

Vol. 23

No. 88

1984

January

伝 熱 研 究

News of HTSJ

第 88 号

日 本 伝 熱 研 究 会

Heat Transfer Society of Japan

日本伝熱研究会第22期（昭和58年度）役員

会 長	植 田 辰 洋（東 大）
副 会 長（無任所）	松 本 隆 一（神戸大）
（事務担当）	斎 藤 孝 基（東 大）
地方連絡幹事	北 海 道 斎 藤 暁（室蘭工大）
	東 北 幾世橋 広（東北大）
	関 東 波 江 貞 弘（船 研）
	東 海 長 野 靖 尚（名工大）
	北陸・信越 竹 内 正 紀（福井大）
	関 西 鈴 木 健二郎（京 大）
	中国・四国 千 葉 徳 男（広島大）
	九 州 伊 藤 猛 宏（九 大）
幹事（23名）	石 黒 亮 二（北 大） 稲 葉 英 男（北見工大）
	山 田 悦 郎（秋田大） 大 内 雅 樹（岩手大）
	佐 藤 恭 三（東北学院大） 宮 内 敏 雄（東工大）
	伊 藤 正 昭（日 立） 庄 司 正 弘（東 大）
	森 康 彦（慶応大） 藤 田 秀 臣（名 大）
	藤 本 哲 夫（名 大） 前 川 博（新潟大）
	棚 谷 吉 郎（金沢工大） 萩 野 文 丸（京 大）
	加 茂 信 行（大阪府大） 古 川 哲 郎（日立造船）
	木 本 日出夫（阪 大） 中 島 健（神戸大）
	宮 本 政 英（山口大） 水 上 紘 一（愛媛大）
	深 野 徹（九 大） 三 塚 正 志（新日鉄）
	吉 岡 啓 介（大分大）
監事（2名）	越 後 亮 三（東工大） 小 関 守 史（三井造船）
第21回日本伝熱シンポジウム準備委員長	岐 美 格（京 大）
第22期「伝熱研究」編集委員長	架 谷 昌 信（名 大）
第17回伝熱セミナー準備委員長	勝 田 勝太郎（関西大）
第18回伝熱セミナー準備委員長	菱 田 幹 雄（名工大）

伝 熱 研 究 目 次

<解 説>

- ヒートパイプを利用した融雪システム……………村上 政明 (三菱電機・中央研究所) …… 1

<海外大学・研究所レポート>

- ICHMT シンポジウム (第15回) に招かれて 若手研究者の
今後の参加を期待する……………戸 田 三 朗 (東大・工) …………… 9
ベン大化工学科の研究・教育の特徴……………新 井 紀 男 (名大・工) …………… 13
欧米の研究機関を訪ねて……………相 原 利 雄 (東北大・速研) …………… 15

<研究トピックス>

- ホログラフィ干渉法による
物質移動の可視化……………柏木孝夫、黒崎晏大 (東工大) …………… 18
日射量の測定と傾斜面日射量の算定法……………金 山 公 夫 (北見工大) …………… 28
磁場下の液体金属の自然対流熱伝達……………岐 美 格 (京大・工) …………… 35
衝撃波下における膜沸騰の非定常伝熱……………井 上 晃 (東工大) …………… 43
電子機器の冷却と伝熱研究……………藤江邦男、中山恒 (日立・機研) …………… 53

<新刊書紹介> …………… 59

<地区研究グループ活動報告>

- 東海研究グループ…………… 60
北陸・信越グループ…………… 61
関西グループ…………… 62

<お知らせ>

- 第21回日本伝熱シンポジウム …………… 64
原子力発電プラントの熱流動と運転に関する国際会議…………… 65
4th International Conference on Applied Numerical Modeling
with central theme on Computational Mechanics …………… 66

ヒートパイプを利用した融雪システム

村上 政明 (三菱電機㈱中央研究所)

1. 緒言

積雪寒冷地域における主要道路の除雪は機械による除雪が主として行われているが、道路の凍結防止、また積雪地域でも機械除雪のおよばない駐車場、歩道、ホテルや銀行などの玄関口の融雪では散水や電熱ヒータ、温水管などによる場合が多い。前者は設備投資の面で、安価であるが作業員の確保が大変であり、また後者の中でも電熱ヒータや温水管を用いたものは狭い場所などで効果があるものの、最近のエネルギーコストの急騰により、その運用が困難になってきているのが現状である。

最近、土壌のもつ自然エネルギーや温排水のエネルギーをヒートパイプにより無動力搬送し、融雪に供するヒートパイプ融雪システム(以後、HPSMS と呼ぶ)が開発され、道路融雪などに適用されている。

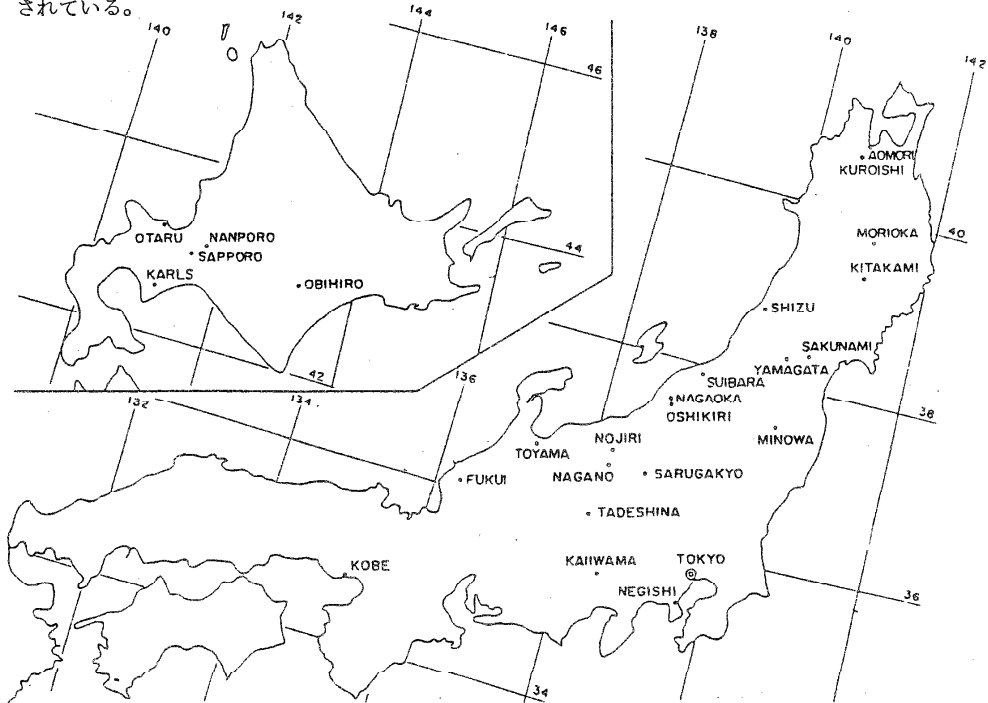


図1 日本における自然熱利用ヒートパイプ融雪・凍結防止システムのテストサイトの分布図(●TEST SITE)

HPSMSには次の利点がある。

- (1) 無保守であり、運転コストがかからない。
- (2) 各ヒートパイプは互いに独立に機能するため、部分的に故障しても全体システムへの影響が少ない。
- (3) 低温度差システムであるため、舗装面への熱応力が小さく、ひび割れが少ない。

アメリカでは1972年頃から土壌を熱源とするHPSMSのフィールドテスト⁽¹⁾が開始され、

1975年には試験と実用を兼ねた施設が完成されている。⁽²⁾⁽³⁾日本では1977年に建設省が小規模のフィールドテスト⁽⁴⁾を開始して以来、当社が関係したもののだけでも1983年2月までに約30箇所HPSMSが適用され、試験、あるいは実用に使われた。図1は日本におけるこれらHPSMSの分布図であり、いくつかの場所では現在も試験が継続されている。

以下、省エネルギーシステムとして有効なHPSMSについて、その現状、および設計法、効果などについて解説する。

2. ヒートパイプ利用融雪システムの原理と応用

HPSMSの熱源としては土壌(地中)や温泉などによる温排水などがある。

土壌を熱源とするHPSMSの構成の一例を図2に示す。図に示すように、多数のヒートパイプを土壌中3~1.8m深さに埋め込むことによって、土壌のもつ熱エネルギーを路面へ輸送し、融雪が行われる。土壌温度は土壌中深さ7m以上で一年中ほとんど変化せず、その地方の年間平均気温にはほぼ等しい。本州に例をとると、この深さの土壌は10~14℃以

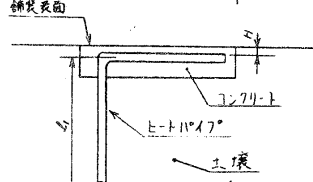
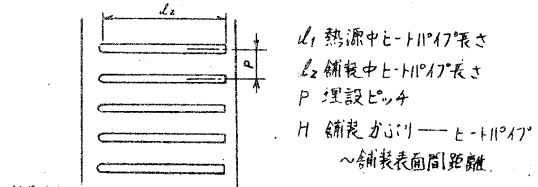


図2 土壌熱源HPSMS

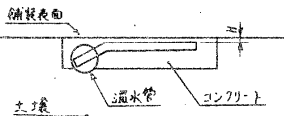
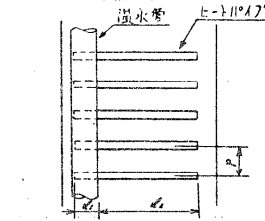


図3 温水熱源HPSMS

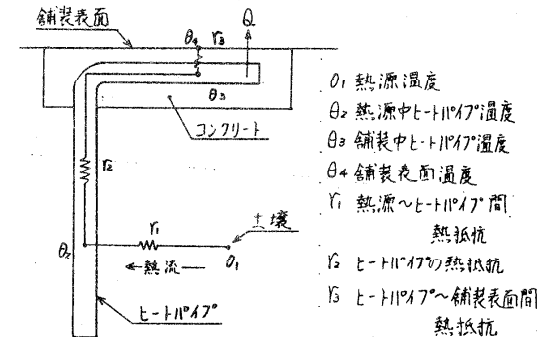


図4 HPSMS熱セブール

上の温度レベルを保有しており、融雪はこの熱エネルギーを路面に伝達することにより行われる。

温水を熱源とした場合のHPSMSの構成の一例を図3に示す。このシステムでは多数のヒートパイプの一端を温水管中に挿入することにより、温水のもつ熱エネルギーを舗装面に輸送して融雪を行うことができる。通常、温水温度は10～90℃と、土壌熱源の場合よりも高く、また必要な熱量の供給も容易なため、温水熱源HPSMSでは大きな熱エネルギーを得ることができる。

以上説明したHPSMSの熱の流れを熱モデルで示すと図4のようになる。図中、 θ_1 は熱源の温度(℃)であり、土壌熱源の場合には土壌平均温度、温水熱源の場合には水温である。また、 r_1 はヒートパイプ1本当りの熱源～ヒートパイプ間熱抵抗(℃/W)であり、土壌熱源の場合には土壌の熱伝導に基づく熱抵抗、温水熱源の場合にはヒートパイプ～水間の熱伝達に基づく熱抵抗である。なお、他の記号の説明は図中に示す通りである。HPSMSの熱輸送量は熱源とヒートシンク(舗装表面)間の熱抵抗に逆比例し、その間の温度差に比例する。したがって、ヒートパイプ1本当りの熱輸送量 Q (W)と舗装表面熱流束 q (W/m^2)は次式で表わされる。

$$Q = \frac{\theta_1 - \theta_4}{r_1 + r_2 + r_3} \quad W \quad (1)$$

$$q = \frac{Q}{P \cdot l_2} \quad W/m^2 \quad (2)$$

すなわち、降雪などにより舗装面の温度が熱源温度より下ると自動的に熱源から熱を舗装表面に輸送し、舗装表面を加熱して融雪する。ヒートパイプ利用のため、無動力で熱を搬送できる他に、コンクリート中には降雪前に予め地中熱が蓄熱され、降雪初期にはより大きな熱輸送量が得られる。

ヒートパイプは通常、次に示すものが使用されている。

容器材料として、炭素鋼やステンレス、銅など、また、作動流体としてはアンモニアやフロンなどが用いられる。管は外径10～50mm、長さ3～50mと長尺のものが用いられるのが特徴である。

3. 熱設計と問題点

HPSMSを設計するに当たって、次のことを考慮する必要がある。

- (1) 融雪負荷(融雪のための必要熱量)
- (2) HPSMSの熱輸送量
- (3) 耐久性
- (4) 費用

3.1 融雪負荷

舗装表面からの熱負荷には対流、放射、蒸発、融雪がある。一方、熱負荷に関係する気象条件には気温、風速、天候、湿度、降雪量がある。HPSMSの設計にあたり、その熱輸送量が上記各熱負荷の合計よりも大きくなるように、ヒートパイプの埋設パターンなどを決める必要がある。

舗装面上に降る雪を溶かすときの各熱負荷は次の式で計算される。(7)

対流による熱負荷： q_{cv} (w/m^2)

$$q_{cv} = 5.682(1 + 0.671 \cdot v)(\theta_4 - \theta_5) \quad (3)$$

放射による熱負荷： q_r (w/m^2)

$$q_r = 10.76[0.395(\theta_4 - \theta_5) + 3.5](1 - 0.75n) \quad (4)$$

水の蒸発による熱負荷： q_{ev} (w/m^2)

$$q_{ev} = 133.5(0.045v + 0.055)(P_4 - P_5) \quad (5)$$

融雪による熱負荷： q_s (w/m^2)

$$q_s = 7.6 \dot{r} \quad (6)$$

記号

v : 風速 (m/s)

n : 曇りの度合 (0~1、

完全曇り $n = 1$)

P : 水の飽和蒸気圧 ($mmHg$)

\dot{r} : 降雪量 (融雪速度)

(mm/h)

添字 4 : 舗装表面

5 : 周囲空気

一方、舗装表面が雪でおおわれている場合は表面と接する雪のみを融かす熱量

表 1 熱流束計算値

埋設ピッチ mm	かぶり mm	温水平均温度 °C	熱流束 W/m ²
100	50	20	183
		30	280
		40	377
	70	20	154
		30	236 *
		40	317
200	50	20	120
		30	183
		40	246
	70	20	98
		30	150
		40	201

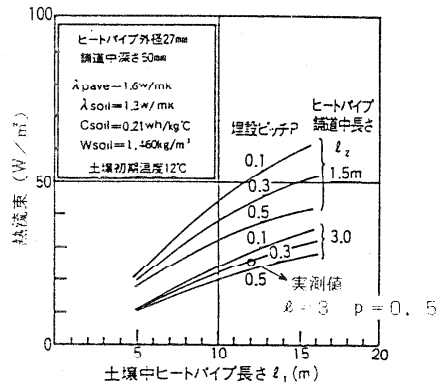


図 5 ヒートパイプ埋設パターンによる舗装表面熱流束の変化

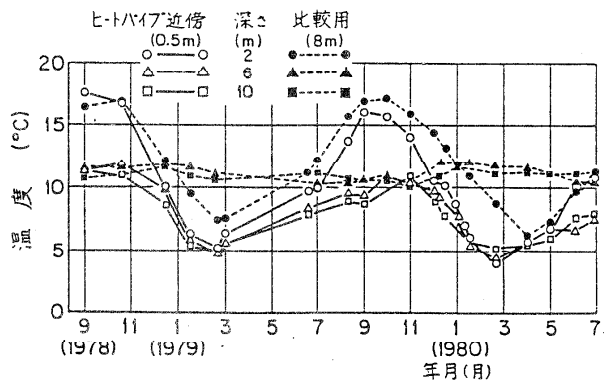


図 6 1978年9月から1980年までの土壌温度変化

が必要となり、全熱負荷は(6)式で与えられる。

3.2 HPSMSの熱輸送量

HPSMSの熱輸送量は前記(1)、(2)式から知ることができる。しかし、そのためには図4に示す各熱抵抗を求めなくてはならない。

r_3 : 舗装表面～ヒートパイプ間熱抵抗 ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$)

熱抵抗 r_3 は舗装表面とヒートパイプの温度差を仮定しておき、舗装部分の断面(舗装中ヒートパイプの軸方向に対して直角な面)について定常熱計算⁽⁵⁾を行うことにより求めることができる。

r_2 : ヒートパイプの熱抵抗 ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$)

熱抵抗 r_2 は通常、 r_1 や r_3 に比べて1～2オーダー小さいため無視できる。

r_1 : ヒートパイプ～熱源間熱抵抗 ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$)

熱抵抗 r_1 は熱源が水か、土壌かによって、その求め方は異なる。

熱源が温水の場合の熱抵抗 r_1 はヒートパイプの形状や伝熱面積、それに温水の温度や流速を基に対流熱伝達計算式⁽⁸⁾を使って求めることができる。表1に温水熱源HPSMSの熱輸送量計算結果を示す。表より、熱輸送量は熱流束換算で $100\sim 370\text{ w}/\text{m}^2$ であり、(6)式から融雪速度を求めると $13\sim 48\text{ mm}/\text{h}$ となることがわかる。なお、表中*印で示したヒートパイプ埋設パターンでの実測値⁽⁶⁾は $280\text{ w}/\text{m}^2$ であり、計算結果($236\text{ w}/\text{m}^2$)と実測値とは比較的一致することがわかる。

一方、熱源が土壌の場合の熱抵抗 r_1 は、ヒートパイプ近傍の土壌温度が放熱とともに、徐々に低くなるため一定値とならない。したがって、熱抵抗 r_1 を求める方法としては、種々のヒートパイプ埋設パターンについて温度条件を仮定し、また、土壌をノード分割して差分化した2次元非定常方程式を解く方法が使われる。図5はヒートパイプによる熱輸送開始60日後、すなわち、ヒートパイプ近傍土壌の温度低下が緩やかになる頃における熱輸送量を計算したものである。図より、熱輸送量は熱流束換算で $10\sim 60\text{ w}/\text{m}^2$ であり、(6)式から融雪速度を求めると $1\sim 8\text{ mm}/\text{h}$ となることがわかる。

土壌熱源の場合には熱源である土壌から長年にわたり繰返し、熱の供給を受けられるかということが問題になる。そこで、長野県・野尻において、ヒートパイプの有無による土壌の温度変化の実測結果を図6に示す。図より、ヒートパイプ近傍土壌は冬期、 5°C 以下にまで低下するが、10月までにはほぼヒートパイプを埋設していない土壌と同じ程度にまで温度回復していることがわかる。すなわち、土壌熱源HPSMSは毎年繰返しその能力を発揮できることがわかる。

3.3 耐久性

HPSMSの耐久性には、主に腐食と破損が関係する。

腐食対策：ヒートパイプを土壌中に埋設したり、水中に浸漬する場合、一般にヒートパイプに対する腐食対策を行う必要がある。具体的には塗装や防食テープ巻を施したり、ヒートパイプ容器の肉厚を大きくするなどの配慮をしている。特に、温泉排水を利用する場合は腐食が激しいため、上記対策以外に亜鉛メッキしたり、さらにエポキシレジンのような腐食防止塗料の塗布も必要となる。また、異種金属の接触による局部電池発生に注意し、迷走電流の発生が予想される地域では流電陽極（犠牲電極）を埋設するなど、電気防食を行う必要がある。

破損防止：舗装内のヒートパイプは自動車などによる重荷重や振動、衝撃などによる変形を受け、その繰返し荷重による疲労破壊の問題がある。しかし、HPSMSをコンクリート道路に適用した場合には、いくつかの載荷試験と強度計算の結果からその心配のないことが明らかになった。むしろ、地震、その他の自然現象により、舗装地盤の局部的陥没が起り、舗装中のヒートパイプが破損を受ける懸念がある。したがって、HPSMSを設置する際には路盤や路床などの基礎固めを入念に行う必要がある。

3.4 費用

HPSMSの全費用はその規模の大きさや熱源が土壌か水かによって変わる。これまでの設置例で費用をまとめてみると、ヒートパイプ製造費用は材質・形状によっても異なるが1本当り25000～80000円程度で、その全長は3.5～16mである。1つの孔のボーリング工事費は土質によっても大幅に変わるが、その深さ1m当り1000～10000円である。また、ヒートパイプ設置費用は物によっても幅があるが、1本当り2500～6000円程度で、これはヒートパイプの孔への挿入、適当な勾配を持たせた配置と固定、さらにヒートパイプと孔の周りのすき間に砂などを詰める工事などの費用が含まれている。

HPSMSと電熱ヒーティングシステムの経済比較の一例を示すと次のようになる。

土壌熱源HPSMS：250000円/ m^2

融雪速度 6.5mm/h

温水熱源HPSMS：50000円/ m^2

融雪速度 31mm/h（温水温度40℃）

電熱ヒーティング：300000円/ m^2

融雪速度 31mm/h

ただし、HPSMS の場合には運転費用がかからない(温水熱源HPSMSで温水をポンプで循環させる場合は運転費用がかかる)が、電熱ヒーティングの場合には運転費用、4000円/m²・年がかかる。なお、温水熱源HPSMSでは、表1に示すように同じ設備費用であっても、温水温度によって熱輸送量が変わる。

設備費用からみると、HPSMSは電熱ヒーティングに比べて不利であるが、大規模HPSMSが採用された場合、ヒートパイプや工事費は大幅に減ること、また将来、石油価格上昇にともないHPSMSが有利になるものと思われる。

4. 結 言

土壌熱源や温水熱源を利用したHPSMSは無保守と無動力運転を実現する省エネルギーシステムであり、今後の活用が期待される。

土壌熱源HPSMSによる熱輸送は舗装面での熱流速換算で10~60 w/m²であり、温水熱源HPSMSや電熱ヒーティングなどに比べて能力は劣る。したがって、熱負荷が大きい場合は機械除雪を併用するなど、熱負荷に応じた適切な使用を考える必要がある。しかし、土壌熱源HPSMSは保守、運転費用をかけずに舗装面を常時加熱、乾燥できるので凍結しにくく、また舗装内の蓄熱効果により、降雪初期には大きい効果が得られるなどのメリットがある。

一方、温水熱源HPSMSによる熱輸送は、水温20~40℃で舗装面での熱流速換算で150~370 w/m²と融雪に十分な能力が得られ、経済性の点でも土壌熱源HPSMSよりも有利なことから、実用性のあるシステムと言える。

ヒートパイプのコストダウン、埋設工法の効率化などにより、一層の普及も促進されつつあるが、まず比較的穏やかな気象条件下の坂道、ヘアピンカーブ、トンネル出入口、料金所前、駐車場、工場内道路、ビルやホテルの玄関前などの小規模面積の融雪、凍結防止に採用をはかっていくことが得策と言える。

本稿の記述にあたって、建設省・関東地方建設局、および北海道庁・室蘭土木現業所の関係者各位に多大なご支援をいただいた。紙面を借りて感謝申し上げます。また、三菱電機㈱・神戸製作所、中央研究所の関係者各位にも指導を受けたことにお礼申し上げます。

参考文献

- (1) W.B. Bienert, M.F. Pravda, H.J. Suelau, D.A. Wolf : Snow and Ice Removal from Pavements Using Stored Earth Energy, Report No. FHWA - RD - 75-6, May 1974, I-1-VIII-2
- (2) M.F. Pravda, W.B. Bienert, D.A. Wolf, J.E. Nydahl, K.M. Pell, S.R. Ombey

