急激に降下する点は興味深い。(b) と比較したときに、Q が同じ場合には流量を減らして沸騰させた方が多くの流量を液単相に近い状態で流すよりも圧力損失が少なくなっているが、これは前節で示した測定結果の傾向と一致している。また、圧力変化が大きくなったことにより、(a) 及び (b) の場合には殆ど見られなかった T の変化が比較的顕著に現れている。

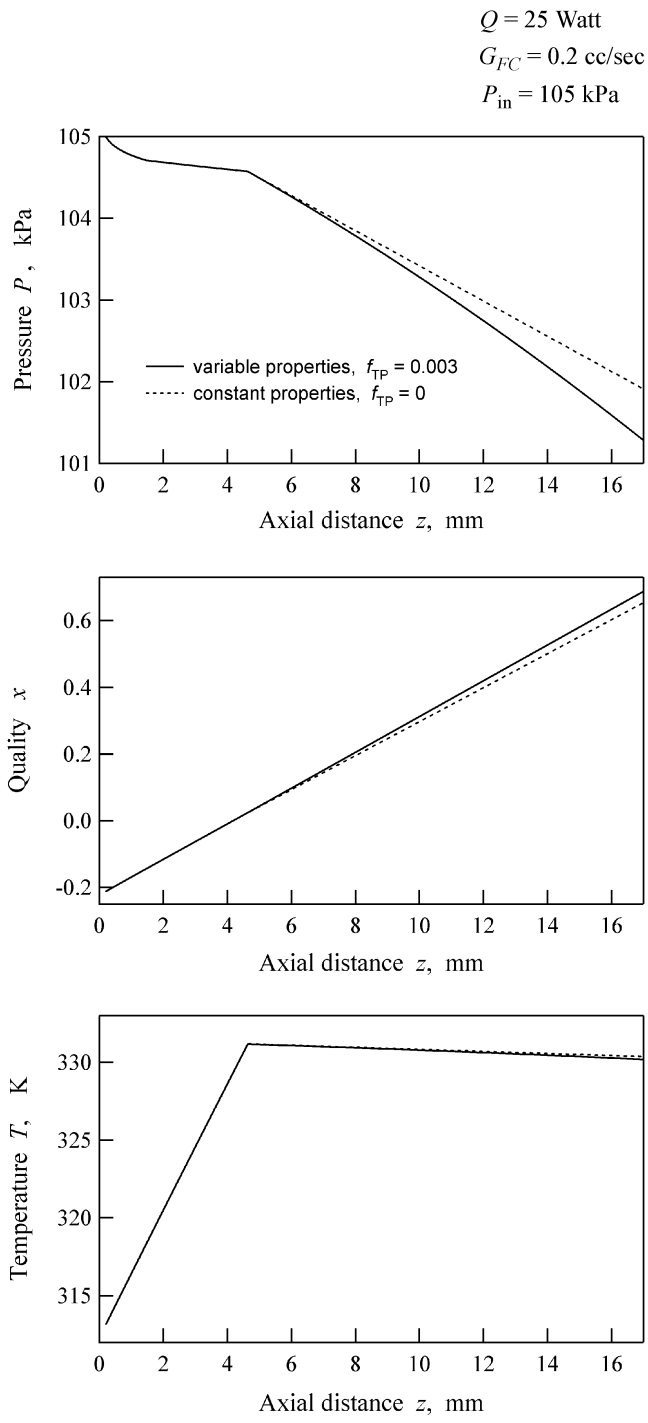
最後に、(c) の場合から Q を二倍に増加させた (d) の場合を見てみよう。(c) の場合には液単相区間の粘性による圧力損失が半分程度の割合を占めていたのに対し、(d) では Q が増加したことによって再び加速による圧力損失が粘性によるそれを大きく上回るようになっている。これまでの (a) 〜 (c) と比較して、定物性を仮定した点線が実線から最も大きく外れているが、これは $f_{TP} = 0$ と仮定した影響よりもむしろ定物性を仮定した影響であると考えられる。

以上に示した homogeneous model による計算結果では、マイクロチャンネル内で沸騰が起きることによって圧力損失が急増することが示された。これは前節で示された測定結果の傾向と良く一致している。この計算で用いられたモデルには（$f_{TP} = 0.003$ 一定としたことなど）幾つか問題が存在するが、マイクロチャンネル内における圧力損失急増のメカニズムを知るには十分であろう。すわなち本研究で製作された μHEX で沸騰熱交換を行なう場合にも、蒸発相変化によって引き起こされる流体の急激な加速が圧力損失急増の主原因となっていることが判った。



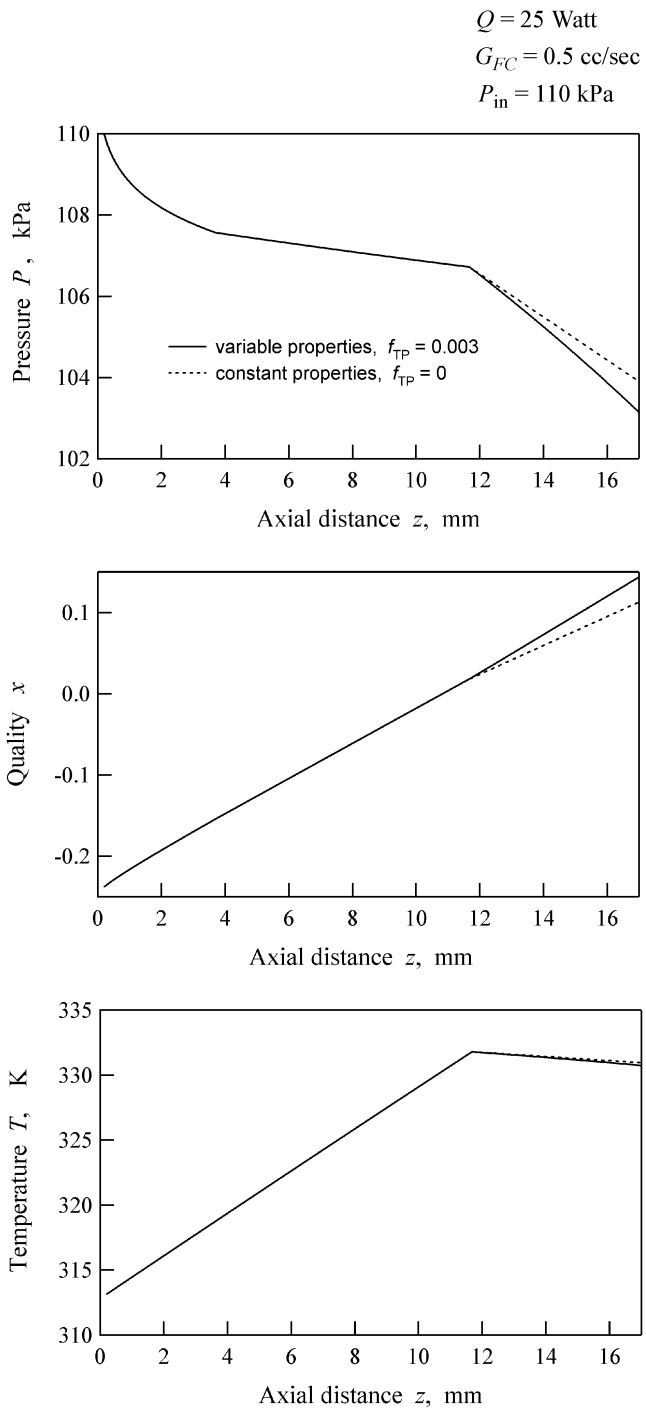
(a)

Figure 4 - 19: Calculated behavior of pressure, quality, and temperature along axial direction of a microchannel. In this calculation, $Q = 15$ Watt, $G_{FC} = 0.1$ cc/sec, and $P_{in} = 105$ kPa. Homogeneous model was used for this calculation.



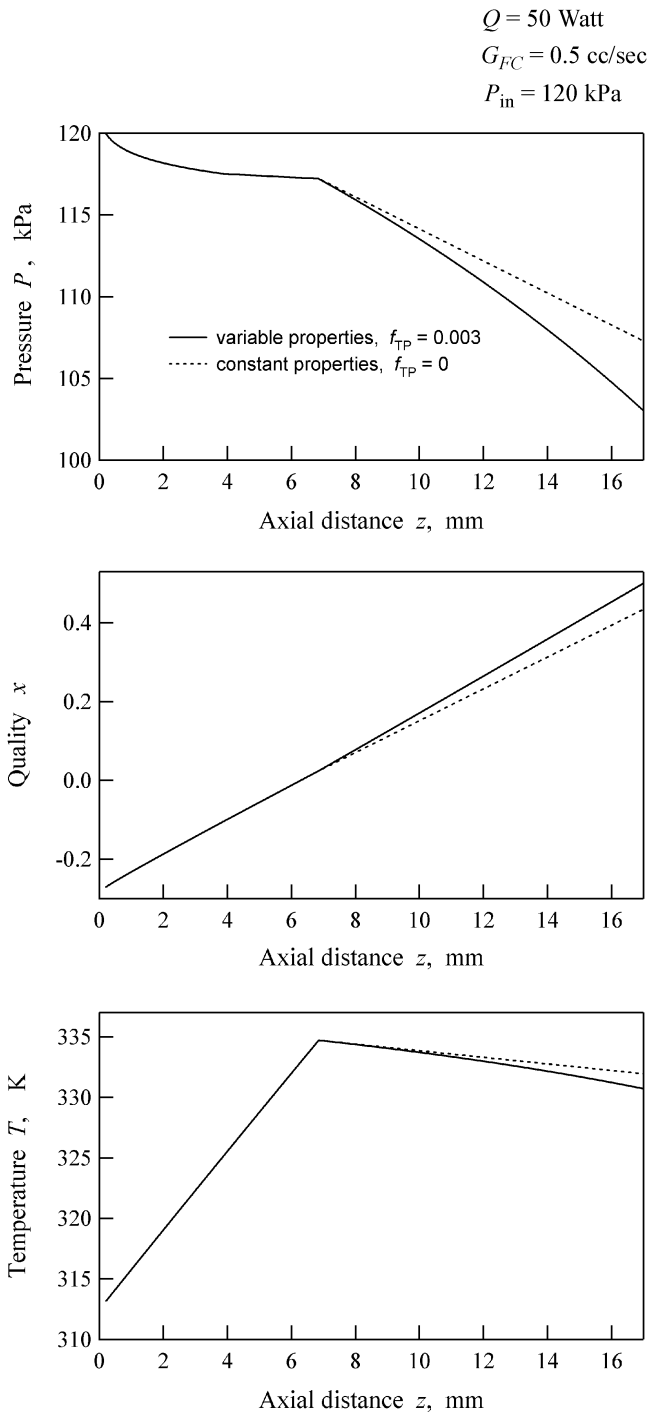
(b)

Figure 4 - 19: Calculated behavior of pressure, quality, and temperature along axial direction of a microchannel (cont.). In this calculation, $Q = 25$ Watt, $G_{FC} = 0.2$ cc/sec, and $P_{in} = 105$ kPa. Homogeneous model was used for this calculation.



(c)

Figure 4 - 19: Calculated behavior of pressure, quality, and temperature along axial direction of a microchannel (cont.). In this calculation, $Q = 25$ Watt, $G_{FC} = 0.5$ cc/sec, and $P_{in} = 110$ kPa. Homogeneous model was used for this calculation.



(d)

Figure 4 - 19: Calculated behavior of pressure, quality, and temperature along axial direction of a microchannel (cont.). In this calculation, $Q = 50$ Watt, $G_{FC} = 0.5$ cc/sec, and $P_{in} = 120$ kPa. Homogeneous model was used for this calculation.

4.5 第4章まとめ

本章では第2章で製作したμHEXを用いて沸騰熱交換実験を行ない、またこれをhomogeneousモデルによって検証することにより、沸騰熱交換に関して幾つかの知見が得られた。

ハイスピードカメラを用いてマイクロチャンネル内沸騰の様子を観察した実験からは、以下のことが判明した：

- フロリナート流量によって気液混相流れの様式は大きく異なり、流量が少ない範囲では蒸気界面のメニスカスが消滅する。
- それぞれのチャンネル及びチャンネル内の位置によっても混相流れの様式は大きく異なり、これは直交型熱交換器であることに起因している。

また沸騰熱交換を熱電対及び差圧計によって計測する実験を行ない、その測定結果を整理することによって次のような知見が得られた：

- 沸騰が活発になるに従って、圧力損失は急激に増加する。
- 本沸騰熱交換実験の範囲では、与えられたΔT_{max}のもとでより多くのQを達成する為には、フロリナート流量を少なくして沸騰させるよりは、流量を多く選んで液単相で流した方がよい。ただし、後者の方が液単相流れにも関わらず前者よりも圧力損失は大きくなる。
- 沸騰が起きることによって全熱抵抗R_{tot}のうちのR_{conv}の部分が低下するが、ある程度沸騰が活発になるとそれ以上は殆ど低下しなくなる。
- $\Delta P/Q$或いは$(R_{tot}\,\Delta P)^{-1}$を効率と定義すると、本沸騰熱交換実験の範囲では、液単相で流すよりは流量を減らしてフロリナートを沸騰させた方が効率が良く、またもしも沸騰しないフロリナートがあるならばそれを用いた方がさらに効率が良くなると考えられる。

マイクロチャンネル内沸騰が圧力損失を急増させるメカニズムを検証する為、簡単化されたモデルに対して homogeneous model を適用し、その計算結果から以下のような知見が得られた。

- 本研究で製作した μHEX で沸騰熱交換を行なう場合にも、homogeneous model によって圧力損失が急増する現象が説明できる。
- マイクロチャンネル内沸騰の圧力損失急増の主要因は、蒸発相変化による冷媒の急激な加速にあり、これはしばしば粘性による圧力損失を大きく上回る。

本章における実験からは、μHEX を沸騰熱交換に用いると圧力損失の急増というデメリットが沸騰相変化を用いることのメリットを大きく上回り、液単相熱交換に比べ効率が悪くなるという結果が得られた。しかしながら本実験で用いたフロリナート (FX-3250) は蒸発潜熱が水のおよそ 25 分の 1 と極めて低く、より蒸発潜熱の大きな冷媒を用いていれば、沸騰相変化を利用した方が効率が良くなるという結果が得られたのかもしれない。また、フロリナート入口温度 ($\simeq$ 40 ^{o}C) が沸点 (56 ^{o}C) から大きく離れた条件で実験を行なったために、沸騰相変化による冷媒温度のクリップ効果を有効に活用できなかったことが原因となり、液単相熱交換に比べ効率が悪いという結果が得られた可能性もある。

いずれにせよ、このような点が改善された実験を行ない、その結果を見るまでは「μHEX で沸騰相変化を用いるのは効率が悪い」と結論するのは早計であろう。

第 4 章参考文献

[1] M.B. Bowers and I. Mudawar, "High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, no. 2, pp. 321–332, 1994.

[2] X.F. Peng and B.X. Wang, "Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 36, no. 14, pp. 3421–3427, 1993.

[3] A.F. Mills, *Heat Transfer*, Prentice Hall, New Jersey, 2nd edition, 1999.

[4] T.S. Ravigururajan, "Two-phase flow characteristics of refrigerant flows in a microchannel heat exchanger," *Enhanced Heat Transfer*, vol. 6, pp. 419–427, 1999.

[5] X.F. Peng et al., "Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 38, no. 1, pp. 127–137, 1995.

[6] X.F. Peng, G.P. Peterson, and B.X. Wang, "Flow boiling of binary mixtures in microchanneled plates," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 39, no. 6, pp. 1254–1264, 1996.

[7] M.B. Bowers and I. Mudawar, "Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 1 - design criteria and heat diffusion constraints," *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol. 116, no. 4, pp. 290–297, 1994.

[8] D.B. Tuckerman and R.F.W. Pease, "High-performance heat sinking for VLSI," *IEEE Electron Device Letters*, vol. EDL–2, no. 5, pp. 126–129, 1981.

[9] R.J. Phillips, L.R. Glicksman, and R. Larson, "Forced-convection, liquid-cooled, microchannel heat sinks for high-power-density microelectronics," in *Cooling Technology for Electronic Equipment*, New York, 1988, pp. 295–316, Hemisphere Publishing Corp.

[10] R.W. Knight, D.J. Hall, J.S. Goodling, and R.C. Jaeger, "Heat sink optimization with application to microchannel," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 15, no. 5, pp. 832–842, 1992.

[11] M.B. Kleiner, S.A. Kühn, and K. Harberger, "High performance forced air cooling scheme employing microchannel heat exchangers," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology—Part A*, vol. 18, no. 4, pp. 795–804, 1995.

[12] M.B. Bowers and I. Mudawar, "Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 2 - flow rate and pressure drop constraints," *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol. 116, no. 4, pp. 298–305, 1994.

[13] J.G. Collier, *Convective Boiling and Condensation*, McGraw-Hill, New York, 2nd edition, 1981.

[14] W.M. Rohsenow, J.P. Hartnett, and I.C. Young, Eds., *Handbook of Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 3rd edition, 1998.

第５章

マイクロチャンネルヒートシンクの設計指針

この章では、CPU 等の電子デバイスからの除熱を目的としたヒートシンクの設計最適化方法を導出する。なおここで扱う冷却方法は、平行流路群を有するヒートシンクを用いた強制対流冷却に限られる。より具体的には、与えられた熱負荷を満足しながら、必要となるポンプ圧力及びポンプ仕事を最小とするような、流路直径・流路本数・冷媒流量の最適値を決定する最適化方法を解析的に構築してゆく。なお最適化方法の構築の過程において、本論文で初めて導入された様々な無次元数が用いられる。議論を様々な仮定によって簡単化し、また無次元数のみを用いて理論を構築することにより、最適解を得るための手順が著しく簡潔化されるだけでなく、それぞれの最適解がどのような物理に支配されているのかを容易に理解することができる。

本章ではまず第 1 節でヒートシンク設計の最適化の必要性及びその指針を議論する。続く第 2 節では本章で扱うヒートシンクのモデル及び最適化に際して用いる仮定を紹介する。第 3 節では冷媒の粘性発熱を無視できる場合の最適化手順を紹介し、殆どの場合粘性発熱が無視できる程小さい水冷の場合についての計算結果を議論とともに示す。第 4 節では粘性発熱を考慮に入れる場合の最適化手順を紹介し、粘性発熱がしばしば重要となってくる空冷の場合についての計算結果を議論とともに示す。また第 5 節では本章の結論が述べられる。

本章で用いられる変数

A total cross-sectional area of channels ($= na$) $[\mathrm{m}^2]$

$\overline{A}$ ratio of channel area to heat sink area ($= A/S$) $[-]$

a cross-sectional area of a channel $[\mathrm{m}^2]$

Bi Biot number ($= h/(k_s\sqrt{N})$) $[-]$

C_p specific heat of the fluid at constant pressure $[\mathrm{J\ kg^{-1}\ K^{-1}}]$

D_h hydraulic diameter of a channel $[\mathrm{m}]$

$\overline{D}_h$ dimensionless hydraulic diameter of a channel ($= D_h/L$) $[-]$

ΔP pressure drop between the inlet and outlet $[\mathrm{Pa}]$

$\overline{\Delta P}$ dimensionless pressure drop ($= \Delta P / \frac{\rho \nu^2}{L^2}$) [−]

ΔT maximum temperature difference ($= T_{w,out} - T_{f,in}$) [K]

f Darcy friction factor [−]

G total volumetric flow rate of the fluid [m^3 sec^{-1}]

H height of heat sink [m]

h heat transfer coefficient [W m^{-2} K^{-1}]

k_f thermal conductivity of the fluid [W m^{-1} K^{-1}]

k_s thermal conductivity of heat sink material [W m^{-1} K^{-1}]

L length of heat sink, or length of a channel [m]

L_e entrance length [m]

Ma Mach number [−]

N number of channels per unit cross-sectional area of heat sink ($= n/S$) [m^{-2}]

$\overline{N}$ dimensionless number of channels per unit cross-sectional area of heat sink ($= NL^2$) [−]

Nu Nusselt number ($= hD_h/k_f$) [−]

n total number of channels [−]

p perimeter of a channel ($= 4a/D_h$) [m]

Pr Prandtl number of the fluid ($= \rho C_p \nu / k_f$) [−]

Q total heat dissipation from a heat source [W]

$\overline{Q}$ dimensionless heat dissipation from a heat source ($= Q / \frac{\rho \nu^3 S}{L^3}$) [−]

q'' heat flux at channel wall surface [W m^{-2}]

R thermal resistance ($= \Delta T / Q$) [K W^{-1}]

Re Reynolds number ($= VD_h/\nu$) [−]

S total cross-sectional area of heat sink ($= HW$) [m^2]

T_f local bulk temperature of the fluid [K]

T_w local temperature of the channel wall [K]

V bulk velocity of the fluid [m sec^{-1}]

W width of heat sink [m]

Greek symbols

ρ	density of the fluid $[\,\mathrm{kg\ m^{-3}}\,]$
ν	kinematic viscosity of the fluid $[\,\mathrm{m^2\ sec^{-1}}\,]$
Λ	dimensionless thermal load $(= QL/(Sk_f\Delta T))$ $[\,-\,]$
Γ	ratio of heat generated from a chip to that by viscosity $(= \Psi/Q)$ $[\,-\,]$
Ψ	pumping power $[\,\mathrm{W}\,]$
$\overline{\Psi}$	dimensionless pumping power $(= \Psi/\frac{\rho\nu^3 S}{L^3})$ $[\,-\,]$
ψ	viscous heat generation per one channel $(= \Psi/n)$ $[\,\mathrm{W}\,]$

Subscripts

$_{cap}$	capacitive
$_{dissip}$	with viscous heat generation
$_{in}$	at inlet
$_{min}$	minimum value
$_{no\,dissip}$	without viscous heat generation
$_{opt}$	optimum value
$_{out}$	at outlet

5.1 最適化設計の必要性及び方向性

第 1 章では主にマイクロオーダーの流路径を有する強制対流冷却機構、すなわちマイクロチャンネル冷却機構が何故優れた除熱特性を有しているのかについて理論的な側面から議論してきた。また（作動流体を水とした場合の）マイクロチャンネルを用いた冷却が、電子デバイスなどの高密度発熱源が要求する除熱範囲をよくカバーしていることも示した。つまり第 1 章では主にマイクロチャンネルによる冷却の長所について議論してきたわけであるが、第 1 章でも少し触れた通り、当然ながらそれに伴う短所も存在する。流路をマイクロオーダーまで微細化することによって、必要となるポンプ圧力及びポンプ仕事はマクロなオーダーの流路のそれよりも遥かに大きなものとなるのである。

必要となるポンプ圧力またはポンプ仕事が大きくなると、様々な好ましくない影響が生じる。例えばポンプの電力消費が増大すること、ポンプが大型化することによってシステム全体の重量・体積が増大してしまうこと、システムの内部圧力が全体的に高くなり部品の破断の危険及び作動流体の漏れの危険が高くなること、これらの点に対処するためにコストが増加することなどが挙げられる。また、特に空冷の場合には、ポンプ仕事が大きくなると作動流体の内部発熱に転換されるエネルギーが発熱源の発熱量自体と同程度まで大きくなる可能性があり（すなわち粘性発熱の影響が大きくなり）、冷却システムの性能を著しく低下させる可能性も出てくる。

このような理由から、マイクロチャンネル冷却機構を設計する際には必要なポンプ圧力・ポンプ仕事がなるべく小さくするために、冷却機構に関する様々なパラメーターを最適化をしてやることが望ましい。しかしながら、一口に「最適化」といってもその目的や要求により様々なアプローチが考えられる。当然ながら CPU を除熱対象と考えたときの最適化のアプローチと、半導体レーザー発振部を除熱対象と考えたときのアプローチは異なるべきである。すなわち除熱対象物がどのような性質を持っているかを見極めた上で、適切な最適化のアプローチをとることが重要である。この点について過去の研究者の報告を参照しながら以下に議論してゆく。

電子デバイス冷却のためのマイクロヒートシンクの最適化方法に関して、現在までに様々な論文が出版されている [1]–[7]。そのうち主なものを Table 5 - 1 にまとめ、各研究

Table 5 - 1: Comparison among previous optimization works

Tuckerman and Pease (1981) [1] : Closed fin-type		Notes
Specified	· heat sink width (W), length (L) · pressure drop (P) · channel aspect ratio (α_c) or fin efficiency (η)	· Specification of either of α_c or η results in a specification of the other. · fin width (w_w) = channel width (w_c)
Optimized	channel width (w_c)	
Minimized	thermal resistance (θ)	

Sasaki and Kishimoto (1986) [2] : Closed fin-type		Notes
Specified	· heat sink width (L), length (L), height (T) · channel height (Z) · pressure drop (ΔP) · allowable temperature rise of chip junction (ΔT)	· Although the authors maximized Q_a with fixing ΔT, this is equivalent to a minimization of thermal resistance. · The Z is equal to fin height. · fin width (w_w) = channel width (w_c)
Optimized	channel width (w_c)	
Minimized	thermal resistance ($\Delta T/Q_a$)	

Phillips (1987) [3] : Closed fin-type		Notes
Specified	· channel length (L), aspect ratio (α) · fin-channel width ratio (w_w/w_c) · substrate thickness (t) · either one of pressure drop (ΔP), coolant flow rate per unit heater surface area (V''), or pumping power per unit heater surface area (P'')	· The substrate thickness (t) means the fin base thickness.
Optimized	channel width (w_c)	
Minimized	thermal resistance per unit heater surface area (R''_{tot})	

Knight et al. (1992) [4] : Closed fin-type		Notes
Specified	· heat sink width (W), length (L) · pressure drop (ΔP) · maximum allowable pumping power ($\dot{w}$) · fin efficiency (η) or fin height (D)	· Originally the D was termed as 'fin length', however, the name 'fin height' was used here for a consistency with other researchers' terminology.
Optimized	number of channels (n) and fin-channel width ratio (Γ)	
Minimized	thermal resistance (θ)	

Lee (1995) [5] : Open fin-type in a rectangular duct		Notes
Specified	· duct width (W), height (H) · heat sink width (w), height (h) · fin height (h_f), thickness (t_f), length (l_f) · fluid velocity at duct inlet (U_d)	· The length of fin (l_f) is equal to the length of the heat sink. · The heat sink is placed on the middle-bottom of the duct.
Optimized	number of fins (N_f)	
Minimized	thermal resistance (R_{sa})	

Kleiner et al. (1995) [6] : Closed fin-type		Notes
Specified	· heat sink width (W_{hs}), length (L_{hs}) · fin height (L_{fin}), base thickness (H_{ba}) · pumping power (P_{tot}) or thermal resistance (θ_{hs})	· The authors further require a specification of diameter and length of a feed tube which connects a blower to the heat sink.
Optimized	channel width (W_{ch}) and fin width (W_{fin})	
Minimized	thermal resistance (θ_{hs}) or pumping power (P_{tot})	

Choquette et al. (1996) [7] : Closed fin-type		Notes
Specified	· heat sink width (W), length (L), base thickness (t) · fin height (H) · either one of volume flow rate (G), pressure drop (ΔP), or pumping power (Pow)	
Optimized	channel width (S) and fin width (τ)	
Minimized	thermal resistance (R_{tot})	

者の最適化のアプローチを比較した。この Table において ‘specified parameter’ は最適化に先立って与えられているパラメーター、‘optimized parameter’ は最適化されるべきパラメーター、‘minimized parameter’ は最適化された結果として最小化されるべきパラメータを意味する。流路直径、流路本数、冷媒流量、熱抵抗などの様々なパラメーターをこれら 3 種類のどれに分類するかによって、その「最適化」の性質が決定されるのである。この表から従来からのヒートシンク最適化に関する報告では、その殆どすべてがポンプ圧力或いはポンプ仕事を ‘specified parameter’ に選びながら熱抵抗 R を最小化していることがわかる。

