

伝熱研究

1990
January
Vol. 29
No. 112

Journal of Heat Transfer Society of Japan

— 〈特集：伝熱トピックスのレビュー〉 —

乱流熱伝達の促進	藤田 秀臣
電子機器の熱設計への流熱解析の応用	石塚 勝
非定常法による熱交換器伝熱面性能迅速測定法	望月 貞成、八木 良尚
白いセラミックスの熱ふく射性質	牧野 俊郎
光学的に半透過性の多孔質体を用いた能動熱遮断	円山 重直
二成分混合溶液の沸騰熱伝達	飛原 英治
フィンによる管外凝縮の促進	本田 博司
磁場下における液体金属の自然対流	尾添 紘之

次世代原子力システムにおける液体金属の熱工学的問題

— 加速器炉の液体金属ターゲットの熱工学構造から —	戸田 三朗、黒川 政秋、堀 豊
核融合炉と熱工学	関 昌弘
コークス化過程における石炭層の伝熱	三浦 隆利

〈国際会議報告〉

第2回アジア熱物性会議 (2nd ATPC)

の準備に携った1人として

福迫尚一郎

日本伝熱研究会第28期（平成元年度）役員

会 長		藤 井 哲（九 大）
副 会 長	（無 任 所） （事務担当）	相 原 利 雄（東 北 大） 黒 崎 晏 夫（東 工 大）
地方連絡幹事	北 海 道 東 北 関 東 東 海 北陸信越 関 西 中国四国 九 州	金 山 公 夫（北見工大） 太 田 照 和（東 北 大） 笠 木 伸 英（東 大） 藤 田 秀 臣（名 大） 竹 越 栄 俊（富 山 大） 芹 澤 昭 示（京 大） 菊 地 義 弘（広 大） 深 野 徹（九 大）
幹 事 （23名）	岸 浪 紘 機（室 工 大） 相 場 眞 也（秋 田 高 専） 島 田 了 八（石 卷 専 修 大） 植 田 洋 匡（公 害 研） 矢 野 歳 和（石 播 重 工） 北 村 健 三（豊 橋 技 大） 梅 村 晃 由（長 岡 技 大） 鳥 越 邦 和（ダ イ キ ン） 平 井 秀 一 郎（阪 大） 栗 間 諄 二（山 口 大） 大 田 治 彦（九 大） 三 塚 正 志（日 本 文 理 大）	杉 山 憲 一 郎（北 大） 稲 村 隆 夫（東 北 大） 秋 山 光 庸（宇 都 宮 大） 河 村 洋（東 理 大） 吉 澤 善 男（東 工 大） 長 野 靖 尚（名 工 大） 平 田 哲 夫（信 州 大） 浜 口 八 郎（神 戸 大） 矢 田 順 三（京 都 工 繊 大） 水 上 紘 一（愛 媛 大） 茂 地 徹（長 崎 大）
監 査（2名）	稲 井 信 彦（東 芝）	庄 司 正 弘（東 大）
「伝熱研究」編集委員長		服 部 賢（長 岡 技 大）
第27回日本伝熱シンポジウム準備委員長		架 谷 昌 信（名 大）

伝 熱 研 究 目 次

20世紀最後の10年を迎えて …………… 第28期会長……………	藤井 哲(九 大)…	1
〈特集：伝熱トピックスのレビュー〉		
乱流熱伝達の促進 ……………	藤田秀臣(名 大)…	4
電子機器の熱設計への流熱解析の応用 ……………	石塚 勝(東 芝)…	19
非定常法による熱交換器伝熱面性能迅速測定法 …………… 望月貞成、八木良尚(東農工大)…		32
白いセラミックスの熱ふく射性質 ……………	牧野俊郎(京 大)…	46
光学的に半透過性の多孔質体を用いた能動熱遮断 ……………	円山重直(東 北 大)…	56
二成分混合溶液の沸騰熱伝達 ……………	飛原英治(東 大)…	70
フィンによる管外凝縮の促進 ……………	本田博司(九 大)…	81
磁場下における液体金属の自然対流 ……………	尾添紘之(九 大)…	101
次世代原子力システムにおける液体金属の熱工学的問題 — 加速器炉の液体金属ターゲットの熱構造から — …………… 戸田三朗、黒川政秋、堀 豊(東 北 大)…		127
核融合炉と熱工学 ……………	関 昌弘(原 研)…	140
コークス化過程における石炭層の伝熱 ……………	三浦隆利(東 北 大)…	148
〈国際会議報告〉		
第2回アジア熱物性会議(2nd ATPC)の準備に携った1人として …………… 福田尚一郎(北 大)…		157
〈地方研究グループ活動報告〉		
北海道グループ ……………	金山公夫(北見工大)…	159
東北地区伝熱セミナーの概要 ……………	梅宮弘道(山 形 大)…	161
北陸信越グループ講演会 ……………	竹越栄俊(富 山 大)…	167
東海研究グループ講演会 ……………	藤田秀臣(名 大)…	168
伝熱技術フォーラム発会式の報告 ……………	片岡邦夫(神戸大・工)…	169
中四国伝熱セミナー岡山を終えて ……………	野津 滋(岡 山 大)…	172
九州研究グループ講演会 ……………	深野 徹(九 大)…	176

<お知らせ>

Announcement and Call for Paper SECOND WORLD CONFERENCE ON EXPERIMENTAL HEAT TRANSFER, FLUID MECHANICS AND THERMO DYNAMICS	179
関東地方研究グループ 特別講演会のご案内、第1回、2回トロピカルワークショップ	180
Second Announcement and Call for Papers International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements	182
エネルギー重点領域研究B領域「多様なエネルギー資源の利用」成果発表会	184
北海道地方グループ研究会のご案内	185
平成元年度「大学と科学」公開シンポジウム	186
第9回国際伝熱会議へのツアープランの紹介	189
「伝熱研究」の原稿ワープロ化のお願い	190
Typing Instructions of Contributors to Journal of Heat Transfer Society of Japan	192

Journal of Heat Transfer Society of Japan

Vol.29, No.112, January, 1990

CONTENTS

1990 New Year's Greeting	Tetsu Fujii (Kyushu Univ.)	1	
<Special Issue : Review of Topics in Heat Transfer Research>			
Heat Transfer Augmentation in Turbulent Flow Hideomi Fujita (Nagoya Univ.)		4	
Application of Fluid Dynamic Analysis to Thermal Design of Electronic Equipment Masaru Ishizuka (Toshiba R & D Center)		19	
Transient Methods for Heat Exchanger Performance Evaluation Sadanari Mochizuki and Yoshinao Yagi (Tokyo Univ. of Agricul & Tech)		32	
Thermal Radiation Characteristics of White Ceramics Toshiro Makino (Kyoto Univ.)		46	
Active Thermal Insulation Using Semitransparent Porous Media Shigenao Maruyama (Tohoku Univ.)		56	
Boiling Heat Transfer of Binary Mixtures	Eiji Hihara (Univ. of Tokyo)	70	
Enhancement of Film Condensation by Finning of Tubes Hiroshi Honda (Kyusyu Univ.)		81	
Natural Convection of Liquid Metal under a Magnetic Field Hiroyuki Ozo (Kyushu Univ.)		101	
Thermal-Hydraulics Problems of Liquid Metal in Advanced Nuclear Systems -From Reviewing on Thermal Structures of Liquid Metal Accelerator Targets Saburo Toda, Masaaki Kurokawa and Yutaka Hori (Tohoku Univ.)		127	
Thermal Engineering Problems Related to Nuclear Fusion Reactors Masahiro Seki (Japan Atomic Energy Res. Inst.)		140	
Heat Transfer of Packed Bed of Coals During Carbonization Takatoshi Miura (Tohoku Univ.)		148	
<Report on the International Conference>			
The Second Asian Thermophysical Properties Conference Shoichiro Fukusako (Hokkaido Univ.)		157	
<Report on the Local Group Activities>			159
<Announcements>			179

20世紀最後の10年を迎えて

藤井 哲

いよいよ20世紀最後の10年に第一歩をふみ出すことになった。21世紀の科学技術のためにという言葉がますます頻繁に使われるようになった。その中のどれだけが実現されるのだろうか。一方、世はまさに世紀末の退廃期にはいったとする説がある。しかし、その中に新しいモラルの芽が育まれていることも事実であろう。いずれにしてもこの10年の間に何か大きな変化があるであろうとの予感が世の中を支配している。

エネルギー危機の頃、種々の将来予測が発表された。それらに共通するところはエネルギー、環境、食料、人口等をからめて、国際的な政策転換を行わなければ、人類は破局に向かうであろうということであった。そして近々その兆候が現れることになっていた。現在我が国ではエネルギー多消費型の都市建設や産業の復活、自動車の大型化指向等々エネルギー危機は全く忘れられたかのようにみえる。当時の予測が誤りであったのであろうか。あるいは時期が少々ずれただけなのであろうか。国際的なフロン、CO₂の排出規制、地球規模での環境の破壊と汚染、予想される開発途上国や東欧諸国の経済の発展等を考慮に入れたとき、輝かしい未来よりも不安の方が大きい。

伝熱研究は伝統的にエネルギーに関する科学技術、広くとらえれば産業に関わる科学技術である限り、結局は人間一人一人の平和と豊かな生活に貢献することを願うものである。研究者としても世の中の動きに関心ではられない。

最近、伝熱に関する国際的学会が開かれる頻度が高くなった。そして発表される論文件数においても論文の質についても日本人の貢献度が高くなりつつあると評価されている。日本伝熱シンポジウムも国際的に注目されるようになった。ともに喜びたいと思う。

わが国の最近の論文の特徴の一つは、テーマがエネルギー機器に限らず、広範囲の「先端技術」の開発に関連して取り上げられていることである。これらに重点的に研究費が投入されていること、大型計算機の活用、総合的生産技術の向上によるものであろう。一方、内容を個別にみると、それらの多くが過去の実験、理論、経験等の蓄積の上に成り立っていることも明白である。

我が国の研究と外国の研究とを比較するとき、少々心配な点に気づく。

(1) 複雑な体系化されていない分野——例えば熱交換器の汚れの機構の解明と対策、あるいは都市、地域、地球等大規模な環境問題における熱と物質の移動現象等——における異なる分野の専門家の共同研究および他の分野の成果、考え方、テクニック等の伝熱研究への導入が遅れていることは、我が国の研究者の相対的弱点である。これらを克服するには、研究者にゆとりがあること、異なる分野の相互理解の基礎的能力および研究者としての人格が必要条件となる。これは意識的に努力しなければ自然に出来るものではない。かなり長時間を要するであろう。

(2) 産業の空洞化とともに産業技術の空洞化が進行している。技術開発の初期には優秀なテクニシャンの協力が必要であるが、彼等が当面の効率優先策の犠牲になっているだけでなく、後継者の養成がおろそかになっている。少なくとも大学の研究に関しては、日本と外国との格差がますます大きくなるであろう。

(3) 学生の就職先として生産技術主体の企業が敬遠されている。マネージャー時代の反映だけではなく、科学技術の教育に魅力がなくなっているとみるべきであろう。転換期に生きる研究者は船とか自動車とか特定の生産物の専門家になるよりも、特定の産業が退廃したときに粗大ゴミにならないように、融通がきく専門家になることを勧めたい。教育にもそういう観点が必要であろう。

新しい課題への勇敢な挑戦は若者の特権であろう。しかしそれだけではなく、将来を見通して、持続的な研究発展のための組織作りと人格の形成は次の世代を担う者の課題であろう。一方、過去の研究の成果を体系づけて、研究の飛躍の土台をつくるとともに、それを教育に役立てることは、古い世代の責務であろう。私個人としては後者の方に微力なりとも貢献したいと願っている。

乱流熱伝達の促進

藤田 秀臣 (名大工)

1. はじめに

伝熱トピックスレビュー特集号に標記の題目で原稿を書くように依頼された。あまりにも大きなテーマであるため躊躇したが、著者の経験を中心にかなり自由に書いてもよい、とのことでお引き受けした。したがって、題目は大きい、本文の内容は非常に狭い範囲に限られていることをお許し願いたい。

筆者は、大学院時代、流体工学の講座で古屋善正先生(名古屋大学名誉教授)のご指導のもとに、粗面平板上の乱流境界層に関する研究を行なった。その後熱工学関係の講座に移ったが、「三児の魂百まで」とでもいおうか、以来20年余の間に手がけた研究テーマには、粗面あるいは壁面突起が関連しているものが多い。粗面は代表的な伝熱促進技術であるから、そういう意味では、伝熱促進に関係が深いといえる。筆者が関与してきた乱流伝熱促進に関連する研究テーマは、研究を始めた順に記せば次のようである。

- a. 落水膜と対向空気流との間の熱および物質伝達
- b. 平板強制対流熱伝達に及ぼす境界層内物体の影響
- c. 円柱表面からの熱伝達に及ぼすトリップワイヤの効果
- d. 粗面をもつ矩形流路内の乱流および熱伝達
- e. 壁面突起をもつ扁平流路内の蒸発熱伝達

a, d, eは内部流、bとcは外部流である。また、b, c, dは空気単相流で実験を行っているが、aとeは蒸発を伴う気液二相流である。このように、実験対象にはかなりの広がりがあり、統一はされていない。したがって、上記の順に、実験を行なった当時の背景や、実験を行なう上で苦心した点、印象に残っている事柄などをも交えて、研究の概要を紹介することにする。

なお、本表題の乱流熱伝達をも含む広範囲の単相強制対流伝熱の促進技術に関するレビューが、最近、棚沢によって報告されていることを付記しておく⁽¹⁾。

2. 落水膜と対向空気流との間の熱および物質伝達

本研究課題は、故高浜平七郎先生からいただいたものであり、筆者にとっては最初の伝熱関係の仕事であった。実験装置の概要は図1のようである。鉛直に立てた扁平矩形流路

- | | | |
|-------------|----------|-----------|
| a: 送風機 | h: 整流格子 | o: ポンプ |
| b: 傾斜マンメータ | i: 下部水そう | p: 四分円ノズル |
| c: 四分円ノズル | j: 上部水そう | q: マノメータ |
| d: フィルタ | k: 混合室 | r: 仕切板 |
| e: 整流室 | l: ガス加熱器 | A: 下部整流部 |
| f: 測温抵抗体温度計 | m: 貯水そう | B: 測定部 |
| g: アスマン式温度計 | n: 水中加熱器 | C: 上部整流部 |

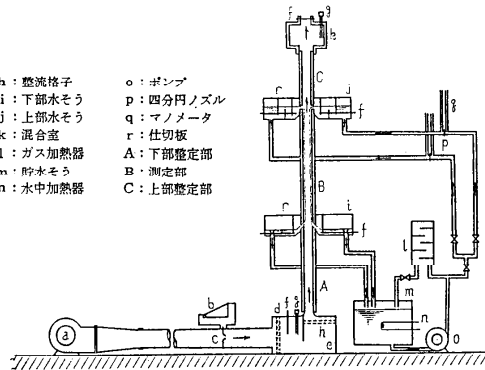
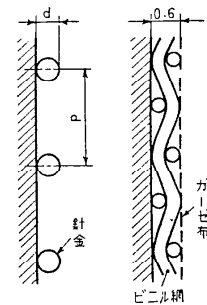


図1 落水膜の蒸発熱伝達実験の装置概要



(a) 針金粗面 (b) ガーゼ粗面
d=0.8 mm, p=10 および 30 mm

図2 粗面の形状と寸法

の内壁に沿って温水が流下し、流路の中央を空気が対向して流れる。研究対象は、この間の液膜流と気流との間の蒸発を伴う熱伝達であり、現象的には冷却塔と同じである。この実験では、流路壁全面にわたって様な液膜流を得ることにはじまり、液膜の回収方法、物質伝達率測定のために必要な湿度の測定方法など、解決すべき困難な問題が多く、実験データが出るまでに随分の時間を要した。高浜先生は時折このテーマを「立て板に水」と呼ばれたが、見かけは単純でも、現象は非常に複雑であるため、測定はむずかしく、また測定データの整理にも大変苦労した。

滑面壁の実験⁽²⁾につづいて、当初の目的である伝熱および蒸発の促進を企図した粗面壁の実験に取り組んだ。ここでも、水滴が飛散しない範囲で、しかも熱伝達や物質伝達に効果が現れるような粗面を見出すのに苦労した。結局、図2のような、液膜に対し直角に 0.8 mm の針金を等間隔 (p = 10 および 30 mm) にとりつけた面と、ビニール網の上にガーゼ布を貼った面について一連の実験を行なった⁽³⁾。図3は、空気流の圧力損失 (圧力勾配) と熱伝達率ならびに物質伝達率の測定結果を滑面壁の結果 (添字 s) を基準にとって比較したものである。水膜が存在する場合の空気流の流動抵抗が、水膜のない乾き壁 ($G_L = 0$) の場合とは必ずしも対応していない。これは、針金粗面は水膜表面の波立ちを促進するが、ガーゼ粗面は、同一流量でも波立ちを抑制するためである。気水間の熱伝達率および物質伝達率についても、図3の (c), (d) より、水膜表面の波立ちが重要な役割を果たしていることがわかる。

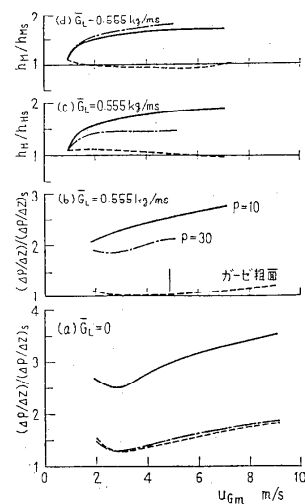


図3 圧力勾配、熱伝達率、物質伝達率の滑面壁の場合に対する比

図4は、平均の熱伝達率 h_H と物質伝達率 h_M をヌセルト数 Nu とシャウウッド数 Sh で表し、レイノルズ数 Re に対して整理したものであるが、水膜の流動状態が同じであれば、滑面流路だけでなく、各流路ごとに、同一レイノルズ数のもとで $Nu \approx Sh$ の関係が存在している。本実験の結果は、気液界面の熱伝達、物質伝達特性が、液膜表面の波立ちによって支配されることを裏付けている。

上記の実験は、壁面に突起を設け、熱（物質）伝達の促進を図ったものであるが、ダクト中央に円柱列を挿入した場合についても実験を行なった⁽⁴⁾。図5は、円柱の直径 d 、ピッチ p を種々変化させ、熱伝達に関する性能向上比（enhanced performance ratio）⁽⁵⁾ $E_H = (h/h_{H,s}) / [(\Delta p/\Delta z)/(\Delta p/\Delta z)_s]$ を比較したものである。円柱をダクト中央に挿入しているため、気流速度的大きいところでは圧力損失が大きくなり、 E_H はかなり小さくなるが、2 m/s 程度の低空気流速域では、上述のピッチ 10 mm の針金粗面をしのぐほどの値を示している。これは、円柱挿入による円柱側面における気流の加速、円柱下流における後流の変動などによる液膜表面の攪乱作用が、低空気流速域においても十分に有効であるためと考えられる。

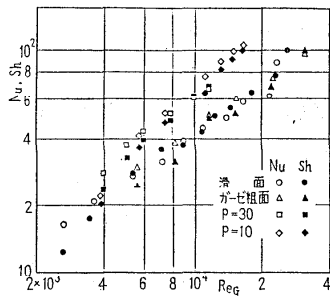


図4 ヌセルト数とシャウウッド数の比較

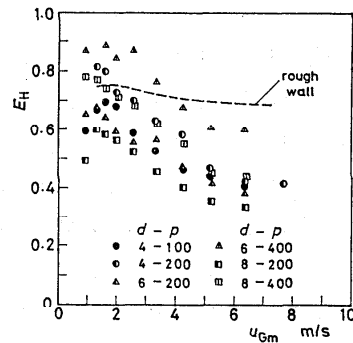


図5 熱伝達に関する性能向上比

上述のように、本研究課題は多くの複雑な現象を含んでいる。対向流のない落下液膜流一つをとっても不明の点が少なくない。高浜・加藤（征）らの落下液膜流の流下方向の挙動に関する一連の研究^{(6) (7)}、その後の筆者と加藤（健）らによる壁面障害物を通過する液膜流に関する研究⁽⁸⁾は、いずれもこのテーマから派生したものである。なお、最近、流下液膜式熱交換器における液膜流の挙動と伝熱性能に関する詳細なレビューが藤田稔彦によってなされている⁽⁹⁾。

3. 平板強制対流熱伝達に及ぼす境界層内物体の影響

3. 1 間隙の効果

本研究は、その第1報⁽¹⁰⁾の緒言に記しているように、「伝熱面に直接接触させないで小さい間隙を設けて棒状あるいは板状の物体を伝熱面近傍の流れの中に挿入した場合（図6参照）、間隙において流れが加速されることや、物体の上下2面から自由流線が生じることなどにより、熱伝達率のかなりの向上が期待できる」との予測のもとに始めたものである。

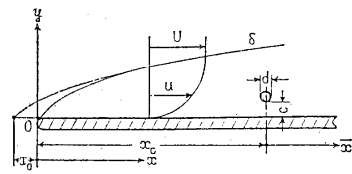


図6 座標系と記号

この流れ系については、挿入円柱（物体）に作用する流体力に関する研究が、当時すでにわずかに散見されたが、熱伝達に関する研究は見当らなかった。その後も、伝熱に関する研究は、日本の研究者によるもの以外は見当たらないようである。Bergles の分類⁽¹¹⁾によれば、この系は、roughness ではなく、displaced enhancement device の範疇に入るものであるとはいえ、粗面あるいは表面突起が、最もポピュラーな伝熱促進法として非常に多く研究・報告されているだけに、それを少し変化させただけのこの系に対する研究が見当たらないのは不思議である。現象的には興味深い対象であると思うのだが。

図6は、筆者らが最初に用いた実験装置に対する座標系と記号をしめしている⁽¹⁰⁾。この第1報では、圧力勾配のない平板乱流境界層を対象として、主流速度 20 m/s、円柱挿入位置 $x_0 = 300$ mm、円柱径 $d = 5$ mm を固定し、円柱と平板間の間隙 c を 0 ~ 50 mm まで広範囲に変化させて、円柱よりも下流の平板上の熱伝達率分布の c による変化を中心に報告した。図7の例のように、わずかな間隙の変化によって、熱伝達率分布が著しく変化し、熱伝達率が局所的に非常に大きくなるのに驚くとともに感激したものである。

それから十数年を経た今日、この論文をながめてみると、壁面静圧分布や、平均速度ならびに乱れ強度分布、さらには円柱まわりの圧力分布から円柱の抗力ならびに揚力係数までも求めており、これらの流動特性に及ぼす間隙の影響を調べるとともに、熱伝達率特性との関連を見出そうと努力したあとがうかがわれ、当時がなつかしく思い出される。

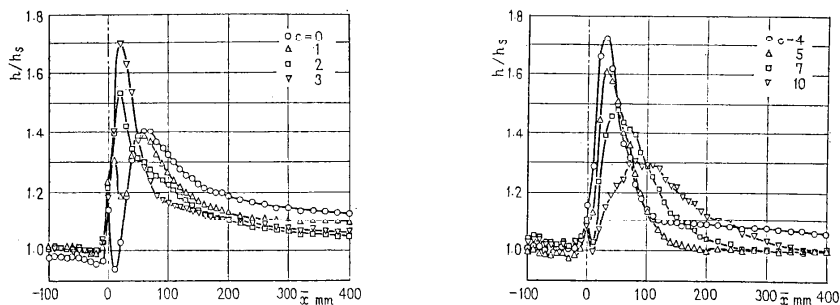


図7 熱伝達率分布の間隙による変化の例

この研究は、名古屋で開催された第11回伝熱シンポジウム（1974）で発表した⁽¹²⁾、プログラムの一つ前は、同じ流れ系の流れ場を対象とした京大の鈴木先生らのご研究であった⁽¹³⁾。これまでこの種の系を対象とした研究は、少なくとも伝熱シンポジウムでは発表されていなかっただけに、この偶然には大変驚いた。

以後筆者らは、以下に述べるように、主として挿入物体の寸法や形状、姿勢などが伝熱特性に及ぼす影響を明らかにすることを目的として実験を行ってきたが、研究室の人的都合もあって、7年ほど前から実験装置は埃をかぶっている。

他方、鈴木らは、やはり第1報の緒言に述べているように、円柱によって攪乱を与えられた流れ場とくに乱流場の挙動に注目した研究を続けてこられた⁽¹⁴⁾、ある時期からは伝熱実験も始められ⁽¹⁵⁾、最近では、壁近傍の乱れの組織構造を象限分析法によって検討し、熱と運動量の輸送機構の間に非相似性が存在することを指摘し、これが伝熱促進と壁面摩擦抵抗の低減をもたらす可能性があることを報告している⁽¹⁶⁾。

3. 2 寸法効果

第2報⁽¹⁷⁾では、挿入物体の寸法の影響を主に調べた。このため境界層を厚くする必要が生じ、実験装置を大幅に改造した。すなわち、伝熱面を片側加熱とし、それに伴って裏面への熱損失を測定できるように熱電対の数を増すとともに、構造上やむをえず図8のように中途加熱にした。円柱の挿入位置は固定し、円柱直径を $d = 3, 5, 8, 10$ mm の4種類選び、隙間 c の直径に対する比 c/d を 0 から 4.0 まで細かく変化させたが、局所熱伝達率分布の測定結果は、 c/d によって予想以上によく整理できた。すなわち、その分布は、一般に図9のような形状を示し、 c/d の変化とともに、各極大値の位置および大きさが変化した。その結果から、少なくとも分布形状に関しては、 c/d のみ

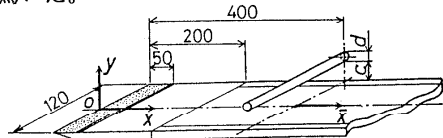


図8 加熱平板と座標系

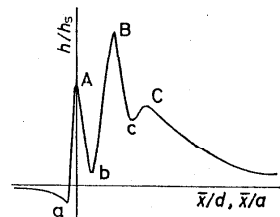
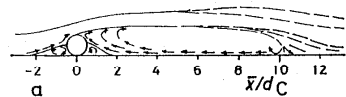
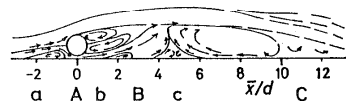


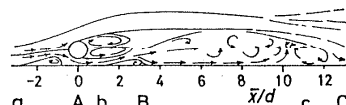
図9 熱伝達率分布の極大と極小



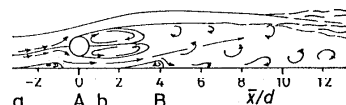
(a) $c/d = 0$



(b) $c/d = 0.2$



(c) $c/d = 0.4$



(d) $c/d = 0.6$

図10 円柱近傍の流れのパターン

の関数と考えて支障はないようである。これは、円柱周辺の流れが、本質的にはほとんどこのパラメータによって定まることを示唆している。図10は、流れの可視化に基づいて描いたものであるが、図9の極大、極小に対応する位置も記号で示してある。しかし、熱伝達率の大きさについては、 d の違いによる系統的な差が認められた。本報告では、円柱のほか正方形柱を挿入した場合も扱っているが、正方形柱の方が多少分布形状のまとまりが悪いものの、大局的にはやはり c/a (a は正方形の一辺) によってよく整理できた。

隙間を設けない $c = 0$ のときに現れる熱伝達率の最大値に対応する極大値 C は、 $c = 0$ のとき、 $x = 10 \sim 12d$ で最大値を示し、その位置は隙間の増加とともに下流に移動し、その値も減少した。そして、 $c/d \geq 0.5$ 、 $c/a \geq 0.8$ でその存在が認められなくなった。一方、隙間を設けたときに特徴的に現れる極大値 B は、隙間がない $c = 0$ のときに熱伝達率が低下する比較的円柱に近い位置において高い熱伝達率をもたらすため、伝熱促進の観点からは極めて有効である。この極大値は、円柱では $c/d = 0.5 \sim 0.7$ 、正方形柱では $c/a = 0.5 \sim 1.0$ のとき、とくに顕著であった。隙間の大きさをこの範囲に選べば、極大値 B の効果により、挿入物体の下流 $20d$ までの領域の平均熱伝達率は、 $c = 0$ の場合よりも大きくでき、また、 $10d$ までの範囲に限れば、円柱がない場合の値 $h_{m,0}$ の 1.5 倍にも向上する。円柱径 $d = 10$ mm の例を図11に示す。

ごく最近、堀らは、同様の流れ系において、円柱径と隙間のほかに主流速度と円柱挿入位置を変えた実験を行ない、筆者らが指摘した c/d が、現象を支配する基本パラメータであることを確認するとともに、熱伝達率の大きさが、円柱径と主流速度に基づくレイノルズ数の関数として整理できることを示している⁽¹⁸⁾。また、鈴木らは、円柱下流の壁面摩擦係数の分布や乱れ強さ分布も、 c/d によって整理できることを報告している⁽¹⁹⁾。このほか、円柱周辺の流れや円柱からの渦放出に及ぼす円柱径と境界層厚さの影響などについての報告もある⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。

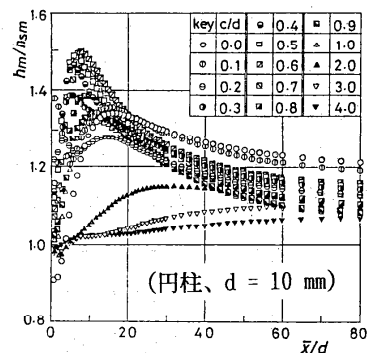


図 11 平均熱伝達率比の分布

$$h_m/h_{m,0} = \int_0^x h d\bar{x} / \int_0^x h_{,d}\bar{x}$$

3. 3 物体の形状および姿勢の影響

第2報では、円柱のほか正方形柱を挿入した場合の結果も報告した⁽¹⁷⁾。物体の有効幅とでもいうべき自由流線の広がり大きいこと、物体と伝熱面との間の隙間が平行流路となり、実質的に長くなることなどに伴う二次的な差異は認められたものの、伝熱特性は大局的に円柱の場合と差はなかった。そこで第3の物体形状として、帯板を選んだ⁽²²⁾。

この場合には、図12のように、挿入物体の姿勢すなわち板の傾斜角 ϕ が新しくパラメータに加わる。このため、物体下流の熱伝達率分布も複雑に変化するが、その形状は、先の円柱の場合と同じく、図13に示す4種類($c = 0$ の場合(I)を含む)に分類できた。

図14は、隙間 c と傾斜角 ϕ による分布形状の変化を示したものであり、右端には、円柱と正方形柱の結果も示してある。帯板では、隙間の大きさが同じでも、傾斜角によって分布形状がかなり変化することがわかる。図15は、その一例である。しかし、帯板下流の平均熱伝達率は、隙間の大きさによって急激に変化するため、伝熱促進を対象とする区間の長さに応じて隙間の大きさを選択することが必要である。

図12の流れ系について行なった流れ場に関する測定結果⁽²³⁾は、壁面における熱伝達率分布が、壁面近傍の乱れ強度の分布に強く依存していること、極大値Cは帯板の上端から発する強いせん断層が壁面に達する領域の近傍に現れ、極大値Bは帯板の下端から発するせん断層に密接に関連していることを示唆している。

なお、特殊な形状の物体として、スリットのある円柱を挿入した研究例がある⁽²⁴⁾。

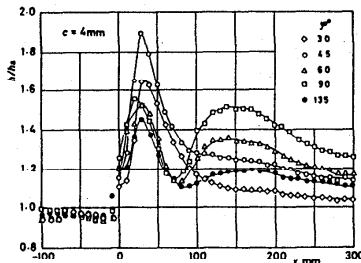


図15 局所熱伝達率分布の角度による変化の例

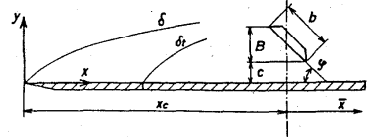


図12 帯板を挿入した場合の座標系と記号

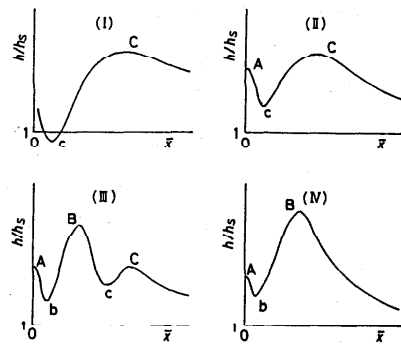


図13 局所熱伝達率分布の形状

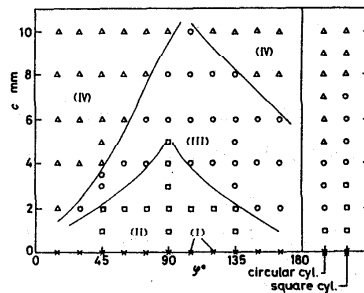


図14 局所熱伝達率分布の形状による分類

以上、平板上の乱流境界層内に二次元物体を挿入した場合の研究について述べたが、平行2平板間あるいは長方形流路内に、伝熱面との間に隙間を設けて1個あるいは複数の円柱^{(26) - (28)}や帯板^{(29) - (31)}を挿入し、流動損失と伝熱性能を調べた研究もかなり報告

されている。また、同じ平板上の流れ系であっても、挿入円柱の伝熱特性を対象とした研究もある⁽³²⁾⁽³³⁾。さらに、この系は、境界層と後流が干渉する流体力学的にも興味ある流れ場であるため、境界層の遷移や挿入物体からの渦放出などに関する研究もこのところ多く報告されている。しかし、ここでは、これらについての紹介は省略させていただく。

3. 4 実験余話

本実験では、熱伝達率の測定方法として Edwards and Sheriff⁽³⁴⁾ にならって、ステンレス鋼箔の通電加熱法を用いた。現在では多くの研究者に利用されているこの方法も、当時、我国ではまだそれほどポピュラーではなかった。また、筆者としては単相流の対流熱伝達に関する実験は初めてのことであり、この方法がどの程度信頼できるのか不安であった。ステンレス鋼箔の電気抵抗の測定結果まで論文に加えたのもそのためである⁽¹⁾。円柱を挿入しない場合に、従来の平板熱伝達の報告例と大差のない $Nu - Re$ の測定結果が得られ、安堵したものである。しかし、円柱を挿入した場合に、局所的に熱伝達率が大きく変化するところでは、当然流れ方向に大きな温度勾配が存在するはずであり、この方向の熱伝導の影響は本来補正されるべきものであろう。筆者らは、伝熱面の裏面への伝導による熱損失に対しては、平板の両面にステンレス鋼箔を貼ることによって配慮したが、流れ方向については、なんら配慮できなかった。このため、歯切れは悪いが、測定結果に対する評価や議論を準定量的な範囲にとどめたことを記憶している。

今日、この方法は、対流熱伝達実験において非常に広く利用されているが、この方法のもつ問題点については、あまり検討されていないように思われる。筆者も、問題意識はもっているものの、残念ながら未だ解決策を見出し得ないでいる。本方法の限界を明解に示され、その解決策を案出される方の出現を期待する次第である。

なお、本方法に関連して、ステンレス鋼箔からの放射損失を見積もる際、その放射率が必要となる。第1報では、伝熱工学資料の値を用いたと思うが、その後機会があって、当時、太陽エネルギー利用に関する研究の中心地であった工業技術院名古屋工業試験所の種村 栄氏をわずらわせ、筆者らが使用していたステンレス鋼箔の放射率を、当時の最新鋭器 (scanning grating spectrometer) によって実測していただいた。その値は $\varepsilon = 0.39$ であった。 ε の値は、使用条件などによって変化するが、実測はさほど容易ではないと思われるので、一つの目安になればと思い紹介した。

4. 円柱表面からの熱伝達に及ぼすトリップワイヤの効果

トリップワイヤは、層流から乱流への境界層の遷移を促進する作用をもつが、同時に、壁面あらさ要素としての熱伝達の促進効果も十分に期待できる。とくに図16のように、

一様流中に置かれた円柱に取り付けた場合には、境界層が乱流に遷移すれば、一般に後流の幅は狭くなり、従って円柱の形状抵抗の低下が期待される。すなわち、トリップワイヤの取り付け方次第では、熱伝達を向上させ、しかも流動抵抗を低減できるのではなからうか。本研究は、このような期待のもとに始めたものである⁽³⁵⁾⁽³⁶⁾。

円柱まわりの圧力分布や熱伝達率分布を正確に測定するためには、円柱直径は大きい方が望ましい。しかし、円柱軸方向の流れの二次元性を確保し、円柱挿入によるブロックエッジの影響を小さくするためには、円柱の直径の大きさに応じて風洞測定部の断面積、ひいては風洞全体の寸法を大きくしなければならない。結局、実験室のスペースとの兼ね合いで、円柱直径 D を 50 mm に、風洞測定断面を 400 mm × 500 mm に定めた。すなわち、円柱のスパン比を 8、ブロックエッジ比を 0.1 とした。実験は、風洞性能や実験のしやすさを考慮して、レイノルズ数を $Re = UD/\nu = 5 \times 10^4$ に固定して行なった。

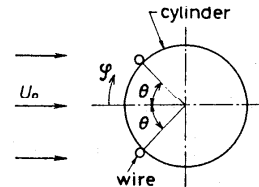


図 16 トリップワイヤの取り付け位置と記号

トリップワイヤとしては、境界層の厚さを考慮して、 $d = 0.1 \sim 2.0$ mm の範囲にある 8 種類の直径を採用し、その取り付け角は 15° 、 90° のほか、 30° から 75° まで 5° きざみとした。熱伝達率は、円柱表面に螺旋状に巻いたステンレス鋼箔を通電加熱し、熱流束一定の条件を仮定して求めた。 $\phi = 0, 90, 180, 270^\circ$ の 4 カ所では、半径方向の熱伝導による熱損失を測定し、熱伝達率に対する誤差の評価を試みたところ、淀み点の $\phi = 0$ および 180° では 2 % 程度過小評価されており、円柱側面の $\phi = 90, 270^\circ$ では 7 % 程度過大評価されているという結果を得た。しかし、周方向の伝導による影響も含めて、円柱の全周にわたって補正を施すことはできないので、熱流束一定の仮定のもとに求めた値をそのまま用いた。

円柱まわりの圧力分布、熱伝達率分布とも、 5° 間隔で測定したが、その分布形状は、それぞれ図 17、図 18 のように 3 種類に大別でき、両者の間には、図 19 のようにほぼ

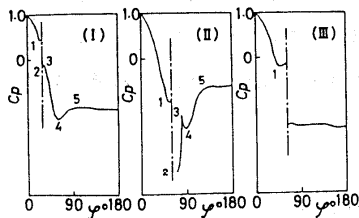


図 17 圧力分布の形状

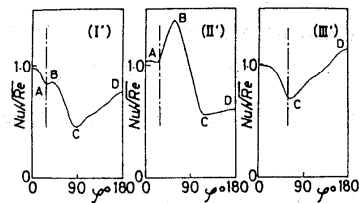


図 18 局所熱伝達率分布の形状

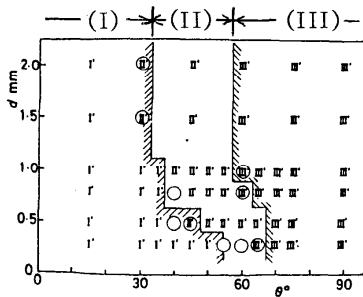


図 19 熱伝達率分布の形状による区分

完全な対応関係が認められた。そして、それぞれの分布形状が、(II) (II')

に属する場合には、大略において、熱

伝達率は滑面円柱よりも大きくなり、抗力係数は減少する。本実験範囲における最適条件 $d = 0.5 \text{ mm}$ ($d/D = 0.01$)、 $\theta = 50 \sim 60^\circ$ では、抗力係数 C_D は約 $1/2$ に減少し、平均ヌセルト数 Nu は 1.2 倍向上した。すなわち、当初期待した可能性は確認された。ただし、図 21 にみるように、抗力係数は、わずかな取り付け角の違いによって、(II) から (III) へ急激に変化するため、実用に供するためには慎重な検討を要するであろう。

なお、熱伝達率については、分布形状が (II') に属する場合には、図 20 (a) のように、滑面円柱にくらべて円柱側面の熱伝達率が大幅に増加するのに対し、(III') の場合には、図 20 (b) のように、円柱背面の熱伝達率が増加する。このため、平均熱伝達率には、図 22 にみられるように、(II') と (III') の間に、抗力係数ほど極端な差はない。

五十嵐は、筆者らとほとんど同時期に、鋸歯をボルテックスジェネレータとして取り付

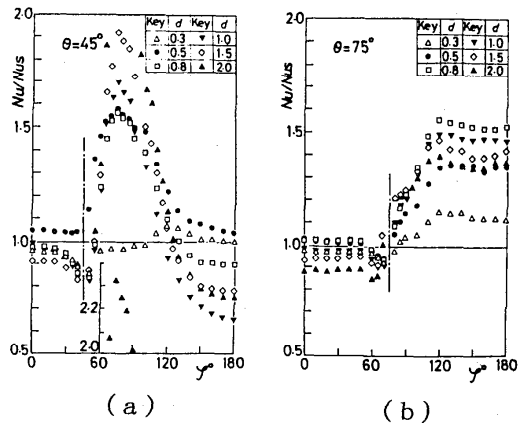


図 20 ワイヤのない円柱に対するワイヤ付き円柱の熱伝達率の増加割合

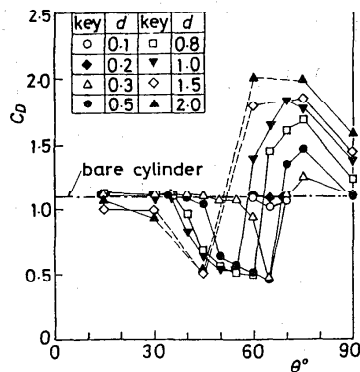


図 21 抗力係数

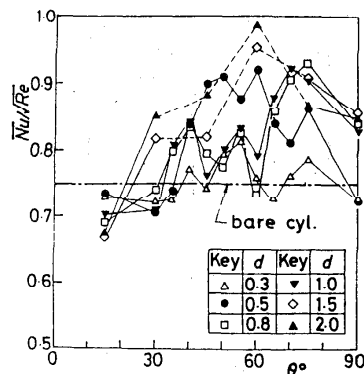


図 22 平均ヌセルト数

けた円柱のまわりの流動⁽³⁷⁾および伝熱特性⁽³⁸⁾に関する研究を報告しており、またその後、トリップワイヤをつけた場合の流れ場についても、レイノルズ数を変化させた実験結果を報告している⁽³⁹⁾。

なお、筆者らは、ワイヤを円柱表面から浮かせた場合の実験も試みた⁽⁴⁰⁾。興味深い知見がいくつか得られたが、先に述べた平板境界層の場合に見られたような顕著な熱伝達の向上は得られなかった。

5. 粗面をもつ矩形流路内の乱流および熱伝達

前にも述べたように、粗面は最も代表的な伝熱促進法であるため、二次元流路として扱えるようなアスペクト比の大きい長方形断面をもつ粗面流路内の乱流熱伝達に関する研究は、すでにいくつか報告されている。しかし、非円形流路内の乱流に特有の第2種二次流れが生じるようなアスペクト比の小さい矩形流路で、壁面に粗面をもつ場合の研究は非常に少ない。筆者は以前、その4つの壁面が滑面と粗面の組み合わせによって構成される6種類の正方形流路内の発達した乱流について、軸方向速度分布、壁面せん断応力分布、管摩擦係数などの測定を行ない、壁面あらかの存在とその組合せによって、二次流れのパターンが著しく変化する可能性を指摘した⁽⁴¹⁾。その後、互いに鏡像の関係にある2本のX形熱線プローブを用いる信頼性の高い測定方法を考案し⁽⁴²⁾、流路壁の一部に粗面をもつ矩形流路において、二次流れの速度分布や各種の乱れ特性を測定している。

図24(b)と25は、それぞれ1面⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾および対向する2面⁽⁴⁵⁾に粗面をもつ正方形流路内の二次流れの速度ベクトル線図である。よく知られている滑面流路の図24(a)

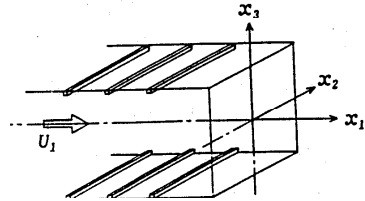
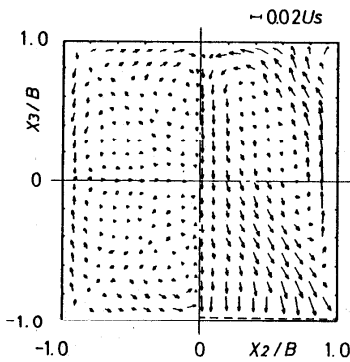
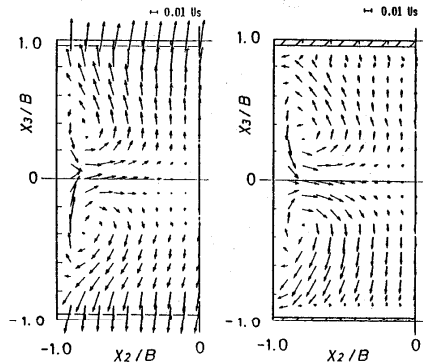


図 23 矩形流路と座標系
(2面粗面流路の例)



(a) 滑面流路 (b) 1面粗面流路

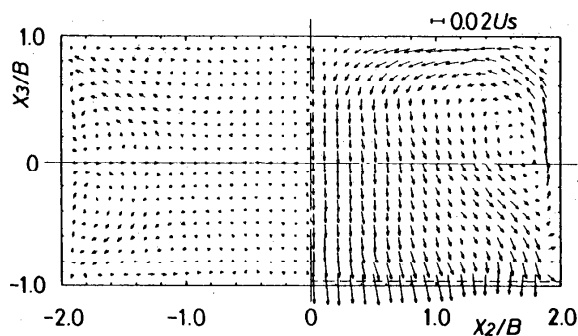
図 24 二次流れ速度ベクトル



(a) リブの間 (b) リブ直上

図 25 2面粗面流路内の二次流れ

と比べて、二次流れのパターンはかなり異なっている。これらの図中の壁面近傍の破線は、粗面あらし要素の高さに対応している。座標系は、図23の2面粗面流路の例のように、粗面に垂直に x_3 軸を定めている。図25(b) はリップ上の断面における測定結果であるが、粗面壁近傍では、流れの剥離、再付着な



(a) 滑面流路 (b) 1面粗面流路

図26 長方形流路内の二次流れ

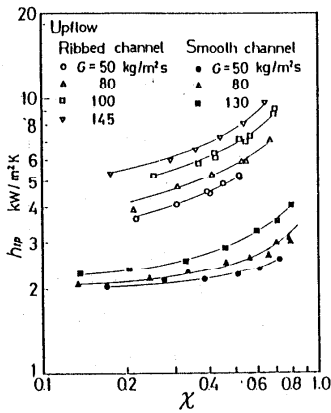
などのため、リップ間の中央断面での測定結果図25(a) との間に差が生じている。また、図26は、長辺壁の1面を粗面にした場合の二次流れ速度ベクトル線図である⁽⁴⁶⁾。1面を粗面にした正方形流路の場合と本質的な差はないが、ダクト中央部の広い領域にわたって滑面壁から粗面壁に向う強い二次流れが存在している。熱伝達実験については、現在のところ、滑面の正方形流路の結果は得ているが⁽⁴⁷⁾、粗面流路の結果は発表するまでには至っていない。しかし、粗面流路では、二次流れのパターンの変化にともなって、各壁面の熱伝達率分布にもかなりの差が生じることが予測される。とくに、図26のような場合には、粗面と二次流れの相乗作用による伝熱促進効果が現れてくれればと期待している。

なお、筆者らの流路は、50 mm × 50 mm の正方形流路と、50 mm × 100 mm の長方形流路に、1 mm × 1mm の正方形リップを 10 mm 間隔にはったものであるが、これは、あらしの効果が最も強い場合に相当している⁽⁴⁶⁾。あらしの種類や寸法を変えれば、二次流れのパターンも変わり、伝熱特性も変化するであろう。あらしの種類や寸法さらには配置を変えることによって、伝熱特性を制御できるようになればと夢を見ている。

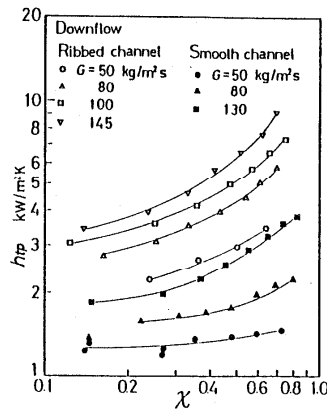
6. 壁面突起をもつ扁平流路内の蒸発熱伝達

单相流を扱うプレート形熱交換器に広く用いられてきたリップ付き扁平流路を、エバポレータに利用することによって、カーエアコンの性能向上に成功した例が、最近報告されている⁽⁴⁹⁾⁽⁵⁰⁾。しかし、アスペクト比が 25 もの超扁平で、しかもリップをもつ流路内の蒸発を伴う場合の流動や熱伝達に関する研究は極めて少なく⁽⁵¹⁾、流路内の現象はほとんどわかっていない。

図27は、実際にエバポレータに使用されている図28のようなクロスリップを付けた直線流路における冷媒 R12 による上昇流と下降流の伝熱実験の結果を、平滑流路の結果と比較したものである。測定区間 300 mm にわたる平均熱伝達率 $h_{t,p}$ が、冷媒の流量 G と



(a) 上昇流



(b) 下降流

図 27 蒸発熱伝達率

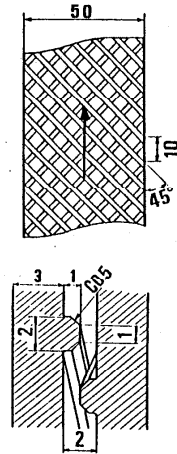


図 28 クロスリブ付き流路

測定部入口のクオリティ x をパラメータとして示してある。平滑流路に対する熱伝達率の増加割合は、上昇流、下降流ともに 2 ~ 3 倍程度で大差はない。しかし、冷媒流量による差は、下降流の方が大きい。また、熱伝達率は、平滑、リブ付き流路ともに、上昇流の方が 1.3 ~ 1.7 倍高く、いずれの流路についても低流量ほど大きい。これらの差異は、流路の側壁近傍に発生する渦列の挙動に強く依存しているようである⁽⁵²⁾。現在、二相流の挙動やリブ形状の影響などについて検討している。

7. おわりに

以上、乱流伝熱促進に関連するごく限られたテーマについて、筆者らが行ってきた研究を中心に紹介させていただいた。関連する重要な文献の見落としがあるかもしれない。ご寛容をお願いするとともに、あわせてご教示をお願いする次第である。

大学院学生のころ読んだ本のなかに Boundary Layer Control という分厚い本があった。この題名からの連想であったかもしれないが、かねてより Heat Transfer Control という言葉があってもよいのではないかと思っていた。最近、講演会のセッションなどにこの名が見られるようになり嬉しく思っている。伝熱促進技術も、単に伝熱量の増大を図るだけの技術にとどまらず、制御可能な技術にまで進展することを期待して筆を置く。

文 献

- (1) 棚沢、冷凍協会論文集、5-1 (1988), 1.
- (2) 高浜・藤田・児玉・栗林・相曾、機論、39-327 (1973), 3409.

- (3) 藤田・高浜・矢橋・高木、機論、44-377 (1978), 135.
- (4) 藤田・高浜・浅野、機論、48-427, B (1982), 518.
- (5) Kubanek, G. R. and Milletti, D. L., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 101-3 (1979), 447.
- (6) 高浜・加藤(征)・木内、機論、44-386 (1978), 3514.
- (7) 高浜・加藤(征)・前田、機論、47-418, B (1981), 1044. 機論、49-437, B (1983), 62.
- (8) 藤田・加藤(健)・高浜、機論、50-450, B (1984), 324. 機論、50-459, B (1984), 2553. 機論、51-468, B (1985), 2581.
- (9) 藤田稔彦、冷凍協会論文集、5-1 (1988), 15.
- (10) 藤田・高浜・山下、機論、42 459 (1976), 2828.
- (11) Bergles, A. E., Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., 6 (1978), 89.
- (12) 藤田・高浜・山下、第11回伝熱シンポジウム講演論文集 (1974), 453.
- (13) 絹田・丸茂・鈴木・佐藤、第11回伝熱シンポジウム講演論文集 (1974), 449.
- (14) 丸茂・鈴木・佐藤ら、機論、46-407, B (1980), 1211. 機論、46-407, B (1980), 1220. 機論、46-408, B (1980), 1447.
- (15) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., Int. J. Heat Fluid Flow, 6-4 (1985), 241.
- (16) 鈴木(洋)・鈴木(健)、機論、54-503, B (1988), 1716.
- (17) 藤田・高浜・浴、機論、47-414, B (1976), 317.
- (18) 堀・山口・矢田・南山、機論、55-519, B (1989), 3485.
- (19) 鈴木(洋)・吉川・木川・鈴木(健)、機論、55-519, B (1988), 3333.
- (20) 藤田・高浜・大石、第20回伝熱シンポジウム講演論文集 (1983), 82.
- (21) 檜和田・馬淵・熊田・岩越、機論、52-479, B (1986), 2566.
- (22) 藤田・高浜・服部、機論、49-442, B (1983), 1178.
- (23) 藤田・高浜・服部、第18回伝熱シンポジウム講演論文集 (1981), 184.
- (24) 五十嵐、機論、54-503, B (1988), 1768.
- (25) Kawaguchi, Y., Suzuki, K. and Sato, T., Int. J. Heat Fluid Flow, 6-4 (1985), 249.
- (26) 宮下・高柳・塩見、第17回伝熱シンポジウム講演論文集 (1980), 94.
- (27) 親川・馬淵、機論、47-414, B (1981), 308. 機論、48-432, B (1982), 1509.
- (28) Yao, M., Nakatani, M. and Suzuki, K., ASME - JSME Thermal Eng. Joint Conf., 5 (1987), 189.

- (29) 親川・新里・馬淵、機論、52-474, B (1986), 860.
- (30) 高野・棚沢・西尾、機論、53-487, B (1987), 980.
- (31) 椎名・中村ら、機論、54-497, B (1988), 148. 機論、55-515, B (1989), 2041.
- (32) 相場ら、機論、51-463, B (1985), 866. 機論、54-508, B (1988), 3486.
- (33) 檜和田・松原・熊田・馬淵、機論、54-504, B (1988), 2107.
- (34) Edwards, F. J. and Sheriff, N., Int. Develop. Heat Transfer, ASME (1961), 415.
- (35) 藤田・高浜・川合、機論、50-453, B (1984), 1275.
- (36) 藤田・高浜・川合、機論、51-464, B (1985), 1334.
- (37) 五十嵐、機論、50-454, B (1984), 1531.
- (38) 五十嵐・飯田、機論、51-467, B (1985), 2420.
- (39) 五十嵐、機論、52-473, B (1986), 358.
- (40) 藤田・高浜・田中・河村、第21回伝熱シンポジウム講演論文集 (1984), 73.
- (41) 藤田、機論、45-390 (1979), 197.
- (42) 広田・藤田・横沢、機論、54-499, B (1988), 563. J. Physics E, Sci. Instrum., 21 (1988), 1077.
- (43) 藤田・横沢・広田・西垣、機論、53-492, B (1987), 2370.
- (44) Fujita, H., Yokosawa, H. and Hirota, M., Experimental Thermal Fluid Science, 2-1 (1989), 72.
- (45) Yokosawa, H., Fujita, H., Hirota, M. and Iwata, S., Int. J. Heat Fluid Flow, 10-2 (1989), 125.
- (46) 藤田・広田・横沢・長谷川、機論、54-504, B (1988), 2002.
- (47) Fujita, H., Hirota, M. and Yokosawa, H., Memoirs Faculty Eng. Nagoya Univ., 40-2 (1989), 327.
- (48) 古屋・藤田・中島、機論、33-250 (1967), 939.
- (49) Ohara, T. and Takahashi, T., SAE Paper, 880047 (1988).
- (50) 大原・山本・高橋、冷凍協会論文集、6-2 (1989), 13.
- (51) 大原・山本・松崎、機論、55-513, B (1989), 1438.
- (52) 大原・山本・藤田、第26回伝熱シンポジウム講演論文集、2 (1984), 73.

1. はじめに

近年の電子機器では小型化、高性能化にともない発熱密度の上昇が著しく、発熱部品からいかに熱を取り去るかがその製品の信頼性に関わる重要な問題となっている^(1~2)。このような背景のもと、電子機器の熱設計に、その迅速化、省力化を目的として、コンピュータによる数値シミュレーションを利用しようとする試みがなされるようになった^(3~6)。近年のコンピュータの進歩および解析手法の発達により、かなり詳細な流熱解析も可能になってきており、その熱設計にも流熱解析を応用することが期待されている。しかし、熱設計への応用を考えると、内蔵する様々な部品のため、極めて複雑な境界条件のもとでの流熱解析を必要とする。また、三次元的に内蔵する基板上の電子部品一つ一つを表現するような分割を行うのは現実的でない等、数多くの問題がある。

そのため、CADシステムと連携させた汎用の熱設計コードなども開発されているが^(7~8)、境界条件として部品表面での熱伝達率を与えるシステムになっている。これだと、肝腎の流れ計算が骨抜きにされた恰好である。つまり、熱解析の境界条件となる流れの計算結果を別の方法で得なくてはならない。将来、電子機器の熱設計にCAE(計算機援用エンジニアリング)が導入されることを期待するものとしては、あくまでも流れと熱とを両方扱うコードシステムが望ましい。しかし、先に述べたようにそれには計算機の容量を含めて困難な問題も数多く存在するのでごく一般に扱うのは無理である。よってここでは、電子機器の熱設計に応用するための、汎用流熱解析コードを主体とした数値解析法と流体抵抗係数や熱伝達率に実験値や文献値を用いた節点法による簡易計算法を紹介する。

2. 数値解析法

ここでは、強制空冷の電子機器として、ラップトップコンピュータの流熱解析を例に紹介する⁽⁹⁾。これらの結果より、内蔵する部品の取扱を含めて、電子機器の熱設計への流熱解析の利用法について述べる。

2.1 解析方法

電子機器の流熱解析には一般的に三次元の流れとエネルギー式を解く必要があり、支配方程式は以下の通りとなる。

連続の式

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

運動量の式

$$\partial \rho / \partial t (\rho \mathbf{u}) + \text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \text{div}(\rho \nu \text{grad} \cdot \mathbf{u}) - \partial p / \partial \mathbf{x} + S_c \quad (2)$$

エネルギー式

$$\partial \rho / \partial t (\rho h) + \text{div}(\rho \mathbf{u} h) = \text{div}(\rho a \text{grad} \cdot \mathbf{h}) + S_c \quad (3)$$

a : 温度伝導率

E_{POR} : X方面ポロシティ

h : エンタルピー

H_{POR} : Z方面ポロシティ

N_{POR} : Y方面ポロシティ

\mathbf{u} : 流速

ν : 流速ベクトル

p : 圧力

S_c : ソース項

V_{POR} : 体積ポロシティ

ν : 動粘性係数

ρ : 密度

問題によっては乱流の取り扱いも必要となるが、乱流モデルについては他の文献(10)等を参照して頂き、ここでは層流として取り扱い、電子機器への応用についての問題点について議論する。

電子機器の応用への問題としては、複雑な形状の表現と内蔵する細かな電子部品の取り扱いが考えられる。複雑な形状の表現は有限要素法をもちいて解析することも考えられるが、一般的には流れ解析が差分法で数多くおこなわれており、BFC(Body Fitted Coordinates)をくみ合わせるにより差分法でも複雑な形を表現することができる⁽¹¹⁾。そこで、ここではこれらの基礎式の離散化にはコントロールボリューム法、差分スキームにはハイブリッド法を使用し、解法アルゴリズムにはよく知られたシンプル法⁽¹²⁾を使用した。内蔵する部品の取り扱いにはポロシティの概念を用いる⁽¹²⁾。ポロシティには面ポロシティと体積ポロシティがあり、それぞれ、面の開口率、流体の占有率を表す。三次元問題を考えると、面ポロシティとしてX, Y, Z方向にそれぞれ、 E_{POR} , N_{POR} , H_{POR} をとり、体積ポロシティとして V_{POR} をとる。例えば、 $E_{\text{POR}}=0$ の場合には、X方向に垂直な面に壁が存在し、流体が流ることができず、 $E_{\text{POR}}=1$ の場合では自由な流れを表す。体積ポロシティ $V_{\text{POR}}=0$ では、その領域に個体物体が存在し流れはなく、 $V_{\text{POR}}=1$ では流体で満たされた流れ場を表現する。細かな電子部品が点在するような電子機器基板の表現には一つ一つの部品単位ではなく、基板を一つの単位として流

伝熱研究 Vol. 29, No. 112

体の占有率を考える。したがって、一般的な基板では、半個体物体と考え、 $0 < V_{POR} < 1$ と置く。さらに、基板を通しての流れが存在しないので、基板が置かれる面のポロシティを0とする。また、このポロシティで表現した半個体物体での流体抵抗は、実験から得られた摩擦損失係数等により表す。すなわち、電子機器基板などの流体抵抗は予め風洞実験等により求めておいた値を用いる。この様に、基板上の電子部品を一つ一つ取り扱わず基板単位で考えることにより現実的な分割メッシュで計算でき、また、実験値を使用することにより信頼性の高い解析を行うことができる。

2. 2 ラップトップコンピュータの解析モデル

強制空冷を行う電子機器として、ラップトップコンピュータの流熱解析を紹介する。ラップトップコンピュータの概観を図1に示す。このラップトップコンピュータは図に示されるように、前面空気入口、本体左右それぞれの側面空気入口の三ヶ所より空気を取り入れ、本体背面のファンにより噴き出すことにより冷却を行う。ここでは直接冷却の問題とは関係ないプラスマディスプレイを除いた部分について解析を行う。

図2に内部部品を模擬した解析モデルを示す。ここで内部部品は体積ポロシティを0と置く。つまり、これらの部品は完全な個体物体と見なし、これらの部品内部での流れはないとする。電源部カバーは面ポロシティ0で表現し、電源部カバーを通しての流れはない。また、これらの部品表面では壁の摩擦損失を考える。一方、回路基板、電源部は体積ポロシティにより流体の占有率を与えて模擬する。ここでは、実験により求めた $V_{POR} = 0.7$ の値を用いる。また、摩擦損失として、実験により得られた摩擦損失がこれらの部品全体で均等に発生すると考えた。発熱量としては、回路基板より5W、ハードディスク装置より3W、フロッピディスク装置より0.

