

伝熱研究

1991
April
Vol. 30
No. 117

Journal of Heat Transfer Society of Japan

〈特集：伝熱における計測技術〉

- 特集にあたって 編集委員会
 流体熱物性計測技術の最近の進展 長坂 雄次
 微小重力下での半導体融液の熱伝導率測定
 日比谷孟俊、中村 新、山本 文雄、横田 孝夫
 薄膜材料の熱物性 八田 一郎
 射出成形中の樹脂内の応力と凝固状況の可視化
 黒崎 晏夫、佐藤 勲
 伝熱学のふく射物性実験の手法 牧野 俊郎
 温度と熱流束の非定常計測 熊田 雅弥
 自然対流における乱流計測 辻 俊博
 噴霧冷却熱伝達特性の測定 大久保英敏
 薄膜抵抗温度センサによる凝縮面温度の直接測定 鶴田 隆治
 微小発熱面の伝熱 長崎 孝夫、土方 邦夫
 反応を伴う乱流場での濃度計測 小森 悟
 超高温プラズマにおける温度計測と熱伝導 若谷 誠宏
 極低温における計測技術 岡村 哲至
 希薄気体流の温度計測 (PLIFによる2次元温度場の計測法)
 新美 智秀
 熱流体のレーザ計測 菱田 公一

日本伝熱研究会第29期（平成2年度）役員

会 長		石 黒 亮 二 (北 大)
副 会 長	(無 任 所) (事務担当)	鈴 木 健 一 郎 (京 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	花 岡 裕 (室 工 大) 三 浦 隆 利 (東 北 大) 森 康 彦 (慶 大) 藤 田 秀 臣 (名 大) 竹 越 栄 俊 (富 大) 芹 澤 昭 示 (京 大) 菊 地 義 弘 (広 大) 深 野 徹 (九 大)
幹 事 (23名)	岸 波 紘 機 (室 工 大) 相 場 眞 也 (秋田高専) 石 黒 博 (筑 波 大) 西 尾 茂 文 (東 大) 吉 澤 善 男 (東 工 大) 長 野 靖 尚 (名 工 大) 平 田 哲 夫 (信 大) 浜 口 八 郎 (神 戸 大) 平 田 雄 志 (阪 大) 栗 間 諄 二 (山 口 大) 神 坂 光 男 (三 菱 重 工) 清 水 昭 比 古 (九 大)	早 坂 洋 史 (北 大) 島 田 了 八 (石 巻 専 修 大) 中 島 忠 克 (日 立) 西 脇 信 彦 (東 農 工 大) 中 山 顕 (静 大) 木 村 照 夫 (福 井 大) 萩 原 良 道 (京 大) 平 井 秀 一 郎 (阪 大) 坂 本 雄 二 郎 (神 鋼) 森 岡 齋 (徳 大) 佐 田 富 道 雄 (熊 大)
監 査 (2名)	稲 井 信 彦 (東 芝)	河 村 洋 (理 科 大)
「伝熱研究」編集委員長		太 田 照 和 (東 北 大)
第28回日本伝熱シンポジウム準備委員長		伊 藤 猛 宏 (九 大)

伝 熱 研 究

目 次

<特集：伝熱における計測技術>

計測技術の特集にあたって	第29期編集委員会.....	1
流体熱物性計測技術の最近の進展	長坂雄次(慶 大)...	2
微小重力下での半導体融液の熱伝導率測定		
.....日比谷孟俊、中村 新(宇宙環境利用研究所)、山本文雄、横田孝夫(日本電気)...		12
薄膜材料の熱物性	八田一郎(名 大)...	20
射出成形中の樹脂内の応力と凝固状況の可視化 ...	黒崎晏夫、佐藤 勲(東 工 大)...	30
伝熱学のふく射物性実験の手法	牧野俊郎(京 大)...	39
温度と熱流束の非定常計測	熊田雅弥(岐 阜 大)...	49
自然対流における乱流計測	辻 俊博(名 工 大)...	56
噴霧冷却熱伝達特性の測定	大久保英敏(東 大)...	66
薄膜抵抗温度センサによる凝縮面温度の直接測定	鶴田隆治(九 工 大)...	76
微小発熱面の伝熱	長崎孝夫、土方邦夫(東 工 大)...	84
反応を伴う乱流場での濃度計測	小森 悟(九 大)...	91
超高温プラズマにおける温度計測と熱伝導	若谷誠宏(京 大)...	100
極低温における計測技術	岡村哲至(東 工 大)...	112
希薄気体流の温度計測 (PLIFによる2次元温度場の計測法)		
.....	新美智秀(名 大)...	118
熱流体のレーザ計測	菱田公一(慶 大)...	127

<編集後記>

第29期「伝熱研究」編集後記	太田照和(東 北 大)...	137
----------------------	----------------	-----

<地方研究グループ活動報告>

北海道地方研究グループ第3回講演会	花岡 裕(室 工 大)...	138
九州研究グループ講演会	深野 徹(九 大)...	140

<お知らせ>

第29期(平成2年度)総会のお知らせ	143
第28回日本伝熱シンポジウム	144

混相流レクチャーシリーズ「基礎から最前線まで」	159
北陸信越研究グループ企画 黒姫山麓セミナー	160
1991 International Seminar	
HEAT AND MASS TRANSFER IN POROUS MEDIA	162
第2回熱物性セミナー	165
北海道地方研究グループ企画 北海道伝熱セミナー・札幌	166
第12回日本熱物性シンポジウム論文発表申込要項	168
INTERNATIONAL SYMPOSIUM on HEAT and MASS TRANSFER	
in BIOMEDICAL ENGINEERING	169
The Fourth International Symposium on	
Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery	170
ASME/JSME Joint Conference on Electric Packaging	171
INTERNATIONAL SEMINAR on IMAGING in TRANSPORT PROCESSES	172
「伝熱研究」の原稿のワープロ化のお願い	174
事務局からの連絡	178

Journal of Heat Transfer Society of Japan

Vol.30, No.117, April, 1991

CONTENTS

<Special Issue : Measurements in Heat Transfer>

Preface on the Special Issue	
..... Editorial Board	1
Recent Development of the Thermophysical Property Measurement Methods of Fluids	
..... Yuji NAGASAKA (Keio Univ.)	2
Thermal Conductivity Measurement of Molten Semiconductors under Microgravity	
..... Taketoshi HIBIYA, Shin NAKAMURA (Space Technology Cor.)	
..... Fumio YAMAMOTO, Takao YOKOTA (NEC Cor.)	12
Thermophysical Properties of Thin Films	
..... Ichiro HATTA (Nagoya Univ.).....	20
Visualization of Stress and Solidification Process in the Injection-Molded Polymer	
..... Yasuo KUROSAKI, Isao SATOH (Tokyo Inst. Tech.)	30
Experimental Techniques for Measuring Thermal Radiation Characteristics of Materials	
..... Toshiro MAKINO (Kyoto Univ.)	39
Unsteady States Measurements of Temperature and Surface Heat Flux	
..... Masaya KUMADA (Gifu Univ.)	49
Turbulence Measurements in Natural Convection	
..... Toshihiro TSUJI (Nagoya Inst. Tech.)	56
Measurements of Heat Transfer Characteristics of Impacting Spray Cooling	
..... Hidetoshi OHKUBO (Univ. of Tokyo)	66
Measurement of Condensing Surface Temperature by Thin-Film Resistance Thermometer	
..... Takaharu TSURUTA (Kyushu Inst. Tech.)	76
Heat Transfer of Small Heating Elements	
..... Takao NAGASAKI, Kunio HIJIKATA (Tokyo Inst. Tech.)	84
Concentration Measurements in Reacting Flows	
..... Satoru KOMORI (Kyushu Univ.)	91
Temperature Measurements and Heat Conductivity in High Temperature Plasmas	
..... Masahiro WAKATANI (Kyoto Univ.)	100
Measurement Technique at Very Low Temperature	
..... Tetsuji OKAMURA (Tokyo Inst. Tech.)	112

Measurement of Temperature in the Rarefied Gas Flow (Method for Measurement of Two-dimensional Temperature Field Using PLIF)	
..... Tomohide NI-IMI (Nagoya Univ.)	118
Laser Measurements in Heat and Fluid Flow	
..... Koichi HISHIDA (Keio Univ.)	127
<Postscript by the Editor>	137
<Report on the Local Group Activities>	138
<Announcements>	143

<特集：伝熱における計測技術>

計測技術の特集にあたって

第29期編集委員会

このところ、伝熱関係の論文誌等に掲載される論文のうち、実験を主体とする論文の数の割合が減少の傾向にあるとよくいわれる。しかし、これは、実験的研究の絶対数が減少したことを意味するものではなく、すでに本誌においても、26巻101号（1987年4月）に数値シミュレーションの特集が刊行されているように、コンピュータの飛躍的な性能向上と数値解析技術の急速な進展によって、数値解析や数値シミュレーションに関する研究が増加した結果であると思われる。

伝熱研究の健全な発展のためには、解析的研究とならんで実験的研究が不可欠であることはいままでもないが、近年、この実験分野においても、高性能の計測機器の出現やエレクトロニクス、オプトエレクトロニクスなどを駆使した最先端の計測技術、データ処理技術の導入によって、新しい展開がみられるようになり、将来の発展が期待される。本特集は、このような現況に鑑み企画された。

本会では、ここ数年来、法人学会への移行を含めて、会の将来の発展に向けて活発な議論が続けられているが、研究分野の拡大は、常にその議論の中心的課題であり、主要な目標でもある。本特集においても、この方向に沿って、従来からの伝統的な伝熱分野における新しい計測技術の紹介のみにとどまらず、従来からの分野の周辺あるいは極限領域ともいべき研究領域における計測技術をもあわせて紹介することを企図している。

幸い、それぞれの研究分野の第一線でご活躍の先生方から、最新の計測技術に関する情報をお寄せ頂くことができ、充実した内容の特集号を会員諸氏にお送りできる運びとなった。今回は、年末から年度末にいたる極めて多忙な時期にご執筆をお願いすることになったが、それにもかかわらず、素晴らしい原稿をお寄せ頂いた執筆者各位に対し、衷心より感謝する次第である。

1. はじめに

「熱物性」と聞けばとかく「データブックに並んでいる数字を得るだけの辛気くさい実験屋、真の研究としての喜びが希薄」と思われがち、と考えるのは熱物性屋のひがみであろうか？多少の状況変化はあるにしても、多くの伝熱専門の方々の心の隅には上のような考えがあるのではないだろうか。熱物性研究が世の中に役立つには、信頼できる装置による精密な測定とデータの蓄積・評価・公表という研究段階が最終的には重要なのは当然であるが、しかし、これだけが熱物性研究のすべてというわけではない。例えば、・極限、特殊条件下における熱物性測定による未知物理現象発見の可能性、・熱物性の変化を的確にとらえることによるきめ細かいプロセス制御、・コンピューターシミュレーションを含む理論研究、・熱物性制御、・どこでも誰でも使える簡便なその場熱物性測定装置の開発、・新しい原理による測定方法の開発によりこれまで不可能だった測定を行う…等々、境界領域としての未開の地はまだまだいくらかでもあるのである。特に、ここで述べる新しい計測技術の開発、新しい物理現象の応用という面では、本当の研究の喜び、自然のベールをはがすような（本人だけが思いこんでいる可能性も高いか）胸高鳴る場面もたまには体験できるのである。

一昔前には、熱伝導率測定の装置はヒーターと熱電対がすべてと言っても良かったが、最近では光や音等も利用して計測の手段が非常に拡大してきている。熱物性計測方法（主に輸送性質）の大きな流れとしては、微小系での測定、レーザー等を使う非接触測定、短時間非定常測定、その場測定などがあげられるが、ここでは流体の熱物性測定技術について、やや片寄っているかもしれないが、最近の著者らの研究室での3つの測定法の例を紹介する。なお、ここではとりあげなかった性質や測定技術については文献⁽¹⁻³⁾に詳しいので参照されたい。

2. 非定常細線法 (Transient Hot-wire Method) [熱伝導率]

2.1 非定常細線法の原理・特徴

非定常細線法は、流体を対象とする熱伝導率測定方法としては、近年最も信頼できるものの一つとして確立されてきており、「流体熱伝導率測定方法の定番」と言っても言い過ぎではない。従ってはや最新の測定法ではなく、データを生産する信頼できる完成された方法となっているが、方法の改良、適用範囲の拡張と言う点で高温の熔融塩と低温の液体窒素への適用例を紹介する。

図1は非定常細線法の原理の概略である。この方法は、測定試料中に鉛直に張った金属細線をステップ関数状に通電加熱し、この時の細線の発熱量とその温度応答（数秒以内）から熱伝導率を測定するものである。通常、細線としては直径数 μm ～数十 μm の白金を使用し、細線は

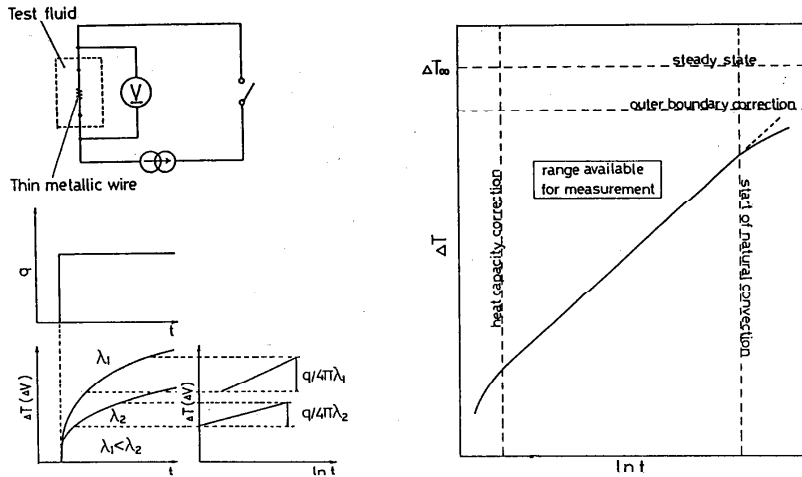


図1 非定常細線法の原理

発熱体であると同時に温度センサーの役割もはたしている。この方法の最大の特徴は、試料中に発生する自然対流の影響を実験的に取り除くことができる点にある。試料中に対流が発生すると図1の右に書かれているような温度上昇と時間の対数の関係が直線から上に凸の曲線になり、測定中に対流の発生を検知することができ、それ以前の伝導のみのデータから対流の影響を含まない熱伝導率を算出することができる。対流は、特に高温での熱伝導率測定に重大な影響をおよぼし、しばしば数十%~数百%に達するような系統的誤差を含んでいることがある。測定理論の詳細な検討や各種の補正についてはこれまで多くの研究がなされており、そのまとめとしては文献^(4,5)等がある。

2-2 高温融体への適用

非定常細線法は、通常発熱体として裸の金属細線を通電加熱して用いるために電気伝導性の大きい液体には適用できない弱点があった。細線を薄い被覆によって電氣的に絶縁してこの問題を解決した例として、常温付近ではポリエステル被覆白金細線による血液や⁽⁶⁾ NaCl水溶液⁽⁷⁾の測定、タンタル酸化皮膜細線によるLiBr水溶液の測定⁽⁸⁾等がこれまで試みられており、絶縁層が熱伝導率測定に与える影響は解析されている^(9,10)。

ここでは、高温の熔融塩測定用に開発したセラミック絶縁プローブの構造^(11,12)を図2に示した。このプローブの材質と構造は約450~500℃までの耐熱性を持ち、使用する絶縁技術が生かせるように決定されている。プローブの構造は次のようなものである。細線支持棒(4)は純チタン棒(φ3mm)(6)にアルミナのプラズマ溶射膜(7)およびセラミックス塗料(Si-Ti-C-O系)(8)で封孔絶縁処理したもので、チタン製のネジ(1)でセラミックス(マコール)のディスク(3)に固定されている。白金細線(φ30μm)(5)は細線支持棒にスポット溶接してあり、その電圧端子間の長さは約40mmである。白金細線のコーティングとしては、アルミナをイオン

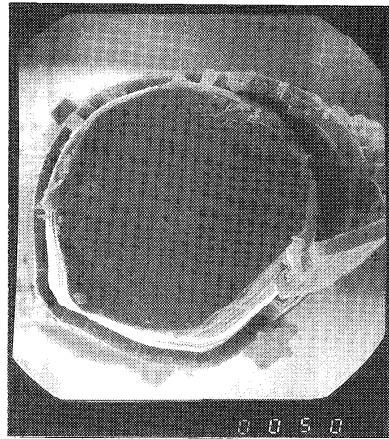
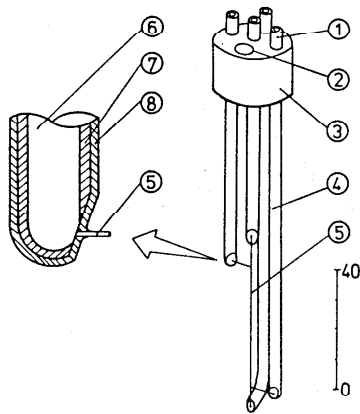
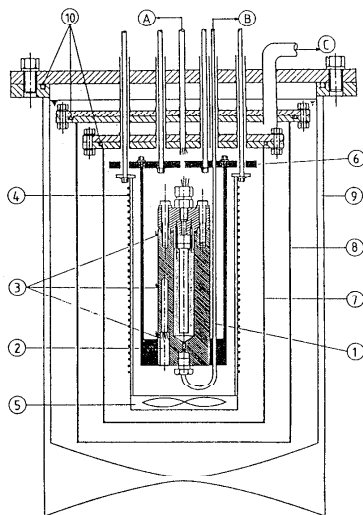


図2 セラミック絶縁プローブ 電子顕微鏡写真(細線の直径は $30\mu\text{m}$)

レーティングにより約 $4\mu\text{m}$ の厚みで生成させた。図2の右にはイオンレーティングによりアルミナ被覆を施した白金細線断面の電子顕微鏡写真を示した。(写真右側の被覆の剥がれは細線を切断する時に生じたものである。) 開発したセラミック絶縁プローブを用いて、熔融 NaNO_3 と KNO_3 の熱伝導率を約 440°C まで測定し、従来の定常法によるデータには、対流やふく射による数十%の系統的な誤差が含まれていることが明らかになった⁽¹³⁾。

2-3 低温液体への適用

非定常細線法を低温の液体に適用することは、電気伝導性の問題もなく容易に思えるが、これまで適用例がほとんどなかった。これは測定法の問題というより、従来の測定セル・圧力容器では試料体積が比較的大きく、全体を均一な低温に維持するのが他の平行平板法等より技術



- (1) Pressure vessel
- (2) Pt-Co resistance thermometer
- (3) Thermocouples
- (4) Heater
- (5) Fan
- (6) Radiation shield
- (7) He vessel
- (8) Vacuum vessel
- (9) LN_2 Dewar
- (10) O ring
- (A) To electrical circuit
- (B) To sample bomb
- (C) To vacuum pump

図3 低温液体用熱伝導率測定装置

的にむずかしかったためではないかと思われる。図3の装置は、液体窒素などの低温液体の熱伝導率を80K程度までの温度域で高精度測定するために新たに開発したものである⁽¹⁴⁾。压力容器(1)は直径50mm、高さ160mmの超硬デュラルミン製(低温での熱伝導率が良く、試料温度を均一に維持しやすい)で、その内部には直径10 μ mで有効長さ約50mmの白金細線が張ってある。測定に必要な試料体積は約15cm³である。低温恒温槽全体は3重構造になっており、最も外側の槽には冷却用の液体窒素が入られる。中央は真空断熱槽であり、内側の压力容器とヒーター(4)の入っている槽は、冷却効率を良くするためHeガスによって置換されており、(5)のファンで常に攪拌している。温度測定は、压力容器に挿入した白金・コバルト抵抗測温体(2)によって行っている。この測定装置によって液体窒素の熱伝導率(これまで1950年代の定常法による2例しか存在しなかった。)を温度範囲82K~120K、圧力範囲1MPa~13.7MPa、測定精度+0.5%で測定した。

3. 強制レイリー散乱法 (Forced Rayleigh Scattering Method) [温度伝導率]

3-1 強制レイリー散乱法の特徴・原理

レーザーを使用する熱物性測定法としては、レーザーフラッシュ法が代表であるが、ここで述べる強制レイリー散乱法は、レーザーの持つ局所・高速・高エネルギー密度加熱という特徴に加えてさらに干渉性も用いるレーザーによって初めて可能な方法である。流体密度の自然なゆらぎによる散乱光を検知して流体の熱的性質を測定する(自然な)レイリー散乱法に対し、強制レイリー散乱法はレーザーにより試料内に励起された非定常な回折格子を用い、より強い散乱光(回折光)の減衰より物質の温度伝導率を計測する方法である。見方を変えると、この方法は、レーザーによって試料に空間的に変調された温度上昇を”書き込み”、その情報をやはりレーザーで”読みとる”という点で光磁気ディスク的であるが、書き込み情報が時間的に変化し、その変化の中に熱物性値情報を含んでいるということもできるだろう。強制レイリー散乱法の従来の方法にはない特徴をあげると：

- 加熱・温度計測ともに非接触に行える
- 測定時間が数ms以内であるため流体の熱伝導率測定で大きな誤差要因となる対流の影響を受けにくい
- 試料体積が10mm³程度で十分であり、試料を均一な温度場に保つのが容易である(特に高温・低温下)
- 測定時の加熱による温度上昇が0.1K程度と小さく、ふく射による熱損失誤差が小さい
- 熱伝導率の異方性を測定できる

などである。図4は強制レイリー散乱法の原理の概念を示したものである。平板状の試料を、

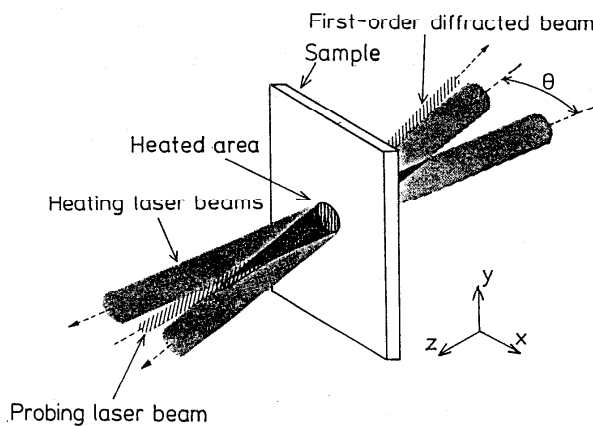


図4 強制レイリー散乱法の原理

角度 θ で交差する2本に分割した高出力レーザービームで短時間加熱する。この時、レーザー光の干渉により間隔 Λ の干渉縞ができる。試料には加熱用レーザーの波長を吸収するような染料が微量添加されているため、この干渉縞の強度分布に対応したx軸方向に空間的に正弦波状の初期温度分布が形成される。加熱終了後、この励起された温度分布は熱伝導によって指数関数的に減衰していく。加熱領域の熱伝導は、もし(1)干渉縞間隔が試料厚み d より十分小さく、(2)干渉縞間隔が試料の吸収長さ α^{-1} より十分小さく、(3)干渉縞間隔が加熱用レーザービーム径に対して十分小さければ、x軸方向のみの一次元とみなすことができる。従って、加熱終了後の熱伝導方程式は、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}) \quad (1)$$

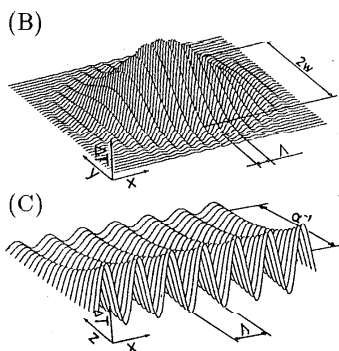
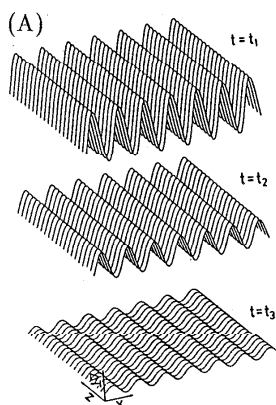


図5 加熱領域の温度分布：(A) 理想的な温度分布と減衰、
(B) ガウス分布の影響、(C) 吸収係数の影響

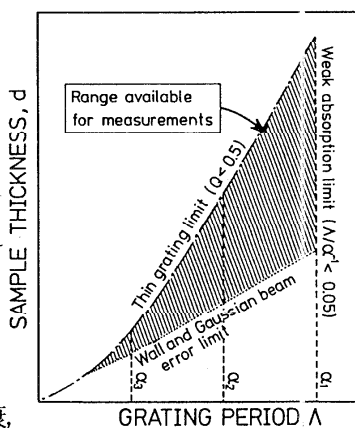


図6 最適な測定条件の認定基準

となる。初期条件は、干渉によって生じた正弦波状温度分布であるから、

$$T_0 + \Delta T_0(1 + \cos qx) \quad \text{at } t = 0 \quad (2)$$

ここで T は温度、 t は加熱終了後からの時間、 a は温度伝導率、 T_0 は初期試料温度、 ΔT_0 は加熱による初期温度振幅、 $q = 2\pi/\Lambda$ は干渉縞の波数である。この解は

$$T(x, t) = T_0 + \Delta T_0\{1 + \cos qx \cdot \exp(-t/\tau)\} \quad (3)$$

と表され、温度振幅は次式のような熱伝導の時定数 τ で減衰することになる (図5参照)。

$$\tau = (1/a)(\Lambda/2\pi)^2 \quad (4)$$

さて、このような周期的な温度分布に対応して試料中には周期的な屈折率分布が形成されるので、試料の被加熱領域は位相型の回折格子の働きをする。従って、その位置に低出力で試料に吸収されないような波長の観察用レーザを照射すると回折光が得られる。回折理論によれば、試料が十分薄い場合には、一次回折光強度 I_1 は回折格子の最大位相差 ϕ の二乗に比例する。

$$I_1 = (1/4)I_p\phi^2 \quad (5)$$

ϕ と式 (3) の最大温度振幅の関係は次のようになる。

$$\phi = (2\pi/\lambda_p)(\partial n/\partial T)\Delta T_0 \exp(-t/\tau) \quad (6)$$

ここで I_p と λ_p はそれぞれ観察用レーザの強度と波長、 n は試料の屈折率である。式 (6) を式 (5) に代入して変形すると、温度伝導率は

$$a = -(1/2)(\Lambda/2\pi)^2(d \ln I_1/dt) \quad (7)$$

となり、一次回折光強度の時間変化 (あるいは τ) と干渉縞間隔を測定することにより得られることになる。

この測定原理は 1973 年に Eichler⁽¹⁵⁾ と Pohl⁽¹⁶⁾ により独立に報告されたが、その後図5の (B),(C) で示した加熱ビーム強度のガウス分布や試料の吸収係数による熱伝導の2次元性の問題や回折格子としての厚みの光学的問題などの誤差要因や装置の検討を経て、図6のような最適測定条件の設定基準が明らかになり⁽¹⁷⁻²⁰⁾、熱物性測定法として完成されつつある。

3-2 測定装置

測定装置の一例として、高温溶融塩測定用のものを図7に示した。加熱用レーザには最大出力約 1.5 W、波長 514.5 nm の Ar⁺レーザを用いている。Ar⁺レーザビームはメカニカルチョップによりパルス (パルス幅 40 ~ 1200 μ s に可変) にされる。このパルスビームはビームスプリッタにより2本の等しい強度のビームに分割されてから、試料位置で交差し干渉縞を作り

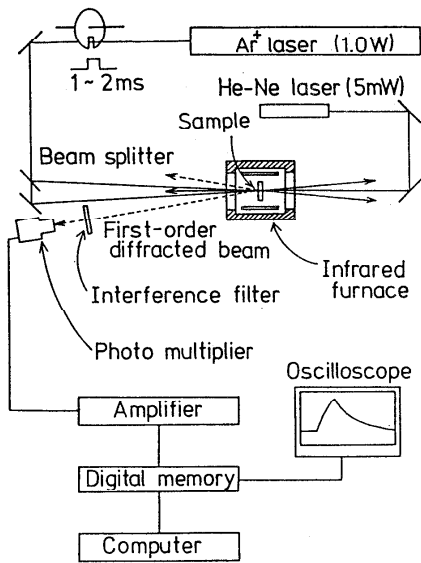


図7 高温融体用測定装置

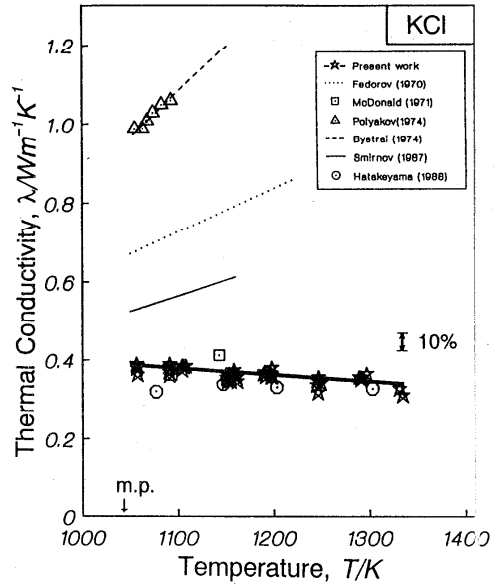


図8 熔融KClの測定結果

試料を加熱する。加熱用レーザービーム直径は約2mmで、干渉縞間隔は通常 $35\mu\text{m} \sim 90\mu\text{m}$ の範囲である。試料の被加熱領域には、観察用レーザーとして出力5mW、波長632.8nmのHe-Neレーザーが試料に垂直に照射されている。加熱によって現われる一回折光は光電子増倍管によって検出され、デジタルメモリーで記録されてからコンピュータに送られ、最小二乗法によって減衰の時定数が求められる。

試料容器としては、パイレックスあるいは石英ガラス製のセルを使用している。試料厚みは通常0.8mm～1.2mmである。試料中には加熱用レーザーを吸収し、観察用レーザーを透過するような微量の染料（赤く見える）が加えられている。具体的には、有機液体ではヨウ素、水では水酸化ナトリウムとフェノールフタレイン、高温の熔融塩では NiCl_2 、 $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ 等を使用している。測定精度は、常温の有機液体などで $\pm 3\%$ 、熔融塩など厳しい条件下では $\pm 7\%$ 程度である。

このような装置により1000℃以上での熔融塩化物の新しい測定結果⁽²¹⁻²⁴⁾や、液晶^(25,26)の測定などが行われている。最もこの測定方法の特徴を生かした代表的な例として、図8に熔融KClの測定結果（比較のため熱伝導率に換算してある。）を示した⁽²⁴⁾。過去の測定値は約 $0.4 \sim 1.2\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ までの広い範囲にばらついており、その温度係数はどれもかなり大きい正の値をとっている。それに対して、強制レイリー散乱法による結果は、最も小さい所に位置し、特徴的なのは温度依存性が弱い負であり、かつ温度範囲も最も広いことである。過去のデータはいずれも定常同心円筒法によるものであり、高温のためにふく射や対流や軸方向への熱の逃げなど見かけの熱伝導率を大きくさせる種々の影響を強く受けていると推測される。また、理論的にも対応状態原理によりこの測定値に矛盾のないことが確認されている⁽²⁷⁾。

3-3 今後の発展

今後の発展方向としてはかなり広い範囲が考えられ、レーザーによって励起された非定常回折格子を使って物質の性質を測定する方法として“*Laser-Induced Dynamic Gratings*”⁽²⁸⁾という総称も最近使われている。温度伝導率以外の物性値測定としては、拡散係数⁽²⁹⁾やソーレー係数⁽³⁰⁾の研究例があり、また延伸した高分子膜の温度伝導率異方性の測定⁽³¹⁾などこの方法で初めて測定可能になっている例があり、これからさらに応用の範囲は拡大していくと期待される。測定装置の改良に関しては、半導体レーザーを使えば非常に小型になり非接触簡易測定装置の開発も可能であるし、また色素レーザーなどの波長可変レーザーや赤外域の炭酸ガスレーザーを使用できれば⁽³²⁾、現在この方法で一番のネックである試料の着色の問題も解決できると考えられる。

4. 表面光散乱法 (Surface Laser-Light Scattering Method) [表面張力, 動粘性率]

液体表面にレーザー光を照射して、その散乱光 (Brillouin 散乱) を検出するだけで、原理的には表面張力 σ と動粘性率 ν を計測することが可能である⁽³³⁾。図9にその原理を示した。液体の表面には、巨視的には一様な温度であっても、微視的には熱的なゆらぎによって微細な表面波 (さざ波の量子として Ripplon⁽³⁴⁾とも呼ばれる) が常に存在している。この表面に光を照射すると、通常の鏡面反射成分のまわりに散乱光が観測される。これは、微細な表面波が一種の移動する回折格子の働きをしているためで、ある入射角の場合の散乱光を観測することによって、表面波の波長、周波数そして減衰時間の情報を得ることができる。表面波の波長 Λ と角周波数 ω がわかれば、重力項を無視して分散関係式より

$$\sigma = (\omega^2/k^3)\rho = (f_0 a^3 \rho)/(2\pi \cos^3 \theta) \quad (8)$$

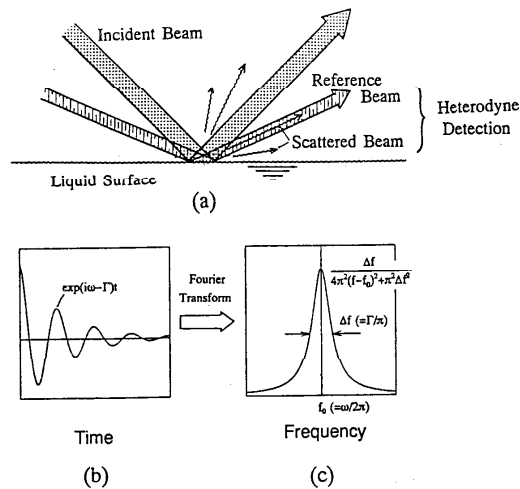


図9 表面光散乱法の原理

のように液体の表面張力が計算できる。ここで、 ρ は液体の密度、 $k = (2\pi/\Lambda)$ は波数、 f_0 はスペクトルの中心周波数、 a は回折格子間隔、 θ はレーザーの入射角である。また動粘性率 ν は次式のように求められる。

$$\nu = (\pi\Delta f)/2k^2 = (a^2\Delta f)/(8\pi \cos^2 \theta) \quad (9)$$

ここで Δf はスペクトルの半値幅、図10は測定装置の一例で、常温の水の場合の4種類の波数におけるパワースペクトル例を図11に示した⁽³⁵⁾。実際の熱的ゆらぎによる表面波の大きさは物質や温度によるが、振幅は3-10Å、波長は約100μm程度であり、散乱光も非常に微弱なためヘテロダイン法によって検知している。この場合の参照光には回折格子による回折光を利用しており、この回折格子は同時に表面波の適当な波長を選択する役目もはたしている。この方法は、ごく最近開発されたため Laser light-scattering, Surface-wave scattering, Surface laser-light scattering, Surface fluctuation spectroscopy などいろいろな名称で呼ばれている。今後特殊条件下の測定で広い応用が期待される。

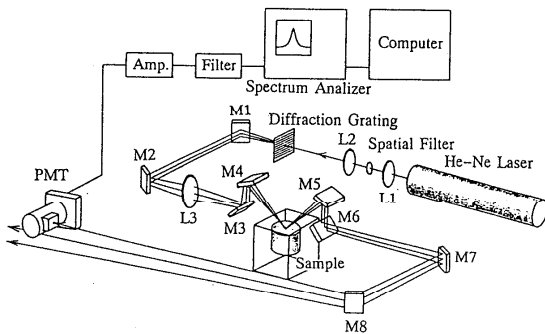


図10 表面光散乱法の装置 (常温用)

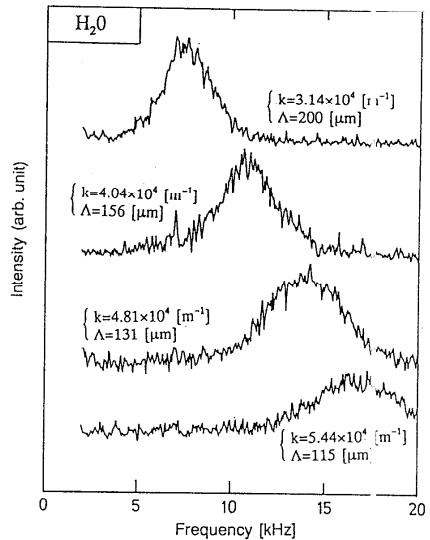


図11 パワースペクトルの例 (4種の波数)

5. おわりに

熱物性測定法もレーザーを使ったり、新しければ良いというわけではないのは当然である。また、測定法がいくら新奇であっても従来からの方法で十分測定できる範囲にとどまっていたは価値がない。従来とは異なる持ち場で、これまでは不可能だったり適用が非常に困難だった試料や系や条件に用いて、新しい発見ができてこそ新しい測定法の真価が発揮されるのである。ここで紹介した原理やその応用例などが、読者の研究のなんらかの参考になれば幸いである。

文献

- (1) 日本熱物性学会編, 熱物性ハンドブック, (1990), 養賢堂.
- (2) 最近の熱物性測定技術, 養賢堂 (発行予定).
- (3) Experimental Thermodynamics Vol.III: *The Measurement of Transport Properties of Fluids*, Ed. by A. Nagashima, J. V. Sengers and W. A. Wakeham, Blackwell Scientific Publications (to be published).
- (4) Healy, J. J., de Groot, J. J. and Kestin, J., *Physica*, **82C** (1976), 392.
- (5) 長坂雄次, 長島昭, 日本機械学会論文集, **47B**-417 (1981), 821.
- (6) 谷下一夫, 長坂雄次, 長島昭, 山口隆美, 菅原基晃, 日本機械学会論文集, **47B**-421 (1981), 1784.
- (7) Nagasaka, Y., Okada, H., Suzuki, J. and Nagashima, A., *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, **87** (1983), 859.
- (8) Kawamata, K., Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *Int. J. Thermophys.*, **9-3** (1988), 317.
- (9) 長坂雄次, 長島昭, 日本機械学会論文集, **47B**-419 (1981), 1323.
- (10) Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *J. Phys. E*, **14** (1981), 1435.
- (11) Kitade, S., Kobayashi, Y. Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *High Temp.-High Press.*, **21** (1989), 219.
- (12) 北出真太郎, 小林裕二, 長坂雄次, 長島昭, 日本機械学会論文集, **55B**-516 (1989), 2411.
- (13) Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *Int. J. Thermophys.*, (1991) (to be published).
- (14) 石野俊樹, 野上一雄, 長坂雄次, 長島昭, 第28回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1991) (発表予定).
- (15) Eichler, H. J., Salje, G. and Stahl, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), 5383.
- (16) Pohl, D. W., Schwarz, S. E. and Irniger, V., *Phys. Rev. Lett.*, **31** (1973), 32.
- (17) 角谷核二郎, 畠山拓也, 長坂雄次, 長島昭, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1985), 587.
- (18) 畠山拓也, 角谷核二郎, 奥田真一, 長坂雄次, 長島昭, 日本機械学会論文集, **53B**-489 (1987), 1590.
- (19) 長坂雄次, 畠山拓也, 長島昭, 日本機械学会論文集, **53B**-492 (1987), 2545.
- (20) Nagasaka, Y., Hatakeyama, T., Okuda, M. and Nagashima, A., *Rev. Sci. Instrum.*, **59** (1988), 1156.
- (21) 畠山拓也, 宮橋義人, 長坂雄次, 長島昭, 日本機械学会論文集, **54B**-501 (1988), 1131.
- (22) Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *Int. J. Thermophys.*, **9-6** (1988), 923.
- (23) 中沢巨樹, 赤堀正憲, 長坂雄次, 長島昭, 日本機械学会論文集, **56B**-525 (1990), 1467.
- (24) Nakazawa, N., Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *High Temp.- High Press.*, (to be published).
- (25) Hatakeyama, T., Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *Proc. ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conf.*, **Vol. 4** (1987), 311.
- (26) Nagasaka, Y. and Nagashima, A., *Proc. 1st KSME-JSME Thermal and Fluids Eng. Conf.*, **Vol. 1** (1988), 1.
- (27) 長坂雄次, 長島昭, 第11回日本熱物性シンポジウム講演論文集, (1990), 275.
- (28) Eichler, H. J., Günter, P. and Pohl, D. W., "*Laser-Induced Dynamic Gratings*", Springer Series in Optical Sciences, **Vol. 50**, (1986) Springer, Berlin.
- (29) Takezoe, H., Hara, M., Ichikawa, S. and Fukuda, A., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **122** (1985), 169.
- (30) Bloisi, F., Vicari, L., Cavaliere, P., Martellucci, S., Quattieri, J., Mominile, P. and Pierattini, G., *Appl. Phys.*, **B44** (1987), 103.
- (31) 奥田真一, 長島昭, 第9回日本熱物性シンポジウム講演論文集, 243 (1988).
- (32) 清水雄二, 長坂雄次, 長島昭, 第28回日本熱物性シンポジウム講演論文集, (1991) (発表予定).
- (33) Ingard, K. U., "*Fundamentals of Waves and Oscillations*", (1988), Cambridge Univ. Press.
- (34) 生嶋明, 物理学最前線 **17**, (1987), 共立出版.
- (35) 松尾康之, 長坂雄次, 長島昭, 第28回日本熱物性シンポジウム講演論文集, (1991) (発表予定).