- : Augmentation of Earth Heating for Purposes of Roadway Deicing-Final Report ,
Report No. FHWA-RD-79-81 DEC. 1978 , 1-193
- (3) D.C. Long , J.S. Baldwin : Snow and Ice Removal From Pavement Using Stored
Earth Energy , Report No. FHWA-TS-80-227 , Feb. 1980 , 1-41
- (4) 村松、佐生、鈴木、林 : 昭和53年度省エネルギー形路面凍結防止施設の調査試験(ヒートパイプによる路面消雪・凍結防止装置) 関技第147号、83106 C 541、建設省関東地方建設局関東技術事務所、昭和54年10月、1-104
- (5) 大串 他
ヒートパイプによる地熱利用融雪システムの研究
エネルギー資源 Vol.4. No. 3.(1983) P 79-83
- (6) 田中 修 地熱および水熱源を利用した道路融雪・凍結防止 日本能率協会 83新テクノロジーシンポジウム PART 6 多様化するヒートパイプ利用の現状と将来 P23-38
- (7) 道路除雪ハンドブック
日本建設機械化協会編
- (8) 伝熱工学資料 改訂第3版
日本機械学会

ICHMT シンポジウム (第 15 回) に招かれて —— 若手研究者の今後の参加を期待する ——

東北大学工学部 戸田 三 朗

筆者は、昨年 9 月 5 日より 9 日の間にユーゴスラビアのトブロブニクにおいて開催された International Centre for Heat and Mass Transfer 主催の第 15 回 ICHMT シンポジウムに、招待講演と Session Chairman を依頼されて出席する機会を得たので、その概要と印象を、今後特に若い研究者の積極的参加を期待して、紹介することとしたい。ICHMT シンポジウムは、ご承知のように、毎年 9 月初めに予め決められたテーマのもとで開催されて来ており、今回が 15 回目で、テーマは "Heat and Mass Transfer Measurement Techniques" であった。日本からの出席者は、筆者と ICHMT の Executive Committee の委員である森康夫先生 (電通大) の 2 人だけであった。森先生は過去の多くのシンポジウムに出席され、招待講演をなさっておられ、筆者は高所からの多くの助言をいただくことができ、ここに感謝を申上げる次第です。

シンポジウムが開催されるユーゴスラビアのトブロブニクは、アドリア海に面し、海の遙か対岸がイタリヤ半島というユーゴスラビアの代表的なリゾート地で、ヨーロッパやアメリカの人々のあこがれの保養地と聞いている。中世の古城都市が現在まで保存され、全体がそのまま博物館とも言えるほどで、そのすばらしいパノラマのような景観、青く透んだアドリア海と海岸線の美しさの中の、1 半島 Babin Kuk (意味は、大変失礼ながらお年を召したご婦人のお尻を指す) にあるホテル群 (シンポジウム会場となる President Hotel と 3 つのリゾート・ホテル Argosy, Plakir, Tirena から成り、参加者はこれらのホテルに宿泊する) を場所として、シンポジウムは 9 月初めのリゾート・シーズン中に開催されている。日本からトブロブニクへは、西ヨーロッパ経由とモスクワから直接入る幾つかのルートがあるが、交通機関の接続が日本のようにパンクチュアルではないので、時間的に余裕のある日程とされたい。筆者の場合は、チューリッヒ、ザグレブ経由で、古都ザグレブに 1 泊し観光する時間が持てたが、お勧めできる 1 案である。また、物価が大変安く、ドルまたは円の値打ちが高いので、サイフの中味を余り気にしない (もちろん、おみやげを買い過ぎるのは別であるが) で余裕のある滞在ができる

今回のシンポジウム "Heat and Mass Transfer Measurement Techniques" は、組織委員会の Chairman の Prof. R. I. Solovkhin (ソ連) と ICHMT の Prof. N. Afgan が中心となって進められ、招待講演 8 件、一般講演 36 件、参加者数は Preliminary List による

と75名(当日の参加登録数を含まず)で比較的小じんまりとしたものであった。発表者と参加者の国別内訳は次のとおりである。

国 別	招待講演	一般発表	参加者	国 別	招待講演	一般発表	参加者
ユーゴスラビア	1	4	18	イ タ リ ヤ	……	1	2
フ ラ ン ス	1	11	13	イ ン ド	……	1	2
ソ 連	1	8	9	ス ウ ェー デ ン	……	0	2
西 ド イ ツ	……	5	6	ガ ー ナ	……	0	1
ア メ リ カ	3	0	6	ハ ン ガ リー	……	3	1
イ ギ リ ス	1	1	5	ス イ ス	……	1	1
オ ラ ン ダ	……	1	3	フ ィ ン ラ ン ド	……	0	1
日 本	1	0	2	ベ ネ ズ エ ラ	……	0	1
カ ナ ダ	……	0	2				

シンポジウムは当初9セッションの予定がキャンセルによって8セッションとなったが、各セッションの初めに招待講演があり、30分間のコーヒ・ブレイクの後に一般講演が行われる形式で次のようなスケジュールであった。午前と夕方に開かれ、昼間(正午～PM6:15)は自由時間

タイム	9/5	9/6	9/7	9/8	9/9
AM8:30	(Opening)	Session 3	Session 5	Session 6	Session 8
}	Session 1				
12:00					(Closing)
PM6:15	Session 2	Session 4		Session 7	
}					
8:00					

(ユーゴスラビアではこの時間は多くの商店、銀行などの窓口がクローズする)で、ホテルで昼寝、海岸で海水浴、オールド・タウンへの観光、ショッピングなどで過せるので大変ゆったりした、リゾート気分満喫のシンポジウムであった。シンポジウム前日に、会場から車で1時間程離れたところの高給レストランで、ICHMTのcommittee MembersとシンポジウムのInvited Membersによる晩餐会があり、日本からの森先生と私も招かれ、大変豪華なユーゴ料理と特産のワインを賞味した。第1日目夜はカクテル・パーティ、3日目午後からはICHMT主催のグループ・ツアーが催され、森先生と私も参加して、アドリア海の小島での海水浴と民族風レストランでの夜外晩餐会というように、催しも多く、真によく学び、よく遊びのシンポジウムを経験した。シンポジウム中のコーヒ・ブレイクも参加者同志の語らいの時、場となり、多くの友人ができた。

シンポジウムのプロシーディングは、Hemisphere Pub. Co. (U. S. A.) より出版されることになっているので、論文の詳細はそれをご参照願うこととし、ここでは各セッションの概

要を記すのでご参照いただければ幸である。

シンポジウムは Executive Committee の Chairman である Prof. T. F. Irvine (米国) による Opening Session で始まり、続く第1セッション (Chairman ; Prof. R. J. Goldstein (米国)) で、ソ連の Prof. R. I. Solovkhin のプラズマ計測に関する招待講演があり、光学的、電気的計測の併用手法、遷音速タービン・ブレード・カスケード特性の計測、エアロゾルの光学定数の計測等に関する一般講演があった。

第2セッション (Chairman ; Prof. J. B. Bardou (フランス)) では、フランスの Prof. R. Gouesbet による流れの中の粒子の速度とサイズの LDA による同時計測のサーベイの招待講演があり、燃焼におけるレーザ・トモグラフィ、修正シャドー法、非等温媒体の光学ピロメトリーによる温度計測、ホログラフィ干渉法による自然対流計測等の一般講演があった。

第3セッション (Chairman ; Dr. B. Chojnowski (イギリス)) では、筆者による沸騰気泡、蒸気膜等の2相境界のレーザ・ビーム法による動的計測法の招待講演があり、続いて、レイリー散乱法による濃度計測、スプレーに伴う2相流れの光学計測、Mass Transfer の光学計測による対流熱伝達測定法、空気・液滴混合流の赤外計測等の一般講演があった。

第4セッション (Chairman ; 戸田 (日本)) では、米国の Prof. R. Goldstein による Mass Transfer 計測法の最近の研究について招待講演があり、相変化物質の熱物性値の同時測定、熱線風速計による温度の高周波変動計測、乱流の可視化、フライング・ビーター管による高温ジェット流の全圧計測、等温キャピティの開口からの熱損失計測等の一般講演があった。

第5セッション (Chairman ; Dr. G. D. McPherson (米国)) では、イギリスの Dr. B. Chojnowski による最近の動力用ボイラーにおける計測について招待講演があり、工業規模における局所熱、物質伝達計測法、2相流壁面摩擦、乱れの電気化学的計測、熱伝達のある乱流計測等の一般講演があった。

第6セッション (Chairman ; Dr. J. I. Sackett (米国)) では、ユーゴの Prof. K. Maglick による温度センサによる高温計測の招待講演があり、続いて、火炎中の温度の赤外分光計による計測、極細熱電対の広温度範囲における周波数応答、空気中温度のサイクロメトリによる計測等についての一般講演があった。

第7セッション (Chairman ; Prof. K. Maglich (ユーゴ)) では、米国 ANL の Dr. J. I. Sackett により液体金属 (高速炉を中心として) における熱伝達計測の最近の話題について招待講演があり、続いて、熱電対ジャンクション近傍の温度場の問題 1200℃までの比熱等のセルス加熱法による計測、熱輻射物性の計測、MHD 作動流体の熱伝達実験法等の一般講演があった。

第8セッション (Chairman ; Prof. N. Afgan (コーゴ)) では、米国NRCの Dr. G. D. Mcpherson による軽水炉の安全性研究を中心とした計測技術についての招待講演があり、原子炉プラントの圧損タイプの流量計の校正法、36ロッド・バンドルのブローダウン中の熱伝達と質量流量の計測、液体金属の速度と乱流熱伝達の計測プローブ、ドラッグ・ボディ型センサによる蒸気の動的計測法等、原子炉安全性に関連する計測技術の一般講演があった。最後の Closing Sessionで Prof. Solovkhin と Prof. Afgan によるまとめがあり、シンポジウムを閉じた。

以上が第15回シンポジウムの概要であったが、地理的条件からヨーロッパからの発表と参加が多いのは当然として、今回だけの特徴と思うが、米国からの一般発表がなかったのが印象的であった。日本は Far - East ということでは今回は一般発表はなかったのであるが、ICHMTシンポジウムは、国際伝熱会議などとは全く違った雰囲気で、しかも大変すばらしい場所と環境での1週間であり、発表と討論、それにコーヒ・ブレイクでの親しい会話は、同じ顔ぶれによる週間の滞在であるだけに、互いに非常に親しみのもてるものとなる。また参加者も権威者から若手に至るまで大変幅広いのも特徴である。午後の自由時間がたっぷりあることも、ご夫人同伴による参加がすばらしい1週間となることであろう。本シンポジウムは、毎年開催され、テーマが絞られているだけに、関心のある若手研究者にとって参加はさらに飛躍の機会となると思われる。こわい権威ある Professors との発表、討論を通しての出会いが容易なだけに、是非、参加の機会を持たれることを願っている。

なお、次回(第16回)シンポジウムは、“Heat and Mass Transfer in Fixed and Fluidized Beds”のテーマで、1984年9月3～7日に同じ場所にて開催される予定であり、日本からは国井大蔵先生(東大)が Invited Member となっておられる。さらに、1985年の第17回シンポジウムは森康夫先生がシンポジウム組織委員会の Chairman となられ、“High Temperature Heat Exchanger”をテーマに開催されることが予定されている。詳しくは、両先生かまたは ICHMT の Scientific Secretary の Prof. N. Afgan にお尋ねいただきたい。

ICHMTシンポジウムに招かれ、その概要と印象をあえて載せていただいたが、次回以降のシンポジウムに奮って発表、参加されようという会員諸氏のお役に立てれば幸である。

「ペン大化工学科の研究・教育の特徴」

新井紀男(名大・工)

米国フィラデルフィアのペンシルベニア大学(略称、ペン大)化学工学科のチャールズ教授のもとに文部省在外研究員として10ヶ月間(57/8/1～58/5/31)滞在する機会に恵まれ若干見聞してきました。ここでは、とくに研究と教育の両面においてわが国大学と著しく異なる2、3の点についてレポートすることとします。

まず、ペン大化工科の研究組織の中核を占めるPhDおよびMSEの大学院生57名(1982年秋季学期)のうちペン大出身者が1人もいない点はわが国大学との大きな違いとして驚かされた。南米、欧州などからの留学生は19名、また蛇足ながらオトコ勝りの女子大学院生が約30%の17名在籍していて必然的に緊張した雰囲気学科全体に満ちていた。伝統を誇る私立大学のためか教育に対する大学当局からの要請は厳しく、各学期末には工学部全体で講義担当教官の総合評価点が学生評価委員会の手でとりまとめられ当局に答申される。マル秘資料の一部を見る機会を得たが、教科書、講義方法、試験などの項目がアンケート評価され、各教官ごとに、場合によっては辛辣なコメントを含め評価点がつけられていた。よし悪しは別として教育重視の厳しい面を窺い知る思いがした。

学科のスタッフ、学生に対する絶え間ない研究刺激の場として公開セミナーが毎週1回あり、国内外の第1線の研究者を招いて開かれていた。セミナーには、毎回、主任教授を含めほとんどのスタッフと大学院生が出席するという盛況であった。ただ、残念ながら、大学院生の質問は少なく、若干セレモニー化(?)の傾向にあるように感ぜられた。その他、大学院コースの必須単位のなかに「プロセス設計」というユニークなものがあった。これは、将来のプロジェクト候補研究をいくつか選び、そのそれぞれのテーマに対し、2～3名の大学院生を含む民間企業と大学の両サイドからなる研究者組織を構成し、プロセスの概念設計を行い、学年末に発表討論会をもつというものである。米国における産学協同関係は、この辺からも実績を地道につくりあげているように実感させられた。伝熱に関連する1982年度テーマには、ヒートポンプ、石炭燃焼による発電、エタノールからのガソリン合成などがあった。

以上、ここで紹介したような点は、わが国との根源的な差異から由来するのではないかと気付きはじめた頃には、帰国準備を兼ねてならなくなっていた。最後になってしまったが、帰国に際しての送別会の折、「伝熱研究者としての成功の秘密は何ですか」という私の愚問に対し、弱冠

46歳で米国化工協会会長を務めた経験を持つチャーチル教授は、問髪を容れず「私は優秀な学生に恵まれたからさ」と答えられた。この人のこの言葉の真意を考えさせられつつ帰国の途に
いた。

以 上

欧米の研究機関を訪ねて

相原利雄(東北大・速研)

昨年、文部省短期在外研究員として、海外の伝熱研究機関を歴訪する機会に恵まれました。それについて2,000字程度で紹介せよ、との編集委員長のご依頼です。何せ2ヶ月の短期出張ですので、見聞録と言うよりは印象記に近いものになりますが、以下、訪問の順にその主なものを紹介させていただきます。

5月17日、伝熱シンポジウムに出席できぬことに心をのこしつつ離日。まずミュンヘン工科大学の Lehrstuhl A für Thermodynamik を訪れました。生憎主任教授の Mayinger 先生は Bonn で開かれた二つの会議に御出席中で会えませんでした。Grigull 名誉教授を始め、Straub 教授、Sandner 博士など諸先生方にお目に掛る事ができ、Grigull 先生からは新刊の著書を頂戴しました。ここでは熱物性の測定とデータの標準化、各種の二相流熱伝達、凝縮、気泡力学、熱汚染や蓄熱に関連した自由対流、圧力勾配下の圧縮性乱流熱伝達、超臨界圧域での伝熱などが研究されており、精巧でガッツリした実験装置、整頓された研究室、廊下の壁の著名な歴代教授の写真など、いかにもドイツらしいと感じました。清潔で美しい街並みと親切な人々、安くて旨いバイエルン料理とビールやワイン、良好な治安、是非もう一度訪れたい国の一つです。

次にローマ大学工学部に Felli 教授を訪ねました。ここはコロッセオに近く、回りにローマ時代の遺跡が散在し、開発が制約されるため、大型の実験装置は郊外の ENEA (エネルギー変換公団) 研究センターに移されている様です。週に2回、学生達と車で60分程の研究センターに通う事は、昼休みを大切にしているイタリア人にとってかなり苦痛な様です。Felli 先生は陽気で人なつこい少壮教授で、吸収式冷凍サイクルや熱媒体の熱力学的特性、ソーラーボンドやソーラーコレクター、フィン付管の減湿熱交換特性などの研究をしておられますが、理論的なものが多い様です。

3番目に訪れたフランスでは、パリ第7大学に Petit 博士をお尋ねすべく手紙を出したのですが、先生はパリ郊外のエネルギー工学研究所に転出しておりましたので、そちらを訪ねました。ここでは所長の Huetz 教授や Petit 博士を始め、ほとんどの方が英語を話されませんが、親切に Martin 博士を英語の通訳につけてくれました。伝熱分野では傾斜密閉流体層の自由対流、希薄気体の熱伝達、気流中の落下液滴の熱・物質伝達、ガスふく射の波長特性などの実験が活発に行われており、ジェットエンジンやタービンが気軽に学生教育に供されているのが印象に残っております。

離日直前、空力熱力学研究所の Bernard 所長から「訪仏したら是非寄る様に」とのお招きを頂いておりましたので、日を改めてパリ郊外の同研究所を訪れました。ここは所長以下英語の話せる方が多く、分散系混相流の研究が活発です。特に伝熱関係では、電界中の帯電液滴の運動と蒸発、波形冷却面による湿り空気の熱・物質伝達、ガラス粒子懸濁水や土壌の凍結、液体中の非混合液滴の運動に及ぼすマランゴニ効果などが研究されていました。両研究所とも日本人研究者の訪問は極く稀の様で、大変好意的に遇して頂きました。特に空力熱力学研究所では、長老の Lasek 博士ほか諸先生方がギリシャ料理で歓待して下さいました。Lasek 博士はモンバルナスの御自宅にまで招いて下さり、恐縮した次第です。

6月3日空路ロンドンに渡り、Queen Mary College (略称QMC)の機械工学科に暫く滞在しました。QMCはロンドン大学4番目の規模で5学部を有し、工学部は土木・電気&電子・航空・材料・機械・原子力の6学科からなっています。QMCについては東大の棚沢先生が既に紹介しておられますので(機械学会誌、85-768、昭57、1312頁)詳細は略しますが、機械科には学科主任の Woods 教授のほか、熱関係では乱流自由対流の Cheesewright 博士、熱物性の Cooper 先生が居られ、Reader の Rose 博士は水平円管の凝縮熱伝達に及ぼす蒸気速度や不凝縮ガスの影響、鉛直面凝縮の滴状—膜状遷移、フィン付管の凝縮などを研究しています。Rose 先生には筆者の受け入れから guest flat や他大学訪問の手配まで大変お世話になりました。

また Imperial College に Spalding 教授を訪ね、多目的計算プログラムの PHOENICS について解説を頂き、混相流の数値解析について Pun 博士と活発な議論を交し、上海生れの Ma 博士とは胸襟を開いた話合いが出来ました。実験室では二重円管内の非定常自由対流と水柱内気泡群の挙動が観測されていました。

7月4日早朝、家内からの国際電話で抜山四郎先生逝去の訃報に接し、わが国の伝熱研究において一つの時代が終った事を感じました。遙かロンドンから先生の御霊安きをお祈り申し上げ、家内に告別式への代参を頼むと共に、御遺族にお悔みの手紙を差上げました。

7月14日、米国へ渡り、ロスのエアリサーチ社を訪れました。ここには熱交換器や宇宙航空関係の研究所が9つあり、2時間ほど双方の研究を即席で紹介し合ったのち、航空機用コンパクト熱交とセラミック熱交の実験装置を重点に見学しました。空気サイクルの膨張タービンから気中の水分が氷粒となって噴出する様は見応えがあります。研究の重点は純粋な伝熱問題より熱交換器の信頼性、特に振動問題や耐食性に移りつつある様です。

7月17日、無事帰国しましたが、EC諸国が太平洋側の日米とは別の学界を持ち、かなり研究が活発な事、悠然としたフランスの研究姿勢にその底力を見た事、独仏英ではLDVとon-line

計測システムが積極的に導入されている事など、特に印象に残っております。また今回の欧米出張では東大の棚沢先生や富士重工の宇佐見部長を始め、内外の多数の方々から心温る御芳情を頂きました。篤く御礼申し上げます。

ホログラフィ干渉法による物質移動の可視化

東京工業大学 柏木 孝夫、黒崎 晏夫

§ 1. まえがき

最近、エネルギー利用の多様化に伴ない、熱工学の分野も単に熱移動を取り扱うだけでなく、物質移動や化学反応など種々の影響を考慮に入れなければ解決できない問題が多くなってきた。しかし、数値解析の進展とともに、かなり複雑な現象に対しても、数値的に情報が得られるようになってきている。

一方、現象を直接観察する点では、最近のレーザ応用技術の著しい発展により、実際の輸送機構がどのようなになっているかを実験的に観察できる流体計測技術の開発も活発に行われている。流体計測では、流れを可視化し、対象としている現象の物理的な意味を把握しつつ、定量的な測定を可能にすることが重要であることから、レーザによる干渉計測が優れた手法の一つに挙げられている。特に、レーザホログラフィ干渉法は、すでに各種工業計測に広く利用され、実用性に富んだ技術であることは周知であり、今後益々その重要性を増してゆくことは間違いない。

本稿では、ホログラフィ干渉法の特長について概説した後、最近、筆者らが行っている溶液中への蒸気吸収による物質拡散過程の可視化実験の話題を中心に、^{(1)~(3)}このホログラフィ干渉法が物質伝達を伴う過程に導入されて成果を挙げている背景やその現状について紹介する。⁽⁴⁾⁽⁵⁾

§ 2. なぜホログラフィ干渉法が実用性に富んでいるのか？

ホログラフィの代表的な特徴の一つは、物体からある時間に発生した信号波面（散乱性物体の場合には反射散乱光、透過性物体では透過光をさす）と、参照波面とを干渉させ、その干渉縞を超微粒子乾板に記録（これをホログラムという）させておけば、任意の時間に、その信号波面と同じ性質を持つ波面を、参照波面の回折光として再生できることである。この特徴を利用すると、異った時間における同一物体からの信号波面の干渉測定が可能となる。すなわち、与えられた波面のある時間における状態を記録しておき、時間が経過して波面に変化が生じた時、その波面を、先に記録しておいた波面の再生したものと干渉させれば、二つの波面間の変化のみを干渉縞として観察することができる。⁽⁶⁾

従来の干渉法では、鏡面や光学ガラスを使用しない限り測定が不可能であったが、ホログラフィ干渉法では、粗面の場合や通常のガラス容器内の現象に対しても干渉測定が可能となるため、模倣的な実験装置ではなく、実際に対象にしている物体に対して計測ができるという大きな利点

がある。これが実用性に富んでいる最大の理由である。

そのため、従来では光学的補償光路の調整が極端に困難とされていた溶液水槽内の干渉測定も容易となり、その中で生じている物質移動や熱移動による位相変調のみを干渉縞の形で明瞭に観察することができる。また、物質表面での昇華や液膜からの蒸発のように、物質伝達により生じた表面形状の変化を、等高線に対応する干渉縞として可視化できるだけでなく、局所物質伝達率を分布として高精度で計測することも可能となる。このように、物質伝達の分野も、ホログラフィ干渉法の導入により、新しい知見を得ることができるようになったといえる。

§ 3. 物質伝達率の分布測定への応用

物質伝達の実験では、例えばナフタリンで被覆した模型を気流内にさらして昇華させる場合のように、表面上にできる局所的な変形や凹み量から局所物質伝達率を測定することが多い。変形が微小の場合、従来まではその変位量を高精度で測定することは困難とされていた。しかし、ホ