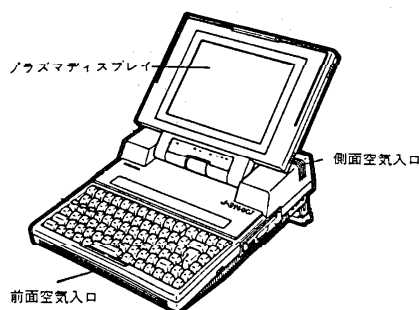


図1 ラップトップコンピュータの概観

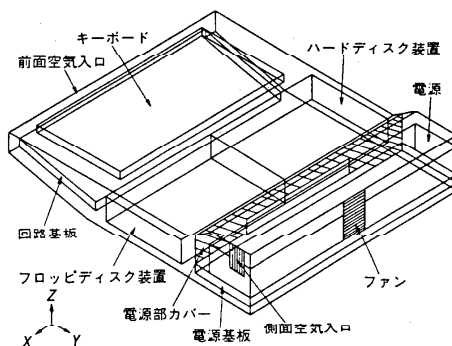


図2 解析モデル

1W、電源より30Wを与える。これらの発熱量は、個体物体 ($V_{POR} = 0$ の物体)では物体表面壁から均等に与え、半個体物体 ($0 < V_{POR} < 1$ の物体)ではその物体体積あたり均等に発熱すると考えた。本解析ではX方向に20分割、Y方向に21分割、Z方向に12分割と合計5040の分割数で解析を行った。このようにBFCによる座標変換を施すことによりかなり実機に近いモデルを作成することができる。

2.3 ラップトップコンピュータの解析結果

代表的な解析結果の例として全ての解析点での速度ベクトルを図3に示す。体積ポロシティ $V_{POR} = 0.7$ とおいた基板部や電源部ではその境界を表示していない。前面空気入口や側面空気入口からファンへ向かう流れの様子がわかる。図4には温度分布の結果として、等温度線を示した。三次元的に複雑に入り込んでいるため観察しづらいが、ハードディスクと回路基板の間に高温の部分が観察される。速度ベクトルをみると、この高温部では冷却空気流の速度が低く流れがよどんでいる。したがって、この部分ではハードディスク、回路基板両者からの発熱があり、流れがないために高温になっているものと考えられる。ここでの解析では各 부품の温度は算出せず、空気温度のみについて計算をおこなった。詳細な熱設計には各部品温度が必要であり、特に半導体製品ではジャンクション温度の情報などが望まれる。この様な詳細な熱設計のための検討も行われてきているが、まず、流れのパターンや温度分布の様子がわかれば、電子機器内の各部品を最適に配置でき、熱設計の第一歩として利用できる。流熱解析の熱設計への利用としては、この様な方法が現時点では望ましいと考えられる。

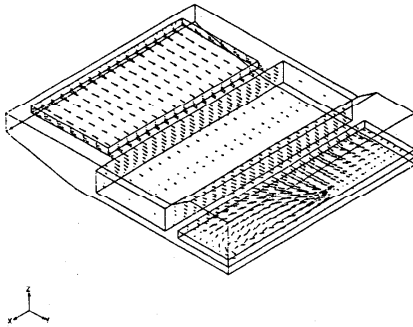


図3 速度ベクトル

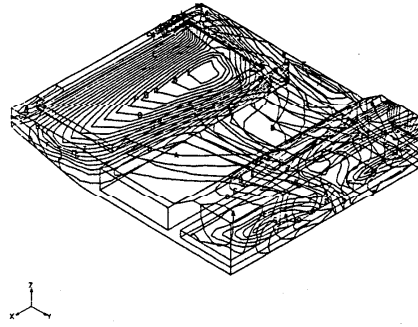


図4 等温度線図

2.4 適用範囲

電子機器の小型化、高速化にともない熱設計の重要性が増してきており、数値シミュレーションによる熱設計を目的とした流熱解析の利用が期待されている。ここでは、内蔵する細かな伝熱研究 Vol. 29, No. 112

電子部品を基板単位で考えて、流体の体積占有率と実験から得られた摩擦損失を用いて表現し、電子機器の熱設計へ流熱解析を応用した。これより、詳細な圧力損失や定量的な温度の値を得るにはさらに深い検討が必要であるが、流れのパターンや温度分布の様子は比較的簡単に得ることができる。電子機器内部の流れのパターンや温度分布の様子を得ることができれば、部品の最適配置などに利用することが可能である。

3. 簡易計算法

前節では流熱の数値解析を利用する方法について述べたが、現段階ではスーパーコンピュータを用いてもまだまだ実用の電子機器に対して完全な流熱の数値解析を行うのは無理のようである。しかし、はじめから流体抵抗係数や熱伝達率に実験値を使おうとするのなら、別の方法も考えられる⁽⁵⁾。ここではその方法を紹介しよう。

3.1 流体節点

図5に示すような電子機器筐体の流れ場が流れの可視化技術⁽¹³⁾や汎用ソフトによって大雑把に分かったとする。図中の矢印が空気の流れを表す。そこでその流路を分割する。つまり圧力場の代表点(節点)を数点選び、その点どうしを流路抵抗で連結する。この流路抵抗は電子部品などで発熱源ともなっている。いま節点の選び方は自由であるが、図6のような節点場を考えた。ここで節点は圧力場を表しており、節点と節点を結ぶ線はある流体抵抗を有する流路を表す。節点間の圧力差を ΔP 、流路内を流れる空気の流速を u 、流体抵抗係数を K とすれば、流体抵抗係数 K の定義式として

$$\Delta P = K \rho u^2 / 2 \quad (4)$$

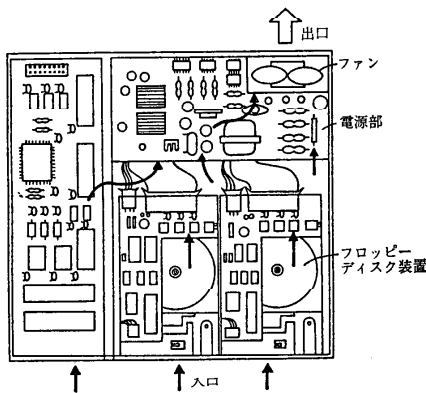


図5 電子機器筐体の流れ場

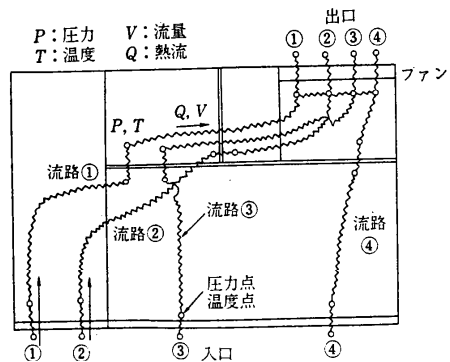


図6 電子機器筐体の節点場

と表せる。ここで ρ は空気の密度である。ここで具体的な解法を示す。いま図7のような圧力場を考える。圧力点を P_1, P_2, P_3, P_4 とする。そして空気が P_1 から P_2 まで流量 V_1 で流れており、 P_2 から P_3 まで流量 V_2 で流れているとする。そして、 V_i ($i=1,2,3$)が流れる流路の面積をそれぞれ A_i ($i=1,2,3$)とすると、各流路の流速 u_i は

$$u_i = V_i / A_i \quad (i=1,2,3) \quad (5)$$

となる。そして各流路の流体抵抗係数をそれぞれ K_i ($i=1,2,3$)とすると、いま密度変化を無視して P_2 点での流量保存則から

$$V_1 = V_2 + V_3 \quad (6)$$

が成立つ。ここで密度変化を無視しているのは、電子機器内の空気の温度上昇はせいぜい 30°C 程度に押さえられるので、物性値の温度による影響は小さいとしている。

そして各流路に対して式(4)が成立つ。具体的には、

$$\begin{aligned} P_1 - P_2 &= K_1 \rho u_1^2 / 2 \\ P_2 - P_3 &= K_2 \rho u_2^2 / 2 \\ P_2 - P_4 &= K_3 \rho u_3^2 / 2 \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ここで、 K_i の値から与えられ、境の条件も定まると、式(5~7)から、圧力 P_i と流量 V_i ($i=1,2,3$)を求めることができる。つまり、各流路の流体抵抗に応じて、流量の配分が定まることになる。

3.2 温度節点

次に、冷却空気の温度場を考えてみよう。いま圧力点 P が温度点 T を兼ねるとする。例えば図8に示すような温度場があるとする。この図8で、温度点 T_3 でのエンタルピーの出入量を考えると、温度点 T_1 と T_2 から、 C_p を空気の定圧比熱とすれば、エンタルピーの合計 $\rho C_p (V_1 T_1 + V_2 T_2)$ が流入し、さらに流路 V_1 と V_2 でそれぞれ W_1 と W_2 の発熱があるとすれば、温度点 T_3 でのエンタルピーの混合がある。

$$\rho C_p (V_1 T_1 + V_2 T_2) + W_1 + W_2 = \rho C_p (V_1 + V_2) T_3 \quad (8)$$

となる。ここで式(6)と同様に物性値の温度による影響は無視している。この関係が全ての

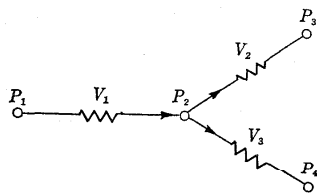


図7 圧力場

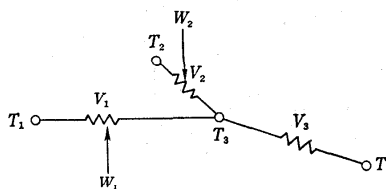


図8 温度場

節点に対して成立する。よって境界条件（出入口条件）を決めれば、連立方程式系が解ける。つまり、各温度点の空気温度が求まる。つぎに素子表面温度を求める場合には、図5で示すように、素子からの発熱 W の内 Q_1 が上方の空気に放熱されるものとする、式(7)から流速 u が各流路について求まっているので、素子表面と空気流との熱伝達率 α を概算できる。

ΔT_s を温度上昇は素子からの発熱を W 、素子の表面積を S として、

$$\Delta T_s = Q_1 / (\alpha \cdot S) \quad (9)$$

となるから、素子表面 T_s は空気流の温度を T とすれば

$$T_s = T + \Delta T_s \quad (10)$$

と求まる。図9で Q_1 と Q_2 を求めようとするれば、熱の連立方程式を解くことになる。この定式化は簡単で、例えば温度点 T_j での熱流の保存式は T_j で W の発熱があるから

$$W = Q_1 + Q_2 \quad (11)$$

となる。この関係式はどの節点でも同様に成り立つ。そしていま温度点 T と T_s の間、 T_s と T_j の間、そして T_j と T_1 の間の熱抵抗をそれぞれ R_1 、 R_2 と R_3 としてそこを流れる熱流を Q_1 、 Q_2 と Q_3 とすれば電気回路のオームの法則が成り立つから

$$\begin{aligned} T_s - T &= R_1 \cdot Q_1 \\ T_j - T_s &= R_2 \cdot Q_2 \\ T_j - T_1 &= R_3 \cdot Q_3 \end{aligned} \quad (12)$$

が成り立つ。ただし式(12)で $Q_1 = Q_2$ である。

式(9)から

$$R_1 = 1 / (\alpha \cdot S) \quad (13)$$

である。

以上述べた全体の計算の流れ図で表したのが、図10である。

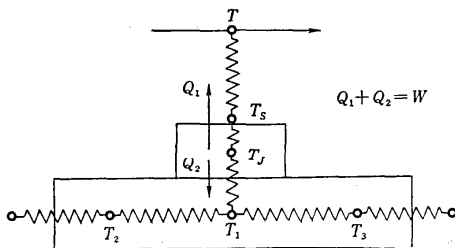


図9 素子表面と冷却空気との熱伝達

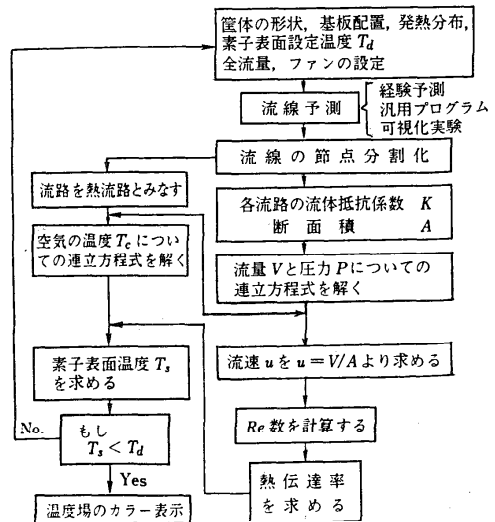


図10 計算の流れ図

3.3 ラップトップ型コンピュータの熱設計への応用例

前節でもラップトップ型コンピュータの解析例を紹介したが、ここでも見方を変えた解析例を紹介する⁽¹⁴⁾。図11、図12と図13にはその様子を示している。図11で示す筐体の流れをあらかじめ可視化実験により確認し、図12に示すようにパソコンないの流れを節点で分割した。そして図13で示すように当初内部の温度が非均一であったのをシミュレーション(改良前)した後に、全体の発熱量は変えずに部品配置の変更による発熱体の配置(発熱分布)を変えて、内部の温度を均一にした例(改良後)である。この例では最高温度を押さえるために、温度分布の平均化にCAEを用いたものだが、このことはちょっとした装置の変更で可能である。

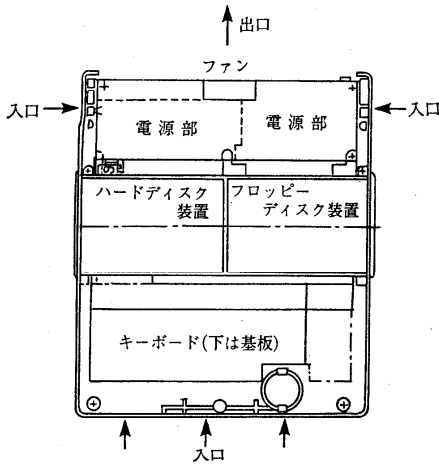


図11 ラップトップコンピュータの構成

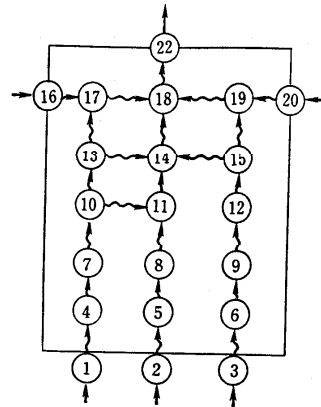


図12 流れ場の節点分割

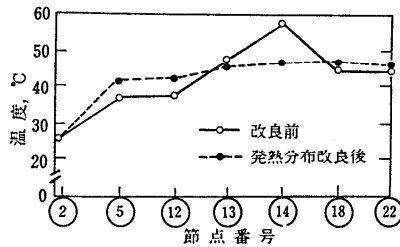


図12 流れ場の節点分割

4. 熱設計に必要なデータの例

4.1 流体抵抗係数

4.1.1 低流速における流体抵抗の求め方

流体抵抗係数については、種々の形状でのRe数の大きい範囲ではかなり得られている⁽¹⁵⁾。

前節で実験データを用いる方法を述べたがここで問題が一つある。ここで流路の流体抵抗を知ることが必要であるが、強制対流でも最近の電子機器は低騒音化のためにその内部の流れは

低流速化になっている。ところが低流速中での圧力や流速の測定は難しく流体抵抗を知ることは容易ではない。例えば式(4)で圧力差 ΔP と流速 u とから流体抵抗係数 K を求めようとする場合、空気の流速が $u = 1 \text{ m/s}$ であれば、その動圧分は 0.05 mmHg という極めて微圧であり測定が困難である。そこで最近、この場合の測定法が提案されて多孔板^(16~17)と金網⁽¹⁸⁾についての流体抵抗係数が示されたので紹介しておく。

図14に示すような通気口モデルを考える。いま定常で一様温度分布を仮定すると、エネルギー式は C_p を定圧比熱、 A をダクト面積として、

$$Q = \rho C_p u A \Delta T \quad (14)$$

となる。そして浮力による駆動力と流体抵抗力とがつりあうから、

$$(\rho_\infty - \rho) g h = K \rho u^2 / 2 \quad (15)$$

が成り立つ。ここで、 g は重力加速度、 h は抵抗体とヒータとの垂直距離である。そしてダクトの内外での圧力を無視すれば、

$$(\rho_\infty - \rho) / \rho = \Delta T / T_\infty \quad (16)$$

となるから、式(14)、(15)と(16)から

$$K = 2gh \Delta T^3 / (T_\infty (\rho C_p A / Q)^2) \quad (17)$$

と求まる。こうすると温度と発熱を測定すれば流体抵抗係数が求まることになる。実際の抵抗体の抵抗係数は、式(14)の K の値がヒータや壁面摩擦などの抵抗分も含むため、図14の系の抵抗体を除いた場合の流体抵抗係数を式(17)から予め Re の関数として求めておき、その値を式(17)の値から差引いて求める。

こうして図15の多孔板と図16の金網との流体抵抗係数が以下のように式で得られている。

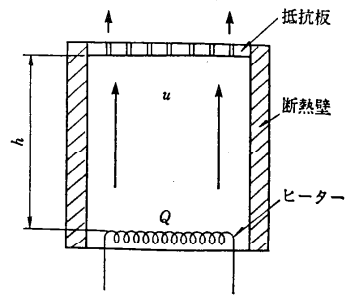


図14 通気口モデル

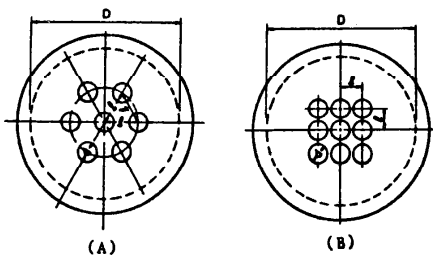


図15 多孔板

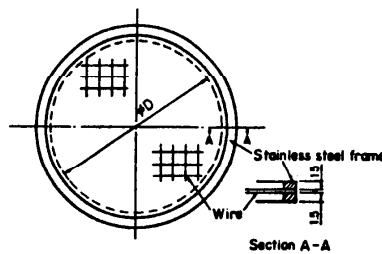


図16 金網

4. 1. 2 多孔板

多孔板では、レイノルズ数 $Re = u d / \nu$ (d は多孔板の孔径、 ν は空気の動粘性係数)と β

(開口比で空間率を示す)を用いている。

$Re < 100$ に対して多孔板の厚さ t として、 $t/d = 0.5$ を中心にして

$$K_{0.5} = 40 (Re \beta^2 / (1-\beta))^{-0.65} \quad (18)$$

となる。そして t/d に対しては、

$$K/K_{0.5} = 0.33t/d + 0.82 \quad (19)$$

と得られる

ただし、 $Re > 100$ ならば、

$$K = 2.5(1-\beta)/\beta^2 \quad (20)$$

4. 1. 3 金網

金網では、レイノルズ数 $Re = ud/\nu$ (d は金網の線径)として

$$K = 28(Re \beta^2 / (1-\beta))^{-0.95} \quad (21)$$

ただし、 $Re > 150$ ならば、

$$K = 0.8(1-\beta)/\beta^2 \quad (22)$$

4. 2 熱設計関連研究

前節では電子機器の熱設計に計算機を利用する上で、実験データの活用必要性も述べた。したがって、ここではその研究成果が電子機器の空冷熱設計に特に関連すると思われる研究を紹介しておく。ただし、著者の薄学で洩れてしまった貴重な研究に対してはあらかじめ謝罪しておく。

4. 2. 1 パッケージ配列関連

基板上でのパッケージ配列の熱伝達性能に関してはかなり研究が行われている。ただし、そのパラメータが多く一般的な研究成果を得るには至っていない。また自然空冷に関しては少なく、中山ら⁽¹⁹⁾が、熱負荷分布がある場合の自然冷却基板からの熱伝達率を測定しているぐらいである。強制空冷では、中山ら⁽²⁰⁾がパッケージにフィンを設けた状態での熱伝達率と圧力損失を測定し、流れと熱伝達のメカニズムを考察し、松島ら⁽²¹⁾は圧力損失の予測を試みて20%の精度の式を提案している。そして鳥越ら⁽²²⁾はそのパッケージの高さが流れ方向に変化した場合の熱伝達率を測定した。その結果、パッケージの高さが流路で変化する場合、熱伝達率にかなり影響すると報告している。柳田⁽²³⁾は基板上に配列したICパッケージの温度分布の計算法を示している。五十嵐ら^(24~26)は一連の研究で平板上に置かれた模擬パッケージ回りの流れや熱伝達率について詳しく報告している。流れが層流と乱流の場合と、模擬パッケージの高さ、個数をパラメータにしている。また竹内ら⁽²⁷⁾も断面長方形物体からの自然対流熱伝達を報告している。

4. 2. 2 フィン性能関連

相原ら⁽²⁸⁾は自然空冷用の矩形フィンの最適設計法を提案している。それを使うと同一性能

伝熱研究 Vol. 29, No. 112

でフィン体積を市販の1/3 にできるとしている。そしてピンフィンの性能についても報告している⁽²⁹⁾。従来比較的大きな面積のフィンの性能が研究されてきたが、最近半導体パッケージに用いる小型フィンの性能が報告された。小型フィンでは2次元の取扱ができないため、実験に頼ることになる。横野ら⁽³⁰⁾は縦溝型フィン放熱器の自然対流と強制対流の両方の性能を整理した。またフィンは電子機器の中では他の電子部品に邪魔されてその性能が劣化する。その影響についても報告している⁽³¹⁾。さらに強制空冷でよく使われる円形板から構成された小型フィン放熱器の性能予測のための数値シミュレーションを実施しており、予測値と実験値の良好一致を得ている⁽³²⁾。藤井ら⁽³³⁾は多孔台形フィンをLSIパッケージの冷却に利用している。

4. 2. 3 筐体内の自然対流

宮本ら⁽³⁴⁾は鉛直平行平板間の乱流自然対流熱伝達を報告し、そして木村ら⁽³⁵⁾は密閉筐体内の仕切り板を持つ場合の自然対流熱伝達を報告している。富村ら⁽³⁶⁾は不均一な熱源が分散配列された垂直平板群の間の層流共存対流熱伝達現象を報告し、尾添ら⁽³⁷⁾は複数の熱源が存在する筐体内の自然対流熱伝達の計算結果を報告している。

石塚ら⁽³⁸⁾は自然空冷式電子機器筐体からの放熱を表す簡便式を得ている。そして、電源位置や出口面積の影響も示した⁽³⁹⁾。

5. おわりに

今回は電子機器の熱設計に流熱解析を応用する技術について述べた。これに関しては資料も多くなく、レビュー記事の内容にはほど遠いものとなったが、将来発展することを願ってこのトピックを選んだ。たしかに電子機器の熱設計に流熱解析を応用するといっても、現段階ではスーパーコンピュータを用いてもまだまだ実用の電子機器に対して完全流熱解析を行うのは無理である。そこで、ここでは、数値解析に最小限実験値を与える方法と、はじめから流体抵抗係数や熱伝達率に実験値を使って、比較的簡単に処理できる解析法を紹介した。前者の方法は、流れのパターンや温度分布の様子がわかれば、電子機器内の各部品を最適に配置できるので、熱設計の第一歩として利用できる。後者の方法では、電子機器内の最高温度を押さえるために、温度分布の平均化に利用した例を示したが、このことはちょっとした装置の変更で可能である。この様に、流熱解析はレイアウト決定など熱設計の第一歩には有益なものとなると思われる。これまで流熱解析に馴染みの少なかった電子機器の熱設計者の利用を期待するものである。また、前者の解析がスーパーコンピュータのみならず、机上のパソコンでできる日の到来は近いと思われ、流熱解析が一層馴染み易いものとなることと信じる。ただし、ただ数値計算結果に頼るということではなく、実験結果も大いに活用できるようなソフトの発展も将来の熱設計の発展のために必要であろう。またここでは空冷の電子機器に的を絞ったが、今後は中山ら⁽⁴⁰⁾や土方ら⁽⁴¹⁾が報告しているような沸騰冷却に関する熱設計資料も必要になると考える。

参考文献

- (1) 日本機械学会編, 電子機器の冷却技術, 技報堂出版(1987)
- (2) W.Nakayama, Appl Mech Rev vol 39, no12, Dec1986, 1847,
- (3) 横野, 福山, 佐々木, 石塚, JSME 1st International Symposium on Super Computers for Mechanical Engineers, (1988-3), 24.
- (4) 山崎, 池川, 機講論, No. 880-6, (1988-10), 283
- (5) 石塚, 佐々木, 横野, 三戸, 第27回伝熱シンポ, (1989-5)P.100
- (6) 佐々木・石塚・渡辺, 機講論, No.890-27, 1989, P19.
- (7) 御厨・園田, NIKKEI ELECTRONICS, 1987. 1. 12(no411)
- (8) 大西・マイケル・ラボンテ, 機講論, No. 890-27, 1989, P6.
- (9) 横野, Computrol, No. 26, p. 65.
- (10) 長野・日本機械学会第647 回講習会, P. 57, 1987.
- (11) D. E. Potter and G. H. Tuttle, Journal of Computational Physics, 13-483, 1973.
- (12) S. V. Patankar: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, 1980.
- (13) 佐々木・横野・石塚, 流れの可視化, Vol. 7, 111, 1987
- (14) 石塚, 機械の研究, 41, 8, (1989), p. 32 .
- (15) 日本機械学会編, ダクト内の流れと圧力損失, (1971)
- (16) 石塚・宮崎・佐々木, 機論, 50, 460B(1984-5), 3193.
- (17) 石塚・宮崎・佐々木, Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 109, (1987-5), 540.
- (18) 石塚, 機論, 52, 484B(1986-12), 3954
- (19) 中山・広岡, 第23回伝熱シンポ, (1986-5)P. 406
- (20) W. Nakayama, H. Matsushima and P. Goel, WIN Aung編集, Cooling Technology for Electronic Equipment, H emishere Publishing Corporation (1988), P. 195.
- (21) 松島・中山・柳田・池川, 第23回伝熱シンポ, (1986-5)P. 321
- (22) 鳥越・栗原・川添, 第24回伝熱シンポ, (1987-5), P. 100
- (23) 柳田, 機論, 55-518(1989-10). p. 3172
- (24) 五十嵐, 山崎, 機論, 55-518(1989-10), p. 3157.
- (25) 五十嵐, 高崎, No. 89-0009A, 機論掲載予定
- (26) 五十嵐, 高崎, No. 89-0219A, 機論掲載予定
- (27) 竹内・部谷・木村, 機講論(論文前刷) NO. 928, p. 172, NO. 84-0150A
- (28) Aihara, T and Maruyama, S, WIN Aung編集, Cooling Technology for Electronic Equipment, H emishere Publishing Corporation (1988), P. 195.
- (29) 相原・円山・小早川, 第23回伝熱シンポ, (1986-5), P. 403.
- (30) 横野・佐々木・石塚, 機論, 86-1496, B(1987-11), 3397.

- (31)横野・佐々木・石塚, 第24回伝熱シンポ, (1987-5)P.2390
- (32)横野・石塚, 機講論, No. 890-27, (1989-6) .107.
- (33)藤井・池内・小原, 第26回伝熱シンポ, (1989-5), P. 358.
- (34)宮本・加藤・栗間・兼安, 第23回伝熱シンポ, (1986-5), P. 418.
- (35)木村・竹内・部谷・白井, 機講論 (論文前刷) NO. 928, p. 179, NO. 84 0151A
- (36)富村・藤井, 機講論, No. 890-27, (1989-6), P. 16.
- (37)H. Ozoe, H. Miyachi and K. Imai., WIN Aung Edition Cooling Technology for
Electronic Equipment, Hemisphere Publishing Corporation (1988), p. 611.
- (38)石塚・宮崎・佐々木, 機論, 51-465, B(1985), p1684
- (39)M. Ishizuka, Proceedings of The first KSME-JSME Thermal and Fluids
Engineering Conference(1988-11), 2-324.
- (40)W. Nakayama., Nakajima, T and S. Hirasawa, ASME Paper, 84-WA/HT-89(1984).
- (41)土方・長崎・倉田, 機論, 55-510, B(1989-2), 488.

1. はじめに

フィン付き熱交換器などの伝熱面の平均熱伝達率を実験的に評価する方法は定常法と非定常法とに大別される。このうち、従来より実用上多く用いられてきているのは専ら定常法である。これに対し非定常法は、その測定原理は比較的古くから提唱され、また定常法に比べ数々の利点を有しているにもかかわらず、その理論の前提条件を満足する現実の装置を製作することの困難さや、結果を得るまでのデータ処理の複雑さのために、必ずしも広く実用に供されてはいない。しかし、最近、より実現容易な前提条件に基づく理論の提案や、小型大容量低価格コンピューターの出現によりこれらの困難は克服されつつあり、非定常法本来の特徴が活かされた迅速簡便な計測技術が確立されつつある。本稿では、非定常法開発の歴史に触れつつ、最近の開発状況について述べてみたい。

2. 非定常法とは

定常法では、その性能を調べたい伝熱面に何等かの方法で定常的に熱を供給（あるいは除去）する必要がある。例えば、伝熱面と反対側にもう一つ流路を設け高（低）温流体を流したり、あるいは伝熱面そのものをジュール加熱したりすることが一般的に行われている。これに対し、非定常法ではその必要がない。性能を調べたい伝熱面とそれに沿う流れがあれば良い。したがって、非定常法により例えばフィン付き熱交換器コアのフィンの伝熱性能を調べようとする場合には、定常法のように高温および低温流体流路を備えた大がかりな試験設備は不要で単流体・単流路があれば良く、また完全な熱交換器コアを製作する必要はなく、フィンのみを試験に供すればよい。さらに、その結果として、定常法においてしばしば見積に苦慮するフィンと基板の接触熱抵抗やフィン効率の値などに影響されずに直接フィンの平均熱伝達率を求めることができる。

非定常法の測定原理をごく簡単に述べると次のようになる。コア（伝熱面あるいは伝熱面群、以下単にコアと呼ぶ）を通過する定常流れに、コア入口で何らかの温度変化を与えると、コア出口の温度応答は入口での温度変化とは一般に異なったものとなる。この入口と出口の温度変化の違いはコア-流体間の熱伝達率の情報を含んでいるゆえ、これを解析することにより熱伝達率を求めることができる。通常、伝熱面上至るところ一様な熱伝達率（熱交換器等を扱う分野ではこれを「平均熱伝達率」と呼んでいることが多い）を仮定

し、入口温度変化に対応してコア内に生ずる現象（コア流路内の流体及び伝熱壁温度分布の時間的变化）を記述するために適当な解析モデルを構築し、それより熱伝達率と出口温度応答との関係を理論的に求め、実測された出口温度応答より熱伝達率を算出する。

多くの場合、理論の構築に際して次の仮定がおかれる。

- (1) 定常流
- (2) 流体および固体壁の物性値一定
- (3) 流体および固体壁ともに流れに直角方向の温度は一樣
- (4) 流体内の流れ方向の熱伝導は対流に比べ無視し得る
- (5) 固体壁－流体間の熱伝達率はいたるところ一定（平均熱伝達率）

非定常法の理論はこのようにいくつかの仮定を設け、現象を1次元的に取り扱おうとするものである。

以上の仮定のもとに、流体及び固体壁内のそれぞれについて次の微分方程式（無次元量表示、記号については文末の記号表参照）が得られる。

$$\text{固体側} \quad \frac{\partial T_s^*}{\partial \theta^*} = T_f^* - T_s^* \quad (1)$$

$$\text{流体側} \quad \frac{\partial T_f^*}{\partial \theta^*} + b_1 \frac{\partial T_f^*}{\partial x^*} = b_2 (T_s^* - T_f^*) \quad (2)$$

上記2つの微分方程式から、ある与えられたコア入口流体温度変化のもとで、各熱伝達率の値に対応する出口流体温度応答が求められる。

非定常法においては、コア入口流体に与える温度変化として従来よりもっばら「ステップ変化」あるいは「周期的変化」が考えられてきており、それぞれシングルブロー法 (Single-blow method) [1] - [17] および周期法 (Periodic method) [18],[19] と呼ばれている。シングルブロー法は、コア内を通過して流れる流体とコアが熱的平衡状態にあるときに、コア入口流体温度をステップ的に上昇（あるいは降下）させるものであり、周期法は、入口で流体に周期的な温度変動を与えるものである。取扱の上からは周期法の方が複雑であることから、非定常法の大部分の研究はシングルブロー法について多く行われている。

3. シングルブロー法

入口流体温度がステップ状に変化するときの出口流体温度応答の解析解はSchumann [1] により求められ、その後 Kohlmayer [4] により改良された。これより、ある熱伝達率の値を仮定するとそれに応じた出口温度の応答曲線を求めることが出来るゆえ、予め種々の熱伝達率の値に対応する出口温度応答曲群を用意しておき、実測される出口温度応答曲線と

比較する。実測値に最も近い出口温度応答曲線を与える熱伝達率が求めるものであるとする。この方法は、実測と理論の出口温度応答曲線どうしを直接比較して熱伝達率を求めるゆえ Direct Curve Matching Method と呼ばれるが、その作業にはかなりの労力を要する。それゆえ、高速大容量のコンピュータを自由に使えなかった時代には、その作業を省力化するために幾つかのデータ処理の手法が提案されていた。例えば、

(a) maximum slope method: 図1に示されるように、コア出口温度の応答曲線における最大傾斜と Ntu との関係を予め理論計算により求めて置き、実測される出口温度応答曲線の最大傾斜から Ntu の値を知ろうとする方法 [2], [3]

(b) centroid method: コア出口温度応答曲線の下での面積のcentroidの位置と Ntu との関係を予め計算しておく方法 [5]

(c) initial rise method : コア出口温度の立ち上がり ($t=0+$) における挙動と Ntu を関係づける方法 [6] 等が提唱されている。

ところで、従来のシングルブロー法は既に述べたように、コア入口流体温度の変化がステップ状であるとの前提のもとに成り立っている。それゆえ、実際の実験装置に置いては、入口流体温度変化をステップ状に近づけるべく様々な工夫がなされてきている。例えば、図2 に示されるように、

(a) 可能なかぎり細い金属線で wire mesh を構成し、これをヒーターとして用い、このヒーターにステップ状に電力を印加する方法 [3]

(b) テストコアの上流に置かれたヒーターを電磁石 [9] あるいはエアシリンダ [8] により瞬間的に引き抜く方法

(c) 流路を2つ用意し、一方にヒーターにより加熱された高温の空気を、他方に室温の空気を流しておき、高温流路内で定常状態にあるテストコアを瞬間的に低温流路に移動させる方法 [3]

等が提唱された。上記(a)は、ヒーターの熱容量を可能なかぎり小さくして時定数を小さくし、気流の温度上昇を出来るだけステップ変化に近付けようとするものであるが、現実にはヒーターの熱容量を小さくするには限界があるため、空気温度に厳密なステップ変化を与えることは困難である。発熱体であるヒーターに熱容量があり、またヒーター表面と気

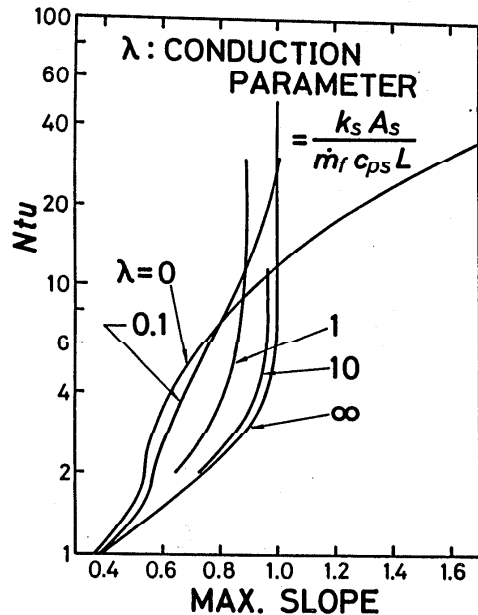


図1 出口流体温度応答における最大傾斜と Ntu の関係

流との間に対流熱抵抗があれば、たとえヒーターの発熱がステップ状であったとしてもヒーター温度は1次遅れ特性をもって上昇する。したがって、気流の温度上昇も基本的には1次遅れ特性を持つようになるのが一般的である。また (b), (c) の方法では流れに大きな

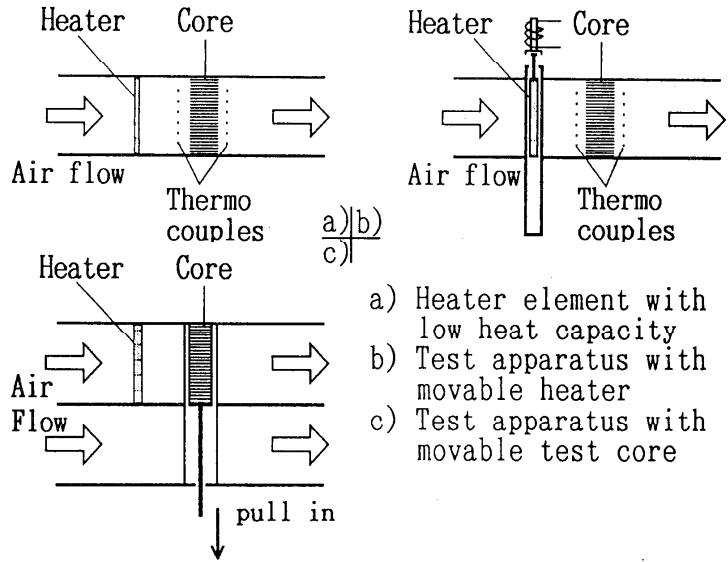


図2 入口流体温度にステップ変化を与えるための幾つかの工夫

攪乱を与えるとともに、装置が複雑になってしまうという欠点がある。

このように、コア入口流体温度に正確なステップ変化を与えることは現実には極めて困難である。しかるに、先に述べた initial rise method では、文字どおり出口流体温度応答曲線の時刻 $t = 0 +$ における傾きを問題にしなければならないし、また maximam slope method では、 Ntu が小さい場合には、最大傾斜は時刻 $t = 0 +$ 近傍において生ずる。したがってこのような場合には、入口流体温度変化が正確なステップ変化から僅かにズレただけでも、得られる結果の信頼性は著しく損なわれてしまう。

以上のように、従来のシングルブロー法においては、コア入口温度変化に正確なステップ変化が強く要求されているにもかかわらず、現実の装置でそれを正しく実現することが困難である点にひとつの大きな泣き所があった。

これに対し、C. Y. Liang and W. J. Yang [7] は、流体入口温度が

$$T_f^*(\theta^*, 0) = 1 - \exp(-\theta^*/\tau^*) \quad (3)$$

で示されるような1次遅れである場合について、式 (1) 及び (2) より、出口温度応答を与える厳密な解析解を求めた。参考までにその結果を示すと次のようになる。

$\theta^* < t^*$ のとき

$$T_f^*(\theta^*, Ntu) = 0 \quad (4)$$

$\theta^* \geq t^*$ のとき

$$T_f^*(\theta^*, Ntu) = \frac{1}{\tau^*} \int_{t^*}^{\theta^*} [\exp\{-(\theta^* - \eta)/\tau^* - b_2 t^*\}] \times [\{\exp(t^* - \eta)\} I_0\{2\sqrt{b_2 t^*(\eta - t^*)}\} + \psi_2(\eta, Ntu)] d\eta \quad (5)$$

ただし、

$$t^* = Ntu / b_1, \quad \psi_2(\eta, Ntu) = \int_0^{\eta-t^*} \exp(-\xi) I_0[2\sqrt{b_2 t^* \xi}] d\xi$$

である。

上式に示されるように、得られた結果はステップ変化の場合に比べ一層複雑になるが、これは最近のコンピュータの発達により、現在ではパーソナルコンピュータ程度でも扱うことができる。何よりも、コア入口流体温度変化に1次遅れ特性を与えることは現実の装置において比較的容易に実現可能であるゆえ、非現実的なステップ変化を前提としていた従来のシングルブロー法はこれにより大きく前進したといえる。以後、「コア入口流体温度変化が1次遅れ」である場合の非定常法を「改良シングルブロー法」と呼ぶことにする。

4. 改良シングルブロー法の実際

最近、著者らは前節に述べた「改良シングルブロー法」理論に立脚し、

- (1) 理論の前提(コア入口流体温度変化が1次遅れ)を十分満足させるためのヒーターや、コア入口および出口の混合平均温度の時間変化を正確に測定しうる温度計測系等、装置の個々の要素の開発・設計・製作を行い、
- (2) コンピュータをオンラインで組み込んだ全自動計測システムを構築し、
- (3) 開発された計測システムを既知の特性を有する伝熱面および実機フィン付き熱交換器の性能測定に適用し、その有用性を確認した。
- (4) その結果、開発した改良Single-Blow法が、測定精度が高く、データを得るための時間が極めて短かく、人手と労力をほとんど必要としない優れた熱伝達率測定法になり得ることを実証した [11] - [16]。以下にその概略を紹介することとする。

4-1 実験装置

図3に装置全体の概略を示す。装置本体は、吸い込み風洞および計測系より成る。空気は大気中からベルマウスを経てダクト内に滑らかに吸い込まれ、ヒーター、コア上流側測温センサ、テストコア、コア下流側測温センサ、ターボブローワーおよび超音波流量計等を経て再び大気中に放出される。テストセクション部の流路断面の寸法は、縦150mm、横200mmである。電磁スイッチによってステップ状の電力が印加されたヒーターは、1次遅れ応答で空気温度を上昇させる。そのときのコア入口および出口空気温度の時間的变化は各位置に設けられた温度センサにより検出され、ブリッジ回路を経てデジタルメモリに記録される。コアの圧力損失はコア前後のダクト側壁面に設けられた静圧孔間の差圧として測定される。静圧差および空気流量はそれぞれ差圧変換器および超音波流量計により検出され、各信号はA-D変換器へ導かれる。以上の諸測定量は全てコンピュータに転送され、熱伝達および圧力損失特性に関するデータ処理が自動的に行われる。テストセクションお

よびその前後の流路の内
壁面は厚さ 10 mm の
polyethylene foam 板で
作られており、断熱性は
十分である。

理論およびデータ処理
方法 (software) が優れて
いても、実際の装置
(hardware) が理論を満足
するように機能しなければ計測システムは成り立
たない。改良 Single-
Blow 法では、空気流に正
しく 1 次遅れ特性を与え

ることができるヒーターおよび気流の混合流体温度の時間変化を正確に計測できる温度計
測システムが肝要となるゆえ、以下に述べるように、新たなヒーターおよび温度計測系の
開発にとくに力を置いた。

ヒーターは、流路断面内の空気流を
流路断面内で一様に、また時間的には
1 次遅れ特性もって上昇させる必要が
ある。このとき、温度測定のしやすさ
からは空気の温度上昇は大きいほう
が望ましいが、一方において、ヒー
ター面が高温になりその輻射の影響
が測温センサに及ぶことは避けな
ければならない。すなわち、ヒーター表
面温度をあまり高くしないで、計測に
十分な程度の温度上昇を空気に与え
られることが望まれる。従来の

Single Blow 法では、このヒーターに専ら wire mesh が用いられている。予備的な計算によ
ると、wire mesh では伝熱面積を大きく採れないために所定の伝熱量を空気に与えるため
にはヒーター温度がかなり高くならざるを得ない。そこで、単位体積当りのヒーターの伝熱
面積を大きくとれるようにするため、ヒーターを線ではなく、面で構成する事を考えた。
すなわち、具体的には、図4に示すように、厚さ 200 μm 、幅 20mm のステンレス箔を流れと平

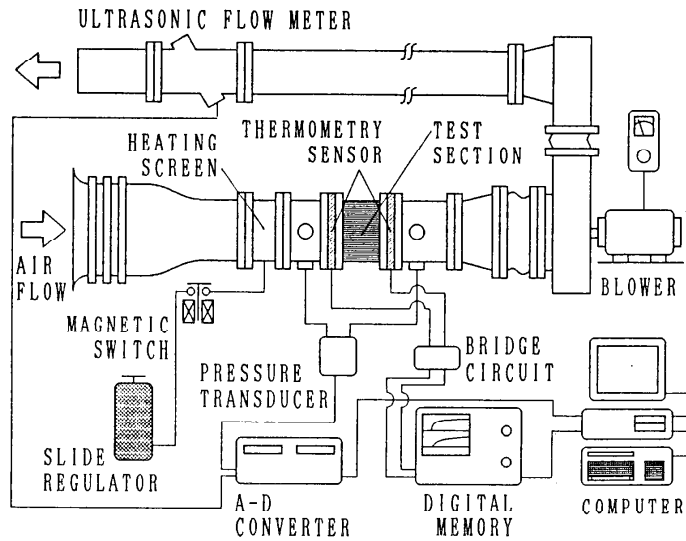


図3 測定装置概略系統図

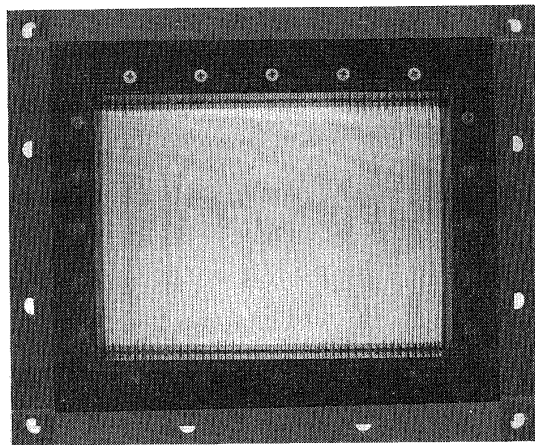


図4 ヒーター概観

行にピッチ約 2.2 mm 間隔で (90 枚) ダクト断面内に縦に並べてヒーターを構成した。これにより従来の金網のヒーターに比べ単位体積あたりの伝熱面積を格段と大きくすることが可能になり、その結果、例えば、流路内平均流速 10 m/s の空気流温度を 10℃ 上昇させるときヒーター (ステンレス箱) の温度は約 90℃ 程度に抑えることができる。

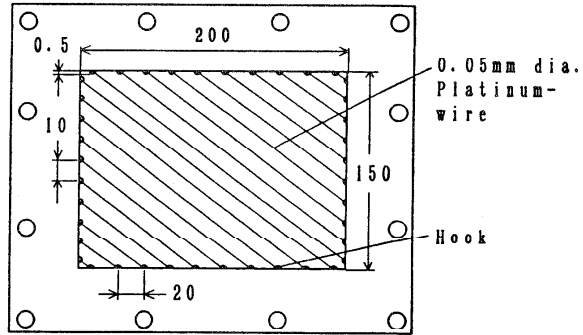


図5 測温センサー模式図

また、ヒーターの配列ピッチが約 2.2 mm と小さいため、ヒーター通過後の空気流温度を断面内ほぼ一様に上昇させることができるようになった。測定は、このヒーターによる空気流の温度上昇が 5~8℃ の範囲で行なわれた。

コア入口・出口の空気温度応答を測定するためのセンサは流れを乱さず、ダクト断面内の平均温度の検出ができかつ応答性が速いことが同時に要求される。従来から多用されている熱電対は基本的には点の温度しか測定できない。断面内の平均温度を求めるために熱電対の数を多くすれば、それに応じて導線が数多くなりその処理に苦勞するとともに、コアに流入する空気流をこれらの導線が大きく乱してしまう可能性もある。そこで、本実験では空気流の温度測定に、点の測定ではなく、線の測定を考えた。そのために、金属細線の電気抵抗が温度によって変化する性質を利用する (抵抗温度計) こととした。具体的には、図5 に示されるように、直径 50 μm の白金線 (platinum wire) を等間隔で斜めに流路断面内に張り、これらを直列につないで抵抗温度センサを構成し、これをブリッジ回路に組み込み気流の温度変化を電気的に取り出す計測システムを新たに開発した。この温度計測システムを 2 組製作し、コア入口および出口温度変化の計測に用いた。

予備実験において、これら温度センサの calibration を行った。すなわち、流路にコアを設置しない状態で、空気流量およびヒーター投入電力を一定に保ち十分な定常状態が得られた後に、コア上流側および下流側の温度センサから得られるそれぞれの出力電圧の値と空気流量及び投入電力から計算される空気の混合平均温度との関係性を求めた。出力電圧値と混合平均温度の関係は、非常に良好な直線性を示し、本実験での使用範囲 20~40℃ において、両者は ± 1% 以内で直線関係にあった。また、本温度センサは応答性が十分に高く、例えば空気流速が 10m/s の時、時定数はおよそ 22ms (計算値) である。これは、本実験に用いたヒータの時定数 (同じ流速において 1.7s (計算値)) に比べ、十分無視し得るほど小さいものである。

図 6 は、上述のヒータが発熱した際に、測温センサに輻射の影響がどの程度及ぶかを検

伝熱研究 Vol. 29, No. 112

討した予備実験結果の一例である。空気流量を零にしておき、ヒーターにおおよそ5s間約11Wの電力を印加し（上段の図）、そのとき、入口测温センサによって検出される空気温度の時間的变化を調べた結果（下段の図）である。ヒーターから测温センサまでの距離は270mmである。この図から

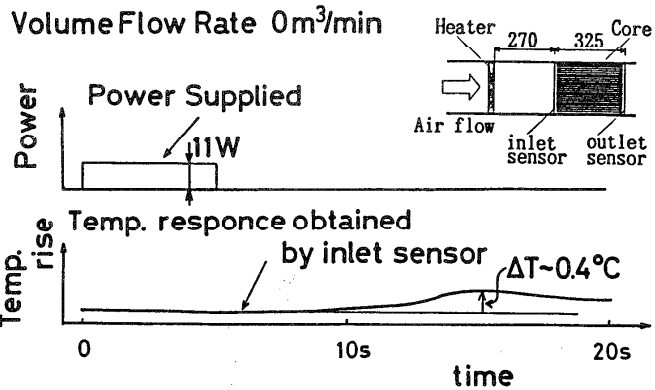


図6 测温センサーに及ぼすふく射の影響の検討

明らかのように、電力印加後しばらくの間は测温センサの出力になんら変化は見られない。すなわち、测温センサに輻射の影響は及んでいないことがわかる。約8s経過後空気温度が徐々に上昇し初めているが、これは自然対流の影響である。このときのヒーター温度（これは発熱体の電気抵抗値の測定から求められる）は、約90°Cであった。（この値は、流速10 m/sの空気の温度を約10°C上昇させる場合に相当する。）したがって、ヒーター温度を90°C程度以下に抑えるならば、ヒーターからの輻射は测温センサにほとんど影響を与えないことがわかる。

図7は平板伝熱面よりなるコア（図9）をテストセクションに設置して伝熱性能を測定したときの、入口および出口各空気温度応答曲線の実測結果と計算結果との比較の一例である。入口（inlet）温度応答（上側の図）において、Experimentとあるのは実測値曲線を、Theoryとあるのは実測値に最も良く一致する1次遅れの理論曲線である。このように、入口温度は殆ど完全に1次遅れ特性をもって変化することがわかる。言い換えれば、ヒーターは、空気流にほとんど完全な1次遅れ特性を持つ温度上昇を与えることが

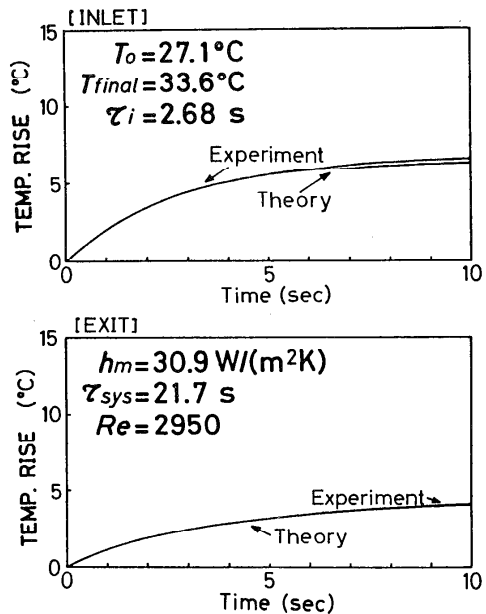


図7 入口および出口温度応答曲線の実測値と理論値との比較

できることがわかる。同様に、出口温度の実測値曲線とそれに最も良く適合する理論値曲線とを比較したのが下側の図であるが、両者は殆ど完璧に一致している。この例に限らず、

Reの広い範囲（たとえば図10）で、入口・出口ともに実測温度応答曲線は理論曲線と極めて良く一致した。このことは、装置が理論の前提を満足するように機能している事を示すものである。

4-2 熱伝達率の求め方

図8に、本改良Single-Blow法により熱伝達率を求める手順を模式的に示す。コア上流に設けられたヒータにより空気温度を1次遅れ特性をもって上昇せしめ、そのときのコア入口および出口の空気温度の時間的変化を計測する。このうち、入口空気温度応答の測定値からその時定数（time constant） τ_i および最終到達温度（final temperature） T_{final} を求める。次に、この時定数 τ_i 、最終到達温度 T_{final} 、流路および伝熱面の幾何学的形状を表す諸パラメタ、伝熱面と流体の諸物性値、流体の質量流量および適当に定めた仮の熱伝達率 h_m の値を用いて

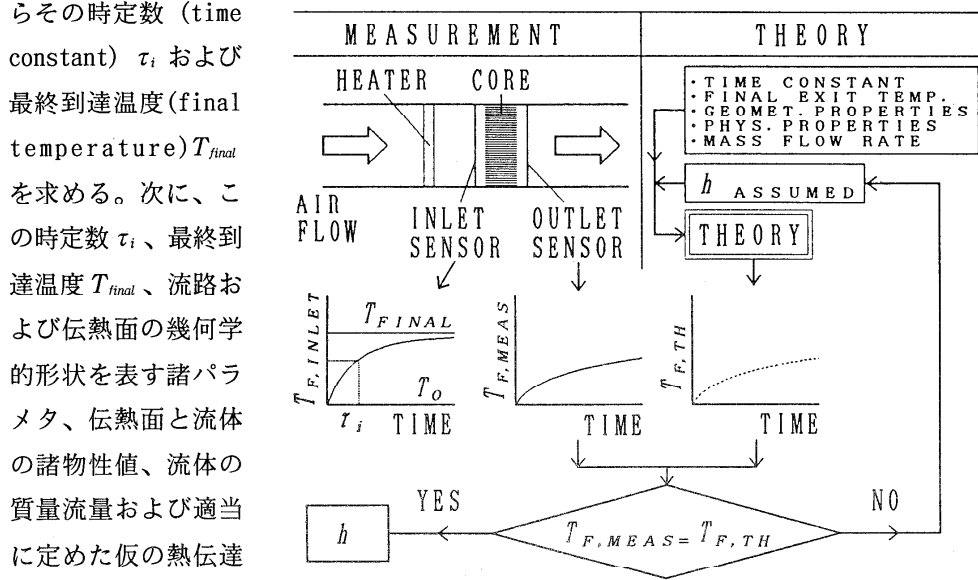


図8 熱伝達率を求める手順

式(4)および(5)から

コア出口温度の応答曲線を求め、実測されたコア出口温度応答曲線と直接比較する (direct curve matching method)。その結果、両者が一致すればその時用いた h_m を求める熱伝達率とし、一致しなければ h_m の値を変え、両者が一致するまで計算を繰り返す。両者の一致に対する判断基準は、次ぎのようにした。時間 $0 \sim \tau_i$ の間を5等分し、各時刻 $\theta_n = n(\tau_i / 5)$ ($n = 1, 2, \dots, 5$) において、コア入口温度の実測値および計算値をそれぞれ、 $T_{f, exp}$ および $T_{f, th}$ とするとき、 n によらず

$$|T_{f, exp} - T_{f, th}| / T_{f, exp} < 0.03$$

が成り立つとき両者が一致したとみなす。

4-3 測定結果の例および考察

本熱伝達率測定システムの健全性を調べるために、図9に示すような板厚 $t=0.5$ mm、幅 $b=200$ mm、流路方向長さ $L=300$ mm のアルミニウム平板をピッチ $a=4.35$ mm で並べた平行平板群を実験に供した。熱伝達および圧力損失特性の測定結果を、それぞれ Colburn 伝熱研究 Vol. 29, No. 112

の j 因子 $j = Nu / (Re Pr^{1/3})$
 と Reynolds 数 $Re = ud_h / \nu$
 および Fanning のまさつ損失
 係数 f と Re との関係で整理し
 たものが 図10 である。図中
 には、Mercer [19] の式 (平行平板
 間入口領域での層流熱伝達率の
 理論式)、Kays & Crawford
 [20] および Gnielinski [21] の
 式 (いずれも発達した円管内乱
 流熱伝達率の経験式)、
 Lundgren [22] の式 (矩形流路
 内層流助走域でのまさつ損失係

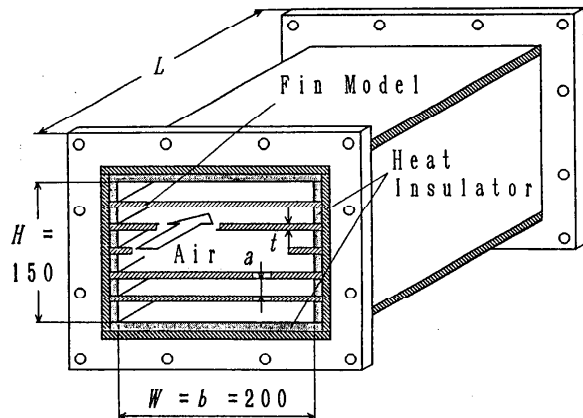


図9 供試平行平板群伝熱面

数の理論式) および Blasius の式 (発達した乱流域でのまさつ損失係数の経験式) が併記されている。図より以下の事柄が分かる。

- (1) Re が小さいところでは f および j の実験結果はいずれもそれぞれの層流理論値と非常によく一致している。
 - (2) $Re = 3000 \sim 5000$ 付近に f および j とも遷移域が現れている。
 - (3) 乱流域においても f および j の測定結果はそれぞれの経験式とおおむね一致している。
- 以上のことから、本計測システムは十分な精度で伝熱面の熱伝達および圧力損失特性を評価し得ることが示される。

そこで次に、実機への応用の一例として、実用されているルーバードフィンの性能を本計測システムを用いて評価することを試みた。図11に、ルーバードフィンの構造を模式的に示す。供試コアは、テスト流路内にフィン部のみを薄板を介して積層することにより構成されている。このような実機フィンの性能測定結果の一例が 図12 である。1点のデータ (一つのレイノルズ数

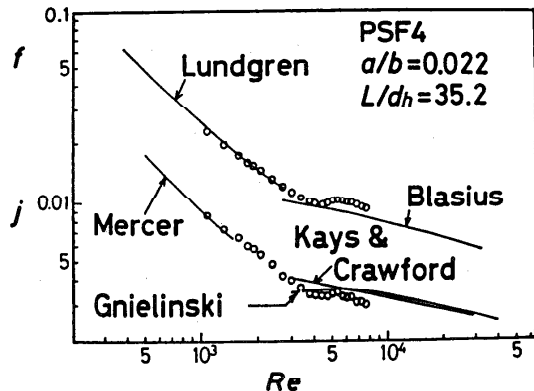


図10 平板群伝熱面についての測定結果

に対する f および j) を求めるのに要する時間 (ヒーターのスイッチを入れてから結果がでるまで) は、条件にもよるが、概ね3分程度である。オペレーターはヒーターのスイッチボ

Louvered fin core geometry

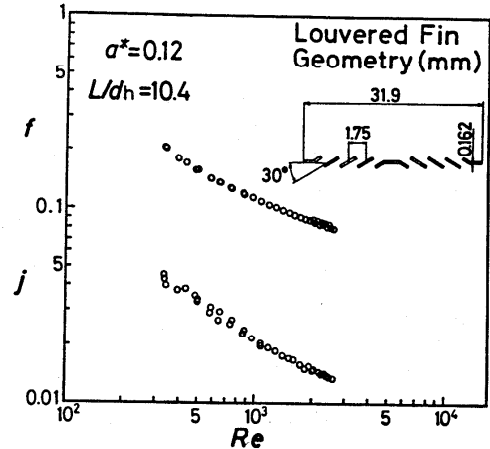
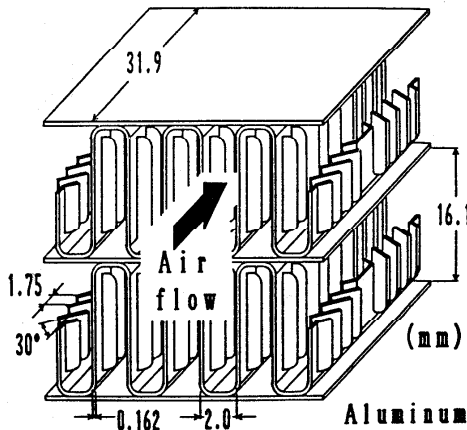


図11 ルーバーフィンを有するテストコア 図12 ルーバーフィンの性能測定結果例

タンを押すだけで、3分程度後には自動的にかなり測定精度の高い熱伝達率がプリントアウトされるゆえ、本計測システムは時間的、労力的に極めて魅力のある計測システムといえよう。現段階では、コンピュータ言語にBASICを用いているが、これを機械語 (machine language) に変えれば、処理速度は大幅に上昇する事は言うまでもない。

5. おわりに

非定常法においては、測定データから熱伝達率を算出するための演算量は一般にかなり膨大なものとなる。最近のように高速大容量のコンピューターを自由に使えなかった一昔前には、その処理は大型コンピューターに頼らざるを得なかった。それゆえ、測定データを一度計測システムより外に取り出し、それを新たにコンピューターに入力するという手間を掛けなければならなかった。この点が、非定常法がその数々の利点にも関わらず従来広く用いられるようにならなかった理由の一つであった。しかし、最近のコンピューターの高速大容量化にともない、本稿に示した例からも分かるように、データ処理はパーソナルコンピューター程度の小型コンピューターによっても可能で、しかもその低価格化にともないオンラインで計測システムに組み込むことができるようになってきている。このような状況の下で、迅速・簡便でしかもかなり高い精度で結果を得ることができる非定常法は、省力化の観点から今後一つの有力な伝熱面性能測定手法になり得るものと考えられる。

本文において用いた記号

A : 伝熱面々積, m^2

A_c : コア最小流路断面積, m^2

a : プレート間隔, m

伝熱研究 Vol. 29, No. 112

$$a^* = a/b$$

b : 流れに直角方向の平板幅, m

$$b_1 = (v_f/A_c)b_2$$

$$b_2 = m_s c_s / m_f c_f$$

c : 定圧比熱, J/(kgK)

D_h : 流路の等価直径, m

f : ファニングのまさつ係数

h : 熱伝達率, W/(m²K)

j : コルバーンの熱伝達因子

L : テストコアの流れ方向の長さ, m

m : 質量, kg

m_f : 流体の質量流量, kg/s

$$Ntu = hA/m_f c_f$$

Nu : ヌセルト数

Pr : プラントル数

Re : レイノルズ数

t : 平板板厚, m

T : 温度, K : T_0 : 初期温度 : $T_{f,i}$: 入口流体温度

$$T^* = (T - T_0) / (T_{f,i} - T_0)$$

$$t^* = Ntu / b_1$$

v_f : コア内で流れ方向の単位長さ当りに流体が占める体積, m³/m

W : テストコア幅, m

x : 流れ方向の座標, m, ($x=0$ および $x=L$ はそれぞれコアの入口および出口に対応)

$$x^* = Ntu \cdot x / L$$

η, ξ : 助変数, 無次元

θ : 時間, s

$$\theta^* = \theta / \tau_{sys}$$

μ : 粘性係数, Ns/m²

ν : 動粘性係数, m²/s

ρ : 密度, kg/m³

τ_i : 入口流体温度の時定数, s

$$\tau_{sys} = m_s c_s / hA, s$$

添字

e : 出口

- f : 流体
 i : 入口
 o : 初期定常状態
 s : 固体壁
 ∞ : 十分発達した状態

参考文献

- [1] T.E.W.Schumann, "A Liquid Flowing Through a Porous Prism," J. Franklin Inst. 208, 405 - 416 (1929)
- [2] G.L.Locke, "Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Porous Solids," Report No. TR - 10, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California, 1, June (1950)
- [3] P.F.Pucci, C.P.Howard and C.H.Piersall, Jr., "The Single - Blow Transient Testing Technique for Compact Heat Exchanger Surfaces," Trans. ASME, J. Eng. Power 89, 29 - 40 (1967)
- [4] G.F.Kohlmayer, "Analytical Solution of the Single - Blow Problem by a Double Laplace Transform Method," Trans. ASME, J. Heat Transfer 90, 176 - 178 (1968)
- [5] G.F.Kohlmayer, "An Indirect Curve Matching Method for Transient Matrix Heat - Transfer Testing in the Low NTU - Range," Int. J. Heat Mass Transfer 11, 567 - 581 (1968)
- [6] J.R.Mondt and D.C.Siegla, "Performance of Perforated Heat Exchanger Surfaces," Trans. ASME, J. Eng. Power 96, 81 - 86 (1974)
- [7] C.Y.Liang and Wen - Jei Yang, "Modified Single - Blow Technique for Performance Evaluation on Heat Transfer Surfaces," Trans. ASME, J. Heat Transfer 97, 16 - 21 (1975)
- [8] 藤掛賢司 : コルゲーティッドフィン付き熱交換器の研究 (第2報、ストレートフィンの性能と統一的整理)、日本機械学会論文集 (第2部), 43, 241 - 249 (1977)
- [9] T.Senshu, T.Hatada and K.Ishibane, "Surface Heat Transfer Coefficients of Fins Used in Air - Cooled Heat Exchangers," Heat Transfer - Japanese Research 8, 16 - 26 (1979)
- [10] R.S.Mullisen and R.I.Loehrke, "A Transient Heat Exchanger Evaluation Test for Arbitrary Fluid Inlet Temperature Variation and Longitudinal Core Conduction," Trans. ASME, J. Heat Transfer 108, 370 - 376 (1986)

- [11] S.Mochizuki, Wen - Jei Yang, Y.Yagi and M.Ueno, "Heat Transfer Mechanisms and Performance in Multiple Parallel Disk Assemblies," Trans. ASME, J. Heat Transfer 105, 598 - 604 (1983)
- [12] S.Mochizuki and Wen - Jei Yang, "Performance Evaluation on Rotating Disk Assemblies by Automated Transient Testing Method", Heat and Technology, 4, No.2, 1986
- [13] 八木良尚、望月貞成、伊藤達哉、郷 宣昭: 改良シングルブロー法による熱交換器伝熱特性迅速測定システムの開発、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集 2, 202 - 204 (1988)
- [14] S.Mochizuki, Y.Yagi and Wen - Jei Yang, "Advances in Single - Blow Method for Performance Evaluation of Heat Transfer Surfaces," Pro. of 2nd Int. Symp. on Heat Transfer 1, Beijing, China, 284 - 291 (1988)
- [15] 八木良尚、望月貞成、原 拓実: 改良シングルブロー法の開発 (伝熱面内の流路方向熱伝導の影響)、第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集 2, 514 - 516 (1988)
- [16] 八木良尚、望月貞成: 改良シングルブロー法の開発 (平行平板群への適用による本測定法の検証)、第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集 2, 517 - 519 (1988)
- [17] E.M.Sparrow and F.M.De Farias, "Unsteady Heat Transfer in Ducts with Time - Varying Inlet Temperature and Participating Walls," Int. J. Heat Mass Transfer 11, 837 - 853 (1968)
- [18] J.H.Stang and J.E.Bush, "The Periodic Method for Testing Compact Heat Exchanger Surfaces," ASME Paper 72 - WA/HT - 57 (1972)
- [19] W.E.Mercer et al., "Laminar Forced Convection in the Entrance Region Between Parallel Flat Plates," Trans. ASME, J. Heat Transfer 89, 251 - 257 (1967)
- [20] W.M.Kays and M.E.Crawford, "Convective Heat and Mass Transfer," (book) 2nd edition, McGraw - Hill, New York (1980)
- [21] V.Gnielinski, "New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow," International Chemical Engineering 16, 359 - 367 (1976)
- [22] T.S.Lundgren, E.M.Sparrow and J.B.Starr, "Pressure Drop Due to the Entrance Region in Ducts of Arbitrary Cross Section," Trans. ASME, J. Basic Engineering 86, 620 - 626 (1964)

白いセラミックスの熱ふく射性質

牧野俊郎(京都大・工)

はじめに 伝熱のふく射物性研究についてはいくつかのレビューがあった[1,2]。その主題はおもに工業装置における伝熱に関するものであるが、一方、そこにはレビューされないふく射物性の最近の話題として、'遠赤外'商品に関するものがある。その商品はおもにわれわれの日常生活に関するものであり、話題の存在はむしろ社会現象である。解説書が書店の新刊書コーナーに並び、あるいはこの問題を検討する委員会[3,4]が設置されている。

その話題はおおむねつぎのようなものである。よい加熱器があって、その加熱器は'遠赤外'線を強く放射する。その加熱器の多くは白いセラミックスを表面加工したものである。'遠赤外'線は、食品をおいしくしその鮮度を保ち、あるいは人体をより健康にする'効果'を与える。それゆえ'遠赤外'線はすぐれてよいものであり、'遠赤外'は新しい商品分野となる。

この種の話の多くに特徴的なことは、'効果'がきわめて大きいとされることである。物理的なメカニズムの説明はないことが多いが、あるときにはセラミックスのスペクトル特性が強調される。しかし、その説明は概してその一部以上が耳なれない。'遠赤外'線の'効果'があるとすれば'遠赤外'線はまず被加熱体によく吸収されなければならないが、適切なふく射性質のデータは示されない。また、それ以前にふく射伝熱がよく理解されていないようである。そして、'遠赤外'の話題の多くは、仮にその'効果'を疑わないにしても、ふく射伝熱ではない他の伝熱のモードにより強く関係するものである。

本稿では、この話題に関して伝熱のふく射物性の実験研究の側から意見を述べ、問題を整理したい。まず、ふく射伝熱と遠赤外という2つのことばについて述べる。ことばの障害が問題を混乱させている側面があるからである。ついで、話題になる白いセラミックスのふく射性質についてなされる耳なれない議論の要点をふく射物性のことばに翻訳する。白いセラミックスのふく射性質の概要を示し、その実験研究法についてレビューする。

a. ふく射伝熱 ふく射伝熱の用語の理解が混乱の要因になることがあるが、これには2種類ある。いちいち定義して書けば済む性質のものと基本的な理解に関するものである。'ふく射'か'放射'か、遠赤外の波長の範囲は、などというのは前者に属する。本稿では、簡単のために、'ふく射'は'radiation'の意味に、'放射'は'emission of radiation'の意味に用いることにする。したがって、古典的に言ってふく射は電磁波あるいは広い意味の光と同義語である。遠赤外域は、誘電体の格子振動吸収の起こる赤外域であり、真空中でのふく射の波長でいって

10 μm 以上の程度を指すものとする。遠赤外物理の遠赤外域は50 μm 以上を指し、話題の'遠赤外'域は 3 μm 程度までを含み あまり高くない温度の黒体ふく射の波長域であるので[4]、違いには注意しなければならない。

このような用語の定義の問題とは別に、ふく射伝熱という現象が基本的に理解されていないことも確からしい。この点に気づかれるのは'熱が放射される'という表現に接するときである。言うまでもないが、熱(heat)とふく射(radiation)とは 別のものである。熱からふく射への変換がふく射の放射(emission of radiation)であり、ふく射から熱への変換がふく射の吸収(absorption of radiation)である。<熱→ふく射→熱>の2度のエネルギー形態の変換とふく射輸送を経て、結果的にある位置にあった熱のエネルギーが他の位置の熱のエネルギーになる。この間接的な熱の伝搬現象が ふく射伝熱(radiative heat transfer)である。伝熱の分野のふく射は可視~遠赤外の広い波長域のものからなるが、このうち赤外とりわけ赤外長波長域のふく射は物質に吸収されて熱に変換されやすい。この意味で、また、熱から変換を受けたふく射であるという意味で、赤外のふく射を熱ふく射という。ふく射は熱ではないし、熱が放射されることもない。

b. セラミックスの分類 本稿でセラミックスのふく射性質を論じるには、可視域での性質あるいはわれわれの目にどう見えるかに応じて、これを3つのグループに分類しておくのがよい。第1のものは、アルミナ(Al_2O_3)、ジルコニア(ZrO_2)などの白いセラミックスである。第2のものは、窒化珪素(Si_3N_4)、炭化珪素(SiC)などの黒いセラミックスである。第3のものは、金属光沢を示し電気伝導性の高い炭化チタン(TiC)、窒化チタン(TiN)などの金属的なセラミックスである。この分類は、可視域でのふく射性質を支配する3つの要因に対応する。散乱性と吸収性とそして強い金属的な吸収性である。ふく射伝熱には上述の広い波長域のふく射が関係するが、このように分類すると、この広い波長域でのふく射性質の概要は推察できる。

c. 白いセラミックス 図1に白いセラミックスのふく射性質の概要を示す。可視から近赤外にかけての短波長域では、吸収が弱く半透過的であり散乱が支配的な現象となる。近赤外か

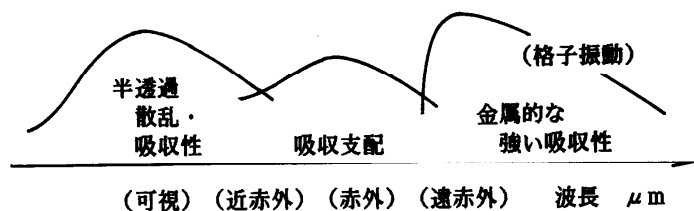


図1 白いセラミックスのふく射性質の概要

ら赤外にいたる波長領域では、吸収が増加しそれは支配的な現象となる。格子振動吸収帯のある遠赤外域では吸収は金属的に強い。黒いセラミックスのふく射性質は、図の吸収支配の領域が可視域に及んだものと理解すればよい。ただし、この吸収は白いセラミックスの吸収支配域のものに比べて強く、金属的に強い格子振動の吸収帯は依然として遠赤外域にある。金属的なセラミックスでは、可視～遠赤外の全波長域で吸収は金属的に強い。その強吸収は伝導電子吸収である。

ところで、'遠赤外'の話題のセラミックスの多くは白いセラミックスである。その伝熱に関する部分の説明はつぎのとおりである。従来のふく射加熱器では1000 K以上の高温の金属線が用いられたので、そのふく射のエネルギーのかなりの部分が赤外の短波長域にあった。一方、被加熱体はより長い波長のふく射をよく吸収する。それゆえ、加熱効率を向上するには加熱体の温度は低い方がよいし、無駄な短波長のふく射は放射しないものがよい。その意味で白いセラミックスは強い波長選択性をもつので、加熱体と被加熱体の波長マッチングを計るに最適である。この説明には効率の考え方やふく射加熱の是非についての議論が欠けているが、とにかくここではふく射の半透過散乱吸収性に注目して、白いセラミックスのふく射性質を考える。この半透過散乱吸収性は、図1の第1の波長域のみならず吸収支配域でも重要である。また、'遠赤外'の話題に含まれる耳なれなさはこの半透過散乱吸収性の理解に関係する。それ故、以下には、半透過性、吸収性、散乱性のそれぞれについて簡単な話題を挙げて説明する。

d. ふく射の半透過性 まず、半透過性に関する話題を挙げる。述べたいのは、半透過性媒質についてのデータには試料の厚さや基板が明示されるべきであることである。'遠赤外'のデータの多くはこの点があいまいである。白いセラミックスはふく射を散乱するが、ここでは簡単のために散乱性はない物質について極端な場合を考える。吸収が弱い半透過性の物質では、入射したふく射はあまり減衰することなく物質の内部に入る。このとき、厚さや媒質の基板(あるいは裏側にあるもの)についての考慮がないと、つぎのような議論が可能になる：“ガラスの可視域での屈折率 n は $n=1.5$ の程度であり、吸収係数 K は $K \rightarrow 0 \text{ m}^{-1}$ と近似されるので、垂直反射率 R は、 $R=(n-1)^2/(n+1)^2=0.04$ 、垂直吸収率 A は、 $A=1-R=0.96$ 、である。それゆえ 可視域のガラスの垂直放射率は1に近い。” これは極端な例ではあるが、厚さや基板が明示されないすべてのデータは、要するにこれと同じ評価を受けてよい。

e. ふく射吸収性 つぎに、吸収性に関する話題を述べる。簡単のためにふたたび散乱性はないものとするが、こんどは厚さや基板も明示する。すなわち、厚さが d の層が真空あるいは $n=1$ とみなせる空気中にあるとする。その系の(真空中で)の波長が λ のふく射に対する 垂直反射率 R と垂直吸収率 T は、多重反射を考慮して、式、

$$r=\{(n-1)^2+k^2\}/\{(n+1)^2+k^2\}, \quad k=K\lambda/(4\pi), \quad (1)$$

$$R=r+r(1-r)^2\exp(-2Kd)/\{1-r^2\exp(-2Kd)\}. \quad (2)$$

$$T = (1 - r)^2 \exp(-Kd) / \{1 - r^2 \exp(-2Kd)\}, \quad (3)$$

で計算される。このとき垂直吸収率Aは、 $A = 1 - R - T$ 、であり、熱平衡条件の下でAは垂直放射率に等しい。図2は、この式を用い、 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 、 $n = 2$ 、 $d = 10\text{mm}$ 、として計算した吸収係数Kと吸収率Aの関係を示すものである。このとり扱いは、ここでは本質的でない細部を除いて、妥当である。ところで、吸収が強いというのは吸収係数Kが大きい