微小重力下での半導体融液の熱伝導率測定

株式会社宇宙環境利用研究所 日比谷 孟俊 中村 新
日本電気株式会社 山本 文雄 横田 孝夫

1. はじめに

今日の高度情報化社会は、コンピュータに代表される情報処理技術と、衛星通信や光ファイバ通信に代表される通信技術に大きく依存している。これらいずれの技術をも支え、そのさらなる発展を可能ならしめているのが、超 LSI（超高集積回路）に代表される半導体デバイス技術である。超 LSI はシリコン単結晶を用いて製造されている。素子の微細化に伴い、単結晶の品質のさらなる改良が求められている。シリコンに代表される半導体単結晶は、チョクラスキー法、ブリッジマン法あるいはフローティング・ゾーン法によって製造される。いずれの場合も、熔融した半導体をその融点において単結晶として固化させている。近年、融液内の対流、ヒーターからのふく射、固液界面での結晶化熱の発生などを考慮し、単結晶製造プロセスにおける伝熱問題を、計算機による数値シミュレーションによって理解しようとする試みが行われている¹⁾。このためには、半導体融液の熱伝導率、粘性率、表面張力、体膨張係数、融液および結晶のふく射率などの熱物性定数に関し、信頼すべき値が整っていることが必要である。しかしながら、半導体融液の熱物性定数のデータ・ベースに関しては、Glazov ら²⁾ による精力的な測定が行われてはいるものの、必ずしも十分に整備されているとは言い難い。特に、熱伝導率の場合は、この 30 年間でシリコンなどの IV 属半導体と、III-V 族化合物半導体に関して僅かに 14 件の報告があるにすぎない³⁾。半導体融液の熱伝導率測定が困難な理由として、対流の存在、融液が高温であること、融液に電気伝導性と腐食性があること、などが挙げられる⁴⁾。

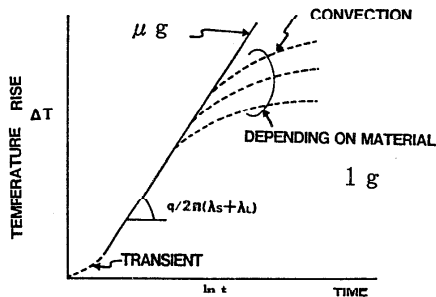


図 1 非定常細線法による熱伝導率測定

原理。

伝熱研究 Vol.30, No.117

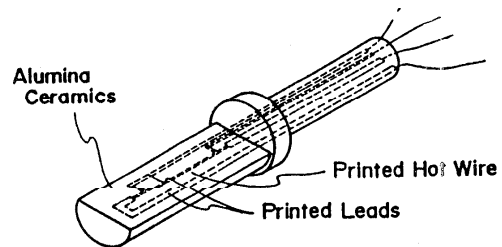


図 2 セラミック・プローブ。

我々は、1989年12月に、ドイツの小型無人ロケット TEXUS-24号機が作る微小重力状態を利用し、化合物半導体 InSb 融液の熱伝導率測定を非正常細線法（非正常細線比較法）によって実施した。本報告では、測定の原理、測定に用いた装置および測定結果について紹介する。また、航空機の放物線飛行が作る微小重力環境下での測定、および、微小重力と同様に電気伝導性流体の対流に体し抑制効果のある磁場中での測定についても紹介する。なお、本実験計画の詳細やロケット搭載用の機器の開発に関しては、別の解説論文があるので参照して頂きたい^{5,6)}。

2. 測定原理と装置

今回の微小重量環境での熱伝導率測定に用いた方法は、非正常細線法である。その原理を図1に示す。すなわち、液体試料中に浸漬された金属細線に電流を流したとき、対流によって熱が運ばれることがなければ、細線の温度上昇 ΔT は対数でプロットした時間に対して直線的に変化する。この時の勾配は、細線の単位長さあたりに投入される電力に比例し、液体試料の熱伝導率に逆比例する。細線を基板の表面に設け、細線の発熱による温度上昇が、液体試料と基板の双方に生じるような場合には、液体試料の熱伝導率と基板のそれとの和に逆比例することになる⁷⁾。

$$\lambda_L + \lambda_S = (Q/2\pi) / [d(\Delta T) / d(\ln t)] \quad (1)$$

ここで、 λ_L および λ_S は液体試料および基板の熱伝導率、 t は測定時間、 Q は細線の単位長さあたりに投入される電力である。

非正常細線法は、これまでは、有機物液体や気体の熱伝導率測定に用いられたことはあったが、高温、かつ、電気伝導性と腐食性のある半導体融液に適用されたことはなかった。そこで、細線を基板の上に設け、さらに絶縁膜で覆ったプローブを準備し、この場合にも測定が可能であることを、計算機シミュレーションにより確認し、図2に示すように、セラミック基板上に細線を印刷法で形成したセラミック・プローブを開発した^{8,9)}。また、基板の上に細線を設けることは、ロケットなどに搭載して測定を行う場合、打ち上げ時の振動を考慮すると、細線に強度を付与する上でも必要なことであった。測定はロケット上で行われるので、試料である InSb とセラミック・プローブをカーボン坩堝に入れ、さらにこれをニッケル製カートリッジに収納し、電子ビーム溶接により気密封止してある。

化合物半導体融液の熱伝導率を小型ロケットが作る微小重力状態を利用して測定するために、ロケット搭載用の熱伝導率測定装置 (TCMF)¹⁰⁾ を新たに開発した (図3参照)。この装置は図3において、上から、均熱炉、測定用エレクトロニクスおよび電源バッテリーからなっている。いずれも、独立して制御される2系統からなっている。非正常細線法による熱伝導率測定の場合、細線の温度上昇を細線での電圧降下の変化として読み取る必要があるため、地上では通常、ホイートストン・ブリッジ回路が使われている¹¹⁾。しかし、小型ロケット上では、これは不可能である

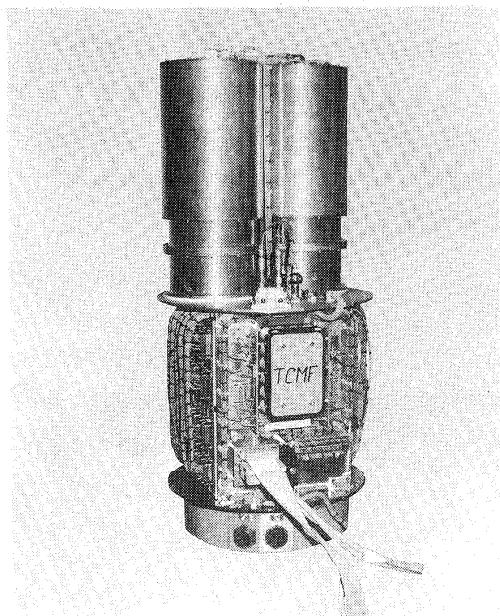


図 3 小型ロケット搭載用熱伝導率測定装置 (TCMF)¹⁰⁾.

ので、高分解能を有する電圧計で電圧降下を直読し、AD 変換器でデジタル化している。測定は、打ち上げ前に決定されたプログラムに従い、全てが自動的に行われた。

3. 測定結果

3.1 ロケット実験¹²⁾

図 4 はセラミック・プローブに埋め込まれた熱電対が感知した、細線通電時の熱パルスである。図 4 に示すように、ロケット打ち上げの直前に 7 回の地上参照測定を、打ち上げ 30 秒後から始まった 6 分間の微小重力状態を利用して 1 分おきに 5 回の測定を行った。1 回の測定に要する時間は 10 秒であった。図 5 に微小重力状態における InSb 融液の熱伝導率測定の際の細線の温度上昇の様子を、図 6 に図 5 の勾配から計算された InSb 融液の熱伝導率を示す。

図 5 に示すように、地上における測定では、細線の発熱に伴う対流の発生があり、この対流によって熱が運ばれるために、細線の温度上昇は微小重力の場合と異なり、対数でプロットした通電時間に対して直線からずれていく。この結果、本来、物質固有の値であるべき InSb 融液の熱伝導率は、測定時間の経過に伴い大きくなっていくように見える。一方、微小重力における測定では、値はほぼ一定である。この実験より、557 および 617 °C における InSb 融液の熱伝導率の値として、それぞれ、15.8 および 18.2 W/m-K を得た。

図 7 は、InSb の固体および液体状態における熱伝導率である。固体における熱伝導率の値は測定者によらず、ほぼ一定であるが、液体における値は測定者によって大きく異なっている。この

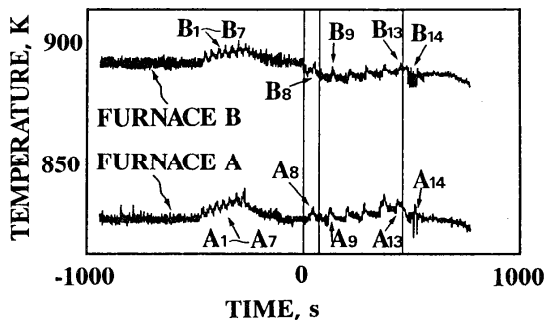


図 4 セラミック・プローブに埋め込まれた熱電対が感知した、測定の際の熱パルス。ロケット上での測定実験を時間の経過に従って記録している。炉 A および B において、それぞれ、557 および 617 °C において測定がなされた。測定番号 1 - 7 は地上での参照測定，9 - 13 は微小重力下での測定である。8 は 2 段目のエンジンの動作時に，9 は大気圏に再突入時に測定されたが，いずれもノイズが大きかった¹²⁾。

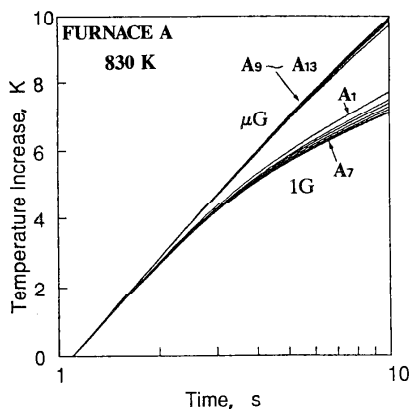


図 5 InSb 融液の熱伝導率測定の際の昇温曲線 (557 °C)¹²⁾。

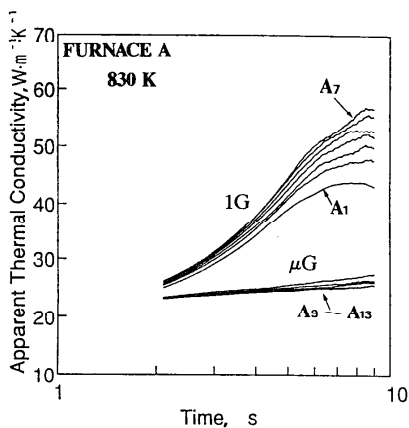


図 6 図 5 の昇温曲線の勾配から求めた InSb 融液の熱伝導率と基板の熱伝導率との和 (557 °C)¹²⁾。

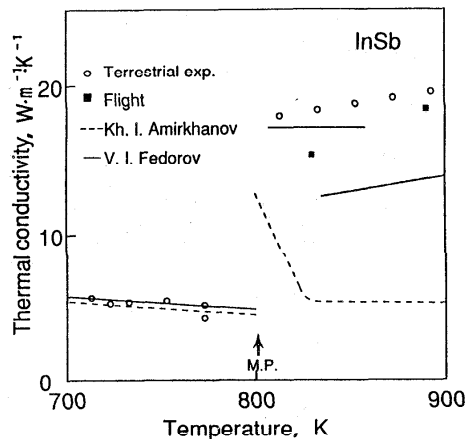


図 7 固体および液体状態における InSb の熱伝導率。Amirkhanov および Fedorov の測定値は、それぞれ文献 13 および 14 を参照¹²⁾。

ことは、半導体融液の熱伝導率の測定が一般に困難であることを示している。

今回の測定では、Amirkhanov ら¹³⁾ が報告するような、融点の直上で熱伝導率が大きな温度依存性を示すことは見出されなかった。結果としては、Fedorov ら¹⁴⁾ が、当初、報告した値(図 7 において 2 本ある実線の上の方の値)に近い。一方、半導体は溶融すると金属的になり、熱伝導は自由電子によって行われる。金属と同様に Wiedeman-Franz 則が成り立つとすると、電気伝導度から熱伝導率はおおよそ 20 W/m-K と求まり、我々の測定値に近い。

3.2 航空機実験¹⁵⁾

前節で述べたように、ロケット上で測定された熱伝導率のが、地上の 1 g のもとで測定された値と比べて著しく異なることを見出され、ロケットの作る 10^{-4} g が対流の抑制に顕著な効果があることが判った。そこで、非定常細線法による熱伝導率測定に及ぼす微小重力のレベルを定量的に調べ、この方法での熱伝導率測定に必要な微小重力のレベルを明らかにすることを試みた。実験は、ダイヤモンドエアサービス社が運航する三菱 MU-300 小型ジェットによって、1990 年 6 月 1 および 2 日に行われた。この実験では、試料として水銀を用いた。測定に用いた装置は、ロケットに搭載したのと同じ機能を有する、熱伝導率測定装置 TCMF のラボラトリ・モデルである。細線に投入する電力と微小重力レベルを変化させて測定した熱伝導率の測定値を、対流の影響なく測定できた値 (10^{-2} g のもとでインプット電力が小さい場合) で除した値を κ として式 2 および図 8 のように定義し、対流伝熱の効果を定量化することを試みた。これを対流の強さであるレイリー数 Ra (式 3) に対してプロットしたのが図 9 である。

$$\zeta = (\lambda_L + \lambda_s + \lambda_c) / (\lambda_L + \lambda_s) \quad (2)$$

$$Ra = (G \beta \Delta T L^3) / (\alpha \nu) \quad (3)$$

ここで、 $\lambda_L + \lambda_s$ は対流の影響を受けることなく測定できた場合の見かけの熱伝導率（試料の熱伝導率と基板の熱伝導率との和）、 λ_c は見かけの熱伝導率に及ぼす対流伝熱の寄与である。G は重力加速度であり、今回の実験では 0.01, 0.1 および 1 g (1 g = 9.8 m/s²) である。β は水銀の熱膨張率 (1.82 × 10⁻⁴/K)、ΔT は投入電力によって決る細線の温度上昇、L は測定セルの半径 1.4 cm である。α および ν は、それぞれ、水銀の温度拡散率 (4.44 × 10⁻⁶ m²/s) および動粘性係数 (1.15 × 10⁻⁷ m²/s) である。

図 9 から明らかなように、本装置においてはレイリー数が 5,000 以下では $\zeta = 1$ となり、対流伝熱の効果は抑制され、細線の発熱による対流の影響を受けることなく、非定常細線法によって熱伝導率が測定が可能であることを示している。因みに、TEXUS ロケット上の実験においては、微小重力レベル 10⁻⁴ g と InSb メルトの熱物性値よりレイリー数は 10⁰ と求まり（ただし、InSb 融液の体積膨張率、温度拡散率および動粘性係数は、それぞれ、8.91 × 10⁻⁵/K, 1.05 × 10⁻⁵ m²/s および 3.68 × 10⁻⁷ m²/s）、ロケット実験では金属細線の発熱が惹き起こす対流の影響を受けずに測定ができたことを確認できた。因みに、1 g においては ΔT = 20 K とすると Ra = 12,413 と計算される。

3.3 磁場中測定¹⁶⁾

電気伝導性融液の場合、磁場を印加することによっても対流を抑制できることが知られている。対流の抑制に及ぼす微小重力の効果と磁場の効果とを比較するために、磁場中での熱伝導率測定を

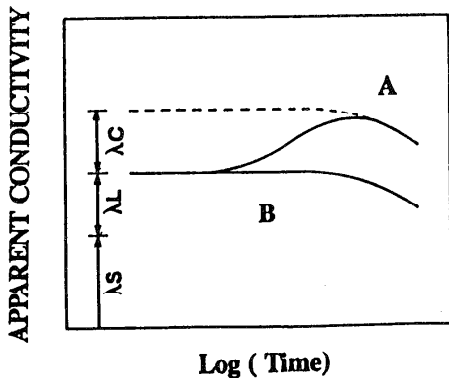


図 8 非定常細線法における対流伝熱の寄与の大きさ ζ の定義：A/B。

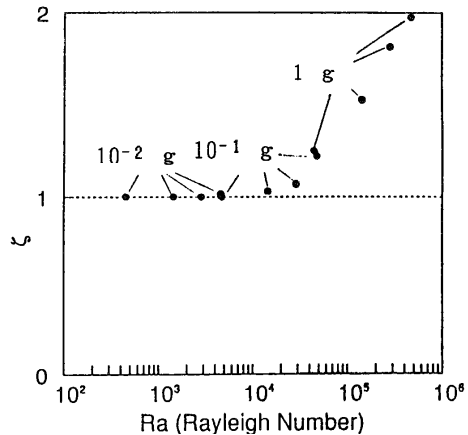


図 9 航空機による水銀の熱伝導率測定実験におけるレイリー数 Ra 対 ζ ¹⁵⁾。

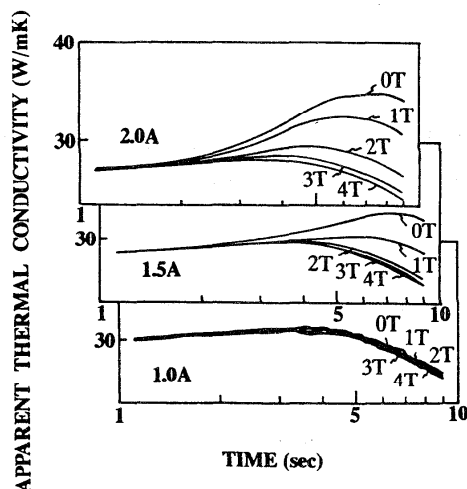


図 12 非定常細線法による水銀の熱伝導率測定に及ぼす磁場の効果¹⁶⁾。

行った。実験に用いた装置は、航空機実験に用いたのと同様の熱伝導率測定装置 TCMF ラボラトリー・モデルであり、試料は水銀である。図 10 は、非定常細線法による熱伝導率測定値に及ぼす磁場印加の効果である。投入電力（電流）が大きい場合ほど、磁場による対流抑制の効果が顕著であることが理解できる。本測定セルを用いた実験においては、3.5 ないし 4.0 T の磁場を印加することにより、地上であっても細線の発熱による対流の影響を受けることなく、非定常細線法により水銀の熱伝導率の測定が可能となることが明らかとなった。

4. おわりに

新たに開発したセラミック・プローブを用いて、非定常細線法（非定常細線比較法）により、化合物半導体 InSb 融液の熱伝導率測定を、小型ロケットが作る微小重力環境下で試み成功した。ロケット上の 10^{-4} g の微小重力環境は、地上の 1g と比べ顕著な対流抑制効果を示した。この方法において、細線の発熱によって惹き起こされる対流の抑制に及ぼす、微小重力環境の効果を定量的に調べるために、ロケット実験に用いたのと同じ測定セルを用い、航空機の放物線飛行によって得られる 10^{-1} および 10^{-2} g の微小重力環境下で、水銀の熱伝導率の測定実験を行った。本測定セルの場合には、レイリー数が $Ra < 5,000$ 以下であれば、細線の発熱による対流の影響を受けることなく、熱伝導率の測定が可能であることが明らかとなった。また、ロケット上の 10^{-4} g の微小重力環境での InSb 融液の測定の場合には $Ra \sim 10^0$ と推定され、細線の発熱による対流の影響を受けずに測定できたものと結論できた。ただし、レイリー数が 5,000 程度では、流れが止まっているとは考えられない。ある程度対流が抑制された状況では、たとえ、流れが存在す

る状況であっても、低プラントル数流体の特異な現象として温度場と速度場の乖離が生じることから、測定が可能になっていると推定される。また、地上において、本測定セルを用いて非定常細線法を適用する場合には、3.5 - 4.0 T の磁場を印加すれば細線の発熱による対流の効果を除去して測定が可能であることが明らかとなった。

参 考 文 献

1. 例えば, F. Dupret, Y. Ryckmans, P. Woulters and M. J. Crohet, *J. Crystal Growth*, 79, (1986) 84.
2. V.M. Glazov, S.N. Chizhevskaya and N.N. Glagoleva, *Liquid Semiconductors*, Plenum Press, New York, 1979.
3. 中村新, 日比谷孟俊: 熱物性 3, (1989) 61.
4. A. Nagashima, *Int. J. Thermophys.* 11 (1990) 417.
5. 日比谷孟俊, 山本文雄, 中村新, 横田孝夫, 日本マイクログラフィティ応用学会誌, 7, (1990) 24.
6. 山本文雄, 横田孝夫, 中村新, 日比谷孟俊, 日本マイクログラフィティ応用学会誌, 7, (1990) 29.
7. E. Takegoshi, S. Imura, Y. Hirasawa and T. Takenaka, *Bull. JSME*, 25 (201), (1982) 395.
8. S. Nakamura, T. Hibiya and F. Yamamoto, *Rev. Sci. Instrum.* 59, (1988) 2600.
9. S. Nakamura, T. Hibiya and F. Yamamoto, *Int. J. Thermophys.* 9, (1988) 933.
10. F. Yamamoto, S. Nakamura, T. Hibiya, T. Yokota, D. Grothe, H. Harms, P. Kyr, *Proc. CSME Mechanical Engineering Forum*, (1990) p.1.
11. Y. Nagasaka and A. Nagashima, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 14, (1981) 1435.
12. S. Nakamura, T. Hibiya, F. Yamamoto and T. Yokota, *Int. J. Thermophys.* in press.
13. Kh. I. Amirhanov, Ya. Magomedov, *Soviet Phys. Solid State*, 8 (1966) 241.
14. V. I. Fedorov and V. I. Machuev, *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, 8 (1970) 447.
15. 中村新, 日比谷孟俊, 山本文雄, 第 11 回日本熱物性シンポジウム, C 119. 東京, 1990 年 11 月.
16. S. Nakamura, T. Hibiya, T. Yokota and F. Yamamoto, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33 (1990) 2609.

薄膜材料の熱物性

八田一郎（名大・工学部）

1. はじめに

近年、各種の薄膜材料、多層膜材料が開発され、その熱物性が基本物性の一つとして関心もたれている。また、その熱物性が必要となる場合も多くある。さらに、薄膜材料がいろいろな環境下に置かれたときの、熱特性を推算する上からも、薄膜材料そのものの熱物性に関する知見が必要である。

例えば、財団法人日本学術協力財団・日本学術会議熱工学研究連絡委員会編「熱工学の研究動向と熱技術の進展」（昭和63年11月発行）の熱物性の章の基礎的研究の動向の節で、「現在、測定技術の面で、緊急に開発を要望されているものには、例えば、薄膜の熱伝導率測定法、高温の半導体融体の表面張力測定法、極低温あるいは超高温のふく射物性などの測定法など興味深いものが残されている。」と指摘されている。1990年9月にウイーンで開催された第12回ヨーロッパ熱物性会議においても、薄膜材料の熱測定についての話題がいろいろな角度から取り上げられた。Ronald, P. Tye は“Measurement of thermal conductivity: A half century of radical change”と題する招待講演を行い、1940年から今日にいたるまでの熱伝導率測定を概観し、とくに1980年から1990年においては、物質については超伝導体、半導体、多層材料が開発されたこと、非常に薄い材料の作成が可能になったこと、このような材料の応用が盛んになったことを取り上げ、また、薄膜材料の測定法として、a cカロリメトリー法、3オメガ法、光音響法などが開発されたことを指摘した。同じくこの会議の際に開かれたワークショップ“Thin solid films”（司会：R. O. Pohl）では、現場からの熱起電力素子、高温超伝導体などにおける熱特性に関する問題点が指摘され、それらに答えるという形で、筆者と R. O. Pohl がそれぞれ a cカロリメトリー法および3オメガ法によってそれらの問題にいかにか挑戦できるかという観点から論じた。

薄膜材料の熱物性測定において、R. P. Tyeが招待講演の最後で触れたように現在最も求められていることの一つとして測定の精密化がある。かれの基準によれば2%以上の精度で測定できる方法の開発が望まれている。薄膜材料の熱物性測定法は数多く提案されているが、¹⁾ a cカロリメトリーは高精度測定という観点から有望な測定法であると、筆者は考えている。そこで、ここではそれを中心に紹介することにする。

熱物性に関係した物理量としては熱容量、熱伝導率、熱拡散率があるが、3者は次の関係で結ばれている：

$$D = \kappa/c. \quad (1)$$

ここに、 D は熱拡散率、 κ は熱伝導率、 c は単位体積当たりの熱容量である。凝縮体の原子熱はデュロン・プティの法則によれば室温以上ではほぼ $3R$ である（ R は気体定数）。したがって、すでに指摘したように単位体積当たりの熱容量は物質にそれほど依らず、 $1\sim 4\text{J}\cdot\text{cm}^{-3}\text{K}^{-1}$ の値をとる。²⁾一方、熱伝導率あるいは熱拡散率は物質の種類またその状態に依っており、熱拡散率を例にとれば、 $0.001\sim 10\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ と4桁にわたる値をとる。²⁾したがって、薄膜材料を含め物質の熱物性を特徴付ける量として、熱伝導率、熱拡散率があり、その両者は同等な情報を与えるといえる。

熱物性値の基本量としては、熱伝導率が熱拡散率かという議論がある。固体の熱伝導率 κ は単位体積当たりの熱容量 c 、フォノンの速度 v 、フォノンの平均自由行程 ℓ によって、近似的に

$$\kappa = cv\ell/3 \quad (2)$$

と表される。これによりフォノンの平均自由行程の大きさをおおよそ見積もるのことはよく行われる。(1)、(2)式を比べてみると判るように、フォノンの平均自由行程には熱拡散率により直接的に関与している。Wiedemann-Franz則の場合にも同じようなことがいえる。金属の場合には、主として伝導電子が熱伝導に関与している。この法則はあらわには電気伝導率と熱伝導率の関係として与えられるが、両者を結び付けているものは電子の速度と平均自由行程の積であり、これには熱拡散率が直接に関与している。

さらに、熱拡散率が長さや時間だけに依っていることは測定上着目すべきことである。すなわち、少ない物理量で決まることから高精度で測定できることになる。

ただし、熱伝導率と熱拡散率のどちらが有用であるかという点からすると、評価すべきものが何であるかに依る。それが定常状態での温度分布であれば熱伝導率であるし、また瞬時の熱の散逸過程であれば熱拡散率である。しかし、(1)式で示したように、実際にはそのどちらかが求まれば他方を求めるのは容易なことである。いままでは、より測定し易い量であるということから熱伝導率が多く取り上げられてきたのではなからうか。将来、熱においても高速現象が問題となる可能性があるが、このような場合には熱拡散率が有用な量となろう。

比熱と違って、熱伝導率あるいは熱拡散率の大きさは前に指摘したように物質中の欠陥、結晶粒度、結晶か非晶質か、…に依るので、それらの測定から材料評価を行うことができる。とくに界面をもつ薄膜材料の特性を評価において有力な手段の一つとなり得る。

2. a c カロリメトリーによる薄膜材料の熱拡散率測定

2. 1. 膜面に平行方向の熱拡散率^{3, 4, 5, 6)}

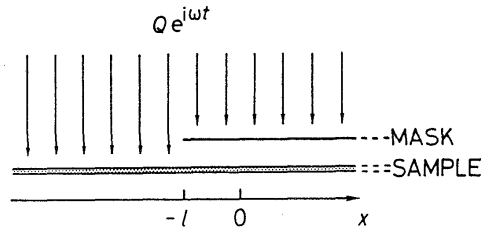
acカロリメトリーによる熱拡散率測定では交流温度波の波数または減衰定数が基本量となる。均質媒質中 x 方向に伝わる角周波数 ω の交流温度波 T は次のように表される：

$$T = T_0 \exp[i(\omega t - kx)] \exp(-kx), \quad (3)$$

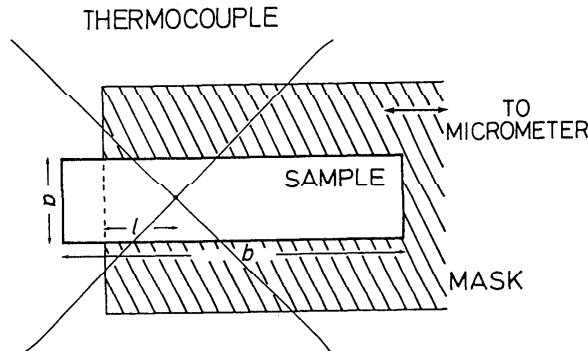
$$k = (\omega/2D)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

ここで、波数、減衰定数ともに同じ(4)式で与えられ、それらは熱拡散率 D に依っている。したがって、波数あるいは減衰定数のいずれかの測定から熱拡散率を求めることができる。

薄膜材料の面に沿った方向の熱拡散率測定における試料とその周辺の試料の横から見た様子を第1図に示す。交流温度波が面に沿って伝わる方向を x とし、 $x=0$ の位置で交流温度を検出する。図に示すように試料の一方の表面から交流熱 $Q \exp(i\omega t)$ が光照射によって加えられる。薄膜材料の厚さ d は十分に小さく、交流温度波は x 方向に一次的に伝わりとする。後で、試料の上下で温度差のない一次的な交流温度波が面に沿って伝わるための条件を示す。また、ここではまず熱が試料から熱浴へ逃げるのに要する緩和時間に比べて十分に短い周期の周波数で測定を行うものとする。これについても後に述べる。われわれの測定では、図



第1図 acカロリメトリーによる熱拡散率測定における薄膜試料周辺。マスクを左右に移動し距離 l の関数として $x=0$ で交流温度を検出する。



第2図 薄膜試料(幅 a 、長さ b)の裏面から見た様子。

に示すように試料の上にマスクが置かれており、試料への光照射の一部分が遮られている。この測定の特徴は、マスクで隠されている部分の試料面の交流温度をマスクを移動する距離の関数として測定するところにある。ここでは、まず理想的な場合として、試料は無限平板より成り、マスクは $x = -\ell$ を端とする無限半平面であるとする。すなわち、試料には次のような熱流が供給される：

$$Q(x,t) = 0 \quad \text{for } x > 0, \quad (5a)$$

$$Q(x,t) = Qe^{i\omega t} \quad \text{for } x \leq 0. \quad (5b)$$

これによって生じた交流温度波は

$$cd \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa d \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = Q(x,t) \quad (6)$$

に従って試料中を伝わる。ここに c は単位体積当たりの熱容量、 κ は試料の熱伝導率である。(5a)、(5b) 式の条件の下に (6) 式を解くと、 $x = 0$ で検出される交流温度は

$$T = (Q/i2\omega cd) \exp[i(\omega t - k\ell)] \exp(-k\ell) \quad (7)$$

となる。(7) 式より交流温度振幅は

$$|T| = (Q/2\omega cd) \exp(-k\ell) \quad (8)$$

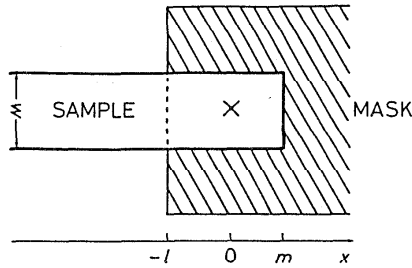
となる。したがって、マスクを動かし、 ℓ を変化し、 $|T|$ を測定することにより、その減衰定数 k が求まり、最終的には (4) 式により熱拡散率 D が求まることになる。この測定では、距離 ℓ を細かく変化し、 $|T|$ の測定精度を上げることにより、熱拡散率を高精度で求めることが可能となる。

実際の測定におけるいくつかの注意すべき点について以下に項目ごとに説明する。

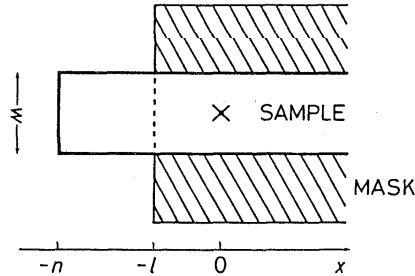
(a) 一次元交流温度波：交流温度波の波長が試料の厚さ d より十分に大きければ、試料の上下の温度差はなく、一次元の交流温度波が試料面に沿った方向に伝わる。そのための測定条件を明らかにするために、種々の試料における測定を行い、次のような条件を得ている：

$$k_{\perp} d \leq 0.03. \quad (9)$$

ここに k_{\perp} は膜面に垂直の方向の波数であり、(4) 式で与えられる (ただし、 D は D_{\perp})。



第3図 マスク下の試料端が有限の場合。



第4図 マスク外の試料端が有限の場合。

これは測定周波数の上限を決める条件である。

(b) 熱損失：光照射型 a c カロリメトリーによる熱拡散率測定では、試料に加える交流熱が試料から外へ逃げない条件下で測定することが理想的である。しかし、実際には熱放射の寄与から逃れることはできない。また、試料の温度上昇を押さえることと簡便であるということから、気体雰囲気中で測定が行われることが多く、それによる熱損失がある。このような熱損失がある場合の熱拡散率の解析式は理論的に厳密に与えられる。試料から周りの熱浴への熱の緩和時間を τ_e とすると、測定される見掛けの熱拡散率 D^* は

$$\frac{1}{D^*} = \frac{1}{D} [\sqrt{1 + (1/\omega\tau_e)^2} + 1/\omega\tau_e] \quad (10)$$

で与えられる。これは周波数の下限の条件に関係しているが、(10)式を用いれば測定周波数はいくら低くても差支えないことになる。最近、熱損失の効果が著しい細線での熱拡散率測定を行われたが、(10)式を用いて細線の熱拡散率測定に成功している。⁶⁾