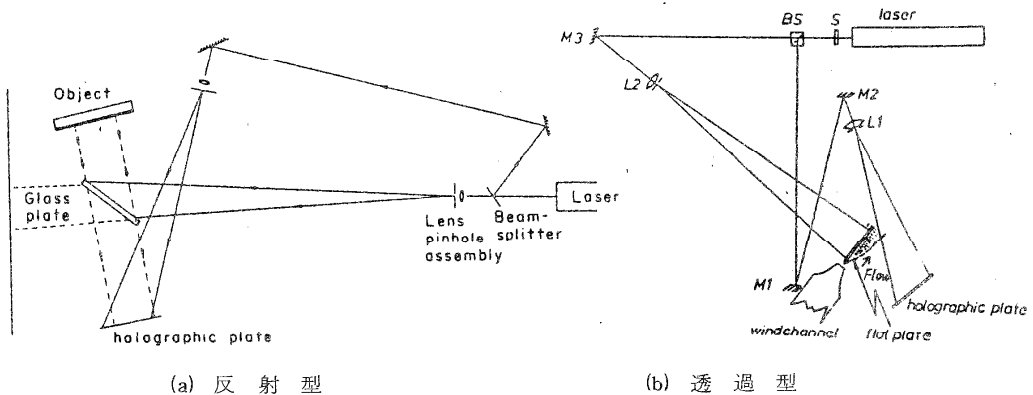


図1 ホログラフィ干渉法の基本光学系

ログラフィ干渉法を利用すれば、粗面干渉が可能のため、原理的にはこの微小変形を、変形前後で表面の光学的特性に相関がある範囲内で精度良く測定できるはずである。

物体表面形状の変位量を、ホログラフィ干渉法により測定する場合、ナフタリンのような不透明な物質では、図1(a)のように反射型の光学系を利用するが、透明な物質では、図1(b)のような透過型が有効である。いずれの場合も、物質伝達が行われる前の基準状態の波面をホログラム面上に露光しておき、ある時間経過後、物質伝達により表面が変形した状態の波面を重ねて露光する。この二重に露光したホログラムを現像・定着して再生すると、変位量に対応した干渉縞が物体表面上に観察され、物質伝達率の分布が求められる。この手法を二重露光法と呼び、実験も容易で、得られる干渉縞のコントラストも高く定常現象では非常に有効である。

Kapurらは、1974年、物質伝達過程に初めてホログラフィ干渉法を導入して実験を行った。彼らが最初に行った実験では、平板上に1mm程度のナフタリンをコーティングして強制対流中に置き、図1(a)の光学系により、二重露光法でナフタリン表面上の変位量測定を試みた。しかし、干渉縞2本程度までしか明瞭な干渉縞を得ることはできなかった。変位量が大きくなると、ナフタリンのような多結晶体では、物質伝達過程の前後で表面構造に相関がなくなってしまう。その結果、全くランダムな二つの波面間の干渉となり、観察されるはずの干渉縞がスペckルパターンと見分けがつかなくなったためである。そこで、彼らは、物質伝達過程で表面構造が変化しないような方法を考案した⁽⁴⁾。平板上にシリコン(Si)ゴムをコーティングし、そのゴムにサルチル酸エチル($C_6H_5COOC_2H_5$)をしみ込ませて飽和させると、ゴム厚は約15%程膨張する。この平板を気流中に置くと、揮発性のあるサルチル酸エチルはSiゴム表面で物質伝達を生じ、その結果、Siゴム中に残有しているサルチル酸エチルの量に比例してSiゴム厚さが変化する。表面構造は変形前後で変化がないため、表面の変位量を二重露光法で干渉測定を行うことができ、得られた干渉縞より物質伝達率が計算される。しかし、この手法では、物質伝達率の小さい領域から大きい領域に、Siゴム内部でサルチル酸エチルの拡散が起こり、測定精度を上げることができないという弱点がある。

最近になって、Grosse-Wildeらは、上記のようなモデル実験ではなく、ナフタリンと同じように実際に昇華性のある物体で物質伝達実験を行った⁽⁵⁾。すでに述べたように、ナフタリンのような多結晶構造の物質は干渉測定に不適であるため、彼らは、光学的に等方性で透明度が良い昇華性物質について検討を行った結果、無色透明で立方体構造の結晶をもつカンフェン($C_{10}H_{16}$)が全ての条件を満足する物質であることを見出した。スリガラス板上に0.5~1mmの厚さでカン

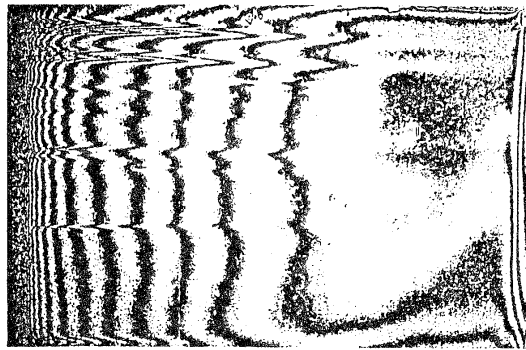


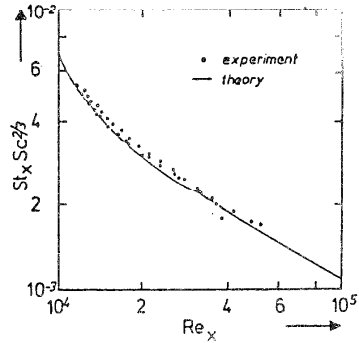
図2 カンフェンをコーティングした平板上の強制対流物質伝達に対して得られた干渉縞(二重露光法:物質伝達時間20秒)

フェンをコーティングし、強制対流中で物質伝達実験を行い、カンフェンの厚さの変化を図1(b)の透過型二重露光法により求めた。図2は流れに平行に置いた場合に得られた干渉縞の一例を示し、図3は、この干渉縞次数より計算された物質伝達率を理論値と比較したものである。良い一致が示されている。図4は、流れ方向に対して 2° の迎え角を持たせた場合であり、周期的な縦渦の存在によりカンフェン表面が波状に変形している様子が干渉縞の形状に明瞭に示されており、興味深い写真である。

§ 4. 溶液中での物質
拡散過程の可視化

(1)~(3)

最近、廃熱や太陽熱が利用できる吸収式ヒートポンプが注目されているが、この性能は吸収器内の冷媒蒸気吸収能力に大きく影響される。しかし、この吸収器内での現象は、吸収溶液内へ冷媒蒸気が吸収される際に放出される潜熱や希釈熱などの熱拡散に加えて、物質移動に伴う濃度拡散もが共存する複雑な



St_x:局所スタントン数 Sc:シュミレット数
Re_x:局所レイノルズ数
図3 干渉縞より計算された物質伝達率と理論値との比較

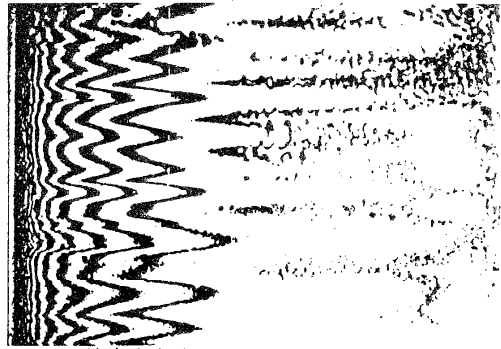


図4 流れに対し傾き角をもった平板上の強制対流物質伝達に対して得られた干渉縞

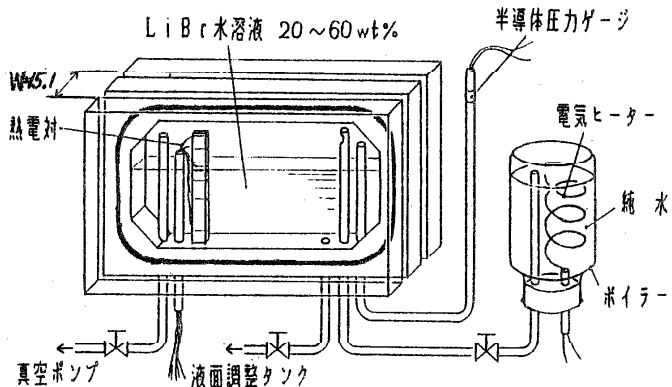


図5 吸収試験部

過程であり、その詳細な機構に関しては、適当な計測手段もなく、ほとんど解明されていない。そこで、筆者は、ホログラフィ実時間干渉法を利用すれば、この吸収過程における熱と物質移動の様子を干渉縞の形で光学的に観察でき、その機構の特徴を明らかにできると考えた。さらに、吸収

溶液の濃度分布を非接触・非定常で定量的に測定できるため、総合的な物質拡散係数の推定も可能となるはずである。冷媒/吸収溶液の組合せは、現在、冷凍機等で広く実用化されている水/LiBr 水溶液とし、吸収形態としては、最も基本的と考えられる静止溶液内への一次元吸収・拡散過程をとり上げた。

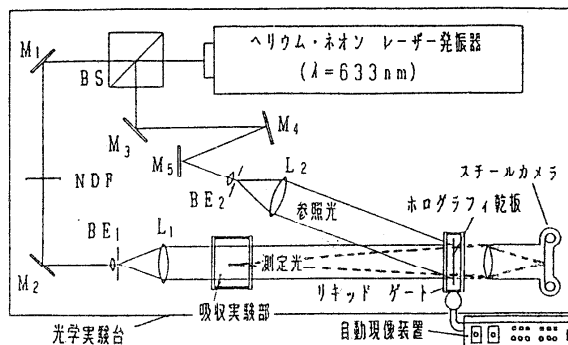


図6 吸収機構の解明に利用されたホログラフィ実時間干渉法の光学系

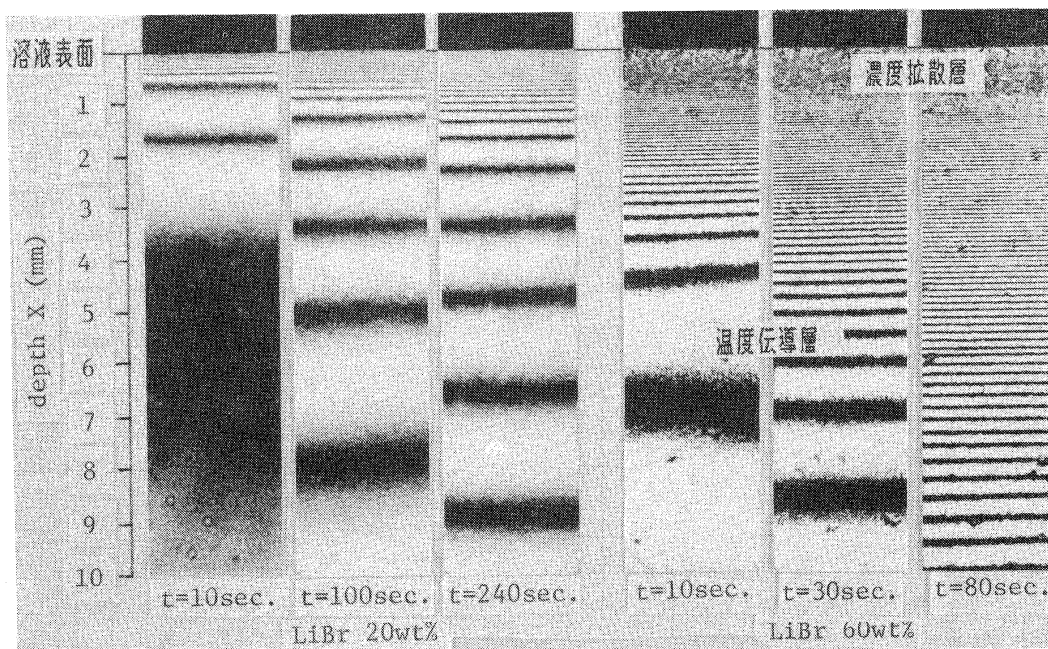


図7 得られた実時間干渉縞の代表例

4.1 実験装置の概要と実験方法

実験に使用した吸収試験部の概略を図5に示す。この試験容器は、光学測定ができるように両側面にアクリル板（ホログラフィ干渉法では光学ガラスの必要はない）がOリングを介して取り付けられており、図6に示されるホログラフィ実時間干渉系内に設置される。実時間干渉法では、試験部に吸収がない基準状態の波面をホログラムに記録し、このホログラムをリキッドゲートにより露光時と同じ位置で現像・定着を行うと常に基準状態に相当した波面が再生される。そのため、試験部内で蒸気吸収により生じる位相変調を干渉縞パターンとして観察でき、非定常計測には必要不可欠の手法である。

実験方法としては、吸収容器内を、冷媒である水の室温における飽和蒸気圧にまで減圧し、ボイル内のヒータにより気化した水蒸気を吸収容器内のLiBr水溶液表面上に導くと吸収が開始する。吸収された水蒸気は液化し、溶液表面から下方へと拡散してゆく。この際、溶液内には物質拡散だけでなく、熱拡散も共存する場となる。この共存した過程を干渉縞の移動として観察し、この様子をホログラム後方に設置したモータ駆動のカメラで撮影する。得られた干渉縞次数から溶液内の屈折率分布が計算されるが、この屈折率は温度と濃度の関数であるため、温度分布は別途熱電対により計測する。

4.2 熱及び物質拡散過程の干渉縞写真

ホログラフィ実時間干渉法により得られた干渉縞の写真の一例として、図7に、LiBr水溶液の重量濃度が20wt%と60wt%の場合を示す。時間 t は、吸収開始からの経過時間であり、 x は溶液表面からの深さである。

全写真で、干渉縞の分布が溶液表面に平行にかつ乱れることなく移動していることから、熱及び物質（濃度）拡散が、深さ方向に一次的に進行し、対流も生じていないことがわかる。本実験装置では、干渉縞1本あたり、温度変化で約0.1K、濃度変化で約0.005wt%に相当する。そのため、ルイス数 Le （=物質拡散係数 D_s と温度伝播係数 a_s の比）が1より小さい場合には、濃度拡散層内に観察される

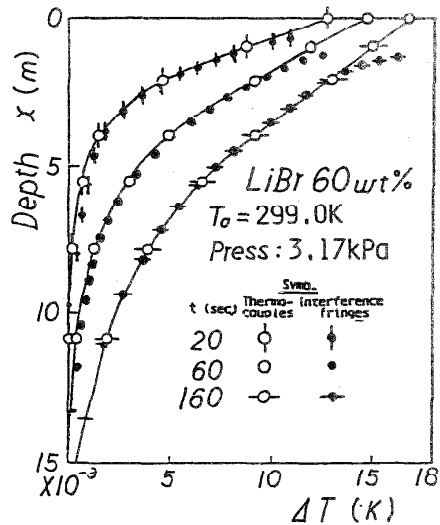


図8 深さ方向の温度分布（熱電対と干渉縞による結果との比較）

干渉縞の間隔は、温度伝播層の場合に比べ、非常に狭くなると考えられる。図7の写真より、表面から下方へ非常に狭い間隔で干渉縞が存在する薄い層と、この層の下端よりさらに下方へと伸びる比較的広い間隔の干渉縞からなる厚い層の存在が明瞭に観察される。前者が濃度拡散層、前者を含む後者が温度伝播層に相当し、干渉縞の分布状態から、これらの厚さの概略値を知ることができる。60wt%の場合には、表面近傍の干渉縞が余りにも細かく、写真では判別できないが、ネガフィルムを讀取り顕微鏡で拡大すると、干渉縞の存在を認識できる。

ここで、濃度拡散層の厚さをより精度良く求めるために、熱電対より得られた温度分布との比較を行ってみる。図8は、60wt%に対して測定された熱電対による温度分布と、深さ方向 x に濃度変化がないと仮定して干渉縞次数から温度分布を計算した結果とを比較したものである。表面近傍を除いて両者は良く一致し、熱電対による値からずれてきた x の値が濃度拡散層の下縁に

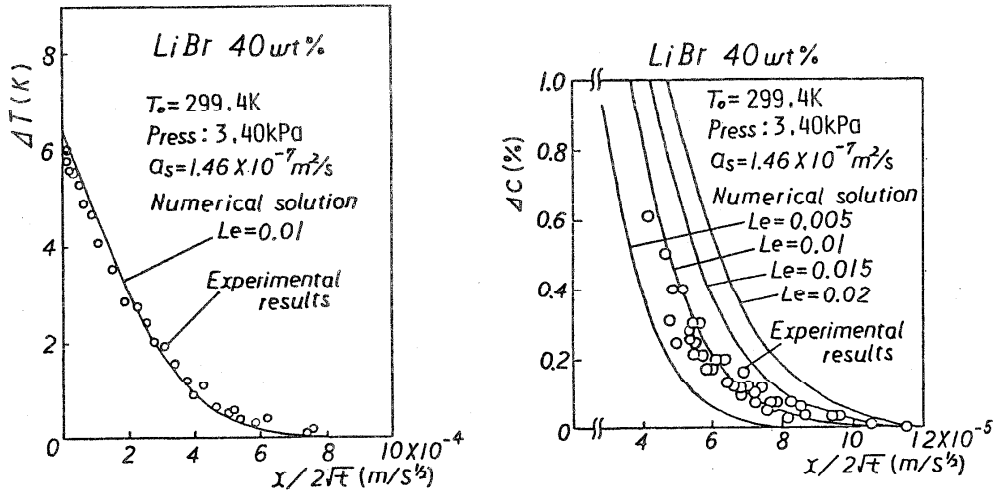


図9 温度分布と濃度分布の再整理
(理論値との比較から L_c 数の推定)

相当する点であり、この点は干渉縞の分布状態とも良く一致する。いずれにしても、溶液内の物質拡散速度は、非常に遅く、LiBr水溶液中での吸収過程は、物質拡散律則であることが干渉縞による可視化で明らかにされている。

4.3 物質拡散係数(ルイス数)の推定

さて、ここで物質移動に伴う濃度拡散層内の濃度分布を求めてみる。筆者らは、温度調節装置内蔵の屈折計により、LiBr水溶液の濃度と屈折率の関係を、温度をパラメータにして求めてあるため、干渉縞より計算される屈折率と、熱電対より測定される温度とを代入すれば濃度が計

算できる。熱及び物質移動が一次元の拡散現象に近似できる場合、温度と濃度分布は誤差関数に近くなり、得られた結果を $x/2\sqrt{t}$ なる変数で整理すると、一本の曲線上にまとめられる可能性がある。

図9は、40wt% に対して得られた温度分布 ΔT (初期の一樣温度 T_0 との差) と濃度分布 ΔC (初期の一樣濃度 C_0 との差) とを $x/2\sqrt{t}$ で整理した結果である。図中の実線は、熱及び物質拡散の方程式を、溶液表面が飽和の条件でルイス数 Le をパラメータとして解いた理論解である。40wt% の実験点は、 $Le=0.01$ の理論解とほぼ一致している。

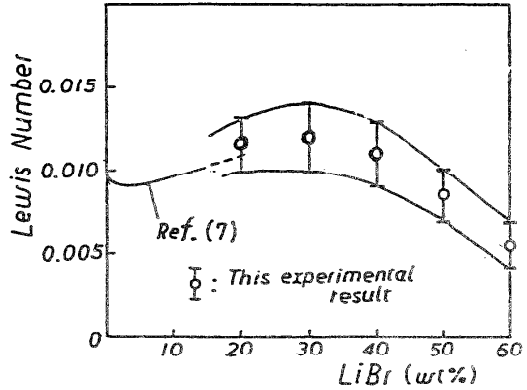


図10 Le数の濃度による変化

同様に、20wt%~60wt%までの実験データを整理し、理論解との比較から Le 数

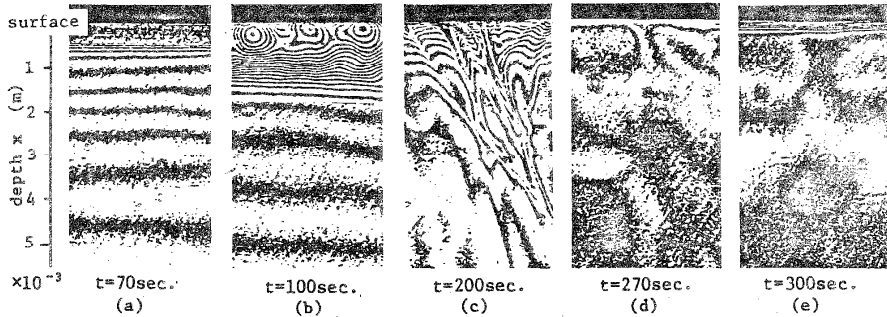


図11 不凝縮ガスの混入(約5wt%の空気)により、観察された周期的な吸収現象の代表的な過程の干渉縞(LiBr 40wt%の場合)⁽¹⁾

を推定した結果を図10に示す。希薄濃度に対する実線は従来与えられていた値である⁽⁷⁾ この図から濃度の増大と共に、物質拡散係数が急激に低下することが明らかとなる。これは、濃度の増加につれ、分子間力が強くなり拡散を妨げるためであると考えられる。

4.4 不凝縮性ガスが吸収機構へ及ぼす影響の観察

吸収器内に空気のような不凝縮性ガスが存在すると、著しく効率を低下させる。そこで、吸収試験部内に微量の空気を混入して同様の実験を行った結果、周期的に吸収が生ずるといふ非常に興味ある現象が観察された。

図11は、この周期的な吸収現象における代表的な過程を示したものである。図11(a)は、吸

取開始70秒後であり、図7の場合とほぼ同様な干渉縞パターンであるが、空気が混入しているため、吸収量は極端に減少する。この状態は、溶液表面で水蒸気のみが吸収されているため、時間の経過と共に溶液表面上で徐々に空気分圧が高くなっていく。そして、吸収能力が極端に低下してしまうと、(b)のように、溶液表面の濃度拡散層内にベナールセルのような渦対流が観察される。この渦対流は、レーリー対流とマランゴニ対流とが共存したものであると考えられるが、今後より詳細な検討が必要であろう。この渦対流は、(c)のように溶液内を発達してゆき、濃度拡散層を破壊するため、最終的には、(d)のように溶液内全域を均様な濃度にする。この間に溶液表面付近の空気層は上方に、水蒸気は下方に拡散してくるため、(e)のように、また水蒸気の吸収が始まる。

このように、空気のような不凝縮性ガスの混入は、吸収過程に思いもかけない現象を引き起こすことがあり、今後不凝縮性ガスに関するより詳細な研究が望まれる。

§ 5. むすび

以上述べてきたように、物質伝達の分野でホログラフィ干渉法が演じる役割りは、①昇華や蒸発などによる物質移動で生じた対象物体表面の形状変位を干渉計測し、物質伝達率を求める。②気体や液体中に異種物質が移動している様子を直接干渉縞で可視化し、その濃度分布を測定する——に大別される。しかし、本稿での例からもわかるように、物質移動が存在する過程では、必ずと言ってよい程熱移動も共存する。最近では、2波長ホログラフィ干渉法を利用して、温度と濃度分布の双方を、光学的情報により同時に計測しようとする動きもある。すでに、この手法は、熱と物質伝達が共存するソフタリン円柱まわりの流れや、⁽⁸⁾ 燃焼工学の分野⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾で成果を挙げているが、現状では、気体を対象にした場合のみ適用されており、液体内への応用は今後の課題として残されている。