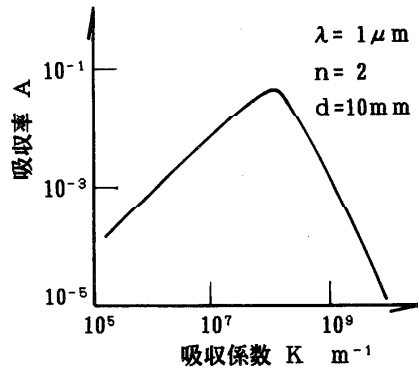


図2 固体の吸収係数と吸収率の関係

いことであるが、図2ではKが大きいほど吸収率Aが大きくなることはない。説明はつぎのとおりである。吸収の強さはふく射のエネルギーが媒質の単位厚さあたりに吸収される割合をいい、それは吸収係数Kで表される。一方、吸収率Aは具体的な厚さと基板をもつ系に入射したふく射がその系に吸収される割合をいう。吸収が弱い場合は、吸収が強くなるにしたがって吸収率は増すが、吸収がある程度以上大きくなると、吸収が強くなるほど吸収率は減少する。この点を納得するには金属の赤外吸収はきわめて強いがその吸収率は小さいことを思い出せばよい。ここでは、'遠赤外'の話題において見られる説明のうち、セラミックスは'遠赤外'吸収が強いから'遠赤外'の吸収率や放射率が高い という議論は 適切でないことを強調する。

f. ふく射散乱性 白いセラミックスのふく射散乱性に関しては、実験法の話柄を挙げる。セラミックスは多種多様であり個々の材料についてのふく射性質のデータはないので、放射率あるいは吸収率を知るための実験がなされるが、便利な放射率スペクトル測定器は市販されていない。そこで、反射率と透過率を測ってその結果から吸収率を知るという方法がとられることがある。ふつうの分光光度計にも反射率や透過率の測定用の付属装置は準備されているからである。その測定は多くの場合、原理的に図3に示すようなものである。説明書によれば、

$$(\text{反射率}) = v_r / v_0, \quad (\text{透過率}) = v_t / v_0, \quad (4)$$

であり、多くの教科書には、限定なしで、

$$(\text{反射率}) + (\text{透過率}) + (\text{吸収率}) = 1, \quad (5)$$

であるとある。それ故、式(4)の反射率と透過率を得て これらを1から引き、吸収率を求める。これはもちろん正しくない。

$$(\text{反射エネルギー}) + (\text{透過エネルギー}) + (\text{吸収エネルギー}) = (\text{入射エネルギー}), \quad (6)$$

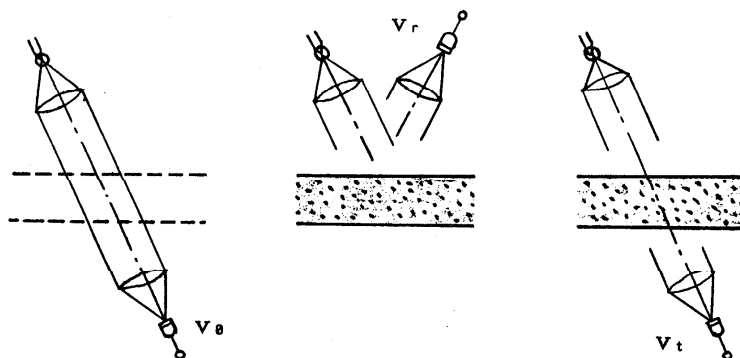


図3 半透過散乱吸収性媒質の反射率と透過率

であるが、しかし、反射率・透過率・吸収率は、その定義を適切に選ばない限り、一般に、
 $(\text{反射率})+(\text{透過率})+(\text{吸収率})=1$ ， ではない， (7)
 からである。

白いセラミックスの可視～赤外域では、表面が光学的になめらかな場合にもふく射は拡散反射・拡散透過される。したがって、その反射や透過のエネルギーの一部を測定しても吸収率には結びつかない。ただし、式(4)の反射率や透過率も 反射率や透過率と呼んでよいし、非散乱性の物質の光学鏡面板では これらの反射率や透過率も式(5)を満たす。また、対象が拡散反射・拡散透過性の物質であっても、式(5)の 反射率や透過率のスペクトルにもその物質の情報は含まれるので、そのスペクトルはたとえば化学分析には有効である。ただ、吸収率を定量的に求めるのに適切でないことに注意しなければならない。

g. ふく射性質の概要 議論を進めるために、白いセラミックスのふく射性質についてより詳しく解説する。図4に 例として、高密度のアルミナ焼結体の光学鏡面平行平板の 垂直入射に対する 正反射率 R_{NN} 、半球反射率 R_{NH} 、正透過率 T_{NN} 、半球透過率 T_{NH} 、吸収率 A_N のスペクトル[5]を示す。 $R_{NH}+T_{NH}+A_N=1$ ， であり、熱平衡条件の下では A_N は 垂直放射率 ϵ_N に等しい。図5は 同様の平板が金属基板上にある系のものである。この場合 透過はないので、 $R_{NH}+A_N=1$ ， である。これらの図のスペクトルは実験研究に基づいて系統的に計算したものである。大ざっぱに言って、可視・近赤外域では白く、赤外域では波長の増加とともに黒くなり、遠赤外域では金属的に反射が強い。

第1の領域では、このセラミックスは典型的な半透過散乱吸収性媒質である。吸収性が小さく入射するふく射は内部に入り、材料がかなり厚くないときにはふく射の一部は材料を透過する。また、内部の非均質構造のためにふく射は散乱される。この散乱現象は高純度・高密度の材料でも起こる。内部では、ふく射の波長の程度の大きさの透明な単結晶の結晶粒がたがいに

異なる結晶面をもって他の結晶粒と接するが、結晶はその方位に応じて異なる屈折率をもつため、この粒界でふく射は回折されて散乱ふく射となる。それ故、表面が光学鏡面であっても、ふく射は拡散反射される。吸収性が小さくても有限であるので厚い材料ではこの吸収が放射の原因となる。内部で放射されたふく射は、散乱され吸収されながら外部に出て材料の放射となる。この第1領域はざっと言って $3\mu\text{m}$ 程度までの短波長域である。

波長のより長い赤外域には強い吸収帯がある。その原因はひとえに誘電体の格子振動であるが、巨視的なふく射性質について述べるときには、吸収帯の中央部の第3領域とその周辺部の第2領域を分けて考えるのがよい。すなわち、第2領域では、吸収が増加し内部散乱の効果は薄れるが、吸収は金属的には強くないので、定量的な評価のためにはこれを無視できない。表面反射は第1領域におけるとほぼ同様である。そこでは高い吸収率・放射率が実現する。一方、吸収帯の中央部の第3領域では、吸収が金属的なまでに強いために、入射するふく射は表面で強く反射され、表面を透過した残りのふく射も表面のごく近傍で吸収される。そのため、この領域では反射率が高く吸収率・放射率はむしろ低い。透過性のないこの領域では、内部の非均質構造の影響は巨視的な特性には現れず、セラミックスの性質もそれを構成する物

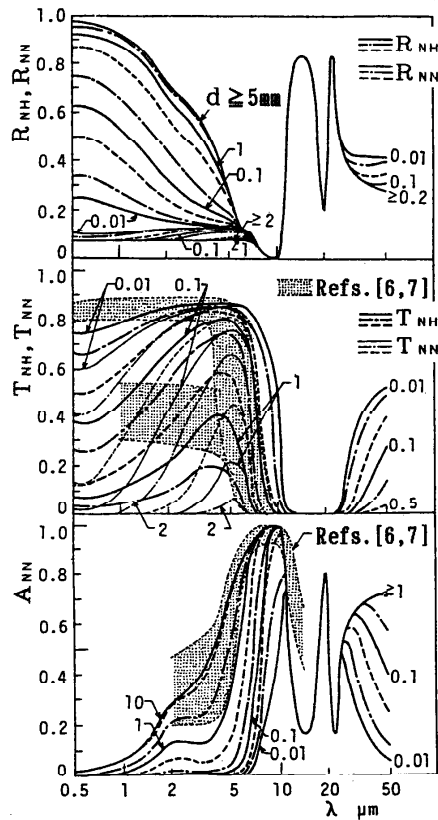


図4 アルミナ焼結体平板の反射率・透過率・吸収率

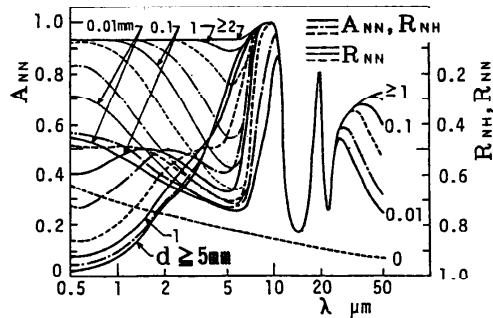


図5 金属基板上のアルミナ焼結体平板の反射率・吸収率

質の単結晶の性質と大差のないものになる。その光学鏡面はふく射を鏡面反射する。

第1・第2の領域のふく射物性は、屈折率、吸収係数、散乱係数のスペクトルで代表される。第3の領域のふく射物性は、光学定数のスペクトルで代表される。これらのスペクトルの温度依存性は小さい。また、セラミックスは多種多様であるが、その化学組成や非均質構造の多様さがふく射性質に及ぼす影響は、厚さや基板の影響ほどには大きくない。非均質構造の影響は透過性の大きい第1領域においてもっとも明らかに現れるはずであるが、それは、たとえば図4の影部の範囲の程度である。この影部はデータ集[6,7]における多種の厚いアルミナ材料の値の散らばりの範囲を示すものであり、透過率についての明瞭な2つの影の帯は高密度の材料と多孔質の材料に対応する。材料の多様さを考えると、ふく射性質の多様さはむしろ小さいと言える。

‘遠赤外’の話題のために強調すべきことは、もっとも高い吸収率・放射率が実現するのは吸収がもっとも強くはない第2領域においてであることである。また、その領域でも半透過性はまだ強いことである。研究の側からすれば、セラミックスのふく射性質は厚さや基板にも敏感に依存するので厄介であると同時に、これらを適切に選ぶことによって吸収率や放射率のスペクトルをコントロールできるということでもある。

h. ふく射物性の研究の考え方 白いセラミックスのふく射性質をより詳しく個々の材料について調べるためには実験を要するが、それには2つの考え方がある。ふく射性質が図4, 5におけるように厚さや基板に強く依存するとすれば、これらの図が系統的につくれるような材料に固有の物性値スペクトルの研究が重要であることは言うまでもない。これは基礎研究の考え方である。ただし、この場合には研究体制と時間が必要である。一方、多様で雑多な材料のそれぞれに物性値を求める余裕はないことが多く、また、精度よりもより早くこの材料のこの厚さの場合の吸収率や放射率のスペクトルを得たい場合も多い。これは簡易測定の考え方である。ふく射性質の測定法には反射や透過を測定する方法と放射を測定する方法とがあるが、この2つの考え方のいずれをとるかに応じて、反射・透過の計測あるいは放射の計測が選ばれる。

i. 反射率測定とふく射物性研究の方法 ここでは代表的に反射率の測定について述べるが、議論は透過率についてもほぼ同様である。反射率測定では、光学系の工夫の幅が広く多角的な測定が可能であり、とくに後述のような解析を行って物性値のスペクトルを求めるための実験にはよい。また、実験の容易さに関して、反射率測定には、(放射率測定の場合に比べて)高温の試料の温度(分布)を厳密にしなくてもよい、試料の反射と高温の試料や背景からの放射は入射光を(交流)断続光とすれば分離できる、などの利点もある。ただし、試料へのふく射の入射については注意が必要である。試料はふく射を透過し内部で散乱するので、試料の表面に平行な方向にもふく射密度の分布が生じやすい。それ故、十分に広いふく射束を入射し試料の中央部のみを測定の対象とするように工夫しなければならない[8]。もちろん、測定の対象

とする放射率は、明確に定義され半球放射率や放射率の評価につながるものでなければならない。図3に示した例の放射率をそのまま式(5)に用いれば吸収率は十分に over-estimate され、散乱性媒質はつねに高い放射率をもつとされる。

実際に測定された例のある明確な放射率[9]としては、垂直入射-半球放射率 R_{NH} 、半球等強度入射-垂直放射率 R_{HN} がある。 R_{HN} は Helmholtzの相反則を通じて R_{NH} に等しい。垂直入射-半球透過率を T_{NH} 、垂直入射-吸収率を A_N として、

$$R_{NH} + T_{NH} + A_N = 1, \quad (8)$$

である。これらの'率'は式(5)を満たし 分光量であるので、Kirchhoffの法則は適用できる。吸収率 A_N は 熱平衡条件の下で垂直放射率 ϵ_N に等しい。半球等強度入射-半球放射率や半球等強度入射-半球透過率がスペクトル測定できれば、それは 伝熱の 半球等強度入射-吸収率や半球放射率に直結するのでさらに望ましいが、厳密な実験研究の例はない。

垂直入射-半球放射率 R_{NH} 、半球等強度入射-垂直放射率 R_{HN} は、回転楕円体面鏡法[10]、回転放物面鏡法[11]、2つの回転放物面鏡を用いる方法[12]で測定された。比較的ゆきわたった放射率測定法[13-15]に積分球法や黒体空洞内設置法(Gier-Dunkleの方法)などがあるが、このうち、積分球法では放射率の定義があいまいであり、黒体空洞内設置法では試料の自己放射が分離できないので高温の試料には不向きである。

基礎研究のためには、ふく射性質のモデルを前提として、いく種類か厚さの試料について放射率や透過率を測定し解析するのがよい。モデルはふく射流束モデルや格子振動分散のモデルなどの簡単なものがよい。ただし、モデルに基づいて求めたモデルの物性値はそのモデルとともに用いなければならない。このとき、簡単なモデルもよい予測性を示す[2]。

j. 放射率の測定 放射率は、試料の放射を疑似黒体の放射と比較する黒体比較法で直接にも測定される。その放射率は おもに垂直放射率 ϵ_N である。試料と疑似黒体の温度をそれぞれ T_S と T_B 、計測器の出力をそれぞれ v_S と v_B 、疑似黒体の垂直放射率を ϵ_B として、 ϵ_N は 式、

$$\epsilon_N(\lambda, T_S) = \epsilon_B v_S(T_S) [\exp\{c_2/(\lambda T_S)\} - 1] / (v_B(T_B) [\exp\{c_2/(\lambda T_B)\} - 1]),$$

で決定される。ここで、 c_2 はPlanckの第2放射定数である。

この方法は原理が簡明である点でよいが、白いセラミックスの場合、実は実験がむづかしい。これはおもに試料の温度条件の設定のむづかしさである。放射率のスペクトル測定のためには試料はある程度高温でなければならないが、試料の炉中加熱は現実的でない。それは、試料の表面が絶対零度の黒体とみなせる空間に面しているか、あるいは 周囲から入射するふく射や、試料と周囲との間の(多重)反射の寄与が適切に評価されることが条件となるからである。試料が非透過性のものであれば試料は裏面から加熱できるが、白いセラミックスではふく射が透過するので、この方法をとる場合にはその透過分が適切に評価されることが必要になる。基板つきの試料について基板こみの放射率を求めるのはひとつの方法であるが、この場合にも試料の

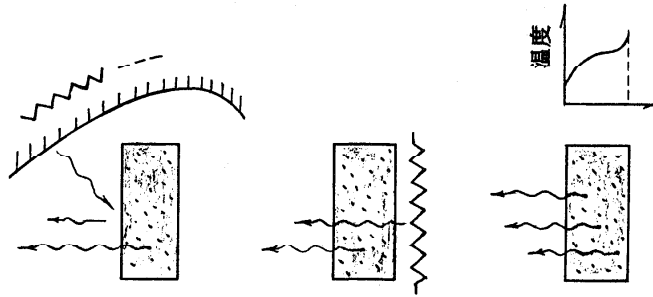


図6 半透過散乱吸収性媒質の放射率測定における誤差要因

内部からの放射のとり扱いには工夫を要する[16]。セラミックスは熱伝導率が小さく試料内に温度分布ができやすいので、測定される放射はなん度の放射かの評価が必要になるからである。図6は、これらの点でよくない測定の例を示すものである。'遠赤外'の話題に現れる放射率スペクトル測定系の多くはこれらの欠陥をもち、その結果、放射率は over-estimate されやすい。この意味でも、'遠赤外'放射体の高い'遠赤外'放射率はよく検討しなければならない。

さて、この議論によれば、放射率の測定は簡易測定にも適当でないようであるが、それはスペクトル測定を前提とするからである。波長選択性が強いセラミックスの全放射率はあまり意味がないが、問題はトータルかスペクトラルかの二者択一ではない。

k. 簡易測定法の考え方 簡易測定をねらうとして、測定された放射率スペクトルの利用法を考えると、多くの場合、スペクトルは一二の数字に置き換えられるか、せいぜい波長帯域モデルの方法[9]で処理されることになるようである。塗料や有機液体の乾燥工程における加熱体と被加熱体の波長マッチングの問題についても状況は似ている。この場合、被加熱体の赤外吸収帯はシャープであるが、セラミックスの放射率スペクトルはそうではない。それならば、実験で求めるのも、たとえば $\lambda=5\sim 10\mu\text{m}$ のある程度広い波長帯域についての放射率でも十分であるはずである。最近の赤外計測器は、波長帯域フィルタの程度の分光ならば、分光過程を経ても室温の物体の放射を十分に検知する。 -50°C までの温度を測定できるとする放射温度計も市販されている。セラミックスのふく射性質の温度依存性は大きくないし、室温からあまり高くない温度では高温の場合に比べて試料の温度制御ははるかにやさしい。これは簡易測定法のための提案である。

最後に、さきにc.項で紹介した白いセラミックスの波長選択性の説明に関連して、その選択性は この'遠赤外'の話題にとってはたして重要か という疑問を述べる。エネルギー効率が放射体の評価の基準になる場合、放射体の温度があまり高くないのは有利であろう。しかし、

同時に波長選択性も重要であるか否かについては 具体的な検討を要するものとおもわれる。Planck分布のほとんどの部分が近赤外よりも長い波長域にある場合、灰色のでもとにかくその波長域で放射率の高い放射体はよい放射体でありうるからである。たとえば 黒いセラミックスはよりよいものであるかもしれない。類似の検討が、かつて太陽エネルギー選択吸収面の開発に際して多くなされた経緯がある。

おわりに 本稿では、白いセラミックスに関する'遠赤外'の話題について伝熱のふく射物性の実験研究の側から意見を述べた。議論は放射率と吸収率で評価できる巨視的なふく射物性の範囲に限り、'遠赤外'の'効果'には触れないように注意した。

文献など

- 1) Viskanta, R. and Mengüç, M.P., Appl. Mech. Rev., 42-9(1989), 241.
- 2) Makino, T., Intl. J. Thermophys., 11-2(1990), 339.
- 3) 遠赤外セラミックス技術検討委員会(浜野健也 委員長, 1988), 日本ファインセラミックス協会.
- 4) 赤外線応用技術調査研究委員会(三石明善 委員長, 1989), 大阪科学技術センター.
- 5) 牧野 ほか3名, 機論, 50B-452(1984), 1045.
- 6) Touloukian, Y.S., Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, vols. 4 & 5, Macmillan, (1967).
- 7) Touloukian, Y.S. and DeWitt, D.P., Thermophysical Properties of Matter, vol. 8, IFI/Plenum, (1972).
- 8) Terada, N. ほか3名, Intl. J. Thermophys., 7-5, (1986), 1101.
- 9) Siegel, R. and Howell, J.R. Thermal Radiation Heat Transfer, 2nd ed., Hemisphere, (1981), 40, 334.
- 10) Dunn, S.T. ほか3名, J. Res. Natl. Bur. Stand., C70(1966), 75.
- 11) Shafey, M.H. ほか4名, AIAA J., 20-12(1982), 1747.
- 12) Makino, T. ほか2名, Intl. J. Thermophys., 9-6(1988), 1121.
- 13) Edwards, D.K., Measurement in Heat Transfer, 2nd ed., Eckert, E.R.G. and Goldstein, R.J. eds., Hemisphere, (1976), 425.
- 14) 国友, 放射率の測定, 日本機械学会編, 朝倉, (1986), 60.
- 15) DeWitt, D.P. and Richmond, J.C., Theory and Practice of Radiation Thermometry, DeWitt, D.P. and Nutter, G.D. eds., John Wiley & Sons, (1988), 91.
- 16) Takeuchi, M. ほか3名, JSME Int. J., Ser. II, 31-3(1988), 581.

1. はじめに

ロケットノズルや宇宙往還機再突入時の熱遮断、新素材開発・半導体製造過程で用いられる高温炉や核融合炉壁の熱防御は、今後の重要な技術課題の一つである。現在までに、種々の断熱・熱防御技術が開発されており、それらに関する研究も多い。数千度Kにも及ぶ高温環境に物体が曝されると、一般に、その壁面は強力な熱放射線を受ける。このような高温環境下では熱放射線による壁面の損傷が予想され、また、放射伝熱によって断熱性能も著しく低下する。

著者らは、図1の概念図に示すような、光学的に半透過性で微細構造を有する繊維の集合体や多孔質体の層に、低温のガスを裏面から透過させる場合を考えた⁽¹⁾。前面から照射される熱放射線の大部分は、その表面を透過して多孔質層内部で吸収・散乱されるので、固体表面がそれほど高温にならずに済み、浸透した熱放射線で加熱された多孔質層は、逆流する低温ガスによって効率よく冷却され、加熱されたガスは系外に排出される。

従来のガスを透過しない多孔質層の受動的な断熱法に対して、著者らは、図1のような光学的に半透過性の多孔質層と逆流するガス流によって、能動的に伝熱の制御と熱遮断を行う、能動熱遮断の原理を提唱した⁽²⁾。本稿では、この能動熱遮断の原理とモデル化について論じ、能動熱遮断性能の特性について紹介する。

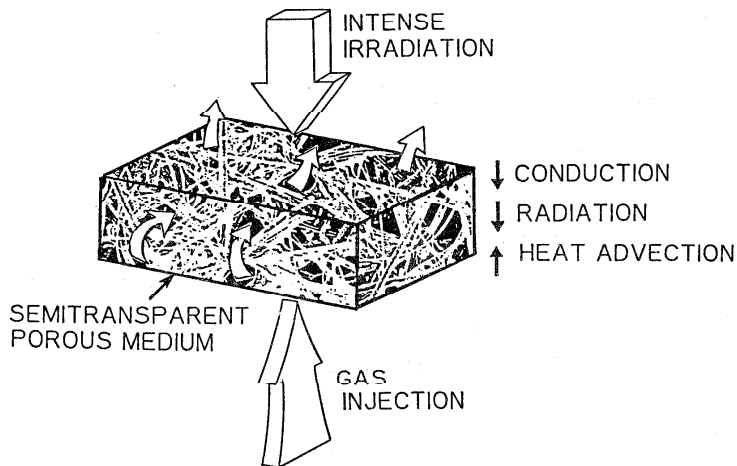


図1 光学的に半透過性の多孔質体を用いた能動熱遮断の概念図

2. 従来の断熱技術と能動熱遮断関連分野

各種の熱遮断技術の中で、一般に使用される多孔質体やグラスファイバーウールなどの繊維の集合体を用いた従来の断熱法は^{(3)・(4)}、低温域では良好な断熱性能と経済性を有するが、層内の自然体流による熱移動が比較的大きい。多孔質体の伝熱に関しては、増岡の詳細な解説⁽⁵⁾があるので参照されたい。最近、極微細繊維の層によって気体分子の平均自由行程程度の空隙を多数作り、ガスによる対流と熱伝導を減少させる手法が、Yarbroughら⁽⁶⁾やChuら⁽⁷⁾によって提案されている。しかし、高温環境下では、多孔質層の熱放射による伝熱が増加し、断熱性能が著しく低下する。

高温に曝される場合の多孔質層の断熱については、Matthewsら⁽⁸⁾が、ジルコニア系の多孔質体に強力な熱放射線を照射した場合の非定常断熱性能を計測している。スペースシャトルの断熱タイルは再突入時の非定常加熱による熱遮断によって構造物を低温に保っているが、再突入時のある一定時間の熱遮断を行うためにはかなり厚い断熱層が必要となる。

膜冷却⁽⁹⁾や、しみだし冷却、アブレーション冷却などの物質移動冷却⁽¹⁰⁾は、熱防御に有効な手段の一つであり、矢野ら⁽¹¹⁾は金属繊維の焼結体と水のしみだしによる防災ロボットの熱防御の基礎研究を行っている。しかし、高温環境下に置かれた物体表面は、強力な熱放射線の照射を受ける場合が多く、吹き出しガスはこの熱放射線をほとんど吸収しないので、固体表面は強力な熱放射線に直接曝されることになる。しみだし冷却に関する研究（たとえばToriiら⁽¹⁰⁾）の多くは、主流と壁面の熱伝達について行われており、しみだし冷却壁内部の伝熱解析はEpifanov⁽¹³⁾やSchuster⁽¹⁴⁾が多孔質体内部の解析を放射伝熱を考慮しないで行っているに過ぎない。

一方、多孔質内の放射伝熱の研究で、越後は、高温ガスを通気性多孔体に流すことによって、熱放射エネルギーを閉じ込める先駆的な原理を提唱し⁽¹⁵⁾、高温熱交換器の伝熱促進⁽¹⁶⁾、低カロリーガス燃焼などの燃焼及び放射伝熱促進^{(17)・(18)}などの幅広い一連の研究を行っている。また、相原ら⁽¹⁹⁾は、小型の太陽炉によって集光した光エネルギーを流動層によって効率よく高温ガスに変換できることを示し、Flamantら⁽²⁰⁾は、固定層によって太陽エネルギーを高温ガスに変換する研究を行った。

3. 能動熱遮断の原理とモデル化

3.1 複合伝熱モデル

本稿では、図2に示すごとく、光学的に半透過性で空隙率が高い多孔質体または繊維体の一次元モデルを考える。多孔質体の前表面は、高温の熱放射線に曝されている。多孔質層の背面から層前表面に向かって低温ガスを質量速度 m_0 で透過し、その流入するガス温度は、 T_2 とする。前面における高温放射熱流束 E_1 は、図2中に示されている特性温度 T_1 で評価する。

従って、多孔質体内の総括熱流束 q_t は、次式で示される。

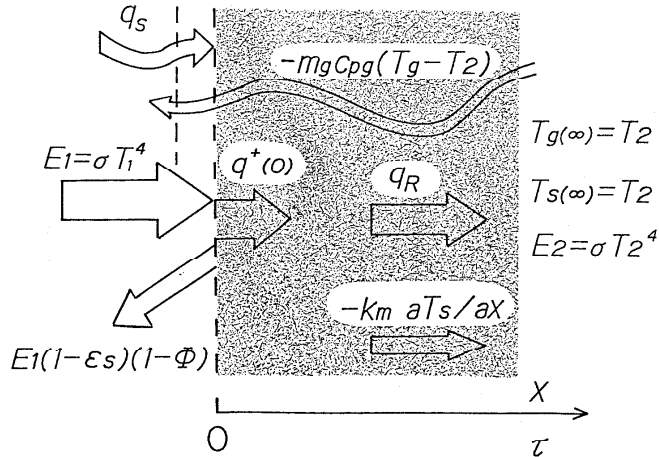


図2 物理モデルと座標系

$$q_t = -k_m \frac{\partial T_s}{\partial x} + q_R - m_g c_{pg} (T_g - T_2) \quad (1)$$

ここで、 T_s 、 T_g は多孔質固体と透過ガスの温度であり、 q_R は放射熱流束、 c_{pg} はガスの比熱、 k_m は多孔質体の熱伝導率である。式(1)中の右辺第1項と第2項は、それぞれ熱流束の伝導成分と熱放射成分を表し正の値であるから、熱は、図2に示すように前面から背面に向かって流れる。一方、右辺第3項は、逆流する透過ガスが多孔質体によって加熱される対流熱移動(Heat Advection)成分を表している。この成分は負の値であり、ガスのエンタルピは背面から前面に向かって移動する。

前面から入射した高温の熱放射線は、図2に示すように一部は表面で反射されるが、大部分は多孔質体内を透過し散乱吸収されるので、固体層表面がさほど高温にならずにすむ。熱伝導と、層内に浸透した熱放射によって加熱された多孔質体は、背面からガスを透過することによって効率よく冷却され、熱伝導と熱放射による熱流を能動的に遮断することが出来るため、非常に薄くて高性能な断熱層が形成される。

ガスの非定常温度変化に対する熱容量は近似的に無視することが出来、流入ガスは熱放射に対して透明であると仮定することができるので、多孔質体とガスのエネルギー方程式は次式の様になる。

$$(1-\phi)\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(-q_t) = k_m \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - \frac{\partial q_R}{\partial x} + m_g c_{pg} \frac{\partial T_g}{\partial x} \quad (2)$$

$$-m_g c_{pg} \frac{\partial T_g}{\partial x} = A_e h_e (T_s - T_g) \quad (3)$$

ここで、 ϕ と A_e は多孔質体の空隙率と単位体積当りの有効表面積であり、 h_e は多孔質体単位面積当りの有効熱伝達率、 c_s は多孔質固体の比熱である。

上記の能動熱遮断の解析は、熱放射・対流・熱伝導の複合伝熱問題を非定常で解くことになる。

3. 2 多孔質固体とガス間の熱伝達率

微細構造を有する多孔質体は、単位体積当りの表面積が大きく固体とガス間の熱伝達が良好であるために、ガスと固体間の熱平衡を仮定して行うものも多い。しかし、熱流束の大きい高温域での能動熱遮断ではこの仮定が成り立たない⁽¹⁾。

多孔質固体とガス間の熱伝達については、固定層⁽²¹⁾や蓄熱式熱交換器⁽²²⁾に関連した多くの研究がある。しかし、これらの研究は多孔質体の粒子レイノルズ数 Re_p が比較的大きいものが主であり、本稿の能動熱遮断の場合のように特性粒子径 d_p が $100\ \mu\text{m}$ 程度の小さな粒子レイノルズ数 Re_p の熱伝達の研究は少ない。Wakaoら⁽²³⁾は諸種の実験データをまとめ以下の粒子径基準のヌセルト数 Nu_p を次式で示すプラントル数 Pr とレイノルズ数 Re_p の関数で提示している。

$$Nu_p = 2 + 1.1Pr^{1/3}Re_p^{0.6} \quad 15 < Re_p < 8500 \quad (4)$$

式(4)は、レイノルズ数が非常に小さいとき($Re_p \rightarrow 0$)で $Nu_p=2$ の単独球に対する漸近値となる形となっている。レイノルズ数が小さいときの熱伝達の研究としては、KuniiとSmith⁽²⁴⁾の実験結果があるが、このデータは式(4)と比べるとかなり小さな値となっており、 $Re_p \rightarrow 0$ で $Nu_p=2$ とならない。

最近、HuberとJohnes⁽²⁵⁾は、レイノルズ数が小さいとき粒子間の干渉によって、流体と固体面の接触が充分でない場合があること⁽²⁶⁾を指摘し、さらに非定常加熱実験から、下記の実験式を提示した。

$$Nu_p = 0.054Re_p^{1.48} \quad 0.7 < Re_p < 16 \quad (5)$$

上式は、KuniiとSmithの実験結果⁽²⁴⁾とよく一致する傾向を示している。著者らの能動熱遮断モデル⁽¹⁾としては、式(5)を採用している。

3. 3 多孔質体の放射伝熱

多孔質体の放射伝熱については多数の研究があるが、本研究で用いる多孔質体は、光学的に半透過性であり、アルベドが大きく散乱の指向性も強いために、等方散乱の仮定は導入しにくい。このような散乱性の大きい多孔質体の放射伝熱の解析法として、上宇都ら^{(27)・(28)}が行っている級数展開を用いた解析的手法や、工藤ら⁽²⁹⁾が行っているモンテカルロ法などがある。MengucとViskanta⁽³⁰⁾は、放射伝熱の諸種の近似解法を厳密解と比較し、二流束(Shuster-Schwarzschild)近似⁽³¹⁾や修正二流束モデル⁽³²⁾が比較的良好な近似結果を与えることを明らかにしている。

能動熱遮断では、放射伝熱と対流・伝導の式を多数回反復計算する必要があるため、以下に示す二流束モデルを採用している⁽¹⁾。つまり、前方放射熱流束 q^+ と後方放射熱流束 q^- は次

式で近似される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{dq^+}{d\tau} &= -(1-f\omega_0)q^+ + \omega_0 b q^- + n_a^2(1-\omega_0)\sigma T_s^4 \\ -\frac{1}{2} \frac{dq^-}{d\tau} &= -(1-f\omega_0)q^- + \omega_0 b q^+ + n_a^2(1-\omega_0)\sigma T_s^4 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで、 τ は光学厚さ、 σ はステファン・ボルツマン定数、 ω_0 はアルベドであり、 f 、 b はそれぞれ前方及び後方の散乱成分である。式(6)中の屈折率 n_a は、多孔質体のように非均質媒体の場合には特別な扱いをする必要がある。Maxwell-Garnett⁽³³⁾は、このような非均質媒体の屈折率として有効屈折率を使用することを提唱した。

式(2)と式(6)は、次式によって関係づけられる。

$$\frac{\partial q_R}{\partial \tau} = 2(1-\omega_0)(-q^+ - q^- + 2n_a^2\sigma T_s^4) \quad (7)$$

従って、能動熱遮断における複合伝熱問題は、式(2)、(3)、(6)、(7)の連立偏微分方程式を解くことに帰着するが、式(7)中に強い非線形性を有するために、数値計算には工夫が必要である⁽³⁴⁾。

4. 能動熱遮断層の定常特性

多孔質体の放射物性については、黒崎らの研究^{(35)、(36)}をはじめ、数多くの研究があるが、高耐熱性の多孔質体の熱物性値と放射物性値についての計測データは少ない。本稿では、Matthewsらが計測した結果に基づくジルコニア多孔質体の熱・放射物性値⁽⁸⁾を用いることにする。

表1 供試多孔質体の熱・放射物性

<i>Thermophysical Properties</i>	
$c_s = 1.75 \times 10^3$ [J/kg·K]	$\rho_s = 5.6 \times 10^3$ [kg/m ³]
$k_m = 7.0 \times 10^{-2}$ [W/m·K]	$d_p = 10^{-4}$ [m]
$\phi = 0.9$	
<i>Radiation Properties</i>	
$\sigma_e = 8.969 \times 10^3$ [m ⁻¹]	$b = 0.2506$
$n_s = 1.6$	$n_g = 1.0$
$\omega_0 = 0.99$	$\epsilon_s = 0.35$

その物性値を表1に示す。ここで、 σ_e は減衰率、 ϵ_s は多孔質表面のふく射率であり、空隙率 ϕ と等価粒子直径 d_p は仮定された値である。

4.1 層内定常温度分布と熱流束成分

図3は、固体とガスの定常温度分布 θ_s 、 θ_g を10mmの厚さの能動熱遮断層について示したものである⁽¹⁾。ここでは、前面の特性温度 T_1 を2000K(熱流束0.96MW/m²)として、裏面の特性温度 T_2 を300Kとしている。ここに空気が、質量速度 $m_0=0.93$, 0.093kg/m²sで流入している。図3中には、ガスを透過しない従来型の断熱層($m_0=0$)も参考のために示している。

図3を見ると、ガスの透過は層内温度分布に大きな影響を及ぼしている。特に背面の固体温度 $\theta_s(0)$ に着目すると、ガスを透過しない場合では背面温度は約1000Kに達するのに、 $m_0=0.093$ kg/m²sの能動熱遮断では350Kに減少する。また、 $m_0=0.93$ kg/m²sでは背面の温度を常温に保ちつ

つ、断熱層厚さを5mm程度にまで減少させることができることがわかる。

図3中のガス温度 θ_g と固体温度 θ_s を比較すると、かなり大きな差異が認められる。つまり、このような大熱流束下の能動熱遮断では、多孔質体の伝熱問題でしばしば使用される $\theta_s = \theta_g$ の仮定が成り立たないことがわかる。

図4は、能動熱遮断層内の各熱流束成分を表している⁽¹⁾。図中、 Q^+ 、 Q^- はそれぞれ前方及び後方放射熱流束、 Q_{cv} は式(1)右辺第3項の対流熱移動成分、 Q_{cd} は右辺第1項の熱伝導成分である。本計算例では、熱伝導成分は非常に小さく、放射成分と対流熱移動成分が能動熱遮断特性を支配している。また、全ての成分は3mm以内でほとんど0となっていることがわかる。これは、対流熱移動成分が負の方向にエンタルピ輸送するので、総括熱流束 q_t が3mm程度の能動熱遮断層ではほぼ0となることを示している。

図5は、厚さ10mmでガスを透過しない従来型の多孔質体の熱流束成分を示したものである⁽¹⁾。一般に、断熱層で断熱を行い、かつ温度差を定常に保つためには、層内に熱漏洩が存在しなければいけない。従って、図5の断熱層では図3($m_g=0$)の温度分布を保つために熱が高温側から低温側に流れる。しかし能動熱遮断では、図3($m_g=0.93\text{kg/m}^2\text{s}$)に示すごとく、裏面を常温に保ちつつ、図4に示すように熱漏洩を実際上0にすることができる。

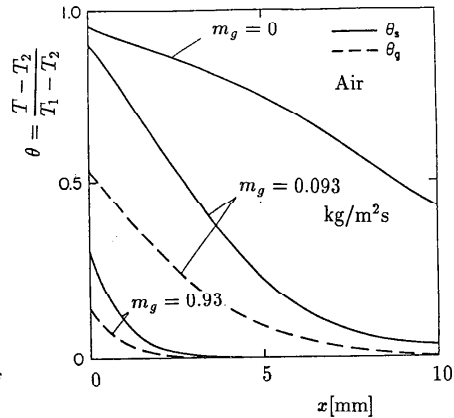


図3 層厚さ10mmの能動熱遮断層内の固体とガスの定常温度分布

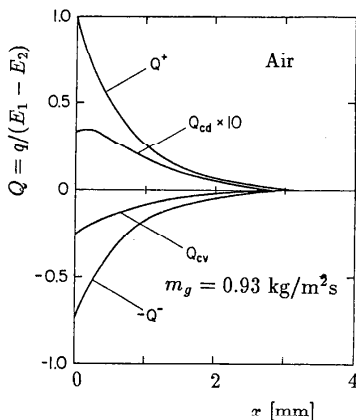


図4 能動熱遮断層内の各熱流束成分

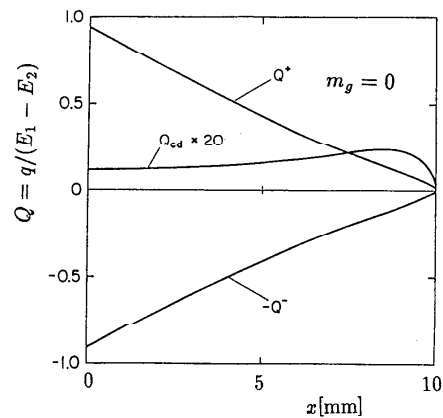


図5 ガスを透過しない従来型の断熱層の熱流束成分

4. 2 能動熱遮断性能に及ぼすガス流速と

アルベドの影響

図6と7は、前面における固体温度 $\theta_s(0)$ 、流出ガス温度 $\theta_g(0)$ 、背面の固体温度 $\theta_s(1)$ と、断熱層の見かけ上のコンダクタンス k_a を多孔質体の熱伝導率で無次元化したものを示している(1)。

図6は、 $T_1=2000\text{K}$ 、 $T_2=300\text{K}$ で層厚さ3mmの能動熱遮断層について、ガス流速($m_g=Re_p \eta/d_p$ 、ただし η は粘度)を種々変えた時の、能動熱遮断性能を示したものである。ガス流が0の時は放射伝熱によりコンダクタンス k_a は熱伝導率 k_m より大きい、ガスを透過すると k_a が急激に減少し、ついに一定値となる。固体温度もガス流速の増加と共に減少するが、特に背面の固体温度 $\theta_s(1)$ の減少が著しい。また図6では、流出ガス温度 $\theta_g(0)$ が極大となる点が存在することがわかる。

上記の数値例で用いたジルコニア多孔質体はアルベド ω_0 が0.99のものであった(8)。図7は、多孔質体のアルベドをパラメータとして任意に変えて、能動熱遮断性能の変化を示したものである。本数値例では、 $m_g=0.13\text{kg/m}^2\text{s}$ 、 $T_1=3000\text{K}$ で層厚さ3mmである。

図7を見ると、 $(1-\omega_0)$ が小さいときは多孔質体層に吸収される熱放射が小さいので、層表面の固体温度は低くなる。しかし、その時のコンダクタンスは比較的大きい。一方、 $(1-\omega_0)$ を大きくすると、能動熱遮断層のコンダクタンスは大幅に減少するが、層表面温度も増大する傾向にある。図7の例では $0.5 < \omega_0 < 0.9$ で、表面温度、コンダクタンス共に大きな変化は認められ

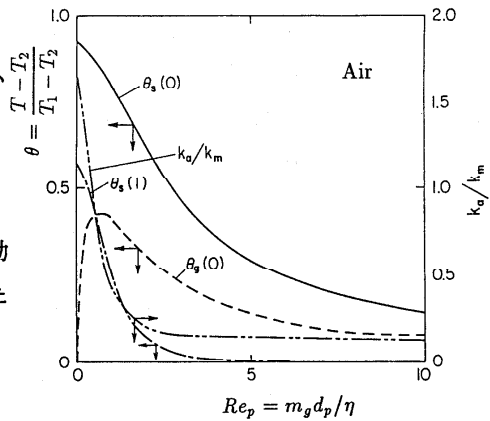


図6 能動熱遮断層の断熱性能に及ぼすガス流量($Re_p=m_g d_p / \eta$)の影響

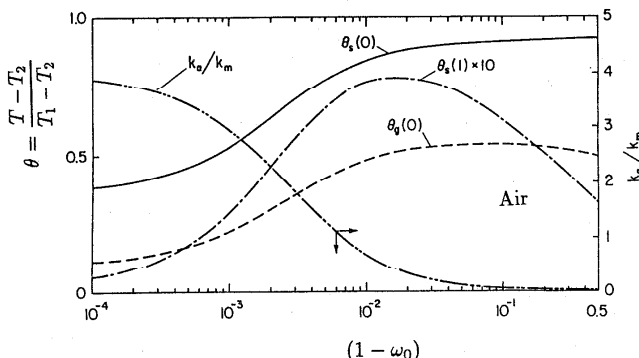


図7 能動熱遮断層の断熱性能に及ぼすアルベド ω_0 の影響

ない。また、ガス流出温度 $\theta_g(0)$ と背面の固体温度 $\theta_s(1)$ は ω_0 に対して極大値を持つことも図 7 の特長である。

4. 3 作動ガスの影響と対流熱移動パラメータ

上記の計算例は、空気を作動ガスとして用いた場合である⁽¹⁾が、著者らは更に、種々のガスを用いた場合の能動熱遮断性能を評価し、また、熱解離ガスの吸熱反応を多孔質体冷却に用いることの有用性を示した⁽³⁷⁾。

この解析から、非解離ガスでは、ガスの物性値温度依存性の影響は比較的小さく、質量流量基準では、水素ガスが空気に比べてかなり良い性能を示すことを明らかにした。また、水素ガスは、液体ロケットエンジンの冷却で燃料の水素を作動ガスとしてそのまま使うことができる点でも有利であろう。

図 6 に示すように、透過ガスの流量は能動熱遮断性能に重要な影響を及ぼすが、著者らは⁽³⁷⁾ 能動熱遮断の近似解析の結果、次式に示す対流熱移動パラメータ A_a が一定ならば、その能動熱遮断性能も近似的に等しいことを示した。

$$A_a = \frac{m_g c_{pg}(T_1 - T_2)}{E_1 - E_2} \quad (8)$$

能動熱遮断では、透過ガスの種類によらず $1 < A_a < 2$ で良好な断熱特性が得られることを明らかにしている。

5. 能動熱遮断の非定常性能

能動熱遮断システムは、定常特性だけでなく、断熱の非定常特性にも大きな特長を持っている。つまり、層厚さ 10mm の能動熱遮断層 (図 3 $m_g=0.93\text{kg/m}^2\text{s}$) は、同じ厚さの空気を透過しない従来の多孔質断熱層 (図 3 $m_g=0$) に比べて、約 30 分の 1 の時間で定常状態に達することが出来る⁽¹⁾。

以下に示す数値計算例は⁽²⁾、半無限厚さの多孔質層に対し、前面の特性温度 T_1 を 3000K、背面の温度 T_2 を 300K として行った。この時の入射放射熱流束は、 4.6MW/m^2 にのぼる。作動ガスは、最も良好な熱遮断性能を示した⁽³⁷⁾ 水素を選び、対流熱移動パラメータ A_a は、2.0, 1.0, 0.5, 0.2 ($m_g=0.24, 0.12, 0.059, 0.024\text{kg/m}^2\text{s}$) となるように質量速度を選んだ。

高温環境に曝される多孔質体の表面は、一般に対流による熱伝達を考えなければならない。特に、ロケットノズルや再突入時の宇宙往還機表面ではかなり大きな対流熱流束 q_s を受ける⁽³⁸⁾。しみだし冷却の既存の研究の多くは固体表面とガスの温度が等しいとしているが、本報のように固体表面が強い熱放射線に曝される場合、固体・ガス間に大きな温度差を生じ

(1)、その熱伝達率の規定は難しい。そこで、以下に示す二つの極限状態における境界条件を考える。

境界条件①（以下BC 1と略記する）： 入射放射線のみを考慮して対流伝熱は無視する。
 境界条件②（以下BC 2と略記する）： 対流熱伝達が非常に大きく、固体表面は前面の特性温度 T_1 に等しい。

5. 2 非定常温度分布の変化

図 8 a, b, c は、層内固体温度 T_s [K]の非定常変化を三次元表示したものである。図 8 a, b は、 $A_a=1$ ($m_g=0.12\text{kg/m}^2\text{s}$)でBC 2とBC 1の境界条件での固体温度 T_s [K]を層表面から

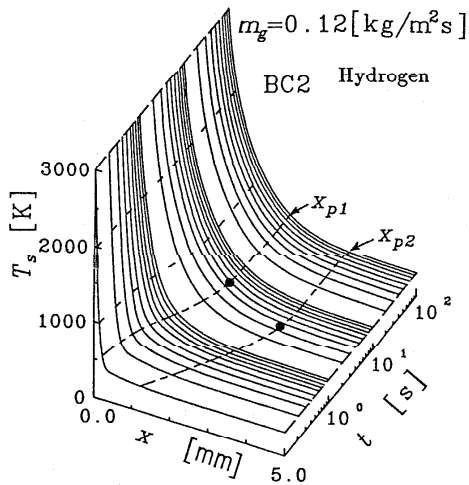


図 8 a (境界条件②の場合, $A_a=1.0$)

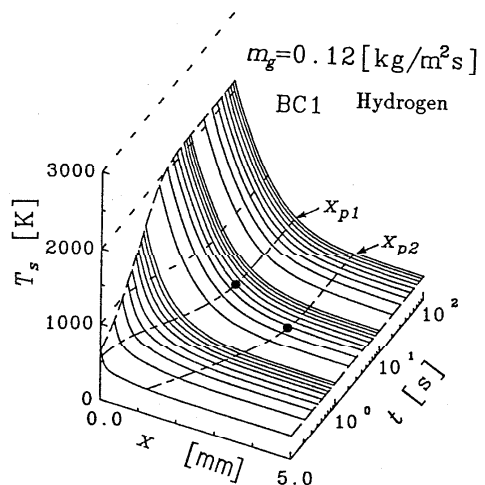


図 8 b (境界条件①の場合, $A_a=1.0$)

能動熱遮断層内の固体温度分布の非定常変化

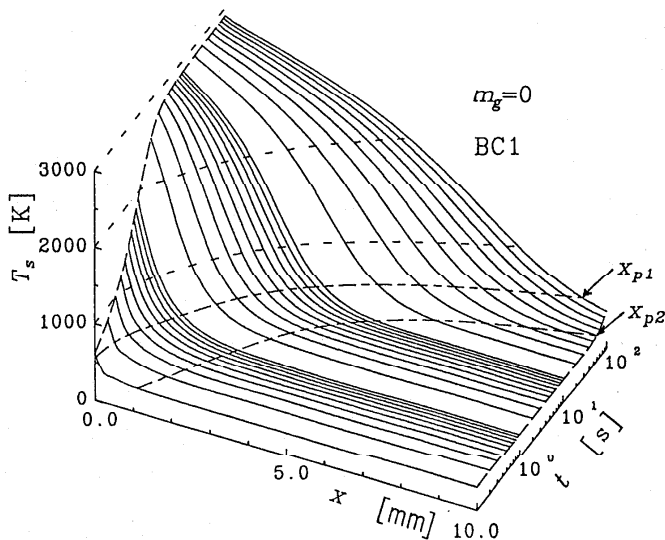


図 8 c ガスを透過しない場合の層内固体温度分布の非定常変化
 (境界条件①の場合, $A_a=1.0$)

の距離 x [mm] と加熱時間 t [s] を軸に表したものである。比較のために、BC1 でガスを透過しない場合の固体温度の変化を図 8 c に示している。また図 8 中には、次節で定義の熱浸透深さ x_{p1} , x_{p2} の変化を 1 点鎖線で表し、● で定常値の 99% に達した時間を示している。

図 6 の a と b を比較すると、両者は前面の境界条件が全く異なるにも関わらず、層表面ごく近傍を除いてほぼ等しい温度分布を示していることがわかる。図 8 a, b とともに熱浸透深さ x_{p1} , x_{p2} はそれぞれ 1.6mm, 3.2mm であり、極めて薄い層厚さで熱遮断が達成されているのがわかる。また、その温度分布は、5 秒以下で定常状態に達し、それ以後熱浸透深さは発達しない。

一方、図 8 c に示すガスを透過しない従来型の多孔質断熱層内の温度変化は、図 8 a, b のガスを透過する能動熱遮断層と大きく異なり、時間の経過と共に熱浸透深さが急激に増大する。その値は、 $t=100$ s で $x_{p1}=9.3$ mm, $x_{p2}=12.5$ mm に発達している。

5. 2 熱浸透深さの非定常特性

高熱負荷下における熱遮断で、断熱層の必要厚さは重要な指標である。そこで、熱が浸透する程度を表すパラメータとして、無次元温度 θ_s が 10% と 1% となる層深さ x または光学厚さ τ をもって、次式に示す熱浸透深さを定義する。

$$\left. \begin{aligned} x = x_{p1}, \tau = \tau_{p1} & \text{ で } \theta_s = 0.1 \\ x = x_{p2}, \tau = \tau_{p2} & \text{ で } \theta_s = 0.01 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

図 9 は、無次元熱浸透深さ τ_{p2} の非定常変化を種々の A_a について示したものである。図 9 中には、ガスを透過しない従来型の断熱層 ($A_a=0$) と熱伝導のみの解析解 (ただし境界条件②) も示してある。

加熱の初期段階ではガス透過の影響はほとんどなく、熱浸透深さは $A_a=0$ の場合と同様であ

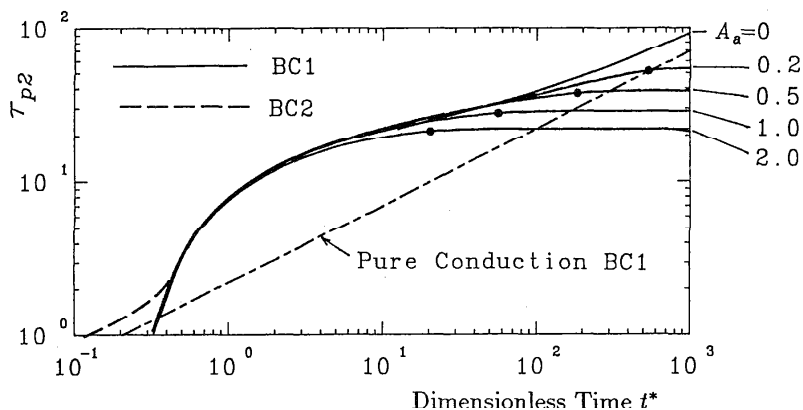


図 9 熱浸透深さ τ_{p2} の非定常変化

る。特に、BC2の場合における熱浸透深さは、熱伝導のみの解に漸近している。また、この領域では前面の境界条件が熱浸透深さに大きく影響していることがわかる。

さらに時間が経過すると、熱放射による伝熱のために、熱伝導のみの場合に比べて無次元熱浸透深さ τ_{p2} が急激に増大する。やがて、ガスを透過させた場合には、熱浸透深さの発達は停止し、定常の熱浸透深さが存在する。熱伝導のみの場合や、伝導・放射モデル($A_s=0$)ではこの様な定常状態が存在せず、時間の経過と共に τ_{p2} は増大する。この様に τ_{p2} が有限値に収束することが、ガスを透過する本報の能動熱遮断の大きな特長の一つである。

また図9を見ると境界条件の差異は、加熱の極初期を除いてほとんど熱浸透深さに影響を与えないことがわかる。これは、本解析で用いた多孔質体の減衰係数 σ が大きく、熱浸透深さ τ_{p2} における光学厚さが大きいことが原因である。図9中には、BC1の場合に τ_p が定常値の99%に達した時を●で示しているが、これは、 A_s の影響を強く受けることがわかる。

5. おわりに

以上、光学的に半透過性で微細構造を有する繊維の集合体や多孔質体の層に、低温のガスを裏面から逆流させる能動熱遮断モデルについて紹介した。能動熱遮断層は、①わずか5mm程度の層熱さで、2000K~3000Kの高温環境からの熱漏洩を事実上完全に遮断し、かつ裏面を常温に保つことができること、②断熱層が定常状態に達する時間を従来の断熱層に比べて数十分の1に短縮できること、③断熱層内の熱浸透を5秒程度の時間で停止させることができること、の可能性を示した。

能動熱遮断は、現在までの伝熱技術または断熱技術の延長上(たとえば⁽¹⁵⁾、⁽⁸⁾、⁽⁵⁾)にあるが、能動熱遮断層内の伝熱の制御に着目した研究は、始まってからまだ日が浅い。今後、多様な応用面での発展を期待すると共に、この分野での研究者諸兄の御助言を仰ぎたい。

文 献

1. Maruyama, S, Viskanta R. and Aihara, T., "Active Thermal Protection System Against Intense Irradiation," AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol.3, (1989), pp.389-394.
2. 円山, 相原, Viskanta, R., 「多孔質体を用いた能動熱遮断の非定常特性」, 日本機械学会論文集(B編), 89-1136A, (1990), 掲載予定.
3. Tong, T.W., Yang, Q.S. and Tien, C.L., "Radiative Heat Transfer in Fibrous Insulations - Part II: Experimental Study," ASME Journal of Heat Transfer, Vol.105, (1983), pp.76-81.
4. Rish III, J.W. and Roux, J.A., "The Effect of Radiation Barriers on Conduction and Radiation Heat Transfer in Fibrous Insulations," Proceedings of 8th

- International Heat Transfer Conference, Vol.2, (1986), pp.721-726.
5. 増岡, 「多孔質内の伝熱」, 伝熱研究, Vol.28, (1989), pp.147-161.
 6. Yarbrough, D.W., Tong, T.W. and McElroy, D.L., "Use of Fine Powders for High Thermal Resistance," High Temperature Science, Vol.19, (1985), pp.213-225.
 7. Chu, H.S., Stretton, A.J. and Tien, C.L., "Radiative Heat Transfer in Ultra-Fine Powder Insulations," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.31, (1988), pp.1627-1634.
 8. Matthews, L.K., Viskanta, R. and Incropera, F.P., "Combined Conduction and Radiation Heat Transfer in Porous Materials Heated by Intense Solar Radiation," ASME Journal of Solar Energy Engineering, Vol.107, (1985), pp.29-34.
 9. Goldstein, J.R., "Film Cooling," in Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York, Vol.7, (1971), pp.321-379.
 10. Hartnett, J.P., "Mass Transfer Cooling", in Handbook of Heat Transfer Applications, 2nd ed, McGraw-Hill, New York, (1985). pp.1-1 - 1-109.
 11. 矢野, 松島, 瀨上, 「トランスピレーション冷却による防災ロボットの熱防御」, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集, Vol.2, (1988), pp.187-189.
 12. Torii, K., Nishiwaki, N. and Hirata, M., "Heat Transfer and Skin Friction in Turbulent Boundary Layer with Mass Injection." Proceedings of 3rd International Heat Transfer Conference, Vol.3, (1966), pp.1-12.
 13. Epifanov, V.M. and Leontjev, A.I., "Heat and Mass Transfer in Transpiration Cooled Turbine Blades," Proceedings of 7th International Heat Transfer Conference, Vol.6, (1982), pp.61-65.
 14. Schuster, J.R., "Nonisothermal Porous Flow in Transpiration-Cooled Noses," Proceedings of 5th International Heat Transfer Conference, Vol.5, (1974), pp.93-97.
 15. 越後, 「ガスエンタルピとふく射エネルギー間の効果的変換方法と工業炉への応用」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.48, (1982), pp.2315-2323.
 16. Echigo, R., "High Temperature Heat Transfer Augmentation," in High Temperature Heat Exchangers, Hemisphere, Washington, (1986), pp.827-832.
 17. 越後, 久留須, 一宮, 吉澤, 「超低カロリーガスの燃焼促進に関する研究 (ガス顕熱とふく射エネルギー間の効果的変換法の応用)」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.51, (1985), pp.1297-1303.
 18. 花村, 越後, 吉澤, 富村, 古田, 「多孔性固体中における燃焼およびふく射伝熱促進」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.52, (1986), pp.1136-1143.

19. 相原, 円山, 崔, 「流動層を用いた太陽光高温ガス加熱装置に関する研究」, 東北大学高速力学研究所報告, Vol.61, (1989), pp.29-46.
20. Flamant, G., Menigault, T. and Schwander, D., "Combined Heat Transfer in a Semitransparent Multilayer Packed Bed," ASME Journal of Heat Transfer, Vol.110, (1988), pp.463-467.
21. Heggs, P.J., "Experimental Techniques and Correlations for Heat Exchanger Surfaces: Packed Beds," in Low Reynolds Number Flow Heat Exchangers, Hemisphere, Washington (1983), pp.341-368.
22. London, A.L., "Compact Heat Exchangers-Design Methodology," in Low Reynolds Number Flow Heat Exchangers, Hemisphere, Washington, (1983), pp.815-844.
23. Wakao, N., Kaguei, S. and Funazkri, T., "Effect of Fluid Dispersion Coefficients on Particle-to-Fluid Heat Transfer Coefficients in Packed Beds," Chemical Engineering Science, Vol.34, (1979), pp.325-336.
24. Kunii, D. and Smith, J.M., "Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks: II. Thermal Conductivities of Unconsolidated Particles with Flowing Fluids," AIChE Journal, Vol.7, (1961), pp.29-34.
25. Huber, M.L. and Jones, M.C., "A Frequency Response Study of Packed Bed Heat Transfer at Elevated Temperatures," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.31, (1988), pp.843-853.
26. Littman, H. and Sliva, D.E., "Gas-Particle Heat Transfer Coefficients in Packed Beds at Low Reynolds Number," Proceedings of 4th International Heat Transfer Conference, Vol.7, (1970), pp.1-12.
27. 上宇都, 木下, 長谷川, 「Neumann級数展開法の反転問題への適用(分散媒体のふく射物性の推定に関連して(第1報))」, 日本機械学会論文集(B編), Vol.48, (1982), pp.722-731.
28. 上宇都, 岩本, 「Pl_{TN}法によるふく射伝熱問題の解析」, 第23回日本伝熱シンポジウム講論集, (1986), pp.623-625.
29. 工藤, 谷口, 福地, 「モンテカルロ法による放射吸収散乱媒体中の放射伝熱解析(非当方性散乱効果)」, 日本機械学会論文集(B編), Vol.53, (1987), pp.3737-3741.
30. Menguc, M.P. and Viskanta, R., "Comparison of Radiative Transfer Approximations for a Highly Forward Scattering Planar Medium," Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol.29, (1983), pp.381-394.
31. Tong, T.W. and Tien, C.L., "Resistance-Network Representation of Radiative Heat Transfer with Particulate Scattering," Journal of Quantitative Spectroscopy

- and Radiative Transfer, Vol.24, (1980), pp.491-503.
32. Domoto, G.A. and Wang, W.C., "Radiative Transfer in Homogeneous Nongray Gases with Nonisotropic Particle Scattering," ASME Journal of Heat Transfer, Vol.96, (1974), pp.385-390.
 33. Reiss, H., Radiative Transfer in Nontransparent Dispersed Media, Springer-Verlag, Berlin, (1988), pp.136-138.
 34. Maruyama, S., Viskanta, R. and Aihara, T., "An Active Thermal Insulation System Using Semitransparent Porous Media for Protection Against Intense Irradiation," AIAA Paper 89-0605, (1989), pp.1-11.
 35. Kurosaki, Y., Takeuchi, M., Kashiwagi, T. and Yamada, J., "Development of Measuring Method for Radiative Properties of Fibrous Porous Media," Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Vol.4, (1978), pp.319-325.
 36. 黒崎, 山田, 竹内, 高木, 「配向を考慮した繊維集合体のふく射物性値の推定法」, 第26回日本伝熱シンポジウム講論集, Vol.1, (1989), pp.181-183.
 37. Maruyama, S., Viskanta, R. and Aihara, T., "Analysis of an Active High Temperature Thermal Insulation System," International Journal of Heat and Fluid Flow, (投稿中).
 38. Moss, J.N., Bird, G.A. and Dogra, V.K., "Nonequilibrium Thermal Radiation for an Aeroassist Flight Experiment Vehicle," AIAA Paper 88-0081, (1988), pp.1-18.