(c) 試料の大きさ：試料の厚さについては、前の(9)式の条件を満たすような薄い膜にこの測定法は適用できる。この測定法は薄膜材料専用の熱拡散率測定法であるといえる。実際の測定における試料の裏面からの様子を第2図に示す。上に述べたように細線での測定が可能であるから、試料の幅に関する制約はないと考えてよい。すなわち、試料の幅 a は試料の厚さと同程度であってもよい。試料の長さ b についてはいくつか検討しておく必要がある。二つの場

合に分けて考える。⁵⁾一つは第3図に示すようにマスク下に試料端がある場合で、その座標を $x=m$ とすると、 $x=0$ で検出される交流温度は

$$T = \frac{Q e^{i\omega t}}{i2\omega\bar{c}} \{1 + e^{-2(1+i)km}\} e^{-(1+i)k\ell} \quad (11)$$

となる。ここに c, d 。この式からわかるように $\{ \}$ 内は ℓ に依らず、結局交流温度の ℓ 依存性の部分は (7) 式と同じ関数型で表され、 $|T|$ の ℓ 変化より減衰定数 k を求めることができる。極端な場合として $m=0$ であってもよい。もう一つは第4図に示すようにマスク下に試料端がある場合で、その座標を $x=-n$ とすると、 $x=0$ で検出される交流温度は

$$T = \frac{Q e^{i\omega t}}{i2\omega\bar{c}} \{1 - e^{-2(1+i)k(n-\ell)}\} e^{-(1+i)k\ell} \quad (12)$$

となる。ここでは最早 $|T|$ の ℓ 依存性は単純な減衰曲線では表されない。この場合には

$$k(n-\ell) \geq 2.75 \quad (13)$$

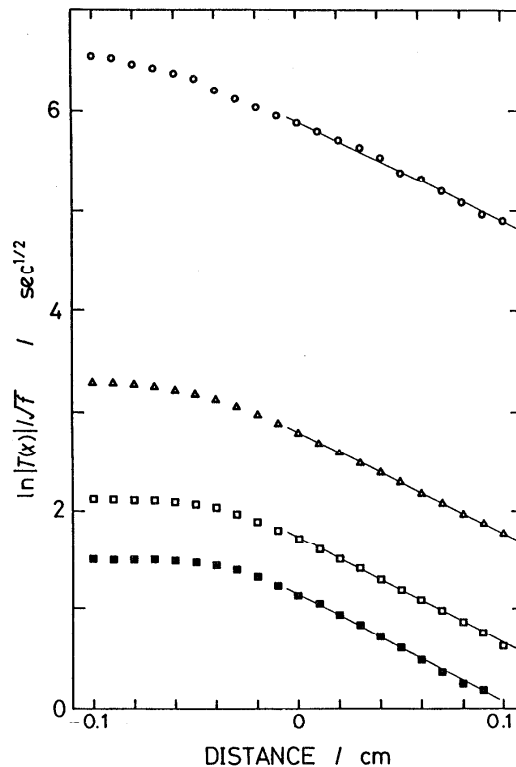
の条件の下に、(12) 式の $\{ \}$ 内の ℓ 依存性の寄与は無視できるようになり、(12) 式は ℓ に関する単純な減衰関数と見做せることになる。したがって、(13) 式を満たすように n を大きくとるかあるいは k を大きく (すなわち、 ω を大きく) とり測定を行う。

(d) 交流温度検出: ac カロリメトリーによる熱拡散率測定における交流温度検出には通常熱電対が用いられる。このとき交流温度波の波長と比べて温度センサーの大きさを十分に小さくする必要がある。そのためには熱電対が優れている。細い熱電対としては $12.5\mu\text{m}$ 、 $25\mu\text{m}$ などのものが市販されている。この場合、微小温度変化に対して熱起電力が線形であることは必要であるが、温度の絶対値を高精度で測定する必要はない。また、通常熱電対は試料に銀ペーストなどを用いて接着されている。この測定法の特徴の一つは、熱電対の接着のために用いられる銀ペーストは測定に全く影響しないということである。この場合については参考文献4を参照していただくことにして、ここでは簡単に述べる。熱電対で検出される交流温度は ℓ に依存する $\exp[-(1+i)k\ell]$ の部分と ℓ に依存しない部分の積で表されるから、 $|T|$ の ℓ 依存性から (11) 式の場合と同様に減衰定数を求めることができる。銀ペーストを接着剤として用いることにはいくつかの利点がある。一つは試料から外への熱損失を少なくすることができる。すなわち、接着剤を付けることによって見掛けの熱容量が増加し、それにより緩和時間が長くなる。結果的に、熱電対を通じての熱損失は押さえられる。もう一つは、熱拡散率の小さい試料の測定の場合に交流温度波の波長は短くなり、熱電対の太さに近づくとということが起こるが、試料より大きい熱拡散率をもつ接着剤を用いることによって、見掛けの波長を長く

できるということがある。

(e) 交流熱の不均一性：光照射によって交流熱を加えるとき、一様な熱を加えることは一般に容易なことではない。光照射型 a c カロリメーターによる熱拡散率測定では、交流熱の分布が仮にあったとしてもそれが λ を変えたとき変わらなければ、測定に全く影響を与えない。⁷⁾ したがって、第1図のように交流熱が加えられればマスクの端において多かれ少なかれ分布を伴うが、これはマスクを移動しても変わらないので問題とならない。光照射法をとる限り、このように分布を一定に保つということは容易なことである。これもこの方法の利点である。

第5図にこの方法によって測定された結果の例を示す。これは、 $d=50\mu\text{m}$ 、 $a=4\text{mm}$ 、 $b=9\text{mm}$ のステンレス鋼薄膜 (SUS304) について、測定した結果である。測定周波数は上から1、4、9、16Hzである。いずれの周波数においても直線で示されている領域で同じ勾配をもち、それから熱拡散率は $0.033\pm 0.001\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ と求まる。この場合、上の (a) ~ (c) までの検討すべき全ての点について問題がない。



第5図 ステンレス鋼薄膜材料の熱拡散率測定における1~10Hzの各周波数における交流温度とマスクの移動距離の関係。交流温度の飽和は熱電対が直接に交流加熱されることに依る。

2. 2. 膜面に垂直方向の熱拡散率

ここではa cカロリメトリーによる試みを簡単に紹介する。光照射型の場合に、試料表面に交流熱を加え、裏面の交流温度の位相を測定することによって、熱拡散率が測定されている。江間と浜野は試料裏面の交流温度は

$$T = \frac{Q e^{i\omega t}}{i\omega cd} \left[\frac{\sinh \{(1+i)kd\}}{(1+i)kd} + \frac{\cosh \{(1+i)kd\}}{i\omega\tau_c} \right]^{-1} \quad (14)$$

で与えられ、その位相部分は

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} - \arg \left[\frac{\sinh \{(1+i)kd\}}{(1+i)kd} + \frac{\cosh \{(1+i)kd\}}{i\omega\tau_c} \right] \quad (15)$$

となることを示した。^{8,9)}ここでkは試料の厚み方向の交流温度波の波数である。予め τ_c を測定しておき、測定された位相からkdを計算し、最終的に試料の厚み方向の熱拡散率を決めるという方法をとっている。これにより強誘電体硫酸グリシンの相転移における熱拡散率の温度依存性を測定した。最近、表面の光照射の代わりに、金属皮膜をスパッターしそれを交流的に電気加熱して、裏面の交流温度を測定することが試みられている。¹⁰⁾これにより、高分子膜の熱拡散率の温度依存性が測定された。前の節の方法の完成度からすると、この方法が完成するまでにはまだいろいろな角度からの検討が必要であろう。

3. 多層膜材料の熱物性評価

3. 1. 二層膜材料

多層膜材料における面と垂直方向の熱拡散率測定には、まだいろいろな問題点がある。一方、前の2. 1節で述べたa cカロリメトリーを面に沿った方向の熱拡散率測定へ応用し、いくつかの測定に成功している。二層複合膜の面に平行方向の熱拡散率は

$$D = \frac{c_1 D_1 d_1 + c_2 D_2 d_2}{c_1 d_1 + c_2 d_2} \quad (16)$$

で与えられるとする。ここに、添字1は一方の層、添字2はもう一方の層をさす。測定条件等は2. 1節と同じである。とくに、それぞれの層が(9)式の条件を満たし、また膜全体も(9)式の条件を満たすような場合に適用できる。これは熱物性値が既知の薄膜材料の上に膜を付け、その状態での熱物性を評価しようとするとき役に立つ。

シリコン基板上(100 μm)にダイヤモンド膜をマイクロ波プラズマCVD法により成長させた場合のダイヤモンド膜(10 μm)の熱拡散率の測定が行われている。メタン濃度により成長するダイヤモンド膜の熱拡散率は敏感に変化することが明らかにされた。¹¹⁾とくに、 $\text{CH}_4/\text{H}_2\text{vol}$

%の小さい領域で熱拡散率は増大し、ダイヤモンドにおける最大の値を凌ぐほどになることがわかった。

3. 2. 周期的多重積層膜

次に、例えばA、Bの膜がそれぞれ同じ厚さで周期的に積み上げられた多層膜を扱う。理想の場合には、測定される熱拡散率は(16)式で与えられる。しかし、一般的には、例えば人工超格子の熱拡散率において界面効果のための(16)式からのずれを評価することが重要である。八百¹²⁾はGaAs(厚さL=5~50nm)とAlAs(L=5~50nm)から成る人工超格子(全体の厚さは10 μ m)で周期Lの関数として熱拡散率の測定を行った。その結果から、Lが小さくなるにしたがって、Al_{0.5}Ga_{0.5}As合金の熱拡散率に近づくことを明らかにした。これは人工超格子(…-A-B-A-B-…、A:GaAs, B:AlAs)の熱拡散率は(16)式では表すことはできないことを意味している。したがって、少なくともAとBの領域の他に境界領域A-Bの三層の繰り返しから成っており、人工超格子の周期Lが小さくなるとともに、純粋なAとBから成る部分が減少し、それに伴い熱拡散率は小さくなる。最終的には境界領域だけから成る部分が残り、熱拡散率は最早周期Lに依らなくなる。この熱拡散率の折れ曲がりに対応する周期Lが熱物性から見た境界領域の厚さということになる。以上では簡単に三層から成ると仮定したが、実際にはミクロな傾斜機能材料として見ることも必要であるかもしれない。この場合には、少しずつ周期Lを変化させ、熱拡散率の微妙な変化を測定することが必要となる。

材料の熱物性評価において、基板上にある非常に薄い膜の評価が望まれている。これは原理的に難しい問題を含んでいる。それは基板に対してその上にある膜の熱的寄与が小さく、基板の熱物性の中に埋もれてしまうからである。そのような場合、基板の部分をできるだけ薄くすると共に一基板-薄膜-基板-薄膜-から成る膜を作り、全体の熱拡散率の薄膜部分の厚さ依存性から薄膜の熱物性を評価することは興味あることである。このような膜としては、全体の膜厚が数 μ mの材料が用意できれば測定は可能である。

参考文献

- 1) Hatta, I., Intern. J. Thermophys., 11 (1990), 293.
- 2) 八田, 熱物性, 4 (1990), 112.
- 3) Hatta, I., Sasuga, Y., Kato, R. and Maesono, A., Rev. Sci. Instrum., 56 (1985), 1643.
- 4) Hatta, I., Kato, R. and Maesono, A., Jpn. J. Appl. Phys., 25 (1986), L493.
- 5) Hatta, I., Kato, R. and Maesono, A., Jpn. J. Appl. Phys., 26 (1987), 475.
- 6) Hatta, I., Yao, H., Kato, R. and Maesono, A., Jpn. J. Appl. Phys., 29 (1990), 2851.
- 7) Hatta, I., Kato, R. and Maesono, A., Proc. Second Asian Thermophysical Properties Conference, (1989), 133.

- 8) 江間, 浜野, 日本物理学会第39回年会, 福岡, 1984年4月.
- 9) 八田, 江間, 加藤, 前園, 固体物理, 21 (1986) 277.
- 10) Hashimoto, T., Matsui, Y., Hagiwara, A. and Miyamoto, A., *Thermochimica Acta*, 163 (1990) 317.
- 11) 八田, 船本, 最新ダイヤモンド薄膜技術(瀬高他編) ((株)総合技術センター), (1988), 193.
- 12) Yao, T., *Appl. Phys. Lett.*, 51, (1987) 1798.

射出成形中の樹脂内の応力と凝固状況の可視化

黒崎 晏夫、佐藤 勲(東工大)

1. はじめに

1-1 射出成形法とはどのようなものか?

最近身の回りのいたるところで見ることのできるプラスチック製品のほとんどは「射出成形」という成形手法で作成されている。「伝熱研究」の読者諸兄には射出成形とそれに関わる工学的問題点になじみの薄い向きもあるかと思われるので、まずこれらについて多少詳しく述べておく。

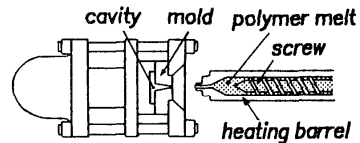
射出成形法によるプラスチック製品の成形は、図1の概略にあるように、まず熱可塑性の合成樹脂を加熱筒内で加熱・溶融させ(図1(a))、プランジャを兼ねるスクリュを速い速度で前進させて溶融樹脂を金型内に射出し(図1(b))、これを金型内で冷却・固化させる(図1(c))ことで行われる。この成形法が広く用いられるのは、(1)樹脂をいったん溶融・可塑化させて成形するので製品の形状に対する自由度が大きいこと、(2)さまざまな樹脂に対する適応性が高いことに加えて、(3)比較的速いサイクルで成形を繰り返すことができ生産性が高いという利点を有しているためであるが、この成形法は成形時間を短縮すると製品に歪みが生じやすい欠点をも合わせて持っている。

これは加熱・可塑化された高粘度の樹脂が金型内を高速で流動し、かつ金型壁から急冷されて固化するためである。

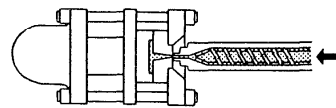
近年、光学レンズやポリゴンミラーなどきわめて高い精度の要求される製品にこの射出成形法を適用して生産性を向上させようとする努力が続けられている。この場合には、射出成形法固有の欠点ともいえる歪みの発生を制御する必要がある。射出成形製品に頻発する歪みには、大別して次の3つがあげられる。

- (a) 充填不良、ウエルドライン、フローマークなど、樹脂の流動に伴うもの。
- (b) 「ひけ」、「巣」、「そり」など、樹脂の体積変化に伴うもの。
- (c) 脈理、複屈折などの光学的歪み。

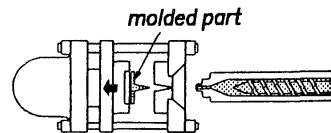
しかしながらこれらの歪みの発生機構には未だ不明な点も多いため成形品の歪みを制御するこ



(a) Plasticizing of Polymer



(b) Injection



(c) Removal of the Molded Part

図1 射出成形の概略

とは完全にはできておらず、射出成形法で精度を要する成形品を得るためには試行錯誤により成形条件を決定しているのが現状である。

1-2 金型内の現象をどのようにとらえるべきか？

成形品の歪みの発生機構を解明するためには、金型内に射出された樹脂の挙動を正しく把握することが必要である。金型内の熔融樹脂の挙動を熱工学的に見れば、射出成形は非ニュートン流体である熔融樹脂の流動と相変化（凝固）現象としてとらえることができる。上記の成形品の歪みの原因の多くは樹脂の流動と凝固現象に関連しており、この意味では金型内の樹脂の流動と凝固現象を正確に把握することが成形品の歪み発生を制御するための鍵となると言える。しかしこれまでの射出成形に関する検討が主に塑性力学的見地から行われてきたため、熔融樹脂の流動と凝固に関する熱工学的な検討を行うための方法論は確立されていない。そこで本稿では、熔融樹脂の挙動を熱工学的に検討する上で最も有力な手法の1つである各種の「可視化」手法についてその代表的なものを結果とともに紹介することにする。

2. 金型内の樹脂の流動の可視化

2-1 short-shot法による充填状況の把握

そもそも目で見ることのできる流動（流速分布という意味ではない）を「可視化」と言うのもいささか面妖な感じを受けるかと思われるが、射出成形の分野では金型内の樹脂流動も可視化の対象となる。

従来、射出成形機の金型内の樹脂の挙動は成形中に計測された型内圧力分布や温度分布、あるいは出来上がった成形品の特徴から間接的に推定されることが多く、得られる知見はごく限られていた。これは実用射出成形機では型内圧力がきわめて高く（数MPa程度）、成形中の型内の樹脂の挙動を直接観察することが困難であると考えられてきたためである。このような状況下で金型内の樹脂の充填状況だけでも知りたいとの欲求から、ある意味ではきわめて巧みな方法が考えられた。これがshort-shot法である。

short-shot法は熔融樹脂が凝固によってその形状を保持することを利用した手法であり、以下の手順で金型の充填状況を「可視化」する。

- (1) まず金型キャビティ内を樹脂が完全に充填するための条件を探す。
- (2) 他の条件を一定に保ったまま樹脂の射出量を減少させて射出成形（short-shot）を行い、出来上がった成形品を取り出す。
- (3) 樹脂の射出量を徐々に増加させて、成形品形状の変化から金型内の樹脂の充填状況を推定する。

この方法により求められた金型内の樹脂の充填の様子の一例¹⁾を図2に示す。この方法では、樹脂は凝固した状態で取り出されるため、



図2 short-shot法による観察結果¹⁾

原理的に樹脂の凝固プロセスを検討することはできないし、実際の金型内の（溶融状態にある）樹脂の挙動を精度良く把握している保証はない。しかしこの方法は金型に何等手を加えること無く樹脂の挙動の一端を知ることができるため、実用金型の試験用として現在でも用いられている。

2-2 金型内の樹脂の流動の観察

これに対し最近、型内の溶融樹脂のより詳細な挙動に対する要求が高まるにつれ、樹脂圧力を制限しても金型の一部に窓を取り付けて金型内の樹脂の流動を直接観察しようとする試みがいくつか報告され、樹脂の流動に基づく歪みの発生メカニズムが検討されている。

例えばWhiteとDee²⁾は図3に示すような装置を用いて金型キャビティ内の樹脂の流動を直接観察した。彼らの実験装置は比較的低圧で溶融樹脂を流動させられるレオメータに、キャビティを彫り抜いた金属製の板を両側から2枚のガラス板ではさんだ金型を取り付けた構造であり、金属製の板に取り付けたヒータによって金型内の樹脂の凝固を制御できるようになっている。図4はこの装置を用いて観察された金型内の樹脂の充填状況と流線の概略を示したものである。この図に示した結

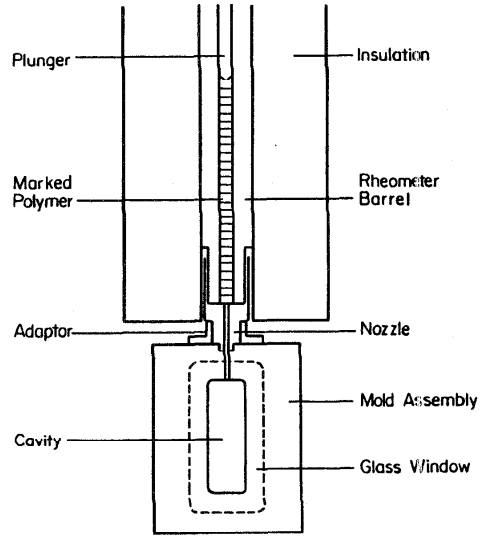


図3 White & Dee の実験装置²⁾

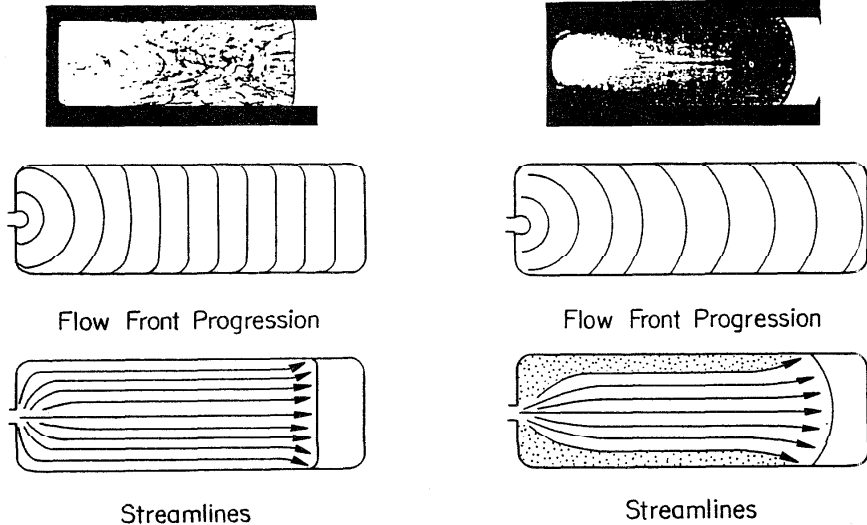


図4 樹脂の流動の様子（等温条件）²⁾

図5 樹脂の流動の様子（非等温条件）²⁾

果では金型壁温度を樹脂の流入温度と同一に保っており、キャビティ内での樹脂の凝固は生じていない。したがってこの場合の樹脂の流動は単に非ニュートン流体の流動としてとらえることができ、キャビティ壁のごく近傍を除いてほぼ一様な流速分布をもって樹脂が充填している。これに対して、一般の成形条件に相当する「冷たい」金型に熔融樹脂を射出した場合（図5）には、キャビティ壁近傍に凝固した樹脂によるよどんだ領域ができ、型内の樹脂の流動は金型温度が高い場合とはかなり異なる。特に流動先端では前進してきた樹脂がキャビティ壁で冷却・捕捉されるため、中央部から両壁へ向けて湧き出す形の流れ、いわゆるファウンテンフローが形成されている。キャビティ壁近傍に形成された凝固層の厚さは金型の冷却条件と樹脂の流動および樹脂内の非定常熱伝導によって決まるが、この報告ではこれに関する定量的な検討はなされていない。

3. 金型内樹脂の凝固との応力の発生および残留過程の可視化

3-1 樹脂内の応力発生可視化

成形品の形状歪みや光学歪みは成形品内に残留する応力と深く関係している。したがって成形中の樹脂内にどのようにして応力が発生し、それがどのように残留するかを知ることは、成形品の品質を向上させる上できわめて重要である。著者らが後に述べる研究で狙ったのはまさにこの点であるが、この分野ではいくつかの先駆的研究が報告されている。

例えば HanとVillamizar³⁾は窓を持った金型を含む実験装置を「光弾性法」の光学系内にいれ（図6、7）、熔融樹脂内の複屈折の変化、すなわち応力分布を観察した。この研究で使用している光学系は材料力学の分野で広く用いられている光弾性法の光学系と同一であり、樹脂内の主応力差に比例した複屈折を表す等色線を観察することができる。すなわち、樹脂内の主応力差 $\sigma_1 - \sigma_2$ は観察される等色線の縞次数 n から次のように求められる。

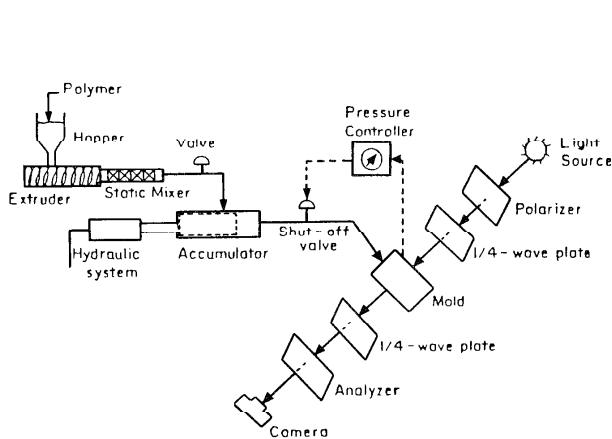


図6 Han & Villamizarの実験装置³⁾

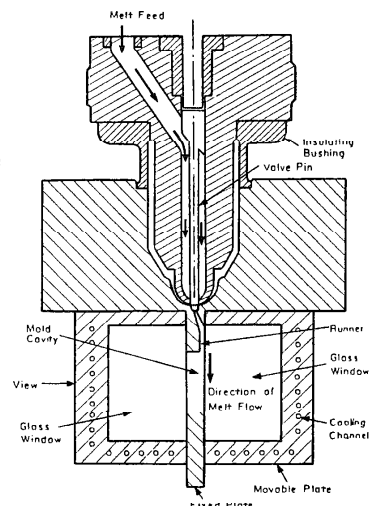


図7 Han & Villamizarの実験金型³⁾

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \frac{n\lambda}{c l} \quad (1)$$

ここで λ は光源の波長、 l は光の透過距離である。また c は光弾性定数と呼ばれる値で、本実験で使用したポリスチレンの熔融状態に対して、

$$c = -2.6 \times 10^{-6} / T \quad (1/\text{Pa}) \quad (2)$$

ただし T は樹脂温度

であり（著者らによる実測値）、固体状態のポリスチレンに対しては、

$$c = 1 \times 10^{-11} \quad (1/\text{Pa}) \quad (3)$$

と言われる⁴⁾。この式に示されるようにこの樹脂の光弾性定数は温度によって変化し、特に樹脂の凝固に伴う変化が著しい。ただしこの報告では光弾性定数を用いた応力の定量的評価は行われていない。この報告で使用された金型にもヒータが取り付けられており、キャビティ温度を射出温度と同一に保って樹脂の凝固を抑止することができるようになっている。実験には非晶性樹脂の代表であるポリスチレンが用いられた。この樹脂は非晶性であるため明確な凝固点をもたず、約 373K のガラス転移点以下でガラス化して凝固する。

図8は高温の金型内に同一温度の樹脂が流入したときの樹脂内の複屈折分布を示したものである。この図に示されるように樹脂内にはゲート（樹脂流入口）近傍を除いてほとんど複屈折がみられない。これはゲート内で発生したせん断応力がゲート出口で緩和されるためである。この充填終了後の金型を冷却したときの複屈折の変化を図9に示す。金型を冷却すると樹脂の凝固が始まり、これに伴って樹脂が収縮するため、キャビティ内の樹脂が変形するとともに熱応力による複屈折が現れている。このことから彼らは射出成形品内に残留する応力は主に樹脂の凝固に伴う収縮に基づくものと結論づけている。

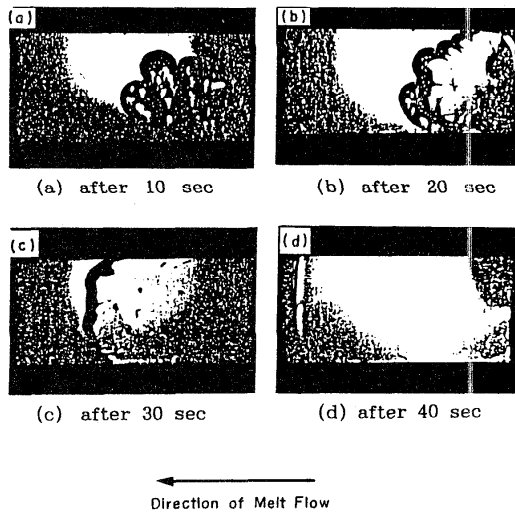


図8 流動中の樹脂内の複屈折（等温条件）³⁾

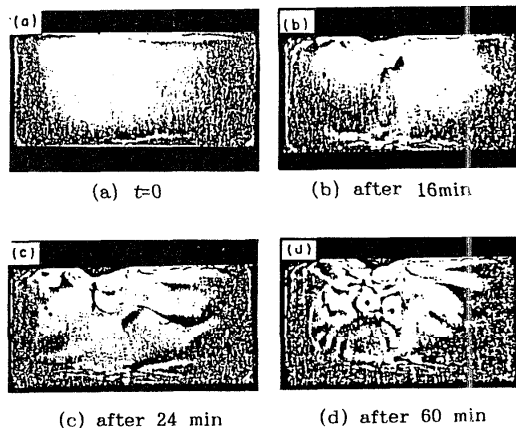


図9 冷却中の樹脂内の複屈折³⁾

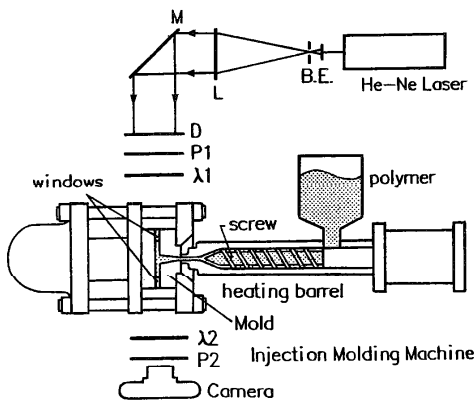
3-2 樹脂の凝固と応力の残留機構の可視化

HanとVillamizarの検討方法は樹脂の流動のみならず樹脂内の応力分布を観察することができるという意味できわめて優れたものであった。しかしこの報告では、樹脂の流動による応力の発生と凝固に伴う応力の凍結についての詳細な検討が行われておらず、成形品の歪みの発生要因そのものを明らかにするには至っていない。そこで著者らは樹脂内の応力発生と凝固による応力の凍結の様子を詳細に検討し、成形品の歪みと成形条件との関連について考察を加えた。著者らの実験装置の概略を図10に示す。

著者ら⁵⁾は金型内に熔融樹脂の流動を作り出すための樹脂流動系に小型の射出成形機を利用した。この射出成形機には窓を有する試験用金型(図11)を取り付ける。金型キャビティの形状、すなわち成形品の形状は長さ65mm、幅8mm、厚さ4mmの直方体とした。金型キャビティの両側面はアクリル樹脂製の可視化用窓となっており、キャビティ内の樹脂の流動と凝固の様子が直接観察できる試験用金型を含む実験装置は樹脂内の応力と凝固の様子を可視化するための光弾性法の光学系の中に設置されている。得られた金型内の樹脂の等色線の変化は35mmカメラまたはVTRによって記録し、解析を行った。

記録された樹脂内の複屈折分布を詳細に検討した結果、射出成形プロセスにおける樹脂内の応力の挙動は次の3つの過程に分けられることが分かった。

(1) 流動過程 図12に示されるように、樹脂が金型キャビティ内を流動している間には樹脂内にはキャビティ壁にほぼ平行で等間隔の縞が観察される。この縞は樹脂の流動によるせん断応力に対応したものであり、樹脂温度が低く、樹脂の流動速度が大きいほど観察される縞次数は増加す



Injection Molding Machine — Minimat 5/7
 Diameter of Screw — 10 mm
 Max. Injection Pressure — 223 MPa
 Max. Injection Volume — 3.8 cm³
 Max. Mold Clamping Force — 68.6 kN

図10 凝固と応力の可視化用実験装置⁵⁾

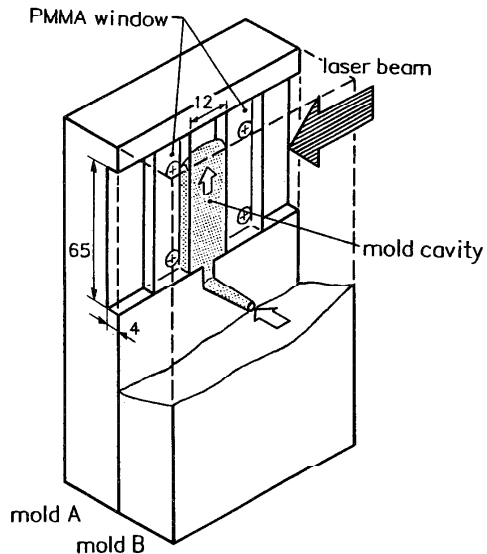


図11 可視化用金型⁵⁾

る。この可視化結果を詳細にみると、キャビティ壁近傍には既に樹脂が凝固した層が生じており、この内部には流動によるせん断応力が凍結されていることが分かる。

(2) 緩和過程 金型キャビティが樹脂で満たされると樹脂の流動は停止するが、図13の連続写真に示されるように樹脂内のせん断応力はただちには消滅せずある程度の時間を要して漸減する（応力緩和）。これは溶融樹脂がレオロジ的な性質を持つためである。応力の緩和時間は樹脂温度の強い関数であり樹脂温度が低い金型壁近傍で長いため、緩和過程最後の樹脂に残留するせん断応力は金型壁に接した成形品表面で大きく（いわゆるskin層）、成形品中央部にはほとんど残留していない。

(3) 冷却過程 図14に示すように、緩和過程後、樹脂の冷却が進むにつれ、壁面近傍の凝固層の厚さは増加していく。ただし樹脂が凝固した部分と未固化領域との境界では樹脂の屈折率が急激に変化するため可視化光が透過せず、この部分の詳細な可視化は行えていない。さらに時間が経過して樹脂全体が凝固した後（ $t > 25$ sec）にも樹脂中央部の複屈折分布は変化を続けている。これは熱応力の発達に伴うものである。したがって、成形品中央部（いわゆるcore領域）に限っては、残留応力は樹脂の凝固に伴う体積変化に基づくものとする HanとVillamizarの結論は妥当であることが分かる。

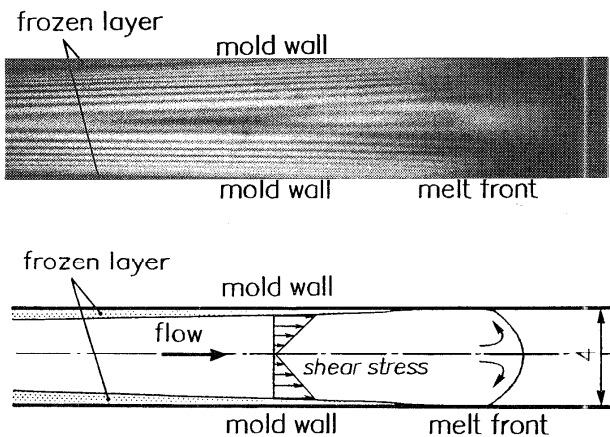
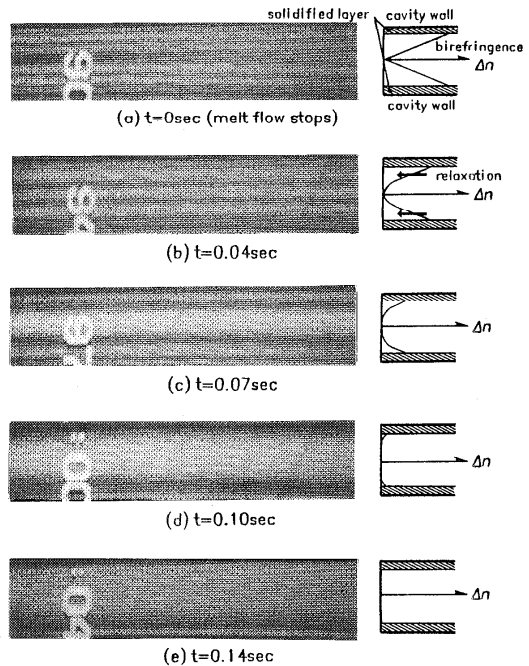


図12 流動過程の可視化結果⁵⁾



polystyrene $T_f=250^\circ\text{C}$, $V_f=4\text{cm}^3/\text{s}$

図13 緩和過程の可視化結果⁵⁾

4. 射出成形中の樹脂内の温度分布の可視化

これまで述べてきた射出成形中の樹脂の挙動、特に樹脂内の応力に関する検討は基本的に定性的

なものに終始している。これは定量的評価を行うために必要な樹脂の温度分布が測定されていないためである。すなわち得られた等複屈折線の縞次数から樹脂内の主応力差を計算するために必要な光弾性定数は(2)~(3)式に示されるように樹脂温度の関数であるため、樹脂内応力の定量評価には樹脂の温度分布を正確に把握することが必要とされる。

従来、キャビティ内に設置した熱電対群によって金型内の樹脂温度分布を測定した例⁶⁾が報告されている(図15参照)。この報告では熱電対群は蒸着とエッチング技術を用いて薄い熱硬化性樹脂の基盤上に作成されており、温度応答と位置ぎめ精度を向上させている。しかしこの方法では熱電対が高粘度の熔融樹脂に直接接触しておりその流動を阻害すること、樹脂の凝固に伴う変形に対応できないことなどから、非接触で樹脂内の温度分布を計測できる方法が強く求められている。非接触で温度分布を可視化する手法としてはホログラフィ干渉法などの光学的干渉計が有名であるが、これらは射出成形中の樹脂の温度分布には使用しにくい。なぜなら、成形プロセス中の温度範囲内での樹脂の屈折率の変化が大きすぎるためである。したがって、現在までのところ成形中の樹脂温度分布の可視化に適した計測法は提示されていない。

著者らは金型内の樹脂温度を非接触で計測する方法として、熔融樹脂に混入した少量の蛍光粉末からの蛍光強度、あるいは蛍光寿命の温度依存性を利用する温度計測法を提案している⁷⁾。この計測法はまだ試験段階であり、実際の射出成形プロセスの樹脂温度を計測するには至っていないが、この計測法の可能性は既に確認済みである。またこの計測法によって前述の光弾性法による樹脂内の応力と凝固の可視化と樹脂内の温度分布の計測が同時に行い得るものと期待している。