熱抵抗 R は通常最大温度差 ΔT と全発熱量 Q の比、すなわち $\Delta T/Q$ で定義される。ただし ΔT の定義が研究者によって異なることに注意する必要がある。例えば Phillips らは ΔT を冷媒入口温度とチップ表面温度の差としているが [3]、Knight らはこれを冷媒入口温度とフィン表面温度の差としている [4]。この両者の差は fin base の熱抵抗を考慮に入れているがどうかであるが、この熱抵抗は殆どの場合一定値と考えて良いので、全熱抵抗を最小化することを考えれば、これを考慮に入れるかどうかが最適化に影響することは無いと言える。

実用という観点から考えたとき、このような従来からの最適化アプローチは必ずしも望ましいものではない。CPU 等の電子デバイスの冷却を考える場合、R がまず与えられていて、それからその R を達成するのに必要なポンプ圧力又はポンプ仕事が最小化されるべきである。言い換えれば、R を ‘specified parameter’ としポンプ圧力 ΔP もしくはポンプ仕事 Ψ を ‘minimized parameter’ とするべきである。なぜならば実際の場面において熱設計者が ΔT もしくは Q の値を設定することは不可能（これらの値は IC チップの製造者が決定するから）であり、彼らにできるのはこれらの与えられた熱的条件を満たしながらコストを抑えるために ΔP や Ψ を最小化することだけであるからである。（ダイオードレーザー等の光学機器の場合には、できるだけ大きな出力で運転するために ΔP や Ψ を決めておき、その範囲で R を最小化するというアプローチが一般的であろう。）

従来からのこれらの最適化方法を用いても、始めに R を決めておいて ΔP もしくは Ψ を最小化するということが可能ではあるが、その為には試行錯誤的な繰り返し計算が必

要になってくる。すなわち ΔP もしくは Ψ を変えながら、望まれる R が得られるまで計算を繰り返すという方法であるが、このアプローチは明らかに大量の計算時間を必要とする。

以上の点より、望まれるべき最適化のアプローチは以下のようなものでなくてはならないと著者は信ずる：

- 最適化のアプローチは、（特に電子デバイス冷却の場合には）熱設計者が R を特定した結果として、ΔP または Ψ の最小値が得られるものであること。
- 最適化計算においては、試行錯誤的な繰り返し計算を用いることなく、一度の計算で最適値のセットが得られること。

本章で紹介される最適化手法の基礎となる方法論は、均一発熱する二平板間に空気を強制対流させてこれらから除熱する場合に二平板の間隔を最適化することによって必要なポンプ仕事を最小化した Tan [8] の論文に基づく。

5.2 モデルと仮定

本章で考える除熱対象物の概略図を Figure 5 - 1 に示す。この除熱対象物は上面で熱量 Q の発熱があるヒートシンクと見なすこともできるし、それ自体がチップであると見なすこともできる。いずれにせよ上面で面発熱があり、物体内に作成された n 本の水力直径 D_h の流路に冷媒を流すことによって、この発熱を取り除くものである。この物体の奥行き長さは L でこれは流路長さに等しく、奥行き方向に垂直な断面積（流路部分も含む）を $S(= W \times H)$ とする。また、この図中では流路断面は円形となっているが、当面の間はこれを円形に限る必要は無く、水力直径が D_h の一般化された流路を表すものとして考えてよい。

Figure 5 - 1 (a) には、物体内に水平に配置された流路の列が複数存在する場合が示されている。このような流路の配置はヒートシンクとしての性能を考える上で、望ましくないといえる。なぜならばこのような流路の配列では、明らかに上面で発熱した熱が均

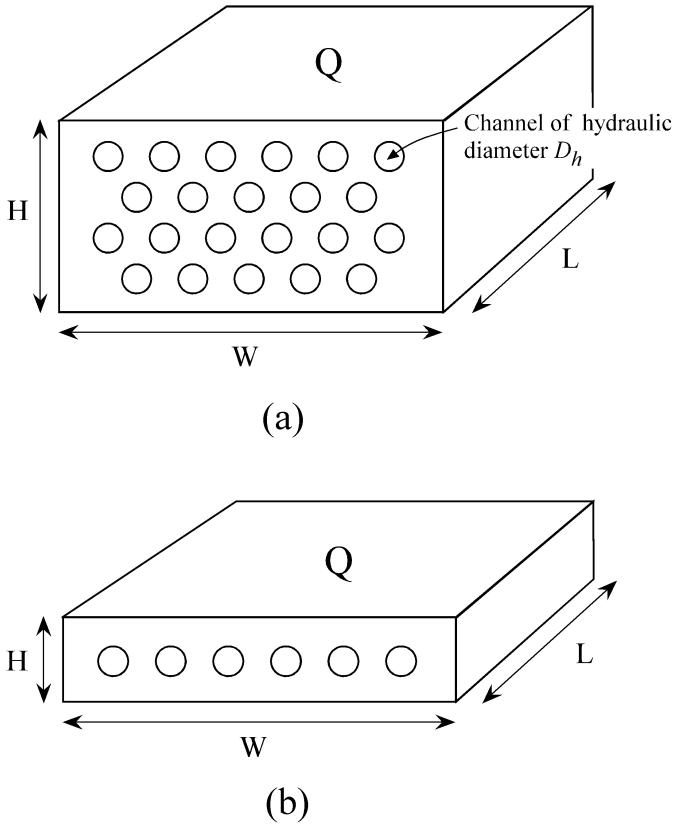


Figure 5 - 1: Schematic description of a generic element to be cooled. n channels of hydraulic diameter D_h are aligned in (a) multi-row or (b) single-row configuration. Coolant is forced through the channels in order to remove a thermal load of Q from the element.

等に各流路に配分されないからである。(しかしながら、本章ではこのような場合は議論しないが、もしも発熱が核燃料のような体積発熱であるならば、このような流路の配置は十分にありうる。本章で示す最適化方法はこのような場合にも全く成立する。）殆どの実用的な場面では H は W に比べて十分小さく、従って流路の配列は Figure 5 - 1 (b) に示すように水平に１つだけの列をもつことが望ましい。ただし流路は均等な間隔で配置されているものとする。

全流路面積 A は以下のように表される：

$$A = na = n \cdot \frac{pD_h}{4} \tag{1}$$

ここで n、a、及び p はそれぞれ流路本数、流路断面積、流路の周長さを表す。また $p = 4a/D_h$ の関係を用いた。

流路断面積とヒートシンク断面積の比 $\overline{A}$ は以下のように定義される：

$$\overline{A} = \frac{A}{S} \tag{2}$$

すなわち $\overline{A}$ は０から１の間の値をとる。

熱源から流路壁面までの間の熱移動について、以下の仮定 (a) 及び (b) を適用する：

(a) 全発熱 Q は均等に各流路に分配される。すなわち各流路は Q/n の熱を受け取る。

(b) 流路壁面を通過する熱流束は、場所によらず均一であるとする。すなわち、壁面における熱流束 q'' は次のように表されるとする：

$$q'' = \frac{Q}{npL} \tag{3}$$

上の仮定 (b) は、壁面と冷媒の間の熱伝達率が一定であるとすれば、流路周方向への均一温度の仮定に他ならない。簡単化の為、固体内の温度分布（もしくは流路周方向の熱流束分布）を考えないことにする。

ヒートシンク内の最大温度を流体出口における流路壁面温度 $T_{w,out}$ と定義する。このように最大温度を定義したということは、流路出口における発熱面と流路壁面の間には

殆ど温度差は無いものと考えるということである。この最大温度の定義は、固体内の伝導熱抵抗が流路壁面と流体との間の伝達熱抵抗に比べ十分に小さいとき、すなわち以下に定義されるビオ数が１より十分に小さいときに有効となる：

$$Bi \equiv \frac{h}{k_s\sqrt{N}} \tag{4}$$

ここで k_s と h はそれぞれ固体の熱伝導率、流路壁面と流体の間の熱伝達率を表す。また、N は単位ヒートシンク断面積当りの流路本数を表し、$N \equiv n/S$ で定義される。つまり $1/\sqrt{N}$ は流路同士及び流路と発熱面の間の距離を代表して表す長さである。ビオ数が１より十分に小さいときは、ヒートシンク内の（或いは流路周方向の）温度分布は（定性的にではあるが）少ないといえる。但し流路同士があまりに近接しすぎていると、ビオ数は小さくなるものの流路周方向の温度分布及び熱流束分布は大きくなってしまうことに注意する必要がある。すなわち最大温度の定義が妥当かどうかを判断するためにビオ数を用いるのは全く妥当であるが、ビオ数を流路周方向の温度分布の不均一さを見積もることに用いるのには注意が必要である。本章を通じて採用される流体の流動に関する仮定は、(c) 熱的・水力学的に発達した流れ、(d) 定物性、(e) 非圧縮性流体、(f) 定常流れ、(g) 重力の影響なし、(h) 流路壁面に荒さなし、(i) ヒートシンク内において流れ方向への熱伝導無しである。これらの仮定の妥当性は後の計算結果を示す節において検証される。

5.3 粘性発熱を伴わない場合

5.3.1 無次元数の導入

レイノルズ数

先に述べた仮定を用いて、以下に示すエネルギー保存の式が導き出される。まず流路壁面における均一熱流束が仮定されているので、入口から出口の間の流体の温度上昇は、

$$\begin{aligned} T_{f,out} - T_{f,in} &= T_{w,out} - T_{w,in} = \Delta T - (T_w - T_f) \\ &= \Delta T - \left(\frac{q''}{h}\right) \\ &= \Delta T \left(1 - \frac{q'' D_h}{Nu \cdot k_f \Delta T}\right) \end{aligned} \tag{5}$$

ここで $q'' = h(T_w - T_f)$ 及び $Nu = hD_h/k_f$ の関係を用いた。k_f は流体の熱伝導率を表す。また T_w と T_f はそれぞれある地点における流路壁面温度と流体平均温度を表し、従って $(T_w - T_f)$ はある地点における壁面と流体の温度差を表す。先に述べたように本章では最大温度差 ΔT は $\Delta T = T_{w,out} - T_{f,in}$ と定義される。また、q'' と h の両方が一定の場合には $T_{f,out} - T_{f,in} = T_{w,out} - T_{w,in}$ の関係が成り立つことに注意すべきである。

エネルギー保存の式から流体の断面内平均流速 V を以下のように導くことができる：

$$\begin{aligned} q'' Lp &= \rho V a C_p (T_{f,out} - T_{f,in}) \\ \Longleftrightarrow \quad V &= \frac{q'' Lp}{\rho a C_p (T_{f,out} - T_{f,in})} \\ &= \frac{4q'' L}{\rho C_p D_h (T_{f,out} - T_{f,in})} \end{aligned} \tag{6}$$

ここで ρ と C_p はそれぞれ流体の密度と定圧比熱である。

式 (3)、(5)、(6) からレイノルズ数を無次元数のみを用いて次のように表すことができる：

$$Re = \frac{V D_h}{\nu}$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{D_h}{\nu} \cdot \frac{4q''L}{\rho C_p D_h \Delta T \left(1 - \dfrac{q'' D_h}{Nu \cdot k_f \Delta T}\right)} \\
&= \frac{QD_h}{k_f \Delta T} \cdot \frac{1}{Pr\left(A - \dfrac{QD_h{}^2}{4Nu \cdot k_f \Delta T L}\right)} \\
&= \frac{Q}{k_f \Delta T} \cdot \frac{L}{S} \cdot \frac{D_h}{L} \cdot \frac{1}{Pr\left(\dfrac{A}{S} - \dfrac{1}{4Nu} \cdot \dfrac{Q}{k_f \Delta T} \cdot \dfrac{L}{S} \cdot \dfrac{D_h{}^2}{L^2}\right)} \\
&= \frac{\Lambda \overline{D}_h}{Pr\left(\overline{A} - \dfrac{\Lambda \overline{D}_h{}^2}{4Nu}\right)} \qquad (7)
\end{aligned}
$$

$$
\left[\Lambda \equiv \frac{Q}{k_f \Delta T} \cdot \frac{L}{S}, \quad \overline{D}_h \equiv \frac{D_h}{L} \right]
$$

ここで Pr はプラントル数である。Λ と $\overline{D}_h$ はそれぞれ無次元熱負荷と無次元水力直径を表す。Λ の物理的意味は与えられた熱的制約のもとでの除熱の大変さである。すなわち Λ が大きいほどより多くのポンプ仕事或いはポンプ圧力が必要となり、これは除熱の大変さを統一的に表すことのできる本論文で初めて導入された無次元数である。この最適化方法では $\overline{A}$ と Λ の両方を最適化に先立って決める必要がある。Λ は $\Delta T/Q$、すなわち熱抵抗 R を含んでいることに気をつけること。

ポンプ仕事

ポンプ仕事 Ψ とポンプ圧力 ΔP は以下のように表される：

$$
\Psi = \Delta P V A \qquad (8)
$$

$$
\Delta P = \frac{f}{2} \cdot \frac{L}{D_h} \cdot \rho V^2 \qquad (9)
$$

ここで f はダルシーの摩擦損失因子を表す。式 (9) を式 (8) に代入することによって Ψ は次のように書かれる：

$$\Psi = \frac{f}{2} \cdot \frac{\rho\nu^3}{L^3} \cdot \frac{Re^3}{\overline{D}_h^4} \cdot A \tag{10}$$

無次元ポンプ仕事 $\overline{\Psi}$ は式 (10) を S と $\rho\nu^3/L^3$ で割ることによって、以下のように定義される：

$$\overline{\Psi} \equiv \left\{ \frac{\Psi/S}{\rho\nu^3/L^3} \right\} = \frac{f}{2} \cdot \frac{Re^3}{\overline{D}_h^4} \cdot \overline{A} \tag{11}$$

ポンプ圧力

ポンプ圧力 (9) は次のように書き直される：

$$\Delta P = \frac{f}{2} \cdot \frac{\rho\nu^2}{L^2} \cdot \frac{Re^2}{\overline{D}_h^3} \tag{12}$$

そして、無次元ポンプ圧力 $\overline{\Delta P}$ は式 (12) を $\rho\nu^2/L^2$ で割ることによって次のように定義される：

$$\overline{\Delta P} \equiv \frac{\Delta P}{\rho\nu^2/L^2} = \frac{f}{2} \cdot \frac{Re^2}{\overline{D}_h^3} \tag{13}$$

流路数

N と $\overline{A}$ の間の関係は

$$\overline{A} = \frac{na}{S} = Na \quad \Longleftrightarrow \quad N = \frac{\overline{A}}{a} \tag{14}$$

である。無次元化された単位ヒートシンク断面当りの流路数 $\overline{N}$ は

$$\overline{N} \equiv NL^2 = \frac{\overline{A}L^2}{a} \tag{15}$$

と定義される。以降の節では、最適化理論の構築は以上で定義・導入された無次元数を用いて行われる。これまでの議論は、いかなる流路断面形状をもつヒートシンクの場合にも成立することに注意せよ。

5.3.2 最適化の手順

これ以降の議論は流路断面形状が円形の場合のみに限られる。従ってこれ以降、特に指定することが無ければ D_h は単に円形流路の直径を表す。

流れが層流の場合

まず始めに流れが層流の場合について、最適化方法の構築を行う。水力学的に発達した流れが仮定されているので、この場合の摩擦損失係数は次のように与えられる：

$$f = \frac{64}{Re} \tag{16}$$

また壁面における一定熱流束及び発達した流れが仮定されているので、ヌッセルト数は一定 ($Nu = 4.363$) となる。

先に述べたとおり、本章で扱う最適化にはポンプ仕事を最小化する場合とポンプ圧力を最小化する場合とがあるが、まず最初にポンプ仕事を最小化する場合についての最適化手順を示す。式 (7) と式 (16) を式 (11) に代入することで、無次元ポンプ仕事 $\overline{\Psi}$ は以下のように表される：

$$\overline{\Psi} = \frac{32}{Pr^2} \cdot \frac{\overline{A}\,\Lambda^2}{\overline{D}_h^2 \left(\overline{A} - \dfrac{\Lambda \overline{D}_h^2}{4Nu} \right)^2} \tag{17}$$

ここで $\overline{\Psi}$ は $\overline{D}_h$ のみを変数としていることに注意せよ。$\overline{\Psi}$ の最小値（すなわち $\overline{\Psi}_{min}$）を

与える $\overline{D}_h$ の最適値（すなわち $\overline{D}_{h\,opt}$）は $\frac{\partial \overline{\Psi}}{\partial \overline{D}_h} = 0$ を解くことで得られる：

$$\overline{D}_{h\,opt} = \left(\frac{4Nu\overline{A}}{3\Lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{18}$$

式 (18) を式 (7) に代入することで、最適条件におけるレイノルズ数 Re_{opt} は次のように得ることができる：

$$Re_{opt} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{3\Lambda Nu}{\overline{A}} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{19}$$

そして、ポンプ仕事の最小値 $\overline{\Psi}_{min}$ は式 (18) を式 (17) に代入することによって以下のように得られる:

$$\overline{\Psi}_{min} = \frac{54\Lambda^3}{Pr^2 Nu \overline{A}^2} \tag{20}$$

また、$a = \pi {D_h}^2/4$ の関係を式 (15) に代入することによって

$$\overline{N} = \frac{4\overline{A}}{\pi \overline{D}_h^2} \tag{21}$$

という関係が得られる。$\overline{N}$ の最適値、すなわち $\overline{N}_{opt}$ は式 (18) を式 (21) に代入することによって、以下のように得ることができる:

$$\overline{N}_{opt} = \frac{3\Lambda}{\pi Nu} \tag{22}$$

ここで $\overline{N}_{opt}$ は $\overline{A}$ に対して独立であることに注意すること。

最適条件におけるポンプ圧力 $\overline{\Delta P}_{opt}$ は、式 (16)、(18)、(19) を式 (13) に代入することによって次のように得られる:

$$\overline{\Delta P}_{opt} = \frac{36\Lambda^2}{PrNu\overline{A}^2} \tag{23}$$

以上に述べたポンプ仕事を最小化する場合には、'specified parameter' は Λ と $\overline{A}$ であり、'minimized parameter' は $\overline{\Psi}$ で、'optimized parameter' は $\overline{D}_h$、Re と $\overline{N}$ となる。

ポンプ圧力を最小化する場合についての手順は、上に示したポンプ仕事を最小化する場合の手順とほぼ同様である。この場合の最適化結果を、ポンプ仕事を最小化した場合の最適化結果とあわせて Table 5 - 2 に示す。Table 5 - 2 を注意深く眺めていると、Ψ_{min} に対する最適化と ΔP_{min} に対する最適化の間にある本質的な違いを理解することができる。すなわちポンプ仕事を最小化する場合には、圧力損失をある程度犠牲にしてでも流量を減らそうとするため、D_h は比較的小さい値に最適化される。これは n の最適値が比較的大きく、Re の最適値が比較的小さくなっている原因である。対照的にポンプ圧力を最小化する場合には、ポンプ仕事を多少犠牲にしてでも（すなわち必要な冷媒流量を多少増やしてでも）圧力損失を減らそうとするため、D_h は比較的大きい値に最適化される。これは n の最適値が比較的小さく、Re の最適値が比較的大きくなっている原因である。

Kleiner らは [6] の中で、空冷・層流を用いた矩形フィンタイプのヒートシンクについて、発達した流れの仮定を用いて熱抵抗が最小となるように最適化計算を行なった。彼らは数値計算結果を説明する際に"an increase in pumping power of approximately factor ten is required to reduce thermal resistance by a factor of two."と述べているが、しかしながら彼らはこのようになる理由及びこれが普遍的なものなのかどうかについては述べていない。Table 5 - 2 によると熱抵抗を半分（すなわち Λ を倍）とするためには 8 倍のポンプ仕事が必要となるが、発達した層流の場合には流路形状（つまり円形なのか矩形なのか、また矩形の場合にはそのアスペクト比）によらず $Nu =$ 一定かつ $f \propto Re^{-1}$ となる [9] ことを考えれば、発達した層流を仮定している限りはポンプ仕事は Λ の 3 乗に比例するので、Kleiner らの計算結果は物理的な必然であると言えるのである。

流れが乱流の場合

水力学的に発達した乱流流れの場合、流路壁面が十分に滑らかならば、摩擦損失係数及びヌッセルト数は以下のような関係式で比較的広範囲の Re について正確に与えられる [10]：

Table 5 - 2: Analytical Solutions for Laminar Regime

Optimization for $\overline{\Psi}_{min}$	Optimization for $\overline{\Delta P}_{min}$
$\overline{\Psi}_{min} = \dfrac{54\Lambda^3}{Pr^2 Nu \overline{A}^2}$	$\overline{\Delta P}_{min} = \dfrac{32\Lambda^2}{PrNu\overline{A}^2}$
$\overline{\Delta P}_{opt} = \dfrac{36\Lambda^2}{PrNu\overline{A}^2}$	$\overline{\Psi}_{opt} = \dfrac{64\Lambda^3}{Pr^2 Nu \overline{A}^2}$
$\overline{D}_{hopt} = \left(\dfrac{4Nu\overline{A}}{3\Lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$	$\overline{D}_{hopt} = \left(\dfrac{2Nu\overline{A}}{\Lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$
$Re_{opt} = \dfrac{1}{Pr}\left(\dfrac{3\Lambda Nu}{\overline{A}}\right)^{\frac{1}{2}}$	$Re_{opt} = \dfrac{2}{Pr}\left(\dfrac{2\Lambda Nu}{\overline{A}}\right)^{\frac{1}{2}}$
$\overline{N}_{opt} = \dfrac{3\Lambda}{\pi Nu}$	$\overline{N}_{opt} = \dfrac{2\Lambda}{\pi Nu}$

- Petukhov の関係式　$(10^4 < Re_D < 5 \times 10^6)$

$$f = (0.790 \ln Re_D - 1.64)^{-2} \tag{24}$$

- Gnielinski の関係式　$(3000 < Re_D < 10^6,\ Pr > 0.5)$

$$Nu_D = \frac{(f/8)(Re_D - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \tag{25}$$

式 (25) は過去の様々な文献に示されている実験結果に 20 %以内の精度で一致する信頼できる関係式であるが、$Re < 10000$ の範囲では乱流は間欠的になり、この関係式の信頼性が多少低下する [10] ことに注意せよ。

式 (24) を式 (25) に代入することで、Nu は Re のみを変数として表すことができる。これは流体の物性値を温度によらず一定としている為である。

式 (7) は $\overline{D}_h$ について、次のように解くことができる：

$$\overline{D}_h = \sqrt{\left(\frac{2Nu}{RePr}\right)^2 + \frac{4Nu\overline{A}}{\Lambda}} - \frac{2Nu}{RePr} \tag{26}$$

なお f と Nu の関係式については、あまり正確ではないがシンプルなべき乗則の式がいくつか存在する。もしも熱設計者が正確さよりもシンプルさを重視するのであれば、式 (24) 及び式 (25) の代わりにこれらのべき乗則を用いるのがよいのかもしれない。

$\overline{A}$ と Λ は与えられていて、Pr は定数なので、式 (25) を式 (26) に代入することによって $\overline{D}_h$ は Re のみを変数として表すことができる。さらに $\overline{\Psi}$ 及び $\overline{\Delta P}$ は f、$\overline{D}_h$ と Re の関数なので（式 (11) と式 (13) を見よ）、これらは式 (24) と式 (26) を用いて Re のみを変数として表すことができる。

ポンプ仕事を最小化する場合には、$\overline{\Psi}_{min}$ は $\frac{\partial \overline{\Psi}}{\partial Re} = 0$、すなわち

$$\frac{3}{2} - \frac{Re}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial Re} - \frac{2Re}{\overline{D}_h} \cdot \frac{\partial \overline{D}_h}{\partial Re} = 0 \tag{27}$$

を解くことによって得られる。ここで $F \equiv 0.79 \ln Re - 1.64$ である。この微分方程式は数値的に Re_{opt} について容易に解くことができる。ひとたび Re_{opt} が求まれば、$\overline{D}_{h\,opt}$ を式 (26) から、$\overline{\Psi}_{min}$ を式 (11) から、$\overline{N}_{opt}$ を式 (21) から、そして $\overline{\Delta P}_{opt}$ を式 (13) から求めることができる。

一方、ポンプ圧力を最小化する場合には $\overline{\Delta P}_{min}$ は $\frac{\partial \overline{\Delta P}}{\partial Re} = 0$、すなわち

$$1 - \frac{Re}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial Re} - \frac{3Re}{2\overline{D}_h} \cdot \frac{\partial \overline{D}_h}{\partial Re} = 0 \tag{28}$$

を解くことによって得られる。この場合には Re_{opt} が求まった後、$\overline{D}_{h\,opt}$ を式 (26) から、$\overline{\Delta P}_{min}$ を式 (13) から、$\overline{N}_{opt}$ を式 (21) から、そして $\overline{\Psi}_{opt}$ を式 (11) から求めることができる。

5.3.3 計算結果

この節では、これまでに導入された最適化方法を用いてパラメーターの間のいくつかの重要な関係が示される。これから暫くは（粘性発熱を考慮に入れる場合の手前まで）、特に断らない限り作動流体は 40 ^{o}C の水、$\overline{A}$ は 0.3 とし、最適化はポンプ仕事が最小化されるように行われる。

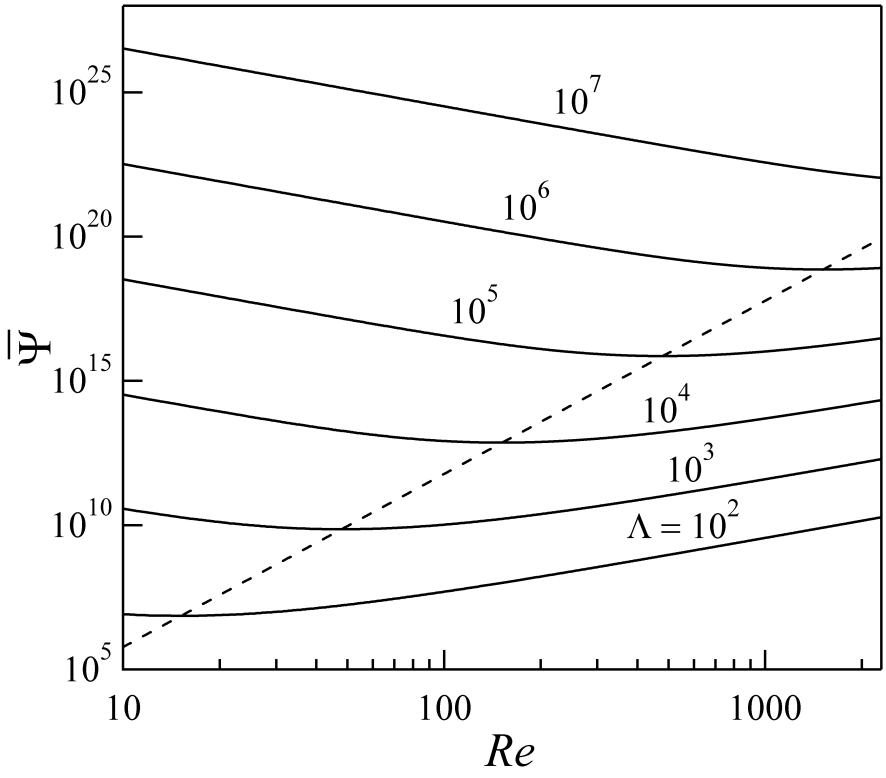


Figure 5 - 2: The relationship between Re and $\overline{\Psi}$ for laminar flow ($Re < 2300$) with $\Lambda = 10^2$, 10^3, 10^4, 10^5, 10^6, 10^7 from bottom to top, respectively. The dotted line denotes a locus of Re_{opt} vs. $\overline{\Psi}_{min}$. $\overline{A} = 0.3$ and working fluid is water at 40 ^{o}C.