二成分混合溶液の沸騰熱伝達

飛原 英治 (東大工)

1. はじめに

二成分系混合溶液の沸騰熱伝達の研究は1940年代から報告されているが、近年、混合溶液のヒートポンプあるいは複合発電プラントの低段への適用という応用面から研究が促進されている。ヒートポンプを例にとると、従来の単一成分作動媒体では動作温度範囲が限定されてしまうことや、効率の向上に限界があることから、新しい媒体の一つの候補として混合溶液が考えられたわけである。当初の発想としては、望ましい特性を持つ冷媒をつくり出すとか、効率を飛躍的に向上させる混合冷媒があるのではないかと、といった宝捜しの研究が見うけられたが、現時点では混合冷媒を使うことのデメリットを十分にカバーし、市場にある単一冷媒の機器と対抗できるような優れた熱力学的性質を持つ混合冷媒はなさそうだと認識されつつある。これからの方向としては、混合物であるということを利用して機器の多目的利用を図るのが有望と思える。例えば、冷房時には混合冷媒を精溜して低沸点冷媒のみを作動媒体として高効率運転を行ない、暖房あるいは給湯時には二成分を混合して出力温度を高くするとともに系の圧力を低く保つことにより機器の信頼性を確保する方式などが提案されている。また、アンモニア/水混合溶液を用いた動力サイクルも精溜と混合を組み合わせることで高効率化を狙ったものと考えることができる。

このような混合溶液を使う機器の欠点が相変化を伴う伝熱にあることは広く認識されており、競争性の高い市場にある機器については、熱交換器のコストや大きさの点で、伝熱性能の解明と改善の研究の必要性が叫ばれている。我々の研究室ではこのような背景の下に、二成分混合溶液の強制流動沸騰の研究を続けている。ここでは、二成分混合溶液の沸騰熱伝達の現況をまとめてみたい。

2. プール沸騰

これまでの二成分混合溶液の沸騰熱伝達の研究はプール沸騰が中心であり、いくつかの解説論文^{(1)~(3)}が発表されている。プール沸騰においては、壁面から気泡が発生し成長することによって熱を壁から流体へと伝えるのであるから、発生する気泡の数が多ければ、また気泡の成長が速いほど多くの熱が伝えられることになる。ここではこの2つの点について、混合溶液の沸騰現象の特徴を考えることにする。

2.1 蒸気泡の発生

発泡点とは、伝熱面表面にあるくぼみのうち、常にその中に蒸気を捕捉して、連続して気泡発生の核になるものである。図1のように、実際にくぼみを逆円錐状に理想化して、その頂角を 2ϕ 、接触角を θ とすると、くぼみの中の蒸気が安定に存在する条件は

$$\theta - \phi > \pi/2 \quad (1)$$

であることが知られている。従って、液体の接触角が大きいほど、または表面張力が大きいほど式(1)を満たすくぼみの数が多くなる。

エタノールと水の混合溶液はエタノール、水ともに双極子モーメントが大きく、非理想溶液の代表例で、1 bar における気液平衡図は図2のようになる。この圧力において約90%エタノール組成に共沸点があり、表面張力は水にエタノールを添加するにしたがって非線形的に低下する。Eddington & Kenning⁽⁵⁾はエタノール/水溶液に窒素ガスを溶解した後、系を減圧することにより窒素の発泡

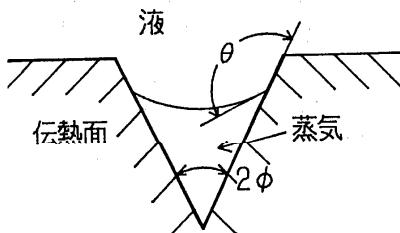


図1 逆円錐状のくぼみ

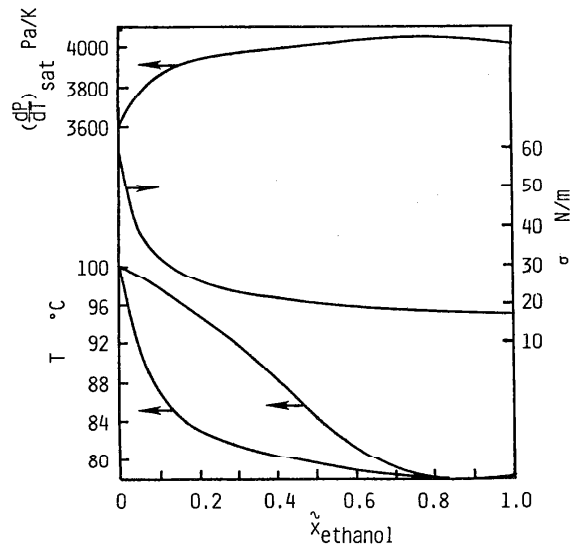


図2 エタノール/水溶液系の気液平衡、表面張力飽和蒸気圧の温度依存性⁽⁴⁾

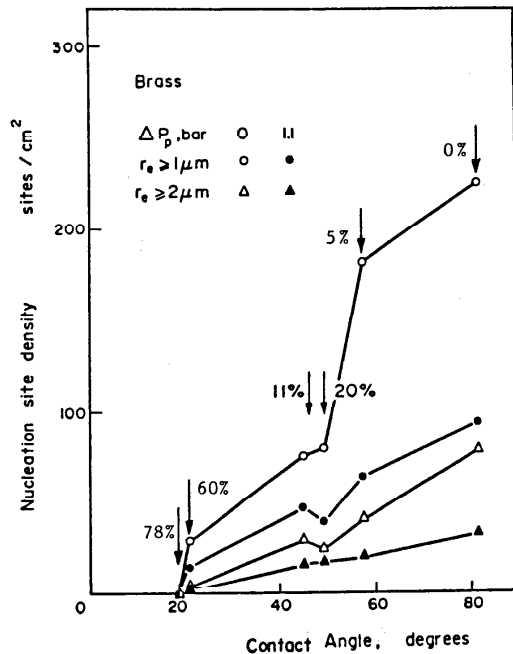


図3 黄銅面上のエタノール/水溶液中の窒素ガスの発泡点密度と接触角⁽⁵⁾

現象を観察し、接触角と発泡点密度の関係を調べている。黄銅またはステンレス鋼に対する接触角は図2の表面張力と同じ傾向を示し、発泡点密度は図3のようにエタノール濃度の増加、即ち接触角の低下にしたがって、発泡点密度は減少する。この傾向は式(1)が示唆する傾向に一致する。

ところが、これとは全く異なる実験結果も報告されている。Hui⁽⁶⁾は垂直におかれた平板からのサブクール沸騰の発泡点密度を観察し、図4のように60%エタノール組成から急に発泡点が増加し、共沸組成で大きな値を持つことを示している。また、藤田ら⁽⁷⁾は水平平板からの飽和沸騰における発泡点密度を観察し、やはり80%エタノール組成において発泡点は最大になることを報告している。これらの実験結果からすると、表面張力や接触角からのみ発泡点密度の組成依存性を理解するのは困難である。これまでのところ、発泡点密度の組成依存性について詳しいところは分かっていない。

2.2 気泡の成長

二成分混合溶液の気泡の成長に関する最も基本的なモデルは、Scriven⁽⁸⁾とVan Stralen⁽⁹⁾の過熱された溶液中の孤立気泡の成長モデルである。図5のように温度 T_b 、濃度 x_b （濃度とは低沸点成分の組成

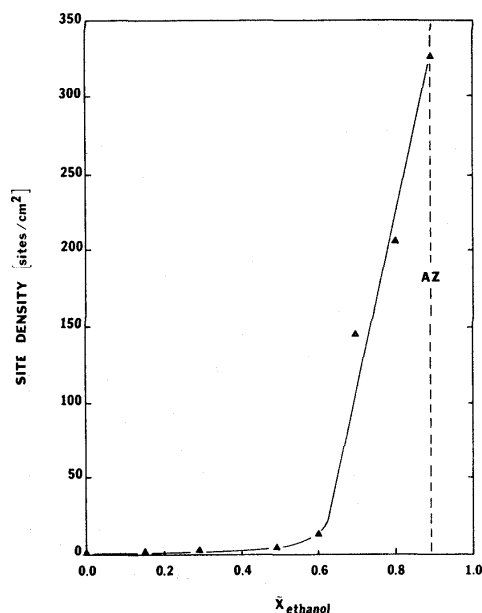


図4 エタノール/水溶液系の発泡点密度
サブクール度 15°C 、 75kW/m^2 (6)(3)

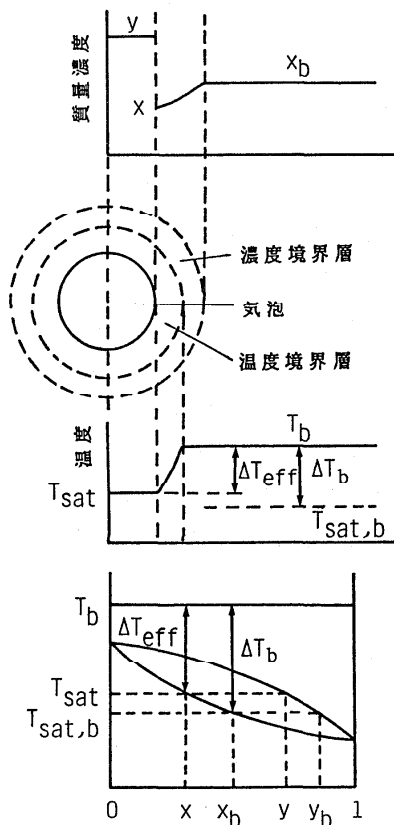


図5 過熱混合溶液中の孤立気泡の成長モデル⁽⁹⁾

をいう)の過熱溶液中に気泡が1個ある時、系の圧力とバルク濃度に対応する飽和温度と気相濃度は気液平衡図からそれぞれ $T_{sat,b}$ 、 y_b である。気泡界面の温度と濃度が以上の値を保ちながら気泡が成長してゆくのであれば、単一液の沸騰と何ら相違はなく、物性値の変化を適切に考慮すればよいことになる。ところが、実際は気泡界面で低沸点成分が蒸発しやすいので、界面における液相濃度 x はバルク濃度より低くなり、気泡の周りに濃度境界層が形成される。気泡界面において蒸発を促す駆動力である液の過熱度は、単一液であれば、

$$\Delta T_b = T_b - T_{sat,b} \quad (2)$$

であるが、混合溶液では気泡界面における液相濃度の低下にともなって、飽和温度は図5の気液平衡図に示されるように T_{sat} へと上昇するので、有効過熱度は

$$\Delta T_{eff} = T_b - T_{sat} \quad (3)$$

のように減少する。

過熱単一液内の孤立気泡半径の成長は、Plesset & Zwick⁽¹⁰⁾によれば、

$$r_{single} = (12/\pi)^{0.5} Ja_b(a_l t)^{0.5} \quad (4)$$

と表される。ただし、 a_l は液相熱拡散率、 t は時間、 Ja_b は次式で定義される。

$$Ja_b = \frac{\rho_L C_{pL} \Delta T_b}{\rho_g h_{fg}} \quad (5)$$

ρ_L 、 ρ_g は密度、 C_{pL} は定圧比熱、 h_{fg} は蒸発潜熱である。混合溶液中の孤立気泡半径の成長は式(5)の ΔT_b の代わりに ΔT_{eff} を代入すれば求められ、

$$r = r_{single} \frac{\Delta T_{eff}}{\Delta T_b} \quad (6)$$

となる。 ΔT_{eff} と ΔT_b の比は気泡の周りの境界層中の物質伝達の影響を示し、 β で表すと、

$$\beta = \left[1 - (y-x) \left(\frac{a_L}{D_L} \right)^{0.5} \left(\frac{C_{pL}}{h_{fg}} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=x_b} \right]^{-1} \quad (7)$$

である。 D_L は液相物質拡散係数、 $(dT/dx)_{x=x_b}$ は図5の気液平衡図の x_b における液相線の濃度に関する勾配である。この勾配と $(y-x)$ の符号は異なるので β は常に1より小さい。

一方、壁面に付着している気泡については、Van Stralenら⁽¹¹⁾がモデル化を行っている。壁から気泡への伝熱の経路として、壁と気泡の間にある液薄膜 (evaporation microlayer) を介するもの、気泡の成長により壁面近傍より引っ張り上げられ気泡を取り囲んでいる過熱液膜 (relaxation microlayer) から伝えられるもの、それに孤立気泡の成長モデルと同様にバルク液が過熱されている時の伝熱を考えている。熱伝達支配過程での気泡半径の成長は

$$r_2 = \left[\left(\frac{12}{\pi} \right)^{0.5} b^* \exp\left\{ -\left(\frac{t}{t_1} \right)^{0.5} \right\} + 0.373 \beta Pr_L^{-1/6} \exp\left\{ -\left(\frac{t}{t_1} \right)^{0.5} \right\} \right]$$

$$+ \left(\frac{12}{\pi} \right)^{0.5} \frac{\Delta T_b}{\Delta T}] \beta \text{Ja}(\text{a.l.t})^{0.5} \quad (8)$$

と求められている。ただし、 ΔT は壁面過熱度、 b^* は気泡周りの過熱液膜高さ と気泡高さの比、 t_1 は気泡離脱周期である。Ja は式(5)の ΔT_b の代わりに ΔT を用いて定義されている。式(8)の括弧内の第1項は過熱液膜の寄与、第2項は気泡と壁面間の液薄膜を通しての伝熱の寄与、第3項はバルク液体の過熱度の寄与を示している。また、慣性支配過程の気泡半径の成長については、Rayleighの運動方程式を解いて、

$$r_1 = 0.817 \left[\frac{\rho_g h_{fg} \Delta T \exp\{-(t/t_1)^{0.5}\}}{\rho_L T_{sat}} \right]^{0.5} t \quad (9)$$

を導き、最終的な気泡の成長を式(8)と(9)の調和平均により求めている。この予測精度は比較的良いと言われている。

2.3 プール核沸騰熱伝達

プール核沸騰熱伝達は発泡点密度、発泡周期、離脱気泡径、気泡の成長速度、壁の濡れ性などが影響しあって結果的に定まるものであるから、個々の要素について、混合物特有の物質伝達効果や濃度の不均一によって生ずるマランゴニ対流などがどのように影響しているかを明らかにすべきであるが、それらの積み上げが熱伝達の予測に集約されるような段階にはない。

これまで提案されている混合溶液の沸騰熱伝達予測モデルは、凡そ以下のような形式をしている。ある熱流束における壁面過熱度 ΔT を、各成分それぞれの単一液での壁面過熱度を組成に応じて線形内分した理想混合過熱度 ΔT_1 とそれからの偏移である過剰過熱度 ΔT_E の和で表すのである。

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_E \quad (10)$$

理想混合過熱度は成分1, 2の壁面過熱度 ΔT_1 , ΔT_2 とモル濃度 \tilde{x}_1 , \tilde{x}_2 , あるいは質量濃度 x_1 , x_2 を用いて

$$\Delta T_1 = \tilde{x}_1 \Delta T_1 + \tilde{x}_2 \Delta T_2 \quad (11)$$

または

$$\Delta T_1 = x_1 \Delta T_1 + x_2 \Delta T_2 \quad (12)$$

と定義される。モデルによって異なるのは、過剰過熱度の表現方法である。

気泡のまわりに形成される濃度境界層内の物質拡散により気泡の成長が遅くなるのは、液相と気相の濃度が異なるからである。従って、図6の気液平衡図の気相線と液相線の厚さが厚いほど壁面過剰過熱度が大きいと考えるのは自然である。Stephan & Körner⁽¹²⁾ は過剰過熱度は

$|\tilde{y}_b - \tilde{x}_b|$ に比例するとして

$$\Delta T_E = A |\tilde{y}_b - \tilde{x}_b| \Delta T_i \quad (13)$$

と表した。 ΔT_i は式(11)で定義され、比例係数 A は

$$A = A_0(0.88 + 0.12P) \quad (14)$$

のように圧力 $P(\text{bar})$ の1次関数として表されている。 A_0 は17種の混合溶液について実験的に求められた定数で、定められていない溶液には 1.53 という値が推奨されている。

Calus & Leonidopoulos⁽¹³⁾ は過熱液中の孤立気泡の成長の遅れを熱伝達の推定に適用している。理想混合過熱度から計算される熱伝達率に対する実際の熱伝達率の比が β であると考え、

$$q/\Delta T = \beta q/\Delta T_i \quad (15)$$

即ち

$$\Delta T_E = (\beta^{-1} - 1) \Delta T_i \quad (16)$$

としている。 ΔT_i は式(12)で定義される。

Thome⁽¹⁴⁾ は最も簡便な方法として、過剰過熱度を図6の ΔT_{bp} と等しくとることを提案している。

$$\Delta T_E = \Delta T_{bp} \quad (17)$$

これは熱流束が非常に大きいときには、組成 x_b の液が沸騰して発生する蒸気の組成も x_b に等しいことから、気泡界面の飽和温度が $T_{sat, b}$ から T_i に上昇していると考えるのである。この方法は極めて単純であるが、推定精度はかなり良いと言われている。

藤田ら⁽⁷⁾ は以上の熱伝達推定方法を

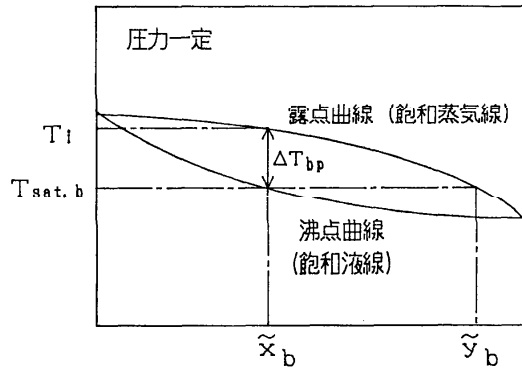


図6 気液平行線図

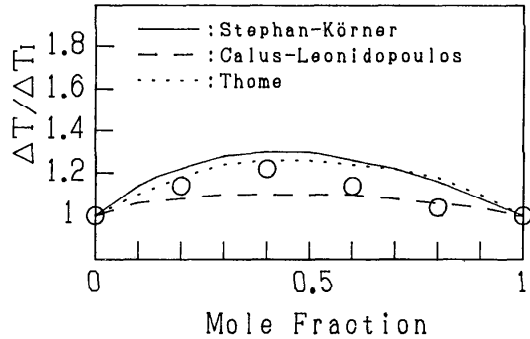


図7 R11/R113溶液の壁面過熱度⁽⁷⁾

0.1MPa, 10^5W/m^2

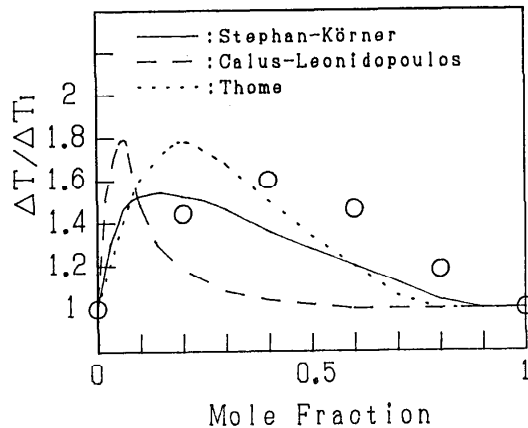


図8 エタノール/水溶液の壁面過熱度⁽⁷⁾

0.1MPa, 10^5W/m^2

R11/R113溶液とエタノール/水溶液の実験結果と比較している。R11/R113溶液は理想溶液の例として取り上げられている。図7, 8に比較例を示す。ただし, Thome の予測値は筆者が計算したものである。これによるとStephan & Kornerの方法とThomeの方法は似た結果を示し, Calus & Leonidopoulosの方法ではエタノール/水溶液の低濃度領域で伝熱低下が顕著になる。これは式(7)の $|dT/dx|$ が $x=0$ で最大値をもつからである。

式(10)~(12)の形式の予測法の長所は, 単一液の沸騰特性が分かっているれば混合溶液の沸騰熱伝達を容易に予測できることであるが, 欠点は混合溶液の熱力学的物性の組成に対する非線形変化が過剰過熱度の中に含まれるので, 過剰過熱度の大きさによって物質伝達効果による伝熱低下があるか判断できないことである。従って, 理想混合過熱度の代わりに単一液の沸騰熱伝達整理式に混合溶液の熱力学的物性値を代入して得られる過熱度を用いる方が, 過剰過熱度をモデル化する時の物理的背景は明確化されると思われる。

2.4 プール核沸騰限界熱流束

混合溶液のプール核沸騰熱伝達は物質伝達効果により単一液の熱伝達より低下する 경우가多いのに対し, 限界熱流束は異なった様相を呈する。図9の実線は Van Wijkら⁽¹⁵⁾によるブタノール/水溶液の限界熱流束の実験結果である。水に少量のブタノールを添加した組成で限界熱流束は最大値をもち, それは単一液の限界熱流束より大きい。

Van Stralen⁽¹⁶⁾は細線を用いた実験から, $|y-x|$ が最大の組成で限界熱流束は最大になることを見いだした。この組成では気泡成長率は最低になると言われているので, 熱伝達の組成依存性とは対照的である。この理由として, 高熱流束時にはその組成において発泡点密度が増加し, 気泡の運動による対流熱伝達が増進するからであると説明している。

Hovestreijsdt⁽¹⁷⁾は過熱面近傍の組成不均一によるマランゴニ対流の効果を考えている。過熱面近傍に表面張力の大きい高沸点成分が蓄積し, マランゴニ対流により気泡の間を液が伝熱面に引き込まれると述べている。図9のMは気相と液相の濃度差と表面張力の組成依存性の積であり, マランゴニ対流の発生強さに対応する。限界熱流束とMの最大値の組成は一致するようである。

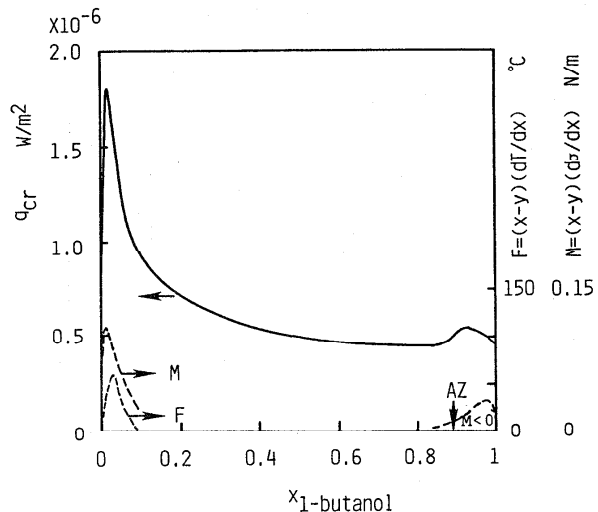


図9 ブタノール/水溶液系の限界熱流束と気液濃度差と表面張力の組成依存性⁽¹⁵⁾⁽¹⁷⁾

現時点で、混合溶液のプール核沸騰限界熱流束を予測する方法はない。今後の研究が待たれる。

3. 強制流動沸騰

3.1 混合溶液系の特徴

混合溶液の流動沸騰の実験は、プール沸騰や単一液の流動沸騰と比べて大きな困難を抱えている。これは熱交換器内で圧力変化がない場合でも、相変化が進むにつれて気液平衡関係にしたがって飽和温度が上昇することが原因である。局所熱伝達率を求めるためには、熱流束、壁温、圧力を測定すると共に、局所飽和温度を推定しなければならない。局所飽和温度は、入口流体条件と加熱量からクオリティを計算し、圧力の測定値と気液平衡関係（状態方程式）を用いて計算されるのが一般的である。状態方程式を用いた飽和液温度と飽和蒸気温度の計算の不確かさは±1℃程度はあるので、通常の測定上の不確かさを加えると、局所熱伝達率の不確かさは20～30%以上であると考えなければならない。一様熱流束実験の場合、熱伝達率が大きくなるほど壁温の過熱度は減少し、熱伝達率の不確かさは大きくなるので、高クオリティ域の測定は特に難しい。

混合溶液の強制流動沸騰熱伝達は、低クオリティ域（核沸騰が支配的な領域）では伝熱低下がプール沸騰と同様に観察されるが、高クオリティ域（強制対流蒸発が支配的な領域）では伝熱低下はかなり小さく、伝熱低下は見られないとの報告⁽¹⁸⁾もある。

また、特徴的な現象として、水平管内流動沸騰においては周方向の熱伝達率分布が単一液の分布とは正反対であることがJungら⁽¹⁹⁾

により指摘されている。筆者ら⁽²⁰⁾のR22/R114溶液での周方向熱伝達率分布の測定例を図10に示す。単一液の場合は、重力の効果により上方の液膜が下方と比べて薄くなるので、熱伝達率は上方の方が下方より高くなる。ところが、混合溶液の場合は、低沸点成分が先に蒸発してゆくの液膜の薄い上方には、より高沸点成分濃度の濃い液が残され、局所的な飽和温度は下方に比べて高くなり、熱伝達率は上方の方が低いと考えられる。このような周方向の濃度分布の形成についての研究はまだほとんど行われていない。

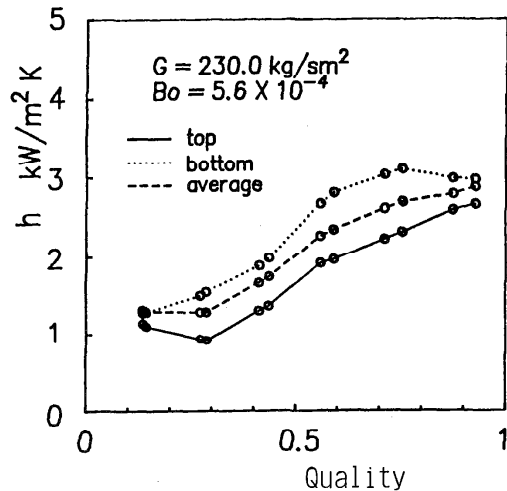


図10 R22/R114溶液系水平管内流動沸騰の周方向熱伝達率分布

3.2 熱伝達率の予測法

混合冷媒の強制流動沸騰熱伝達率の予測方法を最初に提案したのは Bennett & Chen⁽²¹⁾ である。彼らの方法は Chen⁽²²⁾ による単一液の飽和流動沸騰の予測方法を混合溶液に拡張したもので、熱伝達率 h_{binary} を核沸騰の寄与 h_b と強制対流蒸発 h_c の和として表し、それぞれについて係数 f_b , f_c を掛けて物質伝達効果を考慮している。

$$h_{binary} = f_b h_b + f_c h_c \quad (18)$$

核沸騰における物質伝達効果の補正はプール核沸騰の Calus & Leonidopoulos の方法を採用している。

$$f_b = \beta \quad (19)$$

強制対流蒸発については液相にのみ物質伝達抵抗があると仮定して

$$f_c = 1 - \frac{(1-y') q}{\rho_L h_{fg} h_D (T_w - T_{sat,b})} \left(\frac{dT}{dx} \right) \quad (20)$$

と求めている。式(20)の物質伝達率は環状流の液相の界面近傍の値であり、

$$h_D = 0.023 Re_{tp}^{0.8} Sc_L^{0.4} \frac{D_L}{d} \quad (21)$$

で与えられる。 Re_{tp} は二相レイノルズ数である。

また、Shock⁽²⁰⁾ は上昇環状流において、液相と気相の両方の物質伝達効果を考慮して熱伝達の解析を行い、エタノール/水溶液の気液界面濃度を図11のように計算している。気相の物質伝達を考慮した方が界面濃度が低くなるので、飽和温度は高くなり、熱伝達率は低くなること分かる。気相側の物質伝達効果の方が大きいと結論している。

筆者ら⁽²⁰⁾ は、強制対流蒸発についての物質伝達効果の補正を気相と液相について行い、式(18)の形式の熱伝達予測方法を提案している。図12はR22/R114溶液の補正係数の計算例である。強制対流蒸発における補正係数 f_c の値は0.8~0.9であるから、高クオリティ域の伝熱低下は実験の不確かさに比べて小さく、実験からは存在が確認できないと思われる。核

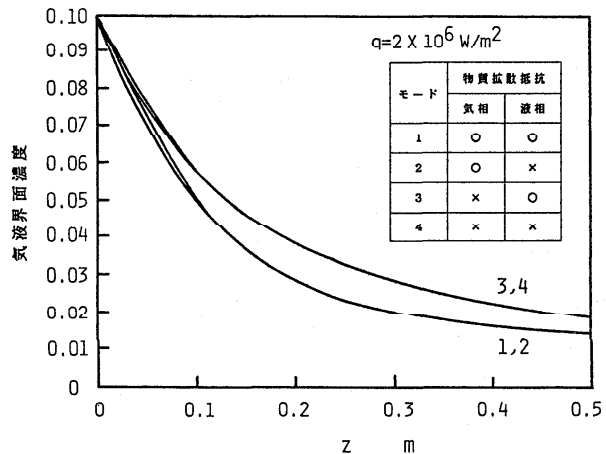


図11 エタノール/水溶液系上昇環状流の界面濃度にあたる物質伝達効果の影響⁽²³⁾

沸騰の伝熱低下 f_b はモデルによって差があり、強制流動沸騰熱伝達の予測精度を上げるには、核沸騰における物質伝達効果を適切に評価するモデルが必要であることが分かる。たとえば、Stephan & Körnerの方法を使うと、 $\pm 30\%$ の精度で熱伝達率を予測することは可能である。

5. おわりに

混合溶液の沸騰熱伝達の現状を振り返ってみたが、プール沸騰、強制流動沸騰ともにある程度の誤差を許せば熱伝達率を予測することは可能であるが、物質伝達の効果がどの様に熱伝達に影響しているかについてははっきりしていない。特に、限界熱流

束については全く予測の方法がない。今後は、プール核沸騰においては物質伝達効果あるいは組成の不均一による表面張力駆動流の影響について詳しく検討してゆくこと、強制流動沸騰においては気液界面近傍における物質伝達率の解明、組成の周方向分布の形成機構の解明などが重要と思われる。混合溶液用の高性能伝熱面については全くこれからの研究に待たなければならない。

主要記号

a_L : 液相熱拡散率	$T_{sat,b}$: バルク液濃度に対する飽和温度
d : 管内径	ΔT : 壁面過熱度
D_L : 液相物質拡散率	ΔT_b : バルク液の過熱度
f_b : 核沸騰熱伝達低下割合	ΔT_{eff} : バルク液の有効過熱度
f_c : 強制対流蒸発熱伝達低下割合	ΔT_E : 過剰過熱度
h_b : 核沸騰熱伝達	ΔT_I : 理想混合過熱度
h_c : 強制対流蒸発熱伝達	x, \tilde{x} : 液相低沸点成分質量濃度, モル濃度
h_D : 液相物質伝達率	x' : 液相高沸点成分質量濃度
q : 熱流束	y, \tilde{y} : 気相低沸点成分質量濃度, モル濃度
r : 気泡半径	y' : 気相高沸点成分質量濃度
t_i : 気泡離脱周期	θ : 接触角
T_b : バルク液温度	σ : 表面張力

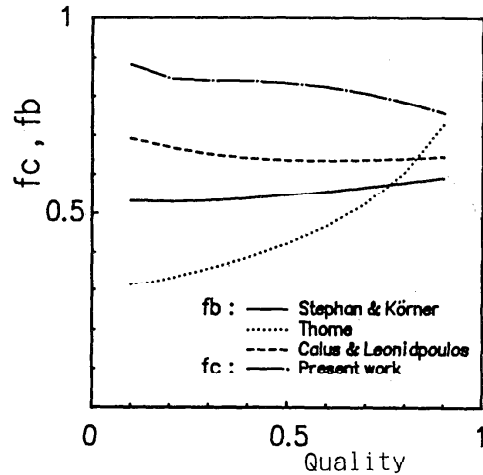


図12 R22/R114溶液系水平管内流動沸騰の熱伝達率低下割合の計算例⁽²⁰⁾

参考文献

- (1) Van Stralen, S. and Cole, R., Boiling Phenomena, (1979), Hemisphere.
- (2) Collier, J.G., Convective Boiling and Condensation, (1981), 394, McGraw Hill.
- (3) Thome, J.R. and Shock, R.A.W., Advances in Heat Transfer, 16(1984), 60, Academic Press.
- (4) Shock, R.A.W., Int. J. Heat Mass Transfer, 20(1977), 701.
- (5) Eddington, R.I. and Kenning, D.B.R., Int. J. Heat Mass Transfer, 22(1979), 1231.
- (6) Hul, T.O., M.S.Thesis, Michigan State Univ., (1983).
- (7) 藤田ほか3名, 第26回日本伝熱シンポジウム, (1989), 454.
- (8) Scriven, L.E., Chem. Eng. Sci., 10(1959), 1.
- (9) Van Stralen, S.J.D., Brit. Chem. Eng., 12(1967), 390.
- (10) Plesset, M.S. and Zwick, S.A., J. Appl. Phys., 25(1954), 493.
- (11) Van Stralen, S.J.D., et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 18(1975), 453.
- (12) Stephan, K. and Körner, M., Chemie-Ingenieur Technik, 41(1969), 409.
- (13) Calus, W.F. and Leonidopoulos, D.J., Int. J. Heat Mass Transfer, 17(1974), 249.
- (14) Thome, J.R., Int. J. Heat Mass Transfer, 26(1983), 965.
- (15) Van Wijk, W.R., et al., Chem. Eng. Sci., 5(1956), 65.
- (16) Van Stralen, S.J.D., Int. J. Heat Mass Transfer, 9(1966), 995.
- (17) Hovestreijsdt, J., Chem. Eng. Sci., 18(1963), 631.
- (18) 松永ほか3名, 日本機械学会熱工学講演会, (1989).
- (19) Jung, D.S., et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 32(1989), 131.
- (20) Hihara, E. and Saito, T., 第9回国際伝熱会議発表予定.
- (21) Bennett, D.L. and Chen, J.C., AIChE J., 26(1980), 454.
- (22) Chen, J.C., Ind. Eng. Chem. Process Design Develop., 5(1966), 322.
- (23) Shock, R.A.W., Int. J. Multiphase Flow, 2(1976), 411.

1. はじめに

フィン付管が高性能の凝縮器用伝熱管として使用され始めてから約50年が経過した。最初に使用されたのは横型凝縮器用の水平環状フィン付管である。この管の凝縮伝熱性能に関して、Katzとその共同研究者は1940年代後半に一連の重要な論文⁽¹⁻³⁾を発表した。彼らの主な結論は、(1)水平環状フィン付管の凝縮熱伝達係数は鉛直面および水平円筒面に関するNusselt⁽⁴⁾の式をそれぞれフィン側面およびフィン根元管表面に適用して求められる値に近い、(2)縦管列数の影響は水平円管に関するNusselt⁽⁴⁾の式による予測よりはるかに小さい、(3)管下部のフィン間に保持される凝縮液の影響は無視できる、と云うものであった。その後1954年にGregorig⁽⁵⁾が縦型凝縮器用の微細縦溝付管を提案した。この管の表面は正弦波状に近い凹凸を有しており、表面張力の作用によって山の頂上付近の液膜が薄くなり、同時に溝部の液膜が厚くなる。従って山部は高性能の凝縮面となり、溝部は凝縮液を流下させる流路の役割を果たす。Gregorig⁽⁵⁾はこの管の凝縮伝熱性能を理論的に予測することにもある程度成功している。次の画期的な出来事は、1970年代に横型凝縮器用の3次元フィン付管が開発されたことである。フィンの形状は鋸歯状、ピラミッド状、ピン状、その他種々のものがあり、従来の水平環状フィン付管に比べて2倍程度以上の伝熱性能を示すと報告された。その伝熱促進要因としては、(1)鋭くとがった先端や多数の角部を有するフィンにより、環状フィンよりも表面張力の作用を積極的に利用している、(2)3次元フィンにより、管の下端における液切れが良くなる、等の事柄が主張された。フィン寸法の影響に関しては、特にフィンピッチの影響が大きいことが報告された⁽⁶⁾。

フィン付面上における静止蒸気の膜状凝縮は重力と表面張力によって支配される。この両者を考慮した最初の理論解析は前述のGregorig⁽⁵⁾によるものである。その後の重要な研究にMoriら⁽⁷⁾のものがある。彼らは微細フィン付鉛直管上の膜状凝縮に関する厳密な数値解析を行い、フィンの形状、寸法の最適化を行った。そして、鋭い先端と平坦なフィン底面を有するフィン形状が優れていることを示した。水平環状フィン付管についても、表面張力の作用が重要であることは以前から認識されていたが、これを考慮した妥当な理論モデルが提案されたのは比較的最近のことである。3次元フィン付管については、まだ理論的研究は報告されてない。

フィンによる管外凝縮の促進に関する従来の研究の概略は上述の通りであるが、より詳細については最近相次いで発表された凝縮伝熱研究のレビュー⁽⁸⁻¹⁰⁾によって知ることが出来る。従って、ここで同様のレビューを繰り返すのは無意味と考えられるので、本稿では主として筆者らが

行ってきた水平フィン付管上の凝縮に関する研究について紹介させていただく。

2. 水平単管上の凝縮

水平フィン付管を使用したシェルチューブ凝縮器の伝熱性能は(1)フィンの形状、寸法、(2)蒸気流速、(3)凝縮液イナnderション、(4)管配列、等の影響を受ける。従って、これら各因子の影響を明かにする必要がある。しかし、管群の凝縮実験を行うには大掛かりな装置が必要であるので、先ず単管に関する実験を行い、フィンの形状、寸法と凝縮伝熱性能およびフィン間の溝部に保持される凝縮液の挙動との関係を調べた。また、凝縮伝熱を更に促進させる方法として、フィン付管の下端に多孔質排液板を取り付ける方法を考案し、その効果を検討した。つぎに、環状フィン付管について薄液膜部と厚液膜部における凝縮液の流動と伝熱の理論解析を行い、これをもとにして単管の凝縮伝熱性能計算法を導いた。さらに、この解析に多孔質排液板内を流下する凝縮液の挙動を組み込み、多孔質排液板を取り付けた水平環状フィン付管の凝縮伝熱性能計算法を導いた。

2. 1 実験

フィン付管の凝縮伝熱促進要因としては、(1)表面積の増大、(2)表面張力の作用によってフィン上の凝縮液膜が薄くなる効果、があるが、(1)と(2)は必ずしも両立し得ない。即ち、表面積を増大させるにはフィン高さ h を大きくするか、またはフィンピッチ p を小さくすればよいが、 h を大きくするとフィンの側面において液膜の曲率変化が小さくなり、従って表面張力による液膜内の圧力勾配が減少するため、凝縮液の流れが悪くなって膜厚が増大する。一方、 p を過度に小さくすると表面張力の作用によってフィン間の溝部に凝縮液が充満し、有効伝熱面積はかえって減少する。(1)と(2)の効果を最大限に利用するには、 h と p を共に小さくし、溝部の凝縮液を別の手段によって積極的に排除すればよい。その手段として、フィン付管の下端に溝を設けて多孔質板を取り付け、ヒートパイプにおけるウイックの効果を逆の方向に作用させることが考えられる。

実験^(11,12)に使用した伝熱管の諸元を表1に示す。ここに管Aは平滑管、管B、C、Dは環状フィン付管、管Eは鋸歯状フィン付管である。また、管BS、CS、DS、ESはそれぞれ管B、C、D、Eの下端に硬質塩化ビニル板を取り付けた管、管BP、CP、DP、EPは厚さ1.9mmのニッケル製多孔質板(平均有効孔半径 $r_p=0.4\text{mm}$)を取り付けた管である。凝縮物質にはR113とメタノールを使用した。

図1は管D、DS、DP上のメタノールの凝縮状態を比較したものである。管の記号に続く数字は排液板高さ $l(\text{mm})$ を、 ΔT は凝縮温度差(蒸気温度 T_g とフィン根元平均壁温 T_{wm} の差)を表す。図中の矢印の位置に見られる光の反射は、ここでフィン間溝部の液膜厚さが急変していることを示しており、これより下部のフィン間には凝縮液がほぼ充満している。この位置の管頂からの角度を ϕ_f とする。図1中には $\tilde{\phi}_f = \phi_f / \pi$ の値も示してある。管DS14の $\tilde{\phi}_f$ は管Dよりいく分大きい。管DP4~DP19では l が大きいほど $\tilde{\phi}_f$ も大きく、従って有効伝熱面積が増大している。

表1 供試管の各部寸法

Test series			A	B	C	D	E
Tube designation			A	B,BS,BP	C,CS,CP	D,DS,DP	E,ES,EP
Fin pitch	p	mm	---	0.98	0.64	0.50	0.72
Fin height	h	mm	---	1.46	0.92	1.13	1.03
Fin spacing	b	mm	---	0.74	0.46	0.39	---
Fin half tip angle	θ	rad	---	0.079	0.087	0.0	---
Outside diameter	d_o	mm	19.05	18.69	18.89	19.35	19.40
Inside diameter	d_i	mm	15.88	14.10	15.48	14.20	15.50
Actual area			0.060	0.190	0.197	0.294	---
Actual area/Nominal area			1.00	3.24	3.32	4.84	---
Effective length			433	433	263	170	168

図2は管D、DP15、E、EP15上でメタノールが凝縮する際の溝部液膜形状の周方向変化を比較したものである。また図3の上半部にはシリーズDとEの管についてフィン間中央の液膜厚さ δ の周方向変化を δ/h 対 $\tilde{\phi}_r = \phi/\pi$ の関係で示している。なお、シリーズDについては $\tilde{\phi}_r$ の測定値を破線で、また後述の式(5)による理論値を実線で併せ示している。シリーズDでは $\tilde{\phi}_r$ より上部のフィン間溝部の液膜厚さは小さく、フィンのほぼ全面が有効伝熱面として働いている。一方 $\tilde{\phi}_r$ より下部では溝部に液が充満しており、メニスカスはフィン先端に接している。従って、フィン先端部だけが有効伝熱面として働く。シリーズEではフィン間溝部の液膜厚さの周方向変化がゆるやかである。これは鋸歯状フィン付管の特徴と考えられる。

図3の下半部にはシリーズDについて無次元フィン根元壁温 $\tilde{T}_w = (T_w - T_c) / (T_s - T_c)$ の周方向変化を示している。ここに T_c は冷却水温である。4種類の記号は冷却水入口からの距離が異

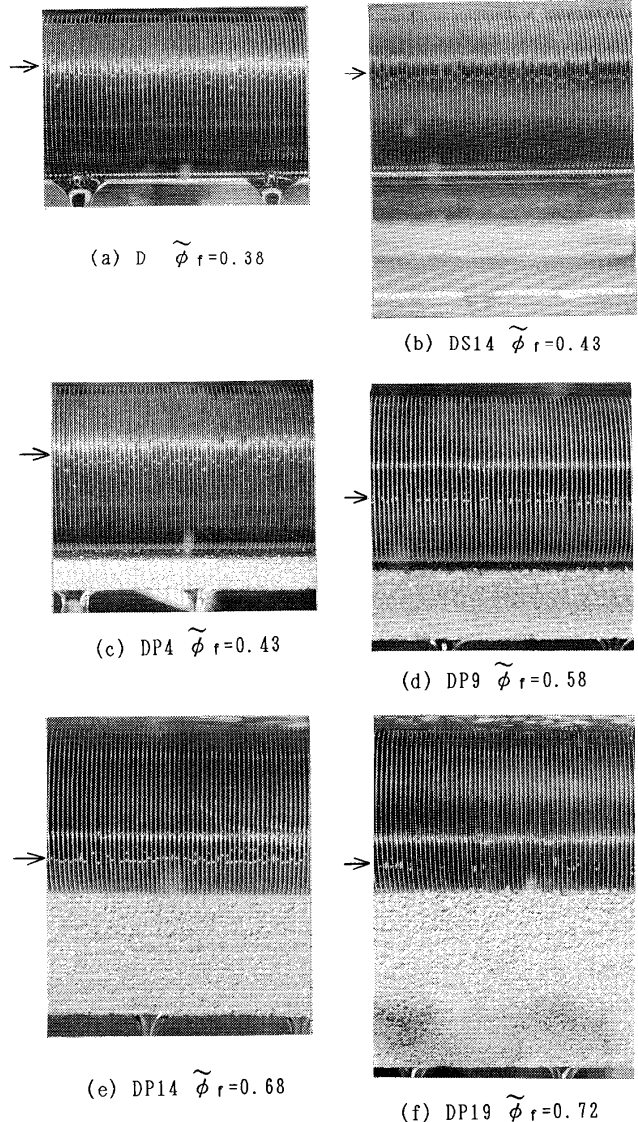


図1 凝縮状態の比較： $\phi/\pi = \tilde{\phi}_r$, $\Delta T = 8K$

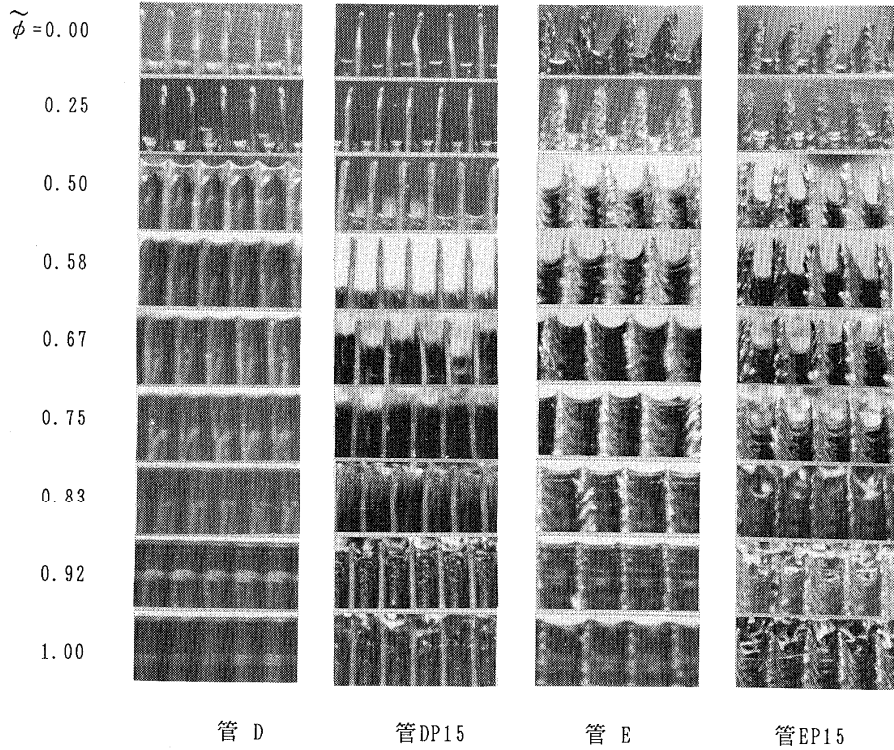


図2 溝部液膜形状の周方向変化：\$d/h=1\$, \$\Delta T=12K\$

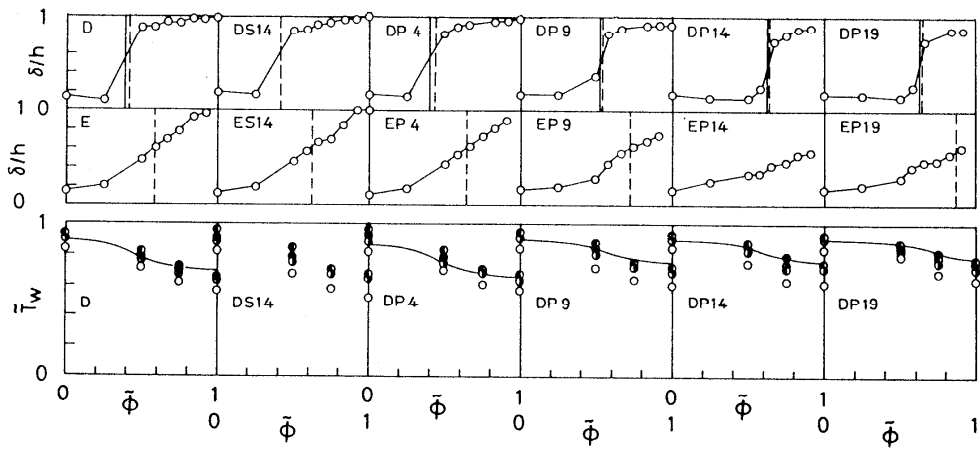


図3 溝部液膜厚さおよび壁温の周方向分布，\$\Delta T=7\sim 12K\$

なる断面における測定値を表す。 δ/h と T_w の分布には密接な関係があり、無次元凝縮温度差 $1-\tilde{T}_w$ は $\tilde{\phi}$ より上半部と下半部で2倍以上変化している。このことは熱伝達のモデルを考えるうえで重要である。図中の実線は後述の理論による壁温分布の計算値を示す。これらの値は実験値と

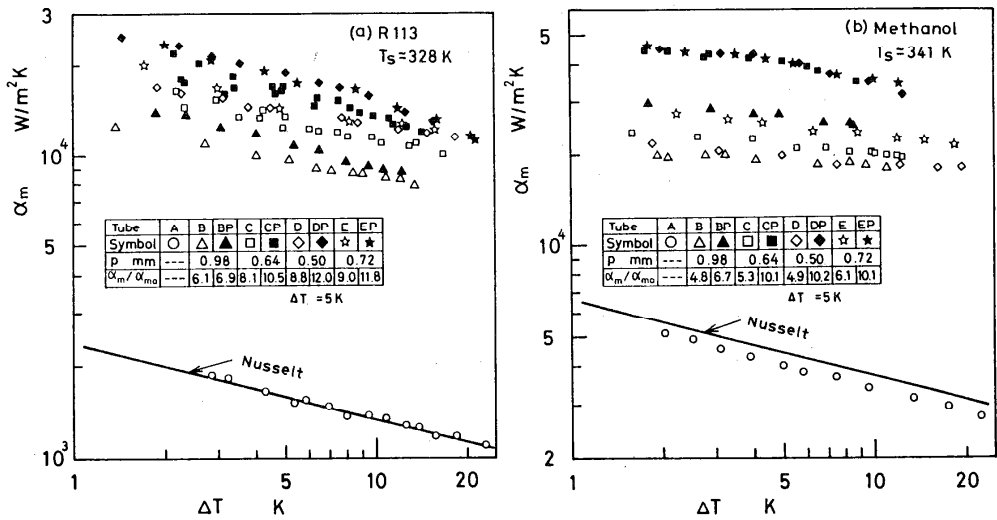


図4 平均熱伝達係数の比較

よく一致している。

図4は管B～E、BP15～BP15の公称面積（フィン先端径 d_B に等しい外径を有する平滑管の表面積）基準の平均熱伝達係数 α_m と ΔT の関係を比較したものである。図中には管A（平滑管）の熱伝達係数 α_{m0} および各管の伝熱促進率 α_m/α_{m0} の値も併記してある。R113とメタノールの結果を比較すると、 α_m/α_{m0} の値は全ての管についてR113のほうが大きく、その最大値は12.0に達する。一方、多孔質排液板の取付けによる伝熱促進効果はメタノールのほうが大きく、これを取付けない場合に比べて最大2.08倍の α_m が得られている。後述のように、これらの現象は凝縮物質の表面張力と液密度の比 σ/ρ_l と関係がある。R113については、環状フィン付管の α_m は p が小さいほど大きく、多孔質排液板の取付けによる伝熱促進効果も大きい。

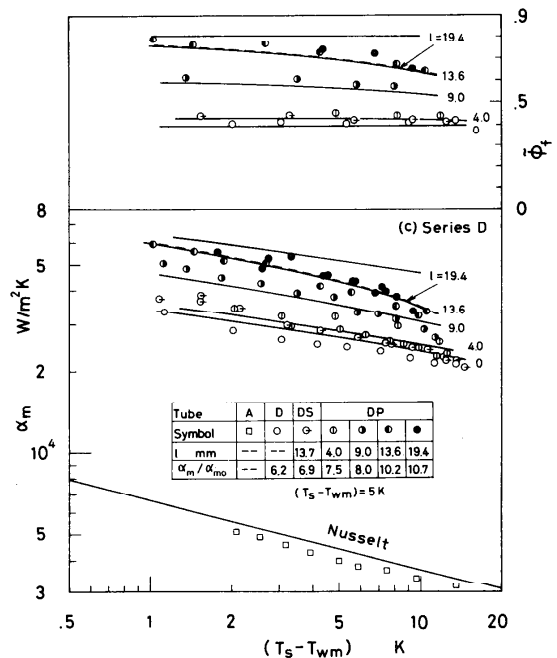


図5 平均熱伝達係数 α_m および無次元液充填角度 ϕ_r の排液板高さ l による変化, マノール

メタノールについても、管Dの α_m が相対的に小さいことを除けば同様の傾向が見られる。

図5はメタノールについてシリーズDの α_m および $\tilde{\phi}_f$ を比較したものである。図中には α_{m0} および各管の α_m/α_{m0} の値も併記してある。管DSは管Dよりわずかに高い伝熱性能を示す。管DPの α_m および $\tilde{\phi}_f$ は l とともに増大するが、 $l=13.6\text{mm}$ と 19.4mm ではあまり差が見られない。従って、この多孔質排液板の有効高さは約 14mm である。

2. 2 液充滿位置

ここで環状フィン付管の ϕ_f の予測法⁽¹¹⁻¹²⁾について述べる。単管の場合、 ϕ_f より下部の溝に保持された凝縮液の流れは非常に遅いので、その気液界面形状は重力と表面張力による圧力との釣合によって定まる。物理モデルおよび座標系を図6に示す。問題は気液界面形状を定める微分方程式を $h, s \ll R_0$ 、 $\phi = \pi$ で気液界面曲率半径 $r = \infty$ （気液の圧力が等しい）等の仮定のもとで解くことに帰着される。計算結果によれば、 r は任意の角度 ϕ の軸断面内でほぼ一定である。その値を r_b とすれば、 r_b は次式で与えられる。

$$g\rho_l z = g\rho_l \{R_0 + (R_0 - r_b + \sqrt{r_b^2 - s^2/4}) \cos \phi\} = \sigma / r_b \quad (1)$$

式(1)はさらに

$$g\rho_l z = g\rho_l R_0 (1 + \cos \phi) = \sigma / r_b \quad (1')$$

と簡単化できる。 ϕ_f は r_b のとりうる最小値 r_f に対応する角度として定まり、次式で近似できる。

$$\begin{aligned} 0 \leq X \leq 2: & \quad \phi_f = \cos^{-1}(X-1) \\ 2 < X: & \quad \phi_f = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

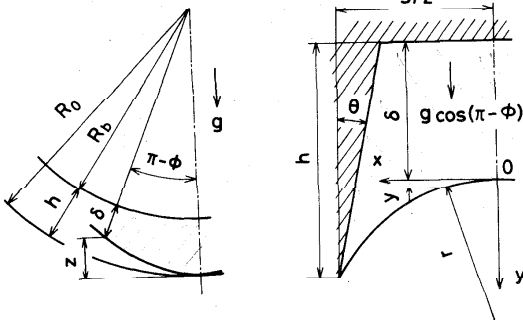


図6 管下部のフィン間に保持される凝縮液の形状

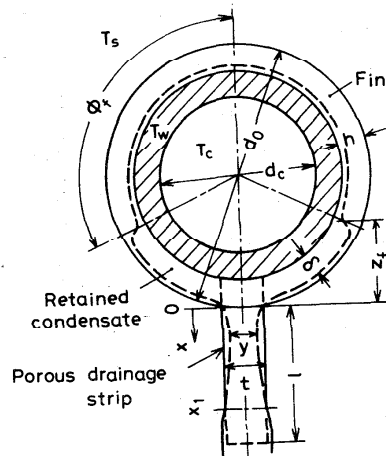


図7 多孔質排液板を取付けたフィン付管を流下する凝縮液流のモデル

ここに

$$s(1-\sin\theta)/\cos\theta \leq 2h: \quad X=4\sigma \cos\theta / \rho_l g d_0 s, \quad r_f=s/2\cos\theta \quad (3)$$

$$s(1-\sin\theta)/\cos\theta > 2h: \quad X=(4\sigma / \rho_l g d_0 s)(s/h)/\{1+(s/2h)^2\}, \quad r_f=h\{1+(s/2h)^2\}/2$$

多孔質排液板を取付けると、管の下端における境界条件が変化する。物理モデルおよび座標系を図7に示す。多孔質排液板内の流れについてDarcyの法則が成立し、 $x=x_1$ における気液の圧力が等しいと仮定すると、管底 $x=0$ における液の圧力は周囲蒸気の圧力より

$$\Delta P_2 = \int_0^{x_1} \rho_l (g - \pi d_0 q_m \nu_l / \rho_l L K y) dx = g \rho_l (1 - F/K) x_1 \quad (4)$$

だけ低くなる。ここに q_m は公称面積基準の平均熱流束、 K は透過率、 L は凝縮潜熱、 $F = \pi d_0 q_m \nu_l / g \rho_l L t$ である (x_1 の値は文献(12)参照)。なお、 ΔP_2 の値は多孔質板の毛管限界による上限値 $\Delta P_{2max} = 2\sigma / r_p$ を超えることはない。従って、多孔質排液板を取付けた場合には溝部の液膜形状に関する式(1)、(1)'の左辺に ΔP_2 が

加わることになる。前の場合と同様に、 ϕ_f は $r_b=r_f$ の位置として定まり、次式を得る。

$$\phi_f = \cos^{-1}(X - 2\Delta P_2 / g \rho_l d_0 - 1) \quad (5)$$

2. 3 熱伝達

環状フィン付管上における静止蒸気の膜状凝縮をとりあげる(13, 14)。物理モデルおよび座標系を図8に示す。図8(b)、(c)はそれぞれ $0 \leq \phi \leq \phi_f$ の領域(u領域)と $\phi_f \leq \phi \leq \pi$ の領域(f領域)のフィン断面を示す。フィン上の凝縮液は重力と表面張力の作用によってフィン根元へ向かって流れ、その後重力によって溝を流

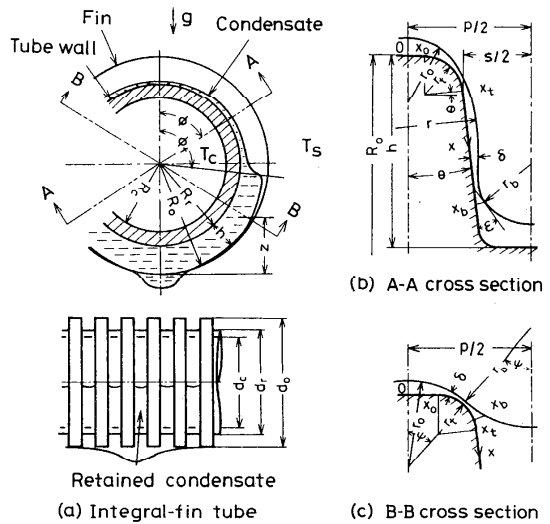


図8 環状フィン付管上の膜状凝縮のモデル

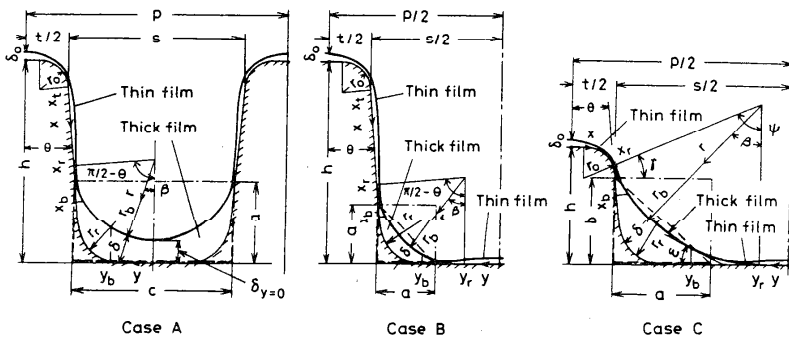


図9 u領域の溝部液膜形状

下する。従って液膜は $0 \leq x \leq x_b$ の薄液膜部と $x_b \leq x$ の厚液膜に分かれる。 u 領域の液膜形状はさらにフィン寸法と凝縮量に応じて図9に示すケースA、B、Cに分かれる。このうち、ケースB、Cは凝縮量が比較的少ない場合に対応している。これらの場合にはフィン根元管表面のフィン間中央部にも薄液膜が存在する。伝熱の大部分は薄液膜部で行われるので、まず薄液膜の解析を行う必要がある。

最初にフィン上の薄液膜部をとりあげる。 ϕ 方向の流れを x 方向の流れに対して無視すると、液膜厚さ δ に関して次式が成立する。

$$\frac{1}{3\nu_1} \frac{d}{d\bar{x}} [(\rho_1 g f_x - \sigma \frac{da}{dx}) \delta^3] = \frac{\lambda_1 (T_s - T_u)}{\delta L} \quad (6)$$

ここに $g f_x$ は重力の x 方向成分、 $a=1/r$ は気液界面の曲率である。 a は δ 、 $d\delta/dx$ 、 $d^2\delta/dx^2$ の関数として表せる。

式(6)の境界条件は

$$x=0: \quad d\delta/dx = d^3\delta/dx^3 = 0 \quad (7)$$

$$x=x_b: \quad d\delta/dx = \tan \epsilon, \quad r = -r_b \quad (8)$$

解法としては、式(6)の左辺に非定常項を導入し、適当な初期液膜分布を仮定して差分法によって解き、定常解を求めた。図10は局所ヌセルト数 $Nu_x = p/\delta$ と無次元曲率 $\bar{a} = p/r$ の $\bar{x} = p/x$ 方向分布例を示す。 \bar{a} はフィン先端の角部 $\bar{x} = \bar{x}_t$ の近傍と厚液膜との接続位置 $\bar{x} = \bar{x}_b$ の少し手前で急激に変化し、この部分で Nu_x は極大値をとる。なお、 \bar{a} は $\bar{x}_b = 1.41$ 、 0.91 では2段の階段状変化をするのに対して $\bar{x}_b = 0.41$ では1段の階段状変化をするのが特徴的である。図中には重力の影響を無視した場合($G/S = g\rho_1 p^2/\sigma = 0$)と、重力と表面張力を共に考慮した場合($G/S = 1$)の解を示している。 \bar{x}_b が大きいとフィン側面で両者の差が顕著になるが、投影面積基準平均ヌセルト数 $Nu_p = 2 \int_0^{\bar{x}_b} \bar{a} (1/\delta) d\bar{x}$ の差

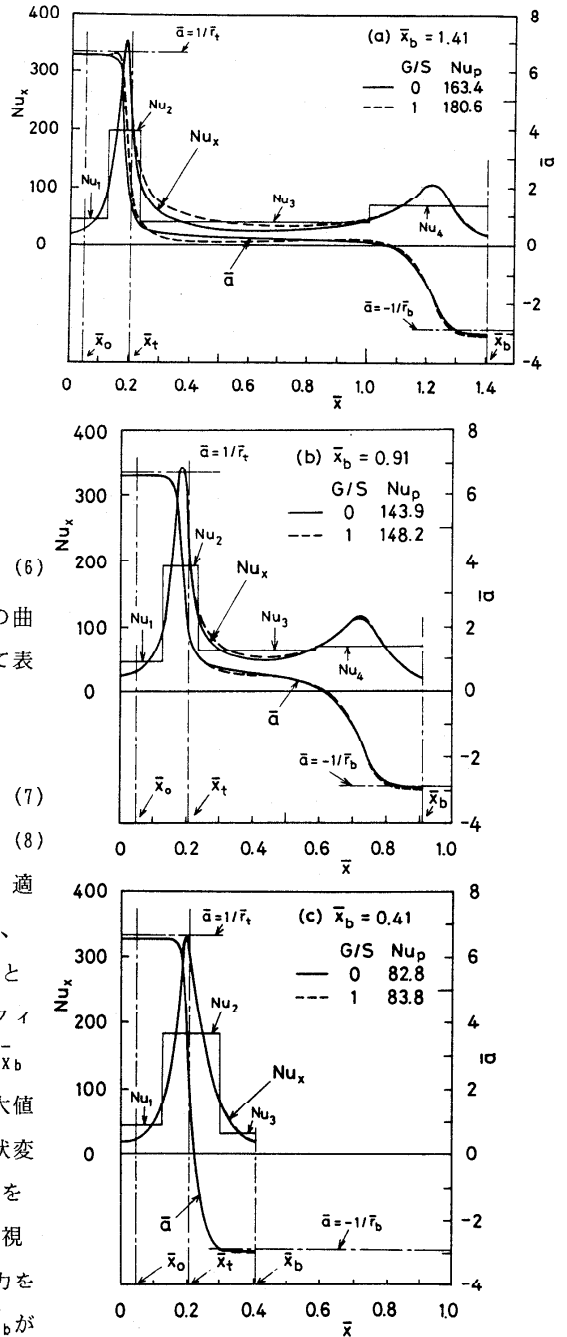


図10 局所ヌセルト数 Nu_x および無次元気液界面曲率 \bar{a} の \bar{x} 方向分布

はそれ程大きくない。なお、 Nu_p の値は \bar{x}_b の増大につれてはじめ急激に増大するが、 $\bar{x}_b > 1$ では変化が小さくなる。従って、フィン高さには最適値が存在する。

上述の数値解法を環状フィン付管の伝熱計算に直接適用するのは、計算時間その他の面から得策でない。そこで、数値解析によって明かになった \bar{a} の分布形に基いて薄液膜部 $0 \leq \bar{x} \leq \bar{x}_b$ を2~4領域に分け、 $G=0$ に対する Nu_x および Nu_p の近似式を作成した。図10中の $Nu_1 \sim Nu_4$ は Nu_x の近似値を示している。数値解と近似式による Nu_p の値は広範囲のパラメータの組合せについて5%以内で一致した。この Nu_p に重力の影響に対する補正項を加えたものを環状フィン付管に適用した。フィン根元管表面上の薄液膜部についても同様の解析を行い、 Nu_p の近似式を求めた。この場合には重力の影響は事実上無視できることが明らかになった。

環状フィン付管の公称面積基準平均熱流束 q_m は次式によって与えられる。

$$q_m = (q_{ur} + q_{uf}) \tilde{\phi}_f + q_{rf} (1 - \tilde{\phi}_f) \quad (9)$$

ここに q_{ij} ($i=u, f$; $j=r, f$)は公称面積基準局所熱流束であり、添字 i は u 領域または f 領域を、 j はフィン根元管表面部(r)またはフィン部(f)を表す。 q_{ij} は次式によって与えられる。

$$\left. \begin{aligned} q_{if} &= \lambda_i \eta_i (Nud)_{if} (T_s - T_{wif}) / d_0 & (i=u, f) \\ q_{ur} &= \lambda_i (Nud)_{ur} (T_s - T_{wur}) / d_0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここに η_i はフィン効率、 $(Nud)_{if}$ 、 $(Nud)_{ur}$ は公称面積基準局所ヌセルト数、 T_{wif} 、 T_{wur} は局所フィン根元壁温である。式(10)中の $(Nud)_{if}$ 、 $(Nud)_{ur}$ は前述の Nu_p の関数として与えられる。

T_{wif} 、 T_{wur} は管外蒸気と管内冷却水との複合熱伝達の近似解析により解析解を求めた。

α_m の定義としては次の2種類が考えられる。

面積平均温度差に基づくもの

$$\alpha_m = q_m / [\{ \bar{t} (T_s - T_{wuf}) + (1 - \bar{t}) (T_s - T_{wur}) \} \tilde{\phi}_f + \{ \bar{t} (T_s - T_{wff}) + (1 - \bar{t}) (T_s - T_{wfr}) \} (1 - \tilde{\phi}_f)] \quad (11)$$

熱通過係数の定義に基づくもの

$$\alpha_m = \{ (T_s - T_c) / q_m - d_0 \ln(d_r / d_c) / 2 \lambda_w - (1 / \alpha_c) (d_0 / d_c) \}^{-1} \quad (12)$$

ここに $\bar{t} = t/p$ 、 α_c は冷却側の熱伝達係数である。後述の計算結果によれば、現実的な条件下で両者は1%以内で一致する。

上述の熱伝達の計算を行うためには、溝部の厚液膜の形状が既知でなければならない。 u 領域の厚液膜部の液流について圧力項を無視すると次式が成立する。

$$\frac{M \nu_1}{g \rho_1 p^4} = \frac{F \sin \phi}{\tilde{\lambda} Re} \quad (13)$$

ここに M はフィン1/2ピッチあたりの溝部凝縮液流量、 $F = 2A d_0^2 / p^4$ 、 A は厚液膜の断面積、 d_0 は厚液膜の等価径値、 $\tilde{\lambda}$ は濡れ縁平均摩擦係数、 $Re = M d_0 / A \mu_1$ である。 $\tilde{\lambda} Re$ は厚液膜の断面形状の関数として与えられる。薄液膜部での周方向液流の影響を無視すれば、 M は次式で与えられる。

$$0 < \phi < \phi_f : \quad M = p d_0 (q_{ur} + q_{uf}) \phi / 4L \quad (14)$$

従って、厚液膜の形状は式(13)、(14)によって熱流束と関係づけられる。ここでは u 領域の液膜形

状を $\phi = \phi_f/2$ におけるそれで代表させる。2.2節で述べたように、 f 領域の厚液膜形状は重力と表面張力による圧力との釣合いによって定まる。ここでは f 領域の液膜形状を $z-z_m - \int_{\phi_f}^{\pi} R_0(1+\cos\phi)d\phi / (\pi - \phi_f) = R_0 \times \{1 - \sin\phi_f / (\pi - \phi_f)\}$ におけるそれで代表させる。

蒸気、管および冷却水の条件が与えられると、 ϕ_f 、 η_i 、 T_{wi} 、 $(Nu)_{ij}$ 、 q_{ij} に関する代数式を連立させて解くことによって q_m 、 α_m 等が求まる。図11、12は伝熱促進率 α_m/α_{m0} の実験値と計算値の比較例を示す。ここに α_{m0} は Nusselt⁽⁴⁾ の式による値である。なお、図中の細い実線はフィン根元管表面上の伝熱を無視した解を、また破線は Beatty-Katz⁽²⁾ の解を比較のために示したものである。各データについて、計算値は $s < 1\text{mm}$ のある点で極小値をとる。この点は $\phi_f = 0$ となる s の最大値に対応している。また、これより多少大きい s において最大値を取り、その値は水蒸気、エチレングリコール、R113の順に大きくなる。これは σ/ρ_l の減少に対応している。

多孔質排液板を取付けた環状フィン付管に関する実験値との比較例は前掲の図5に示されている。同図中の実線はそれぞれの1に対する計算値を示しているが、実験値の傾向をよく表している。

3. 水平管群における凝縮

管群に関しては、先ず静止蒸気中に置かれた水平環状フィン付管の縦列を流下する凝縮液の挙動を調べた。ついで、3行15列の碁盤日配列および千鳥配列管群を鉛直下向きに流れるR113蒸気の凝縮実験を行い、フィンの形状、寸法、蒸気流速および凝縮液インテンションの影響を調べた。環状フィン付管に関しては、凝縮液の流動特性に基いて前述の単管の理論を拡張し、管群の凝縮伝熱性能計算法を導いた。ついで、この計算法を用いてフィン寸法の最適化を行った。

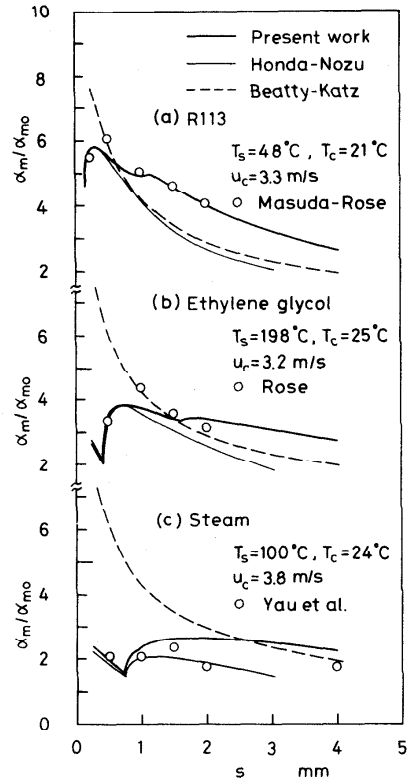


図11 伝熱促進率 α_m/α_{m0} におよぼすフィン間隔 s の影響

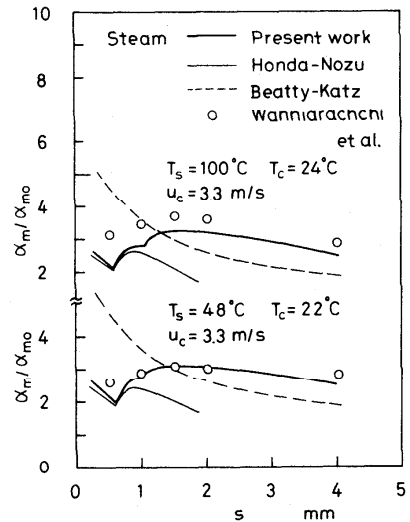


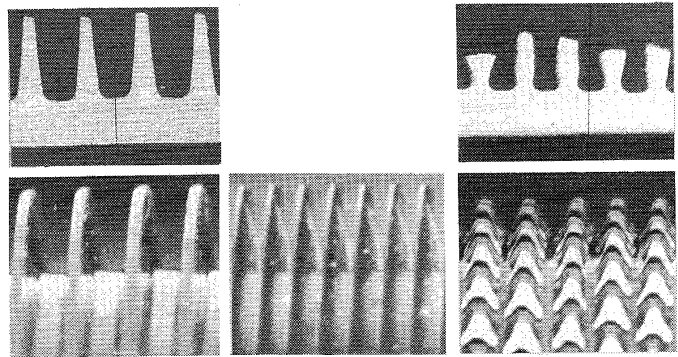
図12 伝熱促進率 α_m/α_{m0} におよぼすフィン間隔 s の影響

表2 供試管の各部寸法

Tube designation		A	B	C	D	E	F
Fin pitch	p mm	0.96	0.50	0.73	1.00	0.69	0.95
Fin height	h mm	1.43	1.30	0.99	1.28	1.01	1.14
Fin thickness at fin tip	t mm	0.24	0.05	----	----	----	----
Fin half tip angle	θ rad	0.082	0.047	----	----	----	----
Diameter at fin tip	d_o mm	15.60	16.10	15.85	15.80	15.86	15.81
Diameter at fin root	mm	12.74	13.50	13.87	13.24	13.84	13.53
Tube inside diameter	mm	11.21	11.80	12.09	11.39	12.22	12.04

3. 1 実験

実験(15, 16, 17.)に使用した伝熱管の緒元を表2に、また、各管の管軸方向断面と外観を図13に示す。ここに管A, Bは環状フィン付管、管C~Fは3次元フィン付管である。管Bは後述の理論解析によって求められた最適値に近いフィン寸法を有している。

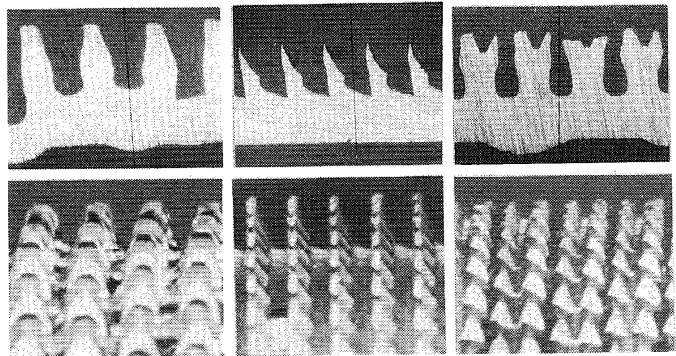


管A

管B

管C

図14は管Aの一行管列を流下する凝縮液の流動様相の例を示す。凝縮物質はR113、管ピッチ P_t は22mmである。液の落下モードは液流量の増大につれて液滴モード、液柱モード、液柱・液シート共存モード、液シートモードへと遷移する。その遷移点は無次元数 $K = \Gamma (g / \rho_1)^{1/4} / \sigma^{3/4}$ によってほぼ一意的に定まる。ここに Γ は管の片側を流下する単位長さ当



管D

管E

管F

図13 供試管の管軸方向断面および外観

りの液流量である。これらの写真から読取った $\tilde{\phi}_f$ 、上方管からの凝縮液が流下する部分(A領域)の面積割合 f 、液落下点数 N の K による変化を図15に示す。落下液の影響を受けない領域(U領域)の $\tilde{\phi}_f$ は静止蒸気に関する式(2)の予測値とよく一致する。一方A領域の $\tilde{\phi}_f$ は K の増大につれて減少している。液柱モードの N は薄液膜に対するTaylor不安定の最危険波長 $\Lambda = 2\pi\sqrt{2\sigma/\rho_1}$ によって定まる値 $N=1/\Lambda$ (図中の破線)にほぼ一致する。また、液柱モードの f は自由落下

する液柱の直径 d と密接な関係があり、

$$f = cd/\Lambda, \quad c = 1.5 \sim 2.0 \quad (15)$$

で与えられる。

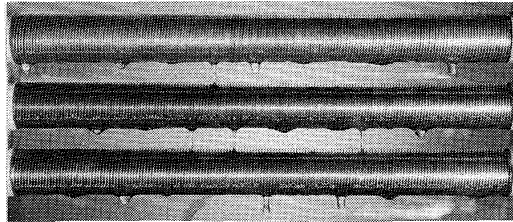
R113の下降蒸気流中におかれた管Aと管Dの基盤目管群を流下する凝縮液の流動様相をそれぞれ図16,17に示す。蒸気流速 $u_0 = 3.4\text{m/s}$ の場合の流動様相は基本的には静止蒸気の場合と同様であるが、管Aは $K=0.46$ で液柱モードであるのに対して、管Dでは $K=0.47$ で液シートが形成されている。この相違は、3次元フィン付管ではフィン管溝部が軸方向にもつながっているため、凝縮液流量が軸方向に均等化されやすいこと

による。 $u_0 = 17.6\text{m/s}$ では、下方管の管頂部のフィン管溝部にも凝縮液が保持されている。また、管Dは管Aに比べて顕著な同伴液滴の発生が認められる。これらの流動様相の特徴は他の環状フィン付管と3次元フィン付管についても同様であった。

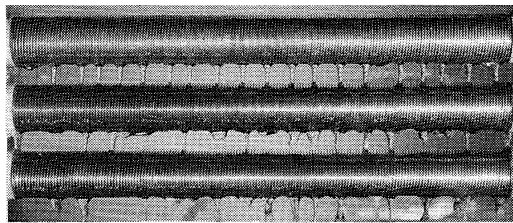
図18は管Aの基盤目管群について α_m/α_{m0} の縦管列数 n による変化を示す。図中には後述の静止蒸気に対する理論解と平滑管群に関する実験値⁽¹⁸⁾も併記してある。一般にフィン付管は平滑管に比べて n および u_0 の影響が小さい。理論解は実験値より低めで、 $u_0 = 3.4\text{m/s}$ に対する実験値とは10%以内で一致する。

図19は管A～Fの基盤目管群の熱伝達特性を凝縮数 $Nu = \alpha_m(\nu_l^2/g)^{1/3}/\lambda_l$ 対膜レイノルズ数 $Re = 4\Gamma/\mu_l$ の座標上で比較したものである。なお、 Γ の値は重力流れモデルによって求めている。図中には単管に関するNusselt⁽⁴⁾の式、平滑管群に関する実験式⁽¹⁸⁾も併記してある。また、環状フィン付