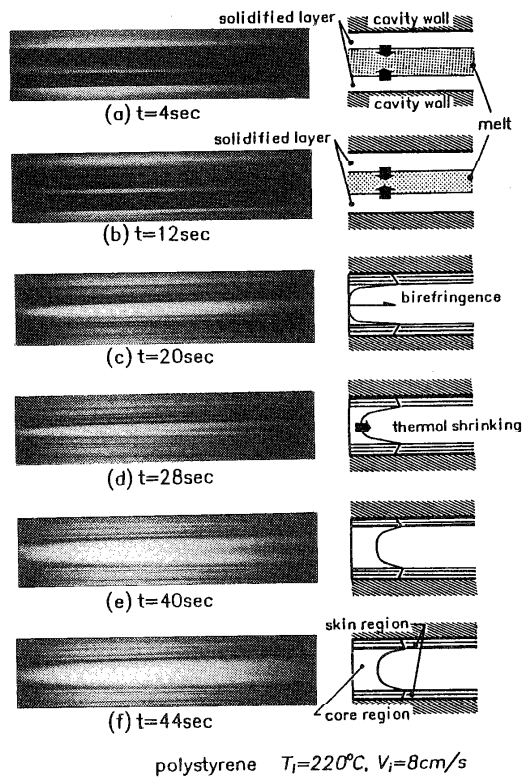


図14 冷却過程の可視化結果⁵⁾

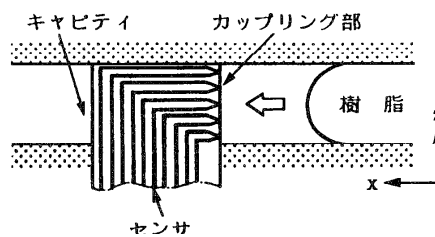


図15 熱電対温度センサによる樹脂温度の計測⁶⁾

6. おわりに（結論に代えて）

本稿では射出成形プロセスにおける樹脂の挙動の可視化手法について述べてきた。本稿を起こすにあたり依頼されたテーマは「凝固」に関する計測技術であったが、著者らが扱っている「凝固」が一般の熱工学分野における凝固現象とはやや異なっているため、ここで取り上げた計測手法も特殊なものが多く、他の凝固現象の検討にそのまま応用できる計測技術は多くないといえる。その意味では本稿がこの特集にふさわしいかどうかいささか不安であるが、射出成形という工学分野にも凝固現象を伴う熱工学的問題が散在することを知らなければ幸いと筆を取った次第である。

文 献

- (1) W. L. Krueger & Z. Tadmor : Injection Molding into a Rectangular Cavity with Inserts, *Polymer Eng. Sci.*, 20-6 (1980) pp.426-431
- (2) J. L. White & H. B. Dee : Flow Visualization for Injection Molding of Polyethylene and Polystyrene Melts, *Polymer Eng. Sci.*, 14-3 (1974) pp.212-222
- (3) C. D. Han & C. A. Villamizar : Development of Stress Birefringence and Flow Patterns During Mold Filling and Cooling, *Polymer Eng. Sci.*, 18-3 (1978) pp.173-179
- (4) 河田：ポリマーの光弾性的および力学的性質の温度変化について、*理化学研究所報告*、35-1 (1959) pp.5-16
- (5) 黒崎、佐藤、石井：射出成形機の金型内における溶融プラスチックの流動と固化、*日本機械学会論文集*、56-522C (1990) pp.504-511
- (6) 横井：プラスチック射出成形の可視化、*日本機械学会第65期通常総会先進技術フォーラム資料集* (1988) pp.36-39
- (7) 黒崎、佐藤：蛍光を用いた樹脂内の温度分布の可視化、*第38回塑性加工研修会資料* (1990)

伝熱学のふく射物性実験の手法

牧野俊郎(京大・工)

§ 1. はじめに

ふく射(radiation)は古典論的にいって電磁波あるいは光であり、ふく射伝熱(radiative heat transfer)は<熱→ふく射→熱>の2度のエネルギー形態の変換をともなう間接的な熱輸送/伝熱を意味する。この第1の変換をふく射の放射(emission of radiation)といい、第2の変換をふく射の吸収(absorption of radiation)という。ふく射伝熱学の基礎を与えるふく射物性の研究は、この2つの変換あるいは'物質とふく射の相互作用'をとり扱うが、ここで、伝熱学の'物質'は多くの場合、工業装置の実環境下にある、とくに準備されたわけではない、そのあたりのものである。また、その研究は分光学的な手法をとる場合にも最終的には W/m^2 や K の単位の伝熱の評価をめざすものである。そのため、伝熱学のふく射物性研究は、ふく射をとり扱う他の分野の研究に比べると、物質とふく射のとらえ方においてかなり特殊なものになる。実験研究では、一方で、このような雑多なものの性質を系統的にとり扱うための方法が追求されると同時に、一方では、このもののいまある状態での性質をいま知りたいとする現場の要請にも応えらる手法が求められる。慣用にしたがえば、'物性'は普遍性・一般性をもつ'神の与えた属性(properties)'を指すようであるが、本稿では、'そのあたりのものの性質(characteristics)'をも含めて、物の性質を'物性'と呼ぶことにし、おもに現場の伝熱評価により直接的に有効でありそうな固体のふく射性質の実験手法をなるべくやさしく紹介する。なお、伝熱学のふく射物性の実験法を解説する教科書[1-3]も少なくない。

§ 2. 実験手法選択のための因子

ふく射伝熱学のふく射を特徴づける主たる因子は波長と角度である。偏光性が重要になることは少ない。したがって、ふく射物性をとり扱うには、実験の目的と物質の特殊性に応じて、この2つの因子に対してどのように臨むのかがまず重要になる[4]。波長についていえば、ふく射性質を分光量(spectral quantity)としてとり扱うのか波長積分量(total quantity)としてとり扱うのかが岐点となり、角度についていえば、ふく射性質を指向量(directional quantity)として見るのか半球量(hemispherical quantity)として見るのかが岐点となる。また、実験手法を選ぶについては、§ 1に述べた放射、吸収のいずれの変換に注目するのかが重要である。さらに実際的な問題としては、実験の対象となる試料がどの程度一般的なものであり、どの程度まで正確に実験することに意味があるのかの判断が実験を始めるにあたっての分かれ

めになる。これらの点に関連して、以下では、'波長'、'角度'、'放射'、'雑多な表面'、... をキーワードとする話題を挙げる。

§ 3. 分光実験のための装置

ふく射物性の実験は分光学的になされることが望ましいが、これは多くの場合、物性のより本質的な機構に迫るためという積極的な理由によるのではなく、伝熱評価の1桁めの有効数字を得るためにはめんどろだがやむをえないという、むしろ消極的な理由によるものである[5]。赤外分光光度計は分光実験のための装置の第一に挙げられてよいものであるが、伝熱学のふく射物性実験のためには、高価な市販の分光光度計はむしろ役に立たないことが多い。というのも、この種の装置の性能はおもに波長分解能について評価されるからである。それらは、測定されるスペクトル横軸である波長についての精度・正確度にすぐれている一方で、スペクトルの縦軸の値となる反射率や透過率の値にはひどく無頓じゃくであることが多い。'weak'な吸収が $XXXX.X\text{ cm}^{-1}$ にあることを詳しく示せるのがよい分光光度計である。ところが、伝熱学ではスペクトルは最終的に波長積分されるものであり、スペクトルの詳細構造はむしろ厄介なものですらある。また、§ 4 に述べるように、伝熱学で反射率や透過率が必要とされるのは、吸収されるエネルギーを評価するためであるので、このような定性分析に満足するわけにはいかない。うかつな買物をするとなん百万円の無駄になることもある。伝熱学のふく射物性実験のためには、分光系よりも反射・透過測定の光学系に工夫を施すのがよい。分光系は、10万円のオーダの小さな回折格子と鏡とを適当に並べれば、目的に照らしてよいものが自作できる。検知系には、Siフォトダイオード、Geフォトダイオード、HgCdTe素子などを用い、これらにはなるべくよいOPアンプを組み合わせるのがよい。

§ 4. ふく射伝熱学の表面のための光学系

分光実験を行い、ふく射透過性のない表面のふく射性質を調べることにする。表面の温度が十分に高くないときには放射測定は現実的ではないので、その場合には外部からふく射を照射しその吸収を評価することになるが、吸収される分光エネルギーを直接に測定することはできないので、それゆえ実験では反射される分光エネルギーを測定し、吸収される分光エネルギーを評価することになる。ところが、伝熱学の対象となる表面の多くは 多かれ少なかれ(しかし不完全に)拡散反射的である。吸収率スペクトルを求める反射測定では、したがって 半球的に反射されるふく射エネルギーのすべてを捕らえ、あるいは少なくともその評価に結びつくものを求めなければならない。市販の分光光度計は吸収スペクトルの測定を目的とするが、吸収率スペクトルをめざすものではないので、その付属装置にも適切なものは準備されない。この点に関して、以下には筆者の周囲で試作した二三の実験装置を紹介する。なお、伝熱学の表面は多様であり、そこには特定の方向に強く加工された金属表面や木材・畳の表面など等方的ではない表面も含まれるが、ここでは、簡単のためにふく射性質の方位角依存性は考えない。また、

反射率の定義はさまざまに可能であり、単に反射率といってもほとんど意味がないほどであるが、以下で用いる反射率はエネルギー束についてほぼ文字どおりの意味のものである。この点については教科書[6]に詳しい。

4.1 垂直入射半球反射率 垂直入射半球反射率 R_{NH} は垂直入射吸収率 A_N と、 $R_{NH}+A_N=1$, なる関係をもつ。分光量については熱平衡条件下でKirchhoffの法則が成立し、 A_N は垂直放射率 ϵ_N に等しい。図1は吉田,Y.ら[7]が試作した回転楕円体面鏡式の R_{NH} 測定装置の概要を示すものである。図において、小さい試料⑦を回転楕円体面鏡⑧の第1焦点に設置し、鏡⑧の中央に設けた入射用の開口からこの試料に分光ふく射を入射する。試料で半球的に反射されたふく射を鏡⑧の第2焦点にある検知器⑩に導きその強度を測定する。この手法の考え方は以前の回転放物面鏡式の装置[8]のそれと基本的に同一であるが、この楕円体面鏡式の装置では十分に大きな鏡を用いて試料を鏡軸に対して傾けて設置し、半球反射の鏡面反射成分と拡散反射成分とを同時に測定するようにしている点がすぐれている。測定される(near-)垂直入射半球反射率は R_{NH} に近い。この装置では検知器が見る試料上の直径1mmの程度の領域が実質的な試料となるので、この装置は、たとえば金属の实在表面の場合のように μm のオーダの非均質さが拡散反射の要因である場合に有効である。また、装置は楕円体面鏡の後方に大きな絞り⑨を備え、反射の天頂角方向への角度分布の測定に有利であり、基礎研究への応用も期待できる。一方、この装置は、大きな粒子の充填層[9]、生きたヒトの皮膚[10]などのmmのオーダの面積についての平均的な反射性質が求められるもの、あるいは小さい実験用の試料が準備できないものにはふさわしくない。Teradaら[10]の半回転楕円体面式の反射測定系(図2)はこの点

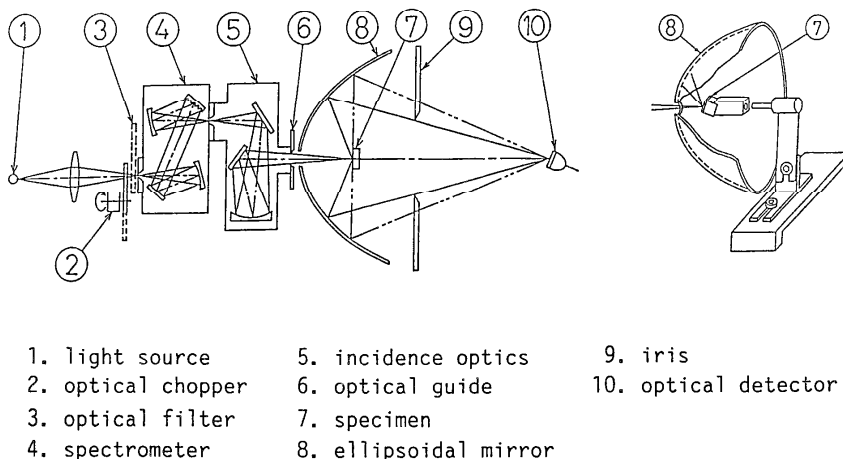


図1 回転楕円体面鏡式垂直入射半球反射率測定装置の概要

を克服するために開発されたものである。図において半回転楕円面鏡はその第1焦点の近傍に置く試料からの半球反射の約半分をとらえ第2焦点の近くの検知器に導く。簡単な計算を経てこの装置は R_{NH} を与える。また、光学系を図の破線のように設置することにより、垂直入射半球透過率を測定することも可能である。なお、この装置では、入射するふく射がふく射の半透過吸収性媒質中を表面に平行な方向に流れて反射を過小評価することがないように、ふく射が試料の十分に広い面積に入射するようにしている。また、以上の2種の R_{NH} 測定系では、入射するふく射を断続波とすることによって反射を試料や周囲からの放射と分離することができるので、高温の試料についての測定も可能である。

4.2 半球等強度入射垂直反射率 半球等強度入射垂直反射率 R_{HN} は、Helmholtzの相反則により垂直入射半球反射率 R_{NH} に等しい。したがって、 A_N や ϵ_N を求めるのに R_{HN} を測定するのはひとつの方法である。Gier-Dunkel空洞法(黒体空洞法)[1-3]は古くからある R_{HN} 測定法の一つである。表面温度が一樣と見なせる大きな高温炉中に試料を設置し、試料で反射された炉壁からのふく射を炉壁に設けた観測穴を通して分光・検知系に導く。この方式では、試料からの放射を試料での反射から分離できないので、試料は通常水冷して室温に保つ。また、高温炉と試料の温度の制約のために、ふく射の波長域は実質的に赤外域に限られる。林ら[11]の $2.0\sim 25\mu m$ 域での測定はこの方式によるものである。2つの回転放物面鏡を用いる方式[12]は新しい提案であった。この装置では小さな白色光源を一つの回転放物面鏡の焦点に設置し、光源から放物面鏡に向かう半球方向の等強度ふく射を平行ふく射束に変換する。このふく射束を折り返し対称的に置くもうひとつの回転放物面鏡で反射して、その焦点に設置される試料に

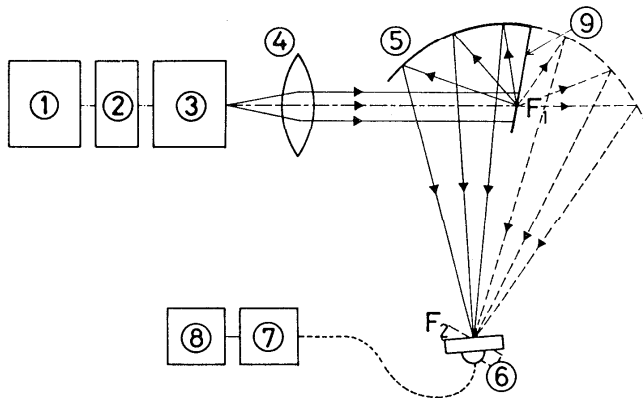


図2 半回転楕円面鏡式垂直入射半球反射率・透過率測定装置の概要 (1:光源, 2:光学チョッパー, 3:分光器, 4:レンズ, 5:半回転楕円面鏡, 6:検知器, 7:ロックイン増幅器, 8:記録計, 9:試料面板, F1,F2:回転楕円体の焦点)

半球等強度入射する。第2の放物面鏡の中央に設ける開口を通して、試料での半球等強度入射垂直反射ふく射を分光・検知系に導きスペクトル測定する。ここで、厳密には試料に垂直な方向からのふく射の入射はないことになるので、測定量は (near-)半球等強度入射半球反射率あるいは R_{NH} の拡散反射成分に相当する。この方式は、光学系の設定に関して R_{NH} 測定系の場合ほどの注意を要しない点ですぐれている。また、可視・近赤外域用の小さい白色光源は容易に準備できるので、この方式の測定はむしろ短波長域で易しい。ただし、入射ふく射を断続波とすることが容易でないのをこれを高温の試料の測定に用いるのは技能的にやさしくない。

4.3 半球等強度入射半球反射率 半球等強度入射半球反射率 R_{HH} は半球等強度入射吸収率 A_H と、 $R_{HH} + A_H = 1$ 、なる関係をもち、 A_H は熱平衡条件下で垂直放射率 ε_H に等しい。もっとも一般的なふく射伝熱学の問題では、ふく射透過性のない複数の表面に囲まれた閉空間のなかでのエネルギー交換をとり扱うが、この場合、表面の拡散放射と半球等強度入射拡散放射を仮定し [13]、 $1 - R_{HH} = A_H = \varepsilon_H$ 、であるとする。この計算では R_{HH} あるいは ε_H のスペクトルが必要になるが、筆者の知る限りそのいずれかを直接に測定する手法は報告されていない。その手法の開発は現在のふく射伝熱学の実験研究のもっとも重要な課題のひとつであると考えられる。

4.4 積分球反射率 積分球法 [1-3] は 拡散反射性表面の可視域での反射スペクトルを求めるために古くからある方法である。理想的には完全反射完全拡散反射性の内表面をもつ大きな球殻の一部に小さな試料面、入射光用の開口、観測用の開口を設け、分光ふく射を試料に入射して球内に充満するふく射の強度を測定する。球の内表面に MgO 、 $BaSO_4$ などの粉末を用いる方式のものが市販の可視・近赤外分光光度計用に準備されているが、これらは反射率の絶対値には厳密さを求めない分析化学の測定のために有用である。積分球反射率はその積分球の仕様に依存する反射率であるが、一般には R_{NH} と R_{HH} の中間的な値をとるとみてよい。開口から入射した指向ふく射をいったん完全拡散反射性の表面で球の内部に散らしてのち試料に入射する工夫を施せば、多少の計算を経て、測定される反射率は R_{HH} により近いものになる。赤外域用の積分球には適切にあらひ金属表面がよい。

§ 5. ふく射物性の実験法に関する話題

5.1 1800 K レベルの表面の垂直放射率 垂直放射率 ε_H を その定義にしたがって実験的に求める方法として黒体比較法がある。この方法では、試料がその表面に垂直な方向に放射するふく射の強度を疑似黒体からそれと直接に比較し ε_H を求める。この方法は原理的に簡単であるが、ここで試料は 0 K の黒体と見なせる空間に面する必要がある。このために、通常は試料を裏面から加熱し表面は黒い冷却面に対向するようにする [14]。しかし、このような開放系で実現できる温度は限られる。高温炉の中では 1800 K を実現するのも容易であるが、炉内の試料について放射測定を実施すれば、一般には高い見かけの放射率が得られる。高温炉を用いて放射率を得るのは不可能であるかに見えるが、清浄な液体状態の金属表面の場合 [15] のように試

料の表面が平滑に近い光学鏡面である場合には、この点はいくぶん抜け道的に克服される。この場合、炉内の試料の垂直上方の限られた大きさの部分だけを冷却面とし、そこに光学窓を傾けて設置するなどの工夫を施すことにより、炉壁や試料で多重反射されたふく射を含まない、試料の純粋な放射だけを分光・検知系に導くことができる。ただし、一般に液体表面にはメニスカスが形成されるので、測定の方法は物質ごとに検討しなければならない。この方法の対象となる'高温の清浄な光学鏡面'は、ふく射性質の厳密な実験研究が求められる物質についてみれば、必ずしも特異なものではない。たとえば、シリコン融体は赤外域でも不透明であると推定されるが、その放射率スペクトルはこの方法で比較的容易に測定できそうである。

5.2 室温のレベルの表面の全指向放射率 室温のレベルの温度の物質の放射エネルギー流束を分光学的にとらえるのは容易ではないが、分光以前の白色の流束なら十分に検知されうる。とくに最近では波長特性の弱い高感度の焦電型検知器の開発が進み、これらは室温付近(たとえば $-50\sim 600^{\circ}\text{C}$)の温度を対象とするふく射温度計に利用されている。この種の温度計は通常あらかじめ(指向)放射率値を設定して使用するが、表面温度が別途に測定できる場合、その温度が表示されるように放射率目盛りを設定すれば放射率がわかる。ただし、一般にこの種の温度計では赤外ふく射の波長領域を選ぶための広帯域フィルターが設けられるので、この放射率はその温度計の仕様に対して有効な値である。しかし、このフィルターをたとえばKR5窓に置き換え再検定すれば、これを全指向放射率の測定に用いることも可能になる。文献[16]は、高温のむしろ易しい対象についてのものではあるが、この方法による研究の例である。

なお、試料が室温に近い温度レベルにある場合には、試料の周囲の温度条件には十分に注意しなければならない。多くの場合、室温の試料は室温の黒体空間内に置かれた表面のようにふるまい、測定器は射度相当の値を測定するからである。全放射率の温度依存性が小さいと信じられる範囲で、試料の温度はなるべく高くして測定を行うのがよい。めやすとして、周囲が室温である場合には、試料の温度を 150°C の程度に設定すれば測定される全放射率の有効数字の2桁めもかなり確からしい。ただし、有効数字の2桁めに意味がある場合は十分に少ない。

5.3 熱量法による全半球放射率の測定 増田ら[17]は、熱量法により金属の全半球放射率を求める方法を研究している。この方法では、冷却壁面をもつ真空槽のなかに小さな高温の試料を設置し、これを放射冷却する過程での表面温度の時間変化を測定する。現象は全半球放射率と比熱とで記述されるので、比熱の温度特性が既知の場合には全半球放射率の温度特性が求められる。また、参照試料を組合わせる工夫を施すことにより、全半球放射率と比熱の両方の温度特性が同時に求められる。このように非定常測定を通じていくつかの熱関連物性を同時測定する方法は、Cezairliyanら[18]、高橋ら[19]、松本ら[20]においても進められ、その発展が期待されている。

これらの全放射率を対象とする方法は、とくに 600K 以下の金属実在表面の放射性質の研究において、将来ともかなりの期間(分光法に比べて)よい方法であるかもしれない。広帯域バ
伝熱研究 Vol.30, No.117

ンド法の考え方[6]を合わせるとさらによいものができるかもしれない。§4.3に述べたように、 ϵ_{H} スペクトルやそれに対応する R_{HH} スペクトルの測定法は まだ原理の提案以前の段階にあるし、これらの測定を遠赤外域でも行えるようにするにはさらに時間を要するからである。とくに金属のふく射性質は表面のあらさや表面被膜の状態に強く依存するので、普遍的な値としての物性値は實際上意味の薄いことが多いが、これらの方法で得られる全半球放射率は多様な一つずつの表面の放射性質を直接に代表するし、また、多様な表面の一つずつに対して厳密な分光法を用いることは必ずしもふさわしくないからである。砂漠の太陽からのふく射にさらされるオイルタンクの安全性、民家の屋根に設置された太陽エネルギー受容器の性能、人工衛星のなかの熱環境などの評価に関していえば、放射と吸収はそれぞれ長波長域と短波長域とははっきりと分かれて伝熱に寄与するので、このような場合には放射性質と吸収性質は独立に調べられてよく、全放射率の測定は推奨される。

なお、放射率スペクトルの温度依存性は、純金属の場合を除けば、無視できるほどに弱いことも多いが、全放射率の温度依存性はより強い。また、全吸収率は入射するふく射の波長・角度分布に強く依存する。伝熱学は温度差のある表面間のエネルギー輸送を問題にするが、表面のふく射性質が Planck分布の及ぶ広い波長域にわたって灰色的であることはないので、その温度差が大きいとき全放射率 ϵ^{total} と全吸収率 a^{total} の違いはときになん倍ものものになる。この場合、吸収性質は個別の入射の条件に応じて別途に測定されなければならない。一方、その温度差が小さいときにはその違いはあまり強調されなくてよい。たとえば、触れられない程度に熱いものはない室内でのふく射伝熱の計算のためには、 $\epsilon^{\text{total}}=a^{\text{total}}$ の仮定は多くの場合許されてよい。

5.4 広領域高速スペクトル法 工業装置の実環境下で物質は必ずしも安定ではないが、とくに金属材料においてはふく射性質は表面の性質であるので、それは時々刻々にも変化する。データブック[21]におけるふく射性質の値の散乱は多くの場合この点に関係する。文献[22]は、このような表面の過渡現象に対応できるように、可視～赤外の広領域を1台の装置で1s以内ごとにくり返し測定するスペクトル測定法の開発をめざしたものである。これに引きつづく実験研究では、雑多なふく射現象も、これをスペクトルの過渡現象と見る視点に立てば、意外にも規則的かつ一般性をもつものであり、理論研究の対象にもなるものであることが示された[23]。このことは、また'時間'がふく射物性研究におけるもうひとつのキーワードになることを示唆するものである。

§6. ふく射伝熱関連分野における実験と計測

6.1 ふく射温度測定法 ふく射温度測定法は本質的に対象のふく射性質の知見を前提とするが、一方、実在表面は多様でありまた推移する。そこで、表面のふく射性質が未知であり、表面状態が変化しつつあっても対応できる手法の開発が望まれる。この課題に対して文献[24]

は放射と反射を同時に遠隔スペクトル測定し解析する温度計の考え方を提案した。それは、従来の2色温度計が、2個の放射情報と2波長点での放射率を等しいとする1つの仮定を基にして、1つの温度と1つの放射率を得ることをねらったのと軌を一にする工学的な手法である。放射・反射スペクトルのもつ豊かな情報を伝熱学の表面散乱の考え方に合わせ、より無理のない仮定の下に表面温度と(いくつかの波長点での)垂直・半球放射率の推定ができるようにするのがその基本である。この考え方に基づく最小規模の3波長点型の温度計の実機を試作し、表面の放射・反射性質の波長・角度特性が時々刻々に変化する高温大気酸化過程の金属表面を対象とする検証実験を行った。その結果、この温度計の不正確さはこのもっとも難しい対象についても1000Kで10K以内の程度であることがわかった。スペクトル測定を基礎とするこの方法が伝熱学の他の分野の温度測定にも有用であることを期待する。

0.2 熱・ふく射環境関連のふく射物性 人間の生活環境に関する伝熱学の問題については、対象が、<(a)人体・室内→(b)屋外・野外→(c)都市・地域>と拡大するのに応じて、ふく射物性実験の対象についても考え方と測定法についての工夫が求められる。(a)については、人体[10]や室内の表面[25]について半回転楕円体面鏡や回転放物面鏡を用いる実験室での反射測定(§4.1)が行われた。(b)については、コンクリート面、砂地、芝生、畑などの数mのオーダの広がりをもつ面積の平均的なふく射性質が重要である。文献[26]は、このような表面の太陽光あるいは天空からの入射に対する反射性質を調べるために、屋外実験用の積分球を試作し半球放射率スペクトルを測定した。この方法では入射の角度分布の設定の自由がないためこの'半球放射率'の定義はあいまいなものになるが、快晴の日や曇天の日のデータにはそれなりの一般性がある。(c)については、都市の模型を対象とする実験室での2方向反射率(bi-directional reflectance)の実験が試みられた[27]。都市を含む広い地域の熱・ふく射環境の数値シミュレーションにおいて都市を一つの一様な表面と見なす場合、その反射の角度特性をいかに簡単に表すかを検討するのがこの実験の課題であったが、そこでは興味ある結論が得られた。それは、都市のように多数の要素表面が垂直にそそり立つ場合には、通常のふく射伝熱評価の近似計算で扱われる鏡面反射成分と拡散反射成分に加えて、入射の方向にもより強い第3の反射成分(反鏡面反射成分)を考えるのが望ましいということである。

6.3 実験研究のひろがり ふく射伝熱学は、直接的には高温・低温の工学系の熱設計のための基礎研究として始められたが、最近では、太陽エネルギー工学、宇宙工学、エレクトロニクス、計測工学など広範な分野にも強く関係するものとなった。人間・自然系の熱・ふく射環境はもう一つの重要な関連の分野である。さらに、いろつやの測定、おいしいお料理とふく射伝熱などは、楽しい今後のテーマであってよい。ふく射物性の実験研究を行うについては、対象と目的とに応じてより適切な幾何的・時間的な工夫があるとおもしろい。

§ 7. おわりに

伝熱学の分野で、ふく射物性はたとえば'錆びた鉄板の全半球放射率'を指すが、その意味は、同じ伝熱学の分野で熱物性が話題になるときの'鉄の熱伝導率'の意味とは、いちぢるしく異なる。'錆びた鉄板の放射率'には'ごみの熱抵抗'の程度の意味しかないが、にもかかわらず、一方で、そこに有効数字1桁の正確度を求める風潮があるのは困ったことである。

ふく射伝熱学の雑多なものの雑多な性質に対応するのに、(a) 普遍性はさて置いて、この現物のこの温度におけるたとえば全半球放射率を求めるのは、場合に応じて可能な一つの方針である。半球放射率スペクトルはよりよいターゲットであるが、実験研究はいま伝熱学のために十分な状態には至ってない。(b) ふく射物性の基礎研究は 本稿の範囲の外に置いたものであるが、そこでは'Micro-scopic'の観点[28]からこの雑多なものの雑多な性質における普遍性を求める。この場合、可視域での実験研究は実験のやりやすさにおいてよいものである。(c) ふく射物性に関して、計測・制御の分野での考え方は、評価・設計の側からの考え方とは異なる。そこでは、物性値や現象よりも'temporary'なその時点での値を問題にして 温度や表面性状にせまる。伝熱学のふく射物性に対する考え方、とくに波長・角度特性に(ある程度だけ)注目する考え方は 計測工学においても貴重なものでありそうである。(d) ふく射物性が定量的に未明である点を適切にクリアした例として、藤正[29]の報告が注目される。彼はサーモグラフィを医療診察に用いるが、そこでは患者の右半身と左半身の画像の差に注目して神経系の状態を診断する。この話題におけるように、問題が温度やふく射性質の絶対値ではなく相対値を通じて解決されるあたりも少なくない。

文献と付記

1. Edwards, D.K.: 'Measurement in Heat Transfer', 2nd ed. (Eckert, E.R.G. & Goldstein, R.J. 編), Hemisphere, (1976), 425.
2. 国友: '熱測定技術'(日本機械学会編), 朝倉, (1986), 60.
3. DeWitt, D.P. & Richmond, J.C.: 'Theory and Practice of Radiation Thermometry' (DeWitt, D.P. & Nutter, G.D. 編), John Wiley & Sons, (1988), 91.
4. 牧野: '熱物性ハンドブック'(日本熱物性学会編), 養賢堂, (1990), 595.
5. 牧野: 熱物性, 1-2(1987), 68.
6. Siegel, R. & Howell, J.R.: 'Thermal Radiation Heat Transfer', 2nd ed., Hemisphere, (1981), 40.
7. 吉田, T., ほか2名: 11th熱物性シンポ' 講論, (1990), 39; 機論, B, 投稿中.
8. Shafey, H.M., ほか4名: AIAA J., 20-12(1982), 1747.
9. 吉田, A., ほか2名: 太陽エネルギー, 15-4(1989), 41.
10. Terada, N., ほか3名: Int. J. Thermophys., 7-5(1986), 1101.
11. 林, ほか3名: 6th熱物性シンポ' 講論, (1985), 105.
12. Makino, T., ほか2名: Int. J. Thermophys., 9-6(1988), 1121.
13. 温度とふく射性質の異なる複数の表面からのふく射が一つの表面に半球等強度入射するこ

- とはないので、仮定は実は2つある。灰色の仮定はさらに別のもう一つの仮定である。
14. Makino, T., ほか3名: Bull. JSME, 23-185(1980), 1835.
 15. 牧野, ほか4名: 機論, 50-459B(1984), 2655.
 16. Brajuskovic, B. D., ほか2名: 11th熱物性シホ'講論, (1990), 67; Proc. 2nd World Conf. Exp. Heat Transf., Fluid Mech., Thermodynamics, Dubrovnik, (1991), to be published.
 17. 増田, ほか3名: 機論, 56-522B(1990), 541.
 18. Cezairliyan, A.: Proc. 2nd Asian Thermophys. Prop. Symp., (1989), 1.
 19. 高橋・菅原: 機論, 56-525B(1990), 1424.
 20. 松本, ほか2名: 27th伝熱シホ'講論, 1(1990), 391.
 21. Touloukian, Y. S. & Dewitt, D. P. 編: 'Thermophysical Properties of Matter', vol. 8,IFI/Plenum, (1972).
 22. Makino, T., ほか3名: 'Heat Transfer 1986', vol. 2, Hemisphere, (1986), 577.
 23. 牧野: 赤外線技術研究会第78回定例研究会資料, (1990), 1.
 24. 牧野, ほか4名: 計測自動制御学会論文集, 24-4(1988), 331.
 25. Kunitomo, T. & Sahashi, M.: Proc. 3rd Jpn. Symp. Thermophys. Prop., (1982), 117.
 26. 吉田, A., ほか3名: 機論, 54-497B(1988), 172.
 27. 吉田, A., ほか3名: 28th伝熱シホ'講論, (1991), 投稿中.
 28. 'Milli-scopic', 'Micro-scopic', 'Nano-scopic'の3つの観点を 大ざっぱに区別して考えることが望ましい。電磁波は電磁波の波長の'Micro-'のオーダの構造と干渉する。
 29. 藤正: 67th温度計測部会資料, 計測自動制御学会, (1986), 19.