流れが層流の場合

Figure 5 - 2 は層流の場合の Re と Λ の間の関係を示す。ここで Re の範囲を $0 < Re < 2300$ とした。この図では実線は Λ がそれぞれ $10^2, 10^3, 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ のときの Re と $\overline{\Psi}$ の関係を表している。また点線は Re_{opt} と $\overline{\Psi}_{min}$ の関係の軌跡を表す。この図より Λ が増加するにつれて $\overline{\Psi}$ と Re_{opt} がともに増加してゆくことがわかる。またこの図からある Λ の値についてポンプ仕事を最小化する最適レイノルズ数の存在が明らかにわかる。ただし Λ が比較的大きい時、すなわち $\Lambda > 2.3 \times 10^6$ の範囲では $\overline{\Psi}_{min}$ は常に $Re = 2300$ で与えられることに注意せよ。

Figure 5 - 3 は各パラメーター $\overline{\Psi}_{min}$、Re_{opt}、$\overline{D}_{h\,opt}$、$\overline{N}_{opt}$ 及び $\overline{\Delta P}_{opt}$ の、Λ への依存を表している。この図においては、$0 < Re_{opt} < 2300$ の条件を満たす Λ の範囲のみを考

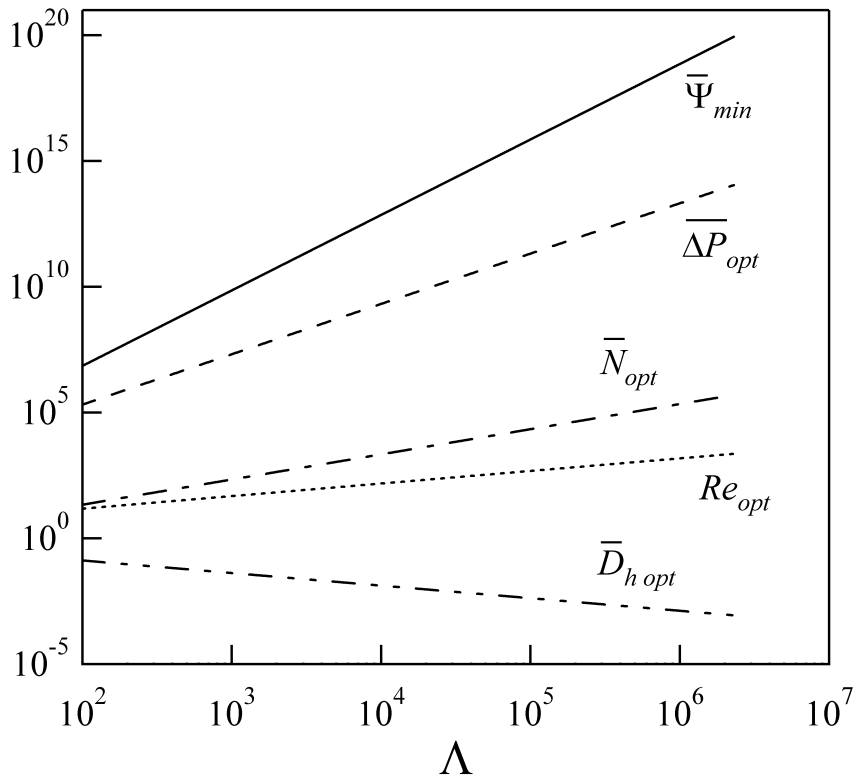


Figure 5 - 3: $\overline{\Psi}_{min}, Re_{opt}, \overline{D}_{h\,opt}, \overline{N}_{opt}, \overline{\Delta P}_{opt}$ vs. Λ in case of laminar flow ($Re < 2300$): $\overline{A} = 0.3$ and working fluid is water at 40 ^{o}C.

慮に入れた。すなわち $Re_{opt} = 2300$ となるような状況では $\overline{\Psi}$ の値は Re に対して単調減少するので、このような場合は最適条件とは見なさず、考慮には入れなかった。

流れが乱流の場合

式 (25) の中の摩擦損失係数に式 (24) が用いられる場合、式 (24) における Re の下限は無視することができる [10] ので、本計算における Re の範囲は 3000 から 10^6 の間となる。

Fig. 4 に流れが乱流の場合の Re と $\overline{\Psi}$ の関係を示した。実線は Λ がそれぞれ 10^4, 10^5, 10^6, 10^7, 10^8, 10^9 の場合のもので、点線は Re_{opt} と $\overline{\Psi}_{min}$ の関係の軌跡を表す。Λ が低い範囲においては、Re_{opt} は範囲の下限の 3000 で一定値をとることがわかる。

Fig. 5 は、Fig. 3 の乱流の場合にあたるもので、$3000 \leq Re_{opt} < 10^6$ となる Λ の範囲

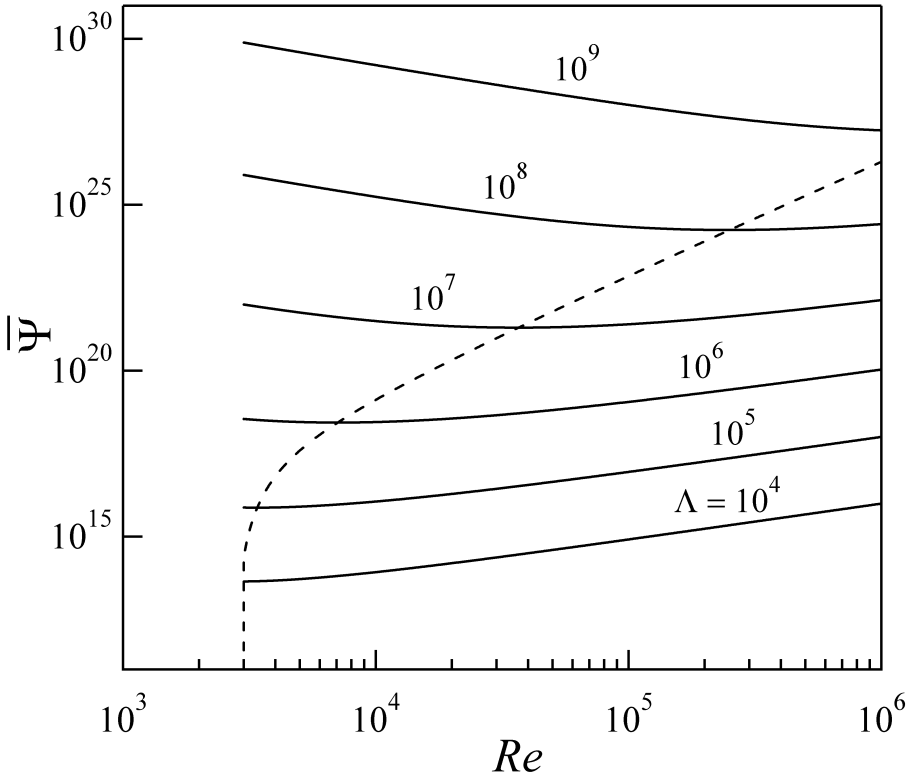


Figure 5 - 4: The relationship between Re and $\overline{\Psi}$ for turbulent flow ($3000 < Re < 10^6$) with $\Lambda = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$ from bottom to top, respectively. The dotted line denotes a locus of Re_{opt} vs. $\overline{\Psi}_{min}$. $\overline{A} = 0.3$ and working fluid is water at 40 ^{o}C.

のみについて表わされている。Fig. 5 を求める計算を行なった際、Re_{opt} が 10^6 に到達した時点で計算を打ち切った。Fig. 3 に示された層流の場合とは異なり、それぞれの線は直線になっておらず、2 つの直線の間を緩やかに接合した線になっている。この特徴は、Re_{opt} は Λ の値が低いときに一定値 (= 3000) をとることに起因している。

5.3.4 議論

始めに $\overline{\Psi}_{min}$ 及び $\overline{\Delta P}_{min}$ に対する $\overline{A}$ の影響について述べておく。先の Table 5 - 2 に示された結果から解るように、$\overline{\Psi}_{min}$ 及び $\overline{\Delta P}_{min}$ は、$\overline{A}$ の増加に対して単調に減少する。従って、可能な限り $\overline{A}$ の値を大きく取ることが望ましいといえる。

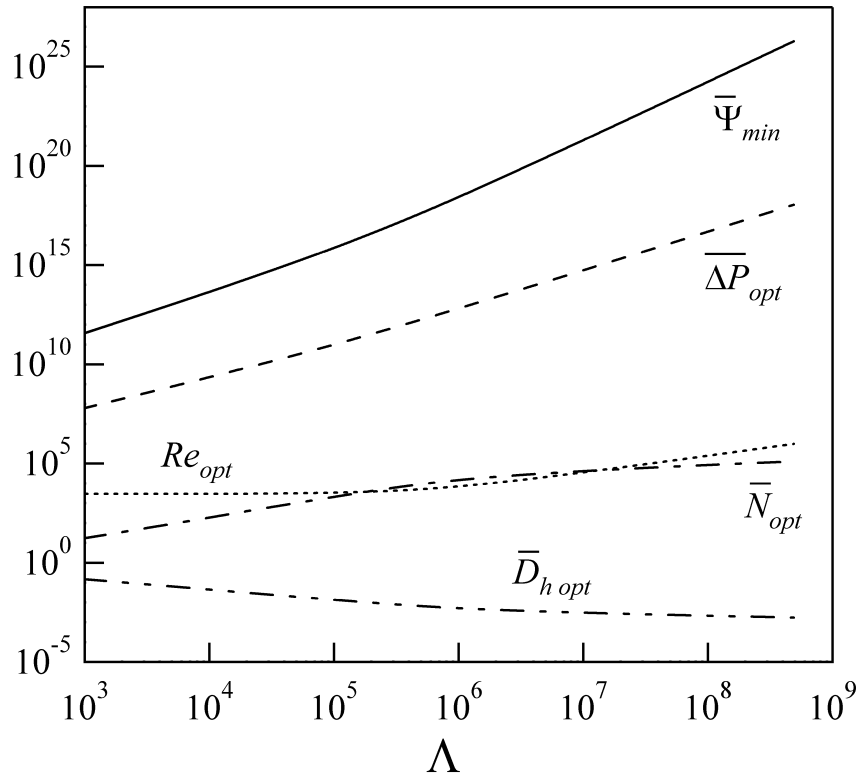


Figure 5-5: $\overline{\Psi}_{min}, Re_{opt}, \overline{D}_{h\,opt}, \overline{N}_{opt}, \overline{\Delta P}_{opt}$ vs. Λ in case of turbulent flow ($3000 < Re < 10^6$): $\overline{A} = 0.3$ and working fluid is water at 40 ^{o}C.

さて、一つの疑問が自然と湧き上がってくる。一体、層流と乱流のどちらのほうがより良いパフォーマンスにつながるのであろうか？どちらがより良い結果を生み出すのかは、（もしも $\overline{A}$ の値と流体の物性値が与えられていれば）Λ の値のみによって決定されるのである。Figure 5 - 6 は、層流と乱流それぞれの場合についての Λ と $\overline{\Psi}_{min}$ の関係を示している。Λ が小さいときには層流が有利であるが、Λ が大きくなってくると乱流が層流よりも良い結果を生み出すようになってくることがわかる。

熱設計者は、ヒートシンク形状に関わるパラメーターを選ぶときには慎重にならなくてはならない。殆どの場合、達成しなければならない除熱要求を満足するパラメーターの組み合わせは無数にある。もしも熱設計者がヒートシンク最適化を怠り何の根拠も無い流路直径・本数を決めてしまい、後で除熱要求が達成されるように流量を選ぶなどということをすると、除熱要求を達成するのに必要となるポンプ仕事もしくはポンプ圧力が法外に大きなものとなってしまう危険性がある。この例を示したのが Table 5 - 3 である。ここでは除熱要求として、熱負荷 $\Lambda = 10^6$ が与えられているとしよう。一番上の行には、最適化されたパラメーターが示されている。なお流れの選択は Figure 5 - 6 より乱流が選ばれている。次に極端な場合として、熱設計者が $Re = 10^6$ で除熱要求を達成できるようにヒートシンクを設計してしまったとしよう（二行目を見よ）。この場合には必要な圧力が最適条件におけるものよりも 2 オーダー大きなものになってしまっている。また最適化はしたものの、層流と乱流の選択を間違えてしまった場合（三行目を見よ）についても、最適条件と比べれば必要となるポンプ仕事及びポンプ圧力は大幅に増えてしまっている。このことから形状を最適化することは、厳しい除熱要求に応えなければならないヒートシンクを設計する際には必須のものであると言える。

次に実際の CPU の冷却要求に対して本最適化方法を適用する。除熱対象物として長手方向に円形断面をもつ平行流路群が作成された CPU チップを考え、熱負荷及び外形寸法には [11] で挙げられている 2006 年までのハイエンド CPU のスペック例を用いる。すなわち除熱対象物である CPU チップ（シリコン）の外形寸法として 15 mm × 15 mm × 0.3 mm（すなわち $L = 15$ mm かつ $S = 4.5$ mm^2）を採用し、チップの最大許容温度を 95 ^{o}C とする。入口水温を 45 ^{o}C とすれば、最大温度差 ΔT は 50 ^{o}C となる。以上の条件とともに、Q がそれぞれ 50、100、200、400 ワットの場合について最適化された値を

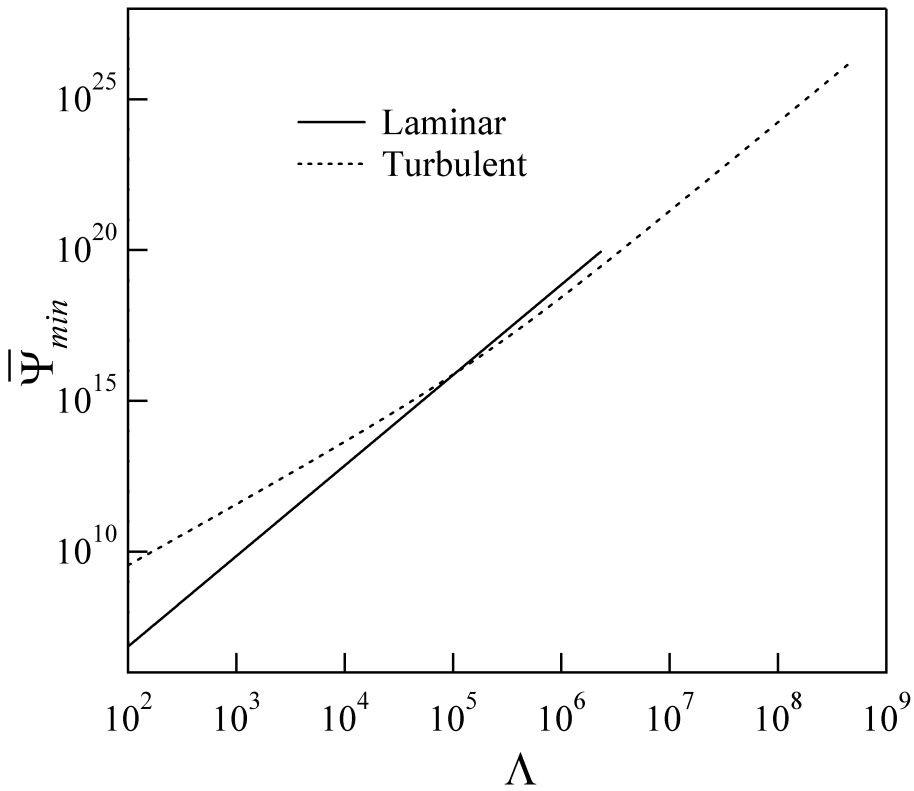


Figure 5 - 6: Comparison of Λ vs. $\overline{\Psi}_{min}$ relation between laminar flow and turbulent flow: $\overline{A} = 0.3$ and working fluid is water at 40 ^{o}C.

Table 5 - 3: Comparison of dimensionless parameters among several design cases: $\Lambda = 10^6$, $\overline{A} = 0.3$, and the working fluid is water at 40 ^{o}C.

	$\overline{\Psi}$	Re	$\overline{D}_h$	$\overline{N}$	$\overline{\Delta P}$
Optimum (turbulent)	2.75E18	7.06E3	5.08E-3	1.48E4	6.60E12
Not optimum (Re = 1E6)	1.09E20	1.00E6	6.32E-2	9.55E1	2.30E13
Optimum (laminar)	7.23E18	1.51E3	1.32E-3	2.19E5	2.10E13

Table 5 - 4 に示す。なお [11] で紹介されている想定すべき Q の値は 100 ワットである。$\overline{A}$ はいずれの場合についても 0.3 とした。一番下の行の 400 ワットの場合には $D_h \times n$ が W を上回っており、ちょうど Figure 5 - 1 (a) に示した「望ましくない」流路配列となっていることに注意する必要がある。もし Figure 5 - 1 (b) に示したような横に一列のみの流路があるような流路配置のみが許されるのであれば、この条件が満たされるまで $\overline{A}$ の値を減じる必要がある。また Λ の値から判断して、すべての場合について層流を採用した。この表より、最適流路本数 n_{opt} 及び水の流量 G は熱量 Q に対して線形に増加することがわかる。最適直径 D_{hopt} は典型的なマイクロチャンネルヒートシンクの流路直径にある。この結果は、厳しい除熱要求を達成しなければならない CPU などの電子デバイス冷却に対して、マイクロチャンネルに水を強制対流させる方法を用いることが有効であることを示している。ビオ数 Bi は式 (4)、(15)、(18)、(22) より $Nu = hD_h/k_f$ 及び $\overline{D}_h = D_h/L$ の関係を用いて得ることができる。式 (4) の k_s にシリコン結晶のものを用いたとき、Bi の値は Q に関係なく 0.030 と計算される。この値は十分に 1 より小さいので、先に適用した最大温度の定義が有効であることが確認された。また水力学的・熱的発達区間の長さはいずれの場合にも 1.50 mm 及び 2.23 mm となり、「発達した流れ」の仮定の妥当性が確認された。なお水力学的・熱的発達区間の長さの定義は [10] に従った。

層流の場合の式 (23) は、発熱量が倍になると除熱に必要なポンプ圧力 ΔP_{opt} が 4 倍になることを示している。電子デバイスの発熱量増加は今後も当分続くことが予想され、近い将来除熱に必要なポンプ圧力は非常に大きなものとなるであろう。現在までに報告

Table 5 - 4: Optimization results for a practical problem: The size of a chip is 15 mm × 15 mm × 0.3mm, or $L = 15$ mm and $S = 4.5$ mm^2. $\Delta T = 50\ ^o$C, $\overline{A} = 0.3$, and working fluid is water at 40 ^{o}C.

Q [W]	Λ [-]	Ψ_{min} [W]	Re_{opt} [-]	D_{hopt} [μm]	n_{opt} [-]	ΔP_{opt} [kPa]	G [cm^3 sec^{-1}]
50	5.27E3	4.17E-4	110	273	23.1	1.15	0.363
100	1.05E4	3.33E-3	156	193	46.2	4.59	0.726
200	2.11E4	2.67E-2	220	136	92.4	18.4	1.45
400	4.22E4	2.13E-1	311	96.4	185	73.4	2.90

されているマイクロチャンネルヒートシンクの殆どすべてが、矩形フィンを天板で閉じる形状を採用している。このようなヒートシンクは内部圧力に対して脆弱であると考えられる。なぜならば、高い内部圧力及び熱膨張率の差が原因でフィンと天板の接合面から液体が漏れ出す恐れがあるし、なによりもその構造的な弱さから内部圧力によってチップに歪が生じる恐れがある。しかしながら本章で提案しているようなヒートシンク形状（Figure 5 - 1 (b) を見よ）は、その構造から高い圧力耐性を有していることが期待できる。問題は Figure 5 - 1 (b) のような長手方向に掘り進めてゆくような流路が作成可能かどうかであるが、現時点で利用可能な技術を用いれば十分可能である。例えば Hoopman ら 3M のグループは、彼らのもつ特許技術を用いて任意の断面形状をもつ水力直径が 10 μm $\sim$ 1000 μm で長さと直径の比が 500 に達する微細流路（Figure 1 - 2 (b) を見よ）が作成できることを示した [12]。なお Hoopman は [12] の中で、彼の作成したマイクロチャンネルプレートの長所として高い圧力耐性を挙げている。

次に「十分に滑らかな壁面」の仮定の妥当性を定量的に検証する。よく知られているように層流の場合には流れは流路表面粗さに鈍感であり、乱流の場合に表面粗さの影響が重要となってくる。実際には表面粗さの絶対値が流れが影響するのではなく、表面粗さの大きさと流路直径の比が影響の度合いを決定する。従って同じ表面粗さの絶対値を持った材質を用いた場合に、マクロな流路では滑らかと考えてよくても、サブミリオーダーの流路においては表面粗さの影響が重要になってくることがある。Moody のチャー

ト [13] によれば、表面の粗さと流路直径の比が 0.0001 以下ならば表面粗さの影響はほぼないと考えてよい。特に $Re < 10^6$ の範囲ではこれは正しい。本最適化法では乱流を選択した場合、最適流路直径は層流の場合のときのものよりも大きくなる（例えば Table 5 - 3 を見よ）。そこで乱流を用いた場合の典型的な流路直径を 500 μm とすると、表面粗さが 50 nm よりも小さければ表面が滑らかであるとして良いことになる。Hoopman の作成方法では流路壁面の仕上げを 50 nm 以下に抑えることが可能である [12]。また KOH による非等方性エッチングを用いてシリコン結晶の（110）面に流路を作成する場合、適切な KOH の濃度及び温度において、表面粗さを 50 nm 以下に抑えられることが実証されている [14]。以上より、適切な方法を以ってマイクロチャンネル表面を「滑らか」な状態にすることは技術的に十分可能であり、滑らかな壁面の仮定は妥当なものであると言える。

本章で採用した円形断面流路を有するヒートシンクの水力学的・形状的な特徴を評価するために、これを本最適化法によって最適化した結果と、従来からの矩形流路を有するヒートシンクに対して行なわれた最適化の結果とを比較した。Knight らがこの比較の為に丁度良いデータセットを彼らの文献の中に示している [4]。彼らの最適化のアプローチは、まずヒートシンクの外形寸法（W、H 及び L）を決め、許容最大ポンプ仕事/ポンプ圧力を設定し、それから熱抵抗 R が最小となるようにフィン幅と流路幅を最適化するというものである。なお彼らの最適化法では、水力学的・熱的発達区間の影響を考慮に入れている。彼らの最適化計算では作動流体に水を、ヒートシンク材質にシリコンを用い、プラントル数を除くすべての物性値は 27 ^{o}C の値が用いられている。両者の間を比較可能とする為、本計算では $Pr = 3.77$ 及び $k_f/k_s = 0.00464$ の条件が課されると同時に、[4] の文献で示されている R を 'specified parameter' として扱う。この比較結果を Table 5 - 5 に示す。なおこの比較において、本最適化方法による最適化において $\overline{A}$ は Figure 5 - 1 (b) に示された形状が満たされるように選ばれる。Table 5 - 5 の左の列には Knight らによる最適値を示す。中央の列には、本最適化法を用いてポンプ仕事が最小となるように最適化された結果が示されている。この場合の Ψ 及び ΔP の値は Knight らの値よりもかなり大きいものとなっている。本最適化法によって Ψ が最小化される場合、最適流路直径は比較的小さいものとなるので、$\overline{A}$ を小さく選ばないと Figure 5 - 1 (b) の

Table 5 - 5: Comparison of optimized results by present method for circular-channeled heat sink to those by Knight *et al* for rectangular-channeled heat sink [4]: Working fluid is water, all properties except Pr were evaluated at 27 ^{o}C.

	Knight et al. [4]	Present Study (turbulent) (for Ψ_{min})	Present Study (turbulent) (for ΔP_{min})
Constraints			
L [m]	0.01	same	same
W [m]	0.01	same	same
H [m]	3.65×10^{-4} §	same	same
$\overline{A}$ [−]	0.829	0.25	0.45
R [K W^{-1}]	0.056 †	same	same
Λ ‡ [−]	80072	same	same
Results			
Ψ [W]	12.2	15.8	8.1
ΔP [kPa]	206.8	784.8	264.5
n [−]	22	64.3	34.3
D_h [μm]	371	134	247
G [cm^3 sec^{-1}]	59.2	20.2	30.6
Re [−]	10763 *	3458	5356
Bi $ [−]	——	0.178	0.212

§ H is assumed to be identical to channel height.

† Though R is a minimized parameter in the literature, it is regarded as a constraint here.

‡ Λ is calculated by using relations, $S = W \times H$ and $\Delta T/Q = R$.

* Though Re is not presented in the literature, this was calculated from n, G, D_h and cross-sectional area of a channel.

$ Thermal conductivity of silicon is used for k_s.