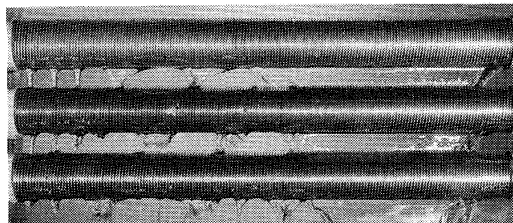
伝熱研究 Vol. 29, No. 112



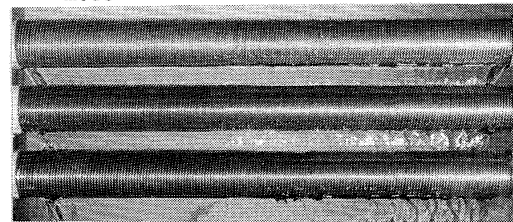
(a) Droplet mode $\Gamma = 5.41 \times 10^{-3} \text{ kg/m s}$



(b) Column mode $\Gamma = 2.78 \times 10^{-2} \text{ kg/m s}$



(c) Column and sheet mode $\Gamma = 5.59 \times 10^{-2} \text{ kg/m s}$



(d) Sheet mode $\Gamma = 1.09 \times 10^{-1} \text{ kg/m s}$

図14 静止蒸気中における凝縮液の流動様相：

R113, $P_t = 22\text{mm}$

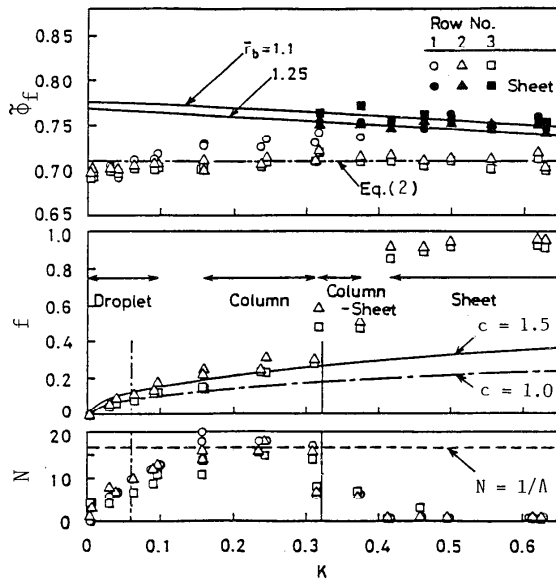


図15 $\tilde{\phi}_f$, f および N の K による変化: R113, $P_t = 22\text{mm}$

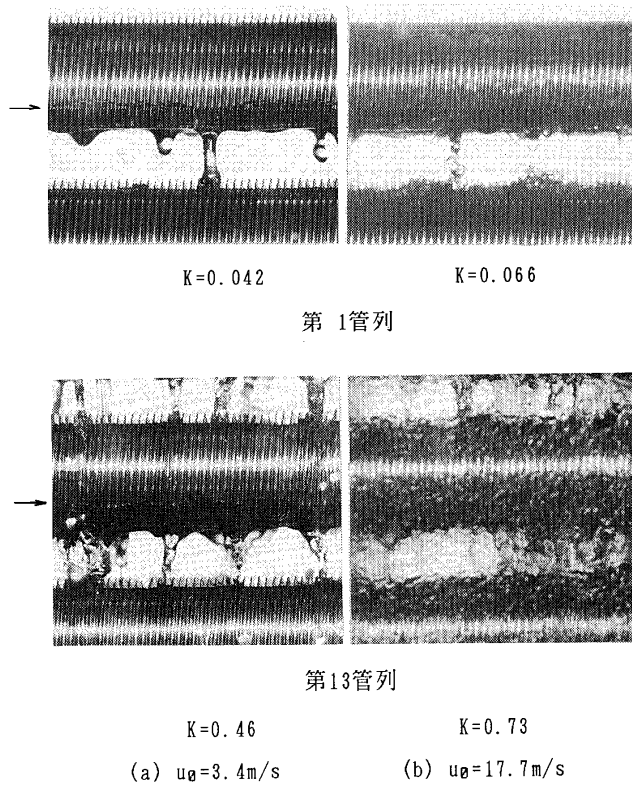


図16 凝縮状態の比較: R113, 管A, $\Delta T = 3.5\text{K}$

管A,Bについては静止蒸気に関する理論解を比較のために示してある。環状フィン付管のNuはReの増大につれてゆるやかに減少する。 u_0 の影響はReの小さい領域で大きく、Reの増大につれて減少する。理論解は $u_0=3.4\sim 3.5\text{m/s}$ の実験値と一定のReまではかなり良く合うが、その後Reの増大につれて低めにずれている。これは、フィン管溝部の液流について蒸气流によるせん断力と流下液の運動量の影響を考慮していないためと考えられる。3次元フィン付管C~Fでは、Reの増大につれてNuが管A,Bよりも顕著に減少する。これは図16, 17に示した凝縮液の流動様相からも推測されるように、3次元フィンは環状フィンに比べて流動抵抗が大きく、フィン先端部が厚い凝縮液で覆われやすいためと考えられる。

図20は $u_0=3.4\text{m/s}$ 、 $\Delta T=4\text{K}$ における基盤目管群の実験値と鉛直伝熱促進管または面に関する従来の実験値とをNu対Reの座標上で比較したものである。なお、鉛直管または面のReはその下端における値であり、従ってReの増大は ΔT の増大に対応している。引用した従来のデータの概略を表3に示す。各管または面の間の差はReの小さい領域では小さく、Reとともに増大している。このうち、管Bは全領域にわたって最高レベルの伝熱性能を示している。

図21は $u_0=18\text{m/s}$ 、 $\Delta T=10\text{K}$ における基盤目管群と千鳥管群の実験値を比較したものである。千鳥管群は全ての管について基盤目管群より高い伝熱性能を示しており、両管群の差はReとともに増大する。この傾向は3次元フィン付管について顕著である。なお、3次元フィン付管では u_0 が小

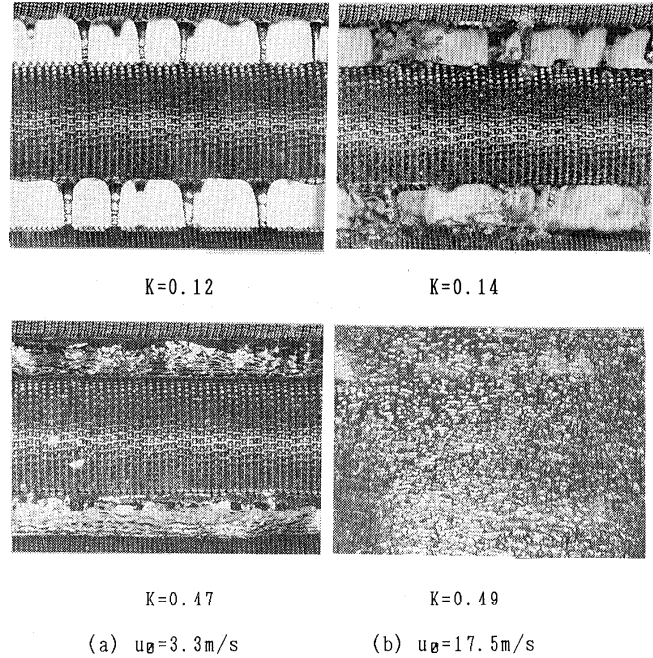


図17 凝縮状態の比較：R113，管D， $\Delta T=5.3\text{K}$

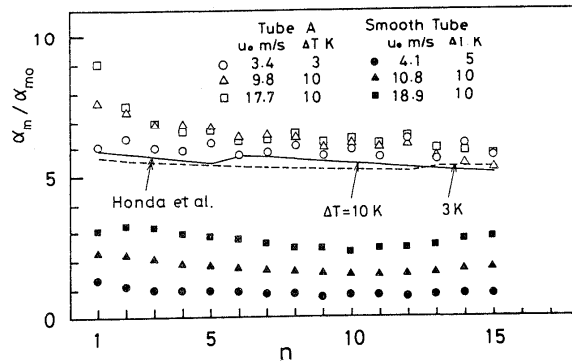


図18 伝熱促進率 α_m / α_{m0} の管列数nによる変化：
R113，管A

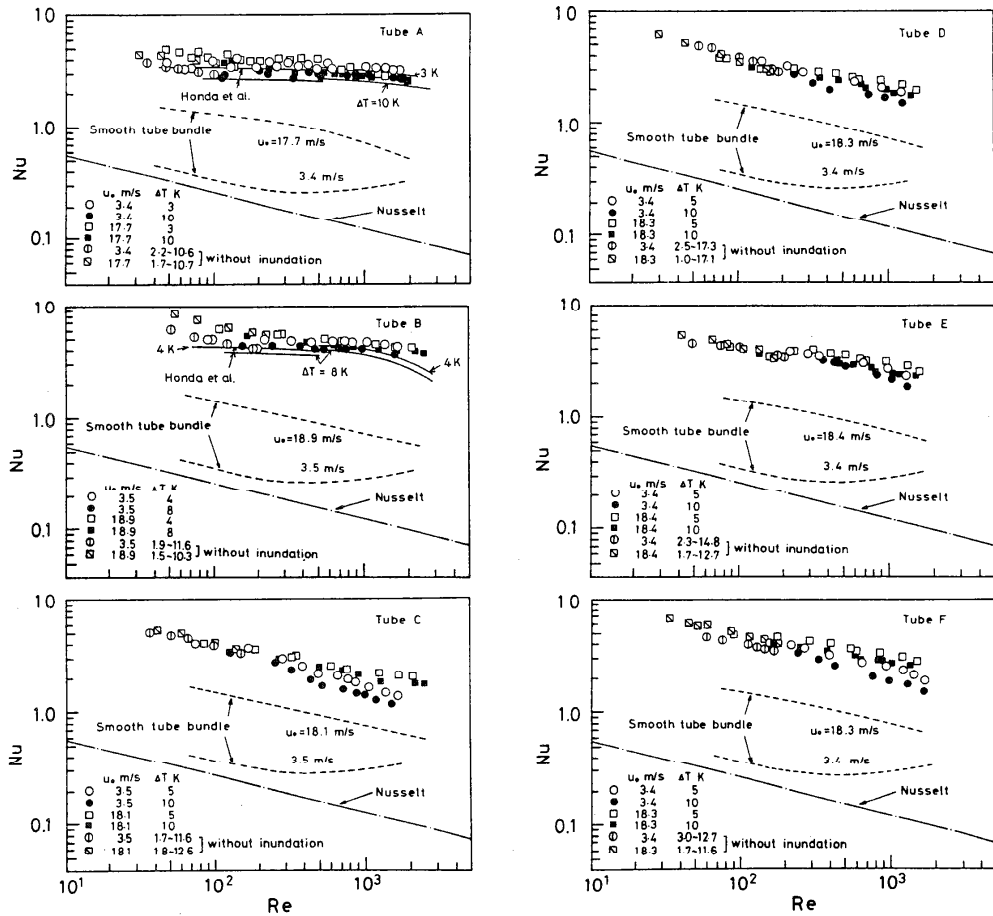


図19 凝縮数Nuと膜レイノルズ数Reの関係, R113

さい場合にも同様の傾向が認められたが、環状フィン付管では両管群の差はほとんど認められなかった。管A～Fを比較すると、千鳥管群についても管Bが最高の伝熱性能を示している。従って、横型シェルチューブ凝縮器では管配列を千鳥配列とし、最適化されたフィン寸法を有する環状フィン付管を採用するのが最も望ましいと考えられる。

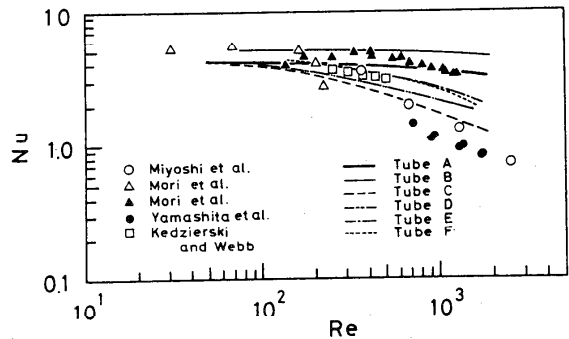


図20 水平フィン付管群と鉛直伝熱促進管
または面との比較

表3 引用した鉛直伝熱促進管または面に関する実験データの概略

Symbol	Enhancement technique	p mm	h mm	l mm	Fluid	Reference
○	Flute (#3)	1.0	0.5	446	R-11	Miyoshi et al.
△	Triangular fin	0.5	0.43	25	R-113	Mori et al.
▲	Rectangular fin	0.71	0.89	160	R-113	Mori et al.
●	EHD (18kV)	----	----	1080	R-113	Yamashita et al.
□	Adamek fin (#3)	1.34	1.47	101.6	R-11	Kedzierski and Webb

3. 2 解析

環状フィン付管の管群における静止蒸気の膜状凝縮をとりあげる⁽¹⁹⁾。液柱モードにおける凝縮液流の物理モデルを図22に示す。前述のように、下方管の表面は落下凝縮液の影響を受けるA領域と影響を受けないU領域に分かれる。そして、AおよびU領域はそれぞれ上半部 ($0 \leq \phi \leq \tilde{\phi}_f$) のu領域と下半部 ($\tilde{\phi}_f < \phi < \pi$) のf領域に分かれる。従って、液柱モードの管表面は伝熱特性の異なるUu, Au, UfおよびAfの4領域から成っている。一方、液シートモードの管表面はAuとAfの2領域から成っている。U領域については、前述の単管の理論がそのまま適用できる。A領域では上方管からの落下液によって溝部液流が増大し、 $\tilde{\phi}_f$ がU領域と異なる値をとる。しかし、これらの変化を考慮すれば、熱伝達の計算には単管と同一の方法が適用できる。

前述のように、凝縮液の落下モードはKの値によってほぼ一意的に定まる。ここでは簡単のために $K \leq 0.42$ では液柱モード、 $K > 0.42$ では液シートモードを仮定する。A領域の溝部液流に関して次式が成立する。

$$\frac{(M+m(\phi)) \nu_1}{g \rho_1 p^4} = \frac{F}{\lambda Re} \left(\sin \phi - \frac{2}{g \rho_1 d_m} \frac{dP}{d\phi} \right) \quad (16)$$

ここにMはフィン1/2ピッチあたりの上方向からの落下凝縮液流量、 $m(\phi)$ はフィン1/2ピッチあたりのその管上で生成した凝縮液の流量、 $P = -\sigma / r_b$ は溝部凝縮液と蒸気との圧力差である。式(16)を解いてAuおよびAf領域の溝部液膜形状を求める。Au領域については、平均圧力勾配を $dP/d\phi = -\sigma(2/d+1/r_f)$ で近似し、

$$\sin \phi_1 = \int_{\phi_a}^{\phi_1} \sin \phi / (\phi_f - \phi_a) \quad (17)$$

で定義される角度 $\phi = \phi_1$ において式(16)を解き、この領域の代表値とする。Af領域については、Pの定義式を式(16)に代入し、 $1/r_b$ に関する微分方程式を $\phi = \phi_b$ における境界条件を与えて解く(詳細は文献(18)参照)。そして

$$P(\phi_2) = \int_{\phi_a}^{\phi_2} P(\phi) d\phi / (\phi_b - \phi_a) \quad (18)$$

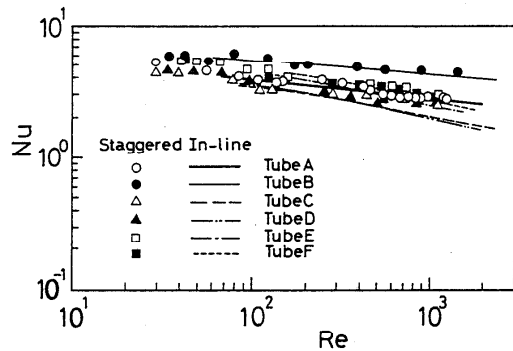


図21 基盤目管群と千鳥管群の比較, R113

で定義される角度 $\phi = \phi_2$ における値をこの領域の代表値とする。Au および Af 領域の溝部液膜形状が定まると、単管と同一の方法を適用して熱伝達の計算を行う。なお、溝部液膜形状と伝熱量は凝縮液流量によって関係づけられるので、収束解を求めるには反復計算が必要である。解が求まると、 q_m は次式によって与えられる。

$$q_m = \{q_{Au}(\tilde{\phi}_{rA} - \tilde{\phi}_\theta) + q_{Af}(\tilde{\phi}_b - \tilde{\phi}_{rA})\} f + \{q_{Uu}\tilde{\phi}_{fU} + q_{Uf}(1 - \tilde{\phi}_{fU})\} (1-f) \quad (19)$$

また、 α_m は式(12)によって与えられる。

図23は水蒸気に関する従来の実験値との比較例を示す。この例では α_m/α_{m0} の計算値は実験値より5~20%低めであるが、有機物質に関する従来の実験値とは良好な一致が得られている。R113に関する筆者らの実験値との比較は図18, 19に示した。

上述の計算法を用いて、所定の凝縮器運転条件において最高の伝熱性能を示すフィン形状の決定を試みた⁽²⁰⁾。計算条件を表4に示す。図24はR22についてhおよびtを固定し、nを変化させた場合の第n管目までの外径基準平均熱通過係数 \tilde{K}_m の変化をsをパラメータとして示す。一般に \tilde{K}_m はnの増大につれて減少するが、減少率はsによって異なる。そしてsの最適値はnとともに増大する。

図25はR22についてhおよびtを固定し、sを変化させた場合の \tilde{K}_m の変化をnをパラメータとして示す。同図の(a)と(b)はh=1.2mmと0.6mmの場合を比較したものであるが、hが小さいほど \tilde{K}_m のnおよびsによる変化が顕著である。図24中には各nについて \tilde{K}_m が最大となる位置を破線で結んで示している。この線から明らかなように、sの最適値はnとともに増大する。

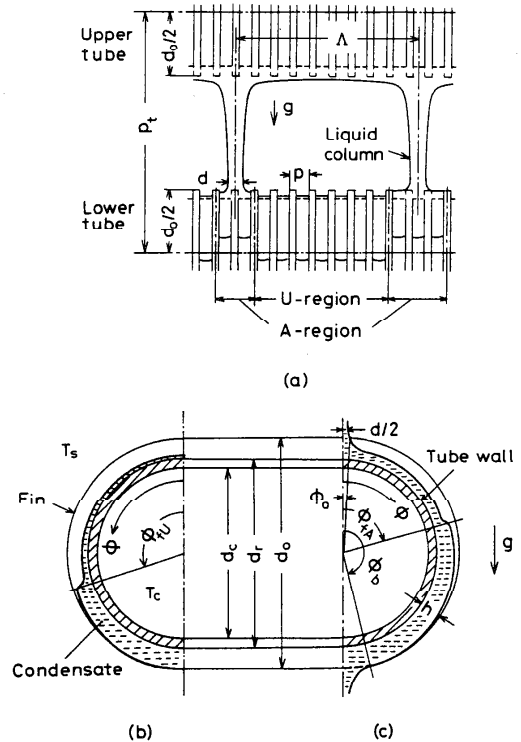


図22 管群における凝縮液流のモデル：(a) 液柱モデル、(b) U領域の管断面、(c) A領域の管断面

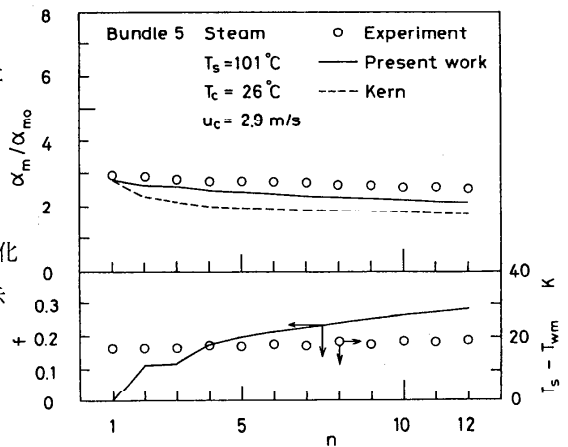


図23 伝熱促進率 α_m/α_{m0} の管列数nによる変化：水蒸気、 $d_\theta=17.9\text{mm}$ 、 $p=2.5\text{mm}$ 、 $h=1.0\text{mm}$ 、 $t=1.0\text{mm}$ 、 $\theta=0$

表4 計算条件

Vapor	Substance Saturation temperature, $T_s/(K)$	R-22, n-butane, Steam 308
Coolant	Velocity/(m/s) Temperature, $T_c/(K)$	2.0 298
Tube	Material Diameter at fin tip, $D_o/(mm)$ Tube thickness/(mm) Fin half tip angle, $\theta/(-)$ Radius of curvature at corner of fin tip, $R_o/(mm)$ Vertical tube pitch, $P_t/(mm)$ Number of tubes in a vertical row, $n/(-)$	Copper 19.1 1.0 0.0 0.0 27.0 ≤ 30

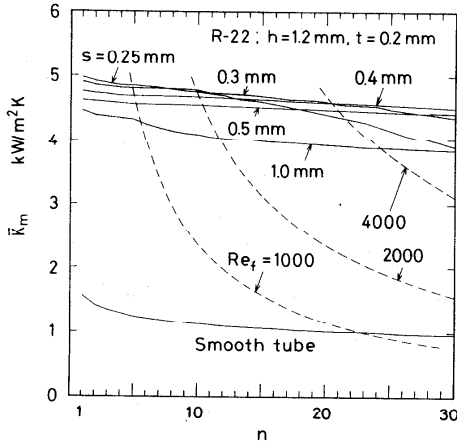


図24 平均熱通過係数 k_m の管列数 n による変化, R22

図26は図25で求めたような最適フィン間隔に対する \tilde{k}_m の値 $(\tilde{k}_m)_{ofs}$ を $s \times h$ を横軸にとって示す。図中の破線は等 h 線を、実線は等 n 線を示す。また、一点鎖線は各 n について $(\tilde{k}_m)_{ofs}$ が最大となる位置を結んだものである。従って、この線に対応する s および h が各 n に対する最適フィン寸法になる。これらの値は n とともに増大する。図26(a)と26(b)はR22と水蒸気の場合を比較したものであるが、R22では h が大きく s および t の小さいフィンが、一方水蒸気では h が小さく s の大きいフィンが良いことがわかる。

上述の計算では矩形フィンを取扱ったが、フィン先端の角部に丸みをつける効果についても検討した。R22およびn-ブタンでは、フィン先端を円弧に変えることによって \tilde{k}_m が6%程度増加した、一方水蒸気については増加率は1%程度であった。従って、有機物についてはフィン先端部の形状を最適化することによって \tilde{k}_m がさらに増大する可能性がある。しかし t の値が非常に小さいこと

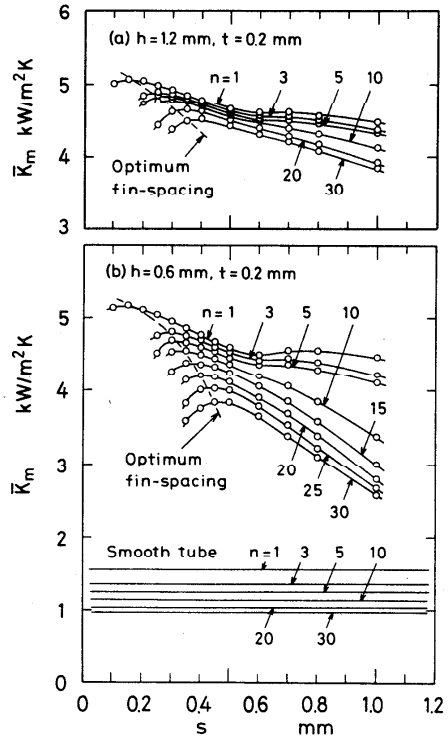


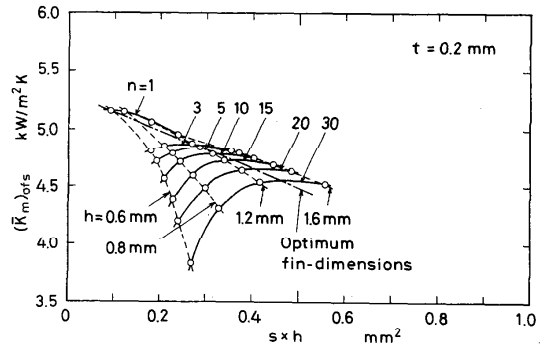
図25 平均熱通過係数 k_m のフィン間隔 s による変化, R22

を考えると、大幅の上昇は期待できない。

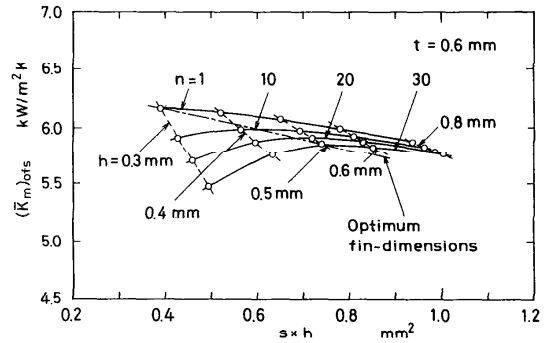
4. おわりに

水平フィン付管による膜状凝縮の促進に関する研究は約50年の歴史があるが、最適フィン寸法、環状フィンと3次元フィンの優劣、凝縮液インテンデーションの影響、蒸気流速の影響等について定説が確立されるには至っていない。本稿で紹介させていただいた筆者らの研究では、上述の諸点を明らかにすることにある程度成功した。しかし、実器の性能を定量的に予測するにはまだ不十分であり、今後の研究が必要である。なお、環状フィンと3次元フィンの優劣について結論を得るには、多くの凝縮物質、フィン形状に関するデータを追加する必要がある。

最後に、上述の研究は共同研究者の野津滋助教授（岡山大）および内間文顕氏（香川職訓短大）に負うところが大きいことを記して謝意を表する。



(a) R22



(b) 水蒸気

図26 $(\bar{k}_m)_{avs}$ と $s \times h$ の関係

文献

- (1) Katz, D.L. ほか2名, Dept. of Eng. Res., Univ. of Michigan, Project No. M592(1946)
- (2) Beatty, K.O. and Katz, D.L., Chem. Eng. Prog., 44-1 (1948), 55.
- (3) Katz, D.L. and Geist, J.M., Trans. ASME, 70 (1948), 907.
- (4) Nusselt, W., VDI-Z. 60-27.28 (1916), 541,569.
- (5) Gregorig, R., Z. Angew. Math. Phys., 5 (1954), 36.
- (6) Arai, N. ほか5名, Trans. ASHRAE, 83-2 (1977), 58.
- (7) Mori, Y. ほか3名, Trans. ASME, 103-1 (1981), 96
- (8) Webb, R. L., Int. Comm. Heat Mass Transfer, 15-4 (1988), 475.
- (9) Marto, P. J., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 110-4(B) (1988), 1287.
- (10) 棚沢, 機論, 55-516, B (1989), 2111.

- (11) Honda, H. ほか2名, Proc. ASME-JSME Therm. Eng. Joint Conf., 3 (1983), 289.
- (12) 本田・野津, 機論, 51-470, B (1985), 3191.
- (13) Honda, H. ほか2名, JSME Int. J., Ser. II, 31-4 (1988), 709.
- (14) Honda, H. and Nozu, S., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 109-1 (1987), 218.
- (15) 本田. ほか2名, 機論, 53-488, B (1987), 1320.
- (16) Honda, H. ほか4名, ASME HTD, 108 (1989), 117.
- (17) 本田. ほか4名, 第26回日本伝熱シンポ講論, 1 (1989), 115.
- (18) 本田. ほか4名, 機論, 54-502, B(1988), 1453
- (19) Honda, H. ほか2名, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 111-2 (1989), 525.
- (20) Honda, H. and Nozu, S., Proc. 2nd Int Symp. Condensers and Condensation, (1990)
(in press).

1.はじめに

プラズマ(電離気体)とか液体金属のような導電性流体が磁場下において流動すれば、その内部に電流が発生し磁場によりいわゆるローレンツ力が作用する。導電性流体が磁場下にあるかつ非等温境界条件下にあれば自然対流を呈し、かつその流れは電磁気的な力をも受けるようになり、従ってまたその流体の関与する熱伝達も影響を受けることになる。このような現象は例えば近年工業化が進んだ半導体製造プロセスにおける液体金属の結晶成長工程においてみられるもので、このような工程の改良、改善には、その移動現象の解明が急がれる。我々はこのような観点より、まず基本的な幾何学的系を対象として、一般的な特性を把握することとした。即ち正方形断面内の液体金属が対向する鉛直側壁より加熱・冷却される場合を例として、

(A)外部より磁場が鉛直方向に作用する場合[1]、

(B)外部より磁場が水平に作用する場合を取り扱った。[2] 次いで、

(C)立方体容器内の液体金属が同様に對向する鉛直側壁から加熱・冷却され、一様外部磁場が加熱板に直交かつ水平、あるいは加熱板に平行かつ水平、あるいは鉛直方向に作用する場合を三次元場の数値解析により検討した。[3] さらに、

(D)これらの少なくとも定性的な検討を目指して、立方体容器内に液体ガリウムを被験流体としてみたし、これを一様磁場中におき、磁場の方向により何等かの影響を受けるものかどうか熱伝達流束を測定してみた。[4] さらに、

(E)チョクラルスキー法を模擬した回転円筒下の円筒容器内の流体に軸方向磁場を印加した場合の対流伝熱速度や流動形態を擬三次元方程式から求めた結果を示す。[5] さらに、

(F)常温においてシリコンオイルを被験流体としたCz法流れの可視化を試みた結果を示す。

[6]

以下、レビューでなくて申し訳ないが、現在我々が行っている研究をまとめて紹介させて頂くことにしたい。

A.縦方向外部磁場の場合[1]

A-1. はじめに

さて低プラントル数流体の自然対流の問題を取り扱ったものに例えば、Hunt & Wilks [7]がある。これは磁場の影響を級数近似解法により取り扱った。Nagaseら[8]は低Pr数流体の自然対流熱伝達の実験的測定を長く行っている。また直方体容器内において導電性流

体が外部磁場下で示す対流について Tabeling [9] は線形安定論に基づき、ペナルセルの方向と磁場との関係について論じている。

また地球物理学の分野に関連して、多孔質層内の流体に及ぼす磁場と自然対流の相互作用を論じたものに Raptis & Vlahos [10] のものがある。一方、半導体製造プロセスの宇宙での実施を想定して、例えば前川と棚沢 [11] は表面張力場と重力の干渉する場での水平流体内の自然対流の安定性を線形安定論に基づいて論じている。また、表面張力流を取り扱ったものに、塩谷ら [12] の報告がある。本報告により密接な関連のあるものとしては Weiss [13] のものがある。これは二次元場での導電性流体に及ぼす磁場と重力場の干渉影響を数値解析したものであり、非線形対流項も考慮したものである。しかし取り扱った流動境界条件は周囲の四壁とも摩擦無しという物理的に実現し難いものであると共に、プラントル数=1 という場合であった。以下では導電性流体として熔融金属シリコンを想定し、 $Pr=0.054$ という一定値の下で、磁場と重力場の両方の外力場における二次元自然対流の流動特性を数値計算によって求めようとしたものである。

A-2. モデル方程式と対象とする系

電磁流体力学の基礎方程式は、流体の連続の式、エネルギー式、運動方程式からなる。ここで運動方程式中の項に重力場の浮力のみならず電磁場からの力も考慮しなければならない。問題を二次元場に限定し、かつ、浮力の項の密度以外の物性は温度に依存しないというブシネスクの近似を行った。はじめに磁場の方程式を解いたが $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ を満たすことが出来なかった。そこで Weiss に習い、磁場のベクトルポテンシャル \vec{A} を導入した。以下に無次元化した方程式をまとめて示す。

エネルギー式

$$\frac{DT}{D\tau} = \nabla^2 T \quad (1)$$

磁場の誘導方程式

$$\frac{D\vec{B}}{D\tau} - (B_x \frac{\partial \vec{U}}{\partial X} + B_y \frac{\partial \vec{U}}{\partial Y}) = Pr_m \nabla^2 \vec{B} \quad (2), (3)$$

Maxwell 方程式

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

渦度方程式

$$\begin{aligned} \frac{D\Omega}{D\tau} = & -Pr \frac{\partial T}{\partial Y} + Pr \nabla^2 \Omega \\ & + Ha^2 Ra^{-2} Pr Pr_m \{ B_x \frac{\partial}{\partial X} (\frac{\partial B_y}{\partial X} - \frac{\partial B_x}{\partial Y}) + B_y \frac{\partial}{\partial Y} (\frac{\partial B_y}{\partial X} - \frac{\partial B_x}{\partial Y}) \} \end{aligned} \quad (5)$$

渦度の定義式

$$\Omega = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} = -\nabla^2 \Psi \quad (6)$$

速度の定義式

$$U = -\frac{\partial \Psi}{\partial Y} \quad (7) \quad V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (8)$$

磁場のベクトルポテンシャルの定義式

$$B_x = \frac{\partial A}{\partial Y} \quad (9) \quad B_y = -\frac{\partial A}{\partial X} \quad (10)$$

磁場のベクトルポテンシャルの保存式

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + U \frac{\partial A}{\partial X} + V \frac{\partial A}{\partial Y} = \Gamma_m \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2} \right) \quad (11)$$

尚、ここで無次元数は以下のように定義した。

$$X = x/x_0, \quad Y = y/y_0, \quad U = u/u_0, \quad V = v/v_0,$$

$$\tau = t/t_0, \quad u_0 = v_0 = \alpha/x_0, \quad t_0 = x_0^2/\alpha,$$

$$T = \frac{\theta - \theta_0}{\theta_h - \theta_c}, \quad B_x = b_x/B_0, \quad B_y = b_y/B_0,$$

$$x_0 = y_0 = \left[\frac{g\beta(\theta_h - \theta_c)}{\alpha\nu} \right]^{-1/3}, \quad \theta_0 = \frac{\theta_h + \theta_c}{2}$$

$$Ha = \left(\frac{\sigma_0}{\mu} \right)^{1/2} B_0 \ell, \quad Pr_m = \frac{\nu_m}{\alpha}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

$$L = \ell/x_0 = Ra^{1/3}, \quad Ra = g\beta(\theta_h - \theta_c)\ell^3/(\alpha\nu)$$

計算手順としては、まず $B_x = B_y = 0$ の条件下で流動場の収束解を求め、これを初期条件にして、順次上式により各変数が収束するまで非定常計算を行った。なお、低プラントル数においては、熱拡散率が大きくなり、温度分布はほぼ直線の分布を示し、温度勾配の計算精度が落ちてくる。そこで $Pr = 0.054$ の場合に対しては、温度変数を直線温度分布からのずれとして定義した式を用いた。

A-3. 初期条件と境界条件

計算対象とした系を図A.1に示す。簡単のため、正方形断面のダクト内流体が一鉛直側壁から一定温度 T_h で加熱され、対向する鉛直側壁から T_l で冷却され、上下水平面は断熱されているものとする。四周壁は固体壁とする。図中に差分格子幅を示す。不等間隔で x, y 方向とも24分割である。表A.1に格子座標を示す。

1) Temperature

$$T = 0.5 \quad \text{at } Y = 0$$

$T = -0.5$ at $Y=L$
 $\partial T / \partial X = 0$ at $X=0$ and L

2) Velocity

$U=V=0$ at $X=0$ and L
at $Y=0$ and L

3) Stream function

$\psi=0$ at $X=0$ and L
at $Y=0$ and L

4) Vorticity

$\Omega = \partial V / \partial X$ at $X=0$ and L
 $\Omega = -\partial U / \partial Y$ at $Y=0$ and L

5) Magnetic vector potential

$A=0$ at $Y=0$
 $A = Ra^{1/3}$ at $Y=L$
 $A=Y$ at $X=0$ and L

6) Magnetic field

$B_x = 1$ and $\partial B_y / \partial X = 0$ at $X=0$ and L
 $B_y = 0$ and $\partial B_x / \partial Y = 0$ at $Y=0$ and L

Fig.A.1. System considered and grid points.

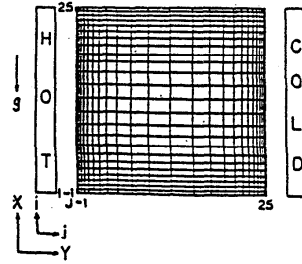


Table A.1 Grid points.

no.	X_i	Y_i
1	0.0000	0.0000
2	0.0208	0.0073
3	0.0437	0.0167
4	0.0698	0.0288
5	0.0986	0.0444
6	0.1311	0.0644
7	0.1678	0.0882
8	0.2084	0.1234
9	0.2542	0.1661
10	0.3056	0.2211
11	0.3631	0.2918
12	0.4277	0.3829
13	0.5000	0.5000
14	0.5723	0.6171
15	0.6389	0.7012
16	0.6944	0.7789
17	0.7458	0.8339
18	0.7716	0.8768
19	0.8325	0.9098
20	0.8889	0.9388
21	0.9014	0.9556
22	0.9305	0.9712
23	0.9563	0.9833
24	0.9794	0.9927
25	1.0000	1.0000

Table A.2 The effect of the Prandtl number on the Nusselt number and the central stream function at $Ra = 10^6$ without a magnetic force.

Pr	Nu	Nu^*	ψ_c	ψ_c / Pr
9.17	9.38	10.859	21.745	2.371
1	9.36	9.309	17.385	17.385
0.1	7.00	6.697	12.169	121.69
0.054	6.08	5.960	10.506	194.55

磁場と磁場ベクトルポテンシャルの境界条件は磁場がX方向に作用する場合であり、磁場ベクトルポテンシャルの境界条件はこれに対応するものとして導出した。

$Nu^* =$ Correlation equation by Churchill[15]

A-4. 計算結果

磁場の作用しない場合 まずPr数の大きい場合から定常解を求め、Pr数を小さくしていくこととした。その後磁場を考慮していく。まず水の場合に相当するPr=9.17でRa=10⁶の解が既に求められている[14]ので、これを初期値として、Pr=1, 0.1の場合について大略の収束値を求めた。Pr=0.054の場合には、上述のように、温度の変数として、直線温度分布からのずれを用いた式で計算した。Pr=9.17と1ではあまり変わらないが、0.054となると流動形態は鉛直側壁に沿う境界層流れから流体が全体として回転している流れとなった。表A.2に中心の流れ関数の値を示す。Nu数は9.38から6.09へと減少する。Churchill[15]の相関式による値も示す。両者はよく一致しており、本計算が低プラントル数の自由対流の特性を正しく反映していることが推測される。

磁場の作用する場合 系のパラメータとしては、レイリー数Ra, ハルトマン数Ha, プラントル数Pr, 磁気プラントル数Pr_mの4つがあるが、ここでは問題を簡単にするためにPr_m=1の

場合のみを取り扱った。Ra=10⁶, Pr=0.054一定の状態ではHa=1, 10, 10², 10³の4種の磁場の強さに対する解を求めた。Ha=1, 10, 100の場合の過渡状態を図A.2に、Ha=10³のそれを図A.3に示す。後者の場合振動の振幅が+50から-90の大きさになり、非常にゆっく

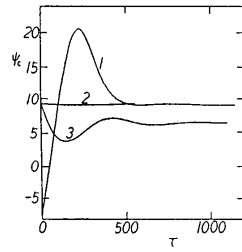


Fig.A.2. Responses of a central stream function

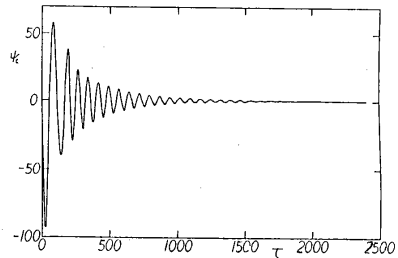


Fig.A.3. Transient response of a central stream function at Ha=1000, Ra=10⁶.

りと多数回の振動を繰り返すについては、殆ど流れ関数の中心値がほぼゼロに近い値になった。これらの収束時の平均Nu数, 中心流れ関数値を表A.3に示す。

平均Nu数が, Ha=1と10では大小がわずかに逆転しているがその理由は不明である。この表よりハルトマン数の増大と共にNu数も循環流

Table A.3 The effect of the Hartman number on the central stream function and the average Nusselt number at Ra=10⁶, Pr=0.054 and Pr_m=1.

Ha	Nu	ψ _c	(Bx)max	(Bx)min	(By)max	(By)min	U _{max}
1	6.078	10.499	6.53	0.0574	0.955	-4.51	1.233
10	6.094	10.473	6.52	0.0607	0.955	-4.55	1.233
100	4.622	6.552	4.17	0.287	1.188	-4.31	0.879
1000	1.004	0.206	1.05	0.957	0.0355	-0.108	0.0369

量も減少していくことがわかり、磁場が強くなると対流が抑制されるという通念と一致している。小林[16]の解説によれば、 $Ra < \pi^2 Ha^2$ が融液の流れが磁場によって抑制される条件であるが、Ra=10⁶の場合Ha_c=318となる。さらにRa=10⁴, 10⁵でHa=100の場合についても計算を行った。これらの結果を総合すれば、Ha数とRa数の両者の関数としてNu数を相関できるはずである。そこで安定論に基づきHa²/Raに対してNu数をプロットしたものを図A.4に示す。ここで、Nu(Ha=0)は磁場のないときの値である。この図ではLog(Ha²/Ra)=-2の時、2つの異なった縦軸の値が与えられた。そこで、無次元化式中に現れたHa/Ra^{1/3}を横軸にとったものを図A.5に示す。

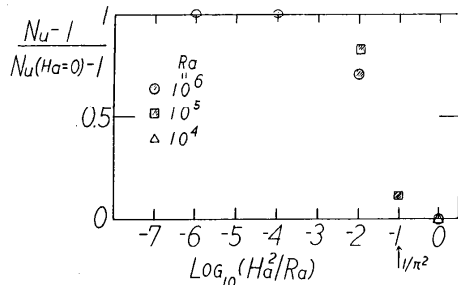


Fig.A.4. A primary plot for the correlation of the average Nusselt number at Pr=0.054 and Pr_m=1.

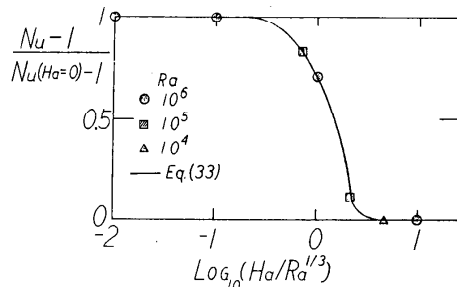


Fig.A.5. General plot for the average Nusselt Number at Pr=0.054, and Pr_m=1.

この図ははるかに滑らかな点群を与えた。このような曲線はChurchill and Usagi[17]の方法で次の近似式で与えることが出来る。

$$\frac{Nu-1}{Nu(Ha=0)-1} = 1 - \frac{1}{[1 + \frac{2.2Ra^{1/3}}{Ha}]^{9.012}]^{1/5.62}} \quad (12)$$

図A.5中の実線がそれである。このような無次元数の組合せにより、重力場と磁場の両者の混在する自然対流場の熱伝達が表現できる。等温線図、等流れ関数線図、等磁場ベクトルポテンシャル線図、等磁場図、 B_x 、 B_y の両成分、速度ベクトル図を $Ra=10^6$ で $Ha=10^2, 10^3$ の各場合について図A.6, A.7に示す。特に $Ha=10^3$ における等流れ関数線図と速度ベクトル図によると、強い磁場下の低プラントル数流体は、加熱板と冷却板の間に短絡するような対流渦が多数高さ方向に並んで発生することを示している。これは非常に遅い流れであり、実在するものかどうか確認も困難と考えられる。

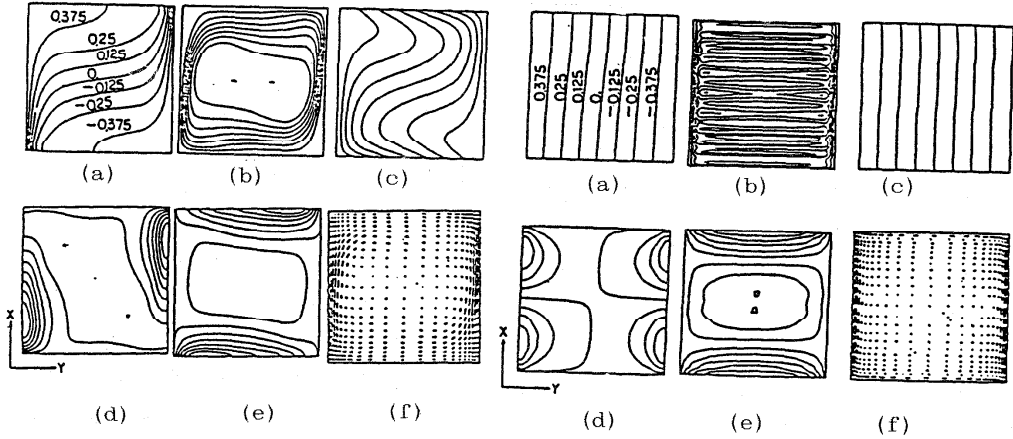


Fig.A.6. Steady state profiles at $Ha=100$, $Ra=10^6$, $Pr=0.054$ and $Pr_m=1$.
 (a) Isotherms (b) stream function
 (c) magnetic vector potential
 (d) magnetic field B_x (e) B_y
 (f) velocity vectors.

Fig.A.7. Steady state profiles at $Ha=10^3$.
 (a) Isotherms (b) stream function
 (c) magnetic vector potential
 (d) magnetic field B_x (e) B_y
 (f) velocity vectors.

Table A.4 Computed results to correlate the average Nusselt number at $Pr_m=1$ and $Pr=0.054$.

Ra	Ha	Nu	$\frac{Nu-1}{Nu(Ha=0)-1}$	$Ha/Ra^{1/3}$	Ha^2/Ra
10^4	0	1.850	1	0	0
	100	1.004	0.0047	4.6416	1
10^5	0	3.304	1	0	0
	33.333	2.907	0.828	0.7181	0.0111
	100	1.262	0.114	2.154	10^{-1}
10^6	0	6.084	1	0	0
	1	6.078	0.999	0.01	10^{-6}
	10	6.094	1.002	0.1	10^{-4}
	10^2	4.622	0.712	1	10^{-2}
	10^3	1.004	0.001	10	1

B. 横磁場下における液体金属の非定常自然対流の数値解析 [2]

B-1. はじめに

A節では、側壁加熱下の正方形断面内の導電性流体 ($Pr=0.054$) に縦方向の外部磁場を印加した時の自然対流についてモデル方程式の導出と数値解析を行い、磁場の強さの増加と共に平均熱伝達率が減少すること、強い磁場をステップ印加すると、渦流れが交互に変化することを示した。しかし磁気プラントル数 $Pr_m = (\sigma_e \mu_m \alpha)^{-1} = 1$ に限られた為、半導体材料 ($Pr_m \approx 10^4$ 以上) のようなものへ適用できるかどうか不明であった。ここでは横磁場の場合と、 Pr_m の影響について検討した結果を示す。基礎式はA.に示した通りである。

計算手順としては、まず $Ha=0$ という磁場のない条件下で流動場の収束解を求め、これを初期条件にして、順次上式により各変数が収束するまで非定常計算を行った。

B-2. 初期条件と境界条件

計算対象とした系を図B.1に示す。簡単のため、正方形断面のダクト内流体が一鉛直側壁から一定温度 T_h で加熱され、対向する鉛直側壁から T_c で冷却され、上下水平面は断熱されているものとする。四同壁は固体壁とする。図中に差分格子巾を示す。不等間隔で x, y 方向共 24 分割である。

格子座標は表A.1と同じである。

磁場のベクトルポテンシャル

$$\begin{aligned} A &= 0 & \text{at } X &= 0 \\ A &= -Ra^{1/3} & \text{at } X &= L \\ A &= -X & \text{at } Y &= 0 \text{ and } L \end{aligned}$$

磁場 B

$$\begin{aligned} B_x &= 0 & \text{at } X &= 0 \text{ and } L \\ B_y &= 1 & \text{at } Y &= 0 \text{ and } L \end{aligned}$$

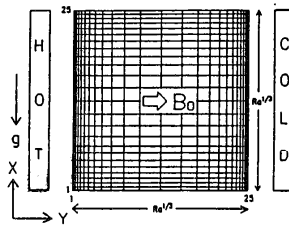
磁場と磁場のベクトルポテンシャルの境界条件は外部磁場が Y 方向に作用する場合であり、磁場ベクトルポテンシャルの境界条件はこれに対応するものとして導出した。

B-3. 計算結果

磁気プラントル数 Pr_m の影響

磁気プラントル数は $Pr_m = (\sigma_e \mu_m \alpha)^{-1}$ で定義される物理量で磁場の拡散する速さ $(\sigma_e \mu_m)^{-1}$ と

Fig.B.1. The system considered in this work with a lateral magnetic field.



温度の拡散する速さ α の比と考えられる。図B.2は $Ra=10^6$, $Ha=10$, $Pr=0.054$ という条件の下で, $Pr_m=10, 100, 1000$ と変えた場合の流れ函数の中心の値 ψ_c の過渡応答を示す。各条件でほぼ収束解に達していると考えられ, 平均ヌセルト数 Nu と共に表B.2に示す。

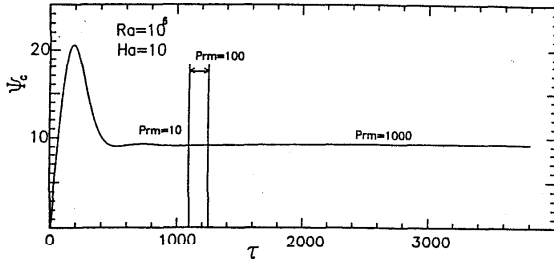


Fig.B.2. Transient responses of a central value of a stream function at $Ra=10^6$, $Ha=10$ and $Pr=0.054$.

一つの欄中の二つの近接した数値は振動の上下の値を示す。 ψ_c , Nu 数共にほとんど変化がみられない。 Ha 数が500と大きくした場合には, $Pr_m=1, 10, 100$ と変化した場合についても同様に表中に示すが, この場合もほとんど変わりがみられない。これらの結果より, 熱伝達率, 流れ函数とも磁気プラントル数には影響されないものと結論できる。これは以下の考察から流体内では磁場が一樣であると近似できることになろう。

水平方向に一樣磁場であれば, $B_y=1$, $B_x=0$ とおける。その時, 式(5)のローレンツ項は以下のように変形できる。ただし定常状態と仮定する。

$$\begin{aligned} & Ha^2 Ra^{-2/3} Pr Pr_m \left\{ B_x \frac{\partial}{\partial X} \left(-\frac{\partial B_y}{\partial X} - \frac{\partial B_x}{\partial Y} \right) + B_y \frac{\partial}{\partial Y} \left(-\frac{\partial B_y}{\partial X} - \frac{\partial B_x}{\partial Y} \right) \right\} \\ &= Ha^2 Ra^{-2/3} Pr Pr_m \left\{ -\frac{\partial}{\partial Y} \left(-\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} - \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2} \right) \right\} \\ &= -Ha^2 Ra^{-2/3} Pr \left\{ \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{DA}{Dt} \right) \right\} \\ &= Ha^2 Ra^{-2/3} Pr \frac{\partial}{\partial Y} (UB_y) \\ &= Ha^2 Ra^{-2/3} Pr B_y \frac{\partial U}{\partial Y} \quad (13) \end{aligned}$$

結局, 磁気プラントル数 Pr_m はパラメータでなくなる。つまり, 本問題では磁気プラントル数の影響が小さい一樣磁場の仮定がほぼ適用できる場と考えられることを意味しよう。この時のLorentz項の各項を別々に計算して図示したものを図B.3に示す。

Table B.2 Converged results

Ra	Ha	Pr_m	ψ_c	Nu
10^6	1	10^4	9.2960	5.884
10^6	10	10^1	9.2970 9.0863	5.848
10^6	10	10^2	9.2463 9.2456	5.863 5.862
10^6	10	10^3	9.2452 9.2445	5.863 5.862
10^6	10	10^4	9.2604 9.2596	5.866 5.866
10^6	500	1	0.5054 0.4863	1.053 1.051
10^6	500	10^1	0.49556 0.49184	1.05258 1.05217
10^6	500	10^2	0.49411 0.49379	1.05230 1.05227
10^7	0	10^4	17.642 17.403	10.80
10^7	1	10^4	7.680 7.217	10.90

$$Pr_m = \frac{1}{\sigma_a \mu_m \alpha}$$

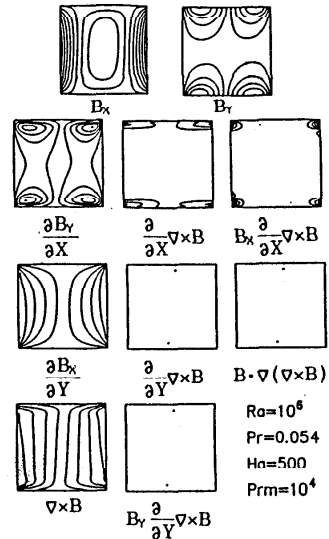


Fig.B.3. Contour maps of each term in a Lorentz force and its summation.

磁場の成分 B_x, B_y は、それぞれ全く異なるが、それらの x, y -微係数を取り、最終的にLorentz項を求めると、等高線が、鉛直の加熱・冷却壁近傍に集中し、この付近においてのみ、大きな値を取ることが示された。この結果より、加熱板、冷却板に沿った極く限られた部分に集中的にLorentz力が作用し、本問題のように、加熱・冷却板に沿う境界層的自然対流が、流れの駆動力の場合、水平方向の外部磁場は極めて有効に作用することが示唆された。なお $Pr_m=10$ についても $Ha=10, 500$ に対し計算し図示したが、 $Pr_m=10^4$ の場合とほぼ同じであったので図は略す。

過渡特性

$Ha=100$ から 500 へ増加した場合の流れ函数の中心値 ψ_c の過渡応答を図B.4に示す。流れ函数の中心の値はその絶対値が大きい程、流れの強さが強く、符号は渦の回転の方向を示す。縦軸はゼロを中心としており、 ψ_c は無次元時間 τ と共に、正負と振動しつつ、小さな正の値に収束していつている。これは、流れの方向が交互に逆転しつつ一方の弱い流れに収束していったことを示す。この特性は縦磁場を印加した時と同じである。では流

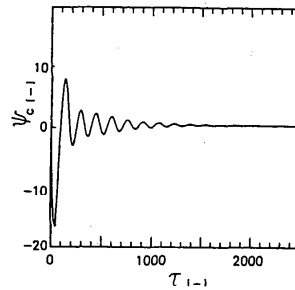


Fig.B.4. Transient responses of a central value of a stream function after a step change of the Hartman number from 100 to 500. Other conditions are $Ra=10^6$, $Pr=0.054$ and $Pr_m=1$.

動パターンはどうだろうか。図B.5に $\tau=2440$ までの間の31点の各時刻における流れ函数の等高線を示す。流れ方向は図中に矢印で示している。各図の左側面が加熱面で、右側面が冷却面である。図B.4の流れ函数の中心の値の正負の変化からでは伺いしれない、部分的な逆転流れ($\tau=840$ とか、 1140)とか、 $\tau=1760$ から 1840 にみられる縦長のロールの流れの形の振動等が読み取られる。

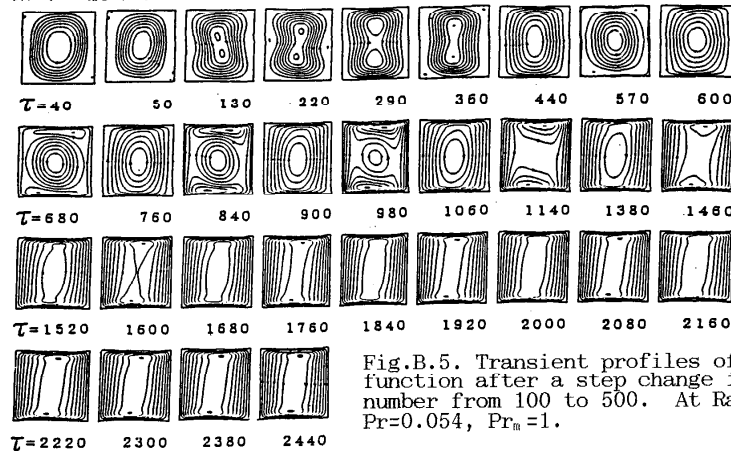


Fig.B.5. Transient profiles of stream function after a step change in Hartman number from 100 to 500. At $Ra=10^6$, $Pr=0.054$, $Pr_m=1$.

図B.6はほぼ定常状態に対応する諸量の等高線であり、(a)の等温線がほぼ平行となり流体全域が定常熱伝導に近いことを示す。(b)は流れ函数の等高線で、横磁場のため縦方向の流れが抑えられていることがわかる。(c)等磁場ベクトルポテンシャル線、(d) B_x 、(e) B_y 、(f)の速度ベクトル図では、水平磁場のため上下界面に沿った流れのみが残り、伝熱の駆動力である鉛直面に沿う流れが抑制されていることが解る。自然対流抑止効果が極めて顕著に現れている。

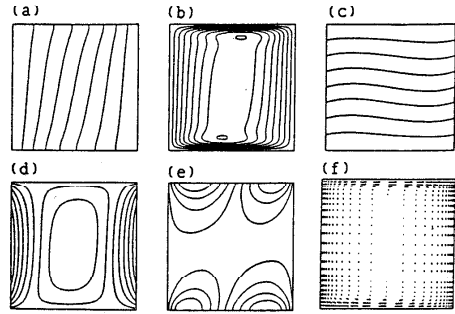


Fig.B.6. Instantaneous contour maps of each property at $\tau=2440$.

有次元値への換算例

一般に無次元数による数値解析結果だけでは、必ずしもその結果を直感的に理解したいことも多いので、磁場の強さも含めた有次元換算値の例を以下に示す。上記の計算では、 $Pr=0.054$ の溶融シリコンを想定したが、物性値に不明な点が多いので、 Pr 数は異なるが、水銀を例にとると以下のようなになる[18]。

水銀の密度	$\rho=1.3528 \times 10^4$ [kg/m ³]
動粘性係数	$\nu=1.12 \times 10^{-7}$ [m ² /s]
熱伝導率	$k=8.52$ [W/m·K]
温度伝導率	$\alpha=4.53 \times 10^{-6}$ [m ² /s]
プラントル数	$Pr=0.0248$
体膨張係数	$\beta=1.819 \times 10^{-4}$ [K ⁻¹]
電気伝導率	$\sigma_e=1.04 \times 10^6$ [$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$]
透磁率	$\mu_m=1.257 \times 10^{-6}$ [$\Omega \cdot s \cdot m^{-1}$]
磁気プラントル数	$Pr_m=1/(\sigma_e \mu_m \alpha)=1.69 \times 10^5$

代表長さ $l=0.05$ [m]とすると、

レイリー数 $Ra=10^6$ は、 $\theta_h - \theta_c = 0.44$ [K]

レイリー数 $Ra=10^7$ は、 $\theta_h - \theta_c = 4.4$ [K]に相当する。

ハルトマン数 $Ha=(\sigma_e/\mu)^{1/2} B_0 l$ であるので、

$Ha=500$ は、 $B_0=3816$ [Gauss]に相当する。

この程度の磁場の強さは実験室規模の電磁石で充分発生可能である[4]。

C. 磁場と重力場の作用する液体金属シリコンの三次元自然対流の数値計算[3]

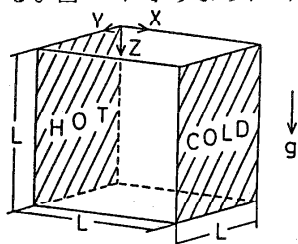
C-1. はじめに

A節、B節において、二次元対流場における磁場の方向の影響について検討したが、これ

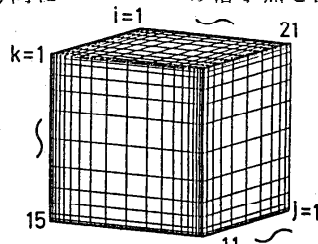
らの検証に際しては三次元場での実験結果を使用せざるを得ず、そのためには、三次元対流場の数値解析が望ましい。また、二次元対流場における結果が必ずしも三次元場で成立するとも限らない。そこで、以下においては、三次元自然対流場に外部から一様磁場が加えられたときの対流の数値計算例を示す。ここで一様磁場を仮定したのはB節で述べた結果に基づき、磁気プラントル数 Pr_m がここで対象とするような熔融半導体材料では、 10^5 程度で一様磁場の仮定がほぼ成立すると考えられることによる。以下では、三次元矩形密閉容器内の $Pr=0.054$ の導電性流体に対する磁場の方向と強さの影響を検討した。

C-2. 解析

対象モデル： 図C.1に、対象となるモデルを示す。立方体容器内で流体が一鉛直側壁から一定温度 T_h で加熱され、対向する側壁から T_c で冷却され、他の壁面は断熱されているものとし、また、全壁面は固体壁とする。磁場は、座標軸方向にそれぞれ一様に作用するものとする。図C.2に示すように X, Y, Z 軸方向に $21 \times 11 \times 15$ の格子点を設けた。



図C-1: 解析モデル



図C-2: 格子モデル

基礎方程式： プシネスク近似を用い、誘導電流により生じる磁場を無視した。また、小林 [19] に習い、 $\vec{E} = -\nabla\psi_e$ なる電場のスカラーポテンシャル ψ_e を導入した。以下に、無次元化したエネルギー方程式 (14)、渦度輸送方程式 (15)、渦度の定義式 (16)、速度の定義式 (17)、電場のスカラーポテンシャルの式 (18) を示す。

$$\frac{DT}{Dt} = \nabla^2 T \quad (14)$$

$$\frac{D\vec{\Omega}}{Dt} = (\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{U} + Pr \nabla^2 \vec{\Omega} + Pr \left(-\frac{\partial T}{\partial Y}, \frac{\partial T}{\partial X}, 0 \right) + Ha^2 Ra^{-2/3} Pr \{ -\nabla \times (\nabla \psi_e \times \vec{e}) + \nabla \times [(\vec{U} \times \vec{e}) \times \vec{e}] \} \quad (15)$$

$$\vec{\Omega} = -\nabla^2 \vec{\Psi} \quad (16)$$

$$\vec{U} = \nabla \times \vec{\Psi} \quad (17)$$

$$\nabla^2 \psi_e = (\nabla \times \vec{U}) \cdot \vec{e} \quad (18)$$

ここで、 \vec{e} は磁場の作用する方向を持つ単位ベクトルである。また、無次元数は以下のよう定義した。

$$X = x/x_0, Y = y/y_0, Z = z/z_0, U = u/u_0, V = v/v_0, W = w/w_0, \tau = t/t_0, \psi_e = \psi_e/\psi_{e0}, L = l/x_0 = Ra^{1/3}, Pr = \nu/\alpha,$$

$$T = (\theta - \theta_0) / (\theta_h - \theta_c), \quad Ra = g\beta(\theta_h - \theta_c) \ell^3 / (\alpha\nu), \quad Ha = [\sigma_c / (\rho\nu)]^{1/2} B_0 \ell$$

$$x_0 = y_0 = z_0 = [g\beta(\theta_h - \theta_c) / (\alpha\nu)]^{-1/3}, \quad t_0 = x_0^2 / \alpha, \quad u_0 = v_0 = w_0 = \alpha / x_0, \quad \theta_0 = (\theta_h + \theta_c) / 2, \quad \psi_{0,0} = \alpha B_0$$

初期条件と境界条件： 非磁場下での定常解を初期条件として、以下の境界条件のもとに非定常計算を行なった。

a. 温度： $T=0.5$ at $X=0.$
 $T=-0.5$ at $X=L$
 $\partial T / \partial Y = 0.$ at $Y=0., L$
 $\partial T / \partial Z = 0.$ at $Z=0., L$

b. 速度： $U=V=W=0.$
at $X=0., L,$ at $Y=0., L,$ at $Z=0., L$

c. 流れ関数：

$$\partial \Psi_x / \partial X = \Psi_y = \Psi_z = 0. \quad \text{at } X=0., L$$

$$\Psi_x = \partial \Psi_y / \partial Y = \Psi_z = 0. \quad \text{at } Y=0., L$$

$$\Psi_x = \Psi_y = \partial \Psi_z / \partial Z = 0. \quad \text{at } Z=0., L$$

d. 渦度：

$$\Omega_x = 0., \quad \Omega_y = -\partial W / \partial X, \quad \Omega_z = \partial V / \partial X \quad \text{at } X=0., L$$

$$\Omega_x = \partial W / \partial Y, \quad \Omega_y = 0., \quad \Omega_z = -\partial U / \partial Y \quad \text{at } Y=0., L$$

$$\Omega_x = -\partial V / \partial Z, \quad \Omega_y = \partial U / \partial Z, \quad \Omega_z = 0. \quad \text{at } Z=0., L$$

e. 電場のスカラーポテンシャル：

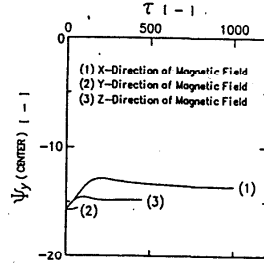
$$\partial \Psi_e / \partial X = 0. \quad \text{at } X=0., L$$

$$\partial \Psi_e / \partial Y = 0. \quad \text{at } Y=0., L$$

$$\partial \Psi_e / \partial Z = 0. \quad \text{at } Z=0., L$$

C-3. 計算結果

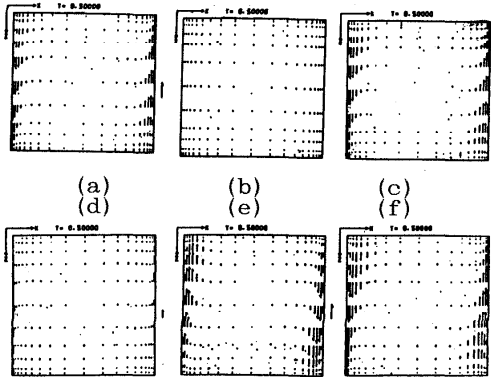
まず、 $Pr=0.054$ 、 $Ra=10^7$ 、 $Ha=100$ 、の場合について、磁場の方向をそれぞれX,Y,Z軸方向に取り、計算を行なった。図C-3に、中心流れ関数 Ψ_y (CENTER)の過渡応答曲線、表C-1に、ヌセルト数 Nu 、 Ψ_y (CENTER)を示す。Y方向磁場については、(16)式から流れ関数を求める際に収束性が悪かったこと、及び、他と比較して Ψ_y (CENTER)の変動が非常に小さかったことから計算を途中で打ち切った。対流抑制効果は、X方向磁場がもっとも大きく次いでZ方向磁場、Y方向磁場となった。一般に、外部磁場が流れに直交すれば流れを抑制するといわれていたが、Y方向外部磁場は上下流にも水平流にも直交しているため、Y方向外部磁場が一番有効に作用するものと当初予想していた。しかし数値計算結果では一番作用しなかった。そこで、渦度方程式のY成分の式の中のローレンツ項、X方向外部磁場のみの場合の $\partial \Psi_e / \partial Y - W$ とY方向外部磁場のみの場合の $-\partial \Psi_e / \partial X - W$



図C-3: Ψ_y (CENTER)の過渡応答 ($Ra=10^7$, $Ha=100$)

表C-1: 磁場の方向と強さの影響

Ra	Ha	\vec{B}	Nu	Ψ_y (CENTER)
10^7	0	-	10.524	-15.708
10^7	100	X	9.655	-13.682
10^7	100	Y	10.445	-15.523
10^7	100	Z	10.024	-14.805
10^8	0	-	5.7371	-8.876
10^8	100	X	4.4577	-7.792
10^8	200	X	2.9168	-4.670
10^8	300	X	2.2508	-2.998



図C-4: ローレンツ項の大きさ比較

の各項の大きさを求め、図C-4に示す。

X方向のみの外部磁場の場合、ローレンツ項の大きさは(a)に示すものとなり、加熱・冷却板近くで大きな値を取っていることがわかる。(b),(c)は、 $\partial\psi_0/\partial Y$ と $-W$ をそれぞれ表す。

一方、Y方向のみの外部磁場の場合、ローレンツ項の大きさは(d)に示すように、加熱・冷却板上で部分的に大きいが、(a)程ではない。(e)と(f)は、 $-\partial\psi_0/\partial X$ と $-W$ で各々は大きな値を取るが、両者は互いに相殺し合って(d)のようになることがわかった。その結果、Y方向外部磁場は予想外に効果がなかったものと考えられる。

次に $Ra=10^6$, X方向外部磁場について、 $Ha=100, 200, 300$ として計算を行った結果を表C-1に示す。磁場の強さが大きくなると ψ_0 (center)が小さくなり Nu も小さくなっていく。

以上まとめると、液体金属の三次元自然対流場に三方向からの一様外部磁場が作用したときの対流抑制効果の検討を行い、鉛直加熱・冷却面に直交し水平なX方向磁場が最も効果が大きく、次に鉛直方向(z方向)の外部磁場、最も効果が少ないのが、予想に反して、加熱・冷却面に平行で水平なY方向外部磁場であることがわかった。

D. 外部磁場下における液体ガリウムの自然対流実験[4]

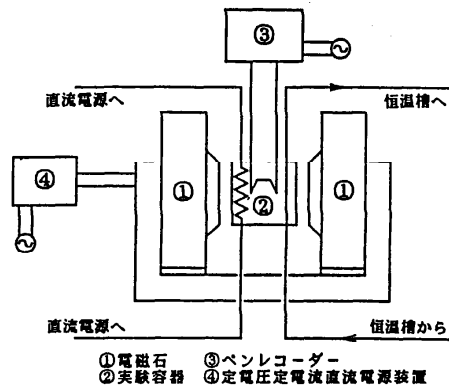
D-1. はじめに

C節で行った数値解析の検討を行うことを目的として、磁場下における液体ガリウム(融点 $29.8^{\circ}C$)の自然対流実験を試みた。液体金属の自然対流実験や磁場の効果については原子力分野における長い研究蓄積がある。しかし、このような閉空間内で磁場の方向の影響について検討されたことはあまり無いようである。