温度と熱流束の非定常計測

熊田 雅 弥 (岐大工)

1. まえがき

近年、熱流体现象の時空間計測による解明が数多く試みられるようになってきた。これは、加工及び電子技術の進展に伴ってセンサー自身の改善と同時にデータの取込みと処理が容易になってきたことによる。実際、新たに開発されつつある原理・手法は、従来の延長線上にはないものがある。特に、レーザー光に象徴される光学系の測定法[1]にはめざましいものがある。しかし、現状では測定可能対象範囲が狭く、ユーザー側での対応すべき課題が多く、必ずしも容易ではない。一般的に“温度”と“熱流束”の非定常計測といっても、両者は不可分の関係にあり、――測定対象が何か？、何を直接測定するか？――によって、その手法・手段の選択は一長一短あり容易ではない。既に温度・熱流束測定について数多くの解説書[2]～[4]や成書[5][6]が出されているので、ここでは、温度と熱流束の非定常測定の現状の概略と熱伝達率測定に関連した温度・熱流束測定について、筆者の伝熱研究において接した研究室レベルの内容に限られることをお断りしたい。

2. 温度計測

極低温から燃焼時の高温まで含めた温度計測範囲、気体、固体の内部・表面、液体などの温度計測対象、あるいは伝導、ふく射、対流とその共存現象などの熱的条件など全てを考慮することは難しいので、一般的な温度の主な測定法を表1に示す。ただ非定常計測に使用することが極めて困難なもので解説を必要としないものは除外した。これらの中でもほとん

表1 温度測定法

分類	方式	参考文献
熱電対	: 接触	[2]-[6][7][8]
測温抵抗体	: 接触	[2]-[6]
サーミスタ測温体	: 接触	[2]-[6]
放射温度計	: 非接触	[2]-[6][7][9]
色温度計	: 非接触	[3]-[6]
水晶発振温度計	: 接触	[3]-[6]
磁気温度計	: 接触	[3]-[6]
超音波温度計	: 接触	[3]-[6]
感温液晶	: 接触	[5]-[6]
特殊温度計	:	[5]-[6]

どの方法が成書で解説されているので、詳細は表中の文献を参照されたい。

熱電対には、各種金属の組合わせがあり、それぞれ一長一短がある。線径だけでなく、感度を確保するために温度係数が大きく、熱伝導性の良いものが非定常計測に適している。特に熱容量による一次遅れを電気回路により補償して、数kHz までの変動温度を測定する技術[10]もある。一般的に測温抵抗体に比して、サーミスタ測温体は、体積抵抗率と温度係数が大きいため高感度で、素子寸法が小さく局所、高応答の測定が可能であるが、1個の素子で測定できる温度範囲が狭く、温度特性の非線形性がきわめて強く、熱的条件により特性変化が生じやすい欠点がある。放射温度計は、代表的な非接触測定が可能なものであり、検出器の種類によっては応答性も 1ms 以下のものがある。詳細は参考文献[11]を参照されたい。

水晶共振温度計は、共振周波数の温度係数の直線性の良いものが製作されるようになって、実用化された新しい機械的性質の変化を利用した温度計であり、分解能がきわめて高いが、測定時間と分解能が依存関係にあって時系列測定には問題がある。感温液晶は、等温線や面的測定に有利なため、近年盛んに採用され、分解能や処理方法なども画像処理を導入するなどして改善されてきているが、温度変化が大きい

場合での計測や応答性において、依然問題が残っている。その他に種々の原理に基づく特殊な温度センサーがあるが、概して温度計としてよりも、電子機器などにおける温度制御用のセンサーとしての用途が主であるので、参考文献を参照された。なお、熱電対式や抵抗式の薄膜測温素子については、次節で述べることにする。また、使用する際の注意事項や誤差評価については、いずれも詳細な解説が文献に記述されているので参照されたい。

3. 熱流束計測

近年、従来の熱電対や抵抗温度計などの測温素子に代わって、きわめて薄い薄膜測温素子が熱流束の測定に用いられるようになった。これは、従来の検出部が比較的大きく伝熱面に取付けたとき熱流を乱すだけでなく、応答性のよい計測が困難なことに起因している。ここでは、主に薄膜ゲージによる熱流束計について解説するが、上述したように薄膜測温素子の応用としてのものが多いため、薄膜測温素子を含めて述べることにする。

3. 1 薄膜測温素子

製作法の大略と特徴を表2に示す。薄膜自身の物性および製作方法の詳細は、成書[12]~[16]を参照されたい。真空蒸着法は、 10^{-4} Torr以上の高真空中で薄膜母材を加熱して蒸発させ、蒸発した分子を低温の基板上に凝縮させて薄膜を形成させる方法である。スパッタリングは蒸着母材を加熱する代わりに、不活性ガス中のグロー放電により飛散する陰極物質によって薄膜を形成する。これらの方法では、特性の再現性と安定性に問題があり、厚み、蒸着時の基板温度、熱処理条件などに大きく依存する。塗布法は、溶剤中に分散した金属粉を基板上に塗布し、高温(約600℃)で焼付ける。この場合も厚みの再現性に問題がある。張付法は、既製の金属薄膜を基板上に接着する。特性の安定性や再現性に問題はないが接着が容易ではない。最近、高温(200℃)用両面接着シート(20μm)や薄い両面テープがあるが、気泡を抜くため高温下でプレス接着をしなければならない。そのほか、絶縁膜の形成、リード線の取出し、マスクの製作の問題がある。

表2 製作法による特徴

	蒸着・スパッタリング	塗布	張付け
厚み	極薄(0.01~1μ)	薄(0.1~1μ)	厚(1~100μ)
厚みの制御	容易	困難	容易
製作	やや困難	容易	やや困難
取付場所	限定される	比較的自由	比的自由
熱処理温度	高(300-600℃)	高(-600℃)	低(100-200℃)
導線の取出し	困難	比較的容易	比較的容易
特性の安定	やや不良	やや不良	良
自己発熱	小	小	大

表3 熱電対式と抵抗式の比較

項目\方式	熱電対式	抵抗式
出力電圧	一定(比較的小)	可変(比較的大)
自己発熱	極小	不可避
材料選定	限定される	比較的自由
制 作	手数がかかる	比較的容易
導線の取出し	同種の金属にかぎる	比較的容易

素子の構成と特性比較を表3に示す。抵抗式の場合には自己発熱が避けられない問題として残る。一定電流を流し、電圧の変化(ΔV)から抵抗の変化(ΔR)を測定するとして、温度変化(ΔT)に対して電圧変化(ΔV)を得ようとする、自己発熱による熱流束は、

$$q = \left(\frac{\Delta V}{\alpha_T \Delta T} \right)^2 \frac{d}{\rho l^2} \dots \dots (1)$$

となる。ここでdは薄膜厚み、lは素子の長さ、ρは薄膜の比抵抗、α_Tは温度Tにおける抵抗の温度係数で、次式で与えられる。

$$\alpha_T = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \dots \dots (2)$$

実際の測定目的から、以下の三種に大別される。

(1) 表面温度計(非定常熱流束計を含む)

図1(a)のように取付ける。ただし基板が不良導体のときは絶縁層は必要ない。蒸着素子では、絶縁層としてSiO₂膜がよく用いられる。図(b)は基板自体を熱電対の一方とする表面温度計である。両者とも表面にさらにSiO₂を蒸着し、素子の酸化防止と安定化を計ることがある。薄膜の応答性をきめる重要なパラメータの一つは

$$\tau_1 = \frac{d_F^2}{a_F} \dots \dots (3)$$

である。これは、温度伝導率a_F、厚みd_Fの薄膜中を熱が拡散するに要する時間のオーダーである。つぎに、薄膜の熱容量の影響によって、基板の温度変化を遅らせるパラメータは、次式である。

$$\tau_2 = \frac{\rho_F c_F d_F^2}{\rho_B c_B \lambda_B} \dots \dots (4)$$

ここで添字Fは薄膜、Bは基板を示し、ρは密度、cは比熱、λは熱伝導率である。

伝熱面での熱流束が時間的に変化する場合には、伝熱面上に薄膜温度計を取付けて、熱流束の時間変化を求めることができる。一次元の熱伝導方程式を解くことにより[17]、熱容量が十分小さいときは、次式で与えられる。

$$q(t) = \sqrt{\frac{\lambda_B \rho_B c_B}{2t}} \int_0^t \frac{T(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau \dots \dots (5)$$

(2) カロリメータ

外部からの物体への熱流入量あるいは熱流束の変化を、素子自体の温度上昇から測定するもので、測定可能な時間範囲は、熱の流入後、流入熱量が大部分素子内において伝導による基板への流出が無視できる時間内に限られる。およそt ≤ τ₁でなければならない。単位面積あたり

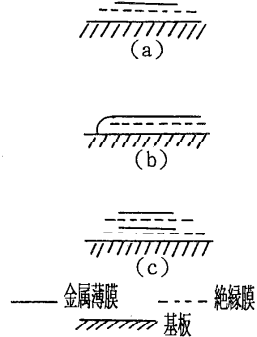


図1 薄膜測温素子の構成

の熱流束は、素子の平均温度変化 $T(t)$ から

$$q(t) = \rho r o r d_r \frac{dT}{dt} \quad \dots \dots (6)$$

で求められる。

(3) 積層形熱流束計

図1(c)は、2枚の薄膜素子の間に薄い断熱層を挿入し、その温度降下から熱流束を測定するもので、SiO₂の蒸着膜などが断熱層として用いられている。測定原理は単純であるが、断熱層の挿入による応答性の低下は避けられない。

以上の応用例は、文献を参照されたい。

3.2 市販の熱流束計

現在市販されている熱流束計は、ソケット形のものが大部分で、素子の形状も大きく、応答性も良くない。図2に示した熱流速計は、筆者が知る限りにおいて比較的小型で応答性のよい。作動原理は、上述の積層形熱流束計と同じである。約10種類のパターンがあるが、いずれもセンサー自体はさきわめて薄いものであるが、接着して使用する際、リード線径が1mm弱あるので、伝熱面に多少加工を要する。応答性については、50Hzであるが200Hzまでの出力の周波数補償を行って使用した例がある[18]。

3.3 ガードン形熱流束計

比較的良好に知られた熱流束計で、詳細は文献[19]を参照されたい。図3は片岡ら[20]が衝突噴流熱伝達の実験に試作したもので、コンスタンタン箔の膜厚は20 μmに加工されたものであるが、時定数は0.122 secである。

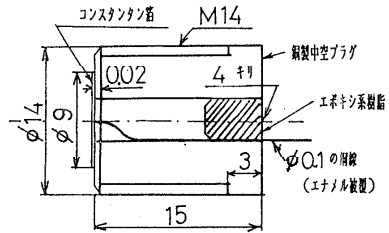


図3 ガードン型熱流束計[19]

CONFIGURATION	Nominal Sensitivity (μV/Btu/F ² -Hr.)	Maximum Recommended Heat Flux (Btu/F ² -Sec.)	Response Time (Seconds)	Sensor Resistance (Ω. Max.)	Maximum Operating Temp. (°F)	Nominal Thickness (In (Inches))	Thermal Capacitance (Btu/F ² -°F)	Thermal Impedance (°F per Btu/F ² -Hr.)
	0.02	50	.020	5	500	.003	.01	.003
	0.06	25	.060	5	500	.005	.02	.005
	0.2	10	.400	5	500	.012	.05	.012
	0.2	50	.020	15	500	.003	.01	.003
	0.6	25	.060	15	500	.005	.02	.005
	2.2	10	.400	15	500	.012	.05	.012
	0.1	50	.020	10	500	.003	.01	.003
	0.3	25	.060	10	500	.005	.02	.005
	1.0	10	.400	10	500	.012	.05	.012

図2 市販の熱流束計センサー (RdF社のカタログによる)

3.4 その他

図4のような脱着可能な形状のセンサーで、時定数 10 msを得たとの報告[21]もある。また精度的に問題が残されているが、一個のセンサーで流入・流出の熱流束が測定可能なペルチェ効果を応用した熱流束の試作がなされている[22]。沸騰現象や極低温などにおける応用例は文献[5][6]を参照されたい。

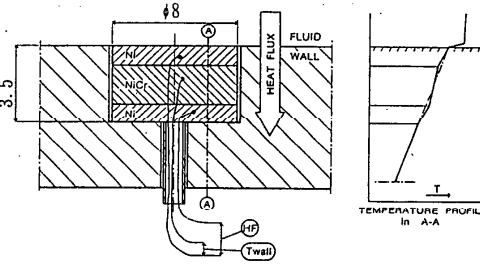


図4 積層形熱流束計[20]

4. 実験室規模での応用例

非定常現象で、時空間のデータ集積と解析の応用例として、二次元後向きステップ再付着領域の熱伝達[23][24]について紹介する。すでに多くの研究で報告されているように、このような離れを伴う再付着領域の現象解析には、時空間的非定常測定を必要とする。しかし、上述したように市販されている熱流束計を多数配置することは、コストの面だけでなく、高い高応答と空間分解能を得るための小型化など技術的にも難しい点が多い。本例は全体として研究室レベルのもので、センサーは試作したものである。図5(a)(b)は試作されたセンサーで、いずれもニッケル薄膜（厚さ：図(a)は5 μm 、図(b)は3 μm ）を図のパターンにフォトエッチング加工により製作したものである。このようなセンサーが10~20個同一伝熱面に設置された。この熱流束計の動作原理は定温度形熱線流速計と同様である。したがって、伝熱面の熱的条件は、等温壁の条件を満たすような熱容量のあるものでなければならぬ。図6は回路構成を示したもので、熱流束計用温度コントローラ（特許）は20台製作使用した。図6中のTSは発熱体温度を常に周囲の伝熱面の温度と正確に一致させ

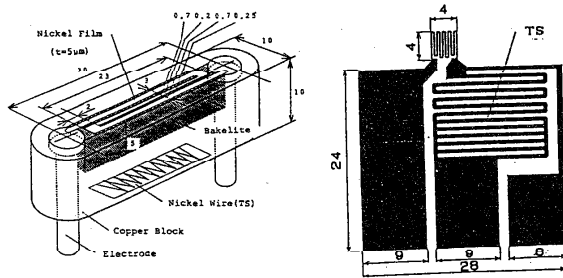


図5(a) 非定常熱流束センサー形状

図5(b) 改良型センサー形状

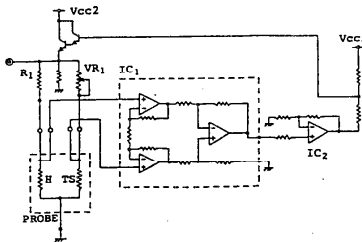


図6 非定常熱流束計の回路構成

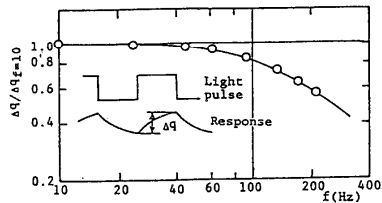


図7 非定常熱流束計の動特性

るための温度補償用ニッケル抵抗線（図5(a)）であり、銅製伝熱面に埋め込まれている。図(b)では、この部分はホットエッチング加工によりセンサーと一体製作されている。定温度形熱流束計の帰還増幅器の直流ゲインは 10^5 である。また動作を安定させるため、帰還増幅器の出力に+10v程度のオフセットを与えた。これによる発熱体温度の伝熱面温度に対する推定誤差は+0.2℃（無風時）以下であった。なお、熱流束計の静的校正は、校正された平板乱流熱伝達か平板衝突噴流の岐点熱伝達によって行った。これよりセンサーの実効伝熱面積を評価し、補正した。動的校正[25]は、スライドプロジェクター（ハロゲンランプ：300W）の光を矩形窓を設けた回転式シャッタで切り、ON/OFF比1:1の光パルス波にして静的校正に用いた伝熱場で照射することで行った。センサー上を半影が通過する時間より求めた光パルスの推定立上り時間は、1サイクル時間の約10%である。図7に熱流束計出力の最大振幅の周波数による変化を示す。出力の最大振幅が1/2に減衰する周波数は約250Hzであり、これより応答の時間定数として約1.8msが得られる。測定結果の一例として、図8に瞬間熱伝達率分布の時空間的等値線図を示す。時系列データの収集は、0.16msごとに全ての信号を同時取得し、順次A/D変換し処理した。この様なセンサーによる他の測定例としては、円柱まわりの熱伝達機構や非定常温度場での熱流束測定などを現在進行させている。前者においてはセンサーの大きさが出力に影響するという問題があり、後者には基準温度の設定などの問題があるが、これについては別の機会に報告する予定である。

5. あとがき

非定常熱流束の計測が、試作センサーを使って数多く試みられているが、構造や校正方法の記述はなされるが、実際の製作・測定技術についての記述は極めて希である。筆者の研究室で自作したセンサーについて実験室規模の応用例として紹介したが、20チャンネル全てが正常に作動するのは、初期の宇宙ロケットの打ち上げに似たようなもので、秒読みからダウンすることが再三あった。ただ、本稿において、このような観点からの解説が力不足から十分為し得なかった。最後に、本稿は、1990年10月に開催された日本機械学会熱工学部門企画の熱工学スクーリング&ワークショップ”熱・流体の限界への挑戦”の原稿の一部を修正・加筆したものであることをお断りして置く。

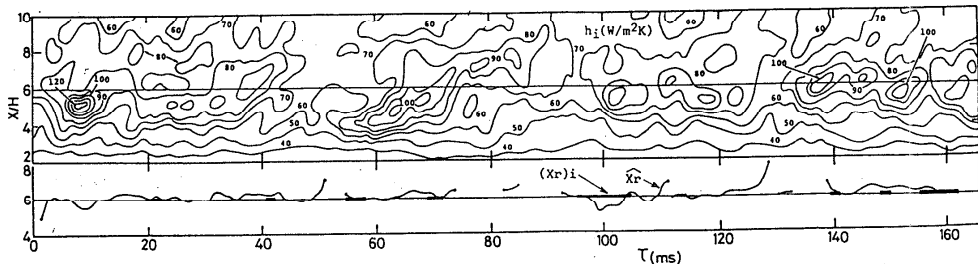


図8 瞬時熱伝達率分布の時間変化の等値線図

参考文献

- [1] 柏木、熱工学スクーリング&ワークショップ、日本機械学会 No.900-61、1990、21.
- [2] 宇佐見、曾根、電子計測、日本理工出版会、1989、140.
- [3] 機械工学便覧、基礎編 A 6 熱工学、日本機械学会編、1988、154.
- [4] 伝熱学特論、甲藤ら編、養賢堂、1984、346.
- [5] 棚沢ら、温度測定法、養賢堂、1985.
- [6] 熱計測技術、日本機械学会編、朝倉書店、1986.
- [7] JIS Z 8710-1980 温度測定方法通則、1980.
- [8] JIS C 1602-1981 熱電対、1981.
- [9] 吉田、機械の研究、35-3、1983、385.
- [10] 日本機械学会編、技術資料 燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法、1980、202.
- [11] 古田、熱工学スクーリング&ワークショップ、日本機械学会 No.900-64、1990、32.
- [12] 薄膜ハンドブック、オーム社、1983.
- [13] 薄膜工学ハンドブック、オーム社、1964.
- [14] 沢木、真空蒸着、日刊工業新聞社、1965.
- [15] 金原、藤原、薄膜、裳華房、1979.
- [16] 早川、和佐、薄膜化技術、共立出版、1982.
- [17] Carslaw, H.S. and Jaeger, J.C., Conduction of Heat in Solids, Oxford Univ. Press, 1959, 63.
- [18] 森ら、機論、52-481、1986、3353.
- [19] Jones, T.V., Measurement of Unsteady Fluid Dynamic Phenomena, Edited by Bryane, E.R., Hemisphere Publishing Corporation, 1977, 63.
- [20] 片岡ら、第22回日本伝熱シンポ講演論文集、1985、211.
- [21] Ohimer, E. and Chenneaux, F., Heat Flux Measurement ITC No.9, Workshop Proceedings, 1986, 77.
- [22] Shewen, E.C., et al., Developments in Experimental Techniques in Heat Transfer and Combustion, ASME HTD-71, 1987, 29.
- [23] T. Kawamura, et al., Experimental Heat Transfer, 1, 1988, 299.
- [24] 河村ら、第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集、1, 1990, 7.
- [25] Campbell, D.S., et al., ASME J. of Heat Transfer, 111, 1989, 552.

自然対流における乱流計測

辻 俊博 (名工大)

1. はじめに

熱駆動乱流場の典型として垂直平板上の自然対流乱流境界層がある。この乱流境界層については、低流速でしかも温度変動が大きいため、精確な計測を行うにはかなりの困難さが伴う。したがって、その乱流構造の理解が進まず、これまでは通常の強制対流の乱流構造と基本的には変わらないであろうと考えられてきた。近年になってようやく信頼できる測定データ^{(1)~(7)}が蓄積され、自然対流乱流境界層が通常の乱流境界層とはかなり異なる基本的特性および乱流構造を有することが次第に明らかになってきた。これらのデータは、LDA⁽¹⁾⁽²⁾、熱線^{(4)~(6)}あるいはFOLD A (光ファイバー)⁽⁷⁾等の速度計測に、熱電対あるいは冷線による温度計測を併用して得られたものである。筆者らは、速度計測に熱線、温度計測に冷線を用いて乱流諸量の測定を行ってきた。低流速であるため、熱線の使用にあたっては留意すべき点も多いが、適切に対処すれば、定量的にも信頼できる測定が可能である。特に、乱流伝熱において重要な壁近傍の測定においては、LDAあるいはFOLD Aよりも有利である。本稿では、熱線による計測法とこれまでに得られた自然対流乱流境界層の顕著な特性をいくつか紹介する。

2. 実験装置および測定方法

2.1 垂直平板伝熱面

伝熱面は、図1に示すように、高さ4 m、幅1 m、厚さ2 mmの銅板で、裏面より電気加熱し、一様伝熱面温度 $T_w = 60\text{ }^\circ\text{C}$ の条件を得た。そして、安定した典型的二次元境界層が形成されるように、周囲流体の境界層への吸い込み状態に注意し、周囲温度の高さ方向の温度変化もできる限り小さくなるように配慮した。実験時の周囲流体温度 T_∞ は、天候にも左右されるが、平均的には伝熱面の前縁からの高さ2 mの位置で約 $16\text{ }^\circ\text{C}$ (伝熱面の下端と上端での高さ方向の温度上昇は約 $2\text{ }^\circ\text{C}$) であった。

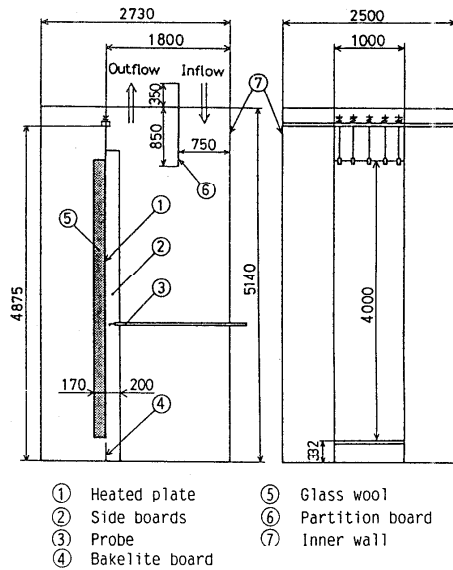


図1 実験装置

2.2 測定プローブ

流体速度および温度の測定には、2種類のプローブを用いた。一つは、直径 $3.1 \mu\text{m}$ のタングステン線の I 形熱線および冷線を組合せたプローブで、主に流れ方向の速度成分と温度を測定するためのものである。もう一つは、図 2 に示すように、直径 $3.1 \mu\text{m}$ のタングステン線を中央で折り曲げて製作

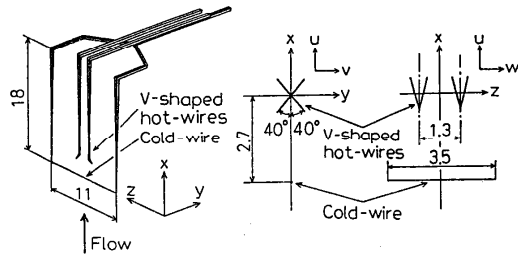


図 2 測定プローブ

した 2 本の V 形熱線と冷線を組合せたもので、流れ方向と壁面垂直方向（あるいはスパン方向）の速度成分が測定可能である。いずれのプローブも、熱線の長さは $1.5 \text{ mm} (\approx 6 \nu / U_x)$ で、熱線両端に直径約 $30 \mu\text{m}$ 、長さ約 3 mm のメッキ部を設けて、先端直径約 0.1 mm の支柱にハンダ付けした。2 本の V 形熱線は相互干渉をしないように $1.3 \text{ mm} (\approx 5 \nu / U_x)$ の間隔で X 形に組合せた。また、冷線の長さは $3.5 \text{ mm} (\approx 14 \nu / U_x)$ で、 $2.5 \text{ mm} (\approx 10 \nu / U_x)$ の間隔をもって冷線を熱線の上流に配置した。V 形熱線は、通常の傾斜熱線に比べ、壁面近くの測定が可能で、流力的かく乱を受け難い利点をもっている。また、線を折り曲げるため、熱線出力を低下させることなく、測定体積をコンパクトにできる。この点でも、熱線出力の変化の小さい低流速の測定に V 形熱線は有利である。低流速における V 形熱線の特長およびその計測法の詳細については、文献(8)を参照されたい。なお、熱伝達率の測定については、直径 $25 \mu\text{m}$ の R 熱電対プローブも併用し、伝熱面近傍の平均温度分布の勾配からその値を算出した（この測定は、伝熱面温度 $T_w = 100^\circ\text{C}$ の条件についても行った）。

2.3 低流速の熱線計測と留意事項

ここで、熱線による低流速の計測について、特に検討しておかねばならない事項をいくつか挙げておく。一つは、熱線を組合わせて 2 方向の変動速度を測定する場合に、大振幅の速度変動および熱線間の空間的速度場の差異によって発生する誤差である。熱線校正に起因する測定誤差は注意をすれば小さく抑えることができるが、これらの誤差（偏り誤差）は不可避である。特に、熱線間の空間的速度場の差異は、壁面垂直方向（あるいはスパン方向）の速度成分の測定精度に深刻な影響を及ぼす。このことは、擬似乱流場における熱線応答の数値シミュレーション⁽⁸⁾⁽⁹⁾および直接乱流数値シミュレーション(DNS)のデータベースを用いた測定誤差の評価⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾によって明らかにされている。上述の 2 本の V 形熱線の寸法と配置は、このような知見に基づいて決定されたものである。なお、LDA を用いて二次元計測（2 方向の速度成分の同時測定）を行う場合にも同様の測定誤差が発生するものと思われる。

また、自然対流乱流場は低流速で大きな温度変動を伴うため、熱線の温度補償に関して、熱

線と冷線の感知する温度場の差異にも注意する必要がある。熱線による自然対流の先駆的計測は Cheesewright⁽¹²⁾ および Smith⁽¹³⁾ によって試みられている。ところが、得られた流れ方向の平均速度と速度乱れの分布は、後に行われた LDA による測定⁽¹⁾⁽²⁾ とは一致しない分布であった。このことに関連して Cheesewright は、自然対流のような低流速、低周波数の乱流場では、熱線の応答特性にプローブ支柱の熱慣性の影響が現れ、信頼できる熱線計測は困難であると結論している⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。しかしながら、これは必ずしも的確な判断ではない（プローブの形状によつては、誤差発生的重要因子となり得るが）。計測が困難であった最大の理由は、低流速であるため、熱線の補償に必要な温度の情報に僅かでも誤差があると、相対的に大きな速度の測定誤差（偏り誤差）が発生し易いことにある。Smith⁽¹³⁾ は、温度測定に熱線よりもかなり周波数特性が劣る熱電対を用い、その配置にもあまり注意を払わなかった（Cheesewright⁽¹²⁾ は、熱線の温度補償を直接行わず、層流における測定と理論の比較から熱線出力を補正して平均速度の分布を得た）。すなわち、熱線の温度補償が十分でなかったことに起因して測定誤差が生じたもので、温度変動の大きい壁近傍の領域でこの誤差は顕著になる。事実、Smith が得た流れ方向の速度の乱れ強さの分布は、その領域で最大値をとり、他の方法による測定結果と定性的に異なったものになっている。

筆者らは、温度計測に熱電対よりも線径が小さく、高い周波数特性を有する冷線を用い、それを熱線の上流に配置し、Hishida-Nagano⁽¹⁶⁾ の方法を用いて熱線の温度補償を行った。熱線と冷線の相互干渉をなくすためには、2.5 mm の間隔を必要とした。この間隔に対する温度場の空間相関係数は、境界層の壁面近くで調べてみると、約 0.98 とかなり高いものであったが、熱線による低流速の測定ではこれでも無視し得ない偏り誤差が発生する。この熱線の温度補償に関する測定誤差の発生は、熱線間の速度場の空間的差異に起因する測定誤差の解析⁽⁸⁾⁽⁹⁾ と同様の方法を用いて評価できる。実験条件を与えて解析を行うと、壁近傍の温度変動が大きい領域で、流れ方向の変動速度の測定値（乱れ強さ）が真値より約 4% 大きくなることが推定された。温度場の空間相関係数が同じであっても、伝熱面と周囲の温度差が大になる（絶対的な温度場の空間的差異が増す）ほど誤差は急激に増加する。例えば、空間相関係数が 0.98、伝熱面温度を 100 °C とすると、壁近傍の温度変動が大きい領域でこの誤差は約 23% にもなる。熱線の加熱度（実験では 0.5 を採用）を大きくすれば、この誤差は小さくなるが、加熱度を 0.7 としても約 11% の誤差が生じる。実際に伝熱面温度を 100 °C として測定を行うと、流れ方向の速度乱れの分布は壁近傍の温度変動の大きい領域で最大となり、Smith⁽¹³⁾ が得た結果に非常によく似たものとなった。熱線計測を行う実験条件として伝熱面温度を 60 °C に設定したのはこのような事情によっている。また、誤差解析結果を利用して補正を施せばさらに精度の高い測定値を得ることができるが、この点については次のような方法を採用して速度測定における誤差の発生を抑えた。自然対流乱流境界層の温度場は、流れ方向によく保存される⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。すなわち、熱線と冷線の位置における温度場の空間的差異は、主に温度波形の時間進行の位相差とし

て現れたものである。したがって、境界層内の温度場の移流速度を前もって調べ、その移流速度に応じて冷線の温度信号を遅延させれば、熱線の温度補償に基づいて発生する速度測定誤差を非常に小さくできる。実際に、流れ方向の速度乱れについて壁近傍の領域で発生すると推定された約4%の偏り誤差がこの方法によって殆ど除去できた(冷線の温度信号を遅延して熱線の温度補償を行うと、移流速度に相当する遅れ時間のときの速度乱れの測定値は、遅れ時間零のときの約4%小さい最小値となった)。

さらに、冷線の使用にあたっては、文献(19)に記したように、周波数応答に対する支柱およびメッキ部の熱慣性の影響も十分調べておく必要がある。そうしないと、温度測定そのものに含まれる誤差によって、熱線の温度補償が困難となる事態も発生する。

上記事項についての配慮が少しでも欠けると、自然対流乱流場における熱線計測は偏り誤差の大きい不確かなものになる。なお、低流速の測定では、熱線出力のリニアライズを正確に行うことは困難であり、2本の瞬時熱線出力から2方向の瞬時速度成分を算出する場合にも、変動速度が相対的に大きいため、線形近似した簡単な有効速度式を用いることはできない。また、熱線の温度補償についても、上述のように、冷線の温度信号の遅延を行う必要がある。そのため、乱流諸量は、熱線出力および冷線出力をすべてデジタル化(統計量を求めるために、境界層内の1点の測定について約5分間のデータを400 Hzのサンプリング周波数でA/D変換)し、大型計算機で処理して求めた。

3. 測定結果

3.1 熱伝達率と壁面せん断応力

伝熱面近傍の平均温度と速度の測定から、以下のような理論的検討を踏まえて、熱伝達率と壁面せん断応力を求めた。自然対流の壁近傍の平均温度と速度の分布は、理論的に次のように表される。

$$T = T_w - \frac{q_w}{\lambda} y + \frac{1}{\alpha} \left\{ \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^3 v_t}{\partial y^3} \right)_{v=0} y^4 + \dots \right\} \quad (1)$$

$$U = \frac{\tau_w}{\mu} y - \frac{1}{2!} \frac{g\beta \Delta T_w}{\nu} y^2 + \frac{1}{3!} \frac{g\beta q_w}{\lambda \nu} y^3 + \frac{1}{\nu} \left\{ \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial y^3} \right)_{v=0} y^4 + \dots \right\} \quad (2)$$

平均温度と速度に対する変動成分の寄与は y^4 以上のオーダーであり、その影響は極めて小さい。したがって、壁近傍の平均温度、速度の測定値が、それぞれ式(1)、(2)において変動成分に関する項を無視した分布に最も合致するように最適パラメータ q_w 、 τ_w を求め、壁面熱流束と壁面せん断応力を決定した。ただし、 q_w の算出にあたっては、熱電対を用いた $y \leq 0.5$ mm における平均温度の測定値を基準とし、 τ_w の算出には、熱線出力が壁面の影響⁽²⁰⁾⁽²¹⁾を受けない $1 \text{ mm} < y \leq 2 \text{ mm}$ の I 形熱線による平均速度の測定値を用いた。図3は壁近傍の平均速度の測定値を示したものであるが、式(2)と非常によく一致している。また、低流速の自然対流で

は、壁面の影響を受ける $y \leq 1$ mmの測定値について、層流境界層の測定値と理論値との比較に基づく熱線の熱伝達率の補正を施せば、壁面の極く近傍まで式(2)によく一致する速度分布が得られる。

ヌセルト数 Nu_x および壁面せん断応力 τ_w の測定結果を図4に示した。層流境界層では理論式、

$$Nu_x = 0.355 Gr_x^{1/4} \quad (3)$$

$$\tau_w / \rho U_b^2 = 0.954 Gr_x^{1/12} \quad (4)$$

と実験値はよく一致する。ここで、 U_b は代表速度 $(g\beta\Delta T_w\nu)^{1/3}$ である。

一方、乱流境界層 ($Gr_x > 10^{10}$) の測定値は次式でよく整理される。

$$Nu_x = 0.110 Gr_x^{1/3} \quad (5)$$

$$\tau_w / \rho U_b^2 = 0.684 Gr_x^{1/11.9} \quad (6)$$

壁面せん断応力 τ_w の Gr_x に対する変化は、層流境界層の場合に極めて近くなる。

Cheesewright-Mirzai⁽⁷⁾は、FOLDAを用いて壁近傍の速度測定を行い、 τ_w を求めている。その測定について、筆者らの実験に比較的近い条件の結果を図4に示したが、式(6)とよく一致する実験結果が得られている。なお、熱伝達率についても、式(5)とまったく同じ式を彼らは論文の中で提示している。

壁面せん断応力は自然対流境界層の乱流特性を強制対流のそれと比較して調べる上で非常に重要な測定量であるが、これまで信頼できるデータは皆無であった。この測定量が得られたことによって、通常の強制対流とは異なる自然対流の基本特性が以下のように明らかになった。強制対流では壁近傍の速度分布には式(2)のように浮力項に関する y^2 , y^3 の項が現れないので、粘性底層内 ($y^+ < 5$) では $U^+ = y^+$ の直線領域が存在することがよく知られている。ところが、自然対流について得られた壁面せん断応力の値を用いて式(2)を評価すると、 $Gr_x = 8.44 \times 10^{10}$ の場合、 $y = 1$ mm の位置 ($y^+ = 4.1$ に相当) で、 y の項に対して y^2 の項は約15%、 y^3 の

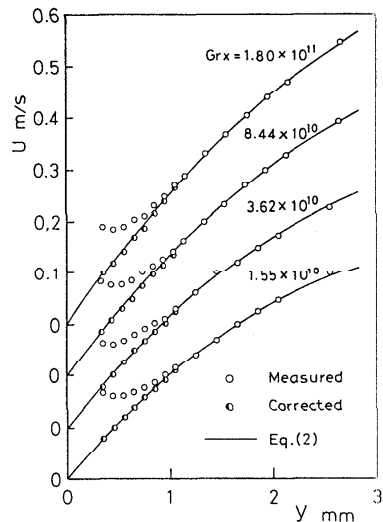


図3 壁近傍の平均速度分布

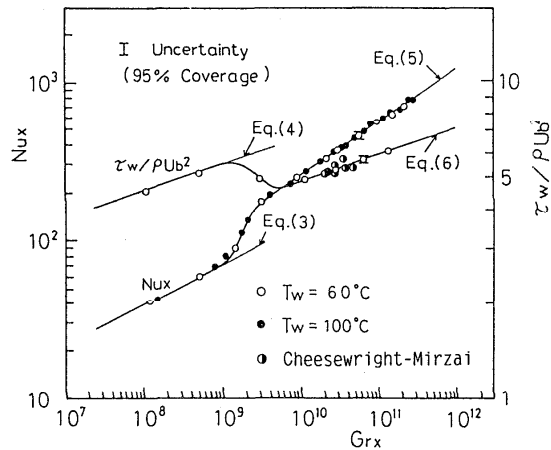


図4 熱伝達率と壁面せん断応力

項は約 0.9%の大きさになる。つまり自然対流乱流境界層では、通常壁面の極めて近くでしか速度分布が直線に漸近せず、強制対流と同じ粘性底層の概念は成立しない。また、式(5)、(6)からわかるように、壁面せん断応力は Gr_x と共に増加するが、壁面熱流束は一定である。したがって、熱と運動量の輸送のアナログも自然対流では成立しない。

3.2 平均速度、平均温度および速度と温度の乱れ強さ

V形熱線と冷線を組み合わせたプローブを用いて測定した、平均速度 U^+ 、 V^+ 、平均温度 T^+ 、速度と温度の乱れ強さ $\sqrt{u^2}/U_r$ 、 $\sqrt{v^2}/U_r$ 、 $\sqrt{w^2}/U_r$ 、 $\sqrt{t^2}/t_r$ を図5に表した。図には I 形熱線と冷線による測定結果および連続の式に U の測定値を代入し、積分して求めた V^+ の値も示した。いずれ分布についても両測定値は境界層全域でよく一致し、測定値の信頼性が高いことがわかる。乱流境界層の平均速度 U^+ は、式(2)で示したように、 $y^+ \approx 1$ でも $U^+ = y^+$ の関係が成立していない。また、通常の強制対流乱流境界層の $y^+ > 30$ で現れる対数速度分布もまったく現れていない。一方、 T^+ の分布には、式(1)からもわかるように、 $y^+ \leq 5$ で強制対流乱流境界層と同様、 $T^+ = Pr y^+$ の関係が成立し、 $y^+ > 30$ では対数温度分布が現れる。後述のように、 $y^+ > 30$ の領域ではレイノルズ応力 \overline{uv}/U_r^2 は y^+ と共に大きく変化するが、乱流熱流束は $\overline{vt}/U_r t_r \approx 1$ となっている(図8参照)。すなわち、温度場では $q_w \approx \rho c_p \overline{vt}$ となる強制対流と同じ「constant heat-flux layer」が存在し、対数則が成立する。速度の乱れ強さ $\sqrt{u^2}$ は、強制対流の場合⁽²²⁾とは異なり、最大速度の位置より外側の領域($y^+ \approx 250$)で最大となる。 $\sqrt{v^2}$ および $\sqrt{w^2}$ は、境界層全域で $\sqrt{u^2}$ よりも小さいが、壁近傍の $\sqrt{w^2}$ は比較的大きく $\sqrt{u^2}$ と同程度になっている。また、 $\sqrt{v^2}$ と $\sqrt{w^2}$ は境界層の外側の領域で $\sqrt{u^2}$ が最大となる位置に一致して最大となり(この位置で後述のレイノルズ応力 \overline{uv} も最大となる)、境界層の外縁ではほぼ等しくなる。温度の乱れ強さ $\sqrt{t^2}$ については、強制対流⁽²²⁾と同様に壁近傍の $y^+ \approx 20$ でその値が最大となる。

3.3 平均分布の相似性

図5では境界層の平均分布および乱流諸量の分布を摩擦速度、摩擦温度を用いて無次元化して示した。しかし、 Gr_x の変化に対するこれらの分布のまとまりを調べると、いずれの分布も系統的に変化して、強制対流の場合のように、この座標で整理することはできな

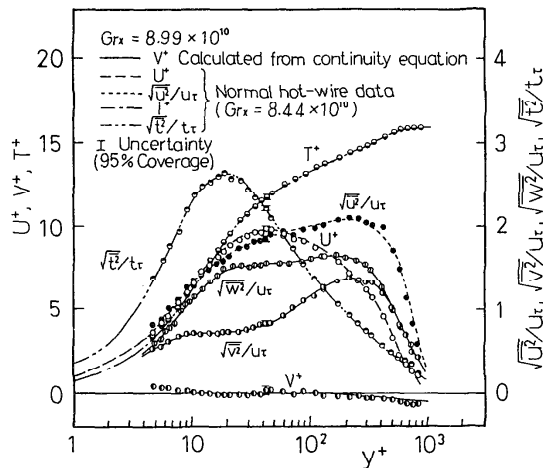


図5 平均速度、温度および速度と温度の乱れ強さ

い⁽⁴⁾。自然対流乱流境界層の平均速度、平均温度の分布の相似性については、これまでに種々の座標変数が提唱されている⁽²³⁾⁽²⁴⁾が、いずれの座標系を用いても、 Gr_x の増加に伴う分布の変化をうまく整理することはできない。自然対流については、強制対流のような普遍的な相似変数を見いだすことは一般に困難であるという考えが支配的である⁽²⁵⁾。