参考文献

- (1) Kashiwagi, T. et. al ; Proc. XVI th Int. Congress of Refrigeration, Volume B1, 184, (1983)
- (2) 柏木 他3名 ; 第20回日本伝熱シンポジウム論文集 292 (1983)
- (3) 柏木 他4名 ; 日本冷凍協会学術講演会論文集 25 (1983)
- (4) Kapur, D.N. & Macleod, N. ; Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 17, 1151 (1974)
- (5) Grosse-Wilde, H. & Uhlenbusch, J. ; Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 21, 677 (1978)
- (6) 例えば、辻内 ; 機誌 Vol. 70, 1658 (1967)
- (7) Stokes, R.H. ; J. Ame. Chem. Soc. Vol. 73, 2243 (1950)

- (8) Mayinger , F. & Panknin , W. ; Combustion Measurement (R. Goulard Ed.), Academic Press , New York , P 270 (1976)
- (9) Mutoh , N. , et. al ; Seventeenth Symp. (Int.) on Combustion , 1183 (1979)
- (10) Kashiwagi , T et al ; Nineteenth Symp. (Int.) on Combustion , 1511 (1982)

日射量の測定と傾斜面日射量の算定法

(北見工業大学) 金山公夫・馬場 弘

1. まえがき

太陽エネルギーの熱工学的利用における基礎データとして、その地点の正確な日射量の値が必要となる。そのために、北見工業大学機械工学科熱工学研究室では、研究室屋上に各種の日射計を設置して、昭和53年から日射量の実測を行っている。日射量の実測値がなく日照時間のみの場合、日照時間から水平面全天日射量の算定をする方法もある。⁽²⁾

太陽集熱器を用いて太陽エネルギーを集熱する際に、傾斜した集熱面へ入射する日射量、すなわち傾斜面日射量を何らかの方法で求めなければならない。ここで扱う傾斜面日射量は、①集熱器受光面と同じ傾斜角で設置した日射計で得られる傾斜面日射量の实測値、②水平面全天日射量及び直達日射量の实測値から得られる計算値、③Berlageの式を適用して水平面全天日射量から得られる計算値及び、④吉田らの式を適用して日照時間から得られる推定値等がある。

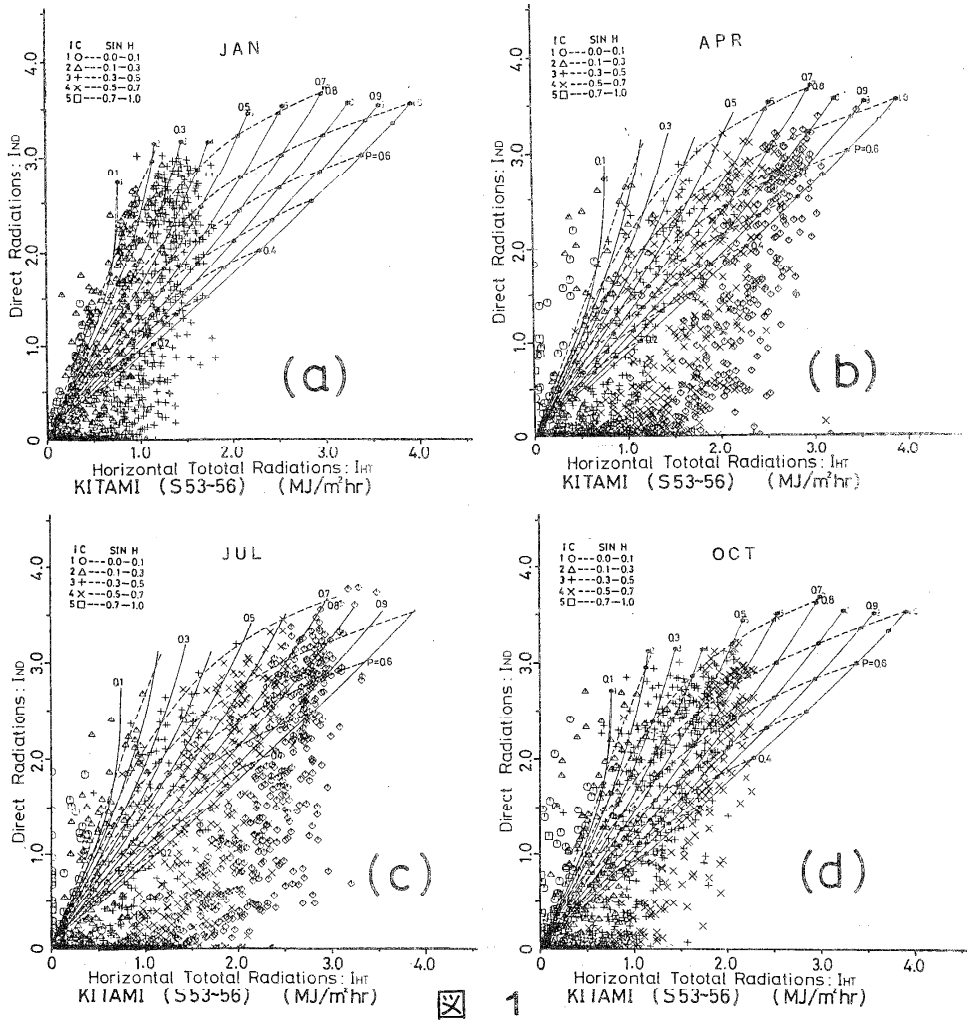
①の方法は、直接的に得られる実測値のゆえに、最も信頼できる値であるが、集熱器の傾斜角が異なる場合は個々の集熱器に日射計を取付けなければならない。②は二種類の日射量実測値から得られる計算値で、その次に確実な値であるが、水平面全天日射量及び直達日射量の实測値が入手できるのは極く限られた場合しかない。③は水平面全天日射量の实測値しかない場合に用いる便法である。それにはBerlageの式を用いて日射の直散分離を行うが、その際に天空が等輝度散乱と仮定しているため、快晴またはうす曇りの天候以外にはあまり合わない。④は吉田ら⁽²⁾が多くの気象データの統計的処理を行って日射量と日照時間の相関性を明らかにしているが、著者ら⁽⁴⁾⁽⁷⁾はそれを発展させて傾斜面日射量の月平均値を算出しようとする方法である。日照時間の測定は多くの気象官署で行っているため、全国くまなく日射量の月平均値が得られ、またそれを全国地図にプロットして日射量マップ⁽⁵⁾も作成されている。これらの手法を用いて、任意の地点における任意の傾斜角及び方位角の傾斜面日射量が算出され、また一定の集熱期間に対する受光面日射量を最大にする最適傾斜角度⁽⁷⁾を算出することもできることになる。以下に、日射量測定値の整理と傾斜面日射量の算出方法及び結果を述べる。

2. 日射量の測定と結果の整理

北見工業大学機械工学科熱工学研究室では、昭和53年から水平面全天日射量、法線面直達日射量及び60°傾斜面日射量の測定を継続して行ない、それぞれ1時間毎の測定値を得ている。水

平面全天日射量から傾斜面日射量を算出するには、直散分離を行う必要があり、その事は全日射量と平達日射量の実測値の間に何らかの相関を見出すことに相当する。そのような観点で測定値をまとめると次の様になる⁽⁶⁾⁽⁸⁾。

図1(a)~(d)は昭和53年から昭和56年までの4年間の水平面全天日射量と法線面直達日射量の1時間値を各月毎にプロットしたものである。図中の実線と破線はBerlageの式から求められた水平面全天日射量と法線面直達日射量の関係を示したもので、実線は太陽高度をパラメータに、



☒ 1

破線は大気の透過率をパラメータにとって示してある。この結果、各月の水平面全天日射量と法線面直達日射量の1時間値の間にはあまりよい相関性は認められず、各月の各太陽高度(ICで示す。)に関して、測定値はBerlageの式(実線)にあまり一致しないことがわかる。これを1月間値として見た場合は、図2(a),(b)に示すように水平面全天日射量と法線面直達日射量との間には、明らかな相関関係(相関係数は0.82~0.93)が見られる。

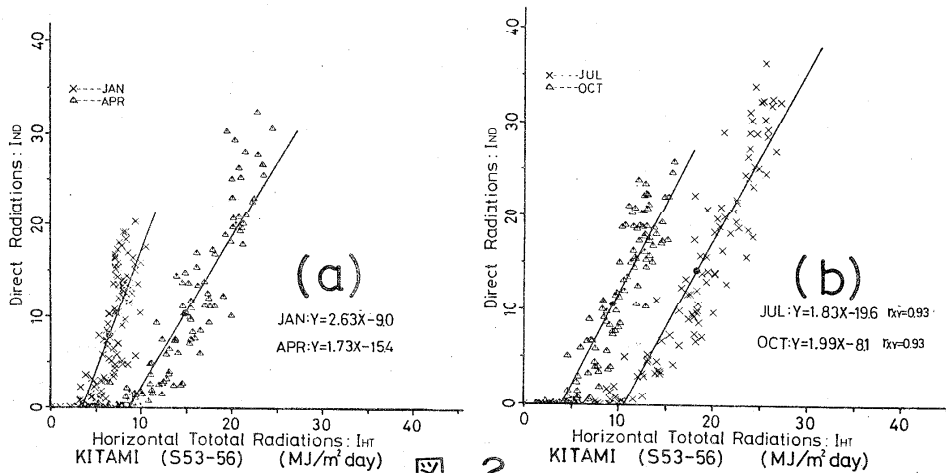


図 2

つぎに、図3及び図4に昭和53年から昭和57年までの5年間の水平面全天日射量及び60°傾斜面日射量の実測値を月間値として実線で示す。図中には後述するように種々の方法で算出された日射量も並記されている⁽⁹⁾。

3. 日射量の算出

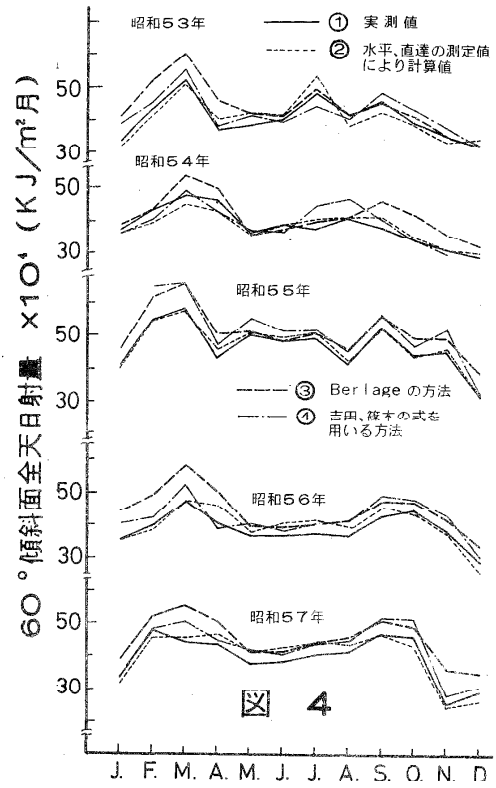
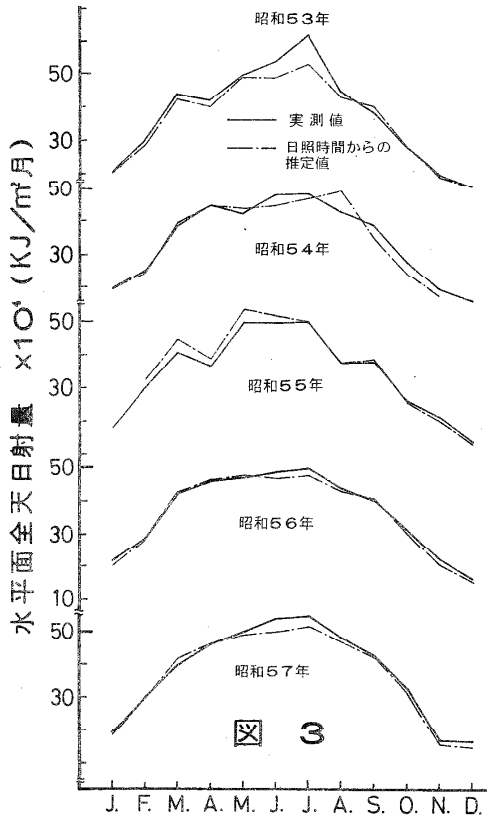
3.1 水平面全天日射量及び法線面直達日射量から傾斜面日射量を算出する方法

いま、集熱器傾斜面の傾斜角と方位角、太陽の高度と方位角及び傾斜面と太陽との角度関係を図5に示す。

傾斜面日射量 I_{IT} (KJ/m^2h) は水平面全天日射量 I_{HT} と法線面日射量 I_{ND} より次式で示される。

$$I_{IT} = I_{ND} \cos i + I_s (1 + \cos \theta) / 2 + \rho I_{HT} (1 - \cos \theta) / 2 \quad (1)$$

ここで、 i ; 傾斜面に入射する太陽光の入射角〔°〕、 h ; 太陽高度〔°〕、 I_s ; 散乱日射量(= $I_{HT} - I_{ND} / \sin h = I_{HT} - I_{HD}$)、 I_{HD} ; 水平面直達日射量、 θ ; 傾斜面の傾斜角〔°〕、 ρ ; 地面(雪面)の反射率である。



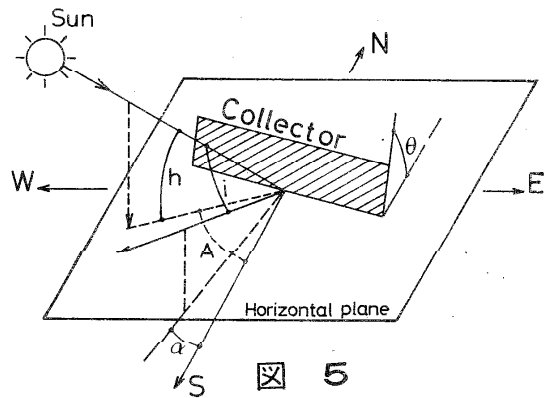
太陽高度 h は

$$\sin h = \sin \phi \cdot \sin \delta + \cos \phi \cdot \cos \delta \cdot \cos t \quad (2)$$

傾斜面への日射の入射角 i は

$$\cos i = \sin h \cdot \cos \theta + \cos h \cdot \sin \theta \cdot \cos(A - \alpha) \quad (3)$$

ただし、 ϕ ; 緯度 [°]、 δ ;
赤緯 [°]、 t ; 時角 [°]、
 α ; 傾斜面の方位角 [°]、 A ;
太陽方位角 [°] である。



3.2 Berlageの式を適用して水平面全日射量から傾斜面日射量を算出する方法

天空の光の散乱をRayleighの等輝度散乱と仮定すると、散乱日射量 I_s はBerlageの式から

$$I_s = I_{DP} \frac{1/\sinh(1-P/\sinh)}{\{2(1-1.4 \ln P)\}} \\ = I_{DR} (1-R) / \{2(1-1.4 \sinh \cdot \ln R)\} \quad (4)$$

となる。ここで、 I_D ；太陽定数(≐5023 KJ/m²h)、 P ；大気の透過率、 $R = P^{1/\sinh} = I_{ND}/I_D$ である。

水平面全日射量 I_{HT} が既知であれば、式(4)で求められた散乱日射量 I_s を式(1)に代入することにより、傾斜面日射量 I_{IT} が算出される。

3.3 日照時間等から傾斜面日射量を算出する方法

吉田ら⁽²⁾によれば、水平面全日射量の月平均値 \bar{I}_{HT} は、各月の日照時間、雲量及び雪面反射成分によって次式で計算される。

$$\bar{I}_{HT} / \bar{I}_{HO} = 0.146 + 0.534 n/N + 0.036 \sinh_{15} + 0.047 G_{10} \quad (5)$$

ここで、 \bar{I}_{HO} ；大気圏外の水平面全日射量の月平均値〔KJ/m²月〕、 n ；日照時間〔h〕、 N ；日照時間〔h〕、 h_{15} ；各月15日の南中時太陽高度〔°〕、 G_{10} ；10cm以上の積雪指数をあらわす。

また、水平面直達日射量の月平均値を \bar{I}_{HD} 、散乱日射量の月平均値を \bar{I}_s とすると、 \bar{I}_{HT} 、 \bar{I}_{HD} 及び \bar{I}_s の間には次の関係式が成立する⁽³⁾。

$$\bar{I}_{HT} = \bar{K}_T \cdot \bar{I}_{HD}、\bar{I}_s = \bar{K} \cdot \bar{I}_{HT}、\bar{I}_{HD} = (1-\bar{K}) \cdot \bar{I}_{HT} \quad (6)$$

ただし、 \bar{K}_T ；月平均晴天指数、 \bar{K} ；月平均散乱比で、 \bar{K} は次のような気象量の関数である。

$$\bar{K} = \begin{cases} 0.921 - 0.171 \bar{K}_T - 0.852 n/N, & (\text{雲量データがない場合}) \\ 1.215 - 2.175 \bar{K}_T + 0.909 \bar{K}_T^2 + 0.528 C_i, & (\bar{K}_T \leq 0.48) \\ 1.402 - 3.207 \bar{K}_T + 2.224 \bar{K}_T^2 + 0.528 C_i, & (\bar{K}_T > 0.48) \end{cases} \quad (7)$$

ここで、 C_i ；うす雲指数(=n/N + Cd - 1)、Cd；雲量を示す。

つぎに、著者ら⁽⁴⁾⁽⁷⁾は日射量の1時間値は一定と仮定し、これら日射量の月平均値を日照時間で割った値

$$I_{nd} = (\bar{I}_{hd}/N) \sinh、I_s = (\bar{I}_s/N)、I_{HT} = (\bar{I}_{HT}/N) \quad (8)$$

を求めておき、式(1)に代入し、次式に従って積分することにより第j日の1日当りの傾斜面日射量が計算した。

$$\int_{t_j^1}^{t_j^2} (I_{IT})_j \cdot dt_j = \frac{\bar{I}_{HD}}{N} \int_{t_j^1}^{t_j^2} (\cos i / \sinh)_j \cdot dt_j + \frac{\bar{I}_s}{N} \int_{t_j^1}^{t_j^2} [(1 + \cos \theta) / 2] dt_j$$

$$+ \frac{\overline{I_{HT}}}{N} \int_{t_{j-1}}^{t_j} \rho \left(\frac{1 - \cos \theta}{2} \right) dt_j \quad (9)$$

ここで、 t_1 ；日の出の時角、 t_2 ；日没の時角、 t'_1 ；傾斜面 (θ 、 α) に日射が当り始める時角、 t'_2 ；傾斜面から日射が陰る時角で、これらは式(2)及び(3)において $\sin h = 0$ 、及び $\cos i = 0$ とおいて求められる。

1 月間の傾斜面総日射量 Q_{IT} (KJ/m^2 月) は式(9)を次式に代入して算出される。

$$Q_{IT} = \int_{t_{1.1}}^{t_{1.2}} [I_{IT}]_1 dt_1 + \int_{t_{2.1}}^{t_{2.2}} [I_{IT}]_2 dt_2 + \dots = \sum_{j=1}^m \int_{t_{j.1}}^{t_{j.2}} [I_{IT}]_j dt_j \quad (10)$$

ただし、 m ；1 月の日数である。

4. 計算値と実測値の比較⁽⁶⁾⁽⁹⁾

4.1 水平面全天日射量

図3の一点鎖線は、昭和46年から昭和54年までの9年間の北見気象通報所の気象データ⁽¹⁾ (日照時間、雲量、積雪日数) から、式(5)を用いて計算した推定値を示している。実測値と比較すると両者は全般に良く一致する。両者の差が最も大きいのは昭和53年7月で、実測値が推定値より14%大きい。なお、昭和54年12月と55年1月は日照時間のデータがなく、水平面全天日射量の推定値を得ることができなかった。

4.2 60° 傾斜面日射量

図4の折線②、③及び④は、60° 傾斜面日射量の計算値を示しており、それぞれ②は水平面全天日射量と法線面直達日射量の実測値を式(1)に代入して求めた値、③は水平面全天日射量の実測値と Berlage の式を適用した式(4)を式(1)に代入して求めた値及び④は日照時間などの気象データから式(10)から求めた値である。60° 傾斜面日射量の実測値①との比較をすると、日射量の各計算値は大体一致し、①と②の差は最大13%、①と③の差及び①と④の差はそれぞれ最大20%に達するが、年間の平均誤差は5~10%以下になる。すなわち、60° 傾斜面日射量の実測値を基準にした場合、②の計算値はその誤差が5%程度で実測値に最も近く、③の計算値及び④の推定値はそれぞれ10%程度の誤差を含むことを前提として、いずれも実用に供されるものと考えられる。

5. むすび

以上、過去5年間の北見工業大学における日射量測定値と、気象データをもとにして得られた傾斜面日射量の計算値と実測値の比較を行って割合良い一致が認められた。

太陽集熱器の屋外での性能試験など、精度の高い傾斜面日射量を必要とする場合は、現地で集熱器と同じ傾斜角に設置された日射計による実測値を用いなければならないが、ソーラーシステ

△の月間及び年間の集熱量計算や熱収支のシミュレーション計算を行う場合には、本報告で述べた傾斜面日射量の計算値を用いることができる。さらに、各市町村の単位で広い地域を対象とする様な大まかな傾斜面日射量で良い場合は、水平面全天日射量及び直達日射量を等高線で表わした日射量マップ⁽⁵⁾ができていますので、これを用いて日本各地の傾斜面日射量を容易に求めることもできる⁽⁹⁾。この方法は3.3項の日照時間から傾斜面日射量を求める方法と基本的には同じで、一種の図式解法と見なすことができる。

これら傾斜面日射量の算出法については系統的に整理し、別な機会に詳細を発表したいと考えている。

参考文献

- (1) 日本気象協会北海道本部；北海道気象月報、昭和46年1月～昭和54年12月
- (2) 日本気象協会；昭和51年度サンシャイン計画委託調査研究成果報告書、太陽エネルギーシステムの研究（気象調査）、（1977）P. 23
- (3) 吉田作松・篠木誓一；日本人陽エネルギー学会第6回講演論文集（1980）P. 9
- (4) 金山公夫・馬場弘；第18回日本伝熱シンポジウム講演論文集（1981-6）P. 28
- (5) 吉田作松・篠木誓一；太陽エネルギー、vol17、No2（1981）P. 50 及びvol17、No3（1981）P. 37
- (6) 馬場弘・金山公夫；第19回日本伝熱シンポジウム講演論文集（1982-5）P. 292
- (7) 金山公夫・馬場弘；太陽エネルギー、vol18、No2（1982）P. 13
- (8) 馬場弘・金山公夫；日本人陽エネルギー学会第8回研究発表会講演論文集（1982-11）P. 77
- (9) 馬場弘・金山公夫；第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集（1983-6）P. 424

磁場下の液体金属の自然対流熱伝達

岐 美 格 (京都大学)

1. まえがき

磁場下の液体金属の流動と熱伝達に関する研究は、MHD発電の作動特性、トカマクのブランケットや慣性核融合炉の冷却などに関連して重要である。

自然対流熱伝達の研究は、伝熱工学の基本的な研究課題で、プール沸騰熱伝達を解明するためにも必要なものである。解析上は、連続の式、Navier-Stokesの式、エネルギー式に加えて、Maxwellの方程式を全て連立して解かれるべきものである。昨年のノーベル物理学賞受賞者であるChandrasekharの大著“Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability”[1]には、磁場下の自然対流の開始について詳細な解析がある。Nakagawa[2][3]は水銀を用いて実験を行い、自然対