ここでは、対向する鉛直側壁がそれぞれ加熱冷却された立方体容器内に、液体ガリウム($Pr=0.025$)を満たし、自然対流を起こさせ、かつ、その外部より電磁石により磁場を与え、外部磁場の方向、強さ、加熱伝熱量等の各組合せを変えた実験を行ってみた。本実験では熱流量の精度良い測定値を得るため、電熱加熱とした。これにより加熱板表面温度は一樣にならないが、少なくとも定性的な検討は可能と予測して、実験を企画した。

D-2. 実験装置及び実験方法

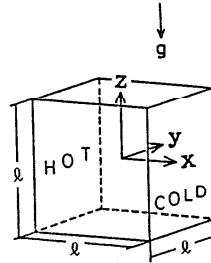
実験装置の概略図を図D-1に示す。本実験では、電磁石により4000Gsまでの一様磁場を発生させることが出来、鉄心直径100mmφである。実験容器は、内寸が30mm×30mm×30mmの立方体であり、その加熱面は、ヒーターに一定電力を供給して一定熱流束とし、冷却面



図D-1: 実験装置概略図

は、恒温槽から冷却水を循環させて一定温度とした。これらを図D-1のように電磁石間に設置した。また、断熱を充分に行うために、グラスウールで覆った実験容器を、電磁石ごと、恒温室の中に設置した。

ここで、実験容器の座標系を図D-2に示す。外部磁場が、加熱面(冷却面)に垂直方向(x方向外部磁場、図D-2参照、以後こう呼ぶ)、及び、加熱面(冷却面)に平行でかつ水平方向(y方向外部磁場、図D-2参照、以後こう呼ぶ)の二方向にそれぞれ単独に作用するように、実験容器の設置方向を変えて測定を行った。



図D-2: 実験容器座標系

D-3. 実験結果

D-3-1 無次元数による整理

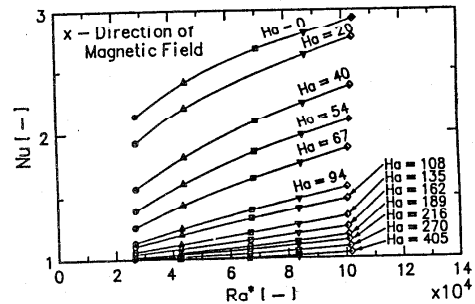
実験結果を、熱流束基準のレイリー数 Ra^* と、ヌセルト数 Nu 及びハルトマン数 Ha という無次元パラメータにより整理した。

$$Ra^* = \frac{g\beta l^3 Q_{net}/S}{\nu k} \quad (19)$$

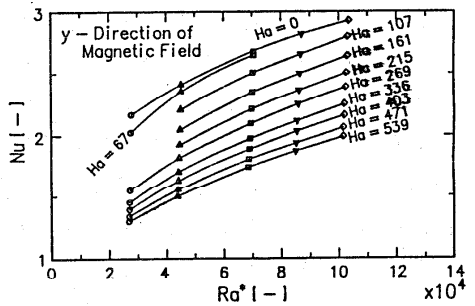
$$Nu = \frac{Q_{net}}{Sk \frac{\Delta\theta}{l}} \quad (20)$$

$$Ha = \left(\frac{\sigma_e l}{\mu}\right)^{1/2} B_0 l \quad (21)$$

- g : 重力加速度 [m/s²] β : 体膨張係数 [K⁻¹]
- Q_{net} : 正味入熱量 [W] l : 加熱面冷却面間距離 [m]
- A : 加熱面面積 [m²] α : 温度伝導率 [m²/s]
- ν : 動粘度 [m²/s] k : 熱伝導率 [W/(m·K)]
- μ : 粘度 [Pa·s] σ_e : 導電率 [($\Omega \cdot m$)⁻¹]
- $\Delta\theta$: 加熱面冷却面温度差 [K]



図D-3: Ra^* v.s. Nu (x方向外部磁場)



図D-4: Ra^* v.s. Nu (y方向外部磁場)

図D-3, 4は、 Ra^* 対 Nu を、 Ha をパラメータとしてプロットしたものである。図D-3より、 $Ha=0$ の非磁場下において、 Ra^* の増大に伴い Nu も増大し右上がりの曲線となっているが、x方向外部磁場下では Ha の増大により、この曲線は $Nu \rightarrow$ 小の方向に移動し、またその右上がりの勾配も小さくなっているのが分かる。 $Ha \leq 100$ までは、その減少の割合が急激であるが、その後は緩やかに $Nu=1$ に漸近している。もし十分に大きな Ha を有していれば Ra^* の大きな領域においても $Nu \approx 1$ と言う擬熱伝導状態を実現できると考えられる。これに対し図D-4のy方

y方向外部磁場においては、Haの増大に伴い曲線が下方へほぼ平行に移動しそのNu数の変化の割合もx方向外部磁場と比べればかなり小さいものとなっている。例えば、図D-3で $Ra^* = 10^5$ の時 $Nu \approx 2$ となるのは $Ha \approx 54$ だが、図D-4では $Ha \approx 539$ と一桁大きい磁場を必要とする。これらの結果より、y方向外部磁場と比較してx方向外部磁場は、圧倒的に強い熱伝達抑制効果を示すことが分かった。

D-3-2 非定常過渡応答実験

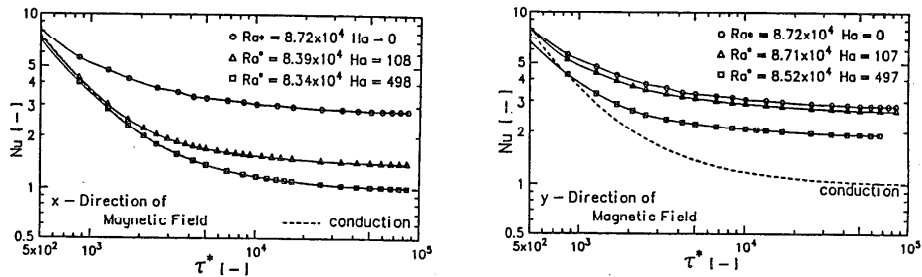
上記の実験結果は定常状態の値であるが、過渡特性の測定を行ってみた。これは熔融金属の物性値の測定値が少なく、特にその測定が困難な熱伝導率を測定する場合に、磁場を印加することにより流れを抑制し、その測定精度を向上させようという発想に基づくもので、中村ら[20]は既にHgを例とした実測結果を報告している。

実験としては、磁場を印加しておいて、加熱板温度をステップ上昇させた後、加熱・冷却板中心高さ間の温度差が収束するまで測定を行った。

定常磁場下のステップ加熱過渡応答実験

初期状態では、加熱面冷却面温度差 $\Delta\theta = 0^\circ\text{C}$ として、ステップ加熱をヒーターへの電力供給により開始した。ヒーター入力電力 $Q_{\text{in}} = 4.98\text{W}$, 9.96W , 外部磁場の磁束密度 $B_0 = 0\text{Gs}$, 800Gs , 3700Gs , 磁場の方向x,yの各組合せについて実験を行った。

図D-5に、ヌセルト数Nuの過渡応答を両対数プロットした。ここで無次元時間 $\tau^* = Ra^* \tau / \alpha t / \ell^2$ である。



図D-5: Transient responses of Nu

x方向外部磁場下では、最大磁場強さ ($Ha = 500$) においてヌセルト数Nuの過渡応答曲線が熱伝導時のそれと非常によく一致している。ただ、無次元時間 τ^* の小さな区間では多少のずれが見受けられ、この原因として、测温の際のペンレコーダーからの熱起電力差の読み取り誤差、及び、ステップ加熱以前の初期状態における温度偏差などが考えられる。これらより、強い外部磁場下ではほぼ純熱伝導状態がもたらされ、定常、非定常法の熱伝導率測定が可能とみられる。

E. 一様鉛直外部磁場下における液体金属チヨクラスキー対流数値解析 [5]

E-1. はじめに

現在、集積回路の基盤として多用されているシリコン単結晶は、チヨクラスキー引き上げ法で作成されている。しかしその生産装置はまだ改善の余地があると考えられ、その輸送過程を明らかにすることが必要と思われる。本研究では、流れを抑制するために使用されている磁場の効果を検討するため、外部磁場下における熔融シリコンの熱流動特性について、そのモデル式の導出と数値解析を試みた。

まず、この分野における従来の研究のいくつかを概観する。A.E.Organ[21]は $Pr=10^{-3}$ の流体に対しCzochralski結晶成長における磁場下でのバルク流れを渦度、スワール関数法で解いた。その方程式系はLangloisとLee[22]によるものに類似している。それらにより磁場の効果は半径方向の動きの抑制を伴い、周方向の動きを強めるということがわかった。この結果は後に詳述する我々の結果と一部一致する。彼らのローレンツ力項に関する式は、項を落とすことによる簡略化を含んでいる。

LangloisとLeeはCzochralski結晶成長において、るつぼ内のバルク流れにおける軸方向磁場の影響を研究した。彼らはcurrent functionを導入し、電流に対する連続条件を満たした。これは通常、電場を表現する際に用いられる電場のスカラーポテンシャルとは異なる。彼らは角速度成分 v よりもswirl rv (角運動量関数)を導入した。彼らは結晶成長においてジュール消散の影響を研究し無視小であることを見いだした。

KimとLanglois[23]はLangloisとLeeによる数学モデルに類似したモデルでシリコンの磁場印加Czochralski成長におけるBoron輸送のコンピュータシミュレーションを行った。彼らは磁場が印加される場合とされない場合とで抵抗分布を表し、濃度分布は磁場がない場合(流れのため)均一であるが、2kGの磁場下では110%異なることを示した。

HjellmingとWalker[24]は軸方向磁場下の融液の挙動を報告した。しかしながら彼らは慣性項を落とするつぼ近くの領域を境界層、Hartman層、中心部に分割した。境界層近似や一連の近似が、この力の場の影響を不鮮明なものにした。このような近似の下での流動機構は明らかではない。

上述の論文においては数式はすべて渦度-スワールモデルである。ローレンツ力項を含む多数の仮定により数学モデルは簡略化されたものになっている。

E-2. 数学モデル

モデル式は連続の式、運動量方程式、エネルギー式、電場のスカラーポテンシャル式から成り、後に述べる差分方程式で近似し数値解析した。

連続の式；

$$\frac{U}{R} + \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (22)$$

運動方程式；

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial R} - \frac{V^2}{R} + W \frac{\partial U}{\partial Z} \\ = & -Ha^2 Ra^{-2/3} Pr U - \frac{\partial P}{\partial R} + Pr \left[-\frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU) \right\} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{UV}{R} + W \frac{\partial V}{\partial Z} \\ = & -Ha^2 Ra^{-2/3} Pr \left(\frac{\partial \psi}{\partial R} + V \right) + Pr \left[-\frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV) \right\} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial W}{\partial \tau} + U \frac{\partial W}{\partial R} + W \frac{\partial W}{\partial Z} \\ = & -\frac{\partial P}{\partial Z} - Pr T + Pr \left[-\frac{\partial^2 W}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right] \end{aligned} \quad (25)$$

エネルギー式；

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + U \frac{\partial T}{\partial R} + W \frac{\partial T}{\partial Z} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \quad (26)$$

電場のスカラーポテンシャル式；

$$\frac{\partial^2 \psi_e}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \psi_e}{\partial R} + \frac{\partial^2 \psi_e}{\partial Z^2} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RV) \quad (27)$$

次の無次元数を導入した。

$$\begin{aligned} R &= r/r_0, \quad Z = z/z_0, \quad \tau = t/t_0, \quad U = u/u_0, \quad V = v/v_0, \quad W = w/w_0, \quad T/(\theta - \theta_0)/(\theta_h - \theta_c), \quad P = p/p_0, \\ \psi_e &= \psi_e/\psi_{e0}, \quad \Omega_c = \omega_c/\omega_{c0}, \quad r_0 = z_0 = h Ra^{-1/3}, \quad Ra = g\beta(\theta_h - \theta_c)h^3/\alpha\nu, \quad u_0 = v_0 = w_0 = \alpha/r_0, \\ Ha &= (\sigma_e/\mu)^{1/2}h, \quad p_0 = \rho_0 u_0^2 = \rho_0(\alpha/r_0)^2, \quad t_0 = r_0^2/\alpha, \quad \psi_{e0} = B_0 u_0 r_0 = B_0 \alpha \end{aligned}$$

ここで考える系は Ozoe と Matsui [25] が磁場のない場合に対して報告したものと同じで Fig.E-1 にそれを示す。るつぼの直径と高さが H の円筒形とした。上部の結晶棒の直径は、 $H/2$ であるつぼと同軸である。溶融シリコンはるつぼ内にある。計算の簡略化のため、るつぼ中心に非常に小さな半径 R_{in} の内筒を想定している。液の表面張力は無視小で、液面は水平で断熱とした。るつぼ壁は高温で θ_h 、結晶棒は低温で θ_c である。結晶棒は

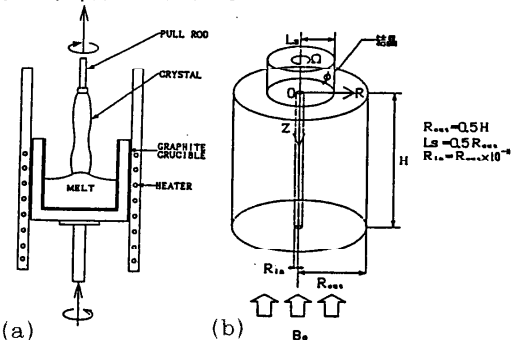


Fig.E-1
(a) Description of Czochralski crystalization scheme
(b) Model geometry for Czochralski bulk flow

角速度 ω で回転する。

境界条件はつぎのとおりである。

温度：

$$T=0.5 \quad \text{at } R=R_{out} \text{ and } Z=H$$

$$T=-0.5 \quad \text{at } R_{in} < R < R_{in} + 0.5(R_{out} - R_{in}), \quad Z=0$$

$$\partial T / \partial Z = 0 \quad \text{at } R_{in} + 0.5(R_{out} - R_{in}) < R < R_{out}, \quad Z=0$$

$$\partial T / \partial R = 0 \quad \text{at } R=R_{in}$$

速度：

$$V=R\Omega_0 \quad \text{at } R_{in} < R < R_{in} + 0.5(R_{out} - R_{in}), \quad Z=0$$

$$\partial U / \partial Z = \partial V / \partial Z = 0 \quad \text{at } R_{in} + 0.5(R_{out} - R_{in}) < R < R_{out}, \quad Z=0$$

$$U = \partial V / \partial R = \partial W / \partial R = 0 \quad \text{at } R=R_{in}$$

$$W=0 \quad \text{at } Z=0$$

$$U=V=W=0 \quad \text{at } R=R_{out}, \quad Z=H$$

電場のスカラーポテンシャル：

$$\frac{\partial \Psi_0}{\partial Z} = 0$$

$$\frac{\partial \Psi_0}{\partial R} = -V \quad \text{at } R=R_{in}, R_{out}, Z=0, Ra^{1/3} \quad (28)$$

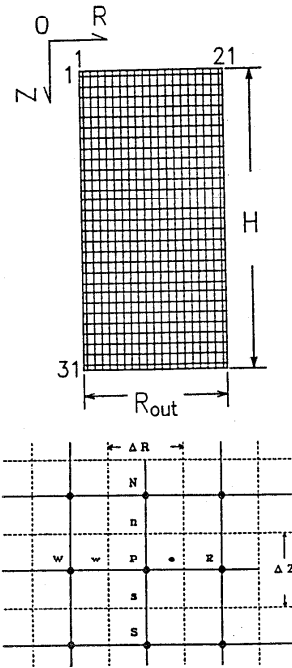


Fig.E-2

(a) Grid locations in a vertical cross section for axis-symmetric flow
(b) Control volume naming

計算領域はFig.E-2(a),(b)のように分割した。

差分式は各々のコントロールボリュームについて積分することにより求めた。

ここでは、磁場のない場合をSIMPLE法で解き、磁場が印加された対流をSIMPLER法で解いた。解法の詳細はバタンカーによる本にある。[26]

E-3. 計算結果

Table.E-1に、それぞれのTypeについて各速度成分の平均値に対する磁場の影響による変化を示す。Type1のように浮力支配の系に対しては磁場により磁場がないときに比べHa=100の時の半径方向速度成分、垂直方向速度成分は加速される。周方向速度成分はHa=100になると減少するが、Ha=10³になっても変わらず、結晶の近くのみが回転している。このことは後述のVの等高線図よりよくわかる。Ha=10³では半径方向、垂直方向速度成分は大幅に減少している。外部磁場により垂直断面内の循環対流は大きく減少することがわかる。

Type2ではHa=0の時は浮力に比べむしろ回転が支配的である。Ha=100では全ての速度成分はHa=0の時のそれよりも減少している。この場合、鉛直方向磁場はType1に比べ効果的であ

Table E-1 Magnitude of average velocity components under an axial magnetic field at Re=10³, Pr=0.054.

TYPE	Gr/Re ²	\vec{v}	Ha=0	Ha=100	Ha=1000
1	18.5	U	0.2448	0.4420	0.0041
		V	0.1118	0.0829	0.0813
		W	0.7410	1.6150	0.0194
2	1.0	U	0.0895	0.0296	0.0003
		V	0.5484	0.0218	0.0215
		W	0.1437	0.0664	0.0010
3	2.31	U	0.0827	0.0393	0.0006
		V	0.4433	0.1643	0.1625
		W	0.2763	0.0880	0.0019

る。Ha=10³の時U,W成分はHa=100の時のそれよりも2桁小さくなっている。しかしながらV成分はType1の時と同様変化がなく単結晶近くの流体のみが回転していると考えられる。

Type3に対してはGr/Re²=2.31で浮力と回転力が比較的同じオーダーで反対方向に回転する2つのロールセルが形成される。この系における各速度成分の磁場による変化はType2と同様であるがVはそれほど変化しない。Ha=10³に増加するときも同様である。

3つの結果を要約すると軸方向磁場の効果は単純ではない。Type1のHa=100の時は断面内速度成分は増加した。Organによれば回転支配の時に磁場により流れが促進されるが、ここでは浮力支配の時に流れと熱伝達が促進された。

次にこれら3つの系において外部磁場が平均Nu数に与える影響をTable.E-2にまとめて示す。Nu数は上部単結晶棒下面での値である。浮力の強いGr/Re²=18.5の場合、Ha=100の時、Ha=0の時よりも平均Nu数は2倍強になった。数値計算誤差も含まれるが、流れが不均一となって温度勾配が上部単結晶棒（冷却面）上で大きくなったことが伺える。Ha=10³になると、強い磁場のため平均Nu数が1.74に減少している。

一方、回転流支配のGr/Re²=1.0の時、Ha数の増加に伴い、平均Nu数は順々に減少している。Type3でこれらの系の間の場合で同様にHa数と共にNu数は減少している。

TYPE	Gr/Re ²	Ha	average Nu
1	18.5	0	2.9204
		100	6.4062
		1000	1.7412
2	1.0	0	1.1430
		100	1.0731
		1000	1.0373
3	2.31	0	1.3101
		100	1.1781
		1000	1.0704

Table E-2 The effect of Hartman number on the average Nusselt number for three types of system given in Table E-1.

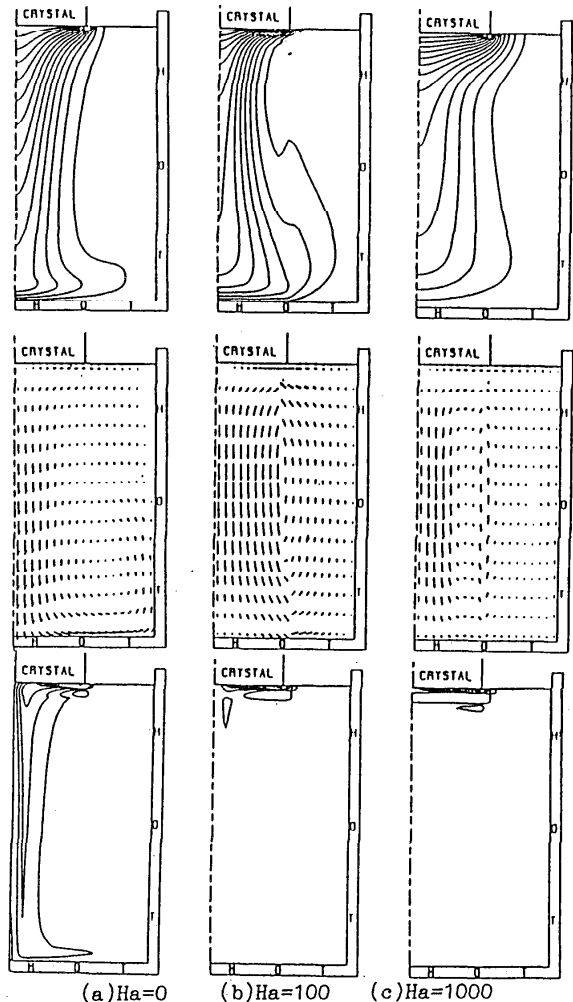


Fig.E-3 Computed isotherms and velocity vectors and contour maps of V at Gr/Re²=18.5.

Fig.E-3はTable E-3のType1の場合の条件における速度ベクトルと等温線である。低温プルームがルツボ中央で最大速度を持ち結晶棒より降下している。Ha=100で、軸方向磁場が印加されると、結晶棒下部の下降流は棒下部でほぼ様な下降流速を持ってきた。しかし、Ha=10³の時、最大流速値は0.0575に減少し、結晶棒下部で循環流が形成された。等温線はこれらの流動形態の大きな変化にもかかわらず、殆ど全体的には変わらないように見えるが、結晶棒下部での等温線の密集の仕方はHa=100で一番大きくTable E-1中のNu数の値が6.4になったことを反映している。

詳細は略すが、この結果、Gr/Re²=18.5の自然対流支配域ではHa=100の時Nuが増加した。それに対し、Gr/Re²=1と2.31の強制対流支配域ではHa数の増加により、Nu数は単調に減少した。いずれの場合においても強い磁場下においては単結晶底面の局所Nu数の分布は一樣となり平坦な単結晶成長面ができることが期待されることがわかった。

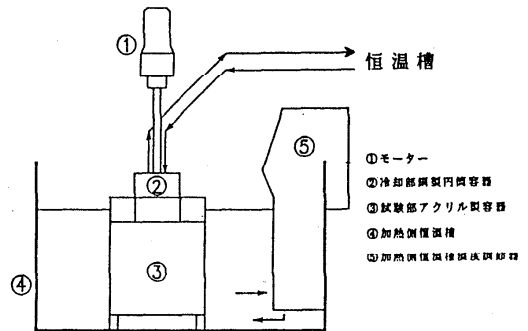
F. 液晶を用いた円筒容器内のCz法対流の可視化実験 [6]

F-1 緒言

チョクラルスキー法においてるつぼ内の融液の流動形態を把握することは重要であるが実際は高温炉内の現象であるため直接観察は困難である。棚沢らはチョクラルスキー法を模擬した円筒容器内の対流場において温度場及び流れ場が時間的に振動することを実験及び計算により報告した [27]。我々はE節の結果の検証の必要性もあって可視化実験を行い、結晶回転数の変化による対流場の変化を観察し、また系内の温度場を観察したものをここに示す。

F-2 実験装置及び方法

図F-1に実験装置の概略図を示す。アクリル製の恒温槽の中に入るつぼにみたてたアクリル製の円筒容器③を固定した。恒温槽中には水を満たし、円筒容器③には試験流体であるシリコンオイルを入れこれに少量の感温液晶を混入した。そして結晶にみたてた銅製円筒容器②をモーターに接続し円筒容器③と同軸になるように固定した。円筒容器②の中には水を入れ、モーターシャフトに当たらないように銅製の蛇管を固定した。この蛇管には別の恒温槽中よりポンプで冷却水を循環させた。そして試験部である円筒容器③にスライドプロジェクトターによりスリット光を照射し、これと直角方向より観察しカメラで撮影した。

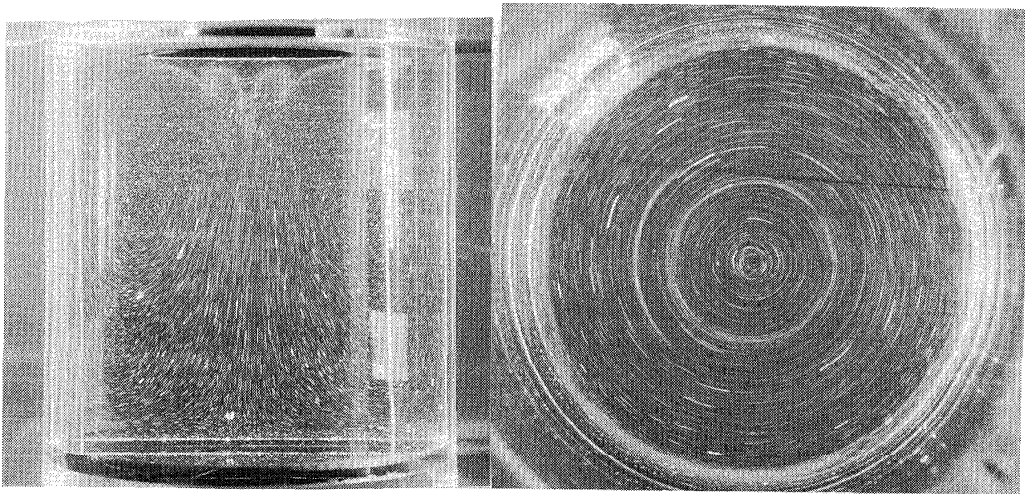


図F-1: 実験装置概略図

装置は試験部の任意の縦断面、横断面を観察できるようになっている。以上の装置を用いて、加熱冷却温度差を10度とし、結晶の回転数を徐々に変えながら試験部内の流れ場がどのように変化していくかを観察した。

F-3 実験結果及び考察

まず結晶回転のみの場合と回転なしで温度差のみの場合で実験を行った。回転のみの場合は中心軸を上昇し結晶の縁から周囲へ押しやられる流れとなったが、温度差のみの場合は逆に上壁に沿って上昇し中心軸を下降する流れとなった。よってこの系はこれら相反する2つの対流推進力の相互作用によって流れ場が規定される。次に結晶回転数を徐々にあげていき流れ場がどのように変化するかみていった。Gr/Re²=608では温度差のみの場合と同様の温度分布となった。Gr/Re²=233になると低温プリュームが結晶下部にたまって周期的に降下する流れとなった。さらに回転数が上がってGr/Re²=133になると図F-2に示すように結晶下部では遠心力の影響が強くなり結晶の縁からも低温プリュームが周期的に降下し、中心軸から降下したプリュームと合一して上壁底部へと降下していく流れとなる。

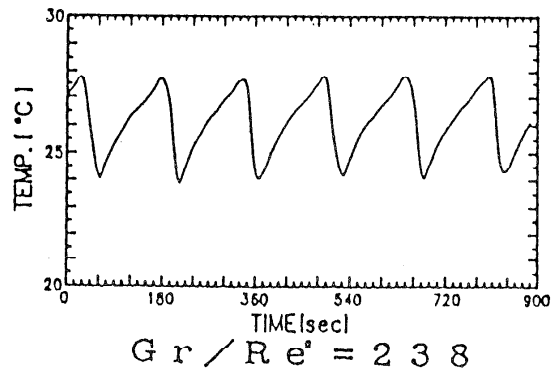


図F-2: 可視化写真の例

以上の結果は棚沢らと一致した。さらに回転数をあげGr/Re²=33.8 となると結晶下部で遠心力によるロール、上壁の底部では温度差による自然対流によるロールと2つのロール

が生成した。この場合でもやはり結晶下部からは低温プリュームが周期的に降下して定常流にはならなかった。

また液面より3cmの中心軸上に熱電対を固定し温度を測定した結果を図F-3に示す。これらからもわかるように系内の温度は周期的に振動しており定常流にはならないことがわかる。



図F-3: 系内の温度変動

終りに。

以上チョコラルスキー引き上げ法に関して現在進行中の我々の研究内容の紹介を行わせて頂いたが、磁場とか低プラントル数流体の取り扱いに不慣れなこともあり、まだまだ問題があるように感じている。

REFERENCES

- [1] Ozoe & Maruo, JSME Int.J., vol.30, No.263, PP.774-784, 1987.
- [2] 尾添, 丸尾, 松尾. , 化工論文集 in review
- [3] Ozoe & Okada, Int.J.H.M.T., vol.32, No.10, PP.1939-1954, 1989.
- [4] Okada & Ozoe, in preparation
- [5] Ozoe & Toh, Jerusalem paper in review
- [6] Toh & Ozoe, in preparation
- [7] Hunt & Wilks. Num. Heat Trans., 4, 303, 1981.
- [8] Nagase et al., 22nd. Nat. Heat Tran. Sympo. C304, 413, 1985.
- [9] Tabeling, J.Physique, 43, 1295, 1982.
- [10] Raptis & Vlahos, Lett. Heat Mass Tran., 9, 59, 1982.
- [11] Maekawa,T. and Tanazawa,I., 23rd Nat. Heat Tran. Sympo., C221, 391, 1986.
- [12] Enya et al., 23rd Nat. Heat Tran. Sympo., C223, 397, 1986.
- [13] Weiss, J. Fluid Mech., 108, 247, 1981.
- [14] Ozoe et al., Int. J. Heat Mass Tran., 28, 125, 1985.
- [15] Churchill, Heat Exch. Design Handbook, sec.2.5.8, Hemisphere, 1983.
- [16] Kobayashi, Appl. Phys., 51, 1206, 1982.
- [17] Churchill & Usagi, Ind. Eng. Chem. Fund., 13, 39, 1974.
- [18] 伝熱工学資料, 改訂4版 P323 (1986)
- [19] Kobayashi, J. Crystal Growth, 75, 301, 1986.
- [20] S.Nakamura, T.Hibiya et al., Proc. 10th Jpn. Symp. Thermophysical Properties, PP.91-94, 1989.
- [21] A.E. Organ, J. of Crystal Growth, vol.73, PP.571-582, 1985.
- [22] W.E. Langlois & Ki-Jun Lee, IBM J. Res. Develop., vol.27, PP.281-284, 1983.
- [23] K.M. Kim & Langlois, J. Electrochem. Soc., solid-state science and technology, vol.133, PP.2586-2590, 1986.
- [24] L.N. Hjellming & J.S. Walker, J. Fluid Mech., vol.164, PP.237-273, 1986.
- [25] H. Ozoe & T. Matui, Numerical Methods in Thermal problems, (Eds) Lewis, Morgan & Habashi, Pineridge Press, vol.V, part2, PP.1664-1675, 1987.
- [26] S.V.Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Pub. Corp..
- [27] 棚沢ら、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集 B212(1988)
- [28] 藤・尾添、第21回化工秋季大会要旨集 C210(1988)

Nomenclature

A	abbreviated A_z
\vec{A}	dimensionless magnetic vector potential [-]
\vec{B}	magnetic induction (magnetic field) [Weber·m ⁻²] = [volt·s·m ⁻²]
B_0	External magnetic field [Weber·m ⁻²]
B_x	= b_x/B_0 [-]
B_y	= b_y/B_0 [-]
b	height of an enclosure [m]
b_x	x-component of the magnetic field [Weber·m ⁻²]
b_y	y-component of the magnetic field [Weber·m ⁻²]
C	a specific heat [J/(kg·K)]
\vec{D}	electric displacement [C·m ⁻²]
\vec{E}	electric field intensity [V·m ⁻¹] = [N·C ⁻¹]
e	unit vector for an external magnetic field [-]
g	acceleration due to gravity [m/s ²]
Gr	Grashof number = $g\beta(\theta_h - \theta_c)\ell^3/\nu^2$ [-]
H	= $h/z_0 = Ra^{1/3}$ [-]
h	melt depth [m]
Ha	Hartman number = $(\sigma_0/\rho\nu)^{1/2}B_0\ell$ [-]
k	thermal conductivity of the fluid [J/(m·s·K)]
L	= $\ell/x_0 = Ra^{1/3}$ [-]
ℓ	distance between vertical hot and cold walls [m]
Nu	an average Nusselt number = $q\ell/[k(\theta_h - \theta_c)]$
p	pressure [N/m ²]
P	dimensionless pressure [-]
Pr	Prandtl number of the fluid = ν/α [-]
Pr _m	magnetic Prandtl number = ν_m/α [-]
q	heat flux density [J/(m ² ·s)]
Q _{net}	net heat flow [J/s]
Q _{tot}	total heat flow [J/s]
r	coordinate [m]
R	r/r_0
R _{in}	radius of inner cylinder [m]

R_{out}	inner radius of crucible [m]
Ra	Rayleigh number = $Gr \cdot Pr$ [-]
S	area of hot wall [m ²]
T	dimensionless temperature = $(\theta - \theta_c) / (\theta_h - \theta_c)$ [-]
t	time [s]
\vec{u}	velocity vector [m/s ⁻¹]
\vec{U}	dimensionless velocity vector [-]
u	x-component of velocity [m/s]
U	u/u_0 [-]
v	y-component of velocity [m/s]
V	v/v_0 [-]
w	z-component of velocity [m/s]
W	w/w_0 [-]
x	coordinate [m]
X	x/x_0 [-]
y	coordinate [m]
Y	y/y_0 [-]
z	coordinate [m]
Z	z/z_0 [-]

Greek letters

α	thermal diffusivity [m ² /s]
β	volumetric coefficient of expansion [K ⁻¹]
ϵ	dielectric constant [C·V ⁻¹ ·m ⁻¹]
θ	temperature [K]
θ_c	cold wall temperature [K]
θ_h	hot wall temperature [K]
μ	viscosity of fluid [kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹]
μ_m	magnetic permeability [henry·m ⁻¹]
ν	kinematic viscosity [m ² ·s ⁻¹]
ν_m	coefficient of magnetic viscosity = $1/(\sigma_e \mu_m)$ [ohm·m ² ·henry ⁻¹]
$\vec{\xi}$	vorticity vector [s ⁻¹]
ρ	density of fluid [kg·m ⁻³]
ρ_e	electric charge density of fluid [C·m ⁻³]

- σ_e electric conductivity of fluid [$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$]
 τ dimensionless time = t/t_0 [-]
 ϕ temperature difference from conduction state [-]
 ϕ_0 conduction temperature profile [-]
 $\vec{\psi}$ vector potential for a flow field [$m^2 \cdot s^{-1}$]
 ψ_e scalar potential for an electric field [Weber $\cdot s^{-1}$] = [V]
 $\vec{\Psi}$ dimensionless vector potential for a flow field = ψ/α [-]
 Ψ abbreviated ψ_z [-]
 ψ_e dimensionless scalar potential for an electric field = ψ_e/ψ_{e0} [-]
 $\vec{\Omega}$ dimensionless vorticity vector = $\xi/(\alpha X_0^{-2})$ [-]
 Ω abbreviated Ω_z [-]
 Ω_c dimensionless rotation rate [-]
 ω_c rotation rate [s^{-1}]
 Operator
 $D/D\tau = \partial/\partial\tau + U\partial/\partial X + V\partial/\partial Y$
 $\nabla^2 = \partial^2/\partial X^2 + \partial^2/\partial Y^2 + \partial^2/\partial Z^2$
 $\nabla = (\partial/\partial X, \partial/\partial Y, \partial/\partial Z)$
 \times vector product

次世代原子力システムにおける液体金属の熱工学的問題

—加速器炉の液体金属ターゲットの熱構造から—

戸田三朗、黒川政秋、堀 豊（東北大 工）

1. はじめに

原子力発電国として自由世界で第3位に位置するに至ったわが国では、原子力発電の稼働にともない放射性廃棄物が生じ、それは電気出力にほぼ比例して増加している。このため、これらの処理、貯蔵、処分について種々の概念がR&Dとして推進されているが、これらの廃棄物問題をどの様に考えていくかは多くの難問を抱えたままの状態にあるといえる。例えば、現状は、廃棄物中の種々の核種の半減期とレベルに応じて、それらを時間変数の中で隔離貯蔵して行くのが前提であり、時間スケールは数百年以上の長期にも及び、対象技術は実に 10^3 以上のファクター間の違いに対応せねばならない。この広範囲の時間スケール中で廃棄物を安全に保持していく技術は今日までの原子力技術にない新たなものである。熱工学・材料工学からみてその様な長期を保証する技術は容易ではない。

一方、これら廃棄物を時間経過に任せて貯蔵するのみでよいか、という疑問に対し、積極的に核種を破碎して短寿命のものとして行くいわゆるアクチノイドの核消滅の技術を進める考えがある。これは原子力開発の発展の中で、新しい可能性を探ってみるという段階に止めておくべきではなく、一歩進めて、現在長期計画の元で進行中の高速増殖炉、核融合炉に続く重要なコンセプトとして推進し、その基礎的研究を始める時期にきていると思われる。上述したように廃棄物をただため込むことが許容されない時期がそう先のことではなく、また高速増殖炉、核融合炉（ハイブリッド炉を含めた強力中性子源炉として）を始め、大電流プロトン・リニアック等の加速器による強力中性子源のどれかの利用の可能性がそれほど遠い将来でないと予測できると思われるからである。この核消滅の技術は広範囲の集約であることは当然であるが、炉工学的にみても極限技術の領域にあるものである。その意味では現在進行中の核融合炉の炉工学的技術と相補的な技術でもある。これらの熱工学的問題は、次世代原子力システムにおける液体金属の伝熱、すなわち極限条件場の液体金属伝熱を代表するものであり、ここに紹介させていただくこととする。

そこで、本稿では、アクチノイドの核消滅のための加速器ターゲットを、熱構造の観点から、特に液体金属の伝熱、流動に焦点を絞ってレビューすることにする。

2. 核消滅処理用加速器炉の液体金属ターゲットの熱・構造問題

核分裂炉の運転により蓄積される放射性同位元素のうち、廃棄物処理の重荷となっている核種について、熱出力3,000MWthの炉の一年間の運転の場合について、小寺⁽¹⁾がまとめたTable 1を示

す。放射性廃棄物核種はいわゆる核分裂生成物FP (β , γ 放射)と中性子捕獲により生じた超ウランアクチノイド元素 (α 放射、核分裂)の2つに分類され、また、蓄積すべき時間から、数百年内の核種(主にFP)と数千~数十万年の長期残存核種

Isotope	Half-Life (yr)	Wield Rate(3GWth-yr)		Thermal Cross-section (b)	Spallation Cross-section (b)
		(kg)	(moles)		
⁹⁰ Sr	28.1	18.1	201	0.9	0.9
¹³⁷ Cs	30.1	41.4	302	0.11	1.2
¹²⁹ I	1.6×10 ⁷	—	—	17.0	1.1
⁹⁹ Tc	2.1×10 ⁵	28.3	286	19.0	0.9
²³⁷ Np	2.1×10 ⁶	16.6 (4.12)	70 (17.4)	370	1.7
²⁴¹ Am	433	1.2 (15.9)	5 (66.0)	33	1.7
²⁴³ Am	7,370	2.8 (8.3)	11.5(34.2)	70	1.7
²⁴⁴ Cm	17.9	0.63(0.6)	2.6(2.5)	20	1.7

※ () : MFRR

(1)
Table 1 Isotopes in HLW

(主としてアクチノイド)に大

別される。表には、熱中性子捕獲及びスポレーション反応断面積も併せ示してあるが、特に熱中性子断面積が小さい核種の消滅処理には通常原子炉の中性子レベルでは有効でなく、加速器による強力中性子源からの高中性子束密度の中性子捕獲をさせて変性させることが期待されている。

加速器による放射性廃棄物処理システムは、陽子加速器とターゲット・ブランケット系により基本構成され、加速器は陽子のスポレーション反応による発生中性子をなるべく高めるということから、1~2GeVのエネルギー、300mAのビーム電流の大電流陽子加速器(大電流のため連続動作のリニアック)が想定されている。ところで、この様な大電流陽子ビームの入射するターゲット・ブランケット系は、中性子取量を大きくするターゲット材料、系の構成について十分な検討、研究が必要であると共に、以下に述べる炉工学的問題も克服せねばならない。

ターゲットについての具体的な成案は現在見あたらないが、予想される炉工学的問題はターゲット内の中性子束密度、熱密度及び温度の分布が、入射ビーム粒子の軌道近傍と離れた部分で大きく異なる(ビーム照射部分では極めて高温かつ高中性子束密度となる)ことから、その正確な推定が可能であるかどうかにある。また、熱密度、温度、中性子束密度の著しい偏在は、熱工学、材料工学上の新しい問題をもたらすものと予想される。ターゲットには、固体ターゲット、あるいはBiとPbの溶融金属流のターゲットとブランケットの組合せ、Flibe等のフッ化物溶融塩をターゲット・ブランケット・1次冷却材と1流体で兼用する⁽⁵⁾などの案がある。固体ターゲットでは融点以上の温度上昇を避けるために、ビームの照射面積を大きくとってターゲット出力密度を下げ、十分な冷却を可能とするためターゲットに直接内接される冷却系構造が複雑、困難を極めることになろう。溶融金属流ターゲットでは、その熱拡散の優れた特性を生かし、熱除去は容易となる。溶融塩ターゲットは良好な熱除去特性を持つが、ブランケットを兼ねるためにその化学処理が有利であるとはいえ、その取扱いが大がかりとなる欠点がある。溶融金属や溶融塩ターゲットでは、ビームの入射膜が必要であり、ビームの照射と発熱に耐えうる膜物質、構造の問題がある。この問題を避けるために、低蒸気圧の液体金属や溶融フッ化物塩に直接ビームを照射する入射窓なしの提案⁽⁵⁾もある。この場合には、溶融液体の蒸発、凝縮(構造物壁面上など)、その他、揮発性物質生成などの問題が出てこよう。高温の溶融液体と容器構造材の両立性も問題となろう。

次に、現在までにある程度具体化されてきた、あるいは構想が提案されてきた中性子源のターゲ

ット部について述べることにする。

Fig.1 はSIN (スイス原子核研究所) のサイクロトロン (590MeV, 1mA) による中性子源⁽²⁾ のレイアウトで、溶融Pb-Bi合金の円筒系ターゲットの下部にビームが入射される。冷却は、自然対流により行われる (円筒上部より鉄のシールド中へ熱を逃がす)。Fig.2 はビームが入射してからのターゲット内の温度分布と対流 (流れ関数) を数値計算した例である。ターゲット内にはドーナツ型の対流渦が形成されている。

ビームエネルギーのさらに高い中性子源においては液体ターゲットに関連する熱工学的問題として、この外にも入射ビーム・スポレーション反応による発熱分布と局所加熱 (サーマル・スパイク)、圧力波生成など、ターゲットの核特性、冷却、構造健全性に重要な影響をもつ現象が想定される。

Fig.3 は、核融合炉材料試験用の大電流重陽子リニアック施設 (FMIT、現在計画が凍結されている) 液体Liターゲットの構造を示す^(6,7)。材料試験用中性子源ということで14MeVのビームはなく幅広いエネルギースペクトルとなっている。これは、加速器型中性

子源においては標的からの熱除去が中性子強度の実用範囲を限定する条件となっており、FMITでは融点が低く、粘性の小さい液体Liが標的材料として起用されたが、熱的制約から粒子飛程より厚い標的となっていることによる。加速器は35MeV出射エネルギーの重陽子100mAが目標となっている。Liターゲットの設定条件はTable.2に示すもので、ターゲットは厚さ19mm、幅100mm、流速17m/s、流量33l/sの天然Liの液体膜である。圧力は 10^{-6} Torr程度である。D⁺のビーム照射はFWHM (Fall Width Half Maximum: ガウス分布の半価位置) で10mm×30mmの楕円形で、ターゲット部のLi温度 (流入時 220°C) は平均50°Cの温度上昇であり、ホット・スポット部では760°Cとなると見積られている。このターゲットで重要問題として指摘されている項目は、一般の液体ターゲットの設計においても重要課題としてまた非常に多くの興味深い現象を含むものであり、ここで課題とそ

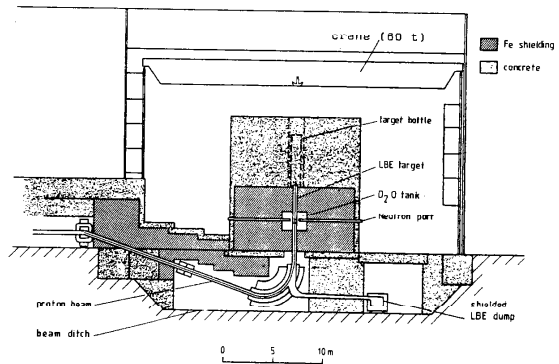


Fig.1 Schematic view of the vertical version of the spallation neutron source designed in SIN⁽²⁾

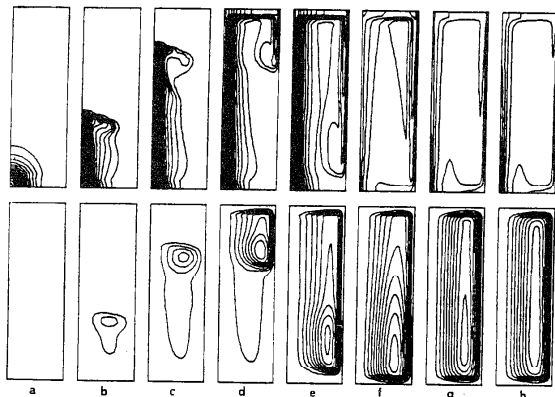


Fig. 6 Transient behaviour for 3m target of 15 cm radius. Beam current is 100 μ A. Contour-maps are for temperature (above) and stream function (below). For temperature contours, the lowest line is 3.1 $^{\circ}$ C above melting point, and line interval is also 3.1 $^{\circ}$ C. "a" is at 2.55 sec, and interval between two figures is 5.10 sec.

Fig.2 Transient behavior for 3m target of 15cm radius in the SIN spallation neutron source⁽²⁾

の内容の紹介をすることとする。

(1) Li膜の安定性

ターゲットの背面部を緩やかな曲率（250 mm半径）とし、ノズル部の工夫によってLi流に遠心力を持たせ、安定な自由表面流としている。

(2) Li膜内での沸騰

最大3.5MWのD⁺ビーム入射により、Li液膜流ターゲットへ付与されるエネルギーはFig.4に示す様に見積られ、そのストップング・パワーはLi膜表面から14mmの位置で最大ピーク59.8MeV/cmを示している。これは、0.1Aのビームに対して1.8MW/cm³の発熱密度となる。同条件時のLi膜内温度分布の計算値をFig.5に、また、Li流体膜の流れとホット・スポットの位置の関係をFig.6

に示す。ホット・スポット位置でのLi液温は760°Cでその蒸気圧は約1 Torrとなり、Li膜表面上の圧力が10⁻⁶Torrの真空となっているため、ビーム加熱により局所沸騰が生じる恐れがある。Li膜内の局所沸騰を抑制するためにはLi膜内の静水圧を高めて、その飽和温度をホット・スポット部の最高Li液温以上とする必要がある、

FMITのLiターゲットの設計では、(1)の液膜の安定性に対して適用した遠心力によるLi流内の静水圧の上昇をこの(2)の問題の対策に利用して解決している。Fig.7は、この遠心力の作用するLi液膜流内の温度分布と飽和温度の関係を解析した結果で、局所沸騰の抑制への十分な余裕が確認され、局所沸騰による発泡により冷却能力の著しい低下をもたらす（液体金属の沸騰は一般に過熱度が高い条件で生じ、激しい空沸となり、大きなドライ・アウト部が発生する）事故を回避している。

(3) Li膜表面からの蒸発及びスパッタリング

FMITのLiターゲットの設計では、Li膜表面温度はFig.14に示す様に低く、Li蒸気圧も低く（10⁻⁶Torr）、またD⁺ビームによるスパッタリング量も10⁻⁴g/yrと見積られているので、共に問題とならないと考えられている。一般の液体ターゲットの自由液面の場合には、その温度と蒸気圧、

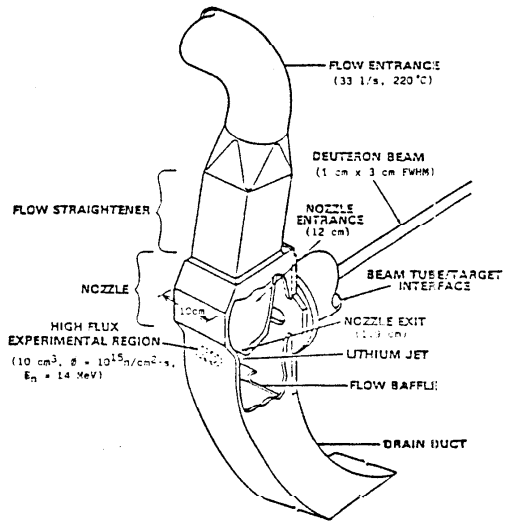


Fig.3 Details of FMIT target^(3,4)

Li-Target	
Target feature	Free surface of jet film flow
Target material	Liquid Li(Natural)
Curvature radius of jet film(at the back wall)	250mm
Jet film thickness/width	19mm/100mm
Flow velocity	17m/s
Flow rate	33l/s
Pressure at free surface	10 ⁻⁴ Pa(10 ⁻⁶ Torr)
Beam power deposition in Li-Target	
Total beam power	3.5MW
Maximum power density	2.0MW/cm ³
Maximum power flux	1.0MW/cm ²
Li temperature Inlet/Outlet	220°C/270°C
Maximum Li temperature	760°C

Table 2 Design parameters for FMIT Li-Target^(3,4)

ビーム強度と関連して蒸発量、固体壁面上凝縮量（蒸着）はターゲットの性能劣化と安全性から重要な課題となろう。

(4) Li膜背面の構造壁材料の照射スウェリング及びクリープ
 FMITにおける中性子照射可能体積は平均値 $1.4 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ で 10 cm^3 となっており、Li液膜流の背面壁材はこの高速中性子照射とともに約5%と見積られる陽子照射を同時に受け、ポイド・スウェリングとクリープ変形が加速される。1年間の運転で、厚さ1.6mmのSUS背面材が内側に約2mm 膨潤、隆起

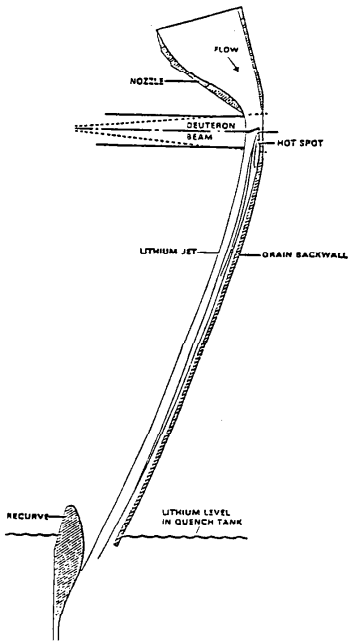


Fig.6 Li jet film flow and hot spot position in FMIT Li-Target^(3,4)

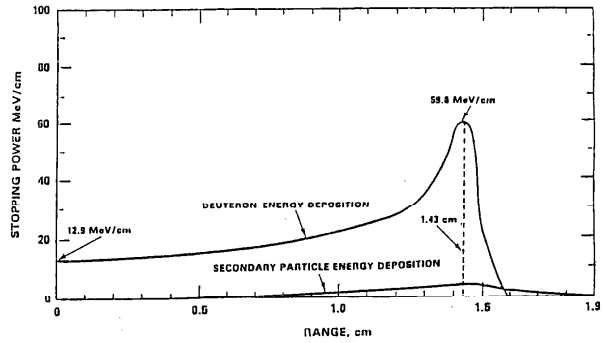


Fig.4 Deuteron beam energy deposition in FMIT Li-Target^(3,4)

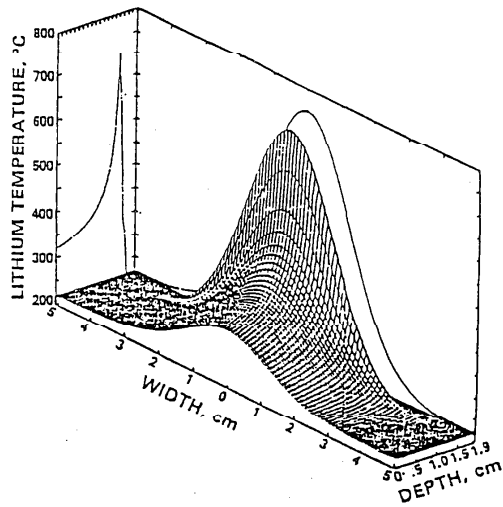


Fig.5 Temperature distribution in FMIT Li-Target^(3,4)

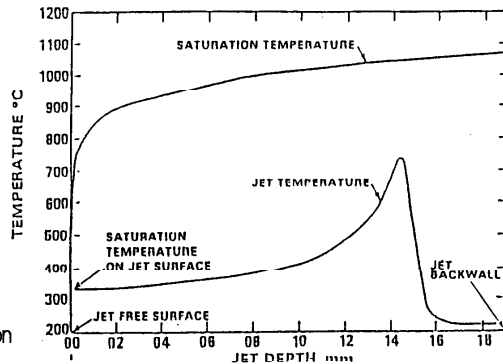


Fig.7 Temperature condition calculated in FMIT Li-Target^(3,4)

すると見積られ、Li液膜流厚さがそのため1mm 薄くなると仮定すると、背面材上の陽子の線密度が約2倍に増大すると予測されている。このため、この背面材の交換が必要であり、その交換技術が重要となる（ただし、HT-9のようなクリープに強いフェライト鋼やV合金の使用も考えられるが、FMITではASME圧力容器コードによる法規制上適用できないとなっている）。この様な照射による壁材の損傷と交換は、ターゲット設計上必ずあると断言でき、Li液膜流の安定性と関連して損傷の評価および壁の交換技術（正確、短時間に）の開発は重要な課題となろう。

(5) Liループの運転の信頼性—Li取扱技術（窒素との反応）と構造物との共存性（Niの溶解度が高い） FMITでは、高速炉のNa技術に支えられる信頼制と、Niの溶解のためオーステナイト鋼の最高使用温度500℃以下の制限に対してFMITでは270℃ということで、材料との共存性は問題となっていない。一般の液体ターゲットでは、液体温度が何度までとなるかによって、材料との共存性の問題は、液体ループ運転に直接関連する信頼性、安全性の問題として重要である。

以上のように、FMITの液体金属液膜流ターゲットについてサーベイしてきたが、指摘された熱・構造問題は、設計に強く依存するとしても、一般の液体金属、溶融塩ターゲットの場合にも直接解決すべき問題として指摘されよう。

Fig.8は加速器溶融塩炉ターゲット系の構造の概念例である⁽⁵⁾。Table.3は加速器溶融塩増殖炉の場合のターゲット塩（フライベ）について示されているが、中性子の吸収が少なく、化学的に不活性で、化学処理媒体、熱媒体として優れている。Ni-Mo-Cr合金に対して約800℃の高温まで共存性があり、また黒鉛のドブ漬け使用が可能である。この加速器炉では、溶融塩はターゲット容器内の約1mの深さの位置に渦を形成して回転流動する。その回転中心より少しずれた位置の液面より、陽子ビームを入射させて、スポレーション反応を渦中心部近

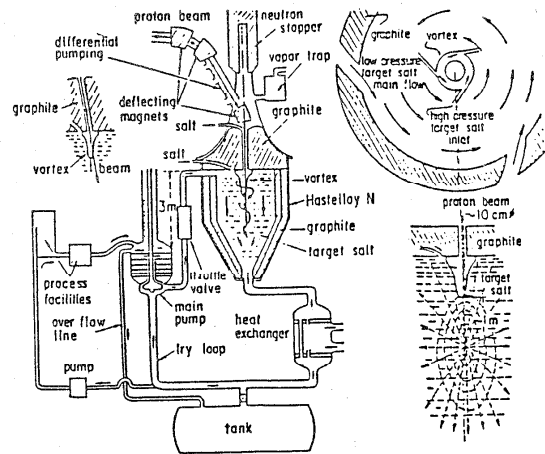


Fig.8 Outline of molten salt target system for a MSAR⁽⁵⁾

mol%	Melting point T _m (°C)	Density at T _m +100°C (g/cm ³)	Viscosity coeff.(cpoise)		Neutron yield per/Gev·p
			600°C	700°C	
LiF-Bef ²⁺ -ThF ⁴	72-16-12	500	3.35	12	7 (20)
LiF-Bef ²⁺ -ThF ⁴	84-18-18	540	2.7	12~14	6~7 28
LiF-ThF ⁴	71-29	588	3.36	20~22	12~14 (34)
LiF-NaF-ThF ⁴	54.5-13.5-32	525	3.31	19~22	11~13 34
NaF-NF-ThF ⁴	11.07-28	606	3.65	15~18	9~10 (30)
LiF-Bef ²⁺ -UF ⁶	61-21-18	550	2.87	13~15	6~7 38
LiF-UF ⁶	71-29	525	3.41	20~22	12~14 40
LiF-NaF-UF ⁶	43.5-24.3-32.2	445	3.09	20~22	12~14
LiF-KbF-UF ⁶	60-10-30	480	3.52	18~18	10~12 (38)

Table 3 Molten salts(FLIBE) recommended for a breeder condition⁽⁵⁾

くで発生させると共に、中性子損失を防ぐ構造となっている。このような構成のターゲットは、ターゲットにブランケットを一体化させた構成とすることもでき、いわゆるターゲット・ブランケット・1次冷却系と3機能を兼ねるターゲットとなっている。熱・構造上の特徴、問題点は次のように指摘されるが、他の核消滅炉のコンセプトにおいても共通する問題である。

(1) 陽子ビーム窓。 加速器炉のターゲットの陽子ビーム窓の膜物質は、先にも指摘したように照射とビーム加熱に耐える材料、構造とすることが必要であるが、高温と重照射によるクリープ、スウェリング等に耐えるよう設計することは重要な研究課題であることは言うまでもないが、非常に困難な極限技術である。高温と高負荷加熱によるアブレーション、蒸発などの複合現象も伴う。直接熔融塩や液体金属にビーム入射させる窓なしの構造とすることで、この問題を解決する方法もある。これは、先述のFMITのLiターゲットと同じ考えであるが、ビーム照射、加熱による熔融塩の蒸発や揮発性物質の生成に注意が必要となる。

(2) 入射液面と液相流動の安定性。 FMITの場合にも指摘されたように、液体金属、熔融塩の入射液面と液相流動の安定性は、線源位置、除熱特性と強い関連を持つ液表面、液相内の温度分布の変化などに依存し、それはターゲットの性能に直接影響するので、液体金属、熔融塩の蒸発、対流等の正確な把握が必要である。また、上部からのボイドの巻き込みの恐れもある。

(3) 局所沸騰。 ビーム照射によるサーマル・スパイクによって局所沸騰の可能性がある、発泡によって気泡の強い上昇流が発生し、(2)に指摘される流動の安定性が損なわれると共に、熱分布の偏在と流れによって熱衝撃を構造材にもたらす恐れがある。また、熱除去の安定性も失われる。

現在具体的に参照できる加速器炉ターゲットについて、その熱・構造上の問題点について考察してきた。将来、どのようなターゲットが予想されるか全く雲をつかむ状態と言ってよいが、本稿で指摘した問題、現象はその設計時には必ず再び検討されるべき物となるであろう。現在の概念設計の範囲内ということで、直接触れなかったが、この他の重要な項目として、

- (1) 液体金属による超高熱負荷除熱
- (2) 熱分布の偏在と熱衝撃
- (3) 音響拘束によるビーム加熱による高圧力波発生と伝播
- (4) ビーム照射に伴う膜物質のアブレーション、蒸発
- (5) 液膜流や回転流動など自由液面を有する流れ
- (6) サーマル・スパイクによるサーマル・ブルーム及び渦を伴う自然対流とその安定性

等があげられ、核消滅処理加速器炉のターゲットの熱・構造問題として究明されねばならない。

3. 液体金属加速器炉ターゲットにおけるサーマル・ブルームを伴う自然対流

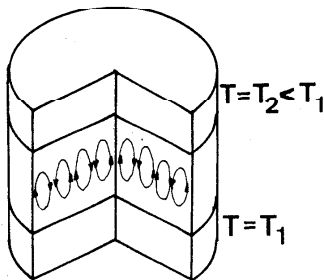
先にサイクロトロン中性子源の液体金属ターゲットで予想される自然対流のパターン例を示した(Fig.2)が、この例ではドーナツ型の1つの回転渦の発達が生み出されている。しかし、ビームの照射位置によって、ターゲット内液相の自然対流の流動パターンは必ずしも画一ではなく、種々変化した様相を呈すると思われる。このとき、対流の変化は連続的でなく、遷移域を挟んで渦

の数の変化となって現れる。また、この変化にヒステリシス特性が伴うかどうかも重要である。ターゲットの熱除去への直接影響、偏流や死水域の形成による熱分布の遍在とその空間および時間変動は容器壁への深刻な熱衝撃と熱疲労の問題を引き起こすことになる。

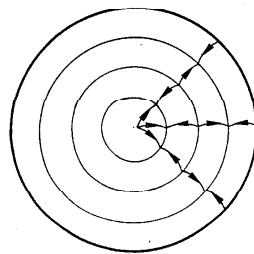
我々の研究室では、上に述べた問題をまず取り上げ基礎的な研究を進めている^(6,7,8,9)。すなわち、円筒容器内の液体金属にビーム入射によってサーマル・スパイクが付与された場合に誘起される自然対流現象を、実験室規模で可能な小体系について実験と理論による検討を行っている。液体金属の大型熱装置の開発には、水によるシミュレーション実験が多用されており、本研究でも水によるシミュレーション実験によって、自然対流の詳細な機構説明の足がかりを掴むと同時に、水のシミュレーション性を検討している^(7,9)が、ここでは触れない。液体金属について数値シミュレーションを行った結果を以下に紹介する。

3.1 数値シミュレーション^(6,8,9)

円筒容器内の流体の自然対流の研究は、従来あまり行われていない。アスペクト比（高さ／直径）の比較的小さい場合については、ベナル・セルの研究とも関連して可視化観察が行われ、写真が提示されている⁽¹⁰⁾。これらは円筒の下面を加熱し、上面を冷却する実験で、Fig.9 に示すような同心の多重ロールのパターンを呈する例である⁽¹¹⁾。しかし、このような同心ロールは不適切な設定の実験で人為的に生成されたパターンであり、もし適切な設定条件下では、それらのロールは、常に外縁にたいしてロールの軸を直角になるよう配列しなおし、結果としてFig.10に示すような不規則なパターンに転移することが指摘されている⁽¹¹⁾。ところで、ここで対象とする体系は、これらと異なり、アスペクト比が比較的大きく、境界条件は、上面は冷却するが、下面は必ずしも加熱せず断熱でもよく、流体への加熱はビーム入射を想定して円筒中心軸上の流体に局所体積加熱として付与されている。この場合、対流パターンは Fig.9のように横に同心の多重ロールではなく、縦に同心の多重ロールの状況を呈すると予想される。ところで、一般に、上面冷却、下面加熱の円筒内流体の自然対流は不安定であることが、理論的に明らかにされている⁽¹²⁾。本研究では、円筒中



(a) shows periodicity in the r-direction



(b) top view of circular rolls

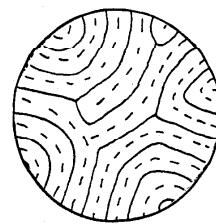


Fig.10 Defects in a circular roll system⁽¹¹⁾

Fig.9 Convection pattern : Circular rolls⁽¹¹⁾

心軸上の局所流体中に体積加熱が付与されるので、この不安定は抑制され、安定な対流モードとなると思われ、下面加熱の条件が加わると上記の不安定が現れることがありうる。シミュレーションする体系は、半径R、高さHの円筒内に満たされた液体金属(Na)でFig.11に示す。非圧縮性流体、層流、 θ 方向の変化はないとして、基礎方程式は、質量、運動量、エネルギーの保存式の次式とTable 4により表される。

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho r V \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho r U \phi) = \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z}) + r S \quad (1)$$

ここで、U、Vは、r、z方向速度、P*は流体の運動に伴う静圧を表す修正圧力、Tは温度、Qはスポット状に加わる内部発熱密度である。円筒容器壁上では、流体速度0、側壁は断熱、上面は冷却面である。下面は、通常断熱とするが加熱する場合も比較のため考えている。基礎方程式を離散化するための一般的な方法としては、テーラー級数展開を用いるものが、良く知られているが、近年、コントロールボリューム法により離散化を行った解析が数多く報告されるようになった。ここでは、離散化にこのコントロールボリューム法、解法アルゴリズムにPatankar

(13)らにより開発されたSIMPLE法を用いた。Fig. 12は、円柱左半断面のコントロールボリュームを示し22 x 22格子である。内部加熱を受ける流体のスポット部は、軸中心を挟んだ4ボリュームに設定している。対流・拡散の関係式には、べき乗法 (Power Law Scheme) を採用し、U、V、P、Tの残差の最大値が規定内に収束した値を解としている。

方程式	ϕ	Γ	S
連続式	1	0	0
r-運動方程式	V	μ	$-\frac{\partial P^*}{\partial r} - \frac{\mu V}{r^2}$
z-運動方程式	U	μ	$-\frac{\partial P^*}{\partial z} + \rho g \beta (T - T_0)$
エネルギー方程式	T	$\frac{k}{C_p}$	$\frac{Q}{C_p}$

Table 4 ϕ, Γ, S in the conservation equation⁽⁷⁾

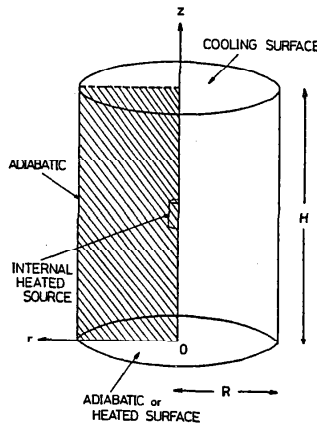


Fig.11 Simulation model for a cylindrical vessel containing liquid sodium^(6, 8, 9)

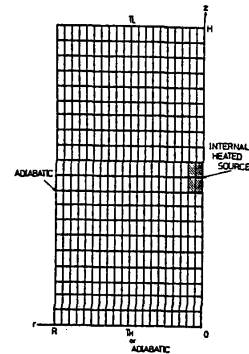


Fig.12 Control volumes (22x22)^(6, 8, 9)

3. 2 数値シミュレーションの結果例^(6,8,9)

Fig.13は、上面冷却（温度 T_L に一定）、下面加熱（温度 T_H に一定）で、外部加熱のある場合の温度分布（以降、左側図）と速度ベクトル（以降、右側図）を示す（図は、以降全て半断面内分を示す）。ここで、 $Ra_E = \rho^2 g \beta C_p H^3 (T_H - T_L) / \mu k$ は外部レイリー数である。 $Ra_E = 10^4$ で一個の右回転渦（向きは、計算の初期条件に依りし左回転渦もある）の流れが Ra_E の増加と共に $Ra_E = 1.3 \times 10^5$ 以上で2個の渦に分裂し、さらに $Ra_E > 10^7$ で Ra_E が低いときと全く反対の回転渦（この場合左回転の渦）に変化する様子が示されている。Fig.14はサーマル・スパイク即ちスポット状の内部加熱が中心軸上中心近傍の流体に加えられ、上面が冷却（ T_L に一定）されている内部加熱の場合の温度分布と速度ベクトルを示す。ここで $Ra_I = (\rho^2 g C_p Q l^5) / (\mu k)$ は内部加熱レイリー数で、 l はスポット状加熱部の軸方向長さ、 Q は発熱密度である。この場合は外部加熱の場合と異なり、左回転の渦のみによる対流を呈する。しかし、 $Ra_I = 10^5$ の付近で左下部に小さな渦の発生がみられるが、高 Ra_I では再び安定な1個の回転渦による対流となる。Fig.15は上面冷却、下面加熱の円柱体系の軸中心位置にスポット状の内部加熱が加わる混合加熱の場合の例である。低 Ra_E の 1×10^4 の外部加熱を受ける場合には、スポット状内部加熱によって対流が支配され、したがって対流渦の向きは図のように一元

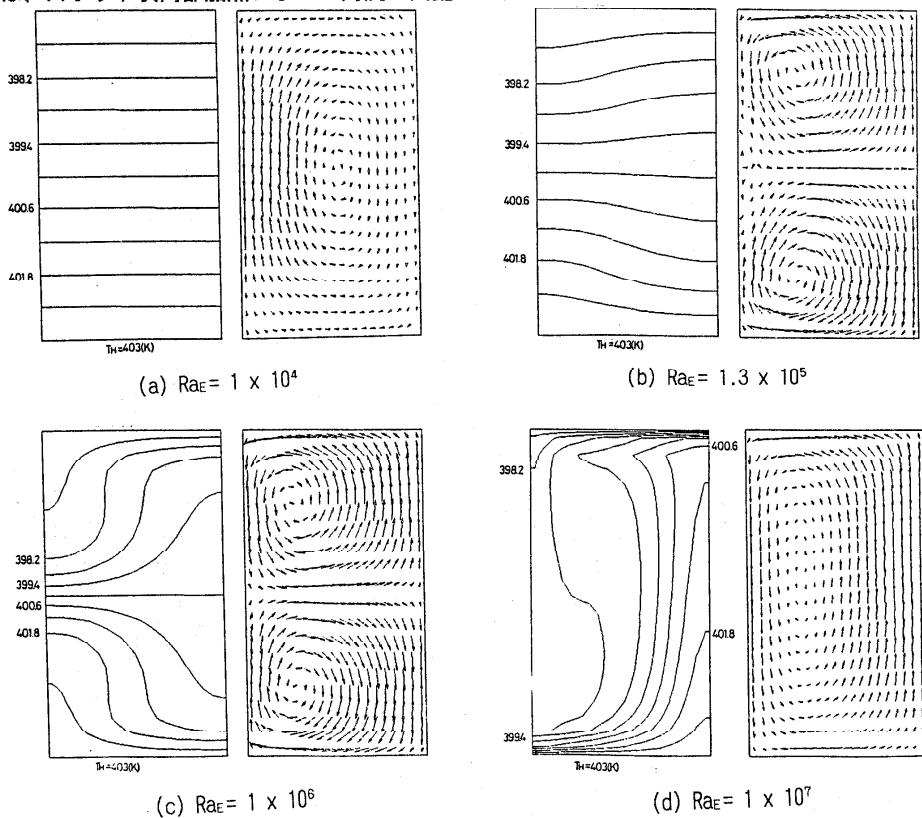


Fig.13 Isotherms and velocity vectors in a liquid sodium cylindrical vessel with external heating(Ra_E)^(6,8,9)

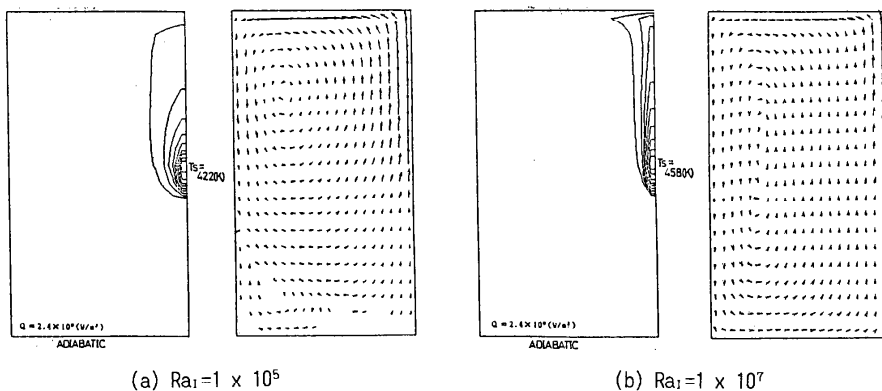


Fig.14 Isotherms and velocity vectors in a liquid sodium cylindrical vessel with internal heat source(Ra_1) (no additive external heating) ^(6, 8, 9)

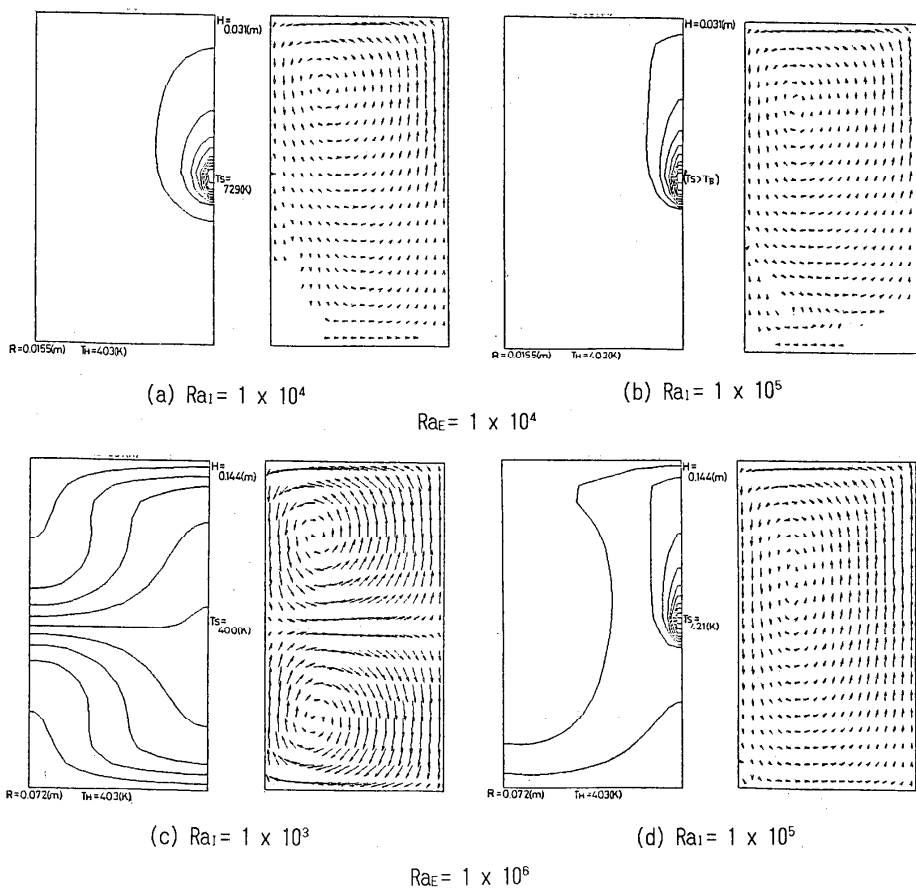


Fig.15 Isotherms and velocity vectors in a liquid sodium cylindrical vessel with internal heat source(Ra_1) and additive external heating(Ra_E) ^(6, 8, 9)

的に定まる。しかし、 $Ra_E = 1 \times 10^4 \sim 10^5$ の範囲で、左側下部に逆向きの渦の発生が見られ、高 Ra_E の 1×10^6 以上では、外部加熱の強い影響を受けて低内部加熱すなわち低 Ra_I のときは2つ渦となるが、これも Ra_I の増大とともに、内部加熱により回転渦の向きが支配され、1個の回転渦の対流となる。

以上、液体金属ターゲット内自然対流の基礎解析の結果を示してきたが、対流のパターンは Ra_E 、 Ra_I の両レイリー数の影響が複雑に作用して多様なものとなっている。自然対流の起動力となる浮力はBoussinesq近似を適用して計算しているがその適用性の検討、容器上面への熱衝撃の具体的評価、さらに乱流解析は現在続けられている。

4. おわりに

液体金属の伝熱を極限条件下で考える上で好都合なトピックスとして、放射性廃棄物の加速器による消滅処理に伴う熱工学的問題を考えてきた。加速器による消滅処理方式は原理的にはすこぶる明瞭であるにも関わらず、その実現のためには実用化のための多くの技術開発の壁が立ちはだかっている。ターゲット部分の設計は最大の技術課題であり、高エネルギービームの照射によるスパレーション反応に伴う熱発生と分布、放射線分布の制御、処理の技術は、従来の核分裂炉の技術と著しく異なっているといえよう。特に、熱工学的見地から本稿で指摘した多くの基本的な現象の解明が重要、不可欠であり、さらに複雑な構造のターゲットを構築して行くまでに、膨大なシミュレーション解析と実験を遂行して行かねばならないだろう。ともかく、先駆的研究の灯がともし始めたばかりである。核消滅処理技術の実用化は、液体金属、熔融塩などの高温融体の極限条件下における熱工学的課題の解決なくして実現できない技術である。また、高速増殖炉や核融合炉などの他の次世代原子力技術における液体金属の伝熱にも、このレビューで指摘した問題は多くの共通性を持っているが、また多くの固有の伝熱問題も抱えている。我々も、その面でのいくつかの研究を行っている。液体金属ミスト冷却による核融合炉の超高温負荷壁の除熱および熱構造問題、液体金属冷却高速増殖炉の機器における自然対流現象などであるが、頁数の制約から本稿に含めることができなかった。早い機会に紹介できることを願っている。

記号

C_p	比熱	U	r方向速度成分
H	円筒容器高さ	V	z方向速度成分
l	スポット状加熱部の軸方向長さ	z	座標
P	圧力		
Q	発熱密度	β	膨張係数
Ra_E	外部加熱レイリー数	κ	熱伝導率
Ra_I	内部加熱レイリー数	ρ	密度
r	座標	μ	粘性係数
T	温度		

参考文献

- (1) 小寺正俊, 加速器による核燃料生産及び放射性廃棄物処理の可能性, 日本原子力学会誌, Vol.26, No.6(1984), pp.474-480.
- (2) Fischer, W.E., Status Report on the SIN Neutron Source, ICANS-VI, (1982).
- (3) Miles, R.R., Greenwell, R.K., Hassberger, J.A. and Ingham, J.G., HEDL-SA-2721-FP (1988).
- (4) Hassberger, J.A., HEDL-7301(1982).
- (5) Furukawa, K., Tsukuda, K. and Nakahara, Y., ICANS-IV, Tsukuba, 1980): J. Nucl. Sci. Technol., 18[1], 79 (1981).
- (6) 戸田三朗、黒川政秋、辰野晋、堀 豊、 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1987), p.275-277.
- (7) 辰野晋、戸田三朗、黒川政秋、堀 豊、 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1988), p.223-225.
- (8) 黒川政秋、機械学会創立90周年記念事業特別講演会(第948講演会)資料集(1987), p.17-20.
- (9) Toda, S., Kurokawa, M. and Tatsuno, S., Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Karlsruhe, Vol.2 (1989), p.372-377.
- (10) Van Dyke, M., An Album of Fluid Motion, The Parabolic Press, (1982), p.82.
- (11) Platten, J. K. and Legros, J. C., Convection in Liquids, Springer-Verlag, (1984), p.321.
- (12) Gershuni G. Z. and Zhukhovitskii, E. M., Convective Stability of Incompressible Fluids, Keter Publishing House, (1976), p.103-107.
- (13) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, (1980).