壁面近くの分布に限れば、熱伝達率と壁面せん断応力の測定に関連して以下のような整理が可能である。壁面せん断応力 τ_w の Gr_x に対する変化は層流境界層のものに極めて近く、一様伝熱面温度の条件であることから、壁近傍の速度分布を表す式(2)の Gr_x に対する変化は、結果的に y^2 の項までに関して層流の場合と殆ど同じになる。実際に、層流境界層で使用される相似変数 $\eta = (y/x) Gr_x^{1/4}$ を用いて壁近傍の Gr_x の異なる乱流境界層の平均速度分布を表してみると図6のようになる。層流境界層の分布とは定量的に異なるが、明らかに最大速度位置付近まで平均速度はよくまとまっている。また、この相似変数 η を用いれば、壁近傍の速度の乱れ強さ $\sqrt{u'}$ も、図6に示すように整理することができる。これは、相対乱れ強さ $\sqrt{u'^2}/U$ が壁近傍では壁面からの距離によらず一定(≈ 0.2)となることを表している。このことから自然対流乱流境界層が壁近傍で他の乱流境界層では見られない特異な性質を有していることが伺える。

一方、壁近傍の平均温度分布については、乱流境界層の壁面熱流束が伝熱面高さ方向にほぼ一定であるので、無次元温度 $\theta = (T - T_\infty) / \Delta T_w$ と無次元座標 $\xi = (\partial \theta / \partial y)_{y=0}$ を用いた整理⁽²³⁾が有効であり、図7に示すようによくまとまる(壁面熱流束の伝熱面高さ方向の変化は層流境界層のものと異なるため、相似変数 η では整理できない)。図には無次元温度乱れ $\sqrt{t'^2} / \Delta T_w$ の分布も併記したが、やはりこの座標 ξ でよくまとまっている。

なお、最大速度位置より外側の平均分布については、分布形が相似となる無次元座標を見出すことは一

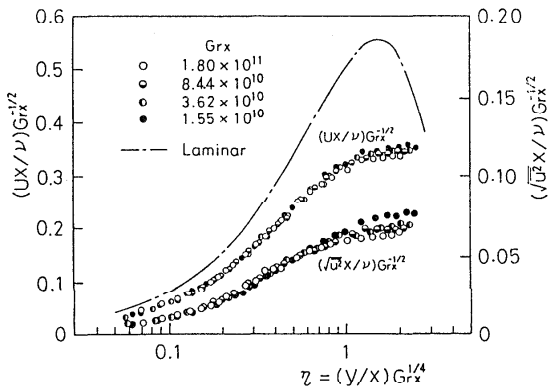


図6 平均速度および速度の乱れ強さの相似分布

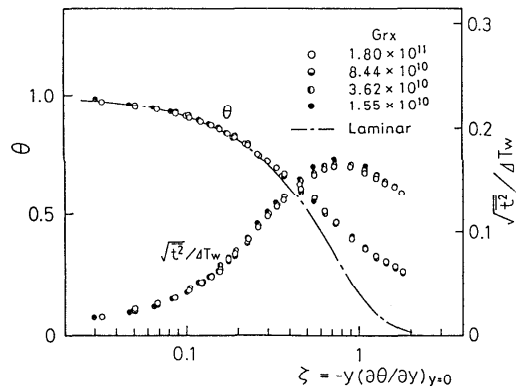


図7 平均温度および温度の乱れ強さの相似分布

般に困難である。便宜的には、速度境界層積分厚さおよび温度境界層厚さによって壁面からの距離を無次元化した座標を用いれば、平均速度、平均温度および速度と温度の乱れ強さの分布を、 Gr_x に無関係によくまとめることができる⁽⁶⁾。

3.4 レイノルズ応力と乱流熱流束

一般に、レイノルズ応力 \overline{uv} と壁面垂直方向乱流熱流束 \overline{vt} は乱流境界層の性格を支配する重要な因子である。したがって、乱流モデルの構築も \overline{uv} と \overline{vt} の正しいデータがないとできない。これらの測定には、熱線と冷線による直接測定法と平均速度および温度分布の流れ方向の変化を調べて、運動量、エネルギー方程式から算定する間接測定法がある。乱流諸量の種々の解析を行うには、時系列として得られる直接測定が望ましいが、さらに間接測定による結果と比較することで、測定結果の信頼性が高まる。

図8は、V形熱線プローブを使用して直接求めたレイノルズ応力 \overline{uv} と乱流熱流束 \overline{vt} の分布および間接測定法による計算結果を表している。両者は境界層のほぼ全域にわたって極めてよく一致する。また、同時に測定した流れ方向の乱流熱流束 \overline{ut} もI形熱線プローブによる測定結果と非常によく一致しており、これらの測定結果は、十分信頼できるものと判断される。強制対流では、レイノルズ応力は平均速度勾配と密接に結びついていて、 $\partial U / \partial y > 0$ となる壁近傍の \overline{uv} は一般に負であるが、自然対流では図8に示すように、壁近傍では $\partial U / \partial y > 0$ であるにも拘らずレイノルズ応力 \overline{uv} はほぼ零となる。最大速度の位置近くになると、 \overline{uv} は正の値で増加する。すなわち、最大速度の位置 ($\partial U / \partial y = 0$ の位置) と $\overline{uv} = 0$ の位置は一致しない。 \overline{uv} の値は、境界層の外側の領域の、速度の乱れ強さ(図5)が最大となる位置で最大となる。 \overline{vt} は境界層の大部分の領域で \overline{ut} に比べかなり小さくなるが、強制対流の測定結果⁽²²⁾に比較的良好な形となる。温度変動 t^2 は $-2\overline{vt}(\partial T / \partial y)$ によって生成されるが、この量が最大となる位置 ($y^+ \approx 20$) で、温度の乱れ強さは図5に示したように最大となる。また、 \overline{ut} は壁近傍ではほぼ零であり、温度乱れが最大となる位置近くで正に急増し、平均速度が最大となる位置近くでこの値も最大となる。強制対流乱流境界層、例えば管内流(加熱流)の測定⁽²²⁾では、 \overline{ut} は境界層全域で負の大きな値をとる。したがって、この \overline{ut} に関しても自然対流と強制対流ではかなり異なった分布である。なお、Miyamotoら⁽¹⁾のLDA計測によるレイノルズ応力、

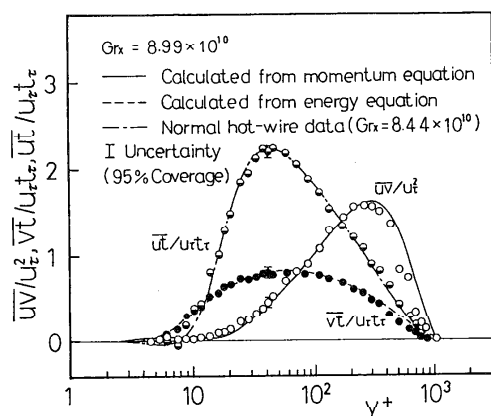


図8 レイノルズ応力と乱流熱流束

乱流熱流束の結果は、境界層の広い範囲で本結果と比較的よく一致する。

4. おわりに

自然対流乱流境界層について、ようやく信頼できるデータが得られるようになり、その乱流特性は次第に明らかになってきた。しかしながら、自然対流乱流境界層が通常の乱流境界層とは異なる特性を有することの普遍的な理解はまだ不十分である。熱駆動乱流場の解析モデルを構築するためにも、今後の重要な研究として、その乱流構造を詳細に調べる必要がある。この研究の端緒として筆者らは、複数の熱電対および熱線を用いて境界層内を多点同時測定し、温度場と速度場の時空間相関を求めてその乱流構造を解明することを試みた。測定結果として、温度場は最大速度位置より外側の領域の変化に強く支配され、その領域で温度変化が現れると、それによって境界層全体の温度分布が変化すること、強制対流の壁近傍で発生するバーストのような現象あるいは規則的なストリーク構造は、この境界層に関する限りはあまり顕著に現れないことがわかった（これらの実験結果については文献(18)に詳述したので、参照されたい）。自然対流境界層の流れのエネルギーは、すべて壁面からの熱エネルギーの供給によって生成されたものである。したがって、その乱流構造は、特に壁近傍において、通常の強制対流に対する知見からは予測できない現象に支配されている可能性がある。本稿で紹介した乱流諸量の特異な挙動は、結果的にこのことを反映したものと思われる。

主な記号

c_p : 流体の定圧比熱	x : 伝熱面に沿う前縁からの距離
Gr_x : グラスホフ数 = $g \beta \Delta T_w x^3 / \nu^2$	y : 伝熱面からの垂直距離
g : 重力の加速度	y^+ : 無次元距離 = $U_r y / \nu$
Nu_x : ヌセルト数	z : 伝熱面の中心線からスパン方向の距離
Pr : プラントル数	β : 流体の体膨張係数 = $1/T_\infty$
q_w : 壁面熱流束	ζ : 無次元座標 = $-y(\partial\theta/\partial y)_{y=0}$
T : 流体の時間平均温度	θ : 無次元温度 = $(T - T_\infty) / \Delta T_w$
T^+ : 無次元温度 = $(T_w - T) / t_r$	λ, α : 流体の熱伝導率および温度伝導率
ΔT_w : 流体温度差 = $T_w - T_\infty$	μ, ν : 流体の粘性係数および動粘性係数
t : 温度乱れ	ρ : 流体の密度
t_r : 摩擦温度 = $q_w / \rho c_p U_r$	τ_w : 壁面せん断応力
U, V : 流体の x および y 方向の時間平均速度	($\bar{\quad}$) : 時間平均値
U^+ : 無次元速度 = U / U_r	添字
u, v, w : x, y および z 方向の速度乱れ	w : 壁面における値
U_r : 摩擦速度 = $\sqrt{\tau_w / \rho}$	∞ : 周囲における値

文 献

- (1) Miyamoto, M., Kajino, H., Kurima, J. and Takanami, I., Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf., Munich, Vol. 2 (1982), 323.
- (2) Cheesewright, R. and Ierokipiotis, E., Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf., Munich, Vol. 2 (1982), 305.
- (3) Kitamura, K., Koike, M., Fukuoka, I. and Saito, T., Int. J. Heat Mass Transf., 28 (1985), 837.
- (4) Tsuji, T. and Nagano, Y., Int. J. Heat Mass Transf., 31 (1988), 1723.
- (5) Tsuji, T. and Nagano, Y., Int. J. Heat Mass Transf., 31 (1988), 2101.
- (6) Tsuji, T. and Nagano, Y., Exp. Thermal Fluid Sci., 2 (1989), 208.
- (7) Cheesewright, R. and Mirzai, M. H., Proc. 2nd U. K. National Conf. Heat Transf., Glasgow, Vol. 1 (1988), 79.
- (8) Tsuji, T. and Nagano, Y., Exp. Fluids, 7 (1989), 547.
- (9) 長野・辻・田川, 機論, 56-529 (1990), 2590.
- (10) Moin, P. and Spalart, P. R. (George, W. K. and Arndt, R., 編), Advances in Turbulence, (1989), 11, Hemisphere Publishing Corp..
- (11) 鈴木・笠木, 機論, 56-532 (1990), 3724.
- (12) Cheesewright, R., Trans. ASME, Ser. C, 90 (1968), 1.
- (13) Smith, R. R., Ph. D. Thesis, London Univ., (1972).
- (14) Comte-Bellot, G., Charnay, G. and Sabot, J., J. Fluid Mech. 110 (1981), 115.
- (15) Cheesewright, R. and Dastbaz, A., Proc. 4th Turbulent Shear Flow Symp., Karlsruhe, (1983), 17.25.
- (16) Hishida, M. and Nagano, Y., Trans. ASME, Ser. C, 100 (1978), 340.
- (17) Cheesewright, R. and Doan, K. S., Int. J. Heat Mass Transf., 21 (1978), 911.
- (18) 辻・長野・田川・青山, 機論, 56-527 (1990), 2019.
- (19) 辻・長野・田川・東, 機論, 56-529 (1990), 2704.
- (20) Wills, J. A. B., J. Fluid Mech., 12 (1962) 388.
- (21) Bhatia, J. C., Durst, F. and Jovanovic, J., J. Fluid Mech., 122 (1982), 411.
- (22) Hishida, M., Nagano, Y. and Tagawa, M., Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf., San Francisco, Vol. 3 (1986), 925.
- (23) Fujii, T., Takeuchi, M., Fujii, M. and Suzaki, K., Int. J. Heat Mass Transf., 13 (1970), 753.
- (24) George, W. K. and Capp, S. P., Int. J. Heat Mass Transf., 22 (1979), 813.
- (25) Cheesewright, R., Preprint Euromech. Colloquium 207, Netherlands (1986).

噴霧冷却熱伝達特性の測定

大久保英敏（東大生研）

1. はじめに

微粒化した液滴群を噴霧二相流の状態高温面に衝突させ、顕熱および潜熱移動によりこれを冷却する方法を噴霧冷却法と呼んでいる。噴霧冷却には、スプレー冷却、ミスト冷却およびフォグ冷却と呼ばれるものがあるが、これらの定義は必ずしも明確にはなっておらず、したがってこれらの用語を区別する境界も定まっていない。一般的には、噴霧流の濃さを表す尺度である液滴流量密度（あるいは質量速度）が高くなるにつれて、フォグ冷却、ミスト冷却、スプレー冷却と呼称が変化しているようである。噴霧冷却はさらに、液滴の飽和温度以上の高温面を冷却する場合と飽和温度以下の面を冷却する場合とに区別されるが、ここでは、前者の場合を取り扱うこととさせていただきます。なお、ここで取り扱う問題は、水-空気系の大気圧での噴霧冷却であることをあらかじめお断りしておきたい。

さて、液滴の飽和温度以上の高温面を冷却する噴霧冷却は、沸騰曲線と同様のN字曲線となる熱伝達特性を示すことが知られている。したがって、この熱伝達特性の解明には、沸騰現象が基礎となるものと考えられるが、沸騰現象以外にも衝突液滴の挙動、気流の影響などの要因が新たに加わるため現象は複雑である。

図1は、噴霧冷却熱伝達特性と冷却曲線の概要を示したものであるが、ここでは噴霧冷却熱伝達特性を、主として戸田の用語⁽¹⁾に従い、表1のように沸騰曲線との対応付けを行うこととする。また、表2は高温域噴霧冷却熱伝達特性に及ぼす諸因の影響をまとめたものである⁽²⁾。この表からお解りいただけると思うが、熱伝達特性の測定を再現性良く行うためには、多くの

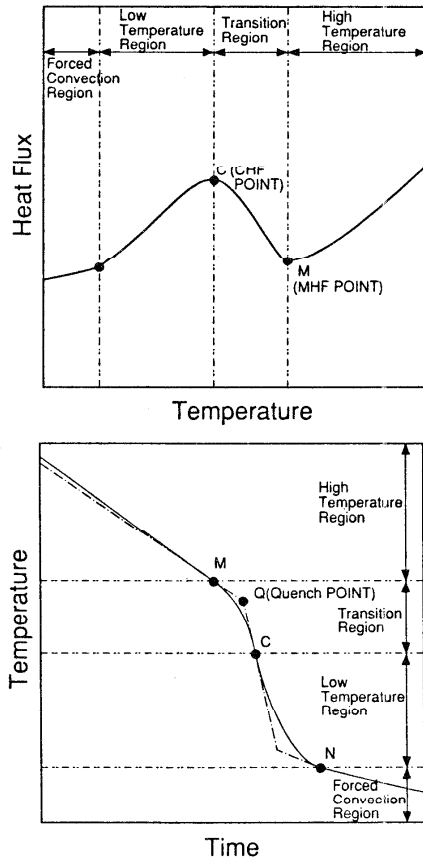


図1 噴霧冷却熱伝達特性と冷却曲線

表1

沸騰曲線	噴霧冷却熱伝達特性
膜沸騰	高温域
遷移沸騰	遷移域
核沸騰	低温域
極小熱流束点温度	高温域下限界温度

表2 高温域噴霧冷却熱伝達特性に及ぼす各因子の影響

	被冷却物体側パラメータ					冷却媒体側パラメータ				
	冷却面材料 熱伝導性→低	表面粗さ →大	ぬれ性 →良	非正常性 →大	姿勢	液滴流量密度 →大	液滴温度 →低	液滴速度 →大	液滴直径 →大	気流流速 →大
高温域下限界温度 [ΔT_w]	→大 顕著	影響小	→大 顕著	影響無	影響無	一定 →大	→大 (?)	影響小	影響無	影響小
高温域熱伝達率 [h_w]	→高	影響小	影響無	→低 顕著	影響有	→大 顕著	→大 顕著	影響有	影響小	影響有

因子の影響を考慮にいて実験を行う必要がある。

2. 測定装置の概略

液体を微粒化し噴霧流を形成するための噴霧ノズルには、(1).加圧した液体をノズルより噴出させる一流体ノズル、(2).加圧空気によって液体噴流を微粒化する二流体ノズル、(3).過熱水をノズルから噴射する事によって生じる突発的減圧沸騰を利用して噴霧流を形成する過熱液体噴流ノズル(3)などが挙げられるが、いずれのノズルを使用するかについては、実験条件や目的に応じて決定すれば良いと思われる。例えば、空気噴流による強制対流伝熱を評価したい場合には、二流体ノズルが適しているし、噴霧液滴のサブクール度を変化させたい場合には、一流体ノズルが適している。

測定装置の一例として、図2に筆者らが現在使用している装置の概略を示した。実験は、水-空気系のミスト流を対象としており、噴霧ノズルは二流体ノズルを使用している。水噴流を微粒化する空気は、コンプレッサ①よりレギュレータ②を介し、流量計③を通り、ノズル出口で水温と同一温度になるように空気加熱器④で温度調節された後にノズル⑦に供給される。一方、分散媒体である水は十分脱気処理を施したイオン交換水であり、タンク⑤内に貯められ20~25°Cに温度調節されている。このイオン交換水は、マグネットポンプ⑥により流量計③、温度調節器④を介してノズル⑦に供給される。伝熱面⑩は噴霧ノズルより鉛直下方300mmの位置に水平に設置されている。この装置は、現在非正常実験に用いられているが、伝熱部を定常実験用のものに取り替え、排水ができるようにすれば、定常実験も可能である。

なお、一流体ノズル、過熱液体噴流ノズルを使用した実験装置については、文献[1]、[3]を参照されたい。

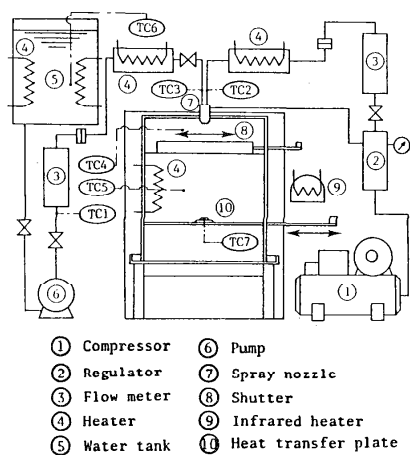


図2 実験装置概略

3. 熱伝達特性の測定

熱伝達特性を得るためには、熱流束と表面温度を測定する必要がある。噴霧冷却熱伝達特性の測定は、沸騰曲線の測定と同様に定常法と非定常法の二つがある。ここではこれら2種類の測定法について述べる。

3.1 非定常法

非定常法は、測温位置で得られる冷却曲線から、計算によって熱伝達特性を求めるものである。例えば、図2では次のような手順で実験を行っている。まず、(1).伝熱面をアルゴン雰囲気中で赤外線ヒータにより加熱し、(2).所定の初期温度に達した後に噴霧ノズル直下に設置する。(3).設置後シャッタを開くことによりミスト冷却を開始する。(4).冷却時の温度履歴を上記の熱電対により測定しペンレコーダにより記録する。

ところで、噴霧冷却が利用されている材料の熱処理の分野においては、1000°C以上の高温面を冷却する場合が多い。このような高温面を対象とした実験を行うためには、赤外線ヒータによる加熱が適している。最近では、2kWの赤外線ランプと回転楕円上の反射ミラーを組み合わせることによって、直径10mm程度の局所加熱が可能な赤外線ヒータも市販されており、過熱度等の実験条件を広げ得る状況になってきた。ただし、反射ミラー面には金メッキが施されているので、水蒸気金のメッキ面への付着防止、金メッキ面の冷却には十分な注意を払う必要がある。

図3は筆者らが図2の装置による非定常実験で使用した伝熱部である。伝熱面の側面は、けいそう土あるいはセラミック繊維系断熱材(エスファイバーSC)によって断熱されており、伝熱面の固定にはセラミック系接着剤を使用している。伝熱面裏面には、測温用のCA(K型)熱電対(素線径0.1mm)を取り付けている。伝熱面材料としては、噴霧冷却中の酸化の影響を極力抑えるために、銀、ステンレス鋼などを使用することが望ましい。アルミニウム、ニッケル等も加熱時の酸化に注意を払えば使用できる。ただし、銅に関しては、加熱中の酸化は防げるが、噴霧冷却中の酸化は防ぎようがなく、著者らが行った実験でも沸騰曲線のMHF点温度に相当する高温域下限界温度が高温化する結果しか得ることができなかった。したがって、銅製伝熱面を使用する場合は、表面をクロムメッキするなどの酸化防止処理⁽⁴⁾を行う必要がある。

測温位置で得られた冷却曲線から熱伝達特性を求める方法としては、集中熱点数近似法と熱伝導の逆算法がある。集中熱点数近似法は、伝熱面内の温度が一様であると仮定できる場合に限り

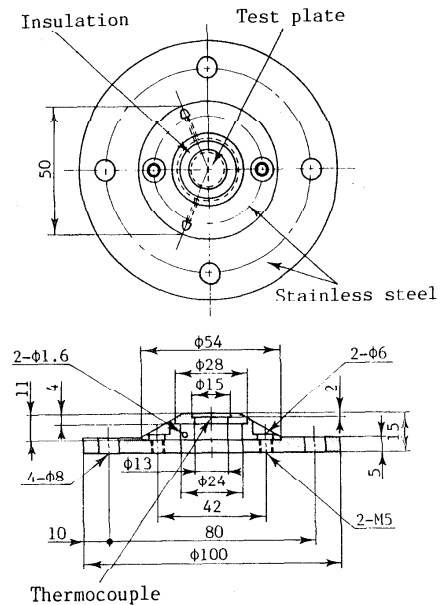


図3 非定常実験用伝熱部

使用でき、以下の式によって時刻 $t=t_1$ と $t=t_2$ 間での平均表面過熱度 ΔT_{sat} と平均熱流束 q_w を求めることができる。

$$\Delta T_{sat} = [T_w(t_1) + T_w(t_2)] / 2 - T_{sat} \quad (1)$$

$$q_w = M_w [T_w(t_1) - T_w(t_2)] / [A_w(t_2 - t_1)] \quad (2)$$

ここで、 T_{sat} は液体の飽和温度、 M_w は伝熱面の熱容量、 A_w は伝熱面面積である。

集中熱定数系近似法が使用できるかどうかの判定には、ビオー数 $Bi (=h \cdot l / k)$ 、ここで h は熱伝達率、 k は伝熱面材料の熱伝導率、 l は代表長さである)を用いる。ビオー数は、伝熱面での熱伝導による熱抵抗と伝熱面表面での熱伝達による熱抵抗の比を示す無次元数であり、物体が表面から冷却される場合には、物体内の最大温度差と物体表面・流体間の温度差との比はこの無次元数に相当する。したがって、ビオー数が小さくなれば、物体内の最大温度差は小さくなる傾向にあり、Stolz⁽⁵⁾によれば、 $Bi=0.04$ の場合の最大温度差は2%以下と考えられており、 $Bi < 0.05$ であれば、集中熱定数系近似法による誤差は数%以内と考えられる。集中熱定数系近似法による誤差が無視できない場合には、熱伝導の逆算法を使用する。熱伝導の逆算法としては、前述のStolzの方法やBeckの方法(定物性⁽⁶⁾および変物性⁽⁷⁾)などがあるが、いずれの計算方法を使用する場合でも、逆算法によって求めた熱伝達特性の精度を次のような方法であらかじめ検討しておく必要がある。

- (1). 既存結果等から熱伝達特性を仮定する。
- (2). 仮定した熱伝達特性から差分法などの数値計算によって冷却中の伝熱面内温度履歴を求める。
- (3). 測温位置における計算結果を用いて逆算法により熱伝達特性を求め、仮定した熱伝達特性との誤差を評価する。

3.2 定常法

定常法によって熱流束を測定する方法には、(1). 伝熱面内の温度勾配から求める方法と(2). 伝熱面を通電加熱し、この際に発生するジュール熱から求める方法の2種類の方法がある。図4は、前者の実験装置の一例を示したものであるが、伝熱面内の温度勾配からは、熱流束だけではなく、表面温度も同時に求めることができる。この測定方法にともなう測定誤差等の検討は棚沢によって詳しく報告されている⁽⁸⁾ので、ここでは高温でシース熱電対を使用する場合に問題となる伝熱部内への熱電対接点の取り付け法について簡単に述べることにとどめたい。現在、この取り付け法には硝酸銀を用いた銀溶接が多く用いられているが、この方法は作業に手間がかかり、不慣れな場合には、接点部が銀溶接されていない事態も起こり得る。このため、シース熱電対の代わりにスプリング式のシース熱電対を使用する場合がある⁽⁹⁾。このタイプの熱電対は取り外しも自由にでき便利であり、寸法を指定すれば市販で入手できる。ただし、この場合、

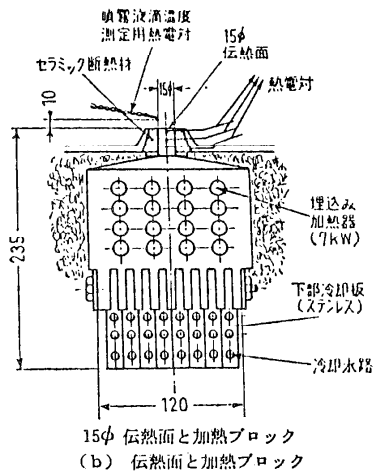


図4 定常実験装置 I⁽¹⁾

直径1mm程度の熱電対挿入孔の先端形状はシース熱電対の先端形状とは同一ではないために伝熱部と熱電対接点との間に空気層が存在する事に注意すべきである。この空気層による測定誤差を防止するためには、空気層を熱伝導率の良い物質で充

填する必要がある。この充填剤としては、耐熱性導電性接着剤、酸化防止剤、および潤滑剤が使用できる。

また、図4の装置では、加熱ブロック下部に水冷却管を設け、この冷却管を流れる冷却水量を調節することによって遷移域の熱伝達特性を得ている。この方法は、加熱ブロックを強制的に冷却することによって、N字曲線を正勾配の熱伝達特性になるように工夫されたものである。

図5は、薄板を通电加熱する方法による実験装置の一例を示したものである⁽¹⁰⁾。加熱量は、電流と電圧タップ間の電圧から求められる。この方法の特徴は、1000°C付近の高過熱度の実験が可能なことであるが、裏面からの放熱量を正確に見積る必要がある。また、表面温度は、裏面にスポット溶接した熱電対によって得られる裏面温度から一次元定常熱伝導の式より求められる。次に、金属細線を通电加熱する場合の実験装置の一例⁽¹¹⁾を図6に示した。この場合には、あらかじめ、細線の温度と電気抵抗との関係を得ておけば、細線の抵抗を測定することによって細線の表面温度を求めることができる。

4. 噴霧流諸量の測定

ここで言う噴霧流諸量とは、液滴流量密度、液滴直径、液滴速度、液滴温度および気流流速である。これらの諸量の中では、ミスト流の濃さを表す尺度である液滴流量密度（あるいは質量速度）が、熱伝達特性にもっとも影響を及ぼす因子である。また、液滴直径および液滴速度は、ある分布を持って分散しており、通常平均直径、平均速度の形で表されている。

4.1 液滴流量密度

図7は、液滴流量密度測定装置の概略を示したものであるが、この場合、伝熱面位置に内径3.35
伝熱研究 Vol.30, No.117

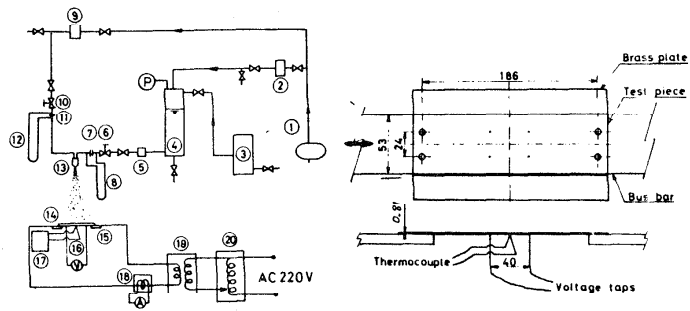


図5 定常実験装置Ⅱ⁽¹⁰⁾

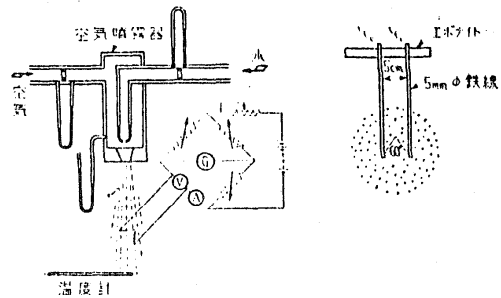


図6 定常実験装置Ⅲ⁽¹¹⁾

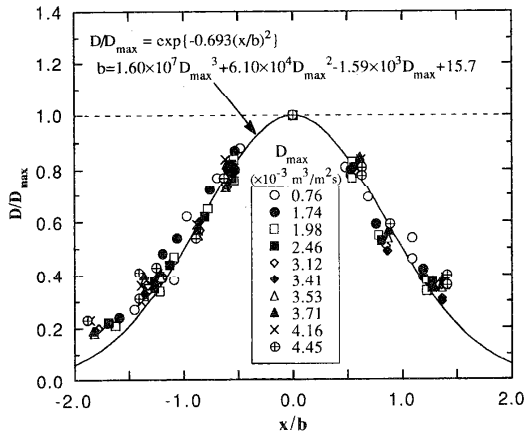


図8 液滴流量密度分布

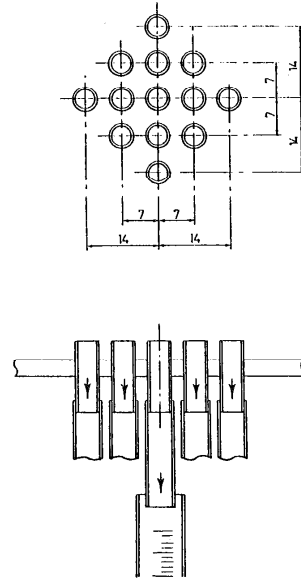


図7 液滴流量密度測定装置

13個の液滴採集用ガラス管を配置し、分布を測定している。測定は、ガラス管を通過する液滴を一定時間メスシリンダに捕集し、捕集した液体の体積または重量を求めることによって行う。この方法で得られた液滴流量密度分布の測定例を図8に示す。

使用した噴霧ノズルは、充円錐ノズル(full cone nozzle)であるが、この場合の液滴流量密度分布は、二次元噴流の速度分布によって整理できることから、伝熱面上の液滴流量密度はよどみ点から離れるにしたがって減少する傾向にある。したがって、この分布の影響を小さくするために、(1).伝熱面寸法を小さくする、(2).伝熱面とノズル間の距離を大きくする方法がとられている。

4.2 液滴直径および液滴速度

通常の方法で得られる噴霧流は、不均一な液滴の集まりであり、液滴直径および液滴速度を均一にはできない。したがって、それぞれを独立に変化させることができないことから、これらの影響は必ずしも明らかにはなっていないのが現状である。例えば、Choi and Yao⁽¹²⁾は、上記の理由から通常の噴霧流ではこれらの影響は測定できないとの立場をとっている。彼らは、液体の微粒化法として加振法を用いた(図9に示すような)噴霧冷却実験装置を開発し、液滴流量密度、液滴直径および液滴速度を独立に変化させた実験を行っている。

液滴直径および液滴速度の測定は、レーザーによる計測が可能であるが、この方法については、文献[13]を参照して戴く

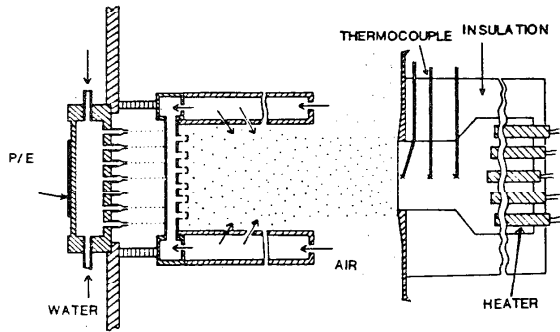


図9 噴霧冷却実験装置⁽¹²⁾

こととして、ここでは、比較的容易に測定が行える方法について述べたい。まず、液滴直径の測定では、液浸法⁽¹⁴⁾が挙げられる。この方法は、ガラス板などの容器にシリコンオイルなどの受け止め液を入れてこの液中に液滴を吹き込んでこれを受け止めるものである。これについても詳細は文献[14]を参照されたい。また、戸田⁽¹⁾は、噴霧流のよどみ点圧力 p を測定し、液滴と気体の速度のスリップ比を1と近似することによって液滴平均速度 v_1 を次式によって求めている。

$$v_1 = (\rho_1 / 2\rho_g) W \left[\{ 1 + 8(\rho_g / \rho_1)(p / \rho_1 W^2) \}^{0.5} - 1 \right] \quad (3)$$

ここで、 ρ_1 、 ρ_g はそれぞれ液体と気体の密度、 W は液滴流量密度である。ただし、噴霧ノズルと伝熱面間の距離が短い場合には、スリップ比を1とした仮定が成立しなくなるので注意を要する。

4.3 液滴温度

これまでのところ、噴霧冷却熱伝達特性に及ぼす液滴温度の影響をまとめた研究は（筆者の知る限りでは）見受けられないが、沸騰曲線に及ぼすサブクール度の影響を考えてもこの影響は無視できないものと考えられる。したがって、液滴温度の測定は不可欠のものである。ただし、個々の液滴温度を測定することは困難であるので、ここでは液滴平均温度の測定法について述べる。図10は、測定装置の一例である。測定は次のような手順で行った。(1).内径24mm、深さ23mmのテフロン製の容器を伝熱面位置に取り付け、(2).ノズル入口での液温、空気温度、および実験室内の温度を一定温度に保ち、(3).噴霧流を衝突させることによって容器に液体を貯め、(4).液体をオーバーフローさせながら液温が定常になることを確かめる。この定常になったときの値を液滴平均温度とする。一般に、二流体ノズルを使用した場合、乾き空気によって液体を微粒化しており、液滴は伝熱面に到達するまでに蒸発によって温度が低下する傾向を示す。

4.4 気流流速

気流流速は、ピトー管や熱線流速計によって測定できるが、筆者は、噴霧冷却の素過程には伝熱面近傍の気流流速分布が重要な役割を果たしていると考えている。図11は、Bolle and Moureau⁽¹⁵⁾が噴霧の伝熱面への衝突挙動を撮影したものであるが、伝熱面近傍には反発（リバウンド）液滴による層が形成されている。最近の研究では、上向き平面系では、このリバウンド液滴が伝熱面に再衝突することによる伝熱量が

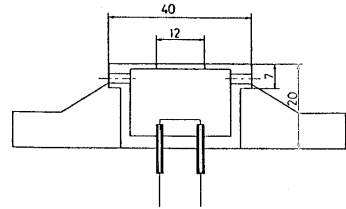


図10 液滴平均温度測定装置

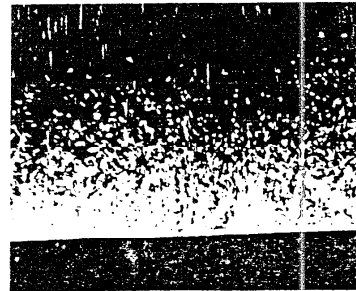


図11 噴霧の伝熱面衝突挙動

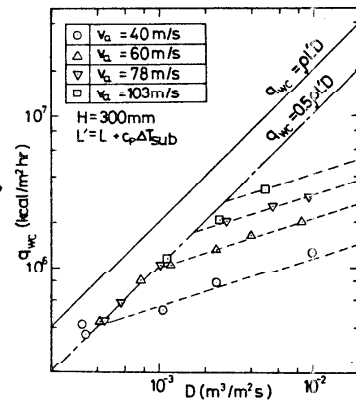


図12 限界熱流束

無視できないことが指摘されている。しかし、図11から解るようにリバウンド液滴の速度は衝突時と比べてかなり低下しており、リバウンド液滴の再衝突には、気流がなんらかの影響を及ぼしているものと考えられる。また、西尾・遠藤⁽¹⁸⁾は気流流速が限界熱流束に及ぼす影響を検討し、図12に示す結果を得ている。

5. 伝熱面表面性状の評価

金属面を高温に加熱した場合、酸化膜(スケール)の付着は避けられない。この酸化膜の付着による表面性状の変化は、沸騰曲線や、噴霧冷却熱伝達特性に顕著な影響を及ぼす。酸化膜の付着によって変化する表面性状には、粗さ、ぬれ性、熱伝導性および多孔性が考えられるが、これらの因子の影響を独立に評価するためには、まずこれらの因子自体の評価を行う必要がある。