流路配列を満たすことはできず、この小さい $\overline{A}$ が高い Ψ 及び ΔP の値の原因となっている。しかしながら ΔP を最小化するように最適化計算を行う場合（右列）、最適流路直径は比較的大きくなるので $\overline{A}$ が比較的大きな値をとることができ、結果として Ψ を最小化する場合に比べ大幅に改善されている。この場合、Knight らの値に比べ ΔP は 28 %大きいものの Ψ は 34 %小さくなり、必要な流体流量 G も 50 % 少ないものとなっている。ここで行なった最適化された円形断面流路を有するヒートシンクと最適化された矩形断面流路を有するヒートシンクの比較は、両者の間の本質的な違いを理解する助けとなる。最も大きな違いは、p と D_h の比の違いにある。この比は、矩形断面流路のもののほうが円形断面流路のものよりも大きく、この違いが Table 5 - 5 の最適結果の違いを生んでいるのである。言い換えれば、円形断面流路を有するヒートシンクでは（水平の流路の列が一列に限られる場合）$\overline{A}$ を大きく取ることが難しく、この特徴が矩形断面流路を有するヒートシンクの場合に比べて高いポンプ圧力と少ない流量が必要となる原因となっている。この比較において本最適化法による計算結果については流れが乱流であるため、水力学的・熱的発達区間の長さは流路全長に比べ十分に小さい。

最後に、本最適化法で用いた「流路壁面の周方向に通過熱流束一定」の仮定が、他のすべての仮定の中で最も弱いものであることを強調しなければならない。なぜならばCPU等のチップはその片面で発熱するので、流路壁面周方向の熱流束の不均一は無視し難いからである。（しかしながら将来チップの両面に回路が設けられるようなことがあれば、この仮定は全く妥当なものになるであろう。）本章の始めの方で定義した指標 Bi を用いることによって定性的に、そしてある程度の定量性とともにヒートシンク内の温度の不均一さ及び流路壁面周方向の熱流束の不均一さを見積もることができた。しかしこの指標は本最適化理論をシンプルなままにしておくために導入された、かなり簡単化された指標であることを心に留めておく必要がある。実際の設計において正確なヒートシンク設計を行なう必要がある場合には、ヒートシンク内部の温度不均一についても考慮する必要があるであろう。読者には円形断面流路を有するヒートシンク内の温度分布を検証した文献 [15] を読むことを勧める。但しこの文献中では流路壁面周方向への均一温度分布の仮定が用いられており、依然実際の現象とは異なっていることに気をつけること。

5.4 粘性発熱を伴う場合

5.4.1 空冷の特徴

電子デバイス冷却など、狭い領域（0.5 cm^2 〜5 cm^2）から多量の熱（10〜100〜 Watt）を除熱する場合には、従来では空冷はその性質により水冷にはとても及ばないと考えられてきた。すなわち空気は低い熱伝導率（0.0267 W / m · K @ 300 K、水の 23 分の 1）及び低い密度（1.18 kg / m^3 @ 300 K、水の 850 分の 1）を有しており、熱物性的に水に大きく劣っている。発達した層流の場合にはヌッセルト数は作動流体に依らず一定であることを考えれば、熱伝達率（$h = \frac{Nu\, k_f}{D}$）は単純に流体の熱伝導率に比例するので、空冷の不利が容易に理解できる。本章第 3 節で既に見た無次元数を用いた相似則によれば、空冷の無次元熱負荷 Λ を水冷のそれと同じ値にするためには、除熱量 Q を水冷の場合の 23 分の 1 にしなければならないとも言える。上の 2 つの物性値以外に、水と空気の性質を比較する際重要となる指標が単位体積当りの熱容量（$\rho\, C_p$）である。水の 300 K における $\rho\, C_p$ が 4.16×10^6 J / m^3· K であるのに対し、空気のそれは 1183 J / m^3· K であり、これは水の 3500 分の 1 である。作動流体が流下方向に熱を吸収しながら温度上昇することから生じる熱抵抗、いわゆる capacitive resistance R_{cap} が $(\rho\, C_p\, G)^{-1}$ で与えられることを考えれば、空冷の R_{cap} の値を水冷のそれと同じにする為には 3500 倍の体積の空気を流さなければならないことになる。

以上に述べた空気の物性的特性は、マイクロチャンネルなどの狭流路内に空気を強制対流させた場合には、水冷には無い次の三つの重要な制約が課せられることを意味する：第一の制約は、粘性発熱による除熱阻害である。エネルギーの保存から、ポンプのした機械的仕事はヒートシンク内において熱エネルギーに変換される。一般的に水冷の場合には粘性発熱（すなわちポンプ仕事）は非常に小さく、問題とはならない。ポンプ仕事 Ψ が $\Delta P \times G$ で与えられることを考えれば、同じ圧力差 ΔP によって同じ R_{cap} を達成する為には単純に 3500 倍のポンプ仕事、すなわち粘性発熱を伴うことなる。この粘性発熱量が電子デバイスの発熱量 Q と同程度まで大きくなると、後で本節に示すように、大幅に除熱のパフォーマンスが低下する。またある値より大きな Q に対しては、除熱しようとして空気を流せば流すほどヒートシンク内での粘性発熱が増加し、理論的に除熱が不

可能となる。第二の制約は、音速による制限である。空気の音速は室温で 330 m/sec 程度であるが、これは水の音速のおよそ 4.5 分の 1 になる。水冷マイクロチャンネルで音速（すなわち圧縮性の影響）は問題にはならない。しかしながら、空冷の場合に低い熱抵抗を達成するためには、先にも述べたとおり大きな体積流量が不可欠である。このため次節の計算結果で見るように、空冷マイクロチャンネルでは除熱の要求が厳しい（すなわち Λ の値が大きい）場合には必要となる流速が容易に音速の半分程度かそれ以上まで大きくなってしまい、運動エネルギーの熱エネルギーへの変換という実用上好ましくない問題が生じる。第三の制約は騒音である。先にも述べたとおり、空冷、特に狭流路内強制対流空冷ではヒートシンクを通過する空気の流量及び流速は非常に大きなものとなり、特有の風切り音が騒音が人間の通常の会話、60 dBA と同程度もしくは上回る場合も出てくる [16]。このように空冷の場合には、水冷の場合には存在しない「粘性発熱」、「圧縮性の影響」、「騒音」という問題がクリアできているかどうかを確かめながらヒートシンクを設計してゆく必要があるのである。

しかしながら狭流路内強制対流空冷は上で述べた数々の熱的な不利を打ち消す程の実用的魅力を多く備えており、だからこそこれまで数多くの論文が発表され、また水冷と同じかそれ以上の注目を集めているのである。すなわち空冷を用いることで、機器の製造・運転コストを下げ、機器をポータブルなものとし、また機器の使用者を水漏れの不安から解放する [16] ことができる。また電子デバイス冷却の第一人者、Avram Bar-Cohen は、CPU の発熱量が 100 ワットに到達する 2000 年以降においても、空冷（及び沸騰相変化を利用した浸漬冷却）が電子デバイス冷却において最も中心的な役割を果たすと断言している [11]。

Table 5 - 6 にこれまで発表されている狭流路内強制対流空冷に関する報告に示されている各パラメーターをまとめた。この表により空冷を用いるように設計された矩形フィン型ヒートシンクの特徴を知ることができる。先に空気の熱伝導率の悪さについて述べだが、熱伝導率が悪いということはすなわちフィン効率が良いということに他ならない。表中に示された様々な研究者によるヒートシンクの流路アスペクト比が（[17] を除き）20 〜 100 と極めて大きいのは、空冷においては対流伝熱面積をなるべく大きく取ることが熱抵抗を下げる最も効果的な方法であるからである。例えば Hilbert らはフィンアスペ

クト比（＝流路アスペクト比）を 69 とかなり大きく取っているにも関わらず、96 %という高いフィン効率を達成している [16]。Tuckerman らが行なった水冷マイクロチャンネルヒートシンクに関する最適化計算において、（フィン材質に銅のおよそ 3 分の 1 の熱伝導率をもつシリコンが用いてはいるが）フィンアスペクト比（＝流路アスペクト比）が 6.4 と比較的小さく取られているにも関わらず、フィン効率が 76 %と低い値になっている [1] こととは、実に対照的である。また各研究者が達成した熱抵抗の値を見てみると、ヒートシンク底面積をかなり大きく取った Kleiner ら [6] と Knight ら [17] が水冷マイクロチャンネル並の低い熱抵抗を達成している他は、1 〜 2 K / W と水冷マイクロチャンネルの数倍の熱抵抗となっている。ただし、1 K / W の熱抵抗でも $\Delta T = 50\,^{o}\mathrm{C}$ ならば 50 ワットの発熱まで対応できるので、電子デバイス冷却に空冷ヒートシンクが適用可能であることになる。注意しなければならないのは、全熱抵抗 R と単位面積辺りの熱抵抗 R'' の値を同時に小さく取れない点である。例えば、Kleiner ら [6] のヒートシンクでは $R = 0.2$ K / W という極めて低い熱抵抗を達成しているが、$R'' \simeq 10$ K$\cdot$m^2 / W と比較的高い値になっている。このことは、$H_{fin} \times A_{base}$ をヒートシンク体積として計算した単位体積辺りの熱抵抗 R''' の値を比較することによっても理解できる。すなわちヒートシンクのサイズと全熱抵抗 R が trade off の関係になっており、フィン効率が高く伝熱面積の効率の良い拡張が可能な空冷ではこの傾向が特に顕著に現れているのだと考えられる。このことは、作動流体に空気を用いた場合にもヒートシンクのサイズを大きく設定することによって水冷マイクロチャンネル並に低い熱抵抗が達成できることを意味している。

以上の議論から、空冷には熱物性の悪さという短所と扱い易く実装し易いという長所が併在することが理解できた。また Table 5 - 6 でも見たように、マイクロチャンネルを空冷に適用することによって（必要なヒートシンク体積は大きくなるが）電子デバイス冷却に十分使用可能な除熱能力を発揮できることが判明しており、これは実用上の大きな興味である。しかしながら、空冷を用いるヒートシンクを設計する場合には、先に述べた熱物性的な諸問題点が考慮された設計を行なう必要がある。すなわち狭流路内強制対流空冷を用いるヒートシンクの最適化設計の指針は、以下の 3 点に集約されると考えられる：

- 最適化は、与えられた熱負荷に対し粘性発熱の直接の原因であるポンプ仕事を最小化するように行なわれること。

- 粘性発熱の影響が考慮された最適化方法を用いて設計を行なうこと。すなわち後に計算結果でも示すとおり、粘性発熱を考慮に入れずに最適化を行い、そこで得られた最適ポンプ仕事の大小から粘性発熱を無視したことの妥当性を示すという方法は不正確かつ危険な方法である。

- 最適運転条件におけるマッハ数が現実的な値になっていること（すなわち圧縮性が顕著になっていないこと）を確認すること。また最適化された運転条件・形状が、実際に運転した場合に騒音の問題を引き起こさないことを確認すること。

注意しなければならないのは、「空冷だからポンプ仕事を最小化する」のでは決してなく、「閉じた狭流路を利用する空冷だからポンプ仕事を最小化する」ということである。すなわち open air もしくは広いダクト内に上端が開いたフィンヒートシンクが設置され、ファンによって流路方向に空気が送られている場合には、ファンの全送風量に占める（ヒートシンクを迂回せずに）フィンの間を通過して流れる空気の割合はヒートシンク両端につく圧力差によって決められるので、このような場合にはなるべく多くの空気がヒートシンク内を通過するように、流動に必要な圧力差を第一の制約条件としてヒートシンクを設計しなくてはならない [6] のである。

以下に続く小節に、粘性発熱の影響が考慮された最適化方法を示してゆく。

Table 5 - 6: Past research works concerning air-cooling with microchannels.

#	Heat Sink Mat.	A_{base} [cm^2]	W_{fin} [μm]	W_{ch} [μm]	H_{fin} [mm]	α_{ch} [-]	G [l/s]	Re [-]	ΔP [kPa]	Ψ [W]	R [K/W]	R'' [K·cm^2/W]	R''' [K·cm^3/W]
	Goldberg (1984) [18]												
1	Cu	0.64x0.64	127	127	12.7	100	0.5	179	1.16	0.6	3.4 #	1.37	1.74
2	Cu	0.64x0.64	254	254	12.7	50	0.5	358	0.29	0.15	3.7 #	1.49	1.89
3	Cu	0.64x0.64	635	635	12.7	20	0.5	984	0.05	0.02	5.5 #	2.22	2.82
	Mahalingam et al. (1987) [19] †												
4	Si	5.1x5.1	140	250	1.7	6.8	0.9	415 *	5	4.5	0.9	23.41	3.98
5	Si	3.1x3.1	127	127	1.14	9.0	0.8	612 *	11	9	1.65	15.86	1.81
	Hilbert et al. (1990) [16]												
6	Cu	0.81x0.81	175	175	12.0	69	0.94	— ‡	0.75	0.7	1.7	1.12	1.34
7	Cu	1.0x1.2	250	500	12.0	24	0.94	— ‡	0.042	0.04	1.6	1.92	2.30
	Knight et al. (1992) [17]												
8	Al	7.62x7.62	3175	5620	12.7	2.26	9 §	6878	0.125	1.13	0.59 §	34.4	43.7
	Kleiner (1995) [6] ¶												
9	Cu	5x5	200	500	25	50	4.67	302	0.86	4	0.238	5.95	14.9
10	Cu	5x5	200	400	15	37.5	3.87	359	1.03	4	0.249	6.23	9.34
11	Al	5x5	200	500	15	30	4.2	452	0.95	4	0.266	6.65	10.0
	Aranyosi et al. (1997) [20]												
12	Cu	4.5x2.5	400	400	25	62.5	6.3	— ‡	0.69	4.34	0.66 $	7.41	18.5

A_{base} base area of the heat sink
W_{fin} fin width (i.e. fin thickness)
W_{ch} channel width
H_{fin} fin height (= channel height)
α_{ch} channel aspect ratio (= H_{fin}/W_{ch})
R'' total thermal resistance per unit base area of the heat sink (= $R_{tot} \times A_{base}$)
R''' total thermal resistance per unit volume of the heat sink (= $R_{tot} \times A_{base} \times H_{fin}$)

- All heat sinks except #6, #7, and #12 are closed, parallel plate-fin type heat sinks.
- As for #6, #7, and #12, air is impinged on the heat sinks from the top.
- #6 and #7 were referred to as a 'prism-shaped heat sink' and 'trapezoid-shaped heat sink' in [16], respectively.
- #12 was referred to as 'HS #1' in [20].
- Fin efficiencies of #6 and #7 were calculated as 96 % and 83 % in [16], respectively.

\# This value includes a thermal resistance between chip junction and heat sink, which is about 1.9 ^{o}C/W.
† Values for this report were indirectly referred through [6].
* Re was estimated by using air properties of at 40 ^{o}C.
‡ Re cannot be defined because of their heat sink geometry.
¶ Optimization includes a feeding/exhausting tube of $D_{tu} = 19$ mm, $L_{tu} = 100$ cm.
§ Values read from figures.
$ This value includes a thermal resistance between chip junction and heat sink, which is about 0.38 ^{o}C/W.

5.4.2 無次元数の導入

この小節では本節において用いられる無次元数が導入されるが、その大半は前節で示した粘性発熱を考慮しない場合のものと同じである。

レイノルズ数

壁面熱流束及び壁面における熱伝達率が場所によらず一定と仮定されているので、

$$\begin{aligned} T_{f,out} - T_{f,in} &= T_{w,out} - T_{w,in} = \Delta T - (T_w - T_f) \\ &= \Delta T - \left(\frac{q''}{h}\right) \\ &= \Delta T \left(1 - \frac{q'' D_h}{Nu \cdot k_f \Delta T}\right) \end{aligned} \tag{29}$$

の関係が成り立つ。また粘性発熱を考慮したエネルギー保存の式より、流体の断面内平均流速 V を以下のように導くことができる：

$$\begin{aligned} q'' Lp + \psi &= \rho V a\, C_p (T_{f,out} - T_{f,in}) \\ \Longleftrightarrow \quad V &= \frac{q'' Lp + \psi}{\rho\, a\, C_p (T_{f,out} - T_{f,in})} \end{aligned} \tag{30}$$

ここで第一式左辺の ψ は流路一本当りの粘性発熱量を表し、全ポンプ仕事 Ψ を流路数 n で割ったものに等しい。

式 (3)、(29)、(30) からレイノルズ数を無次元数のみを用いて次のように表すことができる：

$$\begin{aligned} Re &= \frac{V D_h}{\nu} \\ &= \frac{D_h (q'' Lp + \psi)}{\nu \rho\, a\, C_p \Delta T \left(1 - \dfrac{q'' D_h}{Nu \cdot k_f \Delta T}\right)} \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{D_h\left(\dfrac{Q}{n}+\psi\right)}{\nu\rho\, a\, C_p\Delta T\left(1-\dfrac{q'' D_h}{Nu\cdot k_f\Delta T}\right)} \\
&= \frac{\overline{D}_h\cdot L\cdot(Q+\Psi)}{Pr\cdot k_f\cdot\Delta T\cdot S\left(\dfrac{A}{S}-\dfrac{n\, a\, Q D_h}{n\, p\, L\, S\, Nu\cdot k_f\Delta T}\right)} \\
&= \frac{\overline{D}_h\cdot L\cdot Q\cdot\left(1+\dfrac{\Psi}{Q}\right)}{Pr\cdot k_f\cdot\Delta T\cdot S\left(\overline{A}-\dfrac{Q\, {D_h}^2}{4L\, S\, Nu\cdot k_f\Delta T}\right)} \\
&= \frac{Q}{k_f\Delta T}\cdot\frac{L}{S}\cdot\frac{\overline{D}_h\cdot\left(1+\dfrac{\Psi}{Q}\right)}{Pr\left(\overline{A}-\dfrac{1}{4Nu}\cdot\dfrac{Q}{k_f\Delta T}\cdot\dfrac{L}{S}\cdot\dfrac{{D_h}^2}{L^2}\right)} \\
&= \frac{\Lambda\overline{D}_h\cdot(\,1+\Gamma\,)}{Pr\left(\overline{A}-\dfrac{\Lambda{\overline{D}_h}^2}{4Nu}\right)} \qquad (31)
\end{aligned}
$$

$$
\left[\ \Lambda\equiv\frac{Q}{k_f\Delta T}\cdot\frac{L}{S}\ ,\quad \Gamma\equiv\frac{\Psi}{Q}\ ,\quad \overline{D}_h\equiv\frac{D_h}{L}\ \right]
$$

ここで、$n\cdot a=A$, $n\cdot\psi=\Psi$ の関係を用いた。無次元熱負荷 Λ は前節、粘性発熱を考慮しない場合の式 (17) にも現れたが、ここでは新たな無次元数 Γ が登場している。Γ はポンプ仕事（すなわち粘性発熱量）とチップ発熱量の比を表し、粘性発熱の程度の大きさを示す指標である。当然ながら $\Gamma=0$ とすれば、上式は式 (17) に一致する。

ポンプ仕事

ポンプ仕事 Ψ 及びポンプ圧力 ΔP は、粘性発熱を考慮しない場合と同様に、以下のように表される：

$$
\Psi = \Delta P V A \qquad (32)
$$

$$
\Delta P = \frac{f}{2}\cdot\frac{L}{D_h}\cdot\rho V^2 \qquad (33)
$$

ここで f はダルシーの摩擦損失因子を表す。式 (33) を式 (32) に代入することによって Ψ は次のように書かれる：

$$\Psi = \frac{f}{2} \cdot \frac{\rho\nu^3}{L^3} \cdot \frac{Re^3}{\overline{D}_h^4} \cdot A \tag{34}$$

無次元ポンプ仕事 $\overline{\Psi}$ は式 (34) を S と $\rho\nu^3/L^3$ で割ることによって、以下のように定義される：

$$\overline{\Psi} \equiv \left\{ \frac{\Psi/S}{\rho\nu^3/L^3} \right\} = \frac{f}{2} \cdot \frac{Re^3}{\overline{D}_h^4} \cdot \overline{A} \tag{35}$$

ポンプ圧力

ポンプ圧力 (33) は次のように書き直される：

$$\Delta P = \frac{f}{2} \cdot \frac{\rho\nu^2}{L^2} \cdot \frac{Re^2}{\overline{D}_h^3} \tag{36}$$

無次元ポンプ圧力 $\overline{\Delta P}$ は式 (36) を $\rho\nu^2/L^2$ で割ることによって次のように定義される：

$$\overline{\Delta P} \equiv \frac{\Delta P}{\rho\nu^2/L^2} = \frac{f}{2} \cdot \frac{Re^2}{\overline{D}_h^3} \tag{37}$$

流路数

N と $\overline{A}$ の間の関係は

$$\overline{A} = \frac{na}{S} = Na \quad \Longleftrightarrow \quad N = \frac{\overline{A}}{a} \tag{38}$$

である。無次元化された単位ヒートシンク断面当りの流路数 $\overline{N}$ は

$$\overline{N} \equiv NL^2 = \frac{\overline{A}L^2}{a} \tag{39}$$

と定義される。本小節では、最適化手順の構築を以上で定義・導入された無次元数を用いて行なう。これまでの議論は、いかなる流路断面形状をもつヒートシンクの場合にも

成立することに注意せよ。

5.4.3 最適化の手順

本節ではまず流れが層流の場合について、続いて流れが乱流の場合について、それぞれポンプ仕事を最小化する場合及びポンプ圧力を最小化する場合の両方の場合について最適化手順が導出される。

流れが層流の場合

円管内の発達した層流の場合には、摩擦損失係数は先程と同様に次のように与えられる：

$$f = \frac{64}{Re} \tag{40}$$

また、壁面における一定熱流束及び発達した流れの仮定からヌッセルト数は一定 ($Nu = 4.363$) となる。

式 (35) に式 (31) を代入すると、ポンプ仕事は以下のように表すことができる：

$$\overline{\Psi} = \frac{32}{Pr^2} \cdot \frac{\overline{A}\,\Lambda^2\,(1+\Gamma)^2}{\overline{D}_h^2 \left(\overline{A} - \dfrac{\Lambda \overline{D}_h^2}{4Nu}\right)^2} \tag{41}$$

Γ は Ψ を含んでいるので、上式は $\overline{\Psi}$ についての陰な方程式であることに注意せよ。以下に続く式変形の為、便宜的に次に示す新しい無次元パラメーター $\overline{Q}$ を定義する。

$$\overline{Q} \equiv \frac{Q}{\left(\dfrac{\rho\,\nu^3\,S}{L^3}\right)} \tag{42}$$

Γ は $\overline{\Psi}$ と $\overline{Q}$ を用いて以下のように表すことができる：

$$\Gamma = \frac{\Psi}{Q} = \frac{\overline{\Psi}}{\overline{Q}} \tag{43}$$

式 (43) を用いることで、式 (41) を以下のように書き直すことができる：

$$\begin{aligned}\overline{\Psi} &= \frac{32}{Pr^2}\cdot\frac{\overline{A}\,\Lambda^2\left(1+\dfrac{\overline{\Psi}}{\overline{Q}}\right)^2}{\overline{D}_h^2\left(\overline{A}-\dfrac{\Lambda\overline{D}_h^2}{4Nu}\right)^2} \\ &= I\cdot\frac{\left(1+\dfrac{\overline{\Psi}}{\overline{Q}}\right)^2}{J^2}\end{aligned} \tag{44}$$

$$\left[\; I\equiv\frac{32\,\overline{A}\,\Lambda^2}{Pr^2},\quad J\equiv\overline{D}_h\left(\overline{A}-\frac{\Lambda\,\overline{D}_h{}^2}{4\,Nu}\right)\;\right]$$

上式を $\overline{\Psi}$ について整理すると、

$$\overline{\Psi}^2-\left(\frac{\overline{Q}^2\,J^2}{I}-2\overline{Q}\right)\overline{\Psi}+\overline{Q}^2=0 \tag{45}$$

となり、これを解くと以下のように $\overline{\Psi}$ を表すことができる：

$$\begin{aligned}\overline{\Psi} &= \frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\overline{Q}^2\,J^2}{I}-2\overline{Q}\right)\pm\sqrt{\left(\frac{\overline{Q}^2\,J^2}{I}-2\overline{Q}\right)^2-4\overline{Q}^2}\right\} \\ &= \frac{1}{2}\left(K\pm\sqrt{K^2-4\overline{Q}^2}\right)\end{aligned} \tag{46}$$

$$\left[\; K\equiv\frac{\overline{Q}^2\,J^2}{I}-2\overline{Q}\;\right]$$

ここで $\overline{\Psi}$ は K のみを、K は J のみを、J は $\overline{D}_h$ のみを変数とし、I 及び $\overline{Q}$ が定数であることに注意せよ。$\overline{\Psi}$ を与える $\overline{D}_h$ は、以下の式の解として与えられる：

$$\frac{\partial\overline{\Psi}}{\partial\overline{D}_h}=\frac{\partial\overline{\Psi}}{\partial K}\cdot\frac{\partial K}{\partial J}\cdot\frac{\partial J}{\partial\overline{D}_h}=0$$

$$\Longleftrightarrow \qquad \left(1 \pm \frac{K}{\sqrt{K^2 - 4\overline{Q}^2}}\right) \cdot \overline{D}_h \left(\overline{A} - \frac{\Lambda\,\overline{D}_h{}^2}{4\,Nu}\right) \cdot \left(\overline{A} - \frac{3\,\Lambda\,\overline{D}_h^2}{4\,Nu}\right) = 0 \qquad (47)$$

上式が成立し、かつ有意な $\overline{\Psi}$ の値を与える為には、一番右の括弧内が 0 となるより他は無い。すなわちポンプ仕事を最小化する $\overline{D}_h$、すなわち $\overline{D}_{h\,opt}$ は以下のように得られる：

$$\overline{D}_{h\,opt,\,dissip} = \left(\frac{4Nu\overline{A}}{3\Lambda}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (48)$$

これ以降しばらく、表現を簡潔にする為、粘性発熱を考えない（もしくは粘性発熱が無視できるほど小さい）場合のパラメーターには添え字 'no dissip' を付け、粘性発熱を考える（もしくは粘性発熱が無視できない程度の大きさをもつ）場合のパラメーターには添え字 'dissip' を付けて、両者を明示的に区別することにする。最適流路直径の場合、式 (18) と式 (48) が等しいので、$\overline{D}_{h\,opt,\,dissip} = \overline{D}_{h\,opt,\,no\,dissip}$ となる。

式 (48) を式 (44) に代入し整理すると、粘性発熱を伴う場合のポンプ仕事の最小値 $\overline{\Psi}_{min,\,dissip}$ は以下に示す二次方程式の解として得られる：

$$\begin{aligned} \overline{\Psi}_{min,\,dissip} &= \frac{54\Lambda^3}{Pr^2 Nu \overline{A}^2} \cdot \left(1 + \frac{\overline{\Psi}_{min,\,dissip}}{\overline{Q}}\right)^2 \\ &= \overline{\Psi}_{min,\,no\,dissip} \left(1 + \frac{\overline{\Psi}_{min,\,dissip}}{\overline{Q}}\right)^2 \end{aligned} \qquad (49)$$

同様にして、式 (31) に式 (43) 及び (48) を代入すると、粘性発熱を伴う場合の最適流量 $Re_{opt,\,dissip}$ は以下のように得られる：

$$\begin{aligned} Re_{opt,\,dissip} &= \frac{1}{Pr}\left(\frac{3\Lambda Nu}{\overline{A}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{\overline{\Psi}_{min,\,dissip}}{\overline{Q}}\right) \\ &= Re_{opt,\,no\,dissip}\,(\,1 + \Gamma\,) \end{aligned} \qquad (50)$$

最適流路本数に関しては、円形流路断面を仮定しているので $a = \pi {D_h}^2/4$ の関係を式

(39) に代入することによって

$$\overline{N} = \frac{4\overline{A}}{\pi \overline{D}_h^2} \tag{51}$$

と表すことができる。式 (48) を上式に代入することにより、最適流路本数は

$$\overline{N}_{opt,\,dissip} = \frac{3\Lambda}{\pi N u} \tag{52}$$

と表される。$\overline{N}_{opt,\,dissip} = \overline{N}_{opt,\,no\,dissip}$ であることに注意せよ。

最適条件におけるポンプ圧力 $\overline{\Delta P}_{opt,\,dissip}$ は、式 (40)、(48) 及び (50) を式 (37) に代入することによって以下のように表すことができる：

$$\begin{aligned} \overline{\Delta P}_{opt,\,dissip} &= \frac{36\Lambda^2}{PrNu\overline{A}^2}\left(1 + \frac{\overline{\Psi}_{min,\,dissip}}{\overline{Q}}\right) \\ &= \overline{\Delta P}_{opt,\,no\,dissip}\,(\,1+\Gamma\,) \end{aligned} \tag{53}$$

粘性発熱を考える場合には、与えられた熱負荷に対してそれを満たす解（それが最適解であろうと最適でない解であろうと）が常に存在するとは限らない。このことは、粘性発熱を考えない場合の常に解が存在するという特徴とは対照的な特徴である。我々は粘性発熱を伴う場合の最小ポンプ仕事を導く際、根号を含んだ式 (46) を用いた。解が実数となるためには、根号内が正となる必要がある。すなわち、

$$\left(\frac{\overline{Q}^2 J^2}{I} - 2\,\overline{Q}\right)^2 - 4\,\overline{Q}^2 > 0 \tag{54}$$

この等式は解が最適解であろうが無かろうが、常に成り立たなければならない。この不等式内の J には $\overline{D}_h$ が含まれているが、この等式を解くことで有意義な結果を導くためには、上式に含まれる $\overline{D}_h$ として式 (48) で得られた $\overline{D}_{h\,opt}$ を用いなければならない。このようにすることで、「粘性発熱が最小化された最適条件に於いてすら満たさなければならない必要条件」を得ることができるからである。式 (54) に式 (48) を代入し整理す

ると、以下の関係が得られる：

$$\overline{A} > \left(\frac{216\,\Lambda^3}{Pr^2\,\overline{Q}\,Nu} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{55}$$