1. まえがき

自己点火条件を目指した核融合実験炉の設計検討が精力的に進められている。実験炉では、D T核燃焼プラズマを実現し、炉心プラズマの定常化と制御技術を確立するとともに、プラズマ対向機器、炉構造、ブランケット、遠隔操作技術、加熱電流駆動装置、超電導コイルなど、核融合炉開発に必要な基本的炉工学技術を総合的に開発、実証する。

本稿では、トカマク型実験炉に話を限り、核融合プラズマと直接相互作用するプラズマ対向機器、特にダイバータを核融合炉機器の代表として取り上げ、設計やR & Dに関連する熱工学的な課題や問題点、研究の現状について述べる。

2. 核融合実験炉で想定される熱負荷条件

図1、2⁽¹⁾に国内次期装置として検討されている核融合実験炉(FER)の全体構造と鳥瞰図を示す。熱的に最も厳しい環境に置かれるのは、プラズマに直接面する第1壁やダイバータ板などのプラズマ対向機器で、これらはプラズマから高い熱負荷を受けるため高熱流束機器とも呼ばれている。表1⁽²⁾に、国際協力で概念設計が進められているITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)の物理フェーズにおける負荷条件を示す。正常燃焼時の第1壁一般部における熱流束は 0.2 MW/m^2 程度と比較的小さいが、ピーク部は 0.6 MW/m^2 であり、ステンレス鋼製第1壁にとっては熱応力の観点から厳しい値である。ダイバータへの熱流束はピーク値で 15 MW/m^2 にも達し、熱応力のみならずバーンアウト防止や冷却安定性に充分注意を払う必要がある。

プラズマ対向機器は、正常燃焼時以外すなわち異常時に短時間の衝撃的熱負荷を受ける。プラズマがなんらかの原因で急激に消滅する、いわゆるディスラプションと呼ばれる現象が発生すると、プラズマの持つ巨大なエネルギーが瞬時にプラズマ対向機器に放出される。ディスラプションの進行過程は、プラズマの熱エネルギーが放出される熱クエンチ過程とプラズマの電流が消滅し電磁エネルギー放出される電流クエンチ過程とに分けることができる。表1に示されるように、熱クエンチ過程の熱放出時間は、 $0.1 - 3 \text{ ms}$ と極めて短く、この間にダイバータには、 20 MJ/m^2 程度の熱量が放出される。熱流束は、放出時間内で一定であるとすれば、 $7 - 200 \text{ GW/m}^2$ という途方もない値となる。

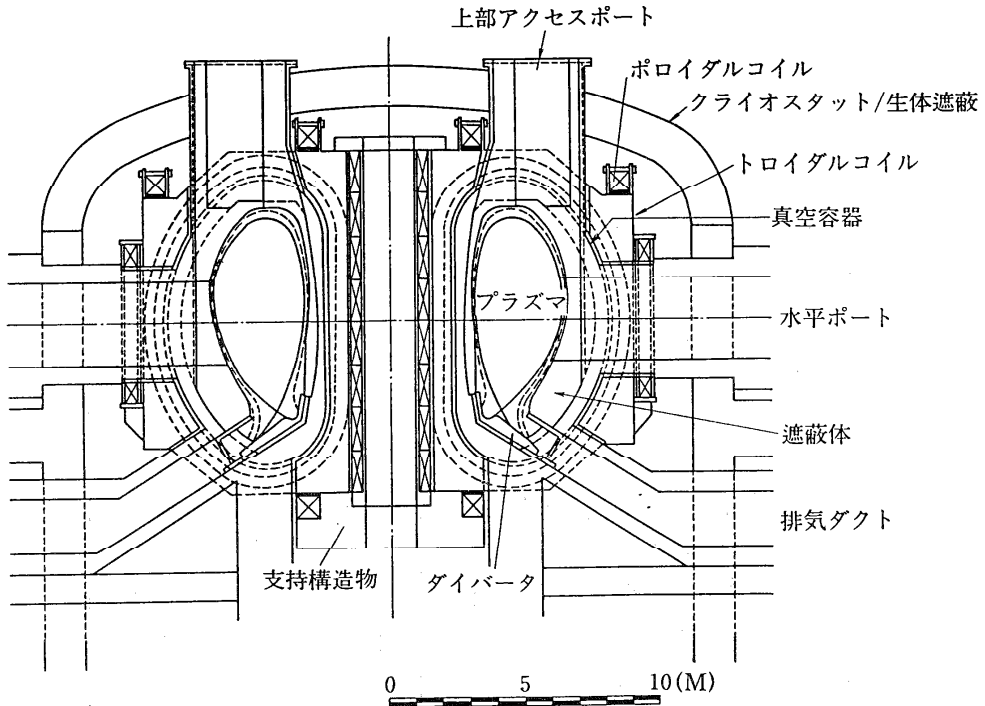


図1 核融合実験炉 (FER) 全体構造

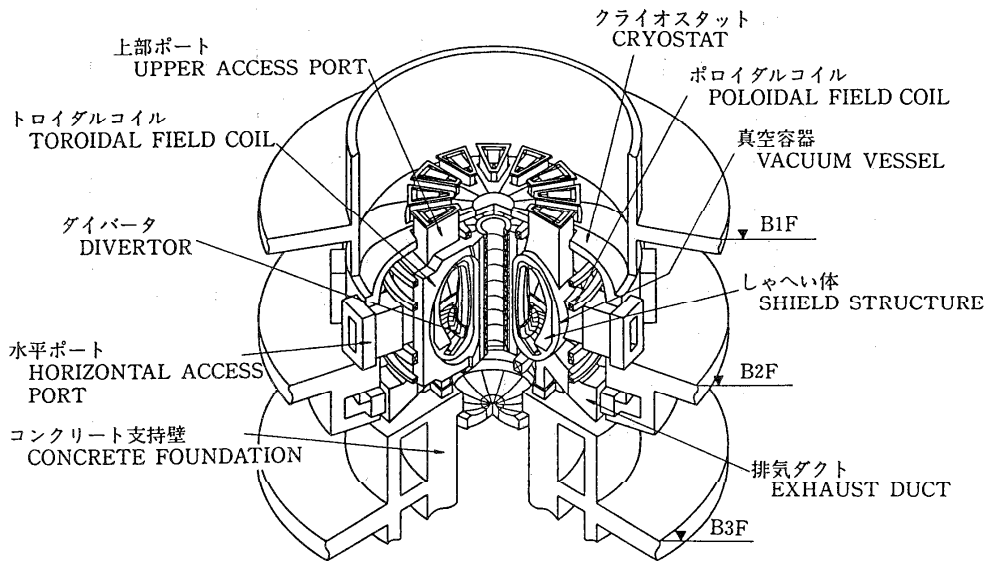


図2 核融合実験炉 (FER) 鳥瞰図

表1 ITER物理フェーズにおけるプラズマ対向機器の主要負荷条件

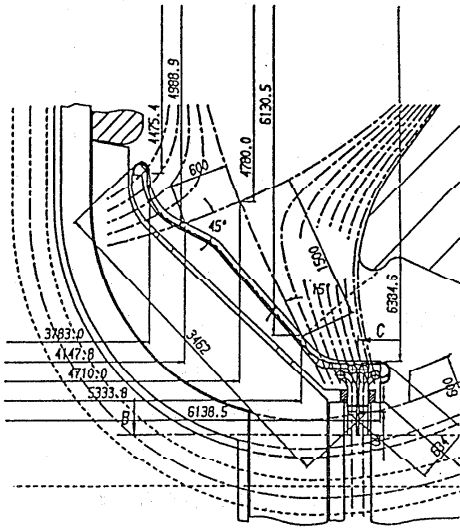
運転フェーズ		物理フェーズ	
		第1壁	ダイバータ
1. 正常運転時			
平均中性子壁負荷	MW/m ²	1	0.6
熱流束 平均	MW/m ²	0.1 - 0.2	
ピーク	MW/m ²	0.6	up to 15 *
総運転パルス数	10 ⁴	0.7	0.15 **
平均中性子フルエンス	MW a/m ²	0.045	0.006 **
ピーク照射損傷 ***	DPA	0.3	0.05 **
ピーク入射粒子束	10 ²⁰ /m ² s	1	5 - 1x10 ³
粒子エネルギー	eV	25 - 80	90 - 300
2. ディスラプション時			
熱クエンチ			
ディスラプション数		200 **	200 **
時間	ms	0.1 - 3	0.1 - 3
ピーク放出熱量	MJ/m ²	2	20 ****
電流クエンチ			
時間	ms	5 - 50	5 - 50
放出熱量	MJ/m ²	2	3
逃走電子による熱量	MJ/m ²	50 - 500	30 - 100
逃走電子エネルギー	MeV	≤ 300	≤ 300
<p>* ダイバータ板傾き 20度</p> <p>** ダイバータ板交換5回を想定</p> <p>*** 構造材はオーステナイトステンレス鋼、表面材は炭素系材料</p> <p>**** セーフティファクター含む</p> <p>***** 逃走電子発生頻度はディスラプション回数数の数パーセント程度と考えられる</p>			

プラズマ対向機器の開発にあたっては、このような強い熱衝撃を受けても機器の健全性をできるだけ確保する、あるいはそれによる損傷の度合を精度良く評価し、適切な交換を容易に行いうる等の対策を講じることが肝要である。ディスラプションに関する熱工学の問題は、熱衝撃による材料の損傷評価に関連しており、①材料の熔融・蒸発量の評価、②蒸発した物質と入射粒子との相互作用、③熔融層の挙動、等をあげることができる。

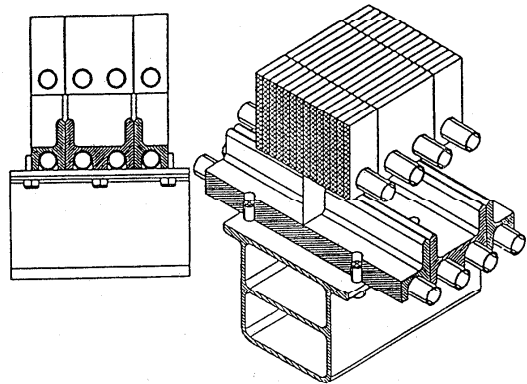
3. ITERにおけるプラズマ対向機器（ダイバータ）設計、研究開発の現状と問題点

ITERダイバータの第1オプションとなった構造の概要を図3に示す。ダイバータは、単一の材料で構成されているわけではない。プラズマに面する表面材料は低Z材である炭素系材料、CAPG(Compression Annealed Pyrolytic Graphite)やCFC(Carbon Fiber Composites)、熱シンク材や冷却管はアルミナ分散強化型銅合金、構造材はオーステナイトステンレス鋼である。冷却は、低温(～50 C)、低圧(～3.5 MPa)の軽水で高熱負荷部にねじりテープを挿入して熱伝達促進を図っている。核融合炉機器に特有な片面加熱条件下での単一流路バーンアウト実験がサンディア研究所や原研で行われており、成合らによって核融合炉への適用を目的とした実験も行われている。ITERでは、サンディア研の実験データを基に、現在のところ 15 MW/m^2 は充分除去可能であると考えている。しかしながら、実際の機器では、1対の出入口ヘッダから多数の冷却流路が分岐しており、熱流束も非常にピークが高く時間的、空間的な変動も予測される。従って、このような高熱流束を安定に除去するために、今後実験によって冷却安定性、流量配分、バーンアウト熱流束を正確に評価することが重要である。また、冷却水流速は、およそ 10 m/s 程度と非常に高いため、流れによる流路壁の腐食損耗も重要な課題となってくるであろう。

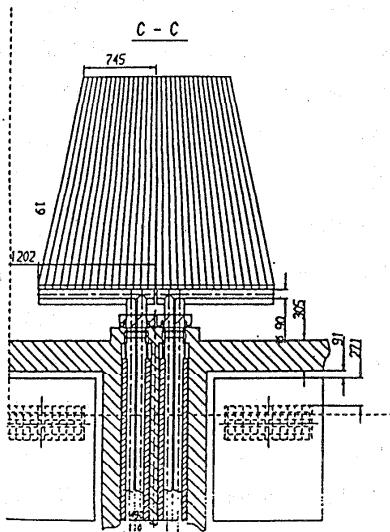
ディスラプション熱衝撃に対する表面材料の応答については、熱伝導解析、高熱負荷模擬実験等による評価が行われている。 $20 \text{ MJ/m}^2 \times 0.1 \text{ ms}$ のディスラプション条件に対し、炭素系材料の損耗は $130 - 180 \text{ um}$ と予測されている。これまでに行われたディスラプション熱負荷模擬試験で測定された材料の蒸発損耗は、実験条件に対応した熱伝導解析による蒸発量の予測値に比べ5倍程度大きい。図4、5⁽³⁾に原研で得られた実験結果の一例を示す。等方性黒鉛及び炭素繊維複合材料に電了ビームによって高熱負荷を加え、蒸発損耗量を測定した。熱流束は $300-350 \text{ MW/m}^2$ 、加熱時間は 80 ms 程度である。図4によれば、材料の熱伝導率の影響があらわれ、熱伝導率の高い複合材の方が黒鉛に比べ損耗が少ない。相変化を考慮にいれた熱伝導解析によって蒸発損耗を評価し、実験値と比較した。図5は、炭素繊維複合材に関する結果である。実際の損耗が予測値の5-6倍になっていることがわかる。この係数は、材料の種類や加熱条件で変化すると考えられる。少なくとも、実際の強加熱時の現象は単純な熱伝導解析では評価できない。簡単に寿命評価をする場合には、実



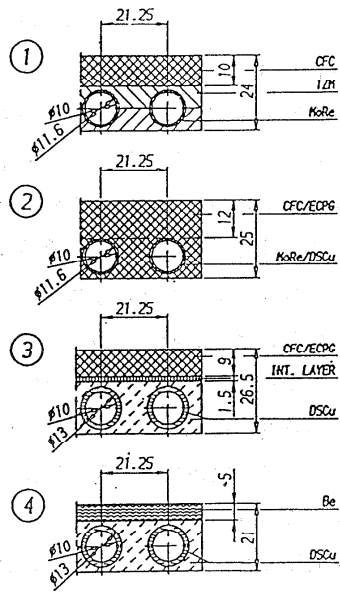
(1) ITER 下ダイバータ構造, 寸法



(3) 断面詳細図



(2) ダイバータ 平面図



(4) 保護材料(表面材料)と冷却構造との接合方法の例

図3 ITERダイバータ構造

験値をそのまま採用する。こうすると、1回のディスラプション当り 660 - 920 μm 程度の表面損耗が発生することになり、衝撃による瞬時的な破壊、剝離、割れ等が起こらなくても、ダイバータ板の定期的交換は避けられない。ダイバータ板表面材料の初期厚さは、キャタストロフィックなスパタリング損耗を防止するために、その表面温度を 1100 C に抑えるよう、材料の熱伝導率に応じて決定される。図3からもわかるように、現在の ITER 設計では炭素系保護材料の厚さはおよそ 10 mm 程度であり、ディスラプションによる損耗がいかに厳しく寿命を制限しているかが窺える。従って、材料の熱衝撃による損耗や損傷に関する実験をさらに精度良く実施し、実験と解析との相違を定量的に明らかにし、そのメカニズムを説明する必要がある。これまでの模擬実験は、熱源の制約から試料に加える熱量を実機条件に合わせ、加熱時間を長く、熱流束は小さい条件で行われてきた。さらに短時間強加熱条件とし、熱衝撃の度合を強めると、損耗量に対する実験と解析との相違がますます拡大する恐れがある。原研では、短時間強加熱実験を推進するため電子ビーム高熱負荷試験装置⁽⁴⁾、JEBIS (JAERI Electron Beam Irradiation Stand) を建設した。本装置の概要を図6及び表2に示した。また、熱伝導解析からも容易に推察できるように、熱放出時間が 0.1 ms であるか 3 ms であるかは、材料の損耗という観点からは大きな違いであり、プラズマ実験サイドからディスラプション条件をさらに明確にして行く必要のあることは言を待たない。

4. おわりに

本稿では、実験炉 ITER のプラズマ対向機器の設計を通してデータの不足を痛感した高熱流束除熱とディスラプション熱衝撃に関する問題を再度取り上げた。いずれも、以前から課題として指摘されていた事項ではあるが、実験炉開発に向けて、さまざまな高熱負荷受熱機器を開発することの重要性がさらに広く認識されてきた。核融合炉の安全性とも関連し、熱工学の果たすべき役割は重要性を増しつつある。なお、本稿は、機械学会「次世代技術における熱工学問題に関する調査研究分科会」報告書の原稿に加筆したものである。

5. 参考文献

- 1) 日本原子力研究所 「核融合研究開発の現状」 1989
- 2) ITER Concept Definition Vol. 2, IAEA, 1989
- 3) Akiba, M., et al., "High Heat Flux Experiments at JAERI," 13th SOFE, 1989
- 4) 横山, 他 「高熱負荷試験装置 JEBIS の概要」原子力学会秋の大会, 1989

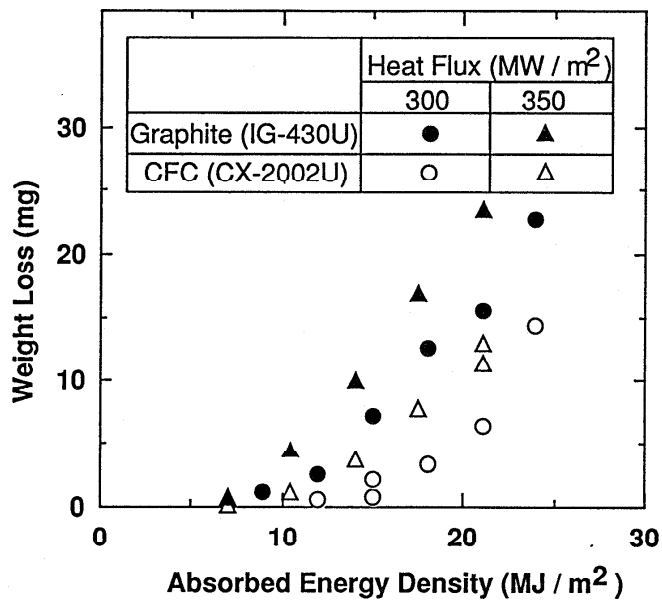


図4 黒鉛系材料の熱衝撃による損耗

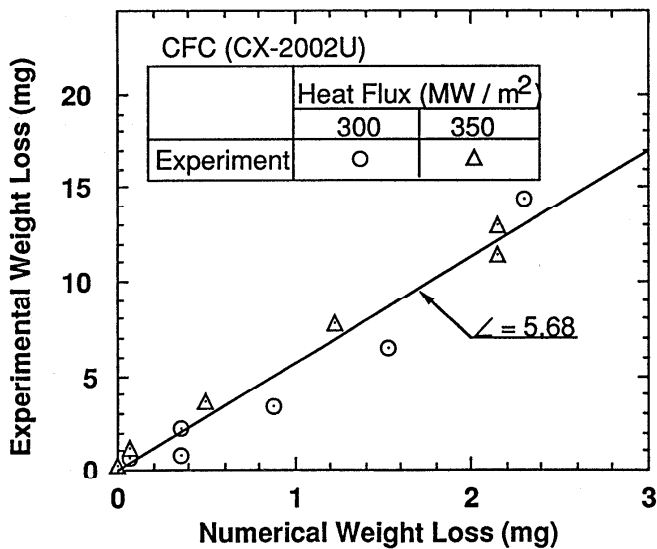


図5 黒鉛系材料の熱衝撃による損耗 (数値解析と実験との比較)

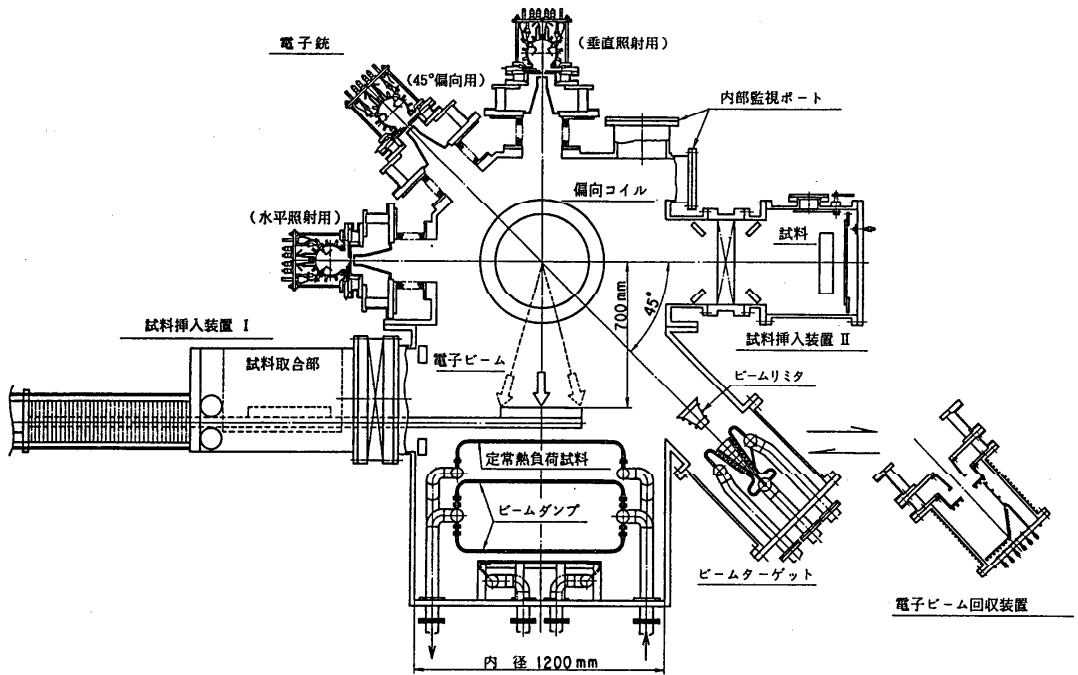


図6 電子ビーム高熱負荷試験装置 (JEBIS) 構造図

熱源

電子銃	:	プラズマ電子銃
ビームエネルギー	:	20~100 kV
ビーム電流	:	~ 4 A
引出面積	:	0.7 cmφ, ×1, ×2, ×10
電子ビーム引出時間	:	1 ms~連続

電子ビーム偏向掃引コイル

電子ビーム偏向角	:	45度
掃引周波数	:	最大 1 kHz
掃引角	:	最大 ±16度

テストサンプル部

熱流束	:	最大 1000 MW/m ²
電子ビーム照射面積	:	最大 30 cm×60 cm
試料寸法	:	
・試料挿入装置 I	:	最大 20 cm×40 cm
・試料挿入装置 II	:	最大 20 cm×20 cm
・定常熱負荷試料	:	長さ約80 cm (冷却チャンネル数18)

表2 高熱負荷試験装置の主要性能

1. はじめに

著者が石炭層の研究に携わったのは、昭和53年に鉄鋼協会内に「原料炭の基礎物性部会」が組織され、現東北大学総長大谷茂盛先生が石炭層の熱物性値の測定法の開発に関する研究を引き受けたのが契機となった。石炭を扱ったのは、教養部において冬季暖房に使用されていた”だるまストーブ”における燃焼以来であり、3 mm以下の石炭を充填しコークス化するという操作のどこに伝熱工学上の問題があるのか不明であった。したがって加熱過程において石炭の熱伝導率を測定する位で良いとの安易な気持ちで研究を開始したわけである。ところが熱伝導率を測定してみると、測定中に石炭の膨張・収縮により熱電対が破損し測定不能になることも度々あり、測定したデータも再現性がなく、熱物性値を測定する立場から石炭の加熱現象に興味を抱くように変化した。現在、石炭の伝熱は主たる研究テーマとなっているが、もし熱伝導率が簡単に測定できたなら主テーマには至らなかったと思われる。

本稿では”もの”を作るよりも現象を解析、推算、制御することを得意としている化学工学の研究者が、石炭という未知の分野で戸惑いながら化学工学の役割を模索してきた経緯を記述してみたい。

2. コークス炉内現象

鉄鋼で用いられるコークス用石炭は、一般に炭素含有量が80~90%で粘結性のあるれき青炭であり、原料炭と呼ばれる。空気を遮断した状態で加熱し、約360℃を越えると、初期の充填層状態から軟化・熔融・膨張しながら熱分解反応を生じ、CO、CO₂および各種炭化水素ガスを発生する。さらに約440℃以上に加熱すると再び固化し、縮合反応により主として水素を生成しながら収縮し、黒鉛化・多孔質化していく。実際のコークス炉は、長さ10~17m、高さ4~7m、幅0.4~0.5m、装入炭量12~35t程度の横に細長い箱型の炭化室で、両側の燃焼室から加熱され、これが並列に60~110室配置されている。燃焼室には燃料ガスを燃焼させるために多数のフリュー(Flue)と呼ばれる炎道がある¹⁾。

図1に、炭化室内の模式的なコークス化過程の進行途中状態を示した²⁾。石炭は、1,200~1,350℃のフリューにより珪石煉瓦を通して加熱される。この煉瓦壁に接する石炭は急速に加熱され、終始高温に保持されるが、内部では熱伝導率が低いので加熱速度が遅く、炉幅方向のコークス化は同時に進行しないため、コークス化に約20時間を要する。さらに図1に示すように壁側よりコークス層、軟化層、石炭層に分けると、軟化層内でガスを発生し

ながら膨張し、粒子間の結合により多孔質物質であるコークスを生成する、一方この膨張により中央付近の石炭層を圧密する。また発生したガスは、コークス内の気孔あるいは亀裂中を流動し、2次分解反応により炭素をデポジットする。

コークス化過程を構成する現象は複雑であるが、試行錯誤の実験・解析的研究を通して、図2に示すように4要素が絡み合っていることが理解できた。石炭のコークス化過程にお

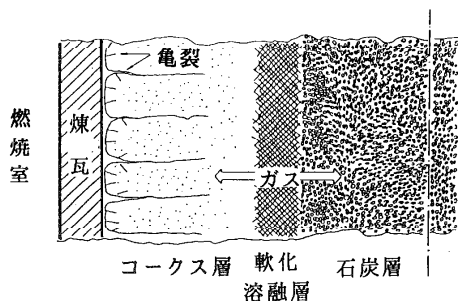


図1 炭化室内の模式図

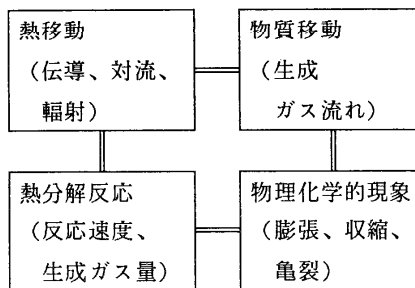


図2 コークス化過程に関わる要素

表1 コークス化過程における伝熱問題

1) 反応により物質が変化する場合の熱物性値測定 (吸・発熱反応を含む) 2) 充填層状態から多孔質物体へと変化する場合の伝熱解析 3) 熱分解ガス生成に伴う流動および伝熱解析 4) 膨張・収縮による大変形を伴う物体の熱応力解析 5) 亀裂生長解析および亀裂内伝熱解析
--

ける伝熱機構を解析する場合には、充填層から多孔質への変化ならびに収縮により生成する亀裂も考慮に入れる必要がある。その場合の伝熱解析における課題を表1に示した。表中の問題を解決するには、図2に示すような要素を統合して解析する必要がある。さらに表2に示すような炭化度に代表される内部要因と加熱速度に代表される外部要因が、軟化の程度、膨張量、収縮量、熱分解生成ガス量に影響し、問題を複雑にしている。表中で”配合の割合”とあるのは、わが国のコークス炉が殆ど西ドイツに倣って建設されたため、西ドイツ産の石炭の性質に合わせて石炭(単味炭)を配合すること(配合炭)から生じている。石炭が配合されることにより実際のコークス炉の中では、同時に熱分解しているわけではなく、局所的には充填密度や加熱速度も変化し、さまざまな軟化・熔融・再固化学動が示される。

3. コークス化過程における石炭の熱物性値測定

熱物性値の測定で多用されているように、塊状石炭に熱電対を挿入することは石炭の脆

表2 コークス化過程に影響する因子

1) 内部要因
炭化度、マセラル組織、最高流動度、膨張・収縮率、反応熱
2) 外部要因
加熱速度、充填密度、粒度、最高到達温度、滞留時間、配合の割合

さ及び加熱中の膨張・収縮挙動から困難である。またコークス化過程で発生するガスの流れおよび亀裂によっても伝熱機構は変化する。固体の熱物性は、純粋な伝導伝熱下で測定される値であるが、石炭の場合には加熱過程下における対流および輻射伝熱の発生を避けることができないため、一定の外部要因(表2)下で見掛け(有効)の熱物性値を測定し、内

表3 開発した熱物性値測定法

測定法	測定対象	測定原理	
		加熱法	物性値の求め方
連続加熱・線熱源法	熱伝導率	連続加熱+ステップ加熱	解析解+最小自乗法
連続昇温法	熱拡散率	連続加熱	〃
連続加熱・周期加熱法	〃	連続加熱+周期加熱	〃
非線形最小自乗法	熱伝導率、 熱容量、 反応熱	連続加熱	数値解+最小自乗法
線熱源・周期加熱法	熱伝導率、 熱容量	連続加熱+周期加熱	解析解+最小自乗法

部要因の影響を見出した。

石炭層に適用し得る測定法の条件として、1)反応が温度履歴の影響を受けることから非定常法であること、2)多くの測定法に見られる測定初期の一定温度分布の実現が充填層本来の低熱伝導性から不可能であり、加熱速度も反応熱の発生により厳密には制御できないため、初期温度および加熱速度が任意であること、3)充填層を均一物質と看做すため熱電対間距離が粒子径の10倍以上あることなどが挙げられる。しかし、当初これらの条件を満たす適切な方法を従来の測定法の中から見出すことは困難であった。そこで石炭層に適用し得る測定法を図3に示すような手順で開発した。

現在まで、表3に示すように熱伝導率に対して連続加熱・線熱源法³⁾、熱拡散率に対して連続昇温法⁴⁾および連続加熱・周期加熱法⁵⁾、熱伝導率と熱容量の同時測定が可能な非線形最小自乗法⁶⁾および線熱源・周期加熱法⁷⁾などの測定法を開発してきた。いずれも測

定原理の開発後、表4中の①～⑥の影響を数値実験により検討し、その結果を装置の設計・製作に適用した。数値実験は、表4のような誤差要因の影響を実験で確認するよりも計算の方が容易であり、省力化できる。一般的な反応物質の熱物性値の測定においては、表

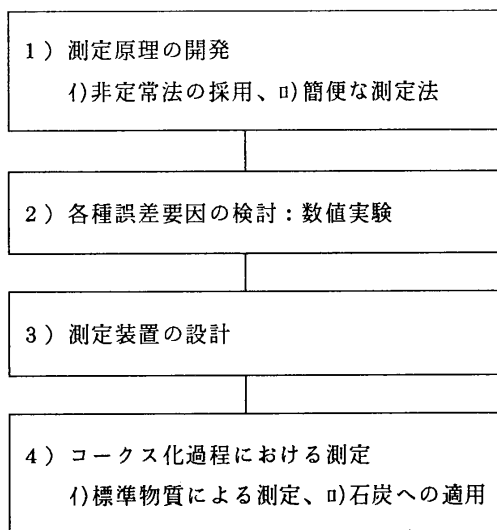


表4 石炭の熱物性値測定における誤差要因

- ①反応に伴う熱物性値の温度依存性
- ②膨張・収縮による熱電対の位置のずれ
- ③不適切な温度制御による昇温速度の変化
- ④試料内熱電対絶縁管の存在による熱流の乱れ
- ⑤吸・発熱反応
- ⑥端面からの熱放散による1次元熱流の乱れ

図3 測定法の開発手順

4中の①および②による誤差を検討し測定法を適用するが⁹⁾、石炭の場合には③軟化・溶融・再固化時の熱電対の位置のずれ⁹⁾および④電気良導体であるコークス内に熱電対用絶縁管を設置する場合の熱流の乱れ¹⁰⁾なども誤差として検討した。次いで測定法を石炭層へ適用する前に、アメリカ国立標準局(NBS)のような機関で精度が確認されている酸化物粒子層の熱物性値および吸熱反応する水和物により測定法の精度を確認した。

コークス化過程における11種類の石炭およびそれらの2、3種配合炭粒子層の連続加熱・線熱源法により測定された有効熱伝導率と炭化度の代表パラメータであるビトリナイトの平均最大反射率 R_o との相関例¹¹⁾を以下に示す。充填密度は $850[\text{kg}/\text{m}^3]$ 、加熱速度は $3[\text{K}/\text{min}]$ 、適用温度範囲は $300\sim 1100[\text{K}]$ である。

$$\text{有効熱伝導率 } \lambda_{err} = \lambda_c \exp\{A(\theta - \theta_c)\}$$

ここに λ_c は遷移温度 θ_c における有効熱伝導率であり、係数 A は θ_c を挟み低温領域と高温領域とで異なる値を有する。

$$\theta_c = 71.3R_o + 668 \quad [\text{K}], \lambda_c = 0.0311R_o + 0.147 \quad [\text{W}/\text{mK}]$$

$$A(\theta < \theta_c) = 5.88 \times 10^{-4} R_o + 6.88 \times 10^{-4} [1/\text{K}], A(\theta > \theta_c) = 5.53 \times 10^{-4} R_o + 3.32 \times 10^{-3} [1/\text{K}]$$

4. コークス化過程における伝熱機構

コークス化反応が激しく生じる軟化点に達する前の低温における石炭層の伝熱は、国井・Smithの式¹²⁾に代表される充填層の伝熱機構で表現できた。つまり、充填密度あるいは固体・ガス相の熱伝導率が高いほど有効熱伝導率は増加する。軟化点から再固化点までの伝熱は、粒子同志が完全に密着した状態あるいは粒子表面の一部が密着している状態で生じる。さらに軟化・溶融時には吸熱反応を生じるが、加熱速度により軟化点および膨張量が変化すると共に並列した複合反応を生じ、その定量的な扱いは未だ充分ではない。再固化点以降は、多孔質物体の伝

熱機構¹³⁾で説明できるが、石炭の黒鉛化による固体の変化、発生するガスの種類・量および気孔径の変化により補正する必要があった¹⁴⁾。

加熱速度が3 [K/min]の場合には、約3 [cm]の塊で製造されるコークスには亀裂が入らないが¹⁵⁾、縦7 [m]x横50 [cm]x奥行き12 [m]位の大きさのコークス炉におけるコークス塊には、いたる所で亀裂が発生・生長している。図4に石炭層が炉壁外の燃焼室から石炭層が加熱され、コークス内に亀裂が生じた場合の例を模式的に示した。コークス層の中に、幅 $2ar$ の亀裂が等間隔に発生し、亀裂前方の温度が、900 [K]に達した時点で亀裂を横方向に進行し、亀裂内には熱分解ガスが充満していると仮定する。系の対称性を考慮し、図4 (a)中の点線で囲まれた領域を解析の対象とした。

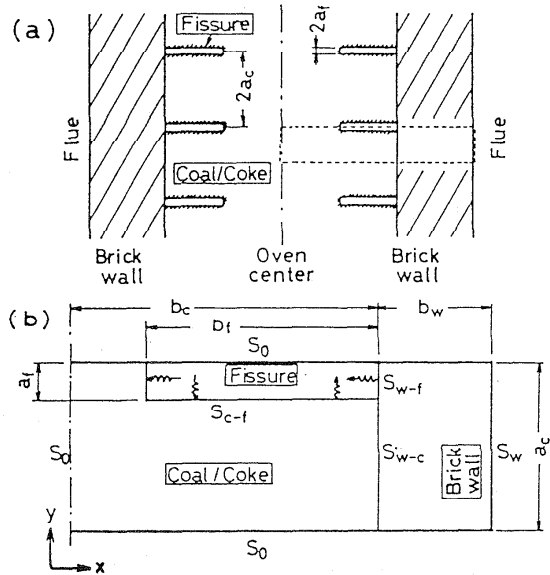


図4 亀裂を有するコークス炉内伝熱

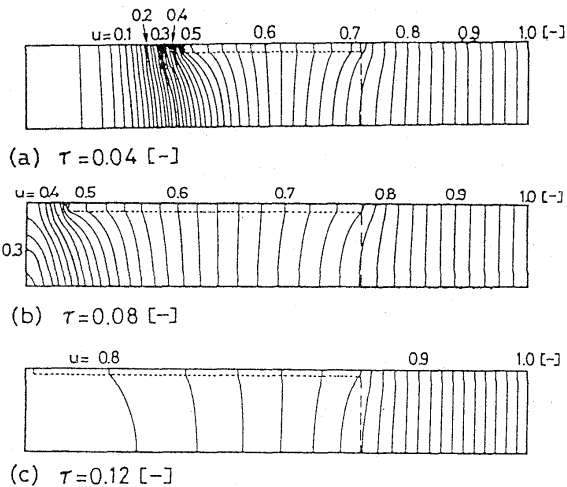


図5 亀裂内輻射伝熱を考慮した温度分布の経時変化

炭化室内の温度変化を有限要素法で計算し、この亀裂の存在による温度分布への影響を図5に示した。亀裂内では輻射伝熱により高温の炉壁側から低温の亀裂先端部、さらにコークス化を生じていない石炭層へと熱移動を生じ、亀裂幅の大きい場合の方が時間(7-リ数 $\tau = 0.04$ で約4時間半経過)の増加と共に温度上昇が早い。すなわち亀裂の有無、亀裂幅によりコークス化終了時間が変化することがわかった¹⁶⁾。

5. コークス内応力解析

亀裂の生長は、伝熱促進につながり、コークス化に対する消費熱量の節減にも大いに有益である。しかし、亀裂の生長を推算することは次の理由から困難であった：1) 亀裂の発生点の特定ができない、2) 高温におけるコークス化途中のコークスの力学的性質を測定できない¹⁷⁾、3) 大変形を伴う熱応力計算法が確立されていない。そこでコークス層の厚さが時間と共に増加することを考慮に入れ、増分解析を行い、コークス層内の応力変化と同時に変形挙動を解析してみた¹⁸⁾。図6に5 [K/min]

の加熱速度で下方から加熱された場合のコークス層の形状および主応力分布の経時変化を示した。図中に示していないが解析しているコークス層の上部は石炭層であり、コークスは時間と共に厚みを増す。各軸上の矢印は無次元寸法を示し、図中の矢印は無次元応力値(Lame定数である λ と μ を用い、 $\sigma/(\lambda+2\mu)$ により示した)である。また単線は圧縮応力、二重線は引張り応力である。図示のようにコークス

化初期においては、コークス層は一旦凸型に湾曲し、時間の経過と共に(7-リ数 $\tau = 0.274$ で約2時間後に相当)、コークス層は凹型に湾曲する。凸型の変形は、再固化直後の収縮率が極大値を示すためであり、凹型の変形は、再固化面(コークス層上方)で新たに生成するコークス層の収縮率が加熱面よりも相対的に大きいため生じる現象である。コークス中の中心軸における主応力は、初期の凹型においては加熱面側が圧縮であり、時間の経過により凸型になると再固化面で圧縮状態、加熱面側で引張り状態になる。この増分解析によりコークス層の反り挙動および熱応力を予測することが可能であり、時間の経過と加熱速度の増加により引張り応力が増加し、亀裂が発生し易くなることがわかった。

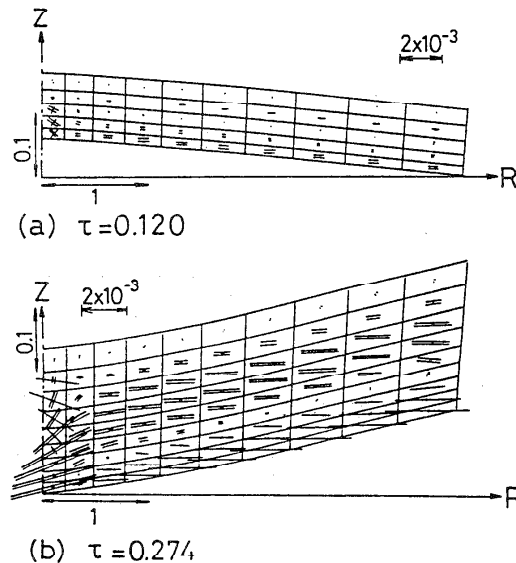


図6 コークス層形成初期における形状の変化

6. コークス化過程解析の利用

表5に熱解析を利用する目的とそのメリットの例を示した。これらの解析を行う場合の

表5 伝熱解析の利用

目的	メリット
1) 石炭種の変化	安価な一般炭の利用、石炭需要の拡大
2) 中温コークス化	コークス化に要する消費熱量の削減
3) 生成コークスの熱利用	同上
4) 熱分解ガス生成量制御	合理的なコークス炉操作
5) コークス炉の新設	老朽化対策、合理化

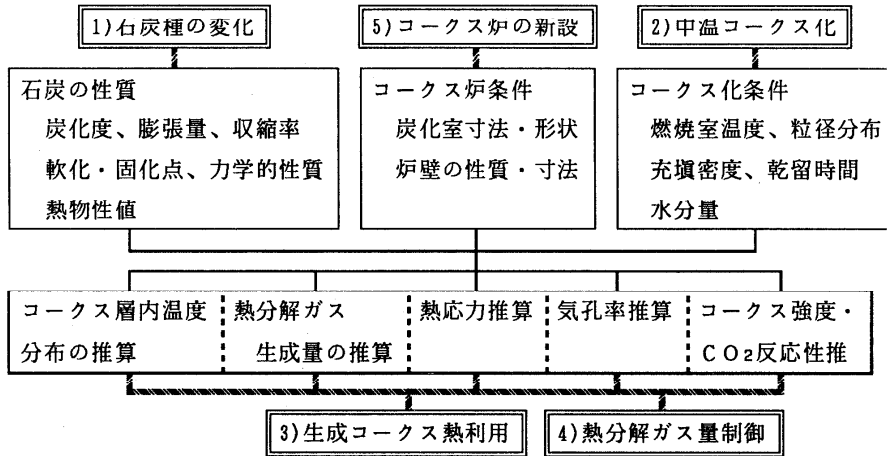


図7 伝熱解析の流れ

計算流れを図7に示した。推算の際に入力する石炭の性質などのパラメーター数を極力減少し、必要最小限にとどめることが望ましい。コークス内気孔率は、高炉におけるコークスの強度、通気抵抗および反応性とも密接に関係することが知られ、気孔率を推算することは伝熱機構の解明のみならず、コークス物性に関する研究においても重要である。しかし実炉で製造されるコークスの気孔率は炉内の3次元方向にかなりの分布を有し、その推算は困難である。ここでは実験室的に気孔率を推算した例を図8に示した¹⁹⁾。図7に示したように石炭種、コークス炉条件およびコークス化条件が決定されると膨張量、収縮率および熱物性値が推算される。その後、石炭層内温度分布、熱分解反応速度、ガス生成量が計算され、見掛け密度および真密度が各温度毎に計算され、気孔率が求められる。しかし従来熱分解時のガス生成速度を定量化した研究は報告されていないため、コークス化条件を変え実験を行う必要があった。これは反応が複合し相関が困難であったこととコークス

化過程に関する解析の必要がなかったことによると思われる。図8中ハッチングは膨張量が試料重量により変化するためであり、膨張量の大きいPeak Down炭(真膨張率 $D_{true}=149 \sim 184\%$)とCoal Cliff炭(97~125%)において示され、気孔率が約10%の幅を有した。また約

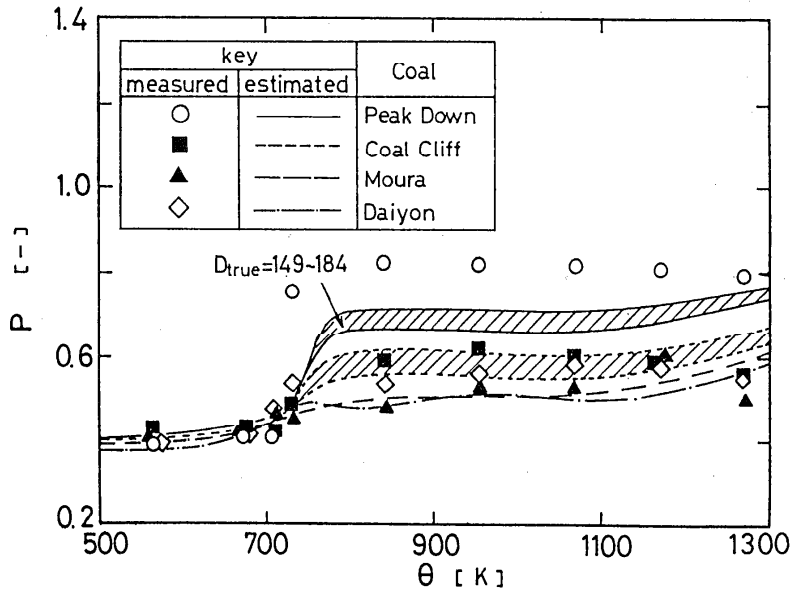


図8 4種のコークス層の気孔率の温度依存性

700[K]以下の温度では石炭が軟化溶融以前の粒子層状態であり、それ以上の温度では急激な熱分解ガスの発生により膨張量の大きい石炭ほど気孔率が増加した。

7. おわりに

本稿では、コークス過程に関する研究を一例として、新たな分野に飛び込み問題解決および技術拡大の糸口を見い出してきた経緯を簡単に記述したが、手法的に目新しい点はなく、対象が石炭というだけであるが、新素材への転換も可能である。また本研究は充分解明された現象に基づいて解析しているのではない。実験的研究も充分測定機器を揃えて行っていないのと同様に、数値解析を余り理想化する必要がないと考え、実験の一部として1)実験解析の不備の補充、2)仮説の確認、3)設計資料の提供および4)労力と経費の削減に数値解析を使うという立場から検討したものである。

引用文献

- 1) 木村英雄、藤井修治、"石炭化学と工業"、pp. 249-359、三共出版(株)、1977
- 2) Nishioka, K., Yoshida, S. and M. Hariki, "Development of the Carbonization Model with Consideration of Coking Mechanism", Proceedings of the Joint Symp.

of ISIJ and AIMM, pp.53-64, 1983

- 3) 三浦隆利、田島浩人、三浦潔、大谷茂盛、"乾留過程における石炭層の有効熱伝導度の測定"、化学工学論文集、8(4)、pp.121-126、1982
- 4) 三浦隆利、杉山和央、深井潤、高島武雄、飯田嘉宏、大谷茂盛、"乾留過程における石炭層の有効熱拡散率の測定"、鉄と鋼、69(6)、pp.538-545、1983
- 5) 三浦隆利、深井潤、大谷茂盛、"連続昇温過程における熱拡散率の測定(周期加熱による方法)"、化学工学論文集、9(2)、pp.129-134、1983
- 6) 深井潤、渡辺実、三浦隆利、大谷茂盛、"非線形最小自乗法による熱物性値の同時推算"、化学工学論文集、11(1)、pp.84-92、1985
- 7) 深井潤、清水裕二、三浦隆利、大谷茂盛、"線熱源からの周期加熱による熱伝導率および熱拡散率の同時測定"、化学工学論文集、14(6)、pp.748-754、1988
- 8) 三浦隆利、深井潤、大谷茂盛、"乾留過程における石炭層の有効熱拡散率に及ぼす測定法の影響"、鉄と鋼、70(3)、pp.336-342、1984
- 9) 大谷茂盛、三浦隆利、"連続昇温過程におけるコークスの熱物性測定法"、炭素、No. 121、pp.76-85、1985
- 10) 三浦隆利、深井潤、丹野庄二、大谷茂盛、"熱物性値測定における温度応答に及ぼす熱電対保護管の影響"、化学工学論文集、9(6)、pp.642-649、1983
- 11) 深井潤、三浦隆利、大谷茂盛、"乾留過程における単味炭層および2種配合炭層の有効熱伝導度"、11(4)、pp.418-423、1985
- 12) Kunii D. and Smith, J. M., "Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks", AIChE J., 6(1)、pp.71-78、1960
- 13) 木村允、"気泡を含む物質の熱伝導度"、化学工学、22(6)、384-385、1958
- 14) 大谷茂盛、三浦隆利、"一般炭を含めた石炭の熱物性値の測定法の開発"、石炭の кокс化特性部会報告書、(社)日本鉄鋼協会、pp.32-58、1985
- 15) Nechaev, Y. A., Gryaznov, N. S., Nechaeva, G. I., Nefedov, P. Y. and Shashmurin, P. I., "Optimum Carbonizing Rates for Lump Carbonaceous Materials", Koks i Khimiya, No. 8, pp.16-18, 1977
- 16) 深井潤、三浦隆利、大谷茂盛、"コークス炉内の熱移動に及ぼす生成コークスの亀裂と発生ガス流れの影響"、鉄と鋼、73(6)、pp.629-636、1987
- 17) 深井潤、橋田俊之、鈴木和哉、三浦隆利、大谷茂盛、"コークスの引張試験法の開発"、鉄と鋼、74(11)、pp.2209-2211、1988
- 18) 深井潤、鈴木和哉、松林久雄、三浦隆利、大谷茂盛、"コークス生成初期における熱応力の推算"、化学工学論文集、13(5)、pp.567-573、1987
- 19) 三浦隆利、深井潤、松林久雄、大谷茂盛、"乾留過程におけるコークス層の気孔率変化の推算"、鉄と鋼、71(16)、1872-1879、1985

第2回アジア熱物性会議(2nd ATPC)

の準備に携った1人として

福迫尚一郎(北大工)

アジア熱物性会議(国際組織委員会議長・関信弘北海道大学名誉教授・王補宣清華大学教授)の第2回目の会議が、1989年9月20～22日札幌市にて開催されました。この準備に携った者の1人として、色々と学んだことを中心に述べてみたいと思います。

本会議の目的は、熱物性の分野に何らかのかかわりを持っている研究者、技術者、および学生が世界中より一同に会し、研究成果の発表を行なうとともに情報の交換の達成ならびに親睦を深めることを目的としております。

第1回の会議は1986年4月21～24日、中国・北京市にて開催され、12ヶ国より135件の論文発表があり、参加者は180名でありました。昨年まで熱物性に関する国際会議は、地域別(ヨーロッパ、米国、アジア)および分野別にそれぞれ場所、期日などが独立に企画され実施されて来ましたが、そのため、何らかの統一的な考え方のもとに会議が開催されることが望まれておりましたが、それぞれの会議の歴史やその他の事情から話し合いは難行しておりました。しかし、昨年1988年6月13～16日スウェーデンのウメアで開催されました第11回ヨーロッパ熱物性会議(慶応大学・長島先生、静岡大学・荒木先生、慶応大学・長坂先生が参加された)にて、ヨーロッパ熱物性会議、米国熱物性会議、アジア熱物性会議を重複することなく3年周期にて、それぞれの地域にて開催するという事が承認され、その直後6月20～23日米国ゲイサーズバーグで開催された第10回米国熱物性会議においても追認されました。したがって、第2回アジア熱物性会議は今後毎年順次開催される世界三大熱物性会議の最初の会議として注目されたわけでありました。

第2回アジア熱物性会議の講演論文数は、15ヶ国より112件(うち国外より65件)、参加登録者は204名(うち国外より42名)でした。国外よりの論文数が国内より18件も上回ったことは特記すべきことではないかと思いますが、何件かは論文関係者の出席が無いという、国際会議に良く見られる現象は少し残念なことでありました。

国際会議の場合、予約参加登録申込みの制度が取られ、当日申込みより割引されます。今回の会議でも外国に最も多く支店を持つ銀行に口座を作り、それに送金小切手または現金で振り込むようにしました。これを実行してもらいますと、\$150がその値のまま銀行の口座に入らずでした。しかし、今回の場合そのように送金して下さった方はたったの1人でした。残りの方は自分の小切手をボンと送って来ました。そのため取り立て料等で\$150の約15%を銀行に吸い取られるということになりました。カードで払い込むようにするか、当日登録に重点を置いた方が良いように思いました。

私達が入国するときにVisaが要求される国に対しては、日本政府はVisaの取得を課している

のは当然のことです。日本に入国しようとする者は①身元保証書、②入国理由書、および③滞在日程表のいわゆる三点セットを自国内の日本大使館（または領事館）に提出しVisaの申請をせねばなりません。①は必要に応じ滞在費及び帰国旅費を負担すること、日本国法令を遵守させること、入国目的以外の活動を行わせないこと等々を保証することが記されております。小生の場合外務省の信用がありません、在職証明書（学長発行）、住民登録票、そして源泉徴収票を提出させられました。お陰で自分の年収なるものが、週刊誌で目にしました30代後半の証券や銀行マンのそれよりずっと少ないことを知りました。機械工学科の中から銀行や証券会社に就職しようとする学生達に説教するのはもう止めようと思います。

宿舍の件では、国外からの参加者のためになるべく安いホテルを考えたのが結局は問題を生ずる基になりました。また同じ時期に札幌を中心に国民体育大会が開催されたのも不運でした。第二次のAnnouncementの中にHotel Reservation Formを添付し、使用できるカード等も明記しました。このFormを指定日までに送って下さった方はあまり問題がありませんでした。ただ、ホテルのレストランで食事をしてそれをPersonal Checkで払おうとされたのが拒否され、奥様が怒鳴りくるって大変だったと苦情を言われはしましたが。最も大きな問題は予約や予告無しの出現でした。

会議オープンの前日の夜中12時すぎホテルから電話です。全く予約・予告なしの出現でした。『俺はHotel Reservation を送ってある。今夜から5泊したい』とのこと。送った、いや受け取っていないと押し問答を続けても何の解決にもなりません。ホテルの支配人に平身低頭してたのみですと、Twinの部屋がたまたまキャンセルで1泊だけ空いているとのこと。ほっとしてこの事を伝えますと、『俺はHotel Reservation FormのSingle Room の\$45にチェックして出したので・・・』と言います。とにかく、次の日チェックアウトし荷物をまとめて会議受付に来るように話し、納得してもらいました。会議オープニングの朝、セレモニーが終わってほっとしていますと、ホテルからの電話で、『俺はあと4泊するのでチェックアウトはしない』と主張し困っているとの事です。直接電話しますと、『俺はお前が迎えに来るのを待っているところだ』です。以前いた留学生とのケンカで覚えた言葉でどなり合うという恥ずかしいことを仕出かす結果になりました。遂に荷物をまとめてやって来ました。いやはや、朝から何という匂いでしょう。会期中、会場系の学生が三つ離れた席からそこに座っているのがわかったと言っておりました。会議が終わった次の月曜日、『Hotel Reservation Form』は『船便』で到着しました。

今回の会議では、どんなに多くの方々で陰で支えて下さったか言葉に言い尽くせません。先ず石黒先生、谷口先生、岡垣先生、金山先生、斉藤図先生、花岡先生を始め、実行委員会の方々に深く御礼申し上げます。AbstractおよびFull Papers をご査読下さった棚沢先生、飯田先生、小沢様、多くの渉外と共にプログラムを作成下さった長島先生、全面のご支援をして下さった日本熱物性研究会の藤井会長、事務局の荒木先生に改めて深く感謝いたす次第です。

<地方研究グループ活動報告>

北海道地方グループ

I. 特別講演会

「Flow and Heat Transfer in the Separated Region Around Blunt Obstacles」(鈍い物体周囲の剝離領域での流れと熱伝達)と題して、米国ミネソタ大学機械工学科主任教授 R.J.Goldstein 先生の講演が行われた。

日時: 平成元年10月13日(金) 15:00~16:30
場所: 北海道大学工学部機械工学科会議室
出席者: 大学、高専から約30名

II. 北海道地方第2回伝熱セミナー

主題: 「新しい計測法による熱・流体計測」
日時: 平成元年11月25日(土) 13:00~17:00
場所: 北海道大学工学部機械工学科会議室
出席者: 大学、高専、会社から約25名、学生、院生約10名

題目および話題提供者

1. 衝撃波管を用いた熱伝達率の計測

三菱重工業(株)技術本部高砂研究所 武石 賢一郎

概要: 最近の高効率のガスタービン、ジェットエンジン等の入口ガス温度1350℃~1450℃あるいはそれ以上の高温域におけるブレード冷却法(film cooling)に関して、ブレード形状と熱流体の流れおよび熱伝達の複雑な問題を解決するため、衝撃波管内でモデル実験により詳細な計測および解析が行われた。回転している動翼流れの熱伝達の測定には衝撃波風洞が適している。金属膜を用いた衝撃波発生技法は面倒なので今後改善したい。

2. 画像処理を応用した速度・濃度の同時解析

パプコック日立(株)呉研究所 吉廻 秀久

概要: 石炭焚ボイラのNOx低減など燃焼実験は実機では困難なので、ミニサイズの火炉バーナをもつ燃焼炉のモデル実験を画像処理により気燃混合体の速度ベクトルと濃度分布の変化を同時解析する手法を開発した。スリット光(10mm)とトレーサ粒子(ポリエステル)の可視光像をビデオに撮り、粒子の飛行ベクトルと粗密の度合をプロテクト、同定、2値化、縮体、膨張などの処理を行って画像に示し、燃焼時の流動解析が行われ実機の設計に応用される。

3. 大型落下塔による微小重力下の熱・流体実験
室蘭工業大学産業機械工学科

前野 一夫ほか

概要：日本製鋼所建屋内に地上高30m、地下ピット17mあるわが国最大の50m級落下塔を建設し、その上部から二重構造カプセルを落下させ、微小重力下でのアルコール、水銀の挙動、フロンR-11の沸騰実験を行って興味ある結果を得た。カプセル形状は2/5モデルの風洞実験により決定し、寸法500φ×2m、重量250kg、落下速度30m/s、動力環境 $4 \times 10^{-3}G$ 以下が2.5秒、着地衝撃は15G以下程度であった。カプセル内のビデオカメラ、データレコーダ等の耐衝撃性が保証され、将来上砂川炭坑跡の730m落下塔の無重力実験へ連動したい。

それぞれの話題に対して活発な質疑が交わされた後懇親会に入り、当地方ではあまり経験できない、高効率ガスタービンやボイラ火炉の流動現象について第一線の企業技術者により提供された高度で実践的な技術、ならびに宇宙開発の無重力場における奇妙な現象をめぐって種々議論が深まり、内容のあるセミナーであった。

(北海道地方連絡幹事 金山公夫)

東北地区伝熱セミナーの概要

東北地区ではこれまで僅かな会員ではあるが、春には仙台の講演会、秋には持ち回りのセミナーといったリズムで、研究会を運営してきた。今年は山形大学で担当する順番であるが、予算もつけるからその準備を宜しく頼む、内容もこれまでのスタイルにとらわれずに、との事であった。しかし何分にも小人数のグループで、しかも広い地域に散らばっているのだから、ポチポチと今迄のやり方を改善することにして、この度は従来通りでいこうと内々の電話打合わせを東北大学の太田先生と済ませ、5月に、米沢の関係者打合わせを開いた。その席上セミナーの日程及びプログラムは、以下の様に決まり、産・学・官にバランスが取れるように各界からそれぞれ話題提供をお願いした。

期日 平成元年10月28日(土) 13:00 ~ 29日(日)

場所 〒999-22 山形県南陽市赤湯森先 233-1

赤湯保養所 むつみ荘 (☎0238-43-3035)

演題及び講師

1. 低温水循環式輻射蓄熱暖房及び融雪システム

増村 力 氏 (東亜熱研工業株式会社 0238-57-2111)

2. コンパクト熱交換器と冷却機器

藤井 雅雄氏 (三菱電機株式会社中央研究所)

瀬下 裕 氏 (三菱電機株式会社生活システム研究所)

0467-44-6111

3. カスケード型ヒートパイプの開発

宍戸 郁郎氏 (宮城県工業技術センター022-248-4386)

4. 21世紀の地球環境 -地球と都市の温暖化、オゾン層破壊、砂漠化など-

斎藤 武雄氏 (東北大学工学部 022-222-1800)

その内容の報告は、講演者自身にお願いするとして、一言でまとめると、伝熱工学の関連する分野そして我々の果たし得る役割等々の講演であった。東北地方の暖房・融雪の在り方、中央大企業の製品開発、研究所と現業の橋渡しをする立場の伝熱問題、更に地球規模から見た伝熱問題と我々の周囲には、伝熱問題が山積している事を実感すると同時にその解決の難しさを痛感した集会であった。参加者51名、その内学生数23名と最近になく若者の顔の多い会場であった。

(山形大学工学部 梅宮 弘道)

低温水循環融雪・床暖房システム

東亜熱研工業株式会社

増村 力

当地域（山形県）において冬期1mを越す積雪があり、除雪作業に苦労している。従来は地下水を利用した、散水による消雪が多く、冬期の水枯れ、鉄分を含んだ水による路面の汚れ等といった問題があった。

1. 低温水融雪について

只たんに雪を解かすだけであれば、熱伝導の良いガス管でいいが、均一に又広い面積で効率よく、と考えると熱板を利用し板全体を伝熱体として考えなければならない。

そこで熱板は、・熱分散：出来るだけ均一に溶けるように

・蓄熱性：低温水で効率よく（燃費を押さえる）が必要になる。

又コンクリート補強用スチールファイバー「ドラミックス」と出会い、従来強度を持たせるため、コンクリート厚みを10～15cmにしていたが、これにより6～7cmで同等の強度になった。

又融雪効率も、熱板が薄くなると速攻性があり、コンクリート自体の潜熱性とかみあって本来の目的がはたせるようになった。

当社現状の仕様では、温水温度は20℃に設定しコントローラーにより最大230Kcal～最小50Kcal/m²の可変出力にしている。

2. 低温水床暖房について

融雪効果を経験し、コンクリートの潜熱パネルの性能が充分発揮出来ることを確認した。

本来の目標であった、床暖房に應用が可能と判断してテストを開始する。

従来の床暖房の問題点

- ・熱源温度が高い。（約65℃）逆にいうと高温水でないとう効果がでない。
- ・畳に施工した場合、畳自体に隙間が出るケースがある。
- ・高温のため熱むら、温度むらが出る。・熱ロスが大きい。（熱費が掛かる。）
- ・規格品のため形状の応用性がない。（部屋の変化に対応できない。）