5.1 伝熱面表面のぬれ性

ミスト冷却に限らず、相変化を伴う熱伝達において、ぬれ性は重要な役割を果たす。しかし、ぬれ性に関する影響については沸騰熱伝達の研究においても、限られた研究しか行われておらず、未だ測定値の集積段階にあると思われる。この原因として、ぬれ性の評価法自体が確立されていないことがあるが、ここでは、ぬれ性を評価する尺度として現在のところ最もよく用いられている接触角の測定について述べる。

接触角の測定法には、(1)液滴法、(2)傾(斜)板法、(3)垂直板法 などがある。これらのなかでは、傾板法が再現性もよく正確な測定が可能であるが、幅数センチ以上の比較的大きな平板試料が必要となるため、噴霧冷却実験で用いられるような伝熱面表面のぬれ性を評価するような場合には、液滴法が便利であると思われる。

液滴法によって接触角 θ を測定する場合には、測角器等を使用して直接測定する場合と、附着径 d と液滴高さ h を測定し、次式によって求める方法とがある。

$$\theta = 2 \tan^{-1}(2h/d) \quad (4)$$

ただし、上式を使用する場合は、液滴の表面張力に対して重力の影響が無視でき、液滴が球の一部とみなせることが前提となる。一般に、 $d < 2\text{mm}$ であれば問題はないとされている。液滴法で注意しなければならないこととして、液滴の蒸発の問題がある。図13は、ビデオ撮影によって液滴の蒸発による接触角の変化を示したものであるが、この図から解るように蒸発によって液滴高さは時間とともに減

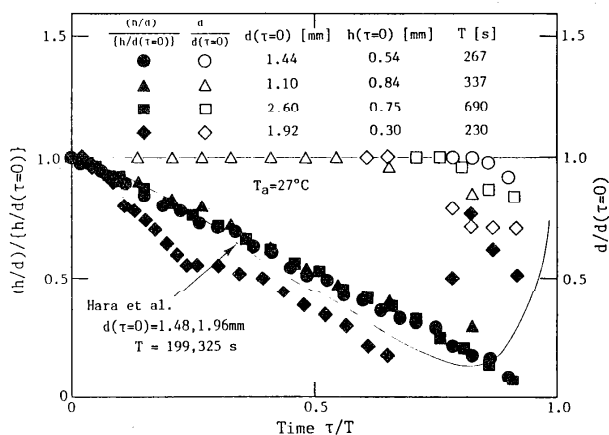


図13 接触角に及ぼす蒸発の影響

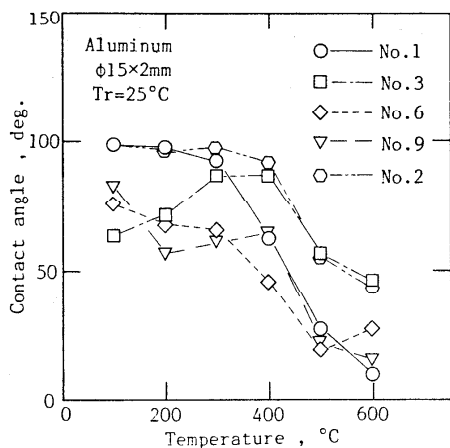


図14 接触角に及ぼす加熱温度の影響

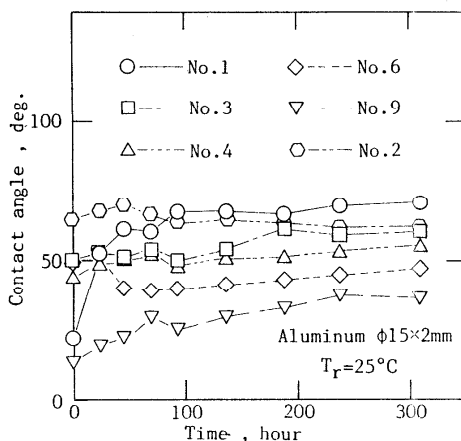


図15 接触角に及ぼす汚染の影響

少するが、付着径は長時間変化しない。したがって、液滴高さの測定を速やかに行えば、蒸発の影響による測定誤差は数%以下に抑えることができる。この他に、蒸発の影響を防ぐ方法としては、測定室を測定液体の飽和蒸気雰囲気にする方法や、空気雰囲気の代わりに炭化水素液体などを使用する二液法がある。

ところで、金属面や金属酸化物面は、本来表面エネルギーが高いものであることから、これらの面を加熱した後常温に戻して接触角を測定した場合、図14に示すように約400°Cを越えると接触角は急激に減少する⁽¹⁷⁾。このように接触角の低下した面を空气中に放置しておくると図15に示すように接触角は放置時間とともに大きくなり、やがて飽和に近い状態になる⁽¹⁷⁾。ぬれ性を表す尺度としての接触角を実験前、あるいは実験前後の測定値の平均値を使用している場合が多く見受けられるが、400°C以上の高温面での実験を行う場合には、このような接触角の変化に注意を払う必要がある。実際に、著者らの行った実験でも、実験前は90°以上あった接触角が実験後は10°以下になる場合もあり、最終的に図15の飽和接触角でぬれ性を評価した経験がある。なお、接触角等の表面エネルギーの測定についてより詳しく知りたい方は、文献[18]を参照されたい。

5.2 表面粗さ

表面粗さは、市販の表面粗さ計によって中

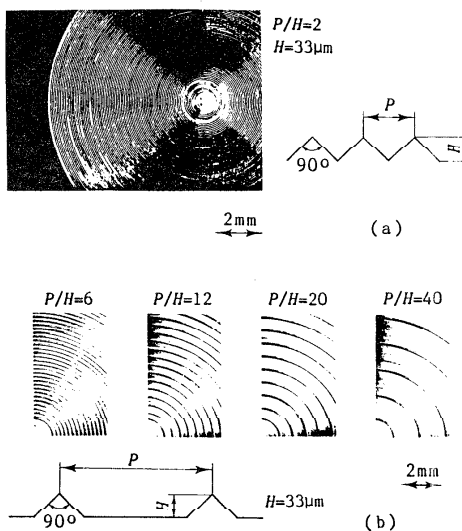


図16 粗面表面拡大図

心線平均粗さ R_a 、最大高さ R_{max} 、十点平均粗さ R_z を測定することができる。しかし、これらは、不均一な粗さの程度を示しているものであり、接触式の表面粗さ計を使用した場合、測定針の先端径の差が測定値に影響を及ぼす。そこで、金属面表面に人工的な規則正しい粗さを付加し、伝熱面表面粗さを独立なパラメータとした実験も行われている。図16は、このような規則正しい粗さを付加した伝熱面の一例を示したものである⁽¹⁹⁾。この場合、表面の加工は、旋盤加工により螺旋状に溝切り加工を施している。

6. おわりに

噴霧冷却熱伝達特性の測定と影響を及ぼす因子について述べた。噴霧冷却の研究は、基礎的なデータがまとまりつつある段階であり、今後素過程の解明が行われていくものと思われる。この素過程の解明には、高速度撮影技術の進展が必要になって来るであろう。ここでは述べなかったが、全反射プリズム等を用いた噴霧液滴の衝突時の挙動の観察や固液接触様相の観察も行われることと思われる。また、高温面の噴霧冷却の研究課題には、多分に表面科学との境界領域的な性格が含まれているように思われる。今後、表面科学からのアプローチをも含めた展開が行われていくことを期待したい。

参考文献

- [1] 戸田：日本機械学会論文集, 38-307(1972), 581.
- [2] 大久保, 西尾：生産研究, 42-6(1990), 45.
- [3] 藤林ら：第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1985), 70.
- [4] Yao, S.C. and Choi, K.J. : Int. J. Multiphase Flow, 13-5(1987), 639.
- [5] Stolz, Jr. G. : Trans. ASME, J. Heat Transf., 82-1(1960), 20.
- [6] Beck, J.V. : Nucl. Engng. Des., 7(1968), 170.
- [7] Beck, J.V. : Int. J. Heat Mass Transf., 13(1970), 703.
- [8] 棚沢：滴状凝縮, 伝熱工学の進展, 4(1976), 養賢堂.
- [9] 大久保, 西尾：日本機械学会論文集, B(1991), 掲載予定.
- [10] 石谷ら：第16回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1979), 316.
- [11] 武山：日本機械学会論文集, 27-180(1961), 1319.
- [12] Choi, K.J. and Yao, S.C., Int. J. Heat Mass Transf., 30-2(1987), 311.
- [13] 日本機械学会：流体計測法, (1985), 丸善.
- [14] 抜山, 棚沢：日本機械学会論文集, 4-14(1938), 128.
- [15] Bolle, L. and Moureau, J.C. : Multiphase Sci. and Tech., 1(1978), Hemisphere Pub. Co.
- [16] 西尾, 遠藤：生産研究, 31-10(1979), 697.
- [17] 大久保, 西尾：日本機械学会論文集, 55-517, B(1989), 2846.
- [18] 日本化学会編：新化学実験講座, 18(1977), 丸善.

薄膜抵抗温度センサによる凝縮面温度の直接測定

鶴田 隆治（九工大）

1. はじめに

熱伝達研究の多くは、伝熱面温度は一樣でかつ一定という条件の下でなされる場合が多いが、実際には伝熱面材料は有限の熱物性値を持つため、この条件が適用できない状況が生じ、さらには熱伝達現象そのものにも影響することがある。著者らは、滴状凝縮熱伝達において凝縮面材料の熱伝導率が熱伝達率に及ぼす影響、いわゆる凝縮面における熱流の狭さく現象を解明するために、凝縮面上にIC製作技術を応用した薄膜抵抗温度センサを自作し、凝縮面の面平均温度の直接測定を行ってきた[1]。本報は、その製作過程と結果の紹介を行うものである。

伝熱面温度の測定法としては、伝熱ブロック内に数本の熱電対を埋め込み、その読みの外挿から表面温度を推定する方法が一般に広く用いられている。この方法によれば、表面における伝熱現象を乱すことはなく、定常状態の測定には大変簡便な方法となるが、固体の熱伝導率が小さくなると誤差が大きくなり[2]、高い精度を要求する場合には表面温度を直接測定することが必要となる。このため、伝熱面表面に微細な径の熱電対[3, 4, 5, 6]や熱電対式の薄膜センサ[7]を形成した例がある。最近では、赤外線や感温液晶等による非接触式の計測技術も進展しているが、沸騰や凝縮など伝熱面の観察に障害がある現象への応用は難しく、非定常変化に対してはその処理に複雑さが伴うことが考えられる。

そこで、センサ自身の検出精度が高いという接触式の利点を生かし、測定対象に与える影響を極力少なくするため、伝熱現象を支配する代表寸法に比べて小さな、ミクロンオーダーの微細な薄膜抵抗温度センサを製作することにした。抵抗式の利点として、局所の温度はもとより、センサ形状を工夫することによって面の平均温度を直接出力するセンサを作ることが可能であり、面平均温度の過渡変化を記録するのにたいへん有効である。なお、薄膜抵抗温度センサを滴状凝縮熱伝達実験に使用したこれまでの報告として、線幅 $500\mu\text{m}$ 、膜厚 $0.1\mu\text{m}$ のチタニウムを素子とした Hannemann-Mikicの研究[8]、線幅 $200\mu\text{m}$ 、膜厚 $1\mu\text{m}$ のニッケル素子による Nagata-Tanasawaの研究[9]がある。

2. 薄膜抵抗温度センサの製作方法

薄膜抵抗温度センサを形成する基板となる伝熱面材料は、熱伝導率が異なる石英ガラス、ステンレス鋼(SUS304)および炭素鋼(SS41)の3種類とした。これらの材料は、厚さ 1.5mm 、直径 19.5mm の円板状に加工され、その一端面を石英ガラスについては光学研磨、金属材料に

については鏡面仕上げを行った後、アルミニウムを測温抵抗体としたセンサを形成する。

図1にアルミニウム抵抗体のパターン形状ならびにセンサの膜構造を示す。これは、比較的広い面積を覆うセンサを形成することによって、伝熱面の面平均温度を直接検出しようとするもので、伝熱面のほぼ中央部の領域内(5mm×5mm)に主たる測温部を5ヶ所配置し、これらを直列に接続することによって面平均温度が出力されるようにしている。この測温部は、対象とする低压水蒸気の液滴凝縮において伝熱に最も寄与する液滴半径が数ミクロンから十数ミクロンの程度であることから、これらの液滴の底面温度を可能な限り検出するためにその線幅を10μmとし、また印加電流によるジュール熱の影響を小さくするため0.5mm×0.5mm内にミアンダ状にしている。なお、抵抗測定はリード線および端子部の影響を除くことのできる4端子法とし、電圧・電流端子を別に設けている。

次に、薄膜抵抗温度センサの製作法について述べる。図2にその手順を示す。まず、有機溶媒(アセトン、トリクレンおよびエチルアルコール)の超音波洗浄によって基板の脱脂・洗浄を行う。絶縁膜である第1層の窒化ケイ素(Si_3N_4)は低温プラズマCVD法によって約1μmの膜厚に堆積され、金属基板との電氣的絶縁を充分に行っておく(もちろん石英ガラスの場合はこの工程は不要である)。その上に、第2層として測温抵抗体となるアルミニウムを高周波イオンスパッタリングを用いて約0.5μm堆積させた後、

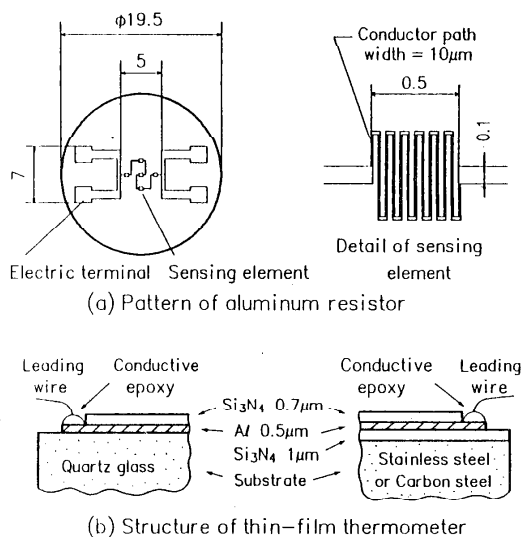


図1 薄膜抵抗温度センサのパターンと膜構造

湿式のフォトエッチング法による測温抵抗体のパターンニングを行った。このエッチング行程では、ネガタイプのフォトレジスト液をスピナー法により一様の膜厚になるように塗布し、90℃で30分間のプリベーキングを行った後、15秒間の紫外線露光によってフォトマスク上のパターンの密着焼付けを行い、これを現像、さらにリンスを行って、ポストベーキングを140℃で30分間行う。ここで、フォトマスクはセンサ形状の拡大原図を写真

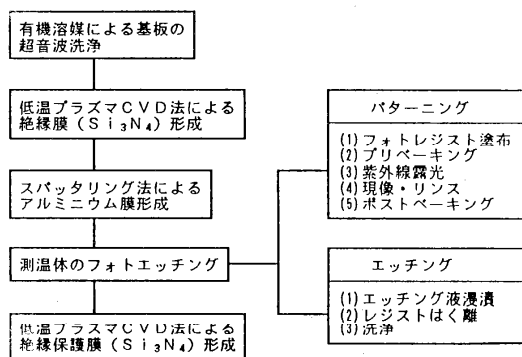


図2 製作手順

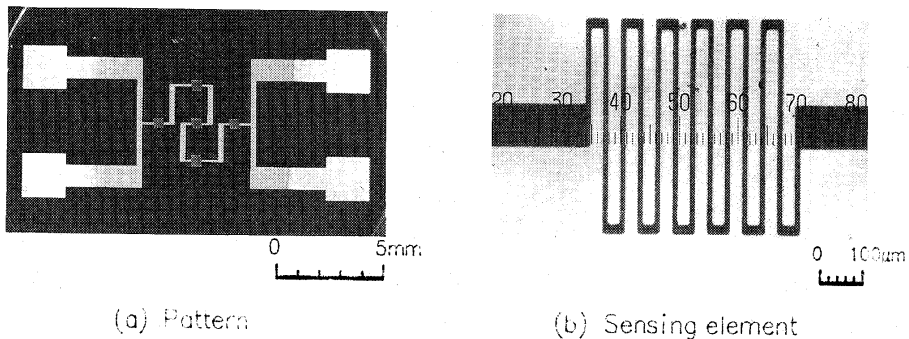


図3 石英ガラス上に形成した薄膜抵抗温度センサの写真

縮小した原版であり、センサ作成上最も重要となるため、専門の業者にその製作を依頼した。次に、アルミニウムのエッチング溶液としてリン酸：酢酸：硝酸：水=75：15：5：5を使用し、アルミニウムの化学打抜きによってパターンを形成する。そして水洗した後、

表1 プラズマCVDにおける窒化ケイ素膜の形成条件

Deposition Gas (I) Flow Rate	N ₂ 40.0 sccm
Deposition Gas (II) Flow Rate	SiH ₄ 18.0 sccm
Depositing Pressure	1.4×10 ⁻³ torr
Magnet Current	17.0 A
Forward Power	400 W
Reflected Power	20 W
Deposit Rate	330 Å/min

50℃のレジストはく離溶液に3分間浸漬してフォトレジストを除去し、再び有機溶媒で十分に洗浄を行ってパターンニング工程が終了する。第3層は、测温抵抗体の保護のために再びSi₃N₄を低温プラズマCVD法によって約0.7µm堆積させている。この際、4つの端子部にはマスクングを行っており、これら端子部からのリード線の取り出しには直径0.5mmのエナメル被覆銅線を導電性接着剤を用いて接続している。図3に、石英ガラス上に形成した薄膜抵抗温度センサの全体写真と测温部の顕微鏡写真を示す。

ここで、测温抵抗体にアルミニウムを選び、これをスパッタリング法によって形成した理由としては、アルミニウムの抵抗の温度係数が比較的大きく、薄膜の付着強度にも優れていること、さらにはエッチングが容易で微細なパターンニングが可能ながあげられる。当初は、抵抗体として抵抗の温度係数が高く安定した元素である白金を考えたが、湿式のエッチングができないためマスク蒸着法に依らねばならず、この場合にスパッタリングを行うとマスクからの回り込みが生じ、微細なパターンは形成できなかった。もっとも、プラズマエッチング等のドライエッチング法を用いればこの問題は解決できるが、特別な装置が必要となるので身近なエッチング法である湿式エッチングが可能なアルミニウムを採用した。また、絶縁ならびに抵抗体の保護膜として窒化ケイ素膜を低温プラズマCVD法によって形成しているのは、低応力、耐水性、密着性がありピンホールの無い絶縁・保護膜とするためであり、そのために窒素(N₂)ガスとシラン(SiH₄)ガスによるプラズマCVDを行っている。表1にその際の膜形成条件を示しておく。この電気的絶縁ならびに抵抗体の保護膜の形成が、蒸気-水環境下の使用に耐え、安

定した温度 抵抗特性を示すセンサを作成する上で最も難しい問題であった。絶縁被膜として一般に使用されている酸化ケイ素 (SiO_2) をスパッタリング蒸着すると、膜応力がかなり大きいためクラックが生じやすく、また耐水性に問題があって使用中に保護膜が失われて、アルミニウム膜が損傷し、抵抗値が上昇していく結果となった。なお、ここで製作した窒化ケイ素膜も 50°C 以上の温度では酸化ケイ素膜と同様に損傷を受け、抵抗値が上昇してしまうことになったが、実験の主目的が低圧水蒸気であったことから、この温度域で安定していれば良いと考え実験に使用することにした。

温度-抵抗特性の検定は、断熱を施した容器にイオン交換水（電気伝導度 $1.5 \times 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ 以上）を入れ、これをホットプレート付きのマグミキサーの上ののせて液を攪拌し、かつ温度を調節することによって恒温液槽をつくり、この中に薄膜抵抗温度センサを浸漬させ各設定温度での抵抗値を記録した。この時の電流端子には定電流発生装置により 1.0 mA の一定電流を流している。温度範囲は $0^\circ\text{C} \sim 50^\circ\text{C}$ とし、この範囲内で温度上昇ならびに温度降下を繰り返し、温度-抵抗特性の再現性および安定性を確認した。この結果、温度と抵抗値との関係には非常によい直線性があり、この範囲内における抵抗の温度係数は一定値とみなすことができた。また、センサの安定性にも優れており、ドリフトも観察されなかった。表 2 にこれらのセンサの 0°C における抵抗値と抵抗の温度係数、ならびに温度-抵抗特性の検定式における標準偏差をまとめて示した。この標準偏差の 2 倍を温度測定誤差に見積れば、表面温度測定にともなう誤差は最大で $\pm 0.12 \text{ K}$ となる。

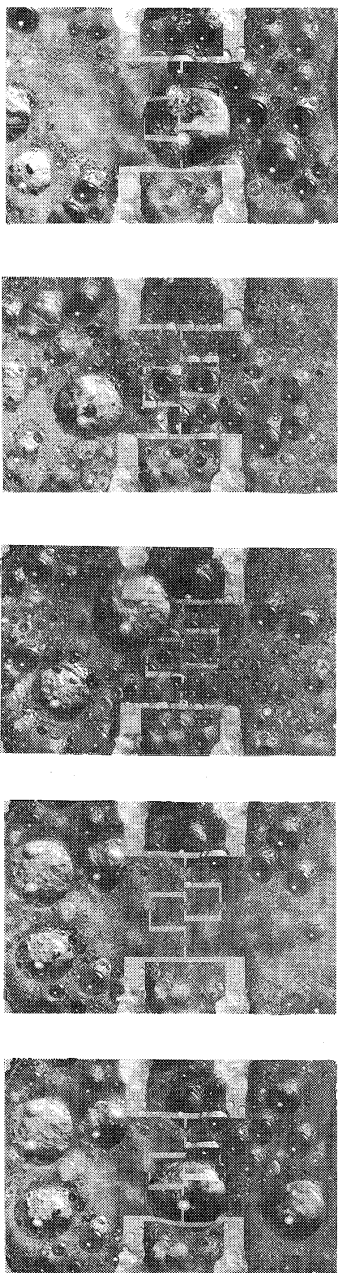
3. 滴状凝縮実験における測定結果

低圧水蒸気の滴状凝縮において、伝熱面材料の熱伝導率が伝熱面表面温度の変動および蒸気側熱伝達率に及ぼす影響を調べるために、今回製作した薄膜抵抗温度センサを用いた実験を行った。実験では、薄膜抵抗温度センサの出力をデジタル電圧計で A/D 変換し、ミニコンに 300 秒間取り込んだ。

まず最初に、石英ガラス凝縮面の実験で得られた凝縮面表面温度履歴の一例を凝縮面上の液滴配置状態を示す写真とともに図 4 に示す。熱電対で測定した蒸気温度はほぼ一定となってお

表 2 薄膜抵抗温度センサの諸特性

SUBSTRATE		RESISTANCE AT 273 K [Ω]	TEMP. COEFFICIENT OF RESISTANCE [K^{-1}]	STANDARD DEVIATION [K]
MATERIAL	λ_c [W/mK]			
QUARTZ GLASS	1.3	111.709	2.859×10^{-3}	0.060
STAINLESS STEEL (SUS304)	16.0	345.631	2.280×10^{-3}	0.048
CARBON STEEL (SS41)	51.6	258.857	2.185×10^{-3}	0.052



5

4

3

2

1

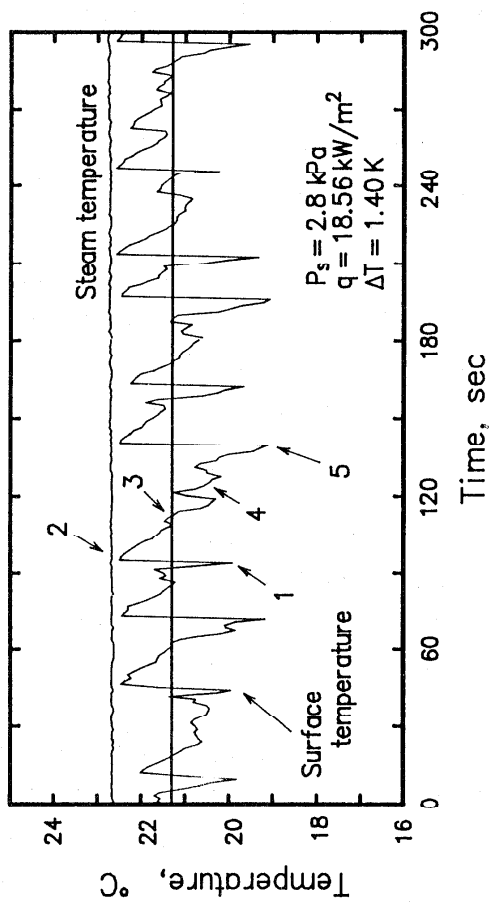


図4 ガラス凝縮面における温度変動と液滴配置の対応

り、定常状態を保って安定しているが、薄膜抵抗温度センサによる凝縮面表面温度には周期性のある特徴的な温度変動がみられる。この周期的な温度変動は、図中の対応写真からわかるように、凝縮面から離脱を始める液滴の直径が 3.6 mm と大きいため、その流下域内に测温部の大半が含まれるためである。すなわち、熱抵抗の大きな液滴に覆われて低い温度にあった测温部が(図中の番号1)、液滴の流下によって急激に蒸気温度近くまで温度が上昇し(2)、引き続き新たに発生する液滴が成長するにしたがって徐々に温度が低下していくが(2→3→4)、上方より離脱液滴が流下してくると急に温度が低下し(5)、再び裸面になると温度が急上昇するというサイクルを繰り返しており、凝縮面の面平均温度が滴状凝縮のサイクルに追従して周期的に変動していることがわかる。この凝縮面の温度変動は、熱流束の増加とともに周期は短く温度変動幅は大きくなる。そのようすを石英ガラス凝縮面を例として図5に示す。これは熱流束の増加によって液滴の離脱周期が短くなること、および大きな液滴の底面温度が低くなることに対応している。次に、凝縮面がステンレス鋼および炭素鋼の場合の凝縮面表面温度の変動例を図6に示す。(a)のステンレス凝縮面の温度変動をガラス凝縮面の場合と比較すると、熱流束が大きくなっているにもかかわらず、温度変動幅は小さくなっていることがわかる。そして、平均過冷度もガラス凝縮面に比べて小さくなってお

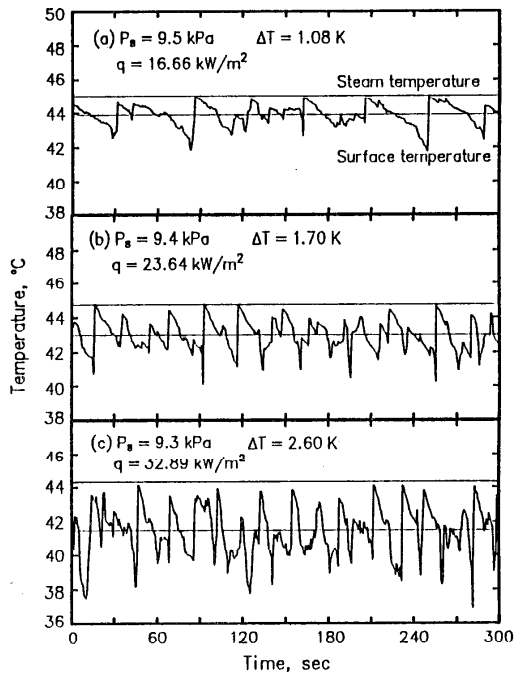


図5 凝縮面温度変動の熱流束による変化(ガラス)

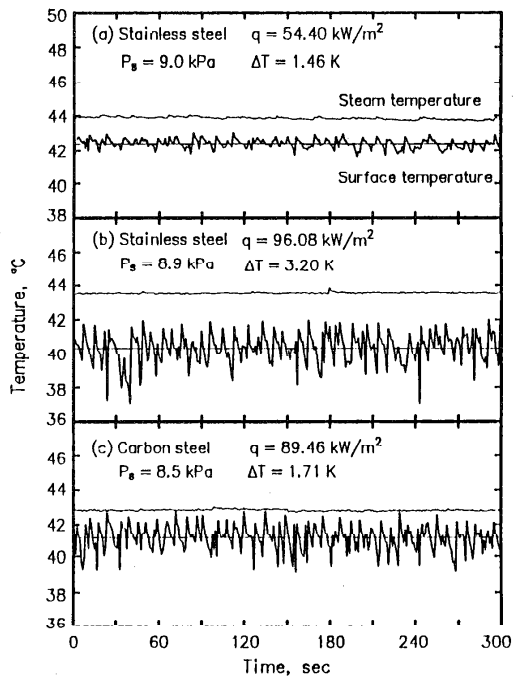


図6 ステンレス鋼と炭素鋼凝縮面の温度変動

り、熱伝達率が良くなっていることがうかがえる。さらに熱流束が増すと(b)，ガラス凝縮面の場合と同じように、温度変動の周期は短く、変動幅は大きくなっているが、同時に平均過冷度も大きくなっているため熱伝達率に大きな差は生じていない。この場合とほぼ同程度の熱流束に対して、本実験中で最も熱伝導率の高い炭素鋼凝縮面の温度履歴を(c)にみれば、(b)に比べて平均過冷度が小さくなり、熱伝達率が高くなっている。以上のように薄膜抵抗温度センサによる温度計測から、凝縮面材料の熱伝導率の低下とともに凝縮面温度の不均一性が増し、熱流の狭さく熱抵抗が増加する結果、滴状凝縮の熱伝達率が低下することが明らかとなった。

4. 測定誤差

凝縮面温度の測定誤差 δT には、ジュール熱による発熱温度誤差および測温素子表面に施した保護膜の熱伝導抵抗による定誤差の影響が考えられる。ジュール熱による自己発熱に対しては、線幅 b 、長さ L 、電気抵抗 R の薄膜に一定電流 I を流すときのジュール熱による熱流束

$$q_j = I^2 \cdot R / (bL) \quad \text{----- (1)}$$

を $b = 10 \mu\text{m}$ 、 $L = 52 \text{mm}$ 、 $R = 118 \Omega$ 、 $I = 1.0 \text{mA}$ の値に対して見積ると 0.23kW/m^2 となり、実験における最小の熱流束 12kW/m^2 と比較しても1.9%程度に小さいため、自己発熱の影響は無視しえることがわかる。また保護膜による誤差 δT_0 は、その熱伝導率 λ_0 と厚み δ_0 および熱流束 q との関係より次式により求まる。

$$\delta T_0 = q \cdot \delta_0 / \lambda_0 \quad \text{----- (2)}$$

ここでは、実験における最大の熱流束 $q = 100 \text{kW/m}^2$ に対する保護膜の熱伝導誤差を窒化ケイ素の熱伝導率 $\lambda_0 = 10 \text{W/mK}$ から評価すると、 0.007K となる。以上のことから、検定による誤差が 0.12K 程度であれば、自己発熱と保護膜の影響は相対的に小さいといえる。

次に、薄膜抵抗温度センサの応答速度に与える保護膜の影響について考える。簡略化のために薄膜抵抗温度センサを保護膜のみからなっているものとみなすことにする。まず、伝熱面の温度が時間的にステップ状に上昇した時の薄膜裏面の温度の応答は、薄膜厚み δ_f が十分薄く、基板が十分厚いとし、かつ時間 t が大きいという条件において、裏面の温度が表面温度の95%まで上昇するに要する時間 τ_1 は次式で与えられる[10]。

$$\tau_1 = 100 (\rho c \lambda)_c \delta_f^2 / \lambda_f^2 \quad \text{----- (3)}$$

ここに、 ρ 、 c 、 λ はそれぞれ密度、比熱、熱伝導率であり、添字 f は薄膜、 c は基板を示す。ガラス基板上の Si_3N_4 では、 $\delta_f = 0.7 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_f = 10 \text{W/mK}$ 、 $\rho_c = 2.20 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 、 $c_c = 890 \text{J/kgK}$ 、 $\lambda_c = 1.3 \text{W/mK}$ であるから、 $\tau_1 = 1.2 \times 10^{-6} \text{s}$ となって十分に小さい。また、薄膜の熱容量による遅れ効果の影響に関しては、先の場合と同じ条件において遅れ効果が5%以下になる時間 τ_2 は(4)式で求められる。

$$\tau_2 = 300 (\rho c)_f \delta_f^2 / (\rho c \lambda)_c \quad \text{----- (4)}$$

$\rho_f = 3.2 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 、 $c_f = 710 \text{J/kgK}$ を用いれば、 $\tau_2 = 3.0 \times 10^{-4} \text{s}$ となる。したがっ

て、ガラス凝縮面上の薄膜抵抗温度センサには保護膜によって 0.3 m s 程度の時間遅れが生じることになるが、滴状凝縮の周期に比べるとはるかに小さい値である。

5. おわりに

石英ガラス、ステンレス鋼、炭素鋼の各凝縮面に最小線幅 10 μm の薄膜抵抗温度センサを形成して滴状凝縮実験を行い、凝縮面の面平均温度を直接測定した結果について紹介した。薄膜製造技術の進歩はめざましく、著者らが製作に着手した5年前に比べると格段の差があり、もっと優れた材料・方法を用いれば、センサの使用範囲を広げることも可能かと思われる。ただ、この方面の最新の技術に触れることはそう容易ではなく、その塀がかなり高いことを痛感した。なお、まったくの素人であるため、ここに紹介した内容には目新しいところは少なく、無意味にこの紙面を使ってしまったのではないかと思いつつ筆をおく次第である。

最後に、センサの製作過程においては多くの方から助言を受け、特に最大の課題であった絶縁・保護膜の製作では(株)日本真空超材料研究所の塚原園子所長の協力を受けたこと、ならびに元東京大学工学部技官 富樫盛典 氏にお手伝いいただいたことを記し、謝意を表す。またこの研究を進めるにあたり物心両面から援助いただいた故 田中宏明 元東京大学工学部教授に深く謝意を表す。

参考文献

- [1] 鶴田・富樫, 機論, 55-517, B(1989), 2852.
- [2] Wilcox, S. J. and Rohsenow, W. M., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 92-3(1970), 359.
- [3] 千葉・ほか2名, 化学工学, 36(1972), 412.
- [4] Takeyama, T. and Shimizu, S., Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf., 3(1974), 274.
- [5] Tanasawa, I., ほか2名, Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf., 2(1978), 477.
- [6] 海野・ほか3名, 機論, 48-431, B(1982), 1339.
- [7] Tanasawa, I., and Shibata, S., Proc. 18th ASME-AIChE Heat Transf. Conf. (1979), 79.
- [8] Hannemann, R. J. and Mikic, B. B., Int. J. Heat Mass Transf., 19-11(1976), 1309.
- [9] Nagata, S. and Tanasawa, I., Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf., 4(1986), 1665.
- [10] 棚澤・ほか4名, 伝熱研究における温度測定法, (昭60), 90, 養賢堂.