この式によって、総流路断面積 A の理論最小値が与えられる。上式の物理的意味は、もしも A がこの制約を満たさない程に小さければ、発熱を取り除こうとして流体を流せば流すほど粘性による発熱が増加し、どれだけ多くの流体を流そうとも与えられた熱的制約を満たすことは絶対に不可能となりチップが焦げ付く、ということである。式 (55) はシンプルな形をしているが、（今まで導出してきた他のパラメーター同様）本研究に於いて初めて導出された極めて重要な関係式であることに注意せよ。また、式 (55) は次のように Q に関して有次元パラメーターを用いて表した不等式に書き換えることができる：

$$Q < Pr\,A \cdot \left(\frac{Nu}{216\,\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{k_f\,\Delta T}{\nu} \right)^{\frac{3}{2}} \tag{56}$$

実用的には式 (55) の表記よりも、上式の表記の方が便利であろう。この式によって理論除熱可能熱量 Q_{max} が与えられる。現在までに Q_{max} を解析的な式で表現した文献は他に存在しないということは強調されるべきである。不等式 (55) 及び (56) は目安として便利であるが、これらの不等式の成立限界近くでは除熱対象からの発熱量が粘性発熱量と同程度に大きくなり、実際的にはこれらの不等式は余裕を持って満たされなければならないことに注意が必要である。

流れが層流のときの、ポンプ仕事を最小化する場合の最適化手順は以上がすべてである。以上の最適化結果を観察してみると、流れが層流の場合にはヒートシンクの形状に関わるパラメーター（$\overline{D}_h$ 及び $\overline{N}$）は、粘性発熱を伴う場合と伴わない場合とで同じ値を取ることがわかる。粘性発熱の存在によって影響を受けるパラメーターは、$\overline{\Psi}$、$\overline{\Delta P}$、Re などの流れに関わるパラメーターであり、これらはいずれも粘性発熱が無い場合の結果に $(1+\Gamma)$ または $(1+\Gamma)^2$ を乗じたものとなっていることがわかる。

先程も述べたように、ポンプ仕事が粘性発熱の直接の原因であるので、粘性発熱が無視できない大きさを持つ場面では、最適化はポンプ仕事が最小となるように行なわれるのが自然であろう。しかしながら、粘性による発熱が顕著に表れる空気を用いる場合に

おいても、粘性発熱よりもむしろ圧力損失が問題となる場合、すなわちポンプ圧力を最小化しなければならない場面も十分に想定される。また本最適化法ではポンプ圧力が最小化されると（Table 5 - 5でも見たように）最適流路本数は比較的小さい値を取るので、流路配列としてFigure 5 - 1 (b) の配列を満たさなければならない場合には、ポンプ仕事を最小化した場合よりもポンプ圧力を最小化した場合の方がかえってポンプ仕事が小さくなる場合があることに注意しなければならない。以下に流れが層流で、ポンプ圧力を最小化する場合の最適化手順を示す。

まず式 (37) に式 (40)、(31) を代入し、$\overline{\Delta P}$ を次のように表す：

$$\overline{\Delta P} = \frac{32\,\Lambda}{Pr} \cdot \frac{\left(1 + \dfrac{\overline{\Psi}}{\overline{Q}}\right)}{\overline{D}_h^2 \left(\overline{A} - \dfrac{\Lambda \overline{D}_h^2}{4Nu}\right)} \tag{57}$$

この式には $\overline{\Psi}$ が含まれているので、$\overline{\Delta P}$ を $\overline{D}_h$ で微分して最適値を得るためには $\overline{\Psi}$ を消去する必要がある。このためにまず式 (40) を式 (37) に代入し、

$$\overline{\Delta P} = \frac{32\,Re}{\overline{D}_h^3} \quad \Longleftrightarrow \quad Re = \frac{\overline{\Delta P}\,\overline{D}_h^3}{32} \tag{58}$$

一方、式 (35) と式 (37) を比較し、次の関係を得る：

$$\overline{\Psi} = \frac{Re\,\overline{A}}{\overline{D}_h} \cdot \overline{\Delta P} \tag{59}$$

式 (58) を式 (59) に代入すると、$\overline{D}_h$ のみを媒介変数とした $\overline{\Psi}$ と $\overline{\Delta P}$ の関係式が得られる：

$$\overline{\Psi} = \frac{\overline{A}}{32} \cdot \overline{D}_h^2\,\overline{\Delta P}^{\,2} \tag{60}$$

式 (60) を式 (57) に代入することにより、以下のように $\overline{\Delta P}$ を $\overline{D}_h$ のみを変数として表す

ことができる：

$$\begin{aligned}\overline{\Delta P} &= \frac{32\,\Lambda}{Pr}\cdot\frac{\left(1+\dfrac{\overline{A}}{32\,\overline{Q}}\cdot\overline{D}_h^{\,2}\,\overline{\Delta P}^{\,2}\right)}{\overline{D}_h^{\,2}\left(\overline{A}-\dfrac{\Lambda\overline{D}_h^{\,2}}{4Nu}\right)}\\ &= \alpha\cdot\frac{1+\gamma\,\overline{D}_h^{\,2}\,\overline{\Delta P}^{\,2}}{\beta}\end{aligned} \tag{61}$$

$$\left[\ \alpha\equiv\frac{32\,\Lambda}{Pr},\quad \beta\equiv\overline{D}_h^{\,2}\left(\overline{A}-\frac{\Lambda\overline{D}_h^{\,2}}{4Nu}\right),\quad \gamma\equiv\frac{\overline{A}}{32\,\overline{Q}}\ \right]$$

次に上式を $\overline{\Delta P}$ の多項式として書き直し、これを $\overline{\Delta P}$ について解く：

$$\alpha\,\gamma\,\overline{D}_h^{\,2}\,\overline{\Delta P}^{\,2}-\beta\,\overline{\Delta P}+\alpha=0$$

$$\Longleftrightarrow\quad \overline{\Delta P}=\frac{\beta\ \pm\ \sqrt{\beta^{\,2}-4\,\alpha^{\,2}\,\gamma\,\overline{D}_h^{\,2}}}{2\,\alpha\,\gamma\,\overline{D}_h^{\,2}} \tag{62}$$

この式は、$\overline{\Delta P}$ を $\overline{D}_h$ のみを変数として表している。しかしながら、この場合 $\frac{\partial\overline{\Delta P}}{\partial\overline{D}_h}=0$ を $\overline{D}_{h\,opt}$ について解析的に解くことはできないので、最適値を求めるためには数値的な方法を用いる必要がある。ひとたび $\overline{D}_{h\,opt}$ が求まれば、式 (62) より $\overline{\Delta P}_{min}$ が、式 (58) から Re_{opt} が、式 (51) から $\overline{N}_{opt}$ が、式 (60) から $\overline{\Psi}_{opt}$ を求めることができる。

流れが乱流の場合

まずポンプ仕事を最小化する場合の最適化手順を示す。式 (41) は $\overline{D}_h$ について以下のように表すことができる：

$$\overline{D}_h=\sqrt{\left\{\frac{2Nu\,(1+\Gamma)}{RePr}\right\}^2+\frac{4Nu\overline{A}}{\Lambda}}\ -\ \frac{2Nu\,(1+\Gamma)}{RePr} \tag{63}$$

ここで Nu は式 (25) によって Re のみの関数として、また Γ は $\overline{\Psi}$ のみを関数として表される。すなわち $\overline{D}_h$ は Re 及び $\overline{\Psi}$ の関数として表される。また式 (35) は次のように書き直すことができる。

$$\overline{\Psi} - \frac{f}{2} \cdot \frac{Re^3}{\overline{D}_h^4} \cdot \overline{A} = 0 \tag{64}$$

ここで f は式 (24) で与えられるように Re のみの関数である。すなわち上式は $\overline{\Psi}$ と Re の間の関係を陰に表した式であり、ある特定された Re に対して上式を（Newton-Raphson 法などによって）数値的に解くことによって対応する解 $\overline{\Psi}$ を得ることができる。Re の範囲は $3000 < Re < 10^6$ と決まっているので、この範囲内で Re を変化させて $\overline{\Psi}$ の最小値を与える Re_{opt} を探す。ひとたび $\overline{\Psi}_{min}$ 及び Re_{opt} が得られれば、式 (63) から $\overline{D}_{h\,opt}$ が、式 (51) から $\overline{N}_{opt}$ が、式 (37) から $\overline{\Delta P}_{opt}$ が求まる。このように流れが乱流かつ粘性発熱を考慮に入れる場合には、最適化値を得る過程で数値的手段に大きく依存するようになる。しかしながら次小節に詳しく述べるように、最適値一式を得るための計算時間は現在の PC の性能を以ってすれば 1 秒以内に抑えることが可能であり、計算の単純さという本最適化法の利点は失われていない。

続いてポンプ圧力を最小化する場合の最適化手順を示す。まず式 (37) を $\overline{D}_h$ について変形し、以下のように表す：

$$\overline{D}_h = \left(\frac{f\, Re^2}{2\,\overline{\Delta P}} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{65}$$

これを式 (59) に代入すると、以下のように Re のみを媒介変数とした $\overline{\Psi}$ と $\overline{\Delta P}$ の間の関係式が得られる：

$$\overline{\Psi} = \overline{A} \cdot \left(\frac{2\,Re}{f} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \overline{\Delta P}^{\,\frac{4}{3}} \tag{66}$$

これを式 (63) に代入すると、$\overline{D}_h$ を以下のように表すことができる：

$$\overline{D}_h = \sqrt{\left[\frac{2Nu\left\{1+\frac{\overline{A}}{\overline{Q}}\cdot\left(\frac{2Re}{f}\right)^{\frac{1}{3}}\cdot\overline{\Delta P}^{\frac{4}{3}}\right\}}{RePr}\right]^2+\frac{4Nu\overline{A}}{\Lambda}} - \frac{2Nu\left\{1+\frac{\overline{A}}{\overline{Q}}\cdot\left(\frac{2Re}{f}\right)^{\frac{1}{3}}\cdot\overline{\Delta P}^{\frac{4}{3}}\right\}}{RePr} \tag{67}$$

ここで $\overline{D}_h$ が Re 及び $\overline{\Delta P}$ のみの関数として表されていることに注意せよ。さらに式 (37) は次のように書き直される：

$$\overline{\Delta P}-\frac{f}{2}\cdot\frac{Re^2}{\overline{D}_h^3}=0 \tag{68}$$

式中の $\overline{D}_h$ に式 (67) を代入することにより、この式は $\overline{\Delta P}$ と Re の関係を陰に表した関係式になる。ポンプ仕事を最小化する場合と同様、Re の値を特定して上式を数値的に解くことにより、対応する解 $\overline{\Delta P}$ が得られる。Re の範囲は $3000 < Re < 10^6$ であるので、この範囲内で Re を変化させて $\overline{\Psi}$ の最小値を与える Re_{opt} を探し出す。ひとたび $\overline{\Delta P}_{min}$ 及び Re_{opt} が得られれば、式 (67) から $\overline{D}_{h\,opt}$ が、式 (51) から $\overline{N}_{opt}$ が、式 (66) から $\overline{\Psi}_{opt}$ が求まる。

5.4.4 計算結果

この小節では粘性発熱を伴う場合の、流れが層流及び乱流の両方の場合について、最適化計算結果が示される。本小節の計算においては作動流体として 40 ^{o}C の空気を用いる。

本小節の粘性発熱を伴わない場合に対応する本章第 3 節第 3 小節においては、無次元パラメーター間の関係を計算結果として示した。すなわち L や Q、ρ などの有次元パラメーターの値を具体的に決定すること無く、無次元パラメーター Λ 或いは Re を介して結果を示した。しかしながら、本小節においては計算結果は有次元パラメーターを用いて示される。この理由としては、粘性発熱を伴う場合においては、二つの無次元パラメーター Λ 及び $\overline{Q}$ は共に有次元パラメーター Q を含んでいるのにも関わらず互いに独立で

あり、従って例えばFigure 5 - 3に相当する図を提示しようとする場合、紙面に垂直な新たな軸$\overline{Q}$を追加し、3次元の曲面を描かなければならなくなるからである。これは無次元で議論することのメリット、すなわち直感的な解り易さを減らすものであり、これを避ける為すべての有次元パラメーターに具体的な値を与え、Λと$\overline{Q}$を互いに従属とした。

より具体的には、本小節における計算に用いる除熱対象物の外形寸法を20 mm × 20 mm × 2 mm（すなわち$L = 20$ mmかつ$S = 40$ mm^2）とし、最大温度差ΔTを50 ^oCとした。外形寸法の根拠としては、水冷の場合にはVLSIチップ自体の狭い面積（0.5 cm^2 〜2.5 cm^{2}程度）から直接除熱することが実際上可能であるが[1]、空冷の場合にはVLSIチップのパッケージの段階で銅板などのheat spreaderによってある程度発熱面積を広げ（すなわち発熱密度を下げ）ておいてから除熱をするという方法が好んで取られるからである。これは、空冷の場合の低い熱伝達率をカバーする為により大きな伝熱面積を確保することが目的であり、前述のTable 5 - 6に示したように、空冷を扱った論文においてヒートシンク底面積及びフィン面積が比較的大きく設定されているのはこのためである。言い換えれば、空冷の場合の除熱面積にはチップ面積ではなくパッケージ面積を想定するのが実際的であるということである。なおこの想定に従えばパッケージとチップの間の熱抵抗も考慮に入れるべきであるが、ここでは熱抵抗が対流伝達の熱抵抗に比べて十分に小さいと仮定し、従って本小節で選んだ最大温度差$\Delta T = 50^o$Cが妥当であると仮定する。その根拠としては、Penceらが行なった各種パッケージの熱抵抗の見積りで示されているように、空冷の場合には水冷の場合に比較し全熱抵抗に占めるチップ－パッケージ間の熱抵抗の割合が小さくなる[21]という理由が挙げられる。

また除熱対象物の高さ（$H = 2$ mm）の選択の理由としては、本最適化法では円形断面をもつ流路について考えており、Figure 5 - 1 (b)のような横に一列の流路配置を達成しなければならない場合には、（矩形流路のようにアスペクト比を適当に選んで高さ方向に流路部分を延長して行くことができないので）取りうる有意義な高さが最適流路直径のせいぜい2倍程度に限られていることが挙げられる。本節の始めに述べたように、単位伝熱面積あたりの熱抵抗が高い（すなわち熱伝達率が低い $\Rightarrow$ フィン効率が高い）空冷においては高アスペクト比のフィンを採用して伝熱面積をなるべく大きく取ることが全熱抵抗を減らす為の一番効果的な方法であることを考えれば、本最適化法で用いてい

る流路形状は伝熱面積を大きく取ることができず、従って性能的にはかなり不利であると言わざるを得ない。しかしながら以下に述べる 3 つの理由から、本論文で採用した円形流路を有するヒートシンクについての最適化結果を示す意義があると言える：

- ヒートシンクの実装上の問題から高さ方向に使用できる空間が限られている場合（特に空冷を多用するノート PC 等では）など、典型的な空冷マイクロチャンネルヒートシンクのように高さに数センチメートルも充てることが不可能な場合が想定される。この場合には矩形流路と円形流路の間の差は小さくなり、本論文で考えているヒートシンク形状が実用的に妥当なものとなる。

- 本論文で紹介する粘性発熱を考慮に入れたヒートシンク最適化方法を具体的な除熱の問題に適用し、粘性発熱が各パラメーターの最適値に与える影響及び空冷の限界を定量的に示すことには十分意義が存在する。

- 高アスペクト比の矩形流路であろうと円形流路であろうと、伝熱現象を支配している物理や各パラメーターの挙動は共通しており、粘性発熱が最適化結果に及ぼす影響及び粘性発熱を考慮しない場合との結果の違いを定性的に知ることができる。

流れが層流の場合

以下の Figure 5 - 7 〜 Figure 5 - 18 に層流の場合の計算結果を示す。計算条件は先に述べた通りである。これらのグラフにおいて、粘性発熱を考慮に入れる場合と入れない場合で結果が異なる場合には前者を実線で、後者を点線で表し、両者を区別した。なお両方の場合について結果が同一となる場合には、結果を実線で示した。これらすべてのグラフにおいて、横軸には全発熱量 Q が取られている。Q の範囲は 0.5 ワットから式 (56) により与えられる理論除熱限界の 8.669 ワットまでである。また $\overline{A}$ の値の選択ついては、流路の配列が Figure 5 - 1 (b) に示されるような横一列なものとなるように（つまり Figure 5 - 13 に示されるように $n_{opt} \times D_{h\,opt} \,/\, W < 1$ が Q の全域で満たされるように）$\overline{A} = 0.1$ とした。

ここで示される層流の場合の計算結果については、Figure 5 - 17 に示される水力学的発達区間の長さが全流路長さの半分以上を占め、また Figure 5 - 18 に示される熱的発達

区間の長さも全流路長さの半分近くを占めており、本最適化法で用いている「発達した流れ」の仮定は成り立っていないことに注意する必要がある。

Figure 5 - 7 は Q と Ψ_{min} の関係を示している。このグラフより、粘性発熱の影響がいかに Q の増加とともに急激に増加するかということが理解できる。すなわち本計算条件では、$Q = 5$ Watt 以下では粘性発熱の影響は無視できる程小さいが、$Q = 7.5$ Watt では全除熱量の 3 分の 1 程度まで大きくなり、続く 1.2 ワットの増加の間に無限大に発散してしまう。(後で行なう水冷の場合との比較の中で詳しく述べるが) 空冷を現在の電子デバイスの冷却要求に適用するといかに自己発熱という問題に付きまとわれるか、ということが理解できるであろう。またこのグラフより、狭流路内強制対流空冷を議論する際には、「粘性発熱無し」という水冷の場合には至極妥当な仮定は、もはや妥当なものではないと言える。すなわち、粘性発熱を考慮に入れた場合の最適化計算とそれを考えない場合の最適化計算の結果には無視できない差が生じおり、(後に示す乱流の場合も併せて考えて) 狭流路内強制対流空冷を用いるヒートシンクを設計する場合には、粘性発熱を考慮に入れなければならないのである。

Figure 5 - 8 は Γ と Ψ_{min} の関係を示している。Γ は式 (31) で定義されたように、必要なポンプ仕事 Ψ とチップからの発熱量 Q の比、いわば粘性発熱の重要度である。当然ながら粘性発熱を考慮した場合の Γ の方が考慮しない場合の値よりも大きくなる。ここで確認の為に強調しておかなければならないのは、「粘性発熱を考慮しない」のは「最適化設計の過程で一時的に粘性発熱が無いと仮定する」という意味であって、「実際に粘性発熱が無い」のでは決してない、ということである。エネルギーの保存よりポンプ仕事は必ず熱に変換されるわけであるから、Figure 5 - 8 の点線、すなわち「粘性発熱無し」として最適化設計を行なった場合にも、結果として粘性発熱を伴うことになる。しかしこのようなやり方で予想された粘性発熱量は (Figure 5 - 8 の実線と点線の間に差があるように) 不正確である。この事実から導かれる最も強調されるべき点は、「最適化の途中で粘性発熱を一時的に無いと仮定し、結果として得られた粘性発熱量 (すなわち必要なポンプ仕事) の値の大小からこの仮定の self-consistency を示す、という従来から取られてきたやり方は、一見粘性発熱の影響を考えに入れたもっともなアプローチであるように思えるが、実は何も疑わずに使ってしまうと大変な誤りへと繋がる危険を含

んだ不正確な方法である。」ということである。本計算条件におけるヒートシンクの実用運転範囲についてであるが、このグラフの Γ の値から判断して、せいぜい粘性発熱量がチップの発熱量の 3 分の 1 以下である 7 ワット以下の範囲であろう。また、もしもこの割合を 10 分の 1 以下に抑えることが望まれるのであれば、運転範囲は 5 ワット以下ということになる。

Figure 5 - 9 は最適条件におけるマッハ数 Ma_{opt} と Q の関係を表している。ここで、音速は 340 m/sec：一定と仮定した。一般的に $d\rho/\rho < 0.05$、すなわち $Ma < 0.3$ の範囲では流体は実用上非圧縮であると考えてよい [22]。本計算条件においては、除熱限界近傍を除くすべての範囲（8.5 ワット以下）で非圧縮の仮定が成立していることがわかる。すなわち、先に Γ の値から判断された実用運転範囲内では常に非圧縮の仮定が成り立っている。

Figure 5 - 10 に最適条件におけるレイノルズ数 Re_{opt} と Q の関係を、Figure 5 - 11 に最適流路直径 $D_{h\,opt}$ と Q の関係を、それぞれ示す。Re_{opt} については、いずれの場合にも Q の全範囲において $Re_{opt} < 2300$ であり、流れが層流になっていることが確認できる。$D_{h\,opt}$ については、式 (48) で見たように両者の値は一致している。$D_{h\,opt}$ の値が数百 μ m 程度となっていることに注意せよ。これら 2 つのグラフを併せて考えると、Figure 5 - 10 において粘性発熱を考慮に入れた場合の Re_{opt} の値の方が、入れない場合の値よりも大きくなる理由がわかる。すなわち粘性発熱を考慮に入れた場合の方が入れない場合よりも多くの熱を取り除かなければならないために、より多くの冷媒流量を必要として Re_{opt} の値が大きくなっているのである。

Figure 5 - 12 に n_{opt} と Q の関係を示す。式 (52) に従い n_{opt} は Q に対しリニアに増加していることがわかる。この結果と Figure 5 - 11 に示された結果から、（流路数）×（流路本数）がヒートシンクの横幅 W を下回っていることが確認できる。これを $(n_{opt} \times D_{h\,opt}) \,/\, W$ と Q の関係として表したのが Figure 5 - 13 である。先にも述べたとおり、$(n_{opt} \times D_{h\,opt}) \,/\, W$ の値が Q の全範囲で 1 以下となるように（すなわち流路が Figure 5 - 1(b) の配列となるように）$\overline{A}$ の値が選ばれているのである。

最適条件における ΔP_{opt} と Q の関係、及び G_{opt} と Q の関係を Figure 5 - 14 と Figure 5 - 15 にそれぞれ示した。両グラフとも粘性発熱を考慮に入れた場合の値が、これを考慮

に入れない場合の値を上回っている。Hilbert らが述べているように [16]、遠心ブロワーによって 1 kPa 程度の圧力は比較的容易に得ることができる。しかしながら次小節において過去の文献を比較しながら議論されるように、VLSI チップ等電子デバイスの冷却を目的とする空冷強制対流ヒートシンクにおけるポンピングに 5 kPa 以上の圧力を用いている文献はほとんど無く（Table 5 - 6 参照）、従って Figure 5 - 14 の圧力範囲は実用の意味でかなり大きな圧力であるということに注意しなければならない。Figure 5 - 15 における流量範囲であるが、Table 5 - 6 からわかるように、1 litter/sec 近辺の空気流量は過去の研究の中でごく一般的に用いられている。

Figure 5 - 16 に、式 (4) で定義されたビオ数と Q の関係を示す。これによると Bi_{opt} は（Q の値に関係なく）0.00084 と極めて低い値を取っている。Table 5 - 4 及び Table 5 - 5 で見た水冷の場合のビオ数と比較すると、(計算条件が異なるにしても）これがいかに低い値かがわかる。これは次の２つのことを理由にしている。第一に、Table 5 - 4 及び Table 5 - 5 に示した水冷の場合の計算においては k_s にシリコンの熱伝導率（140 W / m·K) を用いているのに対し、本小節の空冷の場合には k_s に純銅の熱伝導率（400 W / m·K) を用いている。これは、水冷の場合にはシリコンチップからの直接除熱を想定したが、本小節の空冷の場合にはパッケージに作成された（もしくはパッケージに密着された）ヒートシンクを用いた除熱を考えている、というように両者の間で想定しているヒートシンクの形態が異なっているからである。銅はその重さ（8933 kg / m^3、アルミニウムの 3.3 倍）が問題とならない限り、その熱伝導率の良さ（400 W / m·K、アルミニウムの 1.7 倍）からヒートシンクの材質に好んで用いられる材質であるので、ここでは純銅を想定したのである。第二に、空冷の熱伝達率が水冷のそれよりもかなり悪いことが挙げられる。熱伝達率の低さはビオ数の低さを、さらにはフィン効率の高さを意味しており、空冷ヒートシンクにおいては大きな伝熱面積を有する（すなわちアスペクト比の大きい）フィン構造が好んで用いられる理由でもある。この低いビオ数によって、「流路周方向に熱流束一定」の仮定は妥当であると言えるが、しかしながらあまりにも低すぎる Bi のために「流路方向にヒートシンク内の熱伝導無し」の仮定が弱くなってくる（すなわち流路方向に熱流束が一定とは見なせなくなってくる。ヒートシンク内における流路方向の熱伝導を無視しているということは、実際よりも熱抵抗を大きく見積

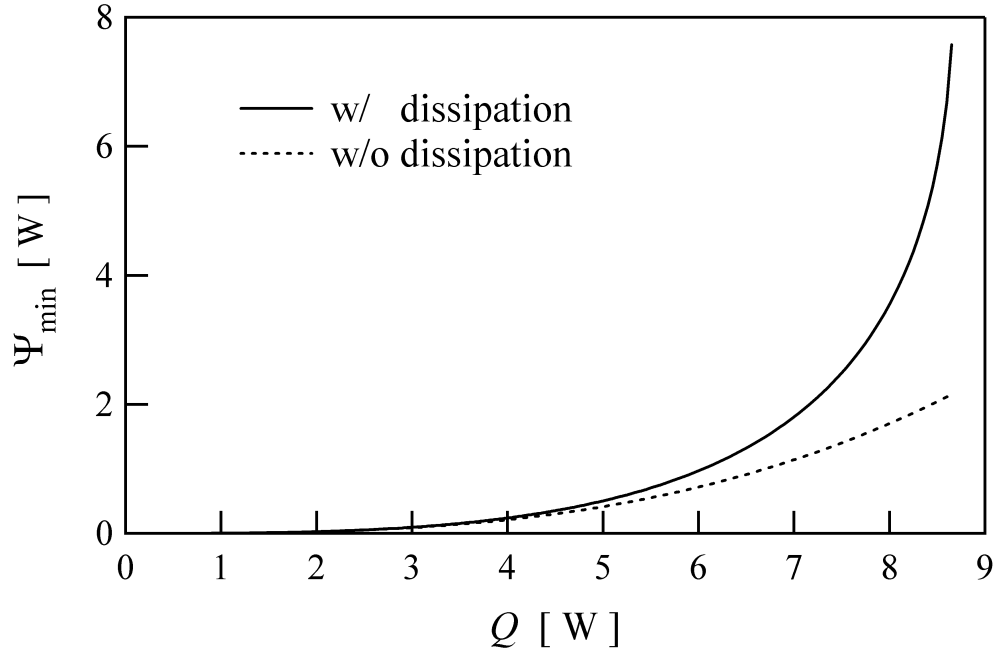


Figure 5 - 7: Ψ_{min} vs. Q for laminar regime

もっているということ [6] に注意せよ。）空冷を用いる場合には、その熱伝達率の低さから（前節で示された水冷の場合とは異なり）一定熱流束境界条件が一定温度境界条件に多少近づくと考えられる。

Figure 5 - 17 と Figure 5 - 18 に、水力学的発達区間長さと Q の関係及び熱的発達区間長さと Q の関係をそれぞれ示した。水力学的発達区間長さについては全流路長さの半分以上を占め、また熱的発達区間長さについても全流路長さの半分程度を占めており、発達した流れの仮定には十分な妥当性が無いことに注意する必要がある。