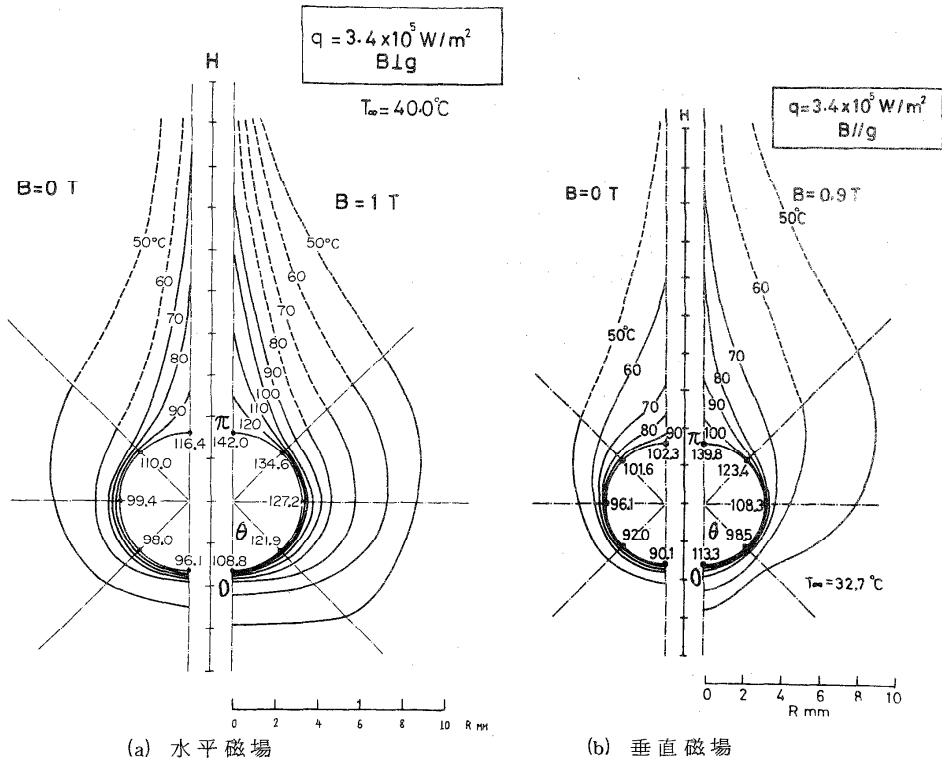


図 1 液温分布 (水銀)

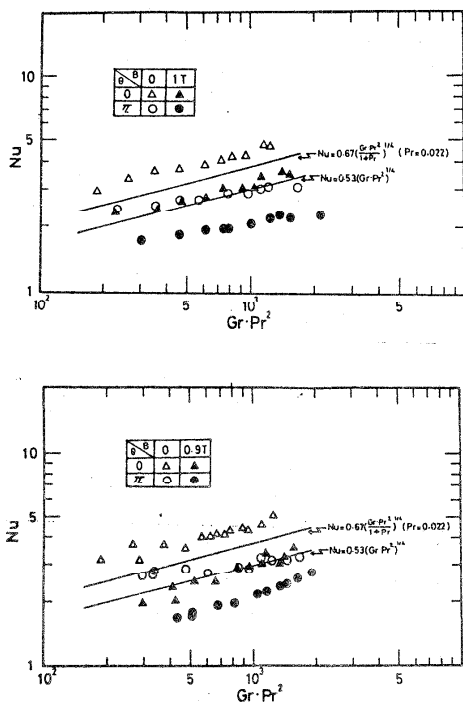


図2 Nu 対 $GrPr^2$ の関係 (水銀)

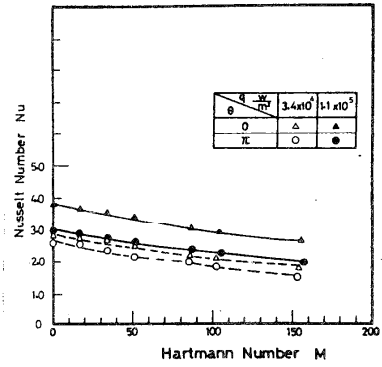
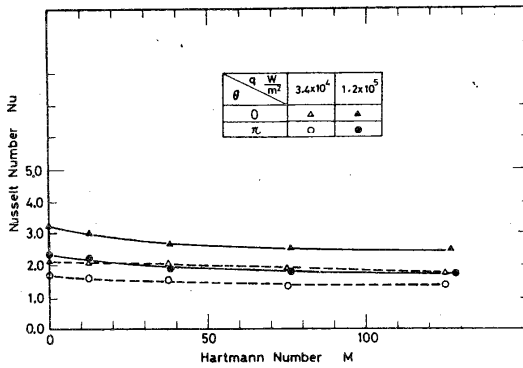
の水平円柱伝熱面の実験、Seki ら [12] による垂直磁場下の垂直平板伝熱面の実験がある。Nak については Fumizawa [13] による水平磁場下の二平板間の実験があり、カリウムについては竹中ら [14] による水平円柱伝熱面の実験がある。Dunn [15] は [9] ~ [11] の実験値を整理する式を提案しており、磁束密度が増すとともに熱伝達率が低下することを示している。他方 [13]、[14] では、比較的低い磁束密度で自然対流が不安定となり、温度変動が観察され、平均熱伝達率は磁場がない場合より大きくなることが報告されている。Miyazaki ら [16] もカリウムを用いた垂直二重管内の沸騰実験を行った際の非沸騰時に同様の現象を観察している。以下に著者の研究室における実験結果を紹介する。

2. 水平及び垂直磁場下の水平円柱伝熱面の水銀自然対流熱伝達

図1(a)、(b)は、水平 ($B \perp g$) 及び垂直 ($B \parallel g$) 磁場下の水平円柱伝熱面まわりの水銀の温度分布を測定したものである [11]。発熱体は直径 6.5ϕ 、有効加熱長 39 mm のシースヒータであり、容器の寸法は磁場の向きによって異なり、水平磁場には断面 $45 \times 340 \text{ mm}^2$ 、高さ 350 mm 、垂直磁場には $190 \times 290 \text{ mm}^2$ 、高さ 125 mm の SUS 製直方体を用いた。水銀の自由液面上には水

流の開始条件及びその近傍での熱伝達について解析との比較をしている。垂直平板伝熱面の磁場下の自然対流熱伝達は Lykoudis [4] と Sparrow & Cess [5] によって初めて解析された。これらの結果は Romig [6] により解説されている。垂直な二平板間の磁場下の自然対流熱伝達については、Cramer [7] や他の研究者らの解析があり、相原 [8] の解説がある。神澤 [17] は境界層理論によって、水平円柱伝熱面における磁場下の自然対流熱伝達を解析した。

一方、実験的研究は、著者の知る限りでは少なく、前記の Nakagawa の水銀での実験のほか、水銀を流体としたものでは、Malcolm [9] と Lykoudis & Dunn [10] の水平磁場下で細線を用いた実験、Michiyoshi ら [11] による水平及び垂直磁場下で



を張って冷却する。いずれの磁場下でも、磁場を印加しないときにくらべて伝熱面温度（円内に数値を示してある）が高くなり、温度境界層が厚くなっていることがわかる。

図 2(a), (b)に各々の磁場下で、最大磁束密度を印加した場合の Nu 数を、 $GrPr^2$ に対して、水平円柱最下端 ($\theta = 0$) と最上端 ($\theta = \pi$) について示す。無次元数の代表長さは円柱の

図 3 Nu 対 M の関係 (水銀)

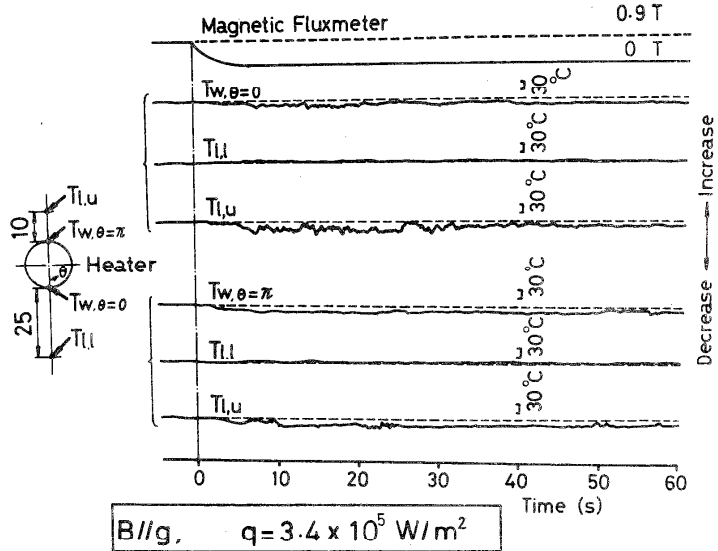


図 4 急に磁石の電源を切ったときの温度変化 (水銀)

直径とし、温度差は、伝熱面の温度と円柱面下方 2.5 mm の液温の差がとってある。液体金属のような Pr 数の低い流体に対しては、 $GrPr^2$ で整理するのが有効である。いずれの磁場下でも局所熱伝達率が低下しており、また磁場を印加しない場合と同様に、Nu 数は $GrPr^2$ のほぼ $\frac{1}{4}$ 乗に比例している。

図 3(a), (b)は各々の磁場下での Nu 数とハルトマン数 M (代表長さは円柱の直径をとった) の関係について示したものである。M 数の 2 乗は、電磁力と粘性力の比をあらわす。いずれの磁場下

でもNu数はM数の増加とともに単調に減少しており、磁束密度を増すとともに局所熱伝達率が低下することがわかる。またNu数の減少の割合は、M数が大きいほど小さくなる。

図4は、急に磁石の電源を切った場合の伝熱面温度 ($T_{w\pi}$ 、 T_{w0}) と液温 ($T_{l\pi}$ 、 T_{l1}) のレコーダチャート図である。ただし垂直磁場の場合であり、熱流束は一定に保たれている。磁場が印加されているときは、各温度はゆらいでいないが、磁場を切ると微小な変動が見られるようになる。そして磁場によって抑制されていた流れが解放されるために熱伝達が良好になり、伝熱面温度は低下する。なお T_{l1} はほとんど変化しない。

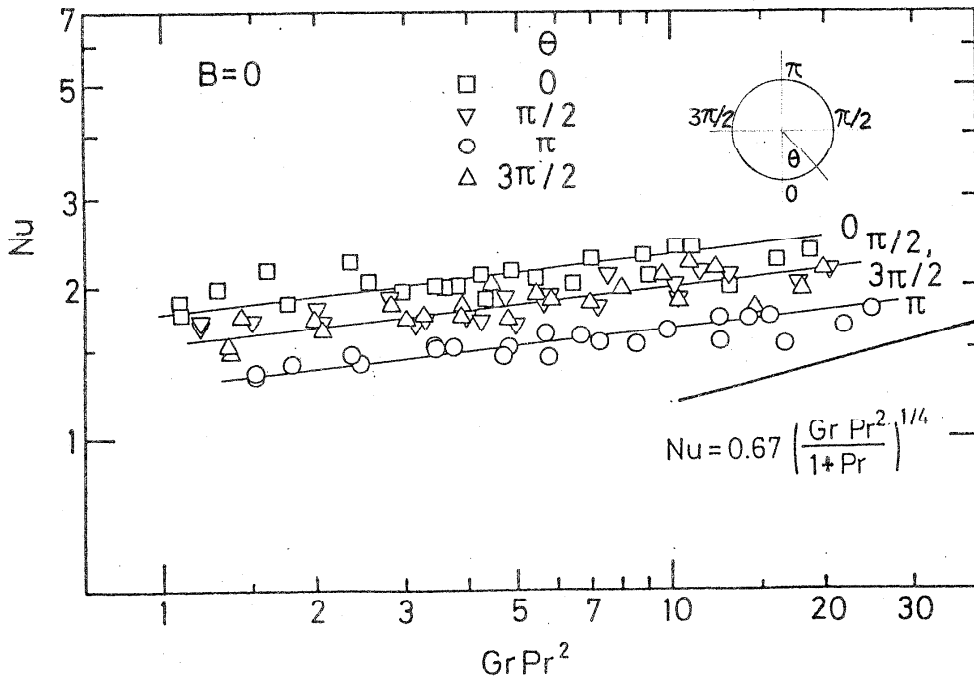


図5 カリウムの自然対流熱伝達 ($B=0$)

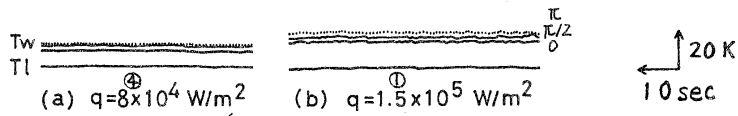


図6 温度変動、 $B=0$ 、 $L=50\text{ mm}$ (カリウム)

3. 水平磁場下の水平円柱伝熱面のカリウム自然対流熱伝達

カリウムについて、水平磁場下の水銀の実験と同様な装置を用いて実験を行った [14]。発熱

体は直径7.8φ、有効加熱長50mmの水平円柱ヒータである。容器は、断面48×134mm、高さ184mmのSUS製直方体である。伝熱面温度 T_w は水平円柱最上端($\theta = \pi$)、側部($\theta = \pi/2, 3\pi/2$)、及び最下端($\theta = 0$)の4ヶ所で測定し、液温 T_l は円柱下面下方20mmの点で測定した。カリウムの液位は、円柱上面より上方に10mmと50mmに変えて実験した。カリウムの自由液面の上部にはカバーガスとしてヘリウムがあり、一定の圧力に保って冷却する。

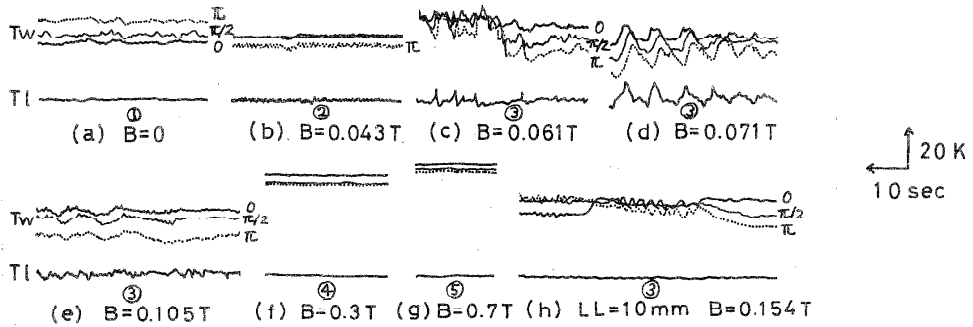


図7 温度変動、 $q = 4 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ (カリウム)
(a)~(g) LL=50mm、(h) LL=10mm

図5に、磁場を印加しない場合の熱伝達を、各角度について、Nu数と Gr Pr^2 の関係によって示す。無次元数の代表長さは円柱の直径をとり、温度差は各伝熱面温度と円柱下面下方20mmの液温との差をとる。熱伝達は $\theta = 0$ が最も良好で、これは水銀の場合と同様であるが、傾きは $1/4$ より小さい(水銀の場合と Gr Pr^2 の範囲が違ふことに注意されたい)。これはカリウムの熱伝導の効果が大きいためである。Borishanskyは種々の流体を用いて水平円柱伝熱面の自然対流熱伝達の実験を行い、Gr数が 10^8 を超えると乱流になるとしているが、本実験ではGr数は最大 10^6 程度であるので、層流状態であろうと考えられる。

図6は、磁場を印加しない場合の伝熱面温度と液温の変動を示すレコーダチャート図である。熱流束 $q = 8 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ では温度変動は見られないが、 $q = 1.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ では微小な変動が観測される。層流状態ではあろうが、上昇流に伴う容器内の流れの変化に起因するものと思われる。

磁場を印加すると様々な温度変動が観測され、その再現性があることから、温度変動のパターンの分類を行った。温度変動の例として、図7(a)~(g)に、 $q = 4 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ 、液位LL=50mmの場合について磁束密度を0から0.7Tまで変化させて得られた結果を示す。磁場を印加しない場合は(a)に示すように伝熱面温度に変動が見られ、その変動は、図6の場合より q が大きいので、

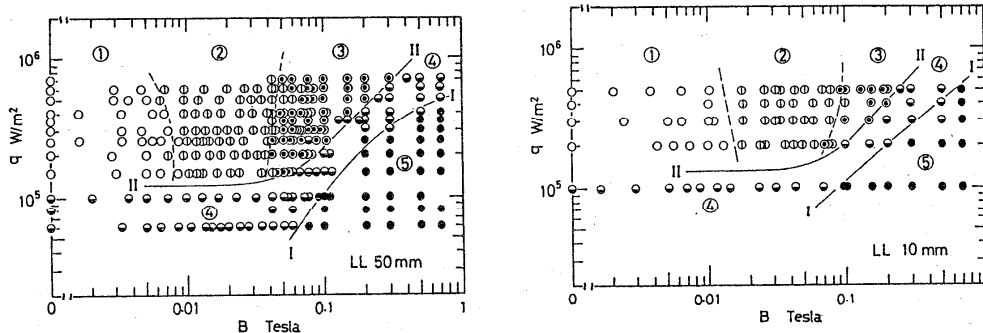


図8 温度変動パターン分類マップ(カリウム)

大きくなっている。なお伝熱面温度は $T_w\pi > T_w\pi/2 > T_w0$ である。磁束密度を増すと(b)に示すように、 $T_w\pi$ が最も低くなり、微小な変動が見られる。さらに磁束密度を増すと、(c)、(d)、(e)に示すような変動を生じ、 $T_w0 > T_w\pi/2 > T_w\pi$ となっている。(d)では変動が最も周期的であり、(c)と(e)はそ

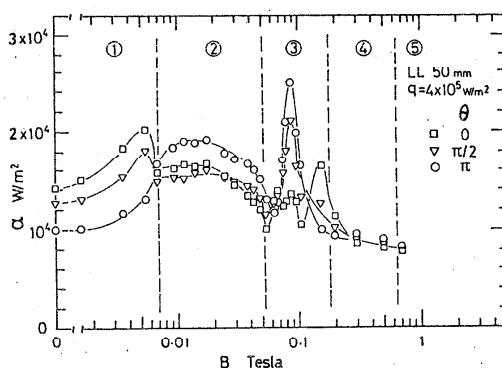


図9 局所熱伝達率と磁束密度の関係(カリウム)

$$q = 4 \times 10^5 \text{ W/m}^2, \text{ LL} = 50 \text{ mm}$$

れが乱れた状態と考えられる。さらに磁束密度を増すと、温度変動の見られない(f)や(g)の状態になる。(g)では、熱伝達率が熱伝導で計算される値とほとんど等しくなる。これは対流が磁場により完全に抑制された状態とすることができる。液位が10mmの場合には、(a)、(b)、(f)、(g)と同様の状態が観察されるが、(d)のような周期的な変動は見られず、(h)に示すような(c)や(e)に類似した状態が見られる。ところで、(f)は図6(a)に示した低熱流束で磁場がない場合に類似した状態と考えられる。以上の温度変動のパターンから、計5個の領域に分類し、図7(a)を領域①、図7(b)を領域②、図7(c)(d)(e)(h)を領域③、図6(a)と図7(f)を領域④、図7(g)を領域⑤とする。この分類を、磁束密度と熱流束を両軸にした図上にマップとして整理したものが図8(a)と(b)である。図中の④と⑤の境界線Iは自然対流の開始限界を示し、④と①、②、③の境界線IIは自然対流の安定限界を示すと考えられる。本実験体系は、限定された大きさの直方体中に水平円柱発熱体が存在するもので、液位の違いによって温度変動のパターン分類に差異が見られることは、容器内の流れの

違いを示唆するものである。しかし図 8(a)と(b)をくらべる限り、境界線 I、II は液位による影響を余り受けていないように思われる。マップによると、自然対流には境界線 II で示す安定限界があり、磁束密度が高いほど高い熱流束まで安定である。しかし不安定な状態では③の領域のように、かえって磁場によって不安定が増進され、大きな温度変動を生じる(図 7(d))ことに注意すべきである。

図 9 に磁場下の局所熱伝達率の一例を示す。実験条件は図 7(a)~(g)のそれと同じである。熱伝達率は、伝熱面温度と液温の時間平均値の差で求めてある。図 7 に対応して熱伝達率に対する磁場の影響は領域ごとに異なっており、磁束密度を増すと、領域①では単調増加、領域②では単調減少、領域③では温度変動が最も周期的になるとき(図 7(d)参照)に最大値を持ち、領域④では単調減少し、領域⑤では熱伝導で計算される値にほぼ等しい一定値となる。もちろん、 $B = 0$ より $B = 0.7$ T の熱伝達率の方が小さい。

このような磁場下での自然対流の不安定現象は、前述した水銀を用いた実験では明確に把握できなかったものであるが、どのような体系と条件で起るものか、さらに実験的研究が必要である。また境界線 I、II については、基本的な体系についての解析を行う必要がある。一方、比較的小さい磁束密度を印加した場合に、熱伝達率が増加している。このことと、磁場下での自然対流の不安定現象とはともに、容器内全体の流体の流れと磁場との相互作用を考慮して解析すべきことを示しているものと考えられる。今後、この方面の研究が進展することを望んでやまない。終りに、高橋修、竹中信幸両氏の協力に感謝する。

- (1) Chandrasekhar, S., Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford Univ. Press., 1961.
- (2) Nakagawa, Y., Phys. Fluids Vol. 3, No. 1, 1960.
- (3) Nakagawa, Y. and Goroff, I.R., Phys. Fluids, Vol. 4, No. 3, 1961.
- (4) Lykoudis, P.S., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 3, 23-34, 1961.
- (5) Sparrow, E.M. and Cess, R.D., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 3, 267-274, 1961.
- (6) Romig, M.F., Advances in Heat Transfer, Vol. 1, 1964.
- (7) Cramer, K.R., Trans. ASME, Ser. C, Vol. 85, 35-40, 1963.
- (8) 相原利雄、伝熱工学の進展、Vol. 4, 養賢堂, 1976.
- (9) Malcolm, D.G., DISA Information, Vol. 9, 27-29, 1970.
- (10) Lykoudis, P.S. and Dunn, P.F., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, 1439-1452, 1971.

- (11) Michiyoshi, I. et al., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 19, 1021-1029, 1976, Vol. 20, 582, 1977.
- (12) Seki, M., et al., Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 101, 227-232, 1979.
- (13) Fumizawa, M., J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 17, 98-105, 1980.
- (14) 竹中信幸ら、第20回伝熱シンポジウム、A313, 1983.
- (15) Dunn, P. F., ASME publication, 78-WA/HT-24, 1978.
- (16) Miyazaki, K., J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 19, 729-739, 1982.
- (17) 神澤徹、京都大学工学修士論文, 1977.