当社の考え方

蓄熱板使用により、均一で自然な暖かさを求める。

熱源温度を40～45℃にすると、熱板表面温度は30℃程になり部屋全体の温度むらが少なくなった。又蓄熱板からの輻射熱のためか、換気や戸の開閉による外気侵入時の室温低下からの回復が非常に速い。それと低温水のため熱ロスが少ない。（省エネになる）

実験結果より、通常建屋で床暖時72～100Kcal/m²Hrですんでいる。（従来のFF式では、225Kcal/m²Hrになる）

今後の取り組みとして、コンクリートの中の骨材に石炭灰やそれに油を交えて蓄熱性、軽量化を計っている。

コンパクト熱交換器と機器冷却

藤井 雅雄 瀬 下 裕 (三菱電機)

今回の講演では、企業内で行われている伝熱研究の一端を、表題の内容で紹介した。

「機器冷却」は、機器の機能を十分に発揮させ、かつ高い信頼性を維持するために必要な基盤技術の一つとして促えられる。しかし、その技術は、機器本来の機能とは直接的には関係しない周辺技術であって、「縁の下の力もち」的な存在である。

講演では、冷却技術からみた機器のトレンド（単機大容量化、高密度実装化、低騒音化など）を紹介し、一例として、沸騰熱伝達を応用したパワーエレクトロニクス機器において、素子からシステムに至る各構成段階で、伝導、対流、放射の伝熱の基本形式がどのように現れるかを述べた。

次に、機器の熱設計を行う場合、前記の各構成段階で、熱抵抗を低減するための様々な工夫（接触熱抵抗の低減、強制対流伝熱の促進、沸騰伝熱の促進）の実例とその効果について紹介した。さらに、それらについての今後の研究課題についても簡単に触れた。

「コンパクト熱交換器」に関する技術は、機器本来の機能と直接的に関係し、少なくとも筆者らが担当している中では、伝熱が周辺技術ではない、数少ない分野の一つである。

講演では、空気調和装置に用いられる空冷熱交換器を例に取上げ、空冷熱交換器の種類、装置のトレンド（コンパクト化、低騒音化など）に伴う熱交換器の形態変化ならびに使用領域の低レイノルズ数化について紹介した。

また、熱交換器の全熱抵抗の構成（管内熱抵抗、フィンと管の接触熱抵抗、フィン効率、空気側熱抵抗）について触れ、全熱抵抗の低減のためには、空気側熱抵抗の軽減、すなわちフィンの強制対流伝熱の促進が重要であることを述べた。このことから、現在提案されている種々の伝熱促進法とそのおおまかな伝熱促進効果を紹介した。

次に、最近のCADの進展に伴って、これら空冷熱交換器の最適設計が行われるようになり、そのためデータベースとして熱交換器の形態や使用条件の変化に伴う伝熱・流動損失特性を詳細に知ることが必要となってきたことを述べ、それらを得るための、現象解析に関するいくつかの例と実験的手段に基づく方法などを紹介した。

今回の講演では、企業で行われている伝熱の仕事のおおまかな内容について、紹介させていただいた。講演終了後、参加した方々から示唆に富んだ御意見を多くいただき、筆者らにとって非常に有益なセミナーであった。

最後に、機会を与えていただいた伝熱研究会東北グループの方々に感謝いたします。

カスケード式サーモサイフオンの開発

宍戸 郁郎(宮城県工業技術センター)

ヒートパイプが使われはじめてから久しいが、なかなか普及していない様に思える。これは1つにはヒートパイプにしか実現出来ない特徴、すなわち、差別化された特徴を付加していないためと思われる。そこで、著者らは2つのリモサイフオンを二重管で連結したカスケード式ヒートパイプを開発した。これの特徴は、外観は一本のパイプで、熱ダイオード性を有する事は勿論であるが、蒸発部にも凝縮部にも成り得る第三の部分の存在する事である。即ち、「化学反応器の温度制御の様に、温度が低いときには反応器を加熱し、また、反応の進行によって温度が上昇したなら今度は冷却する」、といった熱制御を一本のヒートパイプのみで達成することが出来る。つまり、カスケード式サーモサイフオンでは熱を外部に放出したり、内部に吸収したりする部分が存在し、これはある温度で自動的に切り替わる。この温度を著者らは熱入出力反転温度と名付け、カスケード式サーモサイフオンの熱輸送能力ならびに熱入出力反転温度の簡単な推算方法を示した。

さて、このカスケード式サーモサイフオンはボトムヒートッドモード(下部加熱・上部冷却)の場合のみ作動するが、これがある程度応用範囲を限定していた。そこで、カスケード式サーモサイフオンに電磁ポンプを組み込み、しかもトップヒートッド・ボトムヒートッドいずれのモードでも作動する双方向型サーモサイフオンを、ついで双方向型サーモサイフオン2本を連結し、外観は一本のパイプで、熱入出力反転特性を持つ双方向型カスケード式サーモサイフオンを開発した。

その結果

- 1) 下部加熱時ではカスケード式サーモサイフオンと同じ伝熱特性を有し、上部加熱時でも良好な熱輸送する事が可能。
- 2) 熱輸送能力は、電磁ポンプの電圧を変える事で設定する事が可能。
- 3) 一方のサイフオンが上部加熱、他方が下部加熱の場合でも下部加熱の方のポンプのみを動かす事で、良好に作動し、その時、熱の輸送方向を2つに分離したり、ある部分だけに制限する事が可能。
- 4) 共に上部加熱の場合、熱入出力反転特性を示し、その熱入出力反転温度は供給電圧を変化させる事により色々な温度に設定する事が可能。

以上のこれらの特性は、従来のカスケード式サーモサイフオンでは得られないものであり、このような特性を利用すれば、双方向型カスケード式サーモサイフオンをさらに様々な分野へ応用することが期待される。

「21世紀の地球環境」

—地球と都市の温暖化，オゾン層破壊，酸性雨，砂漠化など—

齋藤 武雄（東北大・工）

1. はじめに

最近、地球環境に関する話題が、連日、新聞、雑誌やテレビで報道されている。このようなことは、人類の歴史上なかったことであり、人類がグローバルな地球の環境を変えつつあることの端的な証明である。

地球環境に関連する国際会議が、今年は10ヶ所以上で企画されていることから、病める「宇宙船地球号」の危機が訪れていることを如実に物語る。

前世紀までは、人類が消費するエネルギーや排出する化学物質などの量が環境の許容量より少なく、地球をとりまく大気、海、大地などへの影響が無視できたが、現在では、これらの量が、地球の気候や成層圏のオゾン層などへのインパクトを与えるほどに増大してきたと言ってよい。

人類が使用するエネルギーをとってみても、もう、すでに風や波のエネルギーの1/60位に達しており、将来、人口増加とともに人類のエネルギー需要が飛躍的に増加することが予想されており、異常気象を含む気候変動を及ぼす可能性は十分である。

そこで、本講では、最近急速に問題化している地球温暖化、フロンなどによるオゾン層破壊、酸性雨、森林破壊、および化学物質などによる海洋汚染などの地球環境の問題をまず取り上げ、最新の状況を紹介する。

次に、筆者が10数年間研究を行ってきた都市環境の問題をヒートアイランド形成による都市温暖化、都市気象、都市での大気汚染、および、近年、北国の諸都市（特に仙台市）で大きな社会問題化してきたスパイクタイヤ粉塵の問題を含めてその実態を紹介する。

地球の有限性を初めて予言したのはエントロピーの法則を呈示したクラジウス（Clausius）であり、1850年頃のことである。彼は、宇宙のエントロピーは増大し続け、究極的には増分がzeroに近接すること、すなわち、熱死（Thermal death）の状態が待ちかまえていることを示した。人類は、今こそ、この偉大な物理学者の残した予言を改めて認識すると共に極力、地球環境に影響を及ぼさない低エントロピー増加コミュニティを構築しなければならない。

2. 21世紀の地球環境

2. 1 地球温暖化

地表から宇宙に向けて放射される赤外線放射（地球放射）が二酸化炭素（CO₂）や水蒸気（H₂O）などにより吸収され、いわゆる、温室効果が生じる。

温室効果を生ぜしめる気体には、この他、オゾン（O₃）、メタン（CH₄）、亜酸化窒素（N₂O）およびクロロフルオロカーボン（CFC₃、フロンともいう）などがある

とくに、最近では、人類の消費する化石燃料による二酸化炭素（約 200億トン）による地球温暖化が問題視されている。

2. 2 フロン問題

スプレーや冷媒および半導体の洗剤などによく用いられる成層圏のオゾン層破壊が、にわかにクローズアップされている。フロンは、10年ほどの長い年月をかけて成層圏に達し、そこで太陽からの強い紫外線（190～220nm）を受けて光分解を起こし塩素原子を生成する。この塩素ガスがオゾン層を破壊する。

2. 3 酸性雨

全地域で1年間に大気中に排出される亜硫酸ガスは1億5000万トン、窒素酸化物は5300万トンに及ぶが、これらは、結局、硫酸や硝酸を含む雨となって地上に降下する。

これによる森林や淡水魚などへの被害が近年ヨーロッパで問題化している。

これは、国境を越えた越境汚染であるため面倒な国際問題に発展することが多い。

2. 4 森林伐採と焼き畑耕作

アフリカのアマゾンを中心に森林の伐採と焼き畑による森林の減少が大きな問題となっている。

その減少面積は、1日当たり約96000ヘクタールに及ぶ。この面積は新宿御苑の58倍に相当する。

熱帯林は陸地面積の僅か4%に過ぎないが、ここで野生生物種の50%を養ってきた。また、現在、問題となっている炭酸ガスの吸収源でもある。

3. おわりに

20世紀は、化石エネルギー大量消費の犠牲の上に花開いた石油文明の世紀であったが、次世紀は一転して、人類と自然の調和の時代が再び到来しよう。その意味で地球環境を保全する努力を人類は怠ってはならない。

紙数の関係で詳細は述べることはできませんでしたが、興味ある読者は、小生の「21世紀の地球を考えるセミナー」資料集（1989）を参照されたい。

北陸信越グループ講演会

日 時：平成元年10月21日(土) 13:10-18:00

場 所：福井大学牧島荘(福井大学構内)

講 演

1) 開放形熱サイホンの太陽熱集熱壁への応用

竹内 正紀、木村 照夫、田中 義樹(福井大)、※早川 晃宏(福井大・院)

2) イオン風による管内熱伝達の促進 <電極形状の工夫と性能の比較>

※土田 保(金沢工大・院)、棚谷 吉郎(金沢工大)

井沢 博司、梅野 英城、白砂 修一(金沢工大・学)

3) 回転同心二重円筒間の乱流熱伝達

小林 陸夫、前川 博、高野 剛(新潟大)、※石井 文生(新潟大・院)

4) コンクリートの水和熱モデル

前川 博(新潟大)

5) 過冷却凝固に関する研究

斎藤 彬夫(東工大)

<講演概要>

1) 熱サイホンの住宅用集熱壁への応用として、長方形断面を持つ熱サイホンの一鉛直平面のみが一様加熱され、他の面が断熱され、かつ熱サイホンの開口部に空気流がある場合について、各種伝熱パラメータの熱サイホン内の熱伝達への影響が実験的に調べられた。

2) 電場を利用してイオン風を発生させ、これを二次流れとして伝熱を促進する実験が試みられた。電極として単純な線電極、らせん電極、有刺電極の3種が比較され、最も伝熱促進効果を示したのは有刺電極であった。

3) 静止した外円筒中で同心の内円筒が回転する場合の、乱流熱伝達について広範な実験が行われ、さらに κ - ε モデルによる速度場の数値解析の結果を用いて計算した時間平均温度の予測値と比較検討された。

4) 巨大コンクリートにおける温度・熱応力分布の予測や寒中コンクリートの凍害回避方策として、コンクリートの化学反応における従来のモデルを改良した新しい水和熱モデルが提案され、これが各種条件のコンクリートによく適用出来ることが示された。

5) 水の過冷却について同じ条件で多数の繰り返し実験が行われ、伝熱面の性質が同一であれば、氷の生成の初期位置は全くランダムであることが示された。ついで、過冷却解消温度の実験が各種の伝熱面について実行され、その確率を求める方法が解析された。

講演会には約30名の参加があり、活発な討論が行われた。なお、4)、5)の講演は機械学会分科会(P-SC134)の発表を兼ねており、特に5)の講演には東京工大の斎藤先生に遠方よりご足労をいただいた。講演会終了後、引き続き懇親会が行われ、盛会に終わった。

北陸信越地方連絡幹事 竹越栄俊

東海研究グループ講演会

日 時： 平成元年11月25日(土) 13:30 ~ 18:00

場 所： 名古屋大学工学部7号館 701講義室

講 演： (1)カーエアコンと快適性

大須賀 正彦 (日本電装)

(2)化学プラントにおける伝熱面の汚れと除去

外山 茂樹 (名古屋大学)

<講演概要>

講演(1) 乗用車への装着率が90%以上に達しているカーエアコンの発達の歴史に始まり、オートエアコンに対する考え方の国民性による相違、自動車における空調システムの特徴やその熱交換器の改良過程など、カーエアコンに関する全般的な話題が具体例を示しながら紹介された。ついで、快適空間を提供する空調技術の中心が、不快感の除去という消極的立場から、快適性を積極的に創造する立場へと移行していることが述べられた。そして、時間的空間的要因のほかに人間の要因に大きく依存する快適性のうち、伝熱現象と密接に関連する温熱感覚は、皮膚の表面温度とよく対応することが、各種実験例によって示され、さらに人間の感覚のメカニズムにも触れ、空調技術における $1/f$ や $1/f^0$ のゆらぎの応用例も紹介された。臭いや、音に対する快適性創出のための取り組みの現況も披露された。人間と機械のつき合い方に、一つの方向を示唆する興味深い講演であった。

講演(2) まず、foulingの研究に関心をもちた発端が工業技術院東京工業試験所在職中に参画された海水の淡水化や廃熱利用等の大形プロジェクトであることを述べられた。ついで、海水淡水化が大プロに取り上げられるに至った当時の技術的・社会的背景、世界のエネルギー情勢の変化にともなう大形プラント計画の終焉、大プロ終了後に出現した小規模プラント生産の急激な増加状況などを説明され、社会情勢の影響が大きいことを示唆された。スケール防止技術は、淡水化プロジェクトの重要課題ではあっても地味なため大プロのメインにはなれないこと、世界における研究者の分布も限られていること、一般的取り扱いが極めて困難なことなど、fouling研究の特徴、むずかしさを指摘された。しかし、大切な問題であるとの認識を深めたので、大学に移ってから研究課題に加えている旨説明され、最近の研究成果を紹介された。最後に、このような「守りの技術」に対しても地道な研究の継続が必要であることを説かれた。

講演会には、企業からの16名を含めて56名の参加をえた。講演会終了後開催した懇親会も、23名の出席者を入れて盛会であった。(東海地方連絡幹事 藤田 秀臣)

伝熱技術フォーラム発会式の報告

片岡邦夫（神戸大・工）

すでに、伝熱研究 Vol.28, No.111（1989年10月）に報告されていますように、本年5月に発足しました日本伝熱研究会関西運営委員会では、関西研究グループ活動の活性化のために三つの小委員会を設置しました。その一つの企画小委員会では平成元年度の新しい企画として、伝熱技術フォーラムを立案し、成功裏に発会式を終え、スタートしましたので報告します。

約5年前に関西研究グループ内で、伝熱研究会の活動と将来について会員にアンケートをとった結果、企業会員の幹事数が少なく、企業会員の声が反映しにくいこと、企業会員のための企画とサービスが少ないことが、強く指摘されていました。関西研究グループ活動の活性化の一つの柱として、伝熱シンポジウムとセミナーだけでなく、大学、企業ともにメリットのあるような新しい産学協同を模索するような企画を企画小委員会が発足する以前から要望されていました。

企画小委員会では、二度の委員会を開き、企業の方々に準備委員になってもらい、いろいろと検討の結果、次のような目的で表記の「伝熱技術フォーラム」の設立を運営委員会に答申し、総務小委員会を経て、決定しました。

本会は、将来の伝熱研究会を支援するためにも今までの会員枠を越えて、いろいろな分野の伝熱、熱技術に携わる研究者、技術者、マネージャーの人達の技術交流、人的交流を目的とした懇談会とし、新しい産学協同を模索する。

本会はあくまでも関西運営委員会に所属するインフォーマルミーティングであるが、幅を広くし、裾野を広げるためにも、参加願う企業関係メンバーが伝熱研究会の会員であること、あるいは伝熱研究会に入会してもらうことを条件としないことにしました。運営委員会の委員のみなさんに勧誘のご協力をいただいた結果、本会のメンバーは次表のような構成となりました。

表-1 メンバーの構成 (平成元年11月22日現在)

学校関係	大学	9 校	37 名
	高専	1 校	1 名
公立研究所関係		1 研究所	1 名
企業関係		36 社	41 名
		47	80 名

やはり、伝熱研究会の会員企業のご協力が大きく、企業メンバーの構成がどうしても伝熱技術を中心とする機械、電機メーカー、鉄鋼メーカーに偏っており、本会がスムーズに活動運営されるためには、今後、もっと幅広くユーザー側の協力を得るよう努力する必要があると思われれます。

本会の発会式は、伝熱研究10月号に案内を出しましたように、下記の要領で大阪大学のご協力を得て、開催しました。

伝熱技術フォーラム発会式

日 時： 平成元年11月22日(水)午後2時～7時30分

場 所： 大阪大学レーザー核融合研究センター 大ホール

【プログラム】

(敬称略)

- (1) 開会の挨拶：関西運営委員会委員長 神戸大・工 松本隆一
- (2) 伝熱技術フォーラムの活動方針について 神戸大・工 片岡邦夫
(伝熱技術フォーラム準備委員長)
- (3) 代表挨拶：伝熱技術フォーラムに期待する
京都大・工・教授 鈴木健二郎
関西化学機械製作(株)社長 野田泰夫
- (4) 記念講演：「レーザー核融合の現状と将来」
大阪大学レーザー核融合研究センター長・教授 中井貞雄
司 会：大阪大・工・教授 高城敏美
- (5) センター見学
- (6) 懇親会

記念講演の中井先生には、レーザ核融合の原理に始まり、最後は核融合炉について伝熱関係者も将来重要な貢献の場があることを指摘しながら平易にお話していただきました。また、当日、参加者全員の合意のもとに本会の第1期委員長には、運営委員会委員長の松本隆一教授（神戸大・工）に就任してもらいました。

発会式の参加者は右表のとおりであり、登録メンバーの約90%の出席率の盛会でありました。

大学・高専・研究所	32名
企業関係	39名
計	71名

本会は今後、3カ月に1回の頻度で例会を開催して、活動していく予定です。例会の方式は、午後半日の討論懇談会とし、できるだけ多くの参加者にとって取っつきやすい話題でみんなで討論すること、技術交流だけでなく人的交流が活発になること、会場には大学等メンバーの教室または会議室を借りること、討論会后、当番校の一研究室を見学させてもらうこと、などの基本方針が決まっています。

本会は、できるだけ企業側の意見を尊重し、将来は企業メンバー主導型に移行して行きたいと考えています。大学側メンバーには本会の長い目を見た値打を理解してもらい、ボランティアとして例会会場の提供と研究室の見学をさせてもらうことがメンバーになってもらう条件としましたが、多数の大学側メンバーの積極的な賛同を得ました。まだこれから活動を開始する緒についたばかりですが、みなさんのご協力に感謝し、今後のご支援をお願いする次第です。

将来、これらの企業メンバーの方々のもとで活躍する若手の研究者、技術者の人達が研究、技術開発の進展のために伝熱研究会に入ってもらえるように、伝熱技術フォーラムが伝熱研究会の良き理解者、支援者の集まりになることを願っています。

本会へ入会ご希望の方々は、当方へご連絡いただければ幸いです。

「中四国伝熱セミナー・岡山」を終えて

野津 滋（岡大工）

「地方グループの活性化のため、秋の研究討論会を発展させる形で何か企画を」と地方連絡幹事の菊池先生から依頼されたのは平成の幕開けから間もない2月の初旬であり、題記セミナーの準備委員会が結成され、私とその委員長を仰せつかった。

委員会の最大の課題は若手を対象として何を扱うかであった。その際、種々のテーマについて賛否両論が展開されたが、委員各位が共通に認識した事は「論文に書かれてない失敗談や、研究・開発に際して遭遇した壁をどのように突き破った(破ろうとしている)かを話題としたい」ということであった。したがって、一つのセッションを「伝熱問題における『壁』のブレイクスルー」と名付け、話題提供を関野裕明(三菱化成)、小橋正満(川崎製鉄)および河村裕治(広島大学)の3名の先生にお願いした。

他の一つのセッションについては、最新の知識を吸収することを目的として「蓄熱技術に関する最近の動向」と名付け、話題提供を稲葉英男(岡山大学)、江原賢二(三井物産)、山崎隆尉(三井造船)、石田哲義(パブコック日立)および平嶋雅雄(田熊総研)の5名の先生にお願いした。このセッションについては、従来本グループの「学」では比較的なじみが薄かった反面、「産」では蓄熱(冷)関連の物質や機器の研究・開発が進められている状況であったため、グループ内の交流促進の一助になればという期待が込められていた。

セミナーは平成元年11月24,25日に岡山県総社市(倉敷の北約10kmに位置する)の岡山厚生年金休暇センターで開催された。参加者総数は58名で、内訳は大学院生24名、大学および高専の教職員19名、会社員15名であった。各セッションの中味については概要集(1部2,000円で販売中。御希望の方は広島大学の西田恵哉氏に御連絡下さい)、プログラム(「伝熱研究」Vol.28, No.111)または司会者による要約(本号に掲載)を御参照下さい。

今回のセミナーでは、企画に際しては予算のつめが不十分であったこと、準備に際してはグループの実情(伝熱に携わる人が点在し、かつ層が薄い)に即した体制が組めなかったことが問題であった。今後は少ない人手で活発なセミナーを効率よく企画・運営するため、グループ内でセミナー実施細目に関する最小限の申し合わせを行う必要がある。

最後に、話題提供を頂いた講師、司会者、準備委員の皆様にお礼申し上げます。なお、平成2年度は山口地区において開催される予定である。

セッション「蓄熱技術に関する最近の動向」を司会して

橋本律男（三菱重工）

地球規模の環境保全の必要性がクローズアップされている現在に時を合わせて中四国伝熱研究会の第1回セミナーのテーマとして「蓄熱技術に関する最近の動向」がとりあげられた。私が司会を担当した前半では、はじめに本分野の権威である岡山大学の稲葉先生が総括的なレビューを、二番目に三井物産の江原氏が新しい潜熱蓄熱物質の紹介をされた。

稲葉先生は世界のエネルギー需給のバランスの推移を分析して、蓄熱技術は過去にいくつかの山谷を経験してきたが、そのニーズは着実に増加していることを力説された。常に問題にされる蓄熱システムの経済性も蓄熱材料、単体機器、全体システムをバランスよくしかもシンプルなものに企画設計することで克服できるとのこと。先生は長く北海道におられ寒冷地の生活に密着した蓄熱問題を扱われてきただけにその言葉には説得力がある。気候的に「平準化」された瀬戸内の住人である我々に「蓄熱」の意味を再考させる御講演だったように思われる。

二番目の三井物産江原氏は1983年の英国の新聞記事の紹介から話を始められ、常温で熱を保存可能な過冷却潜熱蓄熱材の紹介をされた。この蓄熱材は放熱の心配のない常温でいつまでも保存可能で「刺激」を与えてやればいつでも熱をはき出すというもの。一般的に回避することが研究のテーマとなっている過冷却現象を逆に利用したという点でコロンブスの卵であると解説された。熱い湯に入れば再生可能とのこと、何となく捨てるときに抵抗のある「使い捨てカイロ」に比べて現在の世界情勢にマッチしているように感じた。現象的には未解明な点が残っているとお話しであったが、新たな特性をもつ物質が創られ、その商品化が先まわりしてしまった。後から現象の裏づけをするといった事例は最近比較的多い。こういった場合いくつかの学問分野にまたがった課題を広い視野でとらえることが伝熱研究でも必要になっている。幸運にも江原氏から供試品をプレゼントされた参加者諸氏はこの蓄熱材の現象解明とさらなる用途開発を担われるものと思われる。

「Seminar 2 伝熱問題における壁のブレイクスルー」の報告

西田恵哉（広島大学）

「中四国伝熱セミナー・岡山」の2つめのセッションは表記のタイトルのもので、この司会をバブコック日立の秋山巖氏と私で担当した。また、私は準備委員の一員としてセミナーの企画、運営にも携わった。そこで、ここでは司会者としての報告に準備委員としての感想を含めて、セッションの報告とさせていただきます。

このセッションは企業や大学の第一線で研究されている方が、伝熱問題の研究にあたって遭遇した、又は遭遇している壁についてお話いただき、その壁をいかに突破したか、又は壁にはね返されたかなど、学会などでは聞くことのできない失敗談、苦勞話をしていただくのを目的として、企画された。準備委員も含め、企業や大学の若手研究者や大学院生の人達にとっては、ある程度まとまった研究の講演よりも、このような話の方が親しみを感じてもらえるし、得るところも大きいだろうとの考えであった。講演は3人の方に下記のテーマでお願いした。

(1) 疑似ダイレクトシミュレーションにおける三次元乱流解析

— 旋回流への適用及び燃焼への拡張 —

関野裕明（三菱化成）

(2) 鉄鋼プロセスにおける加熱、冷却問題

小橋正満（川崎製鉄）

(3) 真空下の伝熱で遭遇した『壁』

河村祐治（広島大学）

セッションの性格上、内容的に関連の少ないものとなったのは、前日の「Seminar 1 蓄熱技術に関する最近の動向」の各講演とは対照的であった。しかし、はからずも若手、中堅、長老(?)の各層の方の講演となり、準備委員の意図したところではなかったが、バランスのとれたものになったように思う。

関野氏には、三次元乱流の数値解析における最前線で遭遇している壁についてお話しいただいた。関野氏は参加していた大学院生の兄貴分に当たる年齢とお見受けした技術者で、セミナー直前までコンピュータと格闘して出されたホットな計算結果をカラーOHPを多用して説明された。管内旋回流を対象として、商用流体解析ソフトの改良版による疑似ダイレクトシミュレーションと、 $k-\epsilon$ モデルによるシミュレーションの計算結果を実験結果と比較して示された。計算結果をカラーシェーディングされた断面表示で見ると、もっともらしい結果となっているのだが、計算に要する労力に対する計算結果の実験結果との一致度にまだまだの感を深くした。関野氏の上司の方が言われていたように、現段階で数値解析に求められるのは、両サイドを実験で押さえた数値解析モデルによる「内挿計算」で設計段階でのあたりをつけることにあるように思った。とにかくこの分野における壁ははなはだ高く、研究者はその壁を乗り越えようとして方法を模索しているのが実情のようである。

小橋氏には、製鉄所の鉄鋼製造プロセスの中で特に薄板関係の加熱、冷却技術について、生産現場で遭遇している壁とその突破の実例をお話いただいた。小橋氏は課長として技術者集団を率いておられる、経験豊富な中堅技術者の印象であった。熱間圧延力工場における鋼片加熱炉、仕上圧延機後の鋼板冷却装置、冷延鋼板製造用の連続焼鈍炉を取り上げて、設備の改造や計算機制御による生産品質改善の実例を次々と示され、まさにホットな講演であった。熱い物を支持したり引っ張ったりして動かしながら生産するのだから、温度むらや変形が生じるのは当然で、これをいかにお客様の要求品質の範囲と要求コストに収めるかということが、鋼板の生産現場での最大の課題のようである。非常に多くの要素が複雑にからみあった生産プロセスの改善においては、コントロールファクタを見抜く技術的センスと、実際の生産過程における製品状態のセンサ技術が壁を突破する鍵であろう。小橋氏のお話を聞いていると、世界に冠たる日本鉄鋼業の生産現場においては、センスとセンサの活用で技術の壁は次々と乗り越えられているように思われた。

河村先生には、真空ポンプ取扱いの徒弟見習いの時代から定年退官を間近にひかえられた現在までの、各時代での真空技術に関する壁について、熱伝達式真空計や低温凝縮器を例としてお話いただいた。戦後の混乱さめやらぬ中で、ないないづくしの幾多の壁を乗り越えて作ったハンドメイドの真空計の測定精度が、現在の市販の計測器と比べて一桁の精度差が無いとのお話、低温凝縮器における凝結層計算についての壁の今昔（計算機能力による壁（昔）と凝結層の熱物性の壁（今））、低温トラップが凝縮生蒸気を主体とする系では抜群の性能をもつポンプであるということを見通すことができるようになるまでの壁は、自分自身の研究のポテンシャルにあったことなど、長年の研究生生活を振り返ってのお話であった。研究における壁というものは、質的には今も昔もあまり変わっていないように思われた。

さて、最後に今回の「中四国伝熱セミナー・岡山」についての準備委員としての感想である。従来の伝熱セミナーが廃止された主な理由に、若い年齢層の評価が必ずしも高くなかったことがあげられている。「中四国伝熱セミナー・岡山」がはたして伝熱セミナーの遭遇していたこのような壁を突破することができたのだろうか。大学院生の参加が多かったこと（参加者58名中25名）は壁の突破の一つの兆候かもしれないが、大学所属の準備委員の勧誘によるところが大きいことや、講演に対する大学院生からの質問が皆無であったことを考えると、単純に評価するわけにはいかない。今回のセミナーの大学院生など若手の参加者が、次回のセミナーにも参加し、再び顔を合わせることができた時、その答えが出るように思われる。

九州研究グループ講演会

日時：平成元年12月1日(金)

場所：九州大学工学部機械系大会議室

講演：

(1) 水面上の液体燃料燃焼時に発生するボイルオーバーの研究(燃料層および水層の温度分布)

※伊藤 昭彦(大分大)

タンカーの事故などに伴い、海上に流出した原油による環境破壊が問題となっている。流出した原油を迅速に処理する一方法として焼却が考えられているが、その燃焼過程で燃料下の水が急激に沸騰するボイルオーバーが発生する可能性がある。ボイルオーバーは非常に危険であるので、この現象の発生に至る時間を明確にしておく必要がある。本研究ではボイルオーバー現象を解明するのに重要な燃料着火後の燃料層および水層の温度分布を、ホログラフィ実時間干渉法により測定した。燃料着火後、表面下数mmの燃料層温度がin-depth radiation absorptionにより上昇し、燃料表面温度より高い逆転層が生じること、その直後に対流が発生すること、などが実験から明らかとなった。また従来の1次元熱伝導モデルによるボイルオーバー発生時間と実験結果を比較し、対流の発生が水層への伝熱を促進し、ボイルオーバーの発生時間を短縮することを示唆した。

(2) 二重管熱サイホン内の伝熱特性

井村 英昭(熊本大) ※吉田 正道(有明高専)

単管形の二相熱サイホンにおいては比較的低い熱流速でフラiddingが発生し、伝熱限界に至ることが知られている。それゆえ、伝熱限界向上のために伝熱管を二重管構造にし、内管内に下降流、環状部に上昇流が形成される二重管熱サイホンが提案されている。しかし、その詳細な伝熱特性および内管上端部形状が伝熱特性に及ぼす影響については十分に明らかにされていない。そこで、本研究では作動流体として水、エタノールおよびフロンR113を用い、単管の場合も含めて内管上端部形状の異なる4種類の二相熱サイホンに関して、沸騰熱伝達および限界熱流速について実験的に詳細に調べた。その結果、各作動流体に対して単純な形状(直管形)の内管を挿入した場合、熱伝達係数および限界熱流速は単管の場合と比較して大きな相違は認められなかった。しかし、上昇気泡による内管上端部での液流入阻害を改善するために、内管上端部に円板を取り付けた場合やT字管形状にした場合、熱伝達に大きな相違は認められないが、限界熱流速はフロンR113の場合単管の約4倍になることを示した。

(3) 狭い垂直流路内を通過中の気泡によって形成される残留液膜の厚さの測定について

※門出 政則(佐賀大)

狭い流路内を気泡が通過するとき、その流動状況がバブル流やスラグ流のとき、その気泡によって熱伝達が著しく促進される。その促進機構は、気泡通過中形成される薄液膜表面での蒸発とその後流

入ってくるバルク液によるものである。この促進機構において重要な役割を果たしているのが、気泡通過中形成される薄液膜の厚さである。この液膜厚さは、バルク液の温度が60℃以下のとき気泡滞在中加熱面温度が上昇するという性質を利用して、その温度上昇と1次元熱伝導の解と熱バランスの式から逆計算によって推定されること更に測定結果についてについてを報告した。

本実験範囲（試験流体；水、気泡通過周期； $T_b=0.1-1.0$ sec, 気泡の長さ； $l_b=0.03-0.01$ m）内の液膜厚さは72 μ mであることが判った。

(4) 蒸気-水の垂直下降二相流の流動特性に及ぼす質量流量の影響

※岩 渕 牧 男 松 尾 篤 二 (三菱重工 (株) 長研)

入口、出口に共通ヘッダを有する並列蒸発管群の設計においては、並列管群内の流量分布を予測し、逆流や流れの逸走などの不安定現象を避ける最低許容流速の決定が重要である。このため下降二相流についても正確な流動特性の予測が必要であり、低質量速度、高クオリティ領域を中心にボイド率と圧力降下特性の測定が行われた。ボイド率はドリフトフラックスモデルによって整理されたが、低クオリティ領域と高クオリティ領域で異なる傾向を示し、また質量速度350 kg/m² s 附近を境界にして質量速度に対する依存性が異なることが明らかにされた。摩擦損失倍数についても同様であり、上昇流および水平流とは異なる値となることが示された。

(5) 沸騰伝熱研究の最近の進展

※藤 田 恭 伸 (九大)

プール核沸騰の研究状況の展望をこの10年間に公表された成果を中心に行った。核沸騰では発泡点密度に関する各種経験則、表面の微細形状との関係、発泡点相互間の干渉による核の活性化と核抑制の問題点、伝熱に対するその効果、孤立泡の伝熱機構、高熱流束域での核沸騰液膜の形成と伝熱機構、遷移沸騰に関しては、伝熱機構と濡れ面積率、加熱と冷却過程における沸騰曲線の相違、接触角の影響、クエンチング法の適用条件、また核沸騰と膜沸騰の限界に関しては特に伝熱面の熱物性値の影響について言及した。

なお平成2年2月2日（金）午後、九州大学工学部で九州地方研究グループの講演会を開催予定で、講演募集中（締切1月10日）です。

九州地方連絡幹事 深 野 徹

<お知らせ>

Announcement and Call for Papers

SECOND WORLD CONFERENCE

ON

EXPERIMENTAL HEAT TRANSFER, FLUID MECHANICS AND THERMODYNAMICS

June 23-28, 1991, Dubrovnik, Yugoslavia

The objectives of the Conference are to bring together the experimental researchers and industrialists active in the areas of thermal and fluid science and engineering to present the state-of-the-art, to exchange their expertise and experiences in many areas with cooperation and friendship, and to further stimulate their research activities. The Conference is organized by the Assembly of World Conferences on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics.

At the Conference, keynote lectures will be presented on the new experimental techniques, invited lectures will cover the state-of-the-art reviews in fundamental research and applications, and panel discussions will cover the important topics of current interest in addition to the contributed papers, short courses, video/film forum and open forum.

Contributed papers are solicited dealing with experimental work together with theory, analysis and numerical studies on all aspects of heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics. Also, papers reporting measurement techniques, visualization techniques instrumentation and analysis of experimental data together with theory or numerical results will be accepted.

The Conference Scientific Committee (made up of leading world authorities and experimentalists in heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics) is in charge of approving the acceptance of papers and final conference program.

Paper Submission and Selection

Authors should submit three copies of abstracts of about 1,000 words, with supporting figures as appropriate, to the Lead Scientist listed below. The cover letter should contain: (1) five keywords to describe and categorize the work easily; (2) name, address, phone number, telex number and fax number (if any) of author to whom correspondence should be directed. The abstracts will be used for preliminary screening. The final acceptance of the papers will be based upon reviews of the complete manuscript according to standards of the International Journal of Experimental Thermal and Fluid Science. All accepted papers will be published in the conference proceedings available at the Conference.

Deadlines

- ° April 2, 1990 Three copies of up to 1,000 words abstract due
- ° June 1, 1990 Notify abstract acceptance
- ° August 1, 1990 Full-length paper due
- ° November 15, 1990 Notify paper acceptance
- ° January 4, 1991 Author-prepared mats due

For further information and sending abstract, contact:

Dr. Wataru Nakayama, Department of Mechanical Engineering for Production, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 Oohkayama, Meguro-ku, Tokyo 152, JAPAN, Telephone: (03) 726-1111 Ext. 2531, Telex: 2466360, Fax: 81-3-729-0587.

関東地方研究グループ 特別講演会のご案内

乱流伝熱の直接シミュレーション

－基礎と自然対流への応用－

乱流伝熱のLESとDNSの分野で活発な研究活動を続けておられる西独カールスルーエ研究所のG. Grötzbach氏をむかえ、下記のように特別講演会を開催します。内容は2部に分け、前半ではLESや直接シミュレーションの基礎について、後半では同氏がとくに専門とされる乱流自然対流への応用についてご講演いただきます。多数ご参加下さいますようお願い申し上げます。

日時：平成2年3月9日（金） 14:00-17:00

場所：東京理科大学 大会議室（1号館 17階）
（東京都新宿区神楽坂1-3 TEL:03-260-4271 内1671）
（JR中央線 飯田橋駅下車 徒歩3分）

講師：Dr. G. Grötzbach（西独カールスルーエ研究所）

講演：（1）LESと直接シミュレーション（DNS）の基礎

”Methods for direct numerical and large eddy simulation of turbulent channel flows”

（2）加熱液層における自然対流のDNS

”Direct numerical simulations of turbulent natural convection in horizontal fluid layers”

参加費：無料

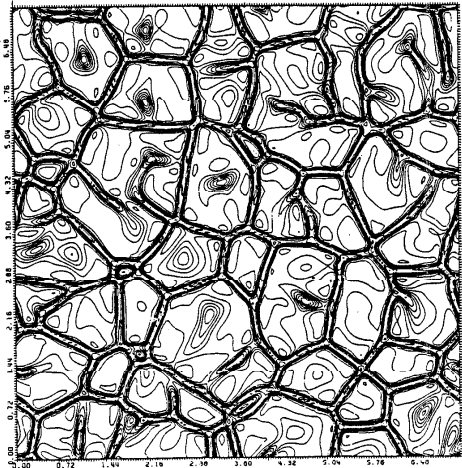
懇親会：講演後、簡単な懇親会を予定していますのでご参加下さい。

主催 ・東京理科大学 総合研究所
計算力学部門
・日本伝熱研究会
関東地方研究グループ

連絡先：河村 洋（東京理科大学
理工学部 機械工学科）

TEL:0471-24-1501 内3909

FAX:0471-54-2150



関東地方研究グループ主催・第1回トピカルワークショップ
「設計・製作に熱流体シミュレーションをどのように取り入れるか」

- 趣旨：種々の熱流体現象に対する数値シミュレーション手法が確立され、各種の汎用ソフトウェアも市販されている現在、多くの企業において熱流体シミュレーションが研究のみでなく、設計・製作に取り入れられつつあります。本ワークショップにおいては企業が独自に開発したソフトウェア、あるいは市販のソフトウェアを用いた熱流体数値シミュレーションを、主に設計・製作にどのように取り入れて活用しているかについて企業の中で実際に活躍されている方々にご紹介頂く予定にしております。また、パネル討論を行い、熱流体シミュレーションの可能性、効果、問題点、展望等に関する議論を深めたいと考えています。伝熱研究の成果が企業現場でどのように使われているか、また、使われる可能性があるのかなど、今後の研究・開発に有益な情報を提供することを目的としております。
- 日時：1990年7月11日（水）、午前10時～午後5時（終了後、簡単な懇談会を予定）
- 場所：東京工業大学百年記念館
- 内容など：会議内容及び参加申し込み方法については、伝熱研究4月号に掲載致します。種々の分野の企業の方、ソフトウェア会社の方、約7名の方々に御講演を依頼中です。
- 幹事：山田幸生（機械技研、TEL 0298-54-2561）、植田洋匡（公害研、TEL 0298-51-6111）

関東地方研究グループ主催・第2回トピカルワークショップ
「沸騰研究の到達点と可能性を探る」

- 趣旨：沸騰研究の課題を端的に表現すれば、「所与条件における沸騰曲線予測」と「目的に応じた沸騰曲線の自在制御」であると言えます。沸騰研究が活発となって以来約40年が経過した現在、この課題に照らして我々がどのような地点に到達しているかを見極めるとともに、沸騰研究を通じて開かれる世界を見定める時期に至っていると思われれます。そこで、本ワークショップでは、「沸騰熱伝達の基本構造」、「超高熱流束沸騰熱伝達」、「沸騰研究により開かれる世界」の3セッションを用意し、それぞれのセッションにおいて、基調報告、パネル討論を行い、沸騰研究の到達点、可能性、波及効果などに関する議論の場を提供し、今後の研究・開発に資することを目的としております。
- 日時：1990年7月20日（金）、午前9時30分～午後6時（終了後、懇親会を予定）
- 開催場所：東京大学山上会議所
- 内容など：会議内容および参加申込方法につきましては、伝熱研究4月号に掲載致します。講演者およびパネリストとしては、現在、ヒューストン大学のJ. H. Lienhard教授および国内の沸騰研究者の方々合わせて約20名の方々にご参加を依頼中であります。
- 幹事：庄司正弘（東大工学部、TEL 03-812-2111）、西尾茂文（東大生研、TEL 03-402-6231）

Second Announcement and Call for Papers

**International Symposium on Engineering Turbulence Modelling
and Measurements**

September 24-28, 1990, Dubrovnik, Yugoslavia

under the auspices of the Assembly of World Conferences on Experimental Heat Transfer, Fluid
Mechanics and Thermodynamics

Organizing Committee

Chairman:

Professor W. Rodi
Institut für Hydromechanik
Universität Karlsruhe
Kaiserstrasse 12
7500 Karlsruhe, F.R. Germany
Telephone: (0721)608-3535
Telefax: (0721) 608-4290

Scientific Secretary:

Professor E.N. Ganic
University of Sarajevo
Faculty of Mechanical Engineering
Postfah 107, Omladinsko Setaliste bb,
71000 Sarajevo, Yugoslavia
Telephone: (071) 512-149
Telefax:(071) 215-770

Members:

S. Banerjee, USA	W.P. Jones, U.K.
P. Bry, France	N. Kasagi, Japan
T. Cebeci, USA	B.E. Launder, U.K.
M.K. Chung, Korea	D. Laurence, France
I. Demirdzic, Yugoslavia	A.I. Leontiev, USSR
W.K. George, USA	B. Moss, U.K.

Objectives and Scope

The purpose of the Symposium is to provide an opportunity for engineers and scientists to present the state of the art, discuss new developments and exchange ideas in the areas of turbulent flow modelling and measurements. Invited lectures and contributed papers will be presented by researchers from around the world.

Papers are solicited on the following topics:

- Eddy-viscosity and second-order closure models
- Direct and large eddy simulations and deductions for conventional modelling
- Measurement and visualization techniques
- Turbulence control
- Transition and effects of curvature, rotation and buoyancy on turbulence
- Heat and mass transfer and chemically reacting flows
- Compressible flows
- Two-phase flows
- Applications in aerospace engineering, turbomachinery and reciprocating engines, industrial aerodynamics, and selected chemical engineering problems

The following invited lectures will be given:

- Turbulence modelling: current practices and future trends (W.P. Jones, Imperial College, London, U.K.)
- The design of experiments for the evaluation of closure hypotheses (W.K. George, University at Buffalo, USA)
- Probing turbulence with three-dimensional particle tracking velocimetry (N. Kasagi, University of Tokyo, Japan)
- Review of Soviet research in heat and mass transfer and its modelling (A.I. Leontiev, Moscow Higher Tech. School, USSR)
- Modelling of turbulent multiphase flows (S. Banerjee, University of California at San Diego, USA)
- Modelling turbulence - chemistry interaction in practical combustion systems (B. Moss, Cranfield Inst. of Technology, U.K.)
- Turbulence modelling requirements of aerodynamic flows (T. Cebeci, McDonnell Douglas Aircraft Company, Long Beach, USA)
- Modelling turbulent flow and heat transfer in axial flow turbines (P. Bry, SNECMA, France)
- Modelling in industrial aerodynamics (D. Laurence, Electricité de France, Chatou, France)

Preliminary registration form

International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, September 24-28, 1990, Dubrovnik, Yugoslavia

Name: Prof./Dr./Mr./Ms. _____

Affiliation: _____

Mailing Address: _____

Telephone No.: _____ Telex No.: _____ Fax No.: _____

- I plan to attend the conference
- I intend to submit a paper
- I will not be able to attend, but wish to obtain the conference proceedings

over →

Second Announcement and Call for Papers

International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements

September 24-28, 1990, Dubrovnik, Yugoslavia

Paper submission and selection

Authors should submit three (3) copies of abstracts of about 500 words, with supporting figures as appropriate, to the Chairman of the Organising Committee (W. Rodi). The covering letter should contain: 1) five keywords to describe and categorize the work easily; 2) name, address, phone number, telex number and telefax number (if any) of author to whom correspondence should be directed. The abstracts will be used for preliminary screening. The final acceptance of the papers will be based upon reviews of the complete manuscript according to the standards of the International Journal of Experimental Thermal and Fluid Science (ETFS). All accepted papers will be published in the Symposium proceedings. After the Symposium, authors are encouraged to submit their papers to the ETFS Journal. The official language of the conference is English.

Deadlines

January 1, 1990 : 3 copies of abstract due
January 30, 1990: Notification of abstract acceptance

April 1, 1990 : Full-length papers due on mats
May 15, 1990: Notification of final paper acceptance

Proceedings

Proceedings will include all invited and accepted, contributed papers received in the final form prior to the given deadline. The proceedings will be available at the conference, and their cost is included in the full registration fee. Additional hard cover copies of the proceedings will be available after the conference from the publisher.

Registration fee

The registration fee for the Symposium is US\$ 300. The fee includes a conference reception, a conference banquet and the conference proceedings. The registration fee for full-time graduate students is US\$ 150. They can participate in all conference activities including the reception. They will not receive a copy of the symposium proceedings. The registration fee for accompanying persons is US\$ 70. It covers participation in the conference reception and conference banquet.

Program for accompanying persons / Tours

A program will be arranged for accompanying persons. Details on this will be provided in the final program. Also, information on sightseeing tours during, before and after the conference will be provided in a separate brochure.

Symposium Location

The Symposium will be held at the Croatia Hotel de Luxe (a five star hotel) located on a peninsula in Dubrovnik-Cavtat. Dubrovnik international airport is 5 km from the Croatia Hotel. Accomodation is available at this hotel at reduced rates for Symposium participants and accompanying persons (see hotel reservation request form). A limited number of small, relatively cheap rooms in private homes in the neighbourhood can also be arranged.

Dubrovnik is the most celebrated medieval town on the Yugoslav Adriatic coast, founded in the seventh century. The unique fortified town today retains the look it acquired at the height of its prosperity during the Renaissance. Late September is still high summer season with nice and warm weather and pleasant water temperature.

Hotel reservation request

International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, September 24-28, 1990, Dubrovnik, Yugoslavia

Number of accompanying persons: _____

- Request of Reservation at Conference Hotel (Croatia Hotel de Luxe)
- single room (includes breakfast & dinner), US\$ 85.00
- double room (includes breakfast & dinner), US\$ 60.00 per person
- will share room with: _____
- Request of small room at private home
- please send me information on social program and sightseeing tours

Please complete and return this form to

Professor E.N. Ganic', Dept. of Mech. Eng.,
University of Sarajevo, Postfah 107,
Omladinsko Setaliste bb, 7100 Yugoslavia,
Telephone (071) 512-149, Fax (071) 215-770,
Telex 41570.

over →

文部省科学研究費

エネルギー重点領域研究
B領域「多様なエネルギー資源の利用」

平成元年度合同研究成果発表会

日 時 平成2年1月30日(火)、1月31日(水)

会 場 京大会館(京都市左京区吉田河原町15-9)
☎(075)751-8311

エネルギー資源利用に関する研究成果発表会を下記の要領で
開催しますので、ご来場・討論への参加を歓迎致します。

プログラム

- 1) 石炭変換用高活性・高選択性触媒の開発
代表: 富永博夫氏(東大工)発表10件
- 2) 石炭の新しいガス化プロセスの開発
代表: 橋本健治氏(京大工)発表9件
- 3) 生物燃料直接発酵菌の育種
代表: 岡田弘輔氏(阪大工)発表8件
- 4) リグニンの低分子化によるバイオマス変換前処理の研究
代表: 越鳥哲夫氏(京大木材研)発表7件
- 5) 太陽熱エネルギーの資源化に関する研究
代表: 藤井 哲氏(九大機能研)発表9件
- 6) 海水ウラン採取に関する研究
代表: 古崎新太郎氏(東大工)発表8件

連絡先 〒606 京都市左京区吉田本町
京都大学工学部化学工学教室
橋本 健治 ☎(075)753-5563

平成元年12月2日

会員各位

日本伝熱研究会北海道地方グループ

日本伝熱研究会北海道地方グループの研究会が下記により行なわれますので多数御出席下さい。(本研究会は日本機械学会熱工学部門・低温環境熱工学研究会と合同)

記

日時：平成2年1月27日(土) 13:00~17:00
場所：北海道大学学術交流会館、第1会議室
札幌市北区北8条西5丁目 (TEL 011-758-5426)

題目および話題提供者

1. 過冷却をともなう凝固過程の伝熱
東京工業大学教授 工博 齊藤 彬夫
2. 冷凍空調技術の現状と今後の課題
(株)日立製作所第6部
主任研究員 工博 岩田 博
3. 寒冷地における太陽エネルギー利用のための日射量の研究
北見工業大学助手 工博 馬場 弘
4. 積雪寒冷地における自然エネルギーの総合的活用に関する検討
室蘭工業大学教授 工博 岸浪 紘機

連絡先

〒060

札幌市北区北13条西8丁目
北海道大学工学部機械工学第2学科 伝熱工学講座内
福迫 尚一郎 又は 田子 真
TEL 011-716-2111(内線6424又は6427)
FAX 011-717-4745

平成元年度「大学と科学」公開シンポジウム
『エネルギーの未来』プログラム

朝日生命ホール
大阪市中央区高麗橋4-2-16
電話06-203-2971

平成2年2月6日(火)

- A. 挨拶 (9:30~9:40)
第4回「大学と科学」公開シンポジウム組織委員会
文 部 省
- B. エネルギー問題とエネルギー研究 (9:40~10:30)
司会 関西大学教授 高 松 武一郎
京都大学教授 西 川 禎 一
- C. エネルギーと社会・経済 (10:30~12:10)
司会 大阪大学教授 鈴 木 胖
1. エネルギーと日本・世界の経済
大阪大学教授 森 口 親 司
2. 地球環境へのインパクトと対策
-CO₂の温室効果をめぐって
東京大学教授 茅 陽 一
- D. 地球のエネルギー資源 I (13:30~15:10)
司会 東京大学教授 富 永 博 夫
1. 石炭のクリーン利用をめざして
京都大学教授 橋 本 健 治
2. 植物からアルコールへの最短路
-直接醗酵菌を育てる
大阪大学教授 岡 田 弘 輔

E. 地球のエネルギー資源Ⅱ (15:20~17:00)

司会 東京工業大学教授 越 後 亮 三

1. 光と水を活かすー人工光合成の立場から

九州大学教授 松 尾 拓

2. 熱を制すー地球環境の保全に向けて

東京工業大学教授 土 方 邦 夫

平成2年2月7日(水)

F. 電気エネルギーの新しい技術 (9:30~12:00)

司会 京都大学教授 林 宗 明

1. 光を電気に変える素子ー太陽光発電の現状と将来

東京工業大学教授 高 橋 清

2. 熱を電気に変える素子ー熱電発電の展望

山口大学教授 松 原 覚 衛

3. 地下に広がる超伝導の世界

ー高電圧大容量の地下ケーブル網

名古屋大学教授 堀 井 憲 爾

G. 核融合の科学と技術 (13:00~16:30)

司会 核融合科学研究所教授 池上 英雄

1. 究極のエネルギー源としての核融合

核融合科学研究所教授 池上 英雄

2. スーパーコンピュータの眼からみたプラズマ

核融合科学研究所教授 佐藤 哲也

3. ねじれたドーナツ

核融合科学研究所教授 藤原 止己

4. ミクロな人工太陽

大阪大学教授 山中 龍彦

H. 今後のエネルギー研究のあり方 (16:30~17:00)

—総合討論—

司会 京都大学教授 西川 禎一

核融合科学研究所教授 池上 英雄

International Journal of **Multiphase Flow**

KATTO FESTSCHRIFT

*A Collection of papers in Honor of Professor Y. Katto
on the occasion of his 65th Birthday*

このたび甲藤好郎先生の65歳の誕生日を記念して特集号が International Journal of Multiphase Flow の Volume 15, No.5 (September/October 1989年)として出版されました。日本伝熱研究会の会員の方々はこの特集号を特別価格一冊 ¥7,500 でお求めいただけます。ご希望の方はパーガモン プレス社 東京事務所までお問い合わせ下さい。



PERGAMON PRESS

Headington Hill Hall
Oxford OX3 0BW
England

パーガモン プレス 東京事務所

〒160 東京都新宿区西新宿1-7-1 松岡セントラルビル5階
TEL (03)342-7535 FAX (03)342-7028

第 9 回 国際会議へのツアープランの紹介

第 9 回 国際伝熱会議への出席者の便宜をはかるために、割安のツアープランを旅行会社（新東京トラベル）に企画してもらいましたので、紹介しておきます。興味のある方は、新東京トラベルと直接交渉なさってください。

I H T C 9 （第 9 回 国際伝熱会議）
出席ツアープランのご案内（速報版）
at Jerusalem, Israel
from 19-24 August 1990

第 9 回 国際伝熱会議がイスラエルのエルサレムで、8 月 19 日～24 日に開催されますが、イスラエルには日本よりの航空機の便がなく、不便な為、便利で経済的なツアーを企画致しました。尚、基本コース以外にもご出発・ご帰国の変更、あるいは他の国等へのご旅行希望の方、お早めにお申込頂ければアレンジ致します。この時季は、一年の間で最も混み合います（ピークシーズン）ので、お早めにお申込下さいます様ご案内申し上げます。

◎ 基本コース日程；1990 年 8 月 16 日（木）～8 月 28 日（火）…13 日間

8/16(木)	日本発	8/17(金)	アムステルダム經由テルアビブ～エルサレム(泊)
8/18(土)	エルサレム滞在	8/19(日)～8/24(金)	I H T C - 9 出席 エルサレム(泊)
8/25(土)	エルサレム滞在	8/26(日)	エルサレム(発)～テルアビブ～アムステルダム(泊)
8/27(月)	アムステルダム発	8/28(火)	日本着

- ◎ 基本コース料金 ¥ 4 8 8、0 0 0（含まれるもの：日本よりテルアビブまでの往復グループ航空運賃・滞在地でのホテル料金（2 人部屋）ヒルトンホテルクラス・毎朝食・空港からホテルまでの交通期間および日本人ガイド送迎付き）
- ◎ 他…航空券のみも承ります。（ファーストクラス、ビジネスクラス、格安航空券）
- ◎ ビジネスクラスの夫婦割引をご利用されますと、奥様は半額です。
- ◎ 〆切日：5 月 1 0 日
- ◎ お申込・お問い合わせは…

（運輸大臣登録一般旅行業 618 号）
新東京トラベル株式会社（本社）・インフォトリップセンター
〒104 東京都中央区銀座 3-13-2（興ビル 3F）
TEL: 03-5565-4888（代）
FAX: 03-5565-4884
担当：信田、石山、満田、松井

「伝熱研究」の原稿のワープロ化のお願い

「伝熱研究」編集委員会（伝熱研究会）

1. はじめに

日本伝熱研究会の会誌「伝熱研究」の原稿をワープロで打って提出して下さる方が、近年増加しており、現在では、かなりの割合に達しております。もし、ワープロ原稿をそのまま会誌にのせることができれば、「伝熱研究」の印刷費用は安くなりますし（活字組みから写真製版への移行による費用の減少）、活字組みの時に生じる文章中の誤字、脱字を減らすこともでき、また、ゲラ刷りの校正作業もずっと楽になるなど種々の利点が生じるものと思われまます。そこで、原稿をワープロで打っていただける方には、なるべくワープロの出力原稿を提出していただき、それをそのまま会誌にのせることにいたしました。印刷用原稿としては、各著者のプリンタ出力をそのまま使用しますので、印刷の仕上りは機種による字型の違いなどのために多少不揃いになると思われまます、以下の標準書式に従ってプリンタ出力をし、原稿を御提出いただきますよう、ご協力のほど、どうぞよろしくお願い申し上げます。

2. 「伝熱研究」用原稿の標準書式

2.1 標準出力フォーマット

★この用紙の書式を参考にして、A4の用紙に打出す。（切り貼りは自由。印刷時にB5に縮小します。なお、縮小された大ききでB5に打出しても構いません。）

★縦長、横書き。（プリンターは、24×24ドット以上の文字構成とする。）

★全角文字を標準とする。（英語、数字は半角が望ましい。）

★一行に印字する文字数：42文字程度（40～44文字の間なら構いません。）

横 幅 ：160mm 程度（150mm ～170mm の間なら構いません。）

（この場合、文字間隔は 1/8文字程度に対応します。）

★一行の行数：34行程度（33～35行の間なら構いません。）

縦の長さ ：255mm 程度（245mm ～265mm の間なら構いません。）

（この場合、行間隔は 1文字分程度に対応します。）

★図面・表は、シンポジウム講演論文集と同様に貼り込む。

（以上よろしくお願ひいたします。）

1 (一行目は表紙の頁のみ空白とする。二頁目以降は文章を書く。) 40・42・44

..... 10 20 30

..... 「伝熱研究」の原稿のワープロ化のお願い

..... (表題は三行目の中央に文章と同じ大きさの文字で書く。)

5 「伝熱研究」編集委員会・(伝熱研究会)

..... (表紙の頁は一行空白) (氏名、所属〔略称〕を右に詰めて書く。)

1. はじめに (本文スタート↓)

・日本伝熱研究会の会誌「伝熱研究」の原稿をワープロで打って提出して下さる方が、近年増加しており、現在では、かなりの割合に達しております。もし、ワープロ原稿をそのまま会誌にのせることができれば、.....

..... ↑

..... |

..... |

←----- 160mm -----→

15 |

..... 255mm |

..... ↓ 10mm

..... 10mm

なお、..... ↓

.....、事務局で対応できますので、お気軽にお申し付け下さい。

20 (一行空白)

2. 「伝熱研究」用原稿の標準書式

2. 1 標準出力フォーマット

★この用紙の書式を参考にして、A4の用紙に打出す。(切り貼りは自由。印刷時にB5に

縮小します。なお、縮小された大きさでB5に打出しても構いません。)

25★縦長、横書き。(プリンターは、24×24ドット以上の文字構成とする。)

★全角文字を標準とする。(英語、数字は半角が望ましい。)

★一行に印字する文字数：42文字程度(40～44文字の間なら構いません。)

横 幅：160mm程度(150mm～170mmの間なら構いません。)

(この場合、文字間隔は1/8文字程度に対応します。)

30★一頁の行数：34行程度(33～35行の間なら構いません。)

縦の長さ：255mm程度(245mm～265mmの間なら構いません。)

(この場合、行間隔は1文字分程度に対応します。)

★図面・表は、シンポジウム講演論文集と同様に貼り込む。

..... (以上よろしく願います。)

.....

35

Typing Instructions for Contributors to
Journal of Heat Transfer Society of Japan

Editorial Board for J. Heat Transfer Soc. Japan

c/o Dept. Mechanical Engineering for Production
Tokyo Institute of Technology
Meguro-ku, Tokyo 152, Japan

Manuscripts should be typed single-half-spaced within a space of 170 x 255 mm, on one side of the page, using A4 (210 x 296 mm) or letter-size (8¹/₂ by 11 inch) white paper and 12-pitch typing letters. The manuscripts must be typewritten clearly using a black carbon or film ribbon on an IBM or equivalent typewriter. A word processor may be used with a letter-quality printer. The printing plates will be prepared by photographing the original manuscripts submitted. Therefore, it is important for typists to avoid erasers and keep the manuscripts as clean as possible. The pages will be reduced approximately 14% by the printer so that the data must be large enough to be readable at that reduction.

On the first page of each chapter, the chapter title should be typed centered, leaving two lines of space above it. The author's name and affiliation should also be typed centered. Put them on a line separate from the title and the text, leaving one line of space above and two lines of space below. On the second and subsequent pages, start typing at the top of the page. Each text page holds 40 lines of type. Using a light-blue pencil, lightly write the page number at the upper right corner of the page.

Equations should be typed if possible. If handwritten, they must be carefully lettered using black ink, using symbols approximately the same size as the typewritten characters. Type the equation and its number enclosed in parentheses as follows:

$$St = 0.0287 Pr^{-2/5} Re_X^{-1/5} \quad (1)$$

All symbols should be defined in the text. If a nomenclature section is included to define unique symbols, place it at the end of the text just ahead of the reference section. All data should be reported in SI units.

Place the table/figure preferably at the top or bottom of a page as close as possible to its first mention in the text. Type captions for tables/figures right above/under them. Leave one line of space between the table/figure and

following or preceding text. High quality reproduction of illustrations depends on the condition of the original artwork. It should be prepared as carefully as the text. In planning sizes of line figures and labels, keep in mind that the final page will be reduced 14% by the printer. Be certain that labels and data points will be legible at this reduction. Glossy prints, photostats, or reprints of drawings may be used if they are of high quality with sharp, even lines and lettering. Photographs must be sharp black-and-white glossy prints.

References should be listed immediately following the text. They may be listed either in alphabetical order or in numerical order by text citation. In the text, reference citations should be either by the last name of the author(s) and the year of publication or by the reference number enclosed in square brackets, respectively. Some sample lists of symbols and references follow:

NOMENCLATURE

c_p	specific heat at constant pressure, J/kg K
h_x	local heat transfer coefficient, W/m ² K
Pr	Prandtl number
Re_x	Reynolds number, $u_\infty x/\nu$
St	Stanton number, $h_x/\rho c_p u_\infty$
u_∞	free stream velocity, m/s
x	distance from the leading edge, m
ν	kinematic viscosity, m ² /s
ρ	density, kg/m ³

REFERENCES

- [1] Clark, J. A., 1986, Private Communication, University of Michigan, Ann Arbor.
- [2] Lee, Y., Korpela, S. A., and Horne, R. N., 1982, "Structure of Multi-Cellular Natural Convection in a Tall Vertical Annulus," Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., U. Grigull et al., ed., Hemisphere, Washington, DC, vol. 2, pp. 221-226.
- [3] Sparrow, E. M., 1980, "Forced-Convection Heat Transfer in a Duct Having Spanwise-Periodic Rectangular Protuberances," Num. Heat Transfer, vol. 3, pp. 149-167.
- [4] Tung, C. Y., 1982, "Evaporative Heat Transfer in the Contact Line of a Mixture," Ph.D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy.

Note that a long list of references may be typed single-spaced.

事務局からの連絡

日頃、会員の方々のご協力を持ちまして本会も順調に発展し運営をしておりますが最近、会費の問い合わせや滞納による事務処理の増加や宛先不明で配布物が転送されてくる事が有ります。この機会に4月からの新事業年度を含めご案内を申し上げます。尚、本会では会員の皆様には入会時にお願いしてあります様に事業年度は『毎年4月1日に始まり、翌年3月末日で終わります。』が業務処理の基本になっています。

1. 入会手続きについてのご案内

会員には「伝熱研究」および「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等をお送りしています。尚、「日本伝熱シンポジウム講演論文集」については、前年度の会費を納入された方に限り、当該年度のものをご1冊お送りしております。
本会の事業年度は毎年4月1日に始まり、翌3月末日に終わります。

申込書送付先： 〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1
東京工業大学工学部生産機械工学科気付
日本伝熱研究会
Tel. 03-726-1111 ext.3090、2540

郵便振替口座： 東京6-14749 日本伝熱研究会

- ※ 巻末の入会申し込み届用紙に必要な事項をご記入の上、事務局宛ご送付下さい。
(同時に郵便振替にて当該年度分の会費をお支払い下さい。)
- ※ 必ず『ふりがな』を記し、難読な氏名は特に明瞭に記入してください。
(難読字にはJISコードの御指示を頂けるとベターです)
- ※ 送金には送金者を特定する為に、必ず個人名(フリガナ記入)にて願います。
- ※ 1～3月末日までは平成1年度の扱いとなりますので、平成2年度からを希望される方は欄外余白にその旨を記し、会費の送金は4月以降にしてください。

(1) 個人会員および学生会員の場合

個人会員は¥5,000円/年

学生会員は¥3,500円/年

注) 学生会員とは、高専・大学学部・大学院(修士・博士課程)に在学する学生をいい、指導教官による証明(記名・捺印)を必要とします。

(2) 維持会員

維持会員に入会申し込みの場合は、上記事務局に直接書面または電話でご連絡いただくか、あるいはお近くの個人会員に御連絡下さい。事務局から研究会の内容、会則、入会手続きなどについて御説明致します。
維持会員の会費は1口30,000円/年で、申し込みは何口でも結構です。
会員には「伝熱研究」および「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等を申し込み1口につき1部ずつお送り致します。

2. 会費請求について

会員各位の会費請求には一括して、伝熱研究の宛名ラベルの表示で行っています。この請求金額は、貴殿の入会時から継続して入金されたデータを基にデータベース上で処理された“最新のデータ”で表示して有ります。従って、平成元年度会費分までを完納されている方にはその時点からのラベルには表示はしておりません。請求表示の有る方は今会計年度末までに会費をお納めください。特に、入会が1～3月の方々に会計年度の思い違いが多い様ですので、御確認を申し上げます。ご不審の方は『書面』にて、事務局までご一報くださいませ至急調査致します。尚、お問い合わせはFAXでも結構ですが電話での直接の対応はいたしません。

3. 変更事項について

事務局では、貴殿もしくは貴殿の代理と認めうる方の『書面』をもってデータベースの変更を受け付けています。変更事由が発生した場合には、速やかに“巻末の変更届用紙”にて御連絡下さい。特に、送付先の変更連絡が頂けませんと遺憾ながら登録されている宛先へ一括処理で発送を続けます。従って、貴殿宛の書籍や通信物は回収されるまでは再度お送りはできません。再発送する場合にはその費用につきましては、別途御請求を申し上げます。

例：書籍小包1Kg（伝熱研究誌約3冊見当）は¥310となります。

重ねて、会員各位には事務局宛への連絡事は確実性と内容保存の為に全て書面にてお願いを申し上げます。

※平成2年度では『会員名簿』の発行を予定しています。

4. 日本伝熱シンポジウム講演論文集の送付について

平成元年度までの会費が今会計年度内に事務局へ完納されませんと平成2年度開催の第27回日本伝熱シンポジウムの講演論文集は、シンポ準備委員会からは前もって送付されませんので、宛名ラベルをご確認の上納入して下さい。

注)事務局では、シンポジウム関係の取扱は行っていません。

尚、シンポ開催後の論文集の送付につきましては、事務局宛に準備委から残部が届きました時点で対応を致しますがこの場合には、別途実費を御請求致します。

※論文集（送料込み）は1部¥5,550となります。

5. 退会予定者の方々に

事務局では、書面通知を持って退会手続きを行います。尚、退会届をされる方々で、平成1年度会費までを充当されている場合で、特に送付物等に御指示が無ければ会計年度終了時まで保留扱いとし、規定数の『伝熱研究』まではお送りを申し上げます。また、現に会費請求が有る方々には会費完納をもって退会をお願い致します。従いまして、今会計年度末までに宛名ラベルをご確認の上事務局までお早めにご連絡くださいませと次年度会計に入ります。

※郵便振替は振込後当方で入金確認まで、約10日位かかります。

日本伝熱研究会 新規入会申し込み・変更届用紙
 (該当に○を記入の事。) 1. 新規入会個人会員(正・学)申込書
 2. 変更届書(書面での届出に限りて手続きをします。)

0	申込年月日	H	年	月	日	※入会の方は同時に郵替にて会費の納入を願います。 氏名にはふりがなを記す事。 ※余白に通信文記載可	
1	会員資格	正・学					
2	氏名						※難読乱書は再届が有ります。
3	ふりがな						
4	生年月日	M・T・S	年	月	日		
5	* 勤務	名称					
6		〒	—				
7	務	所在地					
8		TEL					
9	先	FAX					共通・専用
10		〒	—				
11	自宅	住所					
12		TEL					
13		〒	—				
14	通信先***	勤務先・自宅					
15	学位						
16	最終出身校						
17	卒業年次	T・S・H	年				
18	専門分野						← (下記専門分野の番号)
19	学生会員の場合：指導教官名**						
20	印						

専門分野

- | | | | | | |
|---------|-----------|------------|------------|----------|---------|
| 1: 自然対流 | 2: 強制対流 | 3: 熱伝導 | 4: 凝縮 | 5: 沸騰・蒸発 | 6: 混相流 |
| 7: 物質移動 | 8: 反応・燃焼 | 9: 放射 | 10: 熱物性 | 11: 熱交換器 | 12: 流動層 |
| 13: 蓄熱 | 14: 冷凍・空調 | 15: 内燃機関 | 16: ガスタービン | 17: 蒸気機関 | 18: 原子力 |
| 19: 太陽熱 | 20: 環境 | 21: その他() | | | |

*) 学生の場合はここに在学学校名、学部、学科、学年(M2、D3など)を記す。

**) 指導教官の署名及び捺印の事。

***) 送付先限定の為、必ず記入の事。

伝熱研究
Vol. 29, No. 112

1990年1月発行

発行所 日本伝熱研究会

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1
東京工業大学工学部生産機械工学科気付

日本伝熱研究会

電話 03(726)1111(代) 内線3090, 2540

Fax 03(729)0587

振替 東京 6-14749

(非売品)