流れが乱流の場合

ヒートシンク外形寸法、作動流体、最大許容温度差などの計算条件は先に示した層流の場合と同じである。しかしながらこの場合では、Figure 5 - 1(b) に示したような横一列の流路配置を満たすことのできる流路面積割合 $\overline{A}$ の値は層流の場合と異なる。ここに示す流れが乱流の場合では、$\overline{A} = 0.25$ とした。また先の層流の場合には $Q < Q_{max}$ の範

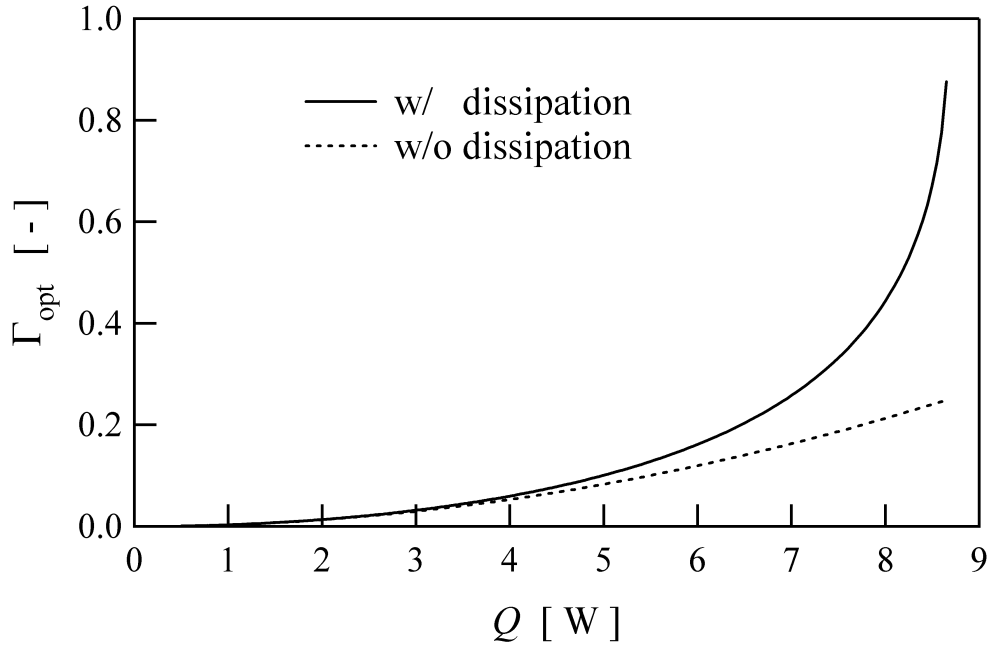


Figure 5 - 8: Γ_{opt} vs. Q for laminar regime

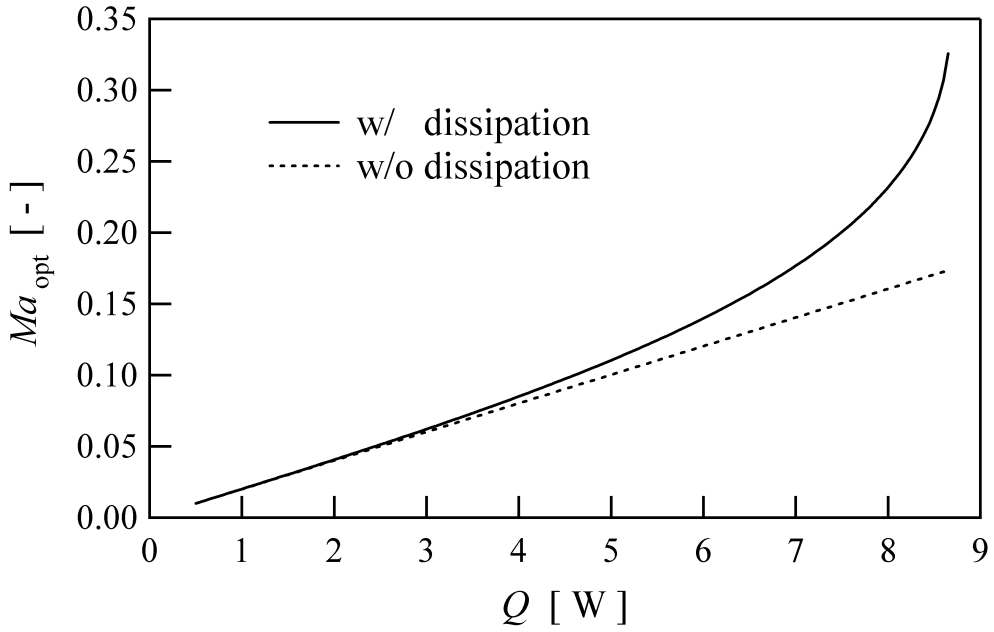


Figure 5 - 9: Ma_{opt} vs. Q for laminar regime

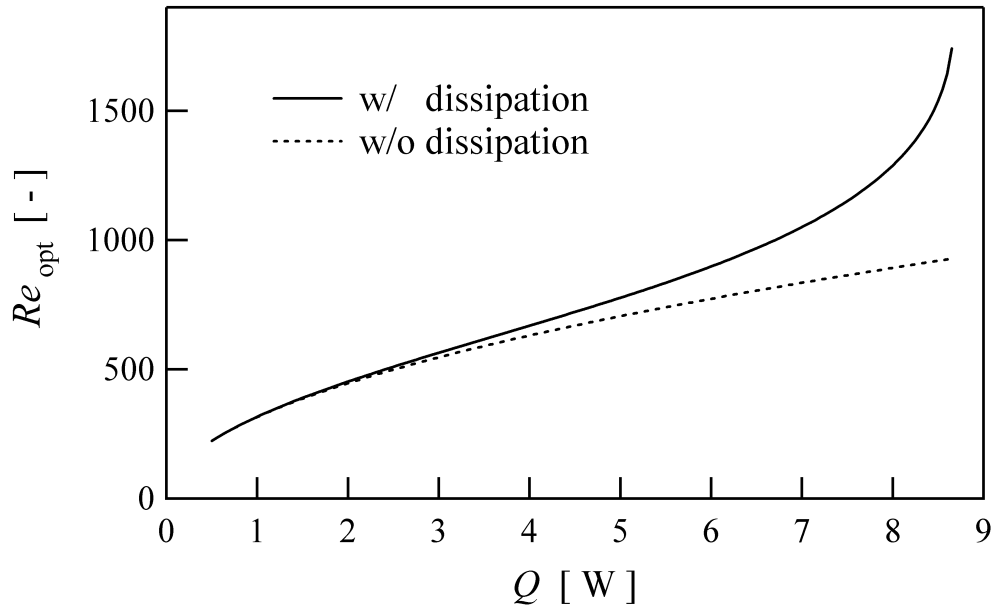


Figure 5 - 10: Re_{opt} vs. Q for laminar regime

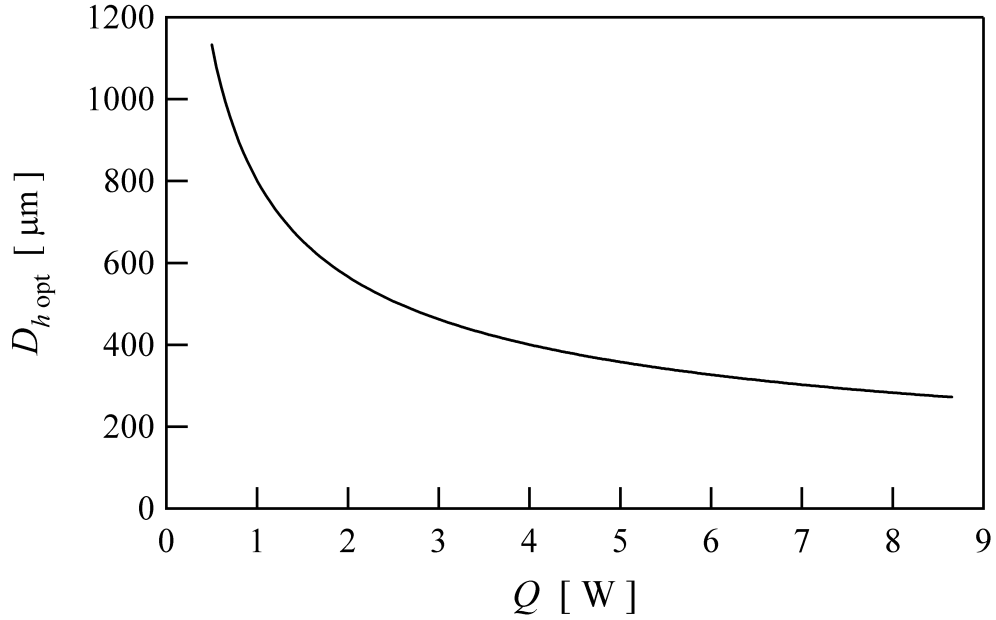


Figure 5 - 11: $D_{h\,opt}$ vs. Q for laminar regime

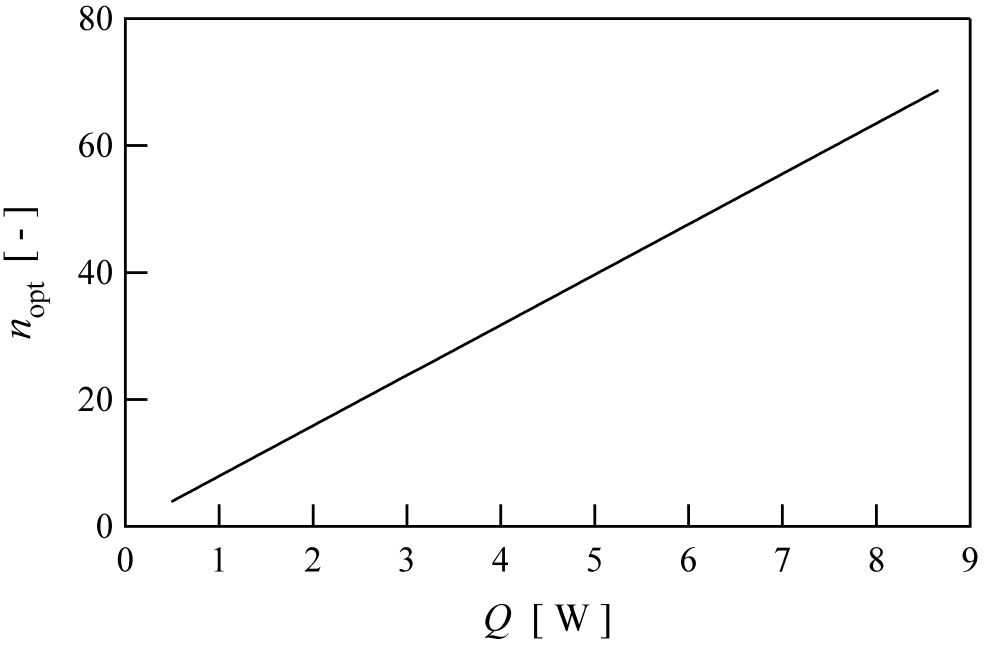


Figure 5 - 12: n_{opt} vs. Q for laminar regime

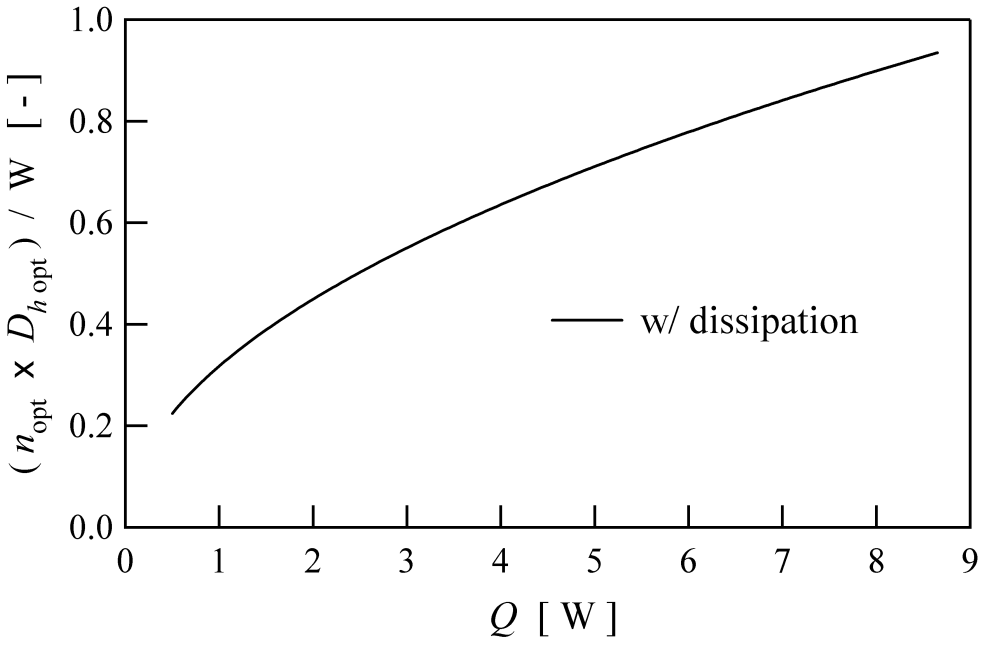


Figure 5 - 13: $n_{opt} \times D_{h\,opt} / W$ vs. Q for laminar regime

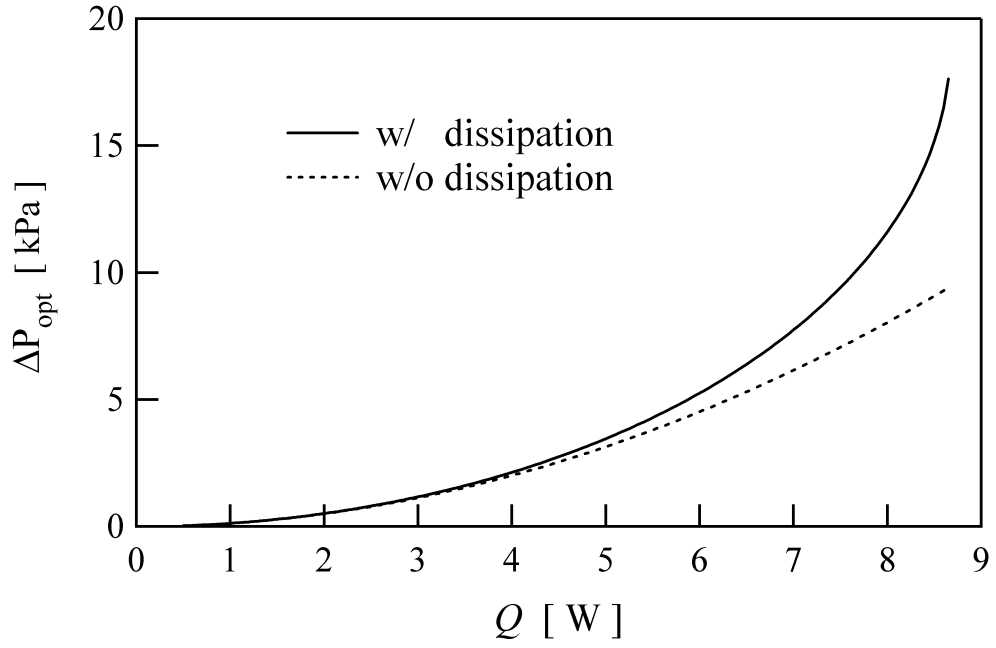


Figure 5 - 14: ΔP_{opt} vs. Q for laminar regime

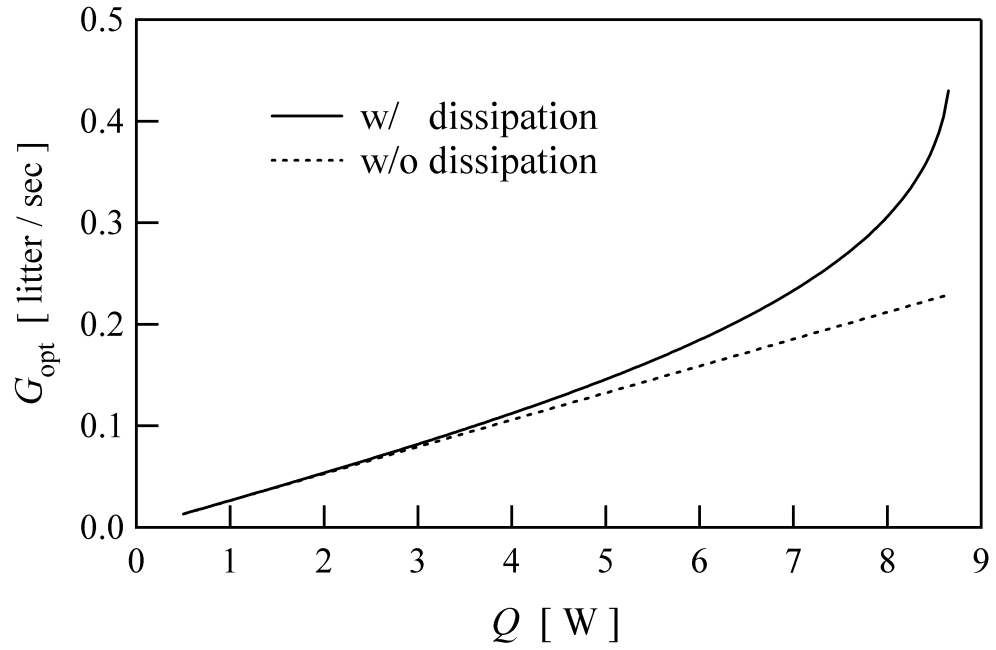


Figure 5 - 15: G_{opt} vs. Q for laminar regime

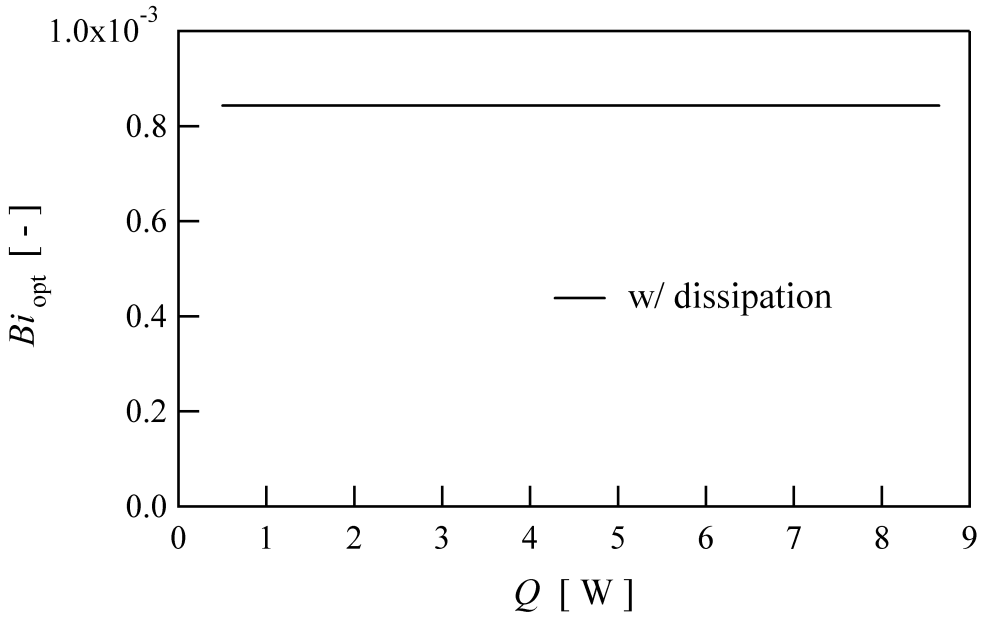


Figure 5 - 16: Bi_{opt} vs. Q for laminar regime

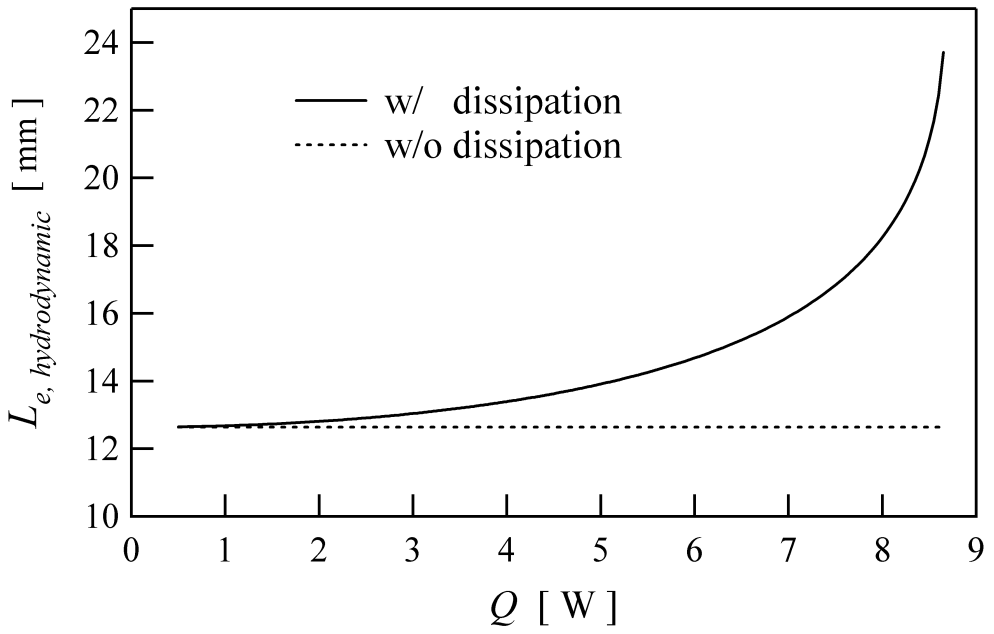


Figure 5 - 17: $L_{e,hydrodynamic}$ vs. Q for laminar regime

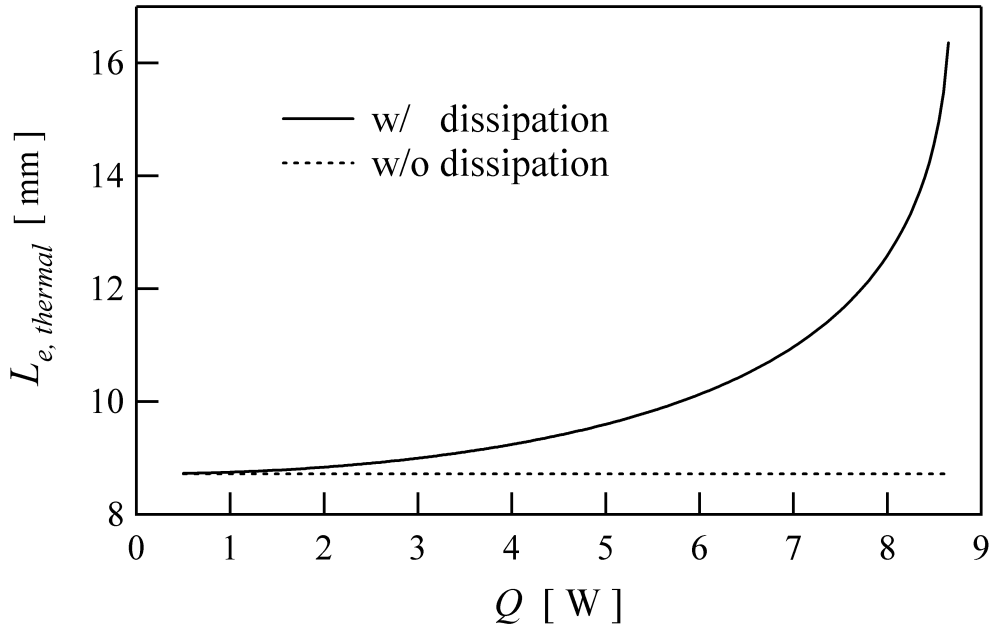


Figure 5 - 18: $L_{e,thermal}$ vs. Q for laminar regime

囲で計算を行なったが、ここでは現実的にせいぜい考えうる運転範囲、$\Gamma_{dissip} < 0.5$ の範囲について計算を行なった。

Figure 5 - 19 に Ψ_{min} と Q の関係を示した。このグラフは層流の場合の結果 Figure 5 - 7 と同様な傾向を示しているものの、乱流を用いた場合の方が最大除熱可能熱量は大きく、またより少ないポンプ仕事でより多くの熱を取り除くことができるという結果になっている。ただしこの点について以下の 2 点を注意しなければならない：第一に、先に示した層流の場合とここで示している乱流の場合とでは $\overline{A}$ の値が異なっており、単純に比較をしてはならないということである。しかしながら乱流の場合に $\overline{A} = 0.1$ として計算を行なっても（すなわち先に示した層流の場合と $\overline{A}$ の値を同じにしても）、層流の場合よりもパフォーマンスの良い（すなわちより少ないポンプ仕事でより多くの除熱が可能）という結果が得られる。このことから乱流の方が層流よりも普遍的に良い結果を与えると考えがちだが、実際にはこれは正しくない。すなわち第二に注意しなければならないことは、すでに Figure 5 - 6 で見たように、層流と乱流のどちらがより良いパフォーマンスを示すのかは Λ の値の大小（すなわち Q の大小）に依存する、ということ

である。つまり Λ（もしくは Q）が小さいときには層流がより良い結果を生み、これが大きいときには乱流がより良い結果を生むのであって、（本計算で想定している条件の下では）実際の電子デバイス冷却で対象となる発熱領域ではしばしば乱流の方がより良い結果を与えるということに過ぎないのである。

Figure 5 - 20 に Γ_{opt} と Q の関係を、Figure 5 - 21 に Ma_{opt} と Q の関係をそれぞれ示した。これらのグラフより、実用運転範囲は $\Gamma < 0.2$ かつ $Ma < 0.3$ となる $Q < 25$ Watt がせいぜいであろう。また Figure 5 - 22 に示された Re_{opt} と Q の関係から、本計算条件では最適レイノルズ数は式 (25) の下限、すなわち $Re = 3000$ 近くにあることがわかる。

Figure 5 - 23 に $D_{h\,opt}$ と Q の関係を、Figure 5 - 24 に n_{opt} と Q の関係をそれぞれ示した。粘性発熱を考慮に入れる場合には、これを考慮に入れない場合に比べて $D_{h\,opt}$ は大きな値を、n_{opt} は小さい値をとっている。また粘性発熱を考慮に入れない場合には、Q の増加とともに $D_{h\,opt}$ は単調減少、n_{opt} は単調増加するのに対し、これを考慮に入れた場合にはある Q 以上の範囲では $D_{h\,opt}$ は増加、n_{opt} は減少に転じる。n_{opt} は、数あるパラメーターの中でも粘性発熱を考慮する場合としない場合の差が大きなパラメーターである。$Q = 25$ ワットのときには、これを考慮に入れないで最適化した場合 $n_{opt} \simeq 30$ となるのに対し、考慮にいれた場合には $n_{opt} \simeq 20$ となる。流路本数が多すぎることは製作上或いは流路配列の問題から好ましくないので、粘性発熱を考慮したことで結果的により好ましい形状に近づいたことになる。

Figure 5 - 23 と Figure 5 - 24 から計算した $(n_{opt} \times D_{h\,opt}) / W$ と Q の関係を表したのが Figure 5 - 25 である。$\overline{A} = 0.25$ としたことにより、$(n_{opt} \times D_{h\,opt}) / W$ の値が Q の全範囲で 1 以下となっていることが確認できる。

Figure 5 - 26 に ΔP_{opt} と Q の関係を、Figure 5 - 27 に G_{opt} と Q の関係をそれぞれ示す。これらのグラフより、$Q = 25$ ワットにおいては $\Delta P \simeq 5$ kPa の圧力及び $G \simeq 1$ litter / sec の流量が要求されることがわかる。すなわち本計算結果においては、流量については層流の場合と同様一般的な範囲にあるが、圧力については比較的高い圧力が必要となる。