衝撃波下における膜沸騰の非定常伝熱

井上 晃（東工大）

1. 研究の目的

高温の熔融状態にある金属、塩や油等が、低沸点の液体である水や冷媒等と混合した場合に、しばしば、衝撃液を伴う爆発、いわゆる、蒸気爆発が生じる。この爆発が、いかなる機構で生じるのかは、また明らかではないが、これまでの研究で、いくつかの特徴的な現象が明らかにされている。すなわち、

- (1) 爆発は、二液体の混合直後に起こるのではなく、ある「待ち時間」の後に生じる。
- (2) Exploding Wireなどで外部的に、パルスのな衝撃波を加えることにより爆発が誘発される。
- (3) 一定の衝撃波については、系圧力を上げていくと蒸気爆発が起こりにくくなる。
- (4) 空間的に広がりをもつ大容量混合においては、衝撃波の伝播速度に相当する速さで、相互作用領域が広がるのが観察される。
- (5) 爆発が生じた場合には、必ず高温液体の微粒化（数 μ ～数10 μ の粒径）が生じている。

これらの現象のうち、(1)は、この待ち時間の間に、液-液界面が蒸気膜でへだてられた粗混合状態が作られることが必要条件であることを意味し、この状態に、(2)、(4)の外部、または内部で発生した衝撃波が到来することによって、その部分の粗混合状態に蒸気爆発が誘発されることを示している。この爆発は、非常に短い時間に高温液体から低沸点液体へ大きな熱移行を伴う爆発的沸騰現象であるがこの際の大きな熱移行は、衝撃波到来時の蒸気膜の破壊による液-液直接々触と粗混合系の急速な微粒化による伝熱面積の増大によって生じると考えられている。すなわち、衝撃波が到来時に、液-液界面で、最大どのくらいの大きな熱流束が生じるか、および、(5)のほぼ瞬時に生じる微粒化が、どんな機構で生じ得るのか（微粒化には、液体の分裂とともに移動（分散）が必要であるが、今のところ、数10 μ sで生じさせる微粒化の十分な機構が明らかではない。）また、微粒化による伝熱面積の増加割合等は、蒸気爆発の大きさを算定するのに重要である。

本研究では、この内、蒸気膜でおおわれた伝熱面に、衝撃波が到来した時、大きな熱移行を生じる蒸気膜消滅の条件とか、非定常熱伝達の割合を調べることを目的としている。しかし、実験・解析の結果から、なぜ立上りのなだらかな圧力波ではなく、衝撃波が、蒸気爆発の発生に効果があるのか、また、系圧力を上げていくと、爆発が起こりにくくなるのか明らかとなって来た。さらに、ごく短い時間で、微粒化を生じさせる機構や界面温度が低沸点液体の臨界温度を超える

時の液-液または、固-液直接々解は、どんな接触であるのかについても、一つの考えに導びかれる。

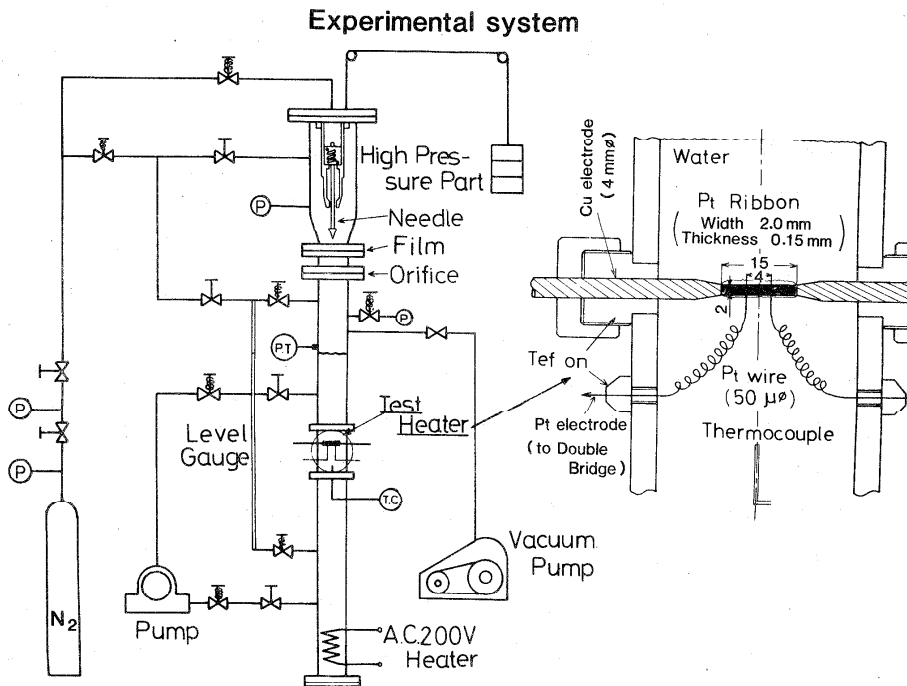


図1 実験装置とテスト部

2. 実験装置とテスト部

図1に示すような、垂直衝撃波管を用いている。高圧部は、最高圧力4MPまで加圧できる。低圧部は、全長2.3m内径約40mmで、衝撃波の反射や散乱を出来るだけ少くするように工夫されている。低圧部はテスト部の上方まで、低沸点液体で満たされており、所定の温度に保つため循環し、低圧部下方のヒーターで加熱している。しかし、テスト直前には、低圧部に接続する配管系はすべて、電磁弁で閉じられる。衝撃波の発生は、高圧部と低圧部境界のマイラー膜をガス圧作動の撃針で破ることによって行われるが衝撃波の立上り速度の影響（厳密には、衝撃波に近い圧力波と呼ぶべきである。）を調べるため、マイラー膜部の下方には、オリフィスが設置できる。圧力測定は、低圧部に沿って、管内面と受感面をあわせて、数カ所設置された、ピエゾ圧力変検器で行われる。テスト部は前後に観察用の窓をもっており、この中央に図中に示すような膜沸騰を作る加熱体が、水平方向にとりつけられている。加熱体は、幅2mm有効加熱長15mmで厚

さ 0.15 mm の白金製リボンで、衝撃波の伝播方向に平行に向けられ両端は、銅電極に固定されている。有効加熱部の中央部の温度が均一な約 4 mm の区間の両側に 50 μmφ の白金細線が熔接され、ダブルブリッジ法による抵抗と電流の測定より熱入力および加熱体の温度変化がわかり、これから、熱流束が算出される。

実験条件は、

加熱体初期温度 $T_{m0} = 200 \sim 800^\circ\text{C}$

低圧部初期圧力 $P_I = 0.05 \sim 0.2 \text{ MPa}$

加熱体上方液径 $L = 1 \text{ cm} \sim 3.8 \text{ cm}$

衝撃波の強度 $\Delta P = 0.1 \sim 1.5 \text{ MPa}$

衝撃波の立上り時定数 $T = 100 \mu\text{s} \sim 7.5 \text{ ms}$

液体は、水で、初期サブクール度は、5 °C に一定に保たれた。

加熱体上方液柱は、衝撃波到来時に、加熱体まわりの液体の慣性項に關係して重要なパラメータの一つである。

3. 解析

図 2 に、解析のモデル図が示される。図は、水平方向に置かれ、膜沸騰している白金

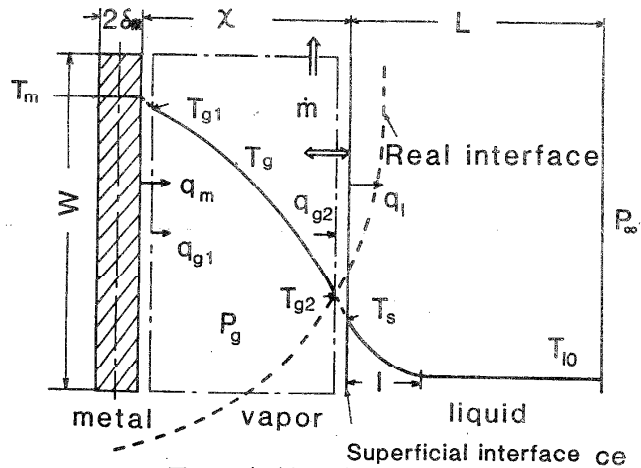


図 2 解析モデル

リボンの片側断面近傍の温度 T 、熱流束 δ および質量流束 m の様子を示している。実際の気液界面は、点線で示されるが、蒸気膜が白金加熱体の幅 W に対して、薄いことを考慮して、熱伝達については、一次元として考え W にわたって、平均した蒸気膜厚さ α を考える。しかし、 W は、本実験では 2 mm で十分長くはないので、蒸気膜の上端から流出する蒸気の質量とエネルギーは考慮する必要がある。

本問題の特徴は、高速で大きな熱・物質伝達を伴う非定常相変化のため固-液および気-液界面で平衡的な取り扱いが妥当でないこと、気-液界面は、相変化と蒸気の圧縮性によって移動境界問題になることである。従って、解は数値解として得られる。解析に用いた一連の式は、ここでは省略するが、モデルの特徴を記すと、

(i) 白金加熱体内の温度分布は、肉厚が $150\ \mu\text{m}$ と薄いので、一定とした。

(ii) 固-気および気-液界面には、Gas Kinetic Theory から与えられる非平衡条件式を考慮し、その時の熱適合係数および凝縮係数は、実験結果との比較から定められた。

(iii) 蒸気層内の一次元エネルギー式は、蒸発、凝縮に伴う蒸気流と移動境界条件による困難をのぞくため、特殊な座標変換をしたあと、温度分布を座標の2次式で表わすプロフィール法を用いた。

(iv) 液体中に発達する非定常温度境界層内の温度分布にも2次式のプロフィール法を用いる。

(v) 衝撃波が通過しても、気液界面の移動は、蒸気膜の周囲の液体の慣性項に支配される。白金加熱体・幅が小さいことも考慮し2次元の移動を考慮した運動式を用いた。

これらの式に、理想気体則、

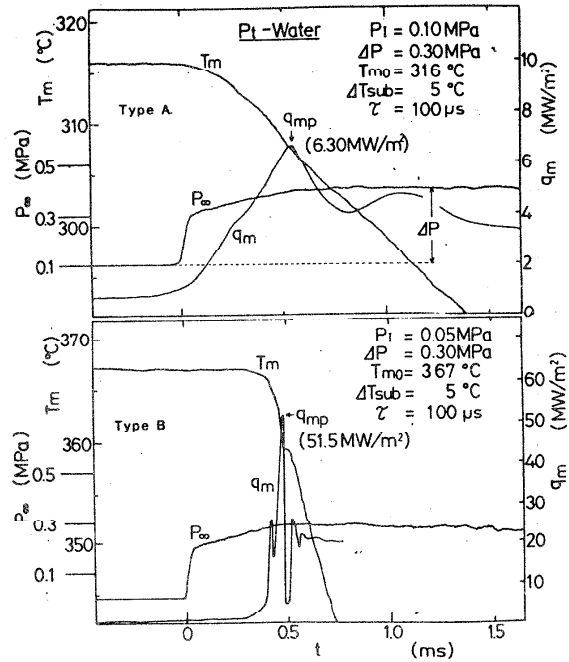


図3 代表的な時間履歴(実験)

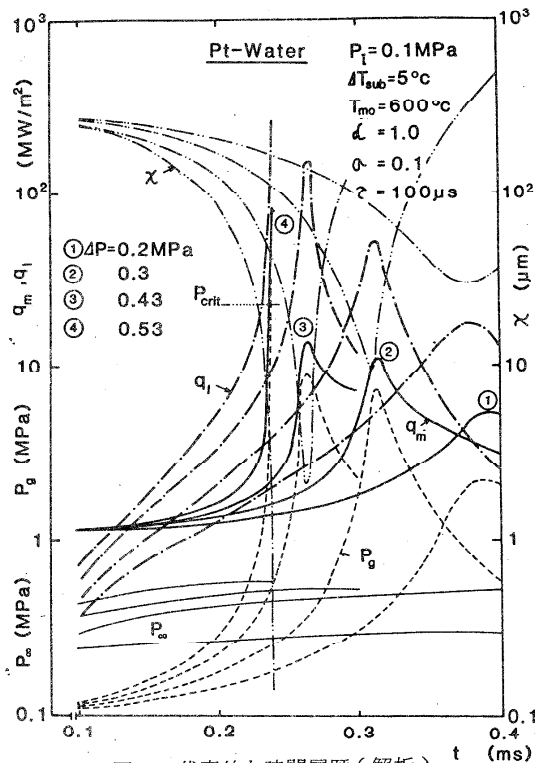


図4 代表的な時間履歴(解析)

界面液側へ飽和条件式を加え、計12コの時間微分連立常微分方程式をRunge-Kutta-Gill法で数値積分された。

4. 実験および解析の結果

(1) 各パラメータの時間履歴

図3(a)(b)は、代表的な実験結果で、衝撃波到来時の系圧力 P_{∞} 、加熱体温度 T_m およびその表面熱流束 q_m の時間履歴が示される。図中の P_I 、 T_{m0} 、 τ および L はそれぞれ、初期低圧部圧力、初期加熱体温度、衝撃波の立上り時間、および加熱体上方の液柱長さである。

(a)では、 T_m はなめらかに減少しているのに対し、(b)では、衝撃波の到達後急激に減少し、 q_m のするどいピークを示したのち、一時、断熱に近い状態が生じ、その後再び減少している。ほとんどの実験結果が(a)か(b)かの傾向を示すので、それぞれType AおよびType Bと分けた。Type Aは、衝撃波の強さ ΔP が小さく、 P_I が大きい時現われ、Type Bは、 ΔP が大きく、 P_I が小さくなると生じる。この傾向からType Bでは、蒸気膜が消滅し、固-液接触が生じた際に q_m のピークが生じ、接した液体の過熱境界層から非定常膜沸騰が成長している間、断熱に近い状態が生じると考えられる。

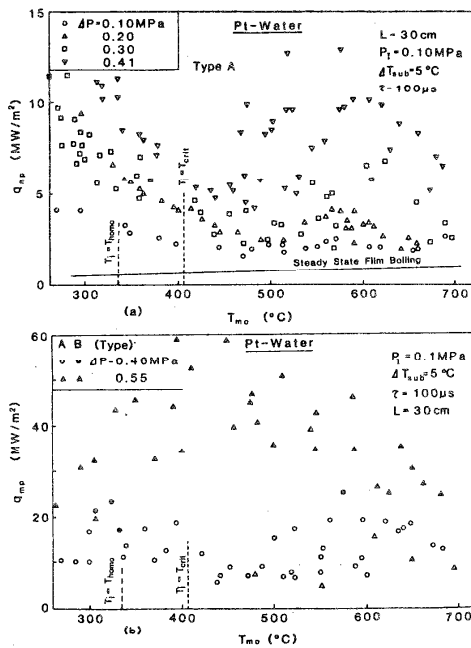


図5 ピーク熱流束と加熱体初期温度の関係

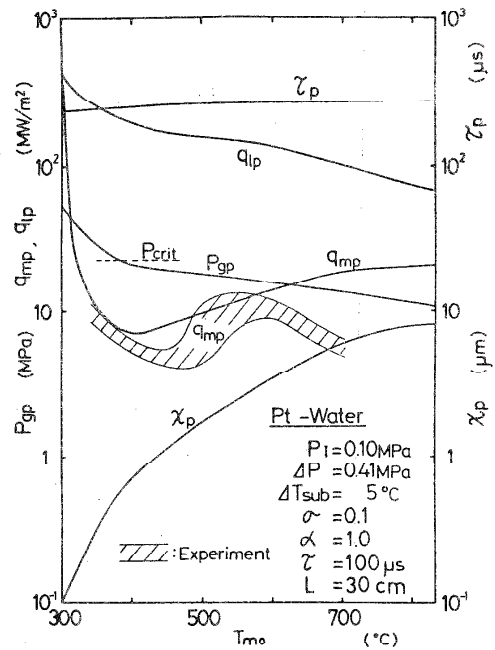


図6 ピーク値に対する加熱体初期温度の影響

図4は、図3(a)と同一条件で、 ΔP を変えた場合について、 q_m 、 P_{∞} とともに、気液界面での液体への熱流束 q_l 、蒸気膜厚さ χ および蒸気層部内圧 P_g の履歴の解析結果を示したものである。図中 α と σ は、熱適合係数および蒸発-凝縮係数である。 α の値は、 T_{mo} をわずかに変えた効果と同じで、あまり結果に影響しないが σ の値は、結果に相当影響する。 q_l と q_m の差は、蒸気の凝縮潜熱による。この条件では、 $\Delta P=0.53\text{MPa}$ までは、蒸気膜は、消滅せず χ は極小値を示した後反跳している。 χ の極小値が生じる付近で q_m 、 q_e および P_g のピークが生じる。図中の②は、図3の(a)と同じ条件であるが、 q_m のピークは、計算値が実験値よりやや大きくなっている。この原因の一つは、解析では蒸気膜厚さの均一な減少を仮定しているのに、実際には初期膜厚の不均一のために、 q_m のピークの場所的な同時性が失われるためと考えられる。 $\Delta P=0.53\text{MPa}$ では、 χ が減少し、 $\chi=0.1\mu\text{m}$ までくると、どんなに時間ステップを小さくしても計算がストップする。加熱体表面の粗さを考慮に入れると、 $\chi \leq 1\mu\text{m}$ 以下では部分的には、固-液接触が生じていると考えるべきであろう。 χ が $10\mu\text{m}$ 以下になると、蒸気膜内圧力 P_g が急激に増大し、このため蒸気膜の熱伝導率も上り、大きな熱流束が生じるが χ が $1\mu\text{m}$ 以下になると、 P_g は容易に臨界圧を超える。

(ii) ピーク熱流束 q_{mp} と加熱体初期温度 T_{mo} の関係。

蒸気爆発に関しては、衝撃波の混合部通過時間または粒径数 μm ～数 $10\mu\text{m}$ の粒子の熱的時定数のオーダーの短い時間において、如何に大きな伝熱が生じるかが重要である。従って、以後は衝撃波直後のピーク熱流束 q_{mp} について調べた。

図5(a)、(b)は、 ΔP をパラメータとして、 q_{mp} への T_{mo} の影響を示した。 ΔP が小さくType Aが生じる領域では、 $T_{mo}=400\sim 500^\circ\text{C}$ の領域に q_{mp} の極小値、 600°C 付近に極大値が生じる。 T_{mo} が、高い領域で、 q_{mp} が低トしてくるのは、蒸気膜が堅固になるためであろう。図6に $P_I=0.1\text{MPa}$ 、 $\Delta P=0.41\text{MPa}$ の場合各ピーク値の T_{mo} による変化の解析結果を示している。

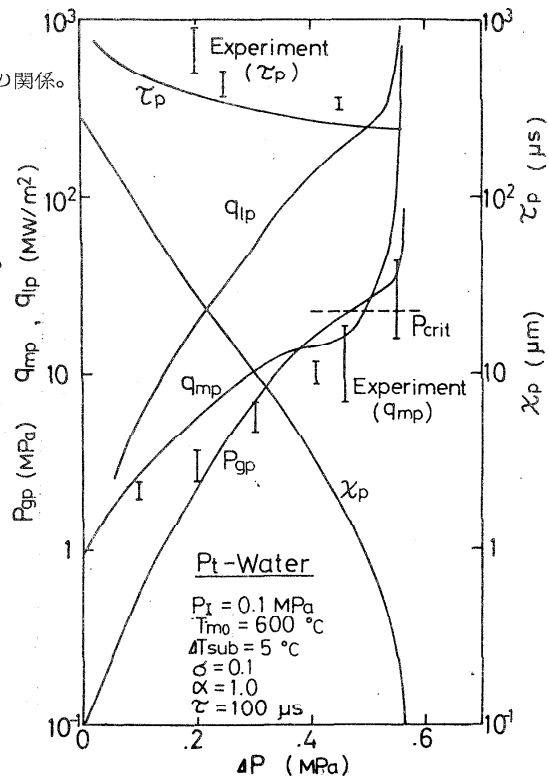


図7 衝撃波の強さの影響

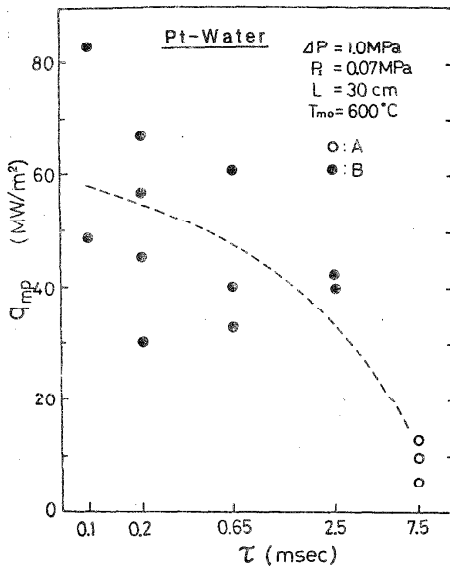


図8 ピーク熱流束への衝撃波の立上り時間の影響

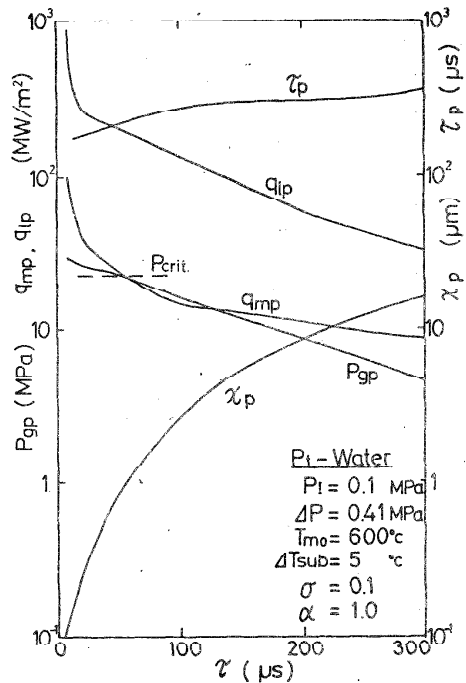


図9 衝撃波の立上り時間の影響

図中のハッチ部は、Type A の q_{mp} の実験値である。 T_{mo} による q_{mp} の傾向は次のように説明できる。 q_{mp} は近似的には、

$$q_{mp} = \lambda_g \Delta T_{sat} / \chi_p = \lambda_g (T_{mo} - T_s(P_{gp})) / \chi_p \quad (1)$$

となる。蒸気の熱伝導率 λ_g は、圧力や温度で大きく変化しないので、一定とすると、図6より、 T_{mo} が低くなるとともに、 P_{gp} の増加による T_s の増大もきいて、 ΔT_{sat} が減少する。

上式の形から、 χ_p が比較的大きい領域では ΔT_{sat} の効果で、 T_{mo} が減少すると q_{mp} が減少するが、 χ_p が $1 \mu m$ 近くまで小さくなると、 χ_p の減少の効果がまさり、 q_{mp} が大きくなる。このため q_{mp} の極小値が生じる。図5(a)中の $T_i = T_{H0m0}$ と T_{crit} は、固液接触した場合界面温度 T_i が、水の均質核形成温度と臨界温度になる T_{mo} を示しているが $T_i \leq T_{crit}$ では、部分的に固液接触が生じているかも知れない。しかし、 ΔT_{sat} が大きくないため q_{mp} も、それほど増大しない。

図5(b)のように Type B が生じる $\Delta P \geq 0.55 \text{ MPa}$ では q_{mp} の T_{mo} に関する傾向が、全く異なっており、Type A とは反対に、 $T_{mo} = 400 \sim 500^\circ C$ で、 q_{mp} が極大値をもっている。その値も、Type A に比べ数倍大きくなっている。Type B におけるピーク熱流束は、 T_{mo} および、固液接

触を生じる面積割合とともに、測定系の応答時間が $100\mu\text{s}$ ($\sim 10\text{KHZ}$)であることを考慮すると、固液接触から再び膜沸騰が生じるまでの時間によると考えられる。 T_{mo} が低くなると q_{mp} が低下するのは、 ΔT_{sat} の減少による。一方高温域で低下するのは、均質核形成によって、蒸気膜形成が起る時間が短くなるためであると考えている。