Figure 5 - 28 に Bi_{opt} と Q の関係を示す。Q が低い範囲では Bi_{opt} は一定値をとるが、Figure 5 - 22 において $Re_{opt} > 3000$ となる Q の範囲では Bi_{opt} の値は Q とともに増加

するようになる。このグラフにおける Bi_{opt} の値は Figure 5 - 16 に示された層流の場合の値より大きいものとなっているが、依然 $Bi_{opt} \leq 0.005$ であり、ヒートシンク内の熱抵抗に比べ壁面における熱伝達の熱抵抗が遥かに大きいものとなっている。すなわち、先に示した層流の場合と同様「流路周方向に熱流束一定」の仮定は成り立っており、また本章における最大温度差の定義も妥当であるといえるが、「流路方向にヒートシンク内の熱伝導無し」の仮定が弱くなっていることがわかる。このことは、一定熱流束境界条件よりもむしろ一定温度境界条件の方に近くなっていることを意味している。

最後に水力学的・熱的発達区間長さについて述べる。層流の場合には発達区間長さは Re、D_h（及び Pr）からなる関係式により、明示的に与えられた。しかしながら乱流の場合には発達区間長さを一般的に表す関係式は存在しない。層流の場合とは異なり、水力学的発達区間長さは Re に関してほぼ独立、また熱的発達区間長さは Re 及び Pr に関してほぼ独立である [10][23]。しかしながら文献によって乱流の場合の発達区間長さの決め方が異なっている。Mills によれば、水力学的発達区間長さは large-scale eddies が無い場合の直径の 10 〜 15 倍から、large-scale eddies を伴う場合の直径の 30 〜 40 倍の間とし、また熱的発達区間長さは直径の 15 〜 40 倍としている [10]。一方 Incropera らによれば、水力学的発達区間長さは直径の 10 〜 60 倍、熱的発達区間は直径の 10 倍程度であるとしている [23]。いずれにせよ直径を 800 μ m、発達区間長さをその 15 倍としても発達区間長さは 12 mm となり全流路長さの半分以上を占めるので、「発達した流れ」の仮定はそれほど妥当でないと言える。先の節に示した作動流体が水の場合には最も弱い仮定は「流路周方向に熱流束一定」であったが、本節で作動流体を空気とした場合には「発達した流れ」の仮定及び「流路方向へのヒートシンク内における熱伝導無し」の仮定が弱いものとなっていることが判った。本節では境界条件を一定熱流束としたが、これがどの程度まで一定温度境界条件に近づいているのかを検討する必要があると言えよう。

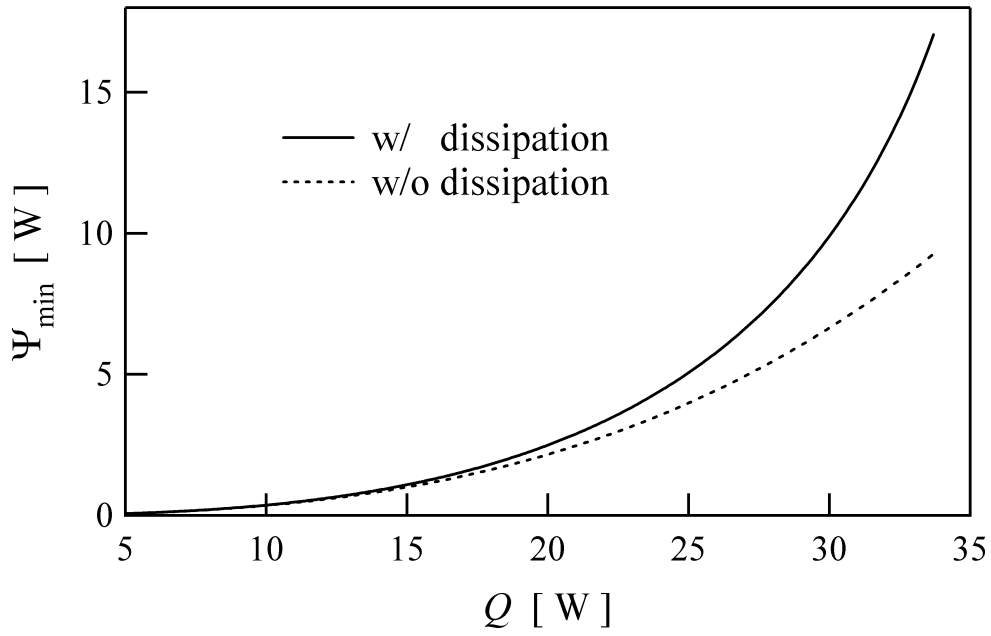


Figure 5 - 19: Ψ_{min} vs. Q for turbulent regime

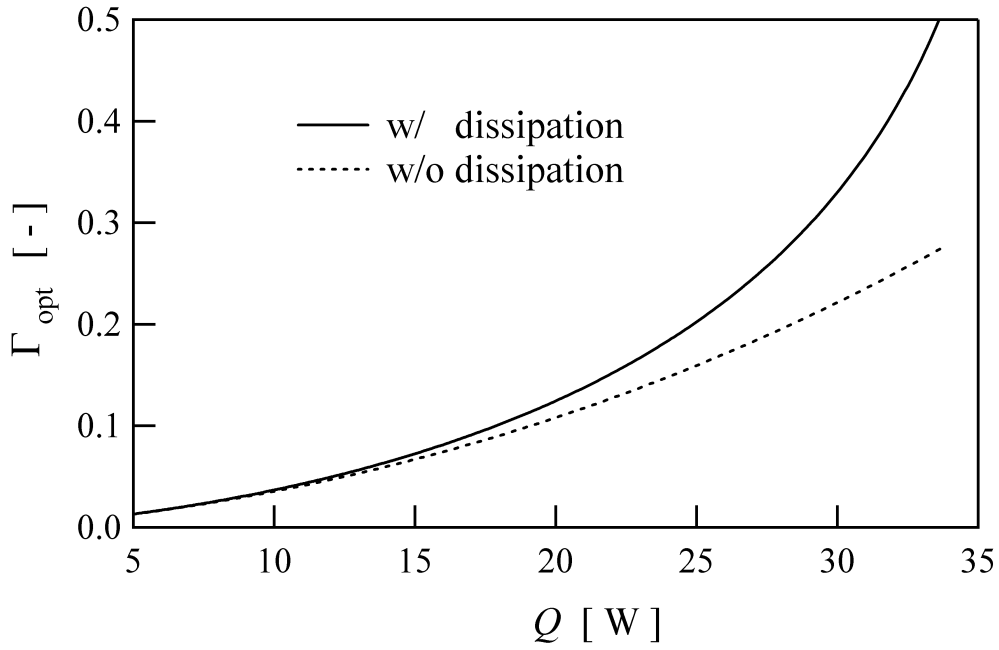


Figure 5 - 20: Γ_{opt} vs. Q for turbulent regime

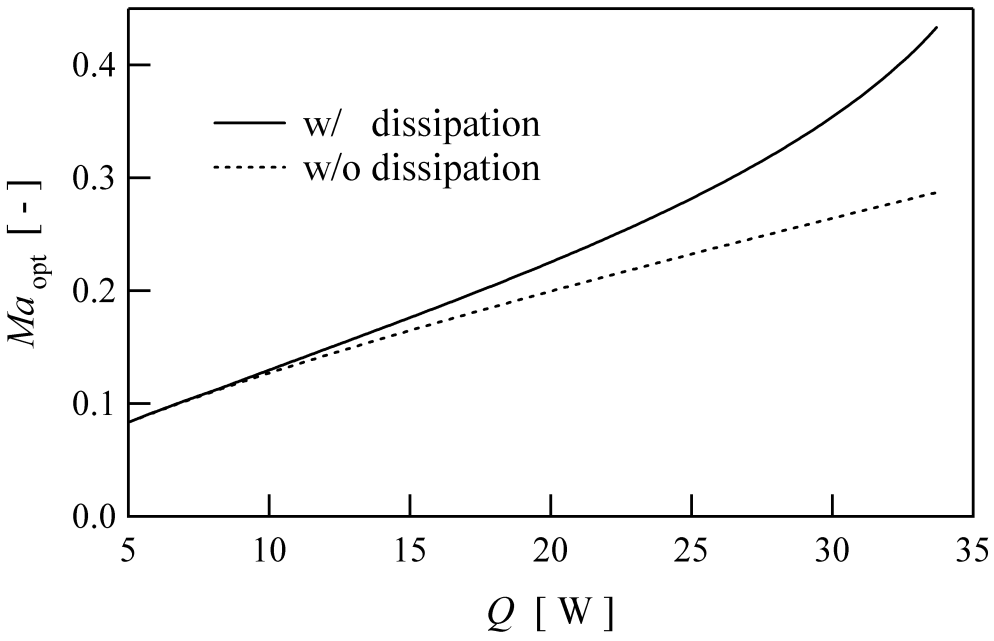


Figure 5 - 21: Ma_{opt} vs. Q for turbulent regime

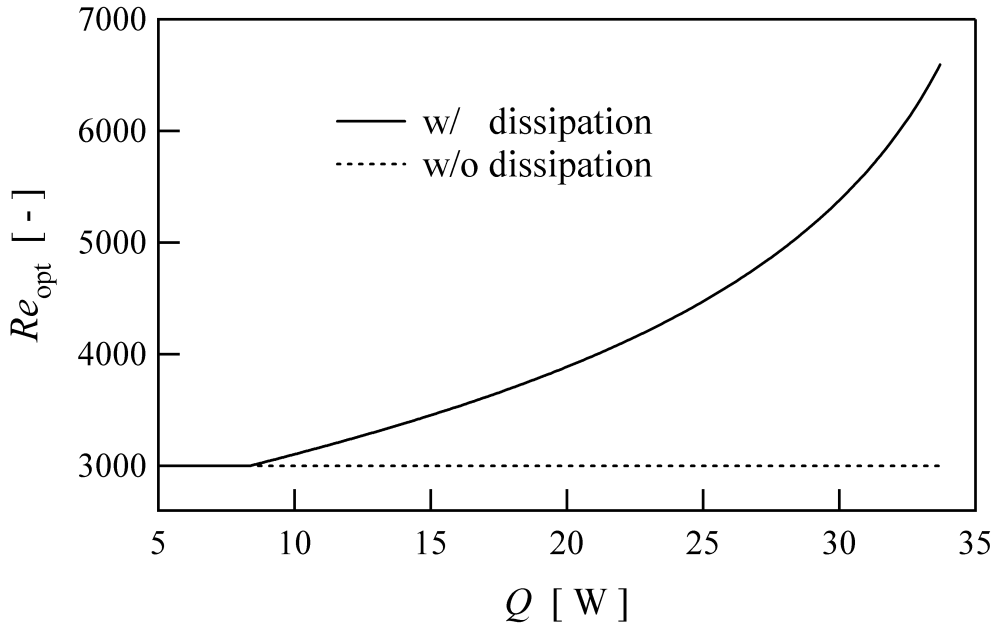


Figure 5 - 22: Re_{opt} vs. Q for turbulent regime

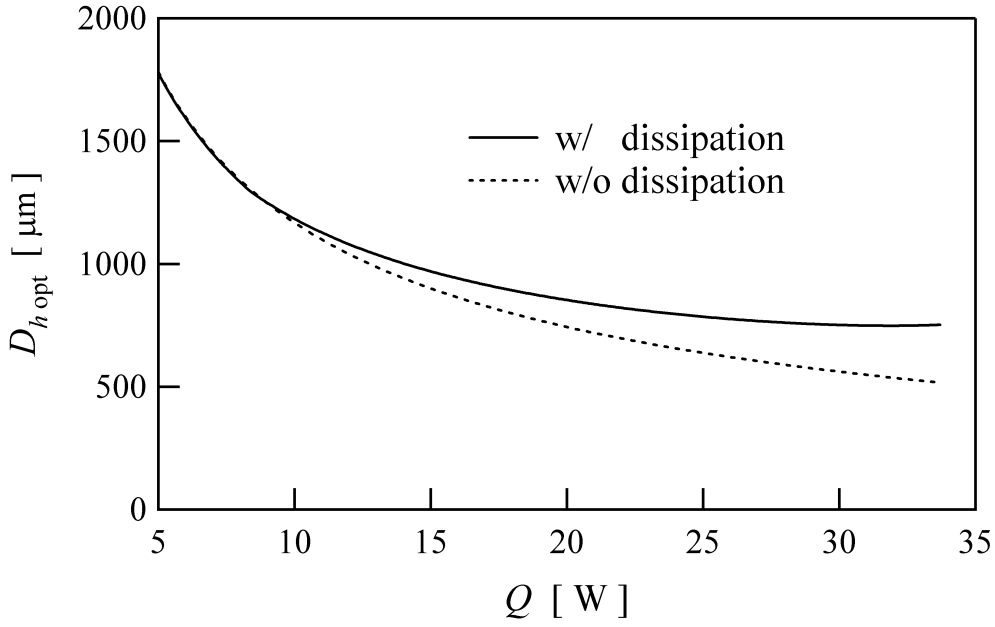


Figure 5 - 23: $D_{h\,opt}$ vs. Q for turbulent regime

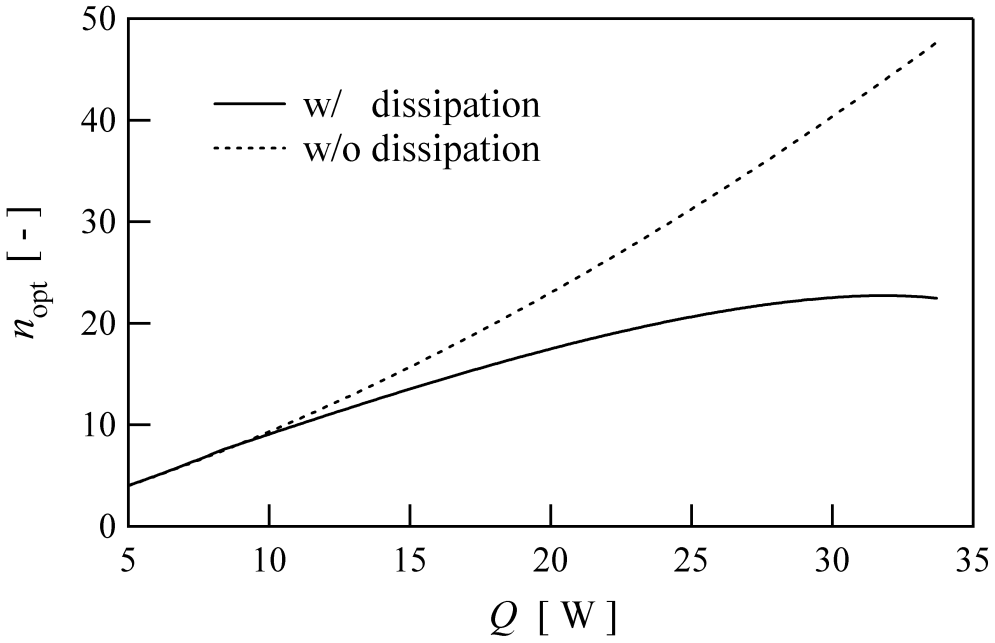


Figure 5 - 24: n_{opt} vs. Q for turbulent regime

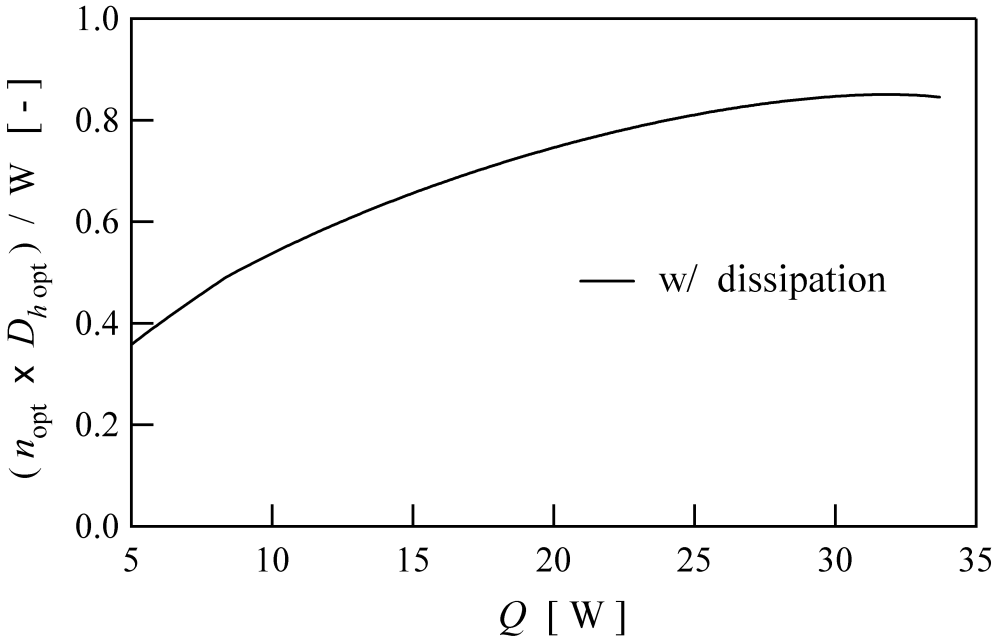


Figure 5 - 25: $n_{opt} \times D_{hopt}/W$ vs. Q for turbulent regime

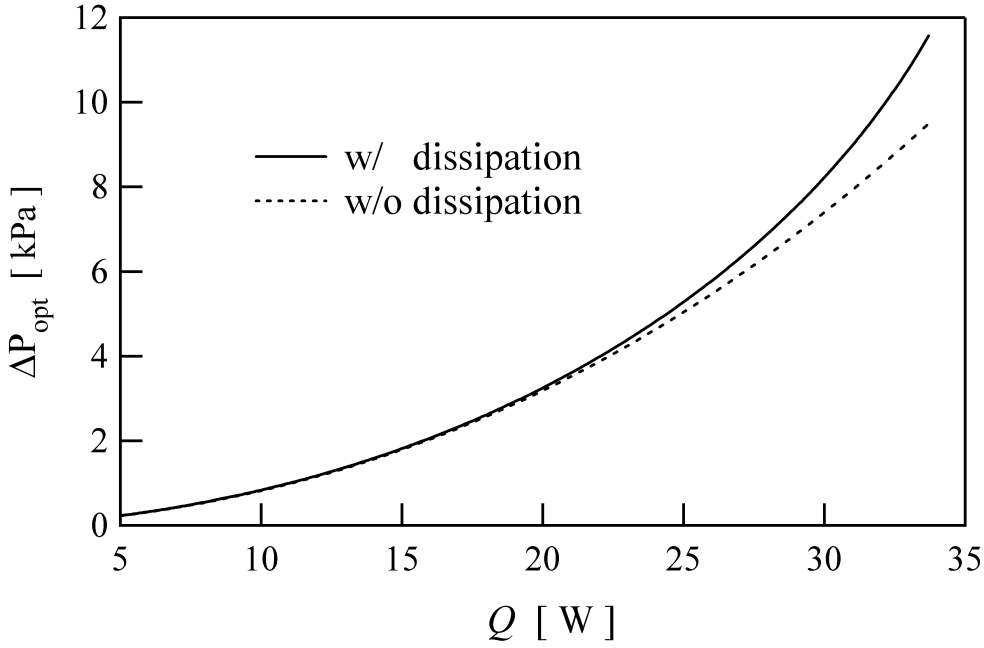


Figure 5 - 26: ΔP_{opt} vs. Q for turbulent regime

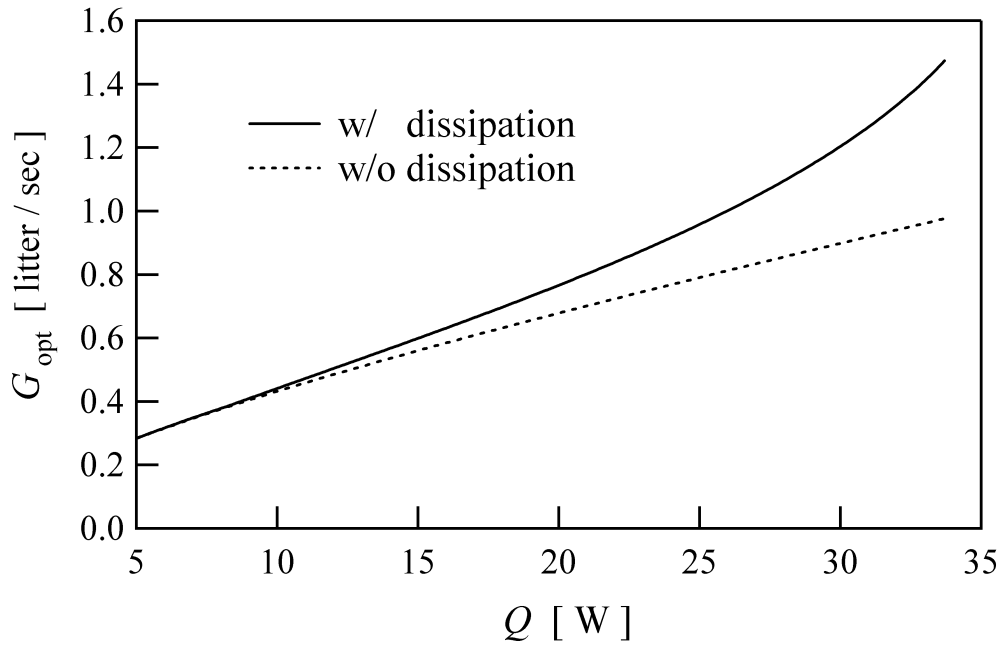


Figure 5 - 27: G_{opt} vs. Q for turbulent regime

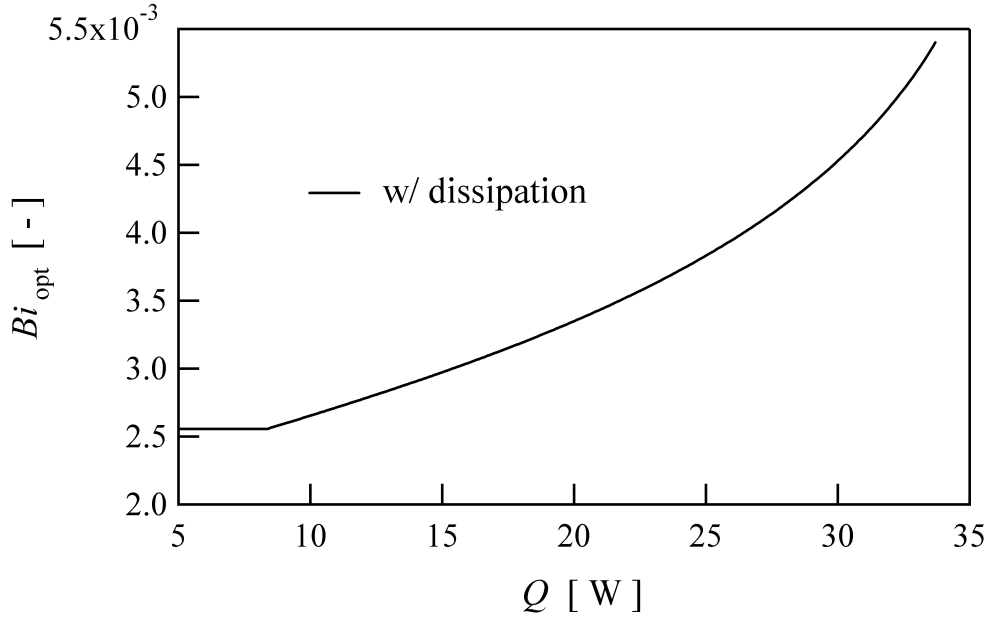


Figure 5 - 28: Bi_{opt} vs. Q for turbulent regime

5.5 第5章まとめ

本章では、電子デバイス冷却を対象とした平行流路群を有するヒートシンクの最適化設計方法を構築した。この方法では最適化の過程において無次元数のみを用い、ポンプ仕事或いはポンプ圧力を最小とする、流路本数、流路直径、及び流量の各パラメーターの解析解が示された。

本章第3節では、作動流体に水を用いることを想定して粘性発熱を考慮に入れない場合のヒートシンク最適化設計についての包括的な議論を行ない、以下に示す点が明らかとなった：

- 与えられた熱負荷、外形寸法、ヒートシンク断面積に占める全流路面積の割合 ($\overline{A}$) に対し、ポンプ仕事或いはポンプ圧力を最小とする最適流路本数、最適流路直径、及び最適流量の組み合わせが存在する。

- 本論文で導入された無次元数 Λ は除熱の大変さを統一的に表す指標であり、この値によって層流を用いた方が良いのか乱流を用いた方が良いのかを判断することができる。

- 流れが層流の場合は、各パラメーターの最適値（及び最小値）は Table 5 - 2 に示した無次元数のみで表される解析解によって与えられる。このことから「(流れが層流の場合）ポンプ仕事を最小化するように設計した場合の最適流路直径は、ポンプ圧力を最小化する場合の $\sqrt{2/3}$ 倍となること」などの、従来の最適化法からは知り得なかった各パラメーター間の根底にある関係が明らかになった。

- 現在の VLSI チップなどの電子デバイスに平行流路群を作成して水冷により冷却する場合、必要なポンプ仕事及びポンプ圧力を最小とする最適流路直径は数百 μm 程度にある。

- 本章で採用したヒートシンク形状、すなわち長手方向に作成された円形断面流路を有するヒートシンクは現在の技術を用いれば十分に作成可能である。例えば、このような形状のマイクロチャンネルプレートを供給している 3M 社よりこれを購入し、実験を行なった報告 [15] [24] が存在する。

本章第4節では、作動流体に空気を用いることを想定して粘性発熱を考慮に入れたヒートシンク最適化設計についての包括的な議論を行ない、以下に示す知見が得られた：

- 除熱の作動流体としての空気の熱物性は水に遥かに劣る一方、取り扱い易さ、設計のし易さの点では水に大きく勝る利点がある。これまで数々の空冷マイクロチャンネルヒートシンクに関する報告がなされており、これらは伝熱面積を水冷の場合よりも大きく設定することによって、電子デバイス冷却に空冷が適用可能であることを示している。

- 粘性発熱を考慮に入れた最適化においても、流れが発達した層流の場合には各パラメーターの最適値（及び最小値）は無次元数のみで表される解析解によって与えられる。

- 実際の電子デバイス冷却を想定した問題に対し本最適化法を適用すると、空冷を用いた場合には粘性発熱が極めて大きな障害として顕在化することが確認される。またマッハ数がしばしば0.3を超え、粘性発熱の他にマッハ数も設計の大きな制約となることが判明した。

- ヒートシンク外形寸法を20 mm × 20 mm × 2 mmとしたときの除熱を想定した場合、層流よりも乱流を用いた方が良い性能を示し、また現実的に除熱可能な範囲は25ワット以下であった。しかしながら、本章で採用した円管流路群を有するヒートシンクでは表面積を大きく設定できない為、高アスペクト比のフィン群を有するヒートシンクに性能が劣っている。

- 熱負荷が大きくなってくると、粘性発熱を考慮に入れる場合と入れない場合の各パラメーターの最適値には大きな食い違いが生じる。すなわち、粘性発熱を考慮に入れずに最適化を行ない、その最適条件におけるポンプ仕事から粘性発熱を考慮に入れなかったことの妥当性を確かめるという従来からのやり方は、大きな設計ミスにつながる危険性を含んだ方法である。

- 空気の熱伝導率が低いため、空冷の場合にはしばしばヒートシンク内の伝導熱抵抗が伝達熱抵抗を大きく下回る。このことは、水冷の場合には妥当であった一定

熱流束境界条件が必ずしも成立せず、境界条件はある程度一定温度境界条件の方に近くなってゆくことを意味している。また、境界条件がどの程度一定温度境界に近づいてゆくのかについての検討を行なう必要があると考えられる。

本章では流路断面形状を円形に限ってきたが、より製作のし易い矩形流路について同様に解析的かつ簡潔な最適化方法を構築することが今後の課題であろう。

第5章参考文献

[1] D.B. Tuckerman and R.F.W. Pease, "High-performance heat sinking for VLSI," *IEEE Electron Device Letters*, vol. EDL–2, no. 5, pp. 126–129, 1981.

[2] S. Sasaki and T. Kishimoto, "Optimal structure for microgrooved cooling fin for high-power LSI devices," *Electronic Letters*, vol. 22, no. 25, pp. 1332–1334, 1986.

[3] R.J. Phillips, L.R. Glicksman, and R. Larson, "Forced-convection, liquid-cooled, microchannel heat sinks for high-power-density microelectronics," in *Cooling Technology for Electronic Equipment*, New York, 1988, pp. 295–316, Hemisphere Publishing Corp.

[4] R.W. Knight, D.J. Hall, J.S. Goodling, and R.C. Jaeger, "Heat sink optimization with application to microchannel," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 15, no. 5, pp. 832–842, 1992.

[5] S. Lee, "Optimum design and selection of heat sinks," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology—Part A*, vol. 18, no. 4, pp. 812–817, 1995.

[6] M.B. Kleiner, S.A. Kühn, and K. Harberger, "High performance forced air cooling scheme employing microchannel heat exchangers," *IEEE Transactions on Compo-*

nents, Hybrids, and Manufacturing Technology—Part A, vol. 18, no. 4, pp. 795–804, 1995.

[7] S.F. Choquette, M. Faghri, M. Charmchi, and Y. Asako, "Optimum design of microchannel heat sinks," *ASME Microelectromechanical Systems (MEMS)*, vol. DSC–59, pp. 115–126, 1996.

[8] S.S. Tan, "Optimization study for forced-convective cooling of an augumented printed-circuit-board surface with minimum pumping power," M.S. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1996.

[9] W.M. Rohsenow, J.P. Hartnett, and I.C. Young, Eds., *Handbook of Heat Transfer*, McGraw-Hill, New York, 3rd edition, 1998.

[10] A.F. Mills, *Heat Transfer*, Prentice Hall, New Jersey, 2nd edition, 1999.

[11] A. Bar-Cohen, "Thermal management of microelectronics in the 21st century," *IEEE/CPMT Electronic Packaging Technology Conference*, pp. 29–33, 1997.

[12] T.L. Hoopman, "Microchanneled structures," *ASME Microstructures, Sensors and Actuators*, vol. DSC–19, pp. 171–174, 1990.

[13] L.F. Moody, "Friction factors for pipe flow," *Transactions of the ASME*, vol. 66, pp. 671–684, 1944.

[14] S. Kang, L. Yang, C. Yu, and J. Chen, "Performance test and analysis of silicon-based microchannel heat sink," *Proceedings of SPIE—the International Society for Optical Engineering*, vol. 3795, pp. 259–270, 1999.

[15] M.B. Bowers and I. Mudawar, "Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 1 - design criteria and heat diffusion constraints," *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol. 116, no. 4, pp. 290–297, 1994.

[16] C. Hilbert, S. Sommerfeldt, O. Gupta, and D.J. Herrell, "High performance air cooled heat sinks for integrated circuits," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 13, no. 4, pp. 1022–1031, 1990.

[17] R.W. Knight, J.S. Goodling, and B.E. Gross, "Optimal thermal design of air cooled forced convection finned heat sinks — experimental verification," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 15, no. 5, pp. 754–760, 1992.

[18] N. Goldberg, "Narrow channel forced air heat sink," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 7, no. 1, pp. 154–159, 1984.

[19] M. Mahalingam and J. Andrews, "Higher performance air cooling for microelectronics," in *Proceedings of the International Symposium on Cooling Technology for Electronic Equipment*, Honolulu, HI, 1987, pp. 608–625.

[20] A. Aranyosi, L.M.R. Bolle, and H.A. Buyse, "Compact air-cooled heat sinks for power packages," *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology—Part A*, vol. 20, no. 4, pp. 442–451, 1997.

[21] W.E. Pence and J.P. Krusius, "Package thermal resistance: Geometrical effects in conventional and hybrid packages," *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 13, no. 2, pp. 245–251, 1990.

[22] K. Matsuo, *Compressible Fluid Dynamics —theory and analysis in internal flow*, Rikougakusha, Tokyo, 1st edition, 1994.

[23] F.P. Incropera and D.P. Dewitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons, New York, 4th edition, 1996.

[24] M.B. Bowers and I. Mudawar, "Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 2 - flow rate and pressure drop constraints," *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol. 116, no. 4, pp. 298–305, 1994.

第６章

総括

本研究はマイクロオーダーの径を持つ流路、いわゆるマイクロチャンネルを冷却に適用した際の有効性に注目したところから始まり、マイクロチャンネル熱交換器或いはヒートシンクを実際の場面に適用する際に必要となる特性及び性能を解明することを目的として研究を進めてきた。本論文を通じて実験、モデルによる解析、或いは数値計算によって得られた結果に基づいて適切な議論を行ない、マイクロチャンネル冷却システムの流動・伝熱特性を一部ではあるが明らかにすることができた。

第 1 章ではまず、電子デバイスの高密度化・高性能化が急速に進んでおり、これらに対する冷却が従来からの冷却方法では対応できなくなりつつあることを述べた。従来からの方法に代わる方法として、マイクロチャンネルを冷却に用いることをそのメリットを示しながら提案し、これまでに報告された数々の文献を引用しながらその一般的形状、特徴、及び製作方法を示した。またマイクロチャンネルヒートシンクの除熱可能範囲を示し、その作動流体に水が選ばれた場合、従来からの冷却方法ではほぼ不可能であった $0.5 \sim 0.07$ ^{o}C cm^2 / W という極めて低い熱抵抗を達成可能であることを示した。

第 2 章では、マイクロチャンネルを有する熱交換器を実際に製作し、これの形状的特徴及び設計の詳細を示した。この熱交換器は厚さ 200 μm、5 cm $\times$ 5 cm のステンレス薄板を積層することによって構成され、また基本熱交換単位を繰り返し重ねることによってその伝熱面積が拡張可能であった。また、熱交換器表面の温度分布を測定する為の平面熱電対の構造が示された。

第 3 章では、第 2 章で製作したマイクロチャンネル熱交換器を用いて液単相の水同士の間で熱交換が行なわれる場合の流動・伝熱特性を調べた。流動特性に関しては、以下の知見が得られた：

- 熱交換器の出入口間の圧力損失は、流量が比較的少ない範囲では流路各部（すなわち導入管部、マニフォールド部、及びマイクロチャンネル部）について発達した層流の関係式を適用して得られる圧力損失を直列に足し合わせた値でよく予測される。流量が比較的多い範囲では、このようにして予測される理想化された圧力損失から外れて上回るようになる。

- 流量が多い範囲で圧力損失の実験測定値が予測値を上回る理由として、流量が増

えることよってマニフォールドからチャンネルに直角に曲がって入る部分での剥離渦が顕在化することがその原因であることが数値計算によって予測された。

- 圧力損失の主原因は 0.2 mm × 2 mm の断面を持つマニフォールド部であり、ここでの圧力損失は全体の圧力損失の 3 分の 2 程度の大きさを占める。

- 本熱交換器の流路直径程度では、水を作動流体とした場合、その流動特性はマクロスケールな関係式によって説明され、マイクロスケール特有な現象は観察されなかった。

また、伝熱特性について得られた知見は以下の通りである：

- 水の質量流量が 0.88 g/sec の条件では全熱抵抗はおよそ 0.8 K/W であり、そのうちのおよそ 62 %が $(R_{conv} + R_{cond})$ であり、残りのおよそ 38 %が R_{cap} である。

- 解析モデルを用いて R_{conv} 及び R_{cond} の値を予測すると、R_{cond} は R_{conv} と比較して十分小さく、これは熱交換器の材質に熱伝導率の悪いステンレスを用いたことが問題となっていないことを意味している。

- 本熱交換器においても、R_{cap} は $(\dot{m}\, C_p)^{-1}$ にほぼ一致する。

- 本熱交換器の性能を向上させるためには最も大きな熱抵抗である R_{conv} を減らすことが効果的であり、R_{conv} を減らすためには積層回数を増やし、全伝熱面積を増やしてやることが最も効果的である。また不必要に大きな流路間隔を減らし、流路をより密に配置した形状に変更することによっても R_{conv} は減らされる。

第 4 章では、低温側流体に沸点が 56 ^{o}C のフロリナートを用い、これがマイクロチャンネル内で沸騰相変化することによって高温側流体である温水と熱交換を行なう実験を行なった。まず始めにフロリナート側のマイクロチャンネルをハイスピードカメラによって撮影し、その沸騰流動特性に関して以下の知見が得られた：

- 両流体の入口温度差を固定した場合、フロリナート流量を減らすにつれて、その気液混相流れの様子は大きく変化してゆく。流量が比較的少ない範囲では気泡の

メニスカスが観察されなくなり、流量が少なくなるにつれてマイクロチャンネル壁面を濡らす波面として観察されるようになる。

- マイクロチャンネル内の位置によっても混相流れの様子は大きく異なる。これは直交型熱交換器であることに気因する。

熱電対及び差圧計によって得られた測定結果を整理することによって、伝熱特性に関し次のような知見が得られた：

- 沸騰が活発になるにつれて、圧力損失は急速に増大してゆく。
- 与えられた入口温度差 ΔT_{max} のもとでなるべく多くの熱を交換する為には、フロリナートを少量流して沸騰させるよりは、液単相となっても大量に流した方がよい。ただし沸騰が起きていなくても、冷媒を大量に流したことによって少量流して沸騰させた場合よりも圧力損失は大きくなる。
- 沸騰が活発化することによって、全熱抵抗の内の R_{conv} 成分が低下する。しかしながら、ある程度以上沸騰が活発になるとそれ以上 R_{conv} 成分は低下しなくなり、ほぼ一定値を取るようになる。
- $\Delta P/Q$ 或いは $(R_{tot}\,\Delta P)^{-1}$ を効率としたとき、（本沸騰熱交換実験の範囲では）フロリナートを大量に流して沸騰させないよりは少量流して沸騰させた方が効率が良く、またもしもフロリナートが沸騰しなければもっと効率が良くなっていたと考えられる。
- 本実験では入口温度をほぼ 40 ^{o}C 一定し、冷媒には（一気圧における）沸点が 56 ^{o}C のフロリナートを用いた。もしも沸点がより低い（すなわち沸点がより入口温度に近い）冷媒を用いていたならば、沸騰相変化によって冷媒温度がクリップされる効果を有効に活用できて、沸騰を用いることによって効率が良くなるという結果が得られたのかもしれない。

続いて homogeneous model によって沸騰による圧力損失急増のメカニズムの検証を行ない、以下の知見が得られた：

- 本マイクロチャンネル熱交換器において観測された沸騰によって圧力損失が急増する現象は、homogeneous model によってよく説明される。

- マイクロチャンネル内沸騰による圧力損失の主原因は、蒸発相変化による冷媒の急激な加速にある。

第 5 章ではマイクロチャンネルヒートシンクの設計指針を議論した。具体的には、断面形状が円形の流路群を有するヒートシンクについて、与えられた熱負荷に対してポンプ仕事或いはポンプ圧力を最小とする流路本数、流路直径、及び流量を得るための、新しい最適化設計方法を示した。また、この最適化法を水冷・空冷の両方の場合に対して適用し、それぞれの場合について包括的な議論を行なった。第 5 章の内容から導かれた結論は数多くあるが、そのうち重要なものを幾つか示すと：

- 与えられた熱負荷、外形寸法、ヒートシンク断面積に占める全流路面積の割合に対し、ポンプ仕事或いはポンプ圧力を最小とする最適流路本数、最適流路直径、及び最適流量の組み合わせが存在する。

- VLSI チップなどの電子デバイスを平行流路群を用いて水冷により強制対流冷却する場合、必要となるポンプ仕事及びポンプ圧力を最小とする最適流路直径は数百 μm のオーダーにある。

- 除熱の作動流体としての空気の熱物性は水に遥かに劣る一方、取り扱い易さ、設計のし易さの点では水に大きく勝る利点がある。マイクロチャンネルヒートシンクにおいて空冷を用いる場合に、ヒートシンクの伝熱面積を水冷の場合よりも大きく設定すれば、これを電子デバイス冷却に適用すること可能である。

- 空冷マイクロチャンネルによって高い熱負荷のかかる除熱を行なう場合、粘性発熱によってしばしば除熱が著しく阻害される。また流れが層流の場合には、限界除熱可能量は第 5 章 (56) 式によって解析的な形で与えられる。

などがある。

第 1 章から第 5 章で述べられた内容については以上である。総じて、マイクロチャンネルは水冷で用いた場合にその可能性を最も活かせられると言えよう。空冷を用いる場

合には、Table 5 - 6 でも示した通りヒートシンク底面積（或いは高さ）を大きく取る必要があり、また第 5 章第 4 節でも述べたようにしばしば粘性発熱によって除熱可能熱量が制限される。

第 1 章でも述べた通り、水冷マイクロチャンネルの熱伝達率は（流路直径にも依るが）10000 〜 40000 W/m^2·K と、pool boling 或いは flow boiling に匹敵するほど非常に大きなものとなっている [1]。（なお、第 3 章第 3 節第 3 小節において $\dot{m} = 0.8$ g/sec とした場合に見積もられた熱伝達率は、およそ 11000 W/m^2·K であった。）このように単相流れの場合には流路直径を小さくしてゆくことで熱伝達率を大きく向上させることができるのであるが、沸騰を用いる場合にはこのようにはならないようである。Ravigururajan [2] 或いは Bowers ら [3] のマイクロチャンネル内沸騰に関する報告によると、いずれも（チャンネル伝熱面積に基づいた）熱伝達率は 8000 〜 30000 W/m^2·K の範囲にある。これらのマイクロチャンネル内沸騰の熱伝達率の値は、水冷の場合から殆ど向上していないのと同時に、マクロスケールにおける沸騰の熱伝達率からも殆ど向上していない [4] のである。このことは、Bowers らが [3] において直径がそれぞれ 2.54 mm の mini-channel と 0.51 mm の microchannel で沸騰除熱実験を行なった際に、核沸騰領域においては両者の熱伝達率が殆ど同じ値となっていることからも理解することができる。また、マイクロチャンネル内で沸騰を用いると（急激な圧力損失の増加に加え）マッハ数がしばしば 1 に近づき、premature CHF などの好ましくない影響が顕在化する [5] こともあり、水冷マイクロチャンネルヒートシンクの性能をさらに向上する手段としてはマイクロチャンネル内沸騰熱交換はそれほど有望ではないと言えよう。

さて、本論文第 4 章では（熱抵抗 R と熱通過率 U によって特性が説明できたので）熱伝達率を議論の中で使わなかったが、比較を可能とするために次のように平均熱伝達率 $\overline{h}$ を定義してみよう：

$$\overline{h} \equiv 2 \times \frac{Q}{F\,\Delta T_{lm}\,A_{wall}}$$

ここで右辺に 2 が掛けられているのは、（ヒートシンクとは異なり）高温側、低温側の両方に R_{conv} があるためである。（この $\overline{h}$ には R_{cond} も含まれているので、実際の熱伝達率よりも多少低い値となる。）上式の A_{wall} はチャンネルオーバーラップ部分におけるチャ

ンネルの 3 面の面積を表し、以下のように与えられる：

$$A_{wall} \equiv (0.25 + 2 \times 0.2) \times 10^{-3} \cdot 13 \times 10^{-3} \cdot 26 \quad [\,\mathrm{m}^2\,]$$

試しに Table 4 - 3 の# 12 のデータセットについて $\overline{h}$ を求めてみると、液単相の $\Delta T_{max} = 14.3$ K の場合には $\overline{h} = 7430$ W/m^2·K であるのに対し、$\Delta T_{max} = 37.1$ K の沸騰が活発に起きている場合には $\overline{h} = 10023$ W/m^2·K となっており、本研究においても沸騰によって $\overline{h}$ がそれほど向上していないことが確認できる。

本章における以上の議論と第 4 章から得られた知見を併せて考えると、強制対流マイクロチャンネル冷却システムにおいて最も商用実装に近いのは空冷であり、続いて水冷、最後にフロリナート等の冷媒を用いた沸騰冷却である著者は考えている。

最も強調すべき点は、マイクロチャンネル内沸騰を用いても壁面熱伝達の促進が期待できないだけであり、マイクロチャンネル内において沸騰を用いることがすべての場面においてマイナスになるのでは決して無いことである。マイクロチャンネル内で起きている現象を視点を変えて見れば、マイクロチャンネルを用いることによって、排熱から効率よく kinetic なエネルギーを取り出すことができるということである。このことは、マイクロポンプとマイクロチャンネルを合体させた除熱システムを組んだ場合、電子デバイスの排熱を効率よく流体の駆動エネルギーに変換できることに他ならない。これは、従来スケールのチャンネルからは発想され得なかった排熱の利用方法である。また、先に「マイクロチャンネル内で沸騰を用いると、マッハ数がしばしば 1 に近づく」ことを述べたが、これは確かに外部ポンプによる強制対流を行なう場合にはデメリットとなっているが、視点を変えればこのことが極めて大きなメリットとなりうることに気付く。これはマッハ数の物理的意味、すなわち「運動エネルギーと内部エネルギーの比」という意味を考えることによって気付くことができるのである。すなわちマッハ数という無次元数が排熱を運動エネルギーに変換する際の効率を表しているだけではなく、電子デバイスからの発熱を従来からの顕熱或いは潜熱によってではなく運動エネルギーによって吸収するという、新しい除熱方法の可能性を示唆しているのである。著者の知る限りこのような除熱機構を提案している報告はこれまで存在していないが、マイクロチャン

ネル内沸騰が従来とは全く異なる原理で動作する次世代除熱システムにおいて極めて重要な役割を果たすであろうことを、著者は予想している。

第6章参考文献

[1] R.J. Phillips, L.R. Glicksman, and R. Larson, "Forced-convection, liquid-cooled, microchannel heat sinks for high-power-density microelectronics," in *Cooling Technology for Electronic Equipment*, New York, 1988, pp. 295–316, Hemisphere Publishing Corp.

[2] T.S. Ravigururajan, "Two-phase flow characteristics of refrigerant flows in a microchannel heat exchanger," *Enhanced Heat Transfer*, vol. 6, pp. 419–427, 1999.

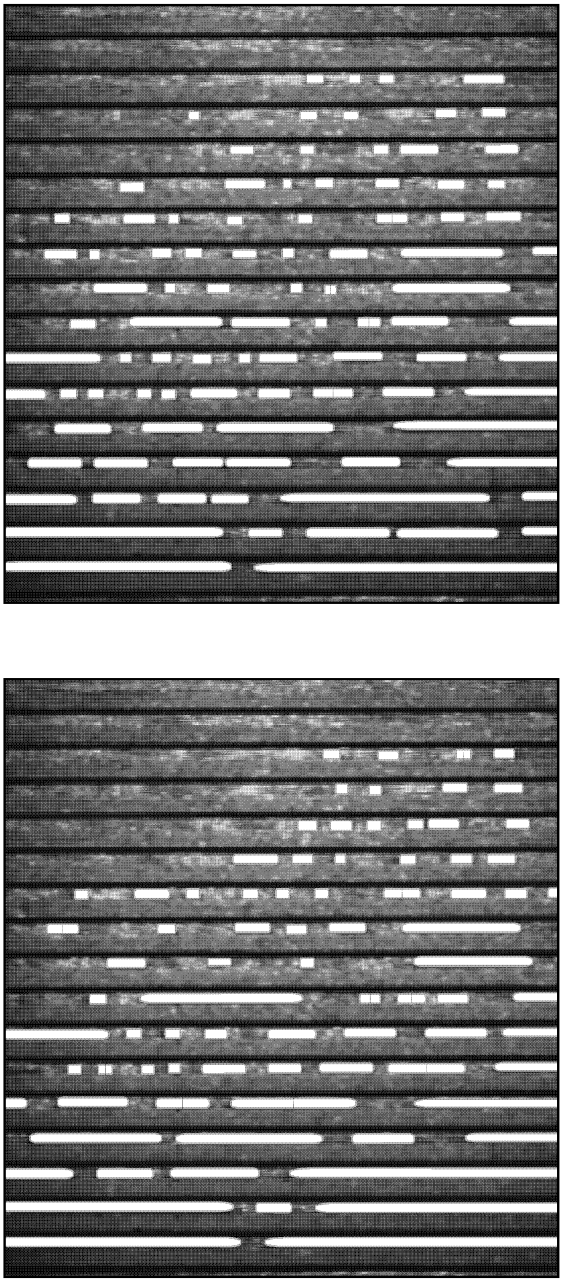
[3] M.B. Bowers and I. Mudawar, "High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, no. 2, pp. 321–332, 1994.

[4] R. Shekarriz and C.J. Call, "State-of-the-art in micro- and meso-scale heat exchangers," *Proceedings of the ASME Advanced Energy System Division*, vol. AES–39, pp. 53–61, 1999.

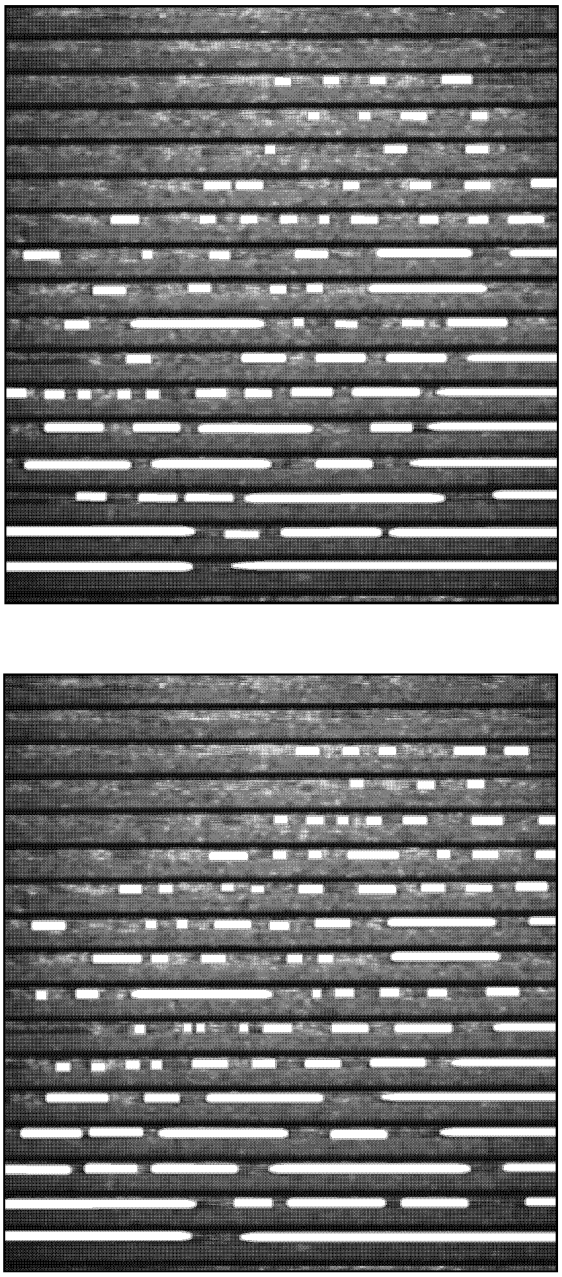
[5] M.B. Bowers and I. Mudawar, "Two-phase electronic cooling using mini-channel and micro-channel heat sinks: Part 2 - flow rate and pressure drop constraints," *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol. 116, no. 4, pp. 298–305, 1994.

付録

ハイスピードカメラによる沸騰観察写真



A - 1: Sample pictures of the central area of the microchannel plate, taken with a high-speed camera. In these pictures, the Fluorinert flows from left to right, while the hot water passes from down to top beneath the Fluorinert-passing layer. White-highlighten areas represent the locations of bubbles. Conditions are $T_{water,\,in} = 73.3\ ^{o}\mathrm{C}$, $T_{FC,\,in} = 40.9\ ^{o}\mathrm{C}$, $G_{FC} = 0.30$ cc/sec, $\dot{m}_{\,water} = 1.51$ g/sec.



A - 1: Sample pictures of the central area of the microchannel plate, taken with a high-speed camera (cont.). In these pictures, the Fluorinert flows from left to right, while the hot water passes from down to top beneath the Fluorinert-passing layer. White-highlighten areas represent the locations of bubbles. Conditions are $T_{water,\,in} = 73.3$ ^{o}C, $T_{FC,\,in} = 40.9$ ^{o}C, $G_{FC} = 0.30$ cc/sec, $\dot{m}_{\,water} = 1.51$ g/sec.

謝辞

本研究を終えるにあたり、足掛け 4 年の長きにわたり懇切な御指導、御助言を下さいました井上 剛良、中別府 修 両先生に心からの感謝を表します。井上先生には研究の厳しさを教えて頂き、研究には自分が一番手になるという気概が不可欠であることを学び取らせて頂きました。また事あるごとに私に発表する機会を与えて下さったのは私の大きな誇りであり、喜びでもありました。中別府先生には貴重なアドバイスの数々を頂き、また私のような未熟者の議論に耳を傾けて頂きました。様々なインスピレーションを頂くことができて感謝しております。両先生とも、4 年間に渡る御指導に心より御礼申し上げます。

鈴木 祐二 助手には研究室生活の様々な場面においてお世話になりました。特にコンピューター、ソフトウエアのトラブルで困っている時、幾度となく優しく助けて頂きまして、誠にありがとうございました。

宮崎 康司 博士には、私が研究室に入った日から 2 年という長きわたり、様々な面で助けて頂きました。特に私が 4 年生のときに、右も左も判らぬ研究生活に途方に暮れることが無かったのは宮崎さんの暖かい御助言・御助力のお陰であり、心から感謝を申し上げます。井下田 正信 博士には私が研究室に所属してからアメリカに留学するまでの間、実験・理論の両面にわたり様々な御助言・御助力を下さいまして、誠にありがとうございました。井下田さんの徹底的に頑張られている姿は今でも目に焼きついており、私が頑張ろうとする刺激を常に頂きました。

1999 年秋からの 9 ヶ月間、visiting graduate student として受け入れて頂いた MIT(マサチューセッツ工科大学)の Prof. B. Mikic には貴重な経験をする機会を与えて下さり、私の視野を大きく広げることができました。定期的な打ち合わせでは、研究内容だけでなく私生活まで細かに案じて下さいました。また数学が工学の極めて重要なツールであること、論文の書く際の表現、そして古典伝熱に関する数々の知識など、短期間の間に学んだことは枚挙に暇がありません。Warren Rohsenow Heat and Mass Transfer Laboratory で同室だった Matt Sweetland, Yiquing Du, Daxi Xiong の各人には研究の面で数多くの場面で助けて頂き、また留学生活の良き思い出をたくさん作ることができました。留学期間を通じて親身になって面倒を見て下さった川崎重工業の村岸 治氏には心より感謝を申し上げます。また MIT との交換プログラムに基づく留学手続きにおいて多大な御助言と御助力を頂きました狼 嘉彰先生及び広瀬 茂男先生には深く御礼申し上げます。