(iii) 衝撃波の特性の効果

衝撃波を $\Delta P(1 - \exp(-\frac{t}{\tau}))$ で近似し、強さ ΔP および立上り時間 τ の q_{mp} への効果を調べた。(a) ΔP について、図5(a)(b)からわかるように ΔP の増大とともにType Aでは増大していく。さらにType Bでも、増加するが、やがて $q_{\text{mp}} \sim 100\text{MW}/\text{m}^2$ 近くで飽和してくる。Type Bでも、部分固液接触から完全接触まで考えられるが、 $100\text{MW}/\text{m}^2$ は完全接触に相当する。解析結果は、図7に示すが、 $P_1 = 0.1\text{MPa}$ 、 $T_{\text{mo}} = 600^\circ\text{C}$ では、 $\Delta P = 0.55\text{MPa}$ で固液接触となる。また、 ΔP が 0.5MPa で、蒸気膜内圧力ピークは臨界圧まで容易に上昇することがわかる。

(b) τ について。図8と図9は τ を増大して行った場合の q_{mp} の関係を調べているが、

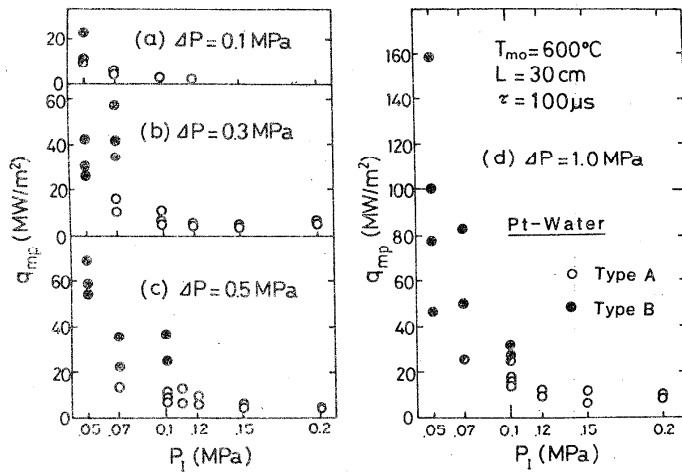


図10 ピーク熱流束と初期系圧力の関係

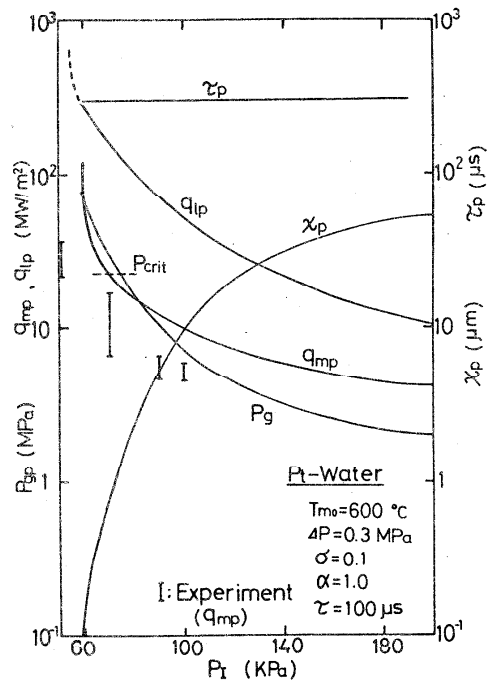


図11 初期系圧力の影響

τ が小さいほど、 q_{mp} が増大、 χ_p が減少する。蒸気膜を消滅させる効果は、 χ_p が生じる時間 τ_p までの衝撃波による力積

$$\int_0^{\tau_p} (P_{\infty} - P_g(t)) dt = \int_0^{\tau_p} \{ \Delta P (1 - \rho^{-\tau t}) - P_g(t) \} dt \quad (2)$$

に關係する。蒸気膜は薄く、図 4 からわかるように $\tau_p \sim 0.2 \sim 0.3 \text{ ms}$ であるので、この時間までの力積が大きくなる、いわゆる衝撃波が最も有効に蒸気膜の消滅に働くことになる。

(V) テスト部初期圧力 P_I の効果

図 10 は、 q_{mp} と P_I の關係の実験結果である。衝撃波下の蒸気膜消滅において、 P_I の効果が最も著しい。すなわち、Type B すなわち固液接触を生じさせるのに、 $P_I = 0.05 \text{ MPa}$ では、 $\Delta P = 0.1 \text{ MPa}$ で十分だったのに、 P_I が、わずかに増大すると、必要な ΔP は、急に大きくなり、 $P_I = 0.12 \text{ MPa}$ では、 $\Delta P = 1.0 \text{ MPa}$ の衝撃波でも、固液接触が生じなくなる。解析結果も、図 11 に示すが、 P_I とともに、 χ_p が、急激に増大し、 q_{mp} が低トしてくる。

初期に蒸気膜が保有しているエンタルピは、小さい量であるが、本研究のように過渡変化が急峻である場合には、 $(q_{1p} - q_{mp})$ で示される凝縮潜熱による熱輸送が、大きな値となる。 P_I が大きくなるにつれ、蒸気質量が増すので、この蒸気を消滅させるのは、非常に困難となる。

(V) 液体の慣性項の影響

加熱体周囲の液体は、蒸気膜消滅の際に慣性力として働く。本実験では、加熱体上方の水位 L を変えて調べ、解析では、水位の位置に自由界面をもつ水の円柱がもつ慣性項を運動方程式に仮定した。実験では $L = 2 \text{ cm}$ 、解析では、 $L = 5 \text{ cm}$ に q_{mp} の極大値を示した。慣性項が大きいと、ゆっくりした気液界面の移動が生じるため、 χ_p が生じるまでの伝熱量は大きく、蒸発量が増大する反面、反跳に要する力積も大きくなる。

この二つの効果の兼合いで、最適な液位が存在する。

(VI) 衝撃波の形状の効果

これまで検討して来た Step 関数状の衝撃波でなく、Exploding Wire を用いて、発生する半値巾が、 $100 \mu\text{s}$ のパルス状衝撃波について、実験および解析が行われた。この時、Type B になると、 ΔP を増大しても $q_{mp} \sim 50 \sim 80 \text{ MW/m}^2$ で飽和する傾向が、より明確に得られた。これらの結果は、Step 状衝撃波の結果とほぼ同じであった。すなわち、波形が変わっても、 τ_p までの力積が同じであれば、ほぼ同じ結果が得られた。

4. 考 察

衝撃波到来時の膜沸騰における非定常伝熱や蒸気膜消滅に影響を及ぼす因子として、液体の物性値を一定とすると、加熱体温度 T_{m0} 、液位 L 、衝撃波の強さ ΔP 、立上り時間および初期圧

力 P_I 等（液体の初期サブクール度は ΔP と同じ効果）がある。衝撃波到来時には蒸気膜が消滅しない場合で、 $q_{mp} \doteq 15 \sim 20 \text{ MW/m}^2$ 、また、消滅し、固-液接触が生じた場合 $q_{mp} = 60 \sim 100 \text{ MW/m}^2$ となる。定常の膜沸騰時 $q_m \doteq 1 \text{ MW/m}^2$ 程度であることを考えると非常に大きな熱流束が生じることがわかる。衝撃波面の通過直後急激な沸騰を生じさせるに基与する点では q_{mp} の数倍から 1 桁も大きい q_{lp} の方が重要である。（ $q_{lp} - q_{mp}$ ）は、蒸気膜の凝縮潜熱によるものであるが、 P_g が増加する凝縮過程では、界面につづく非定常液境界層にたくわえられ、衝撃波通過後の P_g の減少過程で、この沸騰に供される。最初に述べた蒸気爆発の特徴に関連しては、 τ と P_I の影響は、興味深い。すなわち、蒸気膜は、十分に薄いので、その中での伝熱や凝縮過程の“応答時間”は、非常に小さい。したがって、この時間に比し、十分に短い立上り時間をもつ圧力波でなければ、大きな q_{mp} 膜の消滅に効果がない。真の衝撃波が蒸気爆発の誘発に効果があるのは、このためであろう。一方、1-(3)の特徴については、初期系圧力 P_I が少し大きくなると、蒸気膜を消滅させるには、非常に大きな衝撃波が必要になることと関係している。蒸気膜が有しているエンタルピの絶対量は小さいけれども、これを、ごく短い時間で凝縮させるには、非常に大きな液体中への熱流束 q_l が必要となる。 q_l は q_m に比し、数倍から 1 桁も大きい値であるが、これにも、まだ不足である。そして、 P_I が高くなるにつれて、蒸気膜の保有するエンタルピーは、ほぼ比例して増加していく。

一方、蒸気膜厚さ χ が、 $10 \mu\text{m}$ 以下になると P_g は、急激に増大し、 χ が $1 \mu\text{m}$ 以下では、 P_g が、液体の臨界圧を容易に超える。これは図 4 の③④によると、 P_g が P_∞ を越え、蒸気膜の反発力が出てくるのは、 χ が $20 \mu\text{m}$ 以下になってからであるが、このとき、界面の速度 $d\chi/dt$ は最大に達していることを考慮するとこれから界面が $20 \mu\text{m}$ 移動する非常に短い時間以内で、反跳させるためには、(2)式からわかるように、 $(P_g - P_\infty)$ の非常に大きな値を要するためである。

これらの結果は、二つの興味ある考えに導びく。一つは、 T_{mo} が臨界温度より十分に大きい場合の固-液または、液-液接触は、超臨界圧状態における接触であると言うこと。すなわち、これまで、このような高温での接触が熱力学的に可能かと云う疑問に対する一つの回答を用意していることである。

もう一つは、初期蒸気膜厚さが場所的に不均一であることを考えると、平均の χ 値が、数 μm まで減少した時、局所的にまた時間的に P_g に大きな差違が生じてくることが起こる。これは、液-液系では、蒸気膜をはさんで、マイクロスケールの流体の混合を生じさせる原因、すなわち微粒化の主要因となっているのかも知れない。

微粒化については、これまで、衝撃波下の Taylor Instability や Stripping model が検討されて来ているが、微粒化時間や粒径を十分に説明できるモデルはない。

電子機器の冷却と伝熱研究

(日立・機研) 藤江 邦男、中山 恒

1. はじめに

今日、エレクトロニクス技術はわれわれの生活のあらゆる面に深い影響を及ぼしつつあり、新しい産業革命の担い手と目されている。すでに現状においてエレクトロニクス技術はひとり電子工学のみの問題ではなく、機械、材料、生産といった工学分野に広く根をおろした複合技術体系といえる。本稿で解説するようにとりわけ伝熱工学とは深い係り合いがあり、今後のエレクトロニクス技術の発展にとって伝熱工学が果たす役割はきわめて重要になってきている。このように重要でありながら、従来伝熱研究の対象として人さなアーマになり難かったのは次の事情による。即ち電子機器の設計は主として電子技術者によって行なわれ、伝熱については二次であり、考慮されたとしても、各種のコンポーネントの配置が決められたのちに冷却の検討が行なわれるという手順が踏まれてきた。従って伝熱の問題としては冷却流体の流れ、熱の流れが複雑な場合が多く、体系化された研究テーマになり難かった。

しかし今日では、集積回路の高密度化をはじめ各種コンポーネントの小形高性能化が推進されてきた結果、放熱密度の増大に対応する冷却技術の開発なくしては今後の電子工学の発展も考えられない状況にきている。

一方、毎年の伝熱シンポジウムでの発表題目を見ると、その内容は従来機械工学の分野に止まるものが多く、一部研究のマンネリ化が窺える。今後の伝熱研究は広い視野に立って、機械工学との境界、学際領域の伝熱課題に積極的に取り組むことが強く要望される。ここでは境界領域の問題である電子機器の冷却について、現状とその背景について解説する。

(1) 空気冷却機器の問題

空気は冷却流体として最も手軽に用いることができるので、今日でも大多数の電子機器に空気冷却が採用されている。最近の問題の背景には何といてもコンピュータが銀行をはじめ通常のオフィスに入り込むようになり、空気冷却の送風から生ずる騒音の低減が強く要求され

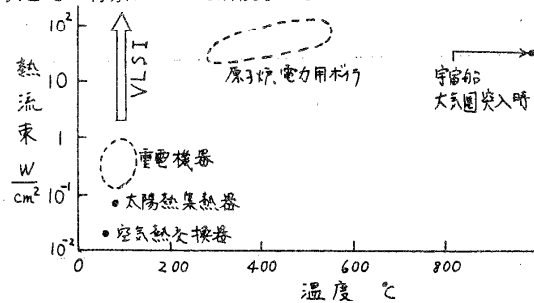


図1 VLSIチップにおける熱流束と他機器における熱流束との比較

るようになったことがあげられる。更に制御用コンピューターが工場、土木現場など環境の悪い場所に盛んに用いられるようになり、キャビネットを密閉構造にする結果、放熱が困難になってきた問題も多く見られる。

(2) 大形高速電子計算機の冷却問題

こちらの方では伝熱の問題がまさに計算機性能の制約要因の筆頭になってきたかの感がある。図1はVLSI(Very-Large-Scale-Integration、1万以上のゲートを有するチップ)表面の熱流束を他の機器に見られる熱流束と比較したものである。図からわかるように温度レベルは低いにも拘らず、熱流束のレベルは他の機器の現状値を凌ぐ勢いで増加し続けている。厄介なことに、熱交換器のような単一の伝熱機能を果たせばよい機器と異なり、計算機の冷却システムは計算機の性能、保守の容易さ、顧客の要求など多種類の要求と調和のとれたものでなくてはならない。従って必要な熱伝達率を得るための伝熱設計を行なうのはもち論であるが、伝熱以外の要因もきわめて大きな比重を占めている。

以下に上記の分類のそれぞれにおけるトピックスを紹介するが、その前にこれら機器の冷却設計の前提といったものを述べておく。

最高許容温度……電子部品の信頼性は温度が2℃増すごとに10%減少するといわれている。

用途によって多少の差はあるが、集積回路の場合の最高許容温度は通常100℃近辺あるいはそれ以上に設定されている。

温度分布の均一化……半導体部品にはそれぞれ温度特性があるので、機器内部で大きな温度差が存在するのは好ましくない。計算機の場合では温度差が15℃近傍に収まるようにしている。

2. 空気冷却機器の問題

2.1 配列された矩形体まわりの冷却流

プリント基板上に配列された集積回路パッケージは流れを規則的に乱す点で従来の粗さエレメントによる伝熱促進と似た状況を作るが、パッケージが流路断面のかなりの部分を塞ぐように存在することから流れパターンは伝熱促進で研究されてきたものとはかなり異なる。図2は矩形体であるパッケージを流れ方向に平行な2列の配列にした場合(a)、パッケージ幅の半分だけずらせて配列した場合(b)、基盤目配列とした場合(c)の流れパターンを示している。⁽¹⁾ 可視実験の目的はパッケージの配列法によって流れの中での拡散がどの程度促進するかを見ることにあった。その結果、流れの乱れのスケールが流路幅によって規制されてしまい、大きな拡散は生じず、従って例えば図2(a)の場合ではパッケージ列の領域を通る空気の温度は上昇し続けるのに、冷却に寄与

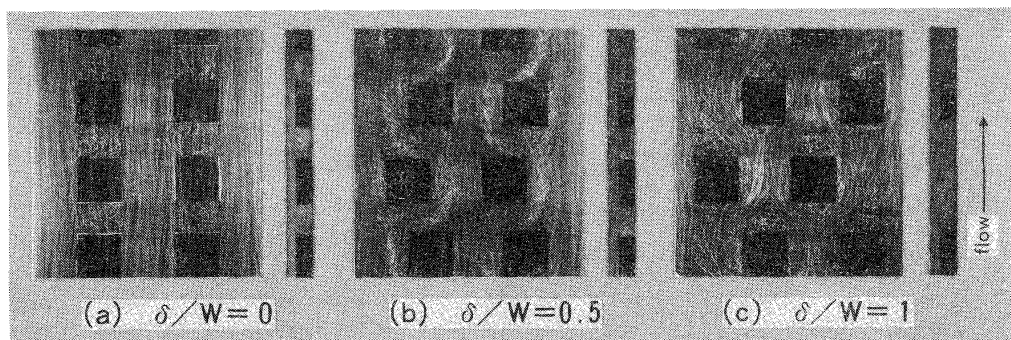


図2 基板上に配列されたパッケージモデル（矩形体）を通り過ぎる流れ

しない流れがパッケージ列の間を通り過ぎることが明らかになった。実際の製品では図2(c)の配列を採用し、殆んど全部の空気流が冷却に寄与するようにした。このような簡単な事例でも、計算機の実装設計の段階で伝熱と計算機性能の両面からかなりの検討を要した。

パッケージ列からの伝熱の問題は従来も行なわれた例があるが⁽²⁾最近国外ではミネソタ大⁽³⁾、スタンフォード大でも研究されている。

2.2 自然対流冷却の問題

前述したように騒音低減の要求が強い機器においては自然対流冷却は魅力ある方法である。難しい点は機器内部の部品の配置が多くの場合複雑で、流れの予測が難しい点にある。各メーカーでは流れの可視化実験などを行なって流れパターンの把握に努めているようであるが、多くは現場に則した方法でやっているため論文として公表し難い。

定量的にどの程度の空気量が浮力によって駆動されるかを予測するには各部分の低流速における流動抵抗がわかっていなければならないが、現在そのようなデータはきわめて乏しい。図3はキャビネットに取り付けられるグリルの流動抵抗を求めた実験例で、下方に置かれたヒーターを空気流の駆動源としている。⁽⁴⁾ 上方の筒は断熱されたいわば煙突で、この部分に挿入した熱電対による温度測定とヒーターの入力から流量を求め、グリル（抵抗板）の有無による流量の変化を測定している。

自然対流ではないが、密閉キャビネットからの放熱を図る方法としてキャビネット内部を強制循環させられている空気と外部の送風との間に熱交換器が用いられている例が見られる（図4）。

空気・空気熱交換器もこのような適用場所があるわけで、
 ここでも高性能化が求められている。

3. VLSI の冷却

3.1 接触熱伝達の問題

現在われわれの目に触れるマイコンなどではプリント基板が多いが、今後の計算機ではより高密度にチップを搭載できるセラミックス基板が用いられるようになる。セラミックス基板とチップ、および配線ピンの状況を図5に示す。図5(a)では基板の片面にチップ、反対側に配線ピンが高密度に設けられている場合で、チップの発熱は適当な接触子によっていったんセシユール容器に伝えられたのち、更に冷却水に伝えられる⁽⁵⁾。図5(b)の例ではチップと配線ピンが基板の片側に設けられているので、反対側にヒートシンクを押し付けて冷却する⁽⁶⁾。いずれの場合もセラミックス基板の反り(必ずある)に拘らず着実に発熱体と接触して熱を伝える柔軟な接触子が必要である。従来の接触熱抵抗の研究は主として接触圧力が10Kg/cm² 以上の場合(ボ

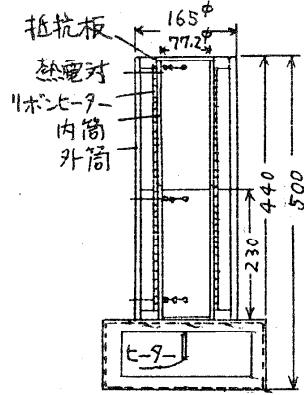


図3 低流速における多孔グリル(抵抗板)の流動抵抗を測定する装置(4)

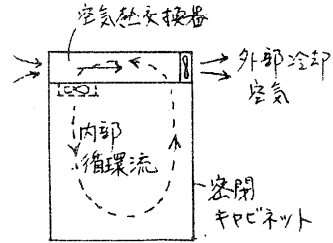


図4 空気熱交換器を利用した密閉キャビネットの冷却法

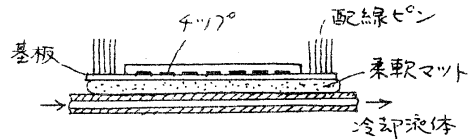
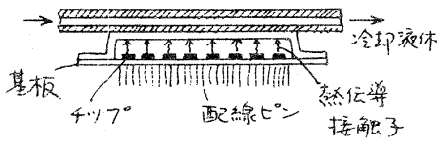


図5 VLSI モジュールの冷却法 (5)(6)

ルト締めなどで実現される圧力)について行なわれてきており、これに比べVLSI チップの冷却で許容される接触比力は1~2クタ以下である。このようなソフトタッチの場合の接触熱抵抗は新しい伝熱研究の課題といえる。

3.2 直接冷却

更に計算スピードの高速化が進められると、発熱を除去するのに上記の方法における接触

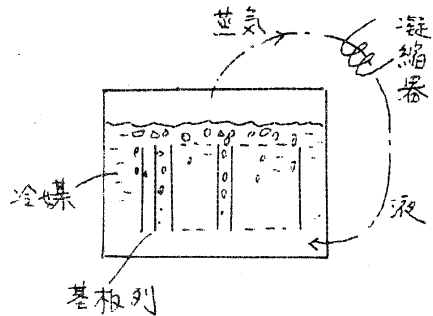


図6 浸漬沸騰冷却法

熱抵抗が障害となり、これをゼロにしたい要求が強まってくる。基板ごとクロリナート槽に浸漬して沸騰冷却を用いる方法(図6)、チップの表面に1mm以下の寸法の微細なフィンを設けてこれに液体を流す方法⁽⁷⁾などが考えられている。これらの場合対象である伝熱面の寸法がきわめて小さいために、従来の伝熱機器設計ではあまり重要視されていなかった問題がクローズアップされてきている。たとえば沸騰伝熱において、発泡点の密度とか、自然対流から核沸騰に移移する際の過熱度オーバーシュートの問題は従来殆んど学問的興味の対象であったといえるが、これらの問題が実際の重要性を帯びるようになってきた。とくに沸騰伝熱促進のための微細構造面を考え、そうした面の発泡特性を研究⁽⁸⁾することは今後ますます重要になることと思われる。

大形計算機用の冷却ではないが、特殊用途のVLSI冷却用に研究されているものに、微細な流路におけるジュールトムソン効果を利用した冷却器がある。⁽⁹⁾ 伝熱研究の面からも興味ある問題を含んでいる方法である。

4. 内外の学会での動き

従来、電子機器の冷却に関する発表はわが国においては電気通信学会、国外ではIEEEなど、電子工学系の学会の講演会で行われていた。冒頭にも述べたようにこれらの発表論文には基礎的検討がなされていないものが多かったので、伝熱研究者の注目を集めるに至らなかった。現在ではこれも冒頭に述べたように、企業でのニーズが更に突っ込んだ伝熱研究を要求するようになってきたため新しい動きが出てきた。

日本機械学会では藤江の提唱によって熱工学委員会の傘下に調査研究分科会(「電子機器冷却に関する調査研究分科会」)が昭和57年7月に発足し、現在活動している。委員構成は大学から5名、企業から11名で毎回活発な意見交換が行なわれている。

ASMEではかなり以前に電子機器冷却委員会が組織されたがその後休会同然になっていたところ、1982年に新たに活性化するための新委員会が誕生した(K-16 "Cooling of Electronic Components" Committee)。メンバーは企業からの若手技術者が多く、日本からは中山が参加している。ASME Winter Annual Meetingあるいは毎年夏に行なわれるASME/AIChE National Heat Transfer ConferenceにおいてCommittee主催になる講演セッションが計画されており、つい先日(昭58年11月)ボストンのASME WAMでのセッション⁽¹⁰⁾では聴衆が部屋から溢れ廊下に立っているほどの盛況であった。

5. むすび

以上に述べてきたように電子機器冷却の問題は伝熱研究の新しい領域として関心を集めているが⁽¹¹⁾、従来の伝熱研究とはひと味違ったものが求められていることを記してむすびとしたい。

それは本文中でも述べたように、伝熱研究者が伝熱の領域のみならず、電子工学、材料科学といった他領域との境界領域に踏み込んで研究することが従来以上に強く求められている点である⁽¹²⁾。また現象研究ばかりでなく、伝熱をシステムの最適化という観点からとらえた研究が求められていることも付記しておく⁽¹³⁾。

筆者らとしては、企業のニーズとの接点領域で働くことを希望している大学の若い研究者の方に、この問題に対して大きな関心を持って抱くよう切に要望したい。

参考文献

- (1) Ashiwake, Nakayama, Daikoku, Kobayashi, 文献10の中のP. 35-42.
- (2) Hirata et al., Fujitsu Scientific & Technical J1. 1970, pp. 91-115.
- (3) Sparrow, Niethammer, Chaboki, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, 1982, pp. 961-973.
- (4) 石塚、宮崎、佐々木、機講 921 回前刷(昭和58年)、pp. 7-8
- (5) Chu, Hwang, Simons, IBM J. Res. Develop., Vol. 26, No.1, 1982, pp. 45-54.
- (6) Wilson, Electronic Packaging and Production, May, 1982, pp. 142-152.
- (7) 佐々木、岸本、20回伝熱シンポジウム講演論文集(1983-6)、P.151, B102.
- (8) Nakayama, Daikoku, Nakajima, ASME J. Heat Transfer, Vol.104, 1982, pp. 286-291.
- (9) Garvey and Little, Int. J. Hybrid Microelectronics, Vol. 4, No.2, 1981, pp. 296-298.
- (10) HEAT TRANSFER IN ELECTRONIC EQUIPMENT - 1983 ASME HTD - Vol. 28, 1983.
- (11) A. Bar-Cohen, A. D. Kraus and S. F. Davidson, Thermal Frontiers in the Design and Packaging of Microelectronic Equipment, Mech. Eng., June 1983, pp. 53-59.
- (12) Nakayama, HTFS Digest, Guest Column, Vol. 16, No. 3, 1983.
- (13) Meyer, Proc. 1st Int. Electronics Packaging Soc. Conf., 1981, pp.283-302.

< 新 刊 書 紹 介 >

熱物性資料集 — 断熱材編 —

日本熱物性研究会編

(B 5 版 134 頁 養賢堂 4,500 円)

発行日 昭和58年10月20日

断熱材は、工業上および日常生活のあらゆる所で使用され、重要な役割をはたしていることはいうまでもない。従来これらのデータを調べようとするとき、いくつかの不便な点があった。即ち、同一物質でも、測定法または測定者が異れば、データ間に少なからぬ相違があったこと。常温（多くの場合20℃）における値を示すのみで、広い使用温度範囲にわたるデータを示した資料等は見当らなかつたこと。さらに、各種断熱材を一括したデータ集等もほとんどなかつた、などである。

本書は、以上の不備を補うに十分な内容を持っているものと考えられ、次のように測定法編と物性編とから構成されている。

I 測定法編

断熱材の熱物性値（熱伝導率、温度伝導率、比熱）の測定に適した9種類の方法について、その測定法の第一線の研究者および測定経験者が執筆している。

II 物性編

各断熱材の熱物性値（熱伝導率、比熱、温度伝導率）は、各4ページにわたって示されている。各物性値は、温度あるいは密度の関数として表示されている。

1～2ページ目にそれらをグラフで示し、さらに、3ページ目には、それらの実験式ならびに強度、吸水率、使用可能温度およびその他の必要なデータが網羅されている。最終ページでは引用文献を明らかにしている。記載したデータは出来るだけ学術文献から引用することを原則としているが、物質の種類または物性の種類によっては、文献が見当たらない場合も多い。その場合には、実用上の手懸りが得られるように、メーカーのカタログ値も採用し、それを明示して記載している。収録材質は30種類である。

本書は、上記の特色を持っているので、機械、化学、建築の分野はもとより、熱に関係する研究者、設計者およびユーザーにとって必携の書といえる。

<地区研究グループ活動報告>

東海研究グループ

日 時 昭和58年11月26日(土) 14:00~18:00

場 所 名古屋工業大学、機械系M3教室

講 演 1) 熱物性値研究の日米ジョイント・セミナーにおける話題(60分)

小林 清 志(静大工)

2) 乱流の伝熱機構について(60分)

菱田 幹 雄(名工大)

今回は趣向を変え、二人の先生に解説的な講義をして頂いた。両先生共に、最も得意とされる分野を最新の話題も含めて分かり易く解説され、参加者は多くの事を学ぶことができた。講演会終了後、懇親会が開れた。

講演1) 先ず、熱物性値研究の必要性を具体例で指摘され、今秋東京で開れた熱物性値に関する日米ジョイント・セミナーの主たる話題について解説された。米国の熱物性値研究は、粘性係数、熱膨張率、PVTなどの *Thermophysical Properties* を研究するグループと、熱伝導率、比熱などの伝熱に直接関係する物性値を研究するグループに分れているが、両グループの特に興味ある研究が紹介された。次いで、小林先生の独自の方法である赤外線によるステップ加熱を用いた固体及び液体の熱拡散係数と比熱の測定法が詳細に説明された。マイコンを利用した迅速測定法で、測定試料も小さくてよく、広く用いられることが期待される方法である。

講演2) 1874年に Reynolds がボイラ管の乱流熱伝達で、抵抗と乱流熱伝達について有名なレイノルズのアナロジーを見出してから約100年になる。乱流伝熱の研究の進展に合せ、次元解析による初期の研究から最近のハイライトに亘って、菱田先生ご自身の永年の研究生生活も振返えられながら、説明された。壁面乱流がパースト現象と呼ばれる組織的乱流構造で支配されていることが分ってきたのはここ20年のことであるが、この組織的構造により乱流伝熱が決定的な影響を受けている様子を、種々の角度から解説された。

東海地方連絡幹事 長野 靖 尚

北陸・信越グループ

日 時 昭和58年11月5日(土) 13:10~18:00

場 所 富山大学工学部 講義教棟会議室

- 講 演 1) く形流路内乱流促進体間の壁面せん断応力と物質移動係数分布
宮 下 尚、平 野 誠 一、若 林 嘉一郎(富山大工)
- 2) 噴霧液滴群の蒸発を伴う対流熱伝達(液滴径分散の影響)
松 田 理(石川高専)、滝 本 昭、林 勇二郎(金沢大工)
- 3) 偏心二重管環状部における乱流輸送現象
宮 下 尚、平 野 誠 一、荻 下 雅 敏、若 林 嘉一郎(富山大工)
- 4) 着霜を伴うフィン付管群型熱交換器の特性について
青 木 和 夫、服 部 賢、伊 藤 武(長岡技科大)
- 5) 回転二重同心円筒間の乱流二次流
小 林 睦 夫、前 川 博、佐 藤 謙二(新潟大工)
- 6) 等方乱流中の二次元熱後流
小 林 睦 夫、前 川 博、長谷川 博(新潟大工)

30数名のグループ会員の参加を得て上記講演会が行なわれました。

講演1は、く形流路内に複数個の円柱形乱流促進体を設置した場合の促進体間におけるフローパターン、壁面せん断応力、物質移動の変動強度、乱流強度の分布の電極反応を用いた測定から、物質移動増進機構を解明したものである。講演2は、噴霧気流中におかれた加熱平板からの熱伝達について、気流中で蒸発を伴い壁面に到達する液滴の運動および滴径分散を考慮した解析を行ない、実験結果と比較したものである。講演3は、電極反応を用いて偏心二重管の内管周方向における局所物質移動係数、壁面せん断応力および壁面せん断応力変動強度を測定し、移動機構の解明を行なったものである。講演4は、着霜をともなうフィン付管群型熱交換器の熱伝達特性を着霜モデルを用いた理論的解析ならびに実験の両面から明らかにしたものである。講演5は、内筒が回転する二重同心円筒間の乱流について詳細な実験を行ない、テラー数が 10^4 以上でも定常的な二次流を伴う乱流が形成されることを裏づける測定結果について報告したものである。講演6は、一様温度の格子乱流中におかれた線熱源の熱後流中で乱れの測定を行ない、圧力温度勾配相関と速度温度3重相関のモデルについて検討したものである。

なお、今回のグループ講演会は井村先生、竹越先生をはじめ富山大学の先生方のお世話で行なわれた。同大学は移転を間近に控えており、この建物では最後の講演会になった。

関西グループ

日時 昭和58年10月27日 14:00～17:00

場所 大阪大学工学部機械系教室

講演 1) 矩形流路内円柱の表面熱伝達率の測定

木本日出夫、井上和夫(大阪大学基礎工)

2) 衝突水噴流による加熱移動平板の冷却

多賀正夫、越智敏明(大坂府立高専)、赤川浩爾(神戸大学自然科学研究科)

3) 水中蒸気噴流の凝縮の研究

中西重康、加治増夫、松本忠義、富田淳、
甲斐俊也(大阪大学工)

講演1) 等加熱円柱に関する熱伝達率の測定は単一円柱ならびに円柱列に関して数多くなされているが、部分加熱円柱に関する研究は数少ない。そこで直径20mmの断熱円柱壁に円柱軸に平行に埋込んだ厚さ3mmの黄銅製スリット状伝熱部の熱伝達率を、円柱内に温水を貫流させ円柱をパルスモータによって回転させて伝熱部に挿入した10本の熱電対力を記録して局所熱伝達率の自動計測を行なった。

本実験は70×20mmの矩形流路内で行われたが、局所熱伝達率は主流方向より±45°付近で最大となり、その角度分布は流体による円柱表面摩擦力分布と同様の傾向を示した。またこの局所値から円柱回りの平均Nu数を求めると等加熱円柱の場合の約2倍の値となることが明らかにされた。同様の実験が2～3本の円柱を並列あるいは直列に配した場合についても行われ詳細なデータが得られた。

講演2) 銅板ラミナーフロー冷却方式の基本的伝熱機構を解明する目的で、二次元水噴流を0.03～0.83m/sで移動する150～450℃の加熱平板に垂直に衝突させた場合の伝熱特性が実験的に研究された。その結果、1.加熱板上に現われる流動状態と沸騰現象 2.板温度降下の冷却曲線、3.熱流束の時間的变化、4.沸騰曲線($q-\Delta T_{sat}$) 5.平均熱流束 6.モデル化された場合の数値計算。が議論され、伝熱特性が4型式の沸騰流動様式の種類、整理によって明らかにされた。

講演3) アクкумуляターへの蓄熱等を対象として、水サブクール度20～80℃、蒸気流量400kg/m²Sまでの範囲で、大気圧のサブクール水中に鉛直上向きに吹き込まれた蒸気噴流の凝

縮現象と、それにより誘起される水噴流の挙動を実験的に研究した。

蒸気噴流のノズル出口での凝縮現象は、肉眼観察、写真、ノズル内圧力変動、凝縮音により3つに大別できることがわかった。それは、低蒸気流量側から気液界面のノズル内進入を伴うもの、次に気液界面が常にノズル外部に存在し振動するもの、最も高流量側のノズル出口に安定した蒸気コーンが形成されるものである。また、高流量域の安定した噴流について、温度分布より求めた水噴流の広がり角は直線的で、広がり角は約 20° であり、単相噴流理論値に近いものとなることがわかった。

< お 知 ら せ >

第 21 回日本伝熱シンポジウム

開 催 日 昭和 59 年 5 月 30 日 (水) ~ 6 月 1 日 (金)

講演会場 国立京都国際会館〔〒606 京都市左京区宝ヶ池

電話 075-791-3111〕

懇親会場 京都ロイヤルホテル〔〒604 京都市中京区河原町通三条上ル

電話 075-223-1234

なお、講演会場から貸切バスを用意します。〕

- 参加申込みならびにプログラムについては次号でお知らせする予定です。
- 宿舎については、観光客による混雑が予想されますので、早い目に各自ご手配下さい。

「原子力発電プラントの熱流動と運転に関する
国際会議」の論文募集

- (1) 会 期：1984年10月22日～24日
 (2) 場 所：台北
 (3) 担当学会：米国原子力学会ならびに同学会台湾支部
 (4) 発表申込：4月15日までに各セッション座長宛に論文を送付
 (5) お問い合わせ：〒113 文京区本郷7-3-1
 東京大学工学部原子力工学科

秋 山 守

Technical Sessions

Session Co-Chairmen

1. Plant Transient Analysis, Gary Dix (GE)
 2. Thermal Hydraulic Experiments and Their Interpretation, Neil Todreas (MIT)
 3. Analyses for Reactor Setpoints and Technical Specifications, Sol Levy (S. Levy, Inc.)
 4. Thermal Hydraulic Analyses Related to Thermal Margin, Jeff Parrette (EE)
 5. Regulatory Requirements for Thermal Hydraulics, L.S. Tong (Consultant)
 6. Utility's Position and Response on Post-TM Requirements, Jon Stouky (Power Cutting, Inc.)
 7. Power Plant Testing, Operation and Maintenance Experience, Peter Ruddle (Westinghouse)

International Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics
and Operations Topical Meeting

Taipei, Taiwan, Republic of China

October 22-24, 1984

8. Nuclear Man Power Planning and Personnel Training, Min Aung (NSF)

9. Application of Probabilistic Risk Assessment Technique on Reactor Operation and Design, John Garrick (PL&G, Inc.)

10. Equipment Qualification, George Shipway/Wyles Labs)

11. Thermal Performance Improvements of Nuclear Power Plants, Y.Y. Hsu (U. of Maryland)

Program Schedule

Date	Action Items
Oct 24, 1983	Finalize Meeting Dates, Select Meeting Hotel
Oct 31, 1983	Finalize Session Chairman List
Nov 05, 1983	Send Invitation Letters to Session Chairmen
Dec 31, 1983	Inform all Stimulated Authors That Full Paper is Due by April 15, 1984 to the Session Chairman and Other Relevant Schedules
Apr 15, 1984	Line up Referees for Full Paper Review
Jun 30, 1984	Papers are Due to the Session Chairman
Aug 15, 1984	Notify Authors about the Review Results and the Instructions for Preparation of Final Manuscript on Mats
Aug 31, 1984	All Camera-ready Mats Prepared by the Authors Due for Print in Taiwan
Oct 22-25, 1984	Finalize Technical Tour and Sightseeing Programs
	Proceedings Available at the Meeting

CALL FOR PAPERS

FOURTH

INTERNATIONAL CONFERENCE ON

APPLIED NUMERICAL MODELING with central theme on COMPUTATIONAL MECHANICS

December 28-31, 1984

Hosted by

National Cheng Kung University
Tainan, Taiwan
Republic of China

OBJECTIVES

Following the successful tradition of the first three conferences held in England, Spain and Germany, the Fourth Conference is organized with the objectives of bringing together world renowned scholars and distinguished researchers in the areas of mechanics, mathematics and computational methods to review the state of art, to present significant contributions, to exchange ideas and experience and to identify avenues of future development in Applied Numerical Modeling.

SCOPE

Featured lectures, invited and contributed papers will focus on Computational Mechanics, which include, but not limited to, the following areas:

*Solid Mechanics
Elasticity, Plasticity, Viscoelasticity, Thermoelasticity, Creep and Fracture Mechanics, Nonlinear Problems, Composite Materials etc.

*Soil Mechanics and Geomechanics
Soil and Rock Dynamics, Wave Propagation and Scattering, Seismology and Geology relevant to Earthquake, Soil-Structure Interaction, Earthquake Engineering Reliability and Risk Analysis.

*Structural Analysis and Design
Beam, Plate, Shell, Frame, Truss, Structures for Buildings, Ships, Automobiles, Aircrafts, Space Vehicles, etc., Structural Dynamics.

PAPERS

Papers reviewing current state of the art as well as presenting significant contributions in all areas listed above are solicited. Authors intending to submit an abstract are requested to send the abstract in English (about 300 words including some typical results) to one of the two addresses below no later than April 1, 1984. Authors with their abstracts passed the preliminary selection will be notified by June 1, 1984. Full-length final manuscripts, on author-prepared and camera-ready mats, will be due on August 1, 1984. Final acceptance of the full-length manuscripts will be announced by October 1, 1984. A formal letter of invitation to the conference will be sent to each of those whose manuscripts are accepted. The conference proceedings entitled Applied Numerical Modeling containing all selected and invited papers shall be available at the conference.

*Fluid Flow Simulation
Potential Flows, Viscous Flows, Compressible Flows, Aerodynamics, Ship-hydrodynamics, MFD, Multiphase Flows, Flow with Heat and Mass Transfer, Turbulence Modeling, Fluid-Structure Interactions etc.

*Hydraulic and Hydrologic Models
Free-surface Flows in Rivers, Lakes, Estuaries, Coastal Regions and Oceans, Shallow Water Flows, Sedimentation Processes and Transport, Ground Water Flow Simulation, Water Resources and Supply.

*Bio-system Analysis and Simulation
Bio-mechanics (both Fluid and Solid), Bio-systems Simulation, Basic, Tribology, Bio-medical Engineering, Soft-tissue Mechanics, Cardiovascular Mechanics, Biomaterials.

*Numerical Modeling Methodology
Finite Element, Boundary Element, Finite Difference, Advanced Digital Simulation, Variational Methods, Numerical Integration Algorithms, Automatic Mesh Generation, Body-fitted Coordinate Transformation, Computer Graphics, Optimization, etc.

*Dynamic Systems
Rigid Body Dynamics, Flight Dynamics, Vehicles Dynamics, Dynamics of Machinery, Robotics, Shock and Vibration.

For paper submission and conference information, please contact:

Dr. Y. L. Chou
Department of Engineering Science
National Cheng Kung University
Tainan, Taiwan 700 R.O.C.
Telephone: (062) 361111 Ext. 617

Dr. S. Y. Wang
School of Engineering
The University of Mississippi
University, MS 38677 U.S.A.
Telephone: (601) 232-7219

PROGRAM

*General Sessions for keynote address and/or featured lectures of general interest for all participants.

*Technical Sessions for presenting both invited and contributed papers with invited papers to be presented first for setting the theme of each session. Multiple sessions will be held simultaneously. Participants may switch from one session to another at the beginning of each paper presentation.

*Panel Discussions will be conducted by a group of distinguished researchers to review the state of the art on Computational Mechanics, identify the research areas of current interest and importance, and determine directions for future research.

*Tour of research and teaching facilities at the host institution and/or related organizations.

*Social Events will include a Get-Acquainted Party, a banquet and a post-conference tour of Taiwan's most attractive scenic spots.

INTERNATIONAL ORGANIZATION COMMITTEE

Dr. Han-Min Hsia
National Cheng Kung University
R. O. C.

Dr. S. Y. Wang
University of Mississippi
U. S. A.

Dr. C. A. Brebbia
Southampton University
U.K.

LOCAL ORGANIZATIONAL COMMITTEE

Chairman

Dr. Han-Min Hsia

Secretary Dr. Sheng-Jii Hsieh
Paper Committee Dr. You-Li Chou
General Affairs Prof. Jin-Syong Chen
Public Relations Dr. Chien-ying Chao

SPONSORS

International Society for Computational Methods in Engineering, U.K.
Society of Theoretical and Applied Mechanics, R. O. C.
National Science Council, R. O. C.
Academia Sinica, R. O. C.
Ministry of Education, R. O. C.

in conjunction with other professional societies and government agencies invited.

International Advisory Board Invited

Dr. George F. Pinder
Dept. of Civil Engineering
Princeton University
Princeton, NJ 08544
U.S.A.

Dr. Ismael Herrero
Director, Institute of Geophysics
National University of Mexico
Delegación de Coyacán
04510 MEXICO, D.F.

Dr. Cedric Taylor
Dept. of Civil Engineering
University of Wales, Swansea
Swansea, SA2-8PP
U.K.

Dr. K.-P. Holz
Institut Für Strömungsmechanik
Universität Hannover
D-3000 Hannover 1
West Germany

Dr. Mutsato Kawahara
Dept. of Civil Engineering
Chuo University
Kasuga, Bunkyo-ku, Tokyo 112
JAPAN

Dr. Allie M. Smith, Dean
School of Engineering
University of Mississippi
University, MS 38677
U.S.A.

Dr. A. J. Raudkivi
Dept. of Civil Engineering
University of Auckland
Private Bag, Auckland
NEW ZEALAND

Dr. J. Trosch
Versuchsanstalt für Wasserbau
Hydrologie und Glaziologie
ETH-Zentrum
CH-8092 Zurich
SWITZERLAND

Dr. J. A. Cunge, Head
Applied Mathematics Dept.
Scoreah Ingenieurs Conseils
B.P. 172-Centre de Tri
38042 Grenoble Cedex
FRANCE

Dr. H. Pina
Fluid Mechanics
Istituto Superior Tecnico
Lisbon
PORTUGAL

Dr. G. Maier
Istituto delle Costruzioni
Politecnico di Milano
Milano
ITALY

Dr. E. Alarcon
EL Subdirector General de
Promocion de la Investigacion
Ministerio de Universidades e
Investigacion
Madrid, 4
SPAIN

Dr. F. T. Sun
Department of Applied Mathematics
National Tsing-Tsua University
Taiwan, R. O. C.

連絡先

〒112 文京区春日 1-13-27

中央大学理工学部土木工学科
川原 睦 人 教授
(03) 813-4171 (代)

日本伝熱研究会への入会手続きについて

(1) 個人会員および学生会員

葉書または、下記の当該申込み用紙に所要事項御記入の上、事務局宛御送付下さい。同時に郵便振替等にて当該年度分の会費（個人会費は5,000円/年、学生会員は3,500円/年）をお支払い下さい。

会員には「伝熱研究」及び「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。

なお、「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1冊を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：〒113 東京都文京区本郷7-3-1

東京大学工学部機械工学科気付

日本伝熱研究会

郵便振替口座：東京6-14749 日本伝熱研究会

日本伝熱研究会個人会員申込書			
(昭和 年 月 日)			
ふりがな 氏名	年 月 日生	学 位 称 号	
勤務先・部・課	(電 話)		
同上所在地			
通 信 先	〒 (電 話)		
現 住 所	(電 話)		
最終出身校 及卒業年月日			
備 考			

日本伝熱研究会学生会員申込書			
(昭和 年 月 日)			
ふりがな氏名		生年月日	年 月 日
学校名		学年	
同上所在地			
通信先	〒	(電話)	
現住所		(電話)	
在学証明 上記の学生が確かに在学していることを証明します。 指導教官名 ㊟			

(2) 維持会員

葉書または、下記の用紙に所要事項御記入の上、事務局宛御送付下さい。同時に郵便振替等にて当該年度分の会費(1口30,000円/年)をお支払い下さい。申込は何口でも結構です。会員には「伝熱研究」及び「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等を申込1口につき1部ずつお送りしています。

日本伝熱研究会維持会員申込書			
(昭和 年 月 日)			
ふりがな会社名			
部 課		(電話)	
同上所在地			
連絡代表者		(電話)	
会誌送付先	〒	(電話)	
備 考		申込口数	口

伝熱研究

Vol. 23 No. 88

1984年1月発行

発行所 日本伝熱研究会

〒113 東京都文京区本郷7-3-1

東京大学工学部機械工学科気付

日本伝熱研究会

電話 03(812)2111 (代) 内線6322

振替 東京 6-14749

(非売品)