微小発熱面の伝熱

長崎孝夫, 土方邦夫 (東工大)

1. はじめに

従来、伝熱研究は熱交換器等のエネルギー関連機器を中心として比較的大きな伝熱面を対象としてきたが、他方、高集積化が続く電子機器、特に集積回路素子では微細構造内部での発熱源の冷却および熱応力の緩和が重要な課題となる⁽¹⁾⁽²⁾。このような空間スケールの微小化が進み連続体モデルが適用不能な世界になると分子力学に基ずく新たな学問体系が必要になると思われるが、そこまで至らない数 μm 程度の微小規模伝熱においても大きな伝熱面の場合には出現しない問題が生じる。物質が連続体として扱えるかぎり現象を支配する基礎方程式に変わりはないが、対象とする空間スケールが桁違いに小さくなると通常の常識を少し変更する必要が生じる。微小発熱面の伝熱の最大の特徴は空間スケール L が小さいため熱伝導の寄与が非常に大きくなることである(熱伝達率 $h = \lambda/L \gg 1$)。ここで熱的境界条件も微小スケールの範囲内で規定されるのであれば単純な熱伝導問題となるだけで問題の質は変化しない。しかしながら例えばフィン付ICチップの冷却を考えてみると、発熱源はチップ内に離散的に存在する数 μm 程度の半導体接合部であるのに対し、発生した熱の冷却流体への放熱は数 cm の空間スケールで行われる。したがって現象の微視的スケールと巨視的スケールの間には 10^3 以上の隔たりがあり、さらにチップが種々の材料から成る複合微細構造を有することを考えると、この問題の解析が非常に困難であることが分かる⁽³⁾。もう一つの例としてチップ表面(あるいはチップの至近距離)を冷却流体により直接冷却する場合を考えてみる。この場合の流体側の伝熱場は発熱体周囲の基板内熱伝導との連成により定まるが、発熱(放熱)面積が小さいために3次元性が強く従来の大きな伝熱面とは異なるものと考えられる。以下本稿ではこのような微小発熱面の伝熱の測定例を紹介していく。

2. 集積回路ジャンクションの温度測定

前述のように微小発熱面の伝熱問題は主にICチップの冷却において重要となり、チップ内の半導体ジャンクションから冷却流体までの熱抵抗を低減するためコンピュータメーカ各社が様々な工夫を凝らし性能向上を続けている。この場合のICチップ内の温度測定はチップ内のタイオード接合(あるいはトランジスタのベース・エミッタ間)の順方向バイアス電圧の温度依存性を用いて行われることが多く、多数のチップを搭載したボードを液浸沸騰冷却した時の各チップ内のジャンクション温度の測定⁽⁴⁾、空冷ノリップチップの場合のジャンクションとフィン表面および冷却空気間の熱抵抗の測定⁽⁵⁾、あるいは半田実装工程におけるチップ内温

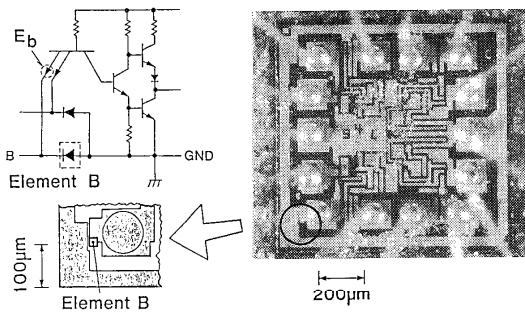


図1 ICチップ内のダイオード接合(8)

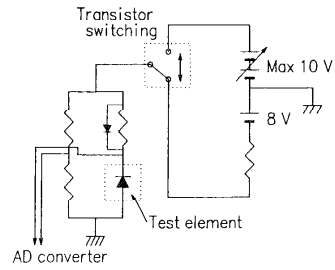


図2 ダイオード素子の加熱および温度測定方法

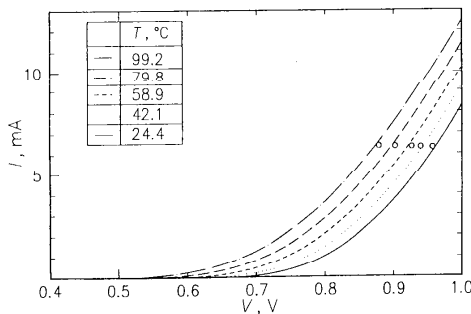


図3 ダイオード素子の順方向電圧・電流特性

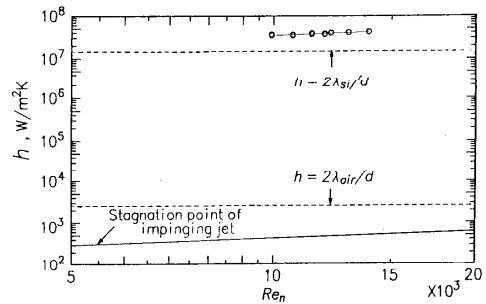


図4 ダイオード素子の空気噴流冷却特性

度の測定(6)などが行われている。

このような方法を用いた著者らの実験の概略を以下に示す(7)(8)。この実験では市販のTTL IC(SN7400)のプラスチックパッケージを発煙硝酸により除去してチップ表面を露出させ、R113液中での沸騰および空気の衝突噴流による冷却時のチップ内ダイオード接合からの伝熱特性を調べた。用いたダイオード接合は図1に示すように大きさ $20 \times 20 \mu\text{m}$ で、図2に示すような切替え回路を用いてダイオード接合を逆方向通電により発熱させ、順方向通電に切替えた直後のブリッジ電圧から素子温度を計測した。このダイオードの順方向電圧・電流特性を示したのが図3で約 $1 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ の感度が得られる。この素子を空気の衝突噴流により冷却した時の熱伝達率を示したのが図4である。図中の実線は通常連続加熱面の空気噴流衝突よどみ点の熱伝達率、点線は参考として球まわりの熱伝導による熱伝達率を示したもので、下の点線は空気の熱伝導、上の点線は基板材質であるシリコンの熱伝導を考えた場合であり、実験値との比較から基板内熱伝導の効果が重要なことが分かる。また図5はチップ表面温度分布を微小面赤外放射温度計により測定した例でカーソル線上の水平および垂直方向温度分布も示されており、発熱素子($20 \times 20 \mu\text{m}$)近傍に局所的な高温領域が生じることが分かる。このような赤外放射温度計にはいくつかの製品があるが、空間分解能 $10 \sim 20 \mu\text{m}$ 、温度分解能 0.1°C 程度の性能を持ち(9)、1ライン走査あるいはスポット測定では過渡現象の測定も可能であり、熱転写プリンタサーマル

ヘッドの過渡温度特性の測定などにも用いられている(10)。

3. 基板上の微小発熱素子の伝熱

3.1 单相強制対流 実際のICチップを用いた実験は応用面において重要であるが材料の不均質性などの複雑さを伴っており、基礎現象解明の立場から均質な基板上に薄膜の微小発熱面を形成し、その伝熱特性を調べる実験も行われている。Baker は図6

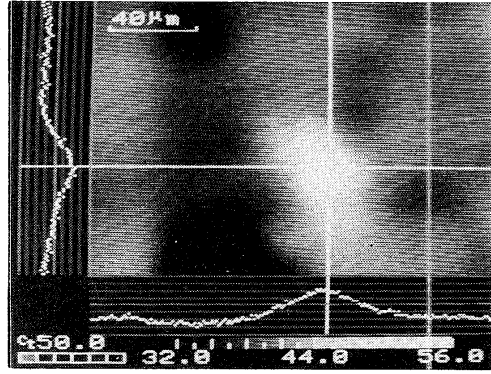
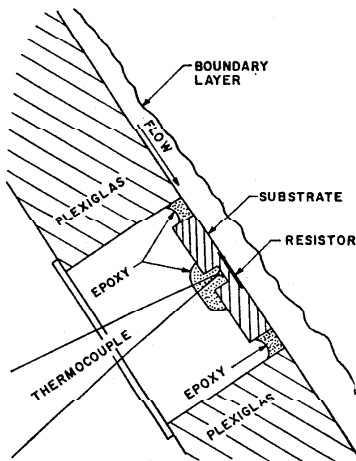


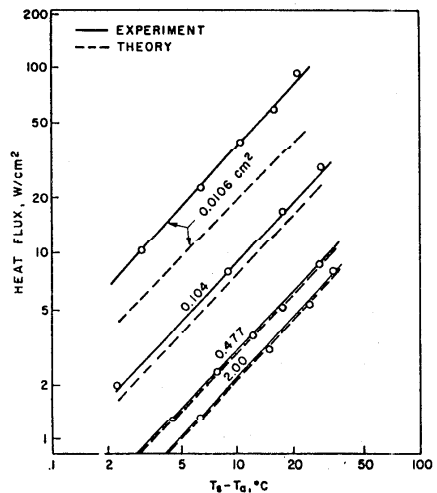
図5 発熱素子近傍のチップ表面温度分布

(a)に示す伝熱面を用いて強制対流、自然対流および沸騰伝熱の系統的な研究を行っている(11)(12)。基板材質はガラスおよびサファイア、冷却流体はR113、シリコンオイルおよび空気であり、発熱面の大きさは $0.7 \times 1.5\text{mm} \sim 10 \times 20\text{mm}$ (横長) である。温度測定は 0.13mm の熱電対により基板表面から 0.4mm の位置で行っており、基板内熱伝導計算による補正を加え発熱面温度を求めている。図6(b)はR113液单相強制対流冷却の実験結果であり、発熱面が小さくなるほど同一の温度上昇に対して熱流束が増加することが分かる。図中の破線は基板内熱伝導を無視し、流体側の温度場を2次元境界層近似により解析した結果で、発熱面が小さい場合には実験値はこの理論値より約50%大きい熱流束を示しており、流体側温度境界層の3次元性および基板内熱伝導による流体への放熱面積の増加がこの原因と考えられる。

また図7は著者らが行ったガラス基板上微小発熱素子の強制対流冷却の実験装置であり(13)、



(a) 伝熱面



(b) R113液单相冷却特性

図6 Bakerの実験(11)

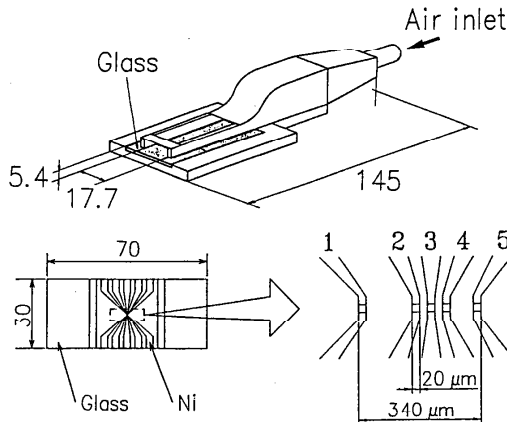


図7 基板上的の薄膜抵抗素子の空冷実験装置(13)

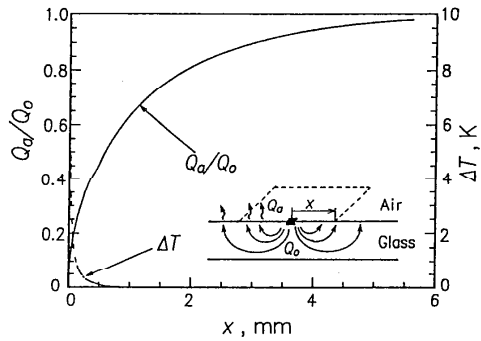


図8 基板から気流への放熱量分布 (計算結果)

厚さ1.1mmのガラス板上に発熱素子として $20 \times 20 \mu\text{m}$ の In_2O_3 薄膜が複数異なる間隔で形成されており、素子単独の伝熱特性および複数の素子の熱的干渉も調べられる。この場合の温度測定は薄膜抵抗体の抵抗温度依存性をもとに通常のブリッジ回路を用いて行うほか、赤外放射温度計による温度分布の可視化も行っている。図8はこの実験に対応して基板内と流体側の温度場の数値計算を行い、表面温度分布および基板表面から流体への放熱量の累積分布を発熱素子からの距離に対して示したものであり、顕著な表面温度上昇は図5でも示したように発熱部近傍に限られているが、空気流への放熱はより広い範囲で生じており、基板内熱伝導効果が重要なことが分かる。

3.2 沸騰伝熱 沸騰伝熱における加熱面の大きさの影響についても局所高熱流束面の除熱および核生成等の基礎現象の観点から研究が行われている(14)。図9は図6の伝熱面を用いたR113のプール沸騰実験結果であり、発熱面が最も小さい場合(0.01cm^2)の限界熱流束は大きい発熱面(2cm^2)の場合の10倍以上の値になることが報告されている。また図9には基板の熱伝導率がガラスに比べ24倍大きいサファイアの場合の実験結果も示されており、発熱面が小さい場合には沸騰伝熱においても基板熱伝導の影響が現れる。また強制対流沸騰伝熱に関する実験も図10のような系について行われている(15)。この研究では数値計算により見積もった基板への熱伝導分を全熱流束から差引き、発熱面から直接流体に伝えられる熱流束が示されている。図11はFC72を用いた結果の例で、膜沸騰になっても熱流束が低下

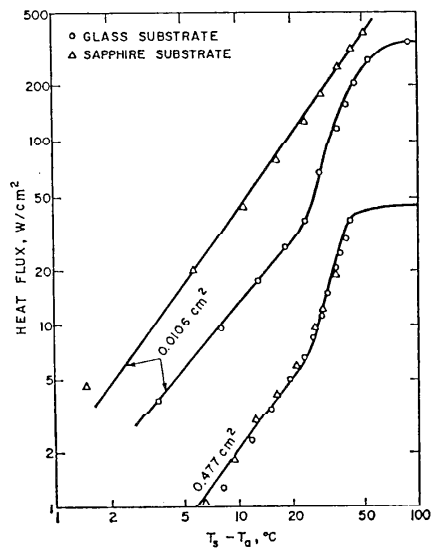


図9 R113プール沸騰伝熱特性(12)

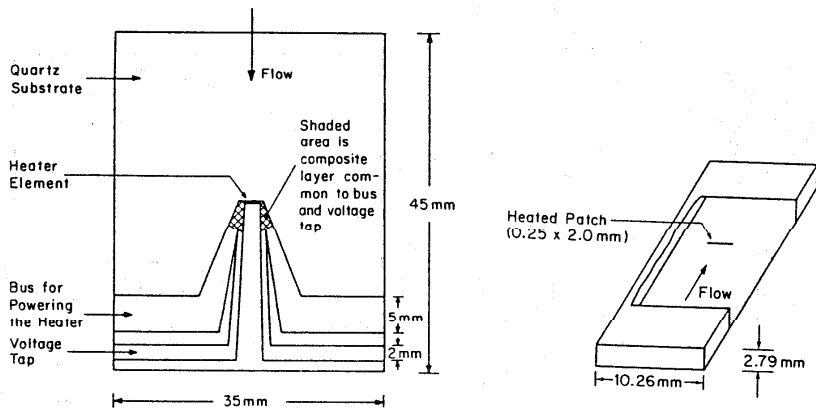


図10 強制対流沸騰実験装置(15)

しないのが特徴的である。なおこのような微小発熱面の限界熱流束の相関式も提案されている(16)。

以上は熱伝達特性に関する測定例であるが、その他、沸騰開始のメカニズムに注目して0.25×0.10mmの薄膜抵抗体を高熱流束パルス加熱する実験(17)、およびバブルジェットブリンタに関する同種の実験(18)が行われている。また通常の広い加熱面からの核沸騰について、温度測定用のP-N接合を0.1mm間隔で形成したシリコンチップを用い、発泡点近傍の壁温分布の時間変化を測定した研究も報告されており、微小規模伝熱の測定法として注目される(19)。

4. おわりに

以上、従来のICチップおよび微小発熱面に関する測定例を示してきたが、ほかにも超伝導素子を対象として液体ヘリウム冷却される加熱チップ上の温度を超伝導接合を用いて測定した例(20)、また薄膜-固体界面の熱抵抗を線幅2μmの薄膜を用いて測定した例(21)も報告されており、マイクロな世界の伝熱問題の今後の展開が期待される。なお本稿はたまたま著者が知ることができた研究を列挙したもので、網羅的かつ公平でない点多々あるうがお許しいただきたい。

文献

- (1) 電子機器の冷却技術, 日本機械学会編 技法堂出版 (1987).

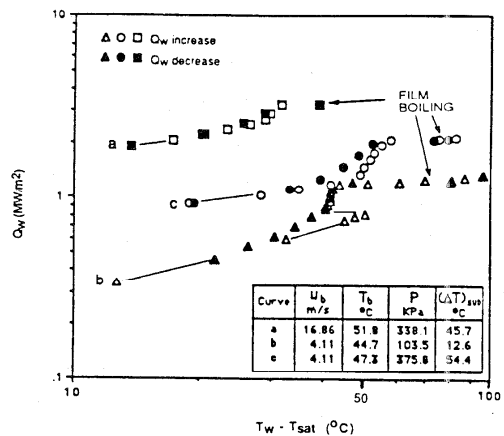


図11 FC72中の沸騰伝熱特性

- (2) 中山, "電子デバイスの冷却技術", 機誌, 88-802 (1985), 1048
- (3) 中山, 藤岡, "微細複合構造を有する電子部品内の熱伝導—解析法の提案", 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1989), 247.
- (4) Oktay, S., "Departure from Natural Convection (DNC) in Low-Temperature Boiling Heat Transfer Encountered in Cooling Micro-Electronic LSI Devices", Proc. 7th IHTC, 4 (1982), 113.
- (5) Kohara, M. et al., "Thermal Stress-Free Package for Flip Chip Devices", IEEE Trans., CHMT 7 (1984), 411.
- (6) 三浦・ほか 3名, "半田実装工程におけるICパッケージ内の温度測定", 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1988), 139.
- (7) 土方, 長崎, 倉田, "集積回路内のダイオード素子を発熱体とする沸騰伝熱の研究", 機論55-510, B(1989), 488.
- (8) 土方, 長崎, 倉田, "集積回路内微小発熱素子の熱伝達に関する研究", 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1989), 271.
- (9) 日本電気三栄 サーモマイクロ6T04, 日本電子 サーモビュアJTG-4500 カタログ.
- (10) 半間, 後藤, 白石, "昇華性染料感熱転写方式による電子スチルカメラ用カラーハードコピー装置", テレビジョン学会誌, 39 (1985), 1155.
- (11) Baker, E., "Liquid Cooling of Microelectronic Devices by Free and Forced Convection", Microelectronics and Reliability, 11 (1972), 213.
- (12) Baker, E., "Liquid Immersion Cooling of Small Electronic Devices", Microelectronics and Reliability, 12 (1973), 163.
- (13) 土方, 長崎, 伏信, "基板上の微小発熱素子の強制対流冷却に関する研究", 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1990), 805.
- (14) Park, K.-A., and Bergles, "Effect of Size of Simulated Microelectronic Chips on Boiling and Critical Heat Flux", J. Heat Transf., 110 (1988), 728.
- (15) Samant, K.R. and Simon, T.W., "Heat Transfer from a Small Heated Region to R-113 and FC-72", J. Heat Transf., 111 (1989), 1053.
- (16) Lee, T.Y., Simon, T.W. and Bar-Choen, A., "An Investigation of Short-Heating-Length Effect on Flow Boiling Critical Heat Flux in a Subcooled Turbulent Flow" Cooling Technology for Electronic Equipment, W. Aung ed., Hemisphere (1988), 453.
- (17) 飯田・ほか 4名, "超高パルス加熱時の沸騰現象に関する研究", 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1990), 334.
- (18) 浅井, "高熱流束パルス加熱沸騰における気泡力学", 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1990), 613.

- (19) 浅野・ほか4名, "核沸騰伝熱における固体表面温度の測定", 第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1983), 214.
- (20) Raic, E. and Van Duzer, T., "Thermal Study of Semiconductor-Superconductor Hybrids", IEEE Trans. Mag., 25 (1989), 1107.
- (21) Swartz, E. T. and Pohl, R. O., "Thermal Resistance at the Interfaces", Appl. Phys. Lett., 51 (1987), 2200.

反応を伴う乱流場での濃度計測

小森 悟 (九大工)

1. はじめに

化学反応を伴う乱流場での混合反応現象は、伝熱研究の一つの分野である燃焼場での流れや、化学工学の重要な研究対象の一つである化学反応器内の流れの中に見られる基本的な現象であり、その混合反応機構の解明と理論的なモデル化を行うことは学術的にも工業的にもきわめて重要である。しかし、それらの重要性がかなり以前から認識されていたにも関わらず従来の混合反応機構の研究が十分な成果を修めてきたとは言いがたい。特に、二つの反応物質が予混合されない状態で乱流混合されながら反応する場合には、真の物理的機構に基づいた現象のモデル化が非常に難しく、仮説のみが先行し研究は困難を極めてきたようである^{1, 2, 3)}。この理由は、ある意味では、反応を伴う乱流場での二つの反応物質の瞬間濃度の計測が非常に難しかったことにあると考えられる。そこで、ここでは、反応乱流場での基礎的な問題を解決するに当たっての瞬間濃度の計測の重要性と筆者らが開発した濃度計測技術の一例について筆者らの研究紹介の内容で恐縮ではあるが簡単に述べてみたい。

2. 反応乱流場での濃度計測の重要性

いま、予混合されていない反応物質AとBが反応して反応生成物Cを作る簡単な二次の化学反応 (AとBの反応消滅速度がそれぞれの濃度の積に比例する反応)



が乱流場に存在する場合を考えれば、この反応乱流場での混合反応機構を決定する支配方程式は、流体の運動方程式 (ナビエ・ストークス式) と反応物質AとBの輸送 (拡散) 方程式で与えられる。反応物質が流動場に影響を与えない完全にパッシブなものであるとすれば反応物質AとBの輸送方程式は

$$(\partial C_A / \partial t) + U_i (\partial C_A / \partial x_i) = D (\partial^2 C_A / \partial x_i^2) - k C_A C_B \quad (2)$$

$$(\partial C_B / \partial t) + U_i (\partial C_B / \partial x_i) = D (\partial^2 C_B / \partial x_i^2) - k C_A C_B \quad (3)$$

となる。ここで、 U_i は*i*方向の瞬間流速、 C_i は*i*成分の瞬間濃度、 k は反応速度定数、 D は分子拡散係数であり、A、B成分とも同じ値をもつものとする。これらの方程式とナビエ・ストークス式を連立させて計算機で直接解き、反応物質A、Bの瞬間濃度 C_A 、 C_B を求めることができれば、

反応の進行状態が予測解明できることになる。しかし、(2) (3) 式を高レイノルズ数を持つ反応乱流場で差分法を用いて正確に解くには、AとBの反応物質をそれぞれ含む流体の接触界面が問題になるので、大きくても濃度の消散スケールであるマイクロスケール以下の大きさの空間メッシュで方程式を差分化しなければならない。しかし、この計算は現在の最高速のスーパーコンピュータをもってしてもメモリー、計算速度の両面において不可能である。従って、直接計算よりはむしろ(2) (3) 式を時間平均化し、それらの式に乱流モデルを導入して解くことが工学的には有効な手段となり、これまでその方法がとられてきた。実際、ナビエ・ストークス式で表される流動場に対しては、速度統計量の実測値が豊富に提供されてきたため数多くのクロージャモデルが考案され、レイノルズ応力等のモデル化にはこれまでかなりの成功を修めてきた。しかし、濃度場に関しては、(2) 式を時間平均した次式

$$(\partial \overline{C_A} / \partial t) + \overline{u_i} (\partial \overline{C_A} / \partial x_i) = \partial [D (\partial \overline{C_A} / \partial x_j) - \overline{u_i C_A}] / \partial x_i - k (\overline{C_A C_B} + \overline{C_A C_B}) \quad (4)$$

の乱流拡散項の中に現れる濃度と速度の変動の相関量(物質フラックス) $\overline{u_i C_A}$ ならびに反応消滅項の中に現れる反応物質AとBの濃度変動の相関量 $\overline{C_A C_B}$ に対して信頼性のある実測値が提供されていなかったためそれらの相関量のモデル化が十分になされていなかった。実際、従来の研究では、物質フラックス $\overline{u_i C_A}$ に対しては反応がない場合と同様に勾配拡散の仮定を、濃度変動積 $\overline{C_A C_B}$ に対しては、反応のない場合の $\overline{C_A C_B}$ の値と同じとする仮定や、 $\overline{C_A C_B}$ の輸送方程式を適当なクロージャ仮定を与えて解き、その方程式から得られた生成物質の時間平均濃度値が実測値に一致するよう数多くのパラメータをフィッティングする方法がとられてきた⁴⁾。いずれにしても変動量の相関に対する正確な実測値が得られていないためそれらのモデルの信頼性を検討することはできなかった。

このような実測値の欠如は当然のことながら反応乱流場での二つの反応物質の瞬間濃度の測定の難しさに起因する。特に、反応界面領域で急激な濃度変化を呈する反応乱流場で $\overline{C_A C_B}$ を正確に評価するためには、直接数値計算の場合と同様、二つの反応物質の瞬間濃度の同時測定を濃度変動の消散スケールであるマイクロスケールよりもはるかに小さな(理想的にはバチエラスケールに相当する)空間分解能で行うことが要求される。この測定を可能にするには、測定体積の小さなレーザ蛍光や散乱光などの光学的原理に基づいた方法が必要であるが、それらの測定装置の導入にはかなりの設備経費を要する。また、その測定技術に適合する反応系を見いだすことにも大きな制約があり、例え一つの反応系に対する測定技術を開発してもその測定技術の他の反応系に対する汎用性がほとんどないという点も研究を遅らせてきた一つの要因であると思われる。この他にも高度なレーザ技術を用いた研究が主に大きな温度変化や圧力変化を伴う燃焼の研究に向けられており、

(1) - (3) 式で表されるような基本的な反応乱流場での混合反応機構の解明には向けられていなかったことも実測値の欠如につながっているようである。しかし、反応乱流場での混合反応機構の解明とその基礎的なモデル化のためには $\overline{u_i C_A}$ 、 $\overline{C_A C_B}$ の計測は欠かせないものであり、互いに

反応する二つの反応物質の瞬間濃度に対する信頼性のある同時測定法の開発を行うことが今後の重要な課題とされているのが現状である。

3. 反応乱流場での瞬間濃度計測の現状

燃焼分野では乱流火炎中での気相の反応系に対して瞬間濃度を測定しようとする試みが積極的になされてきており⁵⁾、その方法にはレーザ蛍光法やラーマン散乱法が用いられている。しかし、気相反応系の場合、これらのレーザ技術を適用して二つの反応物質の瞬間濃度を同時測定するのに好都合な二次の反応系を見つけることが難しい。また、気相系の場合、蛍光や散乱光が極めて微弱であるため信頼性のある測定を行うには強力なレーザ光源を必要とする。しかし、強力なレーザを連続発光させることは難しく低周波(10-30 Hz程度)のパルス発光方式を取らざるを得ないため濃度統計量の評価に必要とされる連続した濃度変動の時系列データを得ることが難しい。従って、Mudford & Bilger⁶⁾らのように、反応ガスを吸引サンプルし、光学分析器にかけて濃度を測定する方法がとられてきた。しかし、この方法では、分析器にかけるまでのサンプル中での反応の進行の問題や測定空間分解能の低下の問題が生じる。これに対して、混合反応機構を研究するにはシュミット数の効果さえ考慮しておけば気相反応系を用いるよりも、比較的低出力のレーザを用いて強い蛍光や散乱光が得られる液相反応系の方が有利であると考えられる。ところが、実際には、液相反応系での二つの反応物質の濃度を同時測定した研究例はほとんどないのが現状である。この原因は、液相反応系の場合、自らが蛍光性等の光学的性質をもつ反応物質が存在しないこと、また、反応物質の濃度変動の消散スケールがシュミット数の1/2乗に逆比例して気相系に比べて著しく減少するため、かなり小さな空間分解能が測定法に要求されることにあると考えられる。現在のところ、液相の反応系で濃度変動積 $\overline{c_A c_B}$ を評価した唯一の研究はBennaniら⁷⁾のものであり、この研究が反応乱流のモデル化のための基礎データを与えるものとして頻りに引用されている。しかし、この研究も結局のところ一つの反応物質の瞬間濃度のみを濃度の消散スケールよりもかなり大きな測定体積で測定し、一様性の仮定を用いて $\overline{c_A c_B}$ を評価したものであり、その測定値の信頼性はかなり低い。このように反応乱流場での二つの反応物質の瞬間濃度の同時測定例は非常に少なく、濃度統計量の実測値の提供が切望されているのが現状である。

4. 液相反応乱流中での瞬間濃度の測定法

上に述べたように液相乱流中での瞬間濃度測定には難しい点もあるが低出力レーザ等の測定装置を比較的安価に準備できる利点もあり、筆者らは反応のない場合とある場合の両方の場合に対して乱流混合する二つの物質の瞬間濃度を測定する方法^{8,9)}を物質保存則などを併用することにより開発することを試みてきた。以下に反応を伴わない場合と、瞬間反応(反応に要する時間が乱流拡散に要する時間と比べて格段に短い反応)、および、適度に速い反応(反応に要する時間と乱流拡散に要する時間スケールが同程度の反応)を伴う場合の三つの場合について筆者らがレーザ蛍光法、ミー散乱法、電気伝導法等を組み合わせて考案した二つの物質の瞬間濃度の同時計測法について

説明する。

4.1 反応を伴わない場合

反応を伴わない液相乱流場での二つの物質の瞬間濃度の同時測定技術は乱流場での物質の混合機構等を研究する上で有用な道具となるものと考えられる。筆者らはレーザー蛍光法とミー散乱法を組み合わせて反応を伴わない乱流場での二つの物質の瞬間濃度の同時測定法を開発した⁸⁾。その測定システムのブロック図を図1に示す。

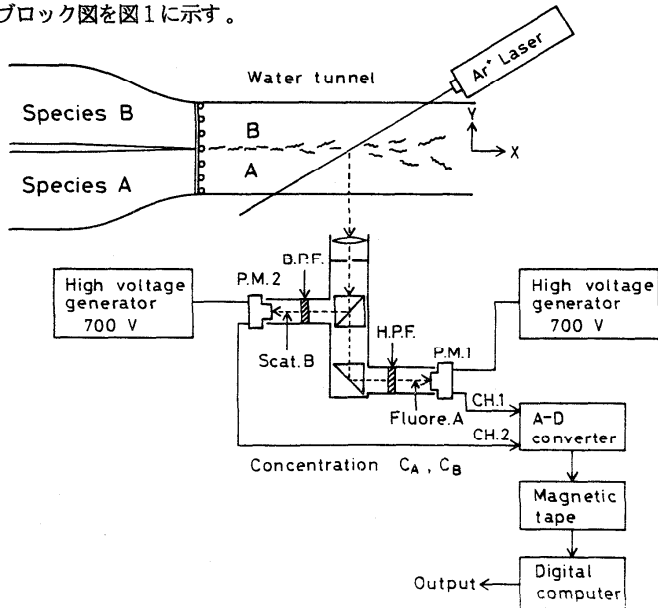


図1. 反応を伴わない二つの物質の瞬間濃度の同時測定システム⁸⁾

このシステムの測定原理には蛍光物質である μ -ダミンに Ar^+ レーザー（波長 488nm、出力 1 W）を照射すると分子中のある原子が基底状態から励起される時に発する橙色の蛍光と、散乱微粒子（直径 $0.1 \mu m$ のラテックス粒子）に Ar^+ レーザーを照射したときに発する青色のミー散乱光とを利用した。乱流場の測定点に凸レンズで絞った Ar^+ レーザーを照射し、その測定点での蛍光と散乱光をクローズアップレンズを用いて集光した。その光を $100 \mu m$ 径のピンホールに通し、分光プリズムと光フィルターへと導き蛍光と散乱光に分離した上で、二個のフォトマルチプライヤーを用いて検出した。蛍光及びミー散乱光は蛍光物質の濃度及び微粒子の濃度に比例するので、コンピュータによる信号処理段階で予め規定濃度に対して作成した検定曲線を用いれば容易に瞬間濃度を算出できる。この測定法の妥当性を確認するため液相の格子乱流水槽を用いて混合実験を行った。 $0.1m \times 0.1m$ の正方形断面をもつ長さ $1m$ のテストセクション入口部に設置した乱流格子の手前の流れを分離板を用いて μ -ダミンを含むA成分の上層流れとラテックス粒子を含むB成分の下層流れとに分けて等流速で流し格子の下流部で乱流混合させた。この格子乱流場に Ar^+ レーザーを照射して二成分の濃度の同時測定を行った。この格子乱流場（乱流レイノルズ数 $Re_t = 64$ ）で測定した濃度変動のパワースペクトルから評価した本

測定法の空間分解能は約 $20\ \mu\text{m}$ であり、濃度変動の消散スケール(約 $150\ \mu\text{m}$)や乱流渦の最小渦スケールであるコルモゴロフスケール(約 $250\ \mu\text{m}$)よりもかなり小さく、その測定精度が十分であることが確認された。実際、A、B、二つの物質の濃度変動の間には反応のない場合 $c_A = -c_B$ の関係が常に成立するので相関係数 R_{AB} ($= \overline{c_A c_B} / \overline{c_A'} c_B'$) は -1 となるが、図2に●印で示すように水槽中心軸上での実測値も正確に -1 を示しており、このことからその本測定法の信頼性が確認できる。また、(4)式の反応消滅項の中に現れるAとBの濃度変動の積 $\overline{c_A c_B}$ を平均濃度の積 $\overline{c_A} \overline{c_B}$ で割って無次元化した分子拡散レベルでの流体の混合度 α ($= \overline{c_A c_B} / \overline{c_A} \overline{c_B}$) の水槽中心軸上での下流方向分布を図3に●印で示す。これより混合状態が下流に行くに従って促進されていく様子がわかる。勿論、このような単純な反応を伴わない二成分混合系では常に $c_A = -c_B$ となるのでA成分とB成分の濃度の同時測定の興味は薄れるかもしれないが化学反応装置のような複雑な幾何形状をもつ装置内での混合や、二成分以上の多成分物質の混合の機構を知る上ではこの測定法はかなり有効なものになると考えられる。

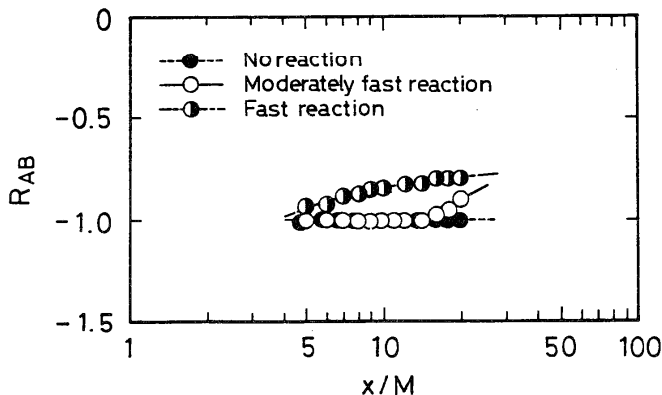


図2. 格子乱流場の中心軸上で測定したA、Bの濃度変動の相関係数の下流方向分布^{3,8,9,11)}

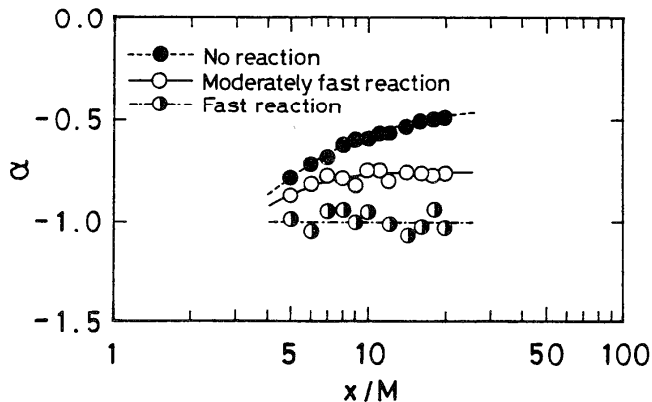


図3. 格子乱流場の中心軸上で測定した混合度 α の下流方向分布^{3,8,9,11)}

4.2 反応を伴う場合

<瞬間反応の場合>

瞬間反応を伴う場合の二つの反応物質の瞬間濃度の同時測定システムを図4に示す。

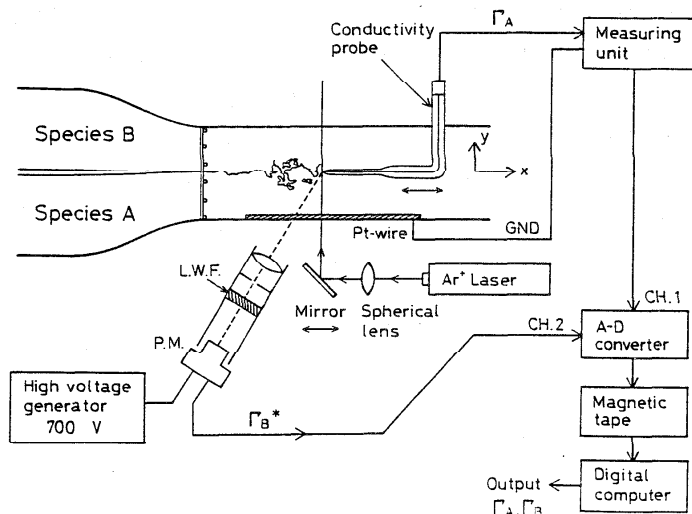


図4. 反応を伴う二つの物質の瞬間濃度の同時測定システム⁹⁾

瞬間反応系としては酢酸と水酸化アモニウムとの瞬間反応を利用し、酢酸水溶液をA成分とし、水酸化アモニウム水溶液をB成分とした。反応を伴わない場合と同様、図に示すように、等量の蛍光物質を混入させた水酸化アモニウム水溶液と酢酸水溶液をそれぞれ格子乱流水槽入口部の上下層から等濃度、等流速で流し、格子乱流場で乱流混合させた。測定点にAr⁺レーザを照射し、また同じ測定点に10 μm径の白金ワイヤーからなる電気伝導度プローブを設置した。この測定点で蛍光強度を測定することによりあらかじめ規定濃度に対して作成しておいた検定曲線を用いて酢酸の濃度を測定した。この場合、蛍光物質の発する蛍光強度がpH>7では一定値を示し、pH<7ではpHの値に応じて減衰する性質を利用した。また、電気伝導度プローブにより、反応生成物である酢酸アモニウムの瞬間濃度を測定した。もう一つの反応物質である水酸化アモニウムの瞬間濃度を直接測定することは不可能なので、初期濃度で無次元化した濃度に対して成立する物質の保存則（反応物質A、Bと反応生成物Pの濃度の合計が常に一定値になる）

$$\Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_P = 1 \quad (5)$$

を適用することにより、酢酸と酢酸アモニウムの濃度から、水酸化アモニウムの濃度を瞬時に決定する方法を使用した。従来の研究では水酸化アモニウム濃度を電気伝導度法を用いて測定する場合、電気伝導度の依存性がpH<7の酸側とpH>7のアルカリ側では異なることが考慮されていなかったが、本

方法ではレーザー蛍光法による瞬時のpH値の判定法とのコンビネーションによりその依存性を正確に組み入れることができた。またレーザー蛍光のpHへの依存性はKoochesfahni & Dimotakis¹⁰⁾の研究にも利用されているが彼らの場合には強酸を使用しているため蛍光がpH=7を境にして急激に変化し、蛍光とpHの依存性から酸の濃度を測定することができなかつた。なお、本測定法の空間分解能も蛍光法の場合が19 μm 、電気伝導度法の場合が43 μm と濃度の消散スケールや乱流の最小スケールよりもかなり小さく、十分な測定精度が確認された⁹⁾。図5にこの瞬間反応を伴う格子乱流場で本測定法を用いて測定した反応物質A、Bと反応生成物Pの水槽中心軸上での時間平均濃度の下流方向分布を示す。●印で示す反応のない場合には初期濃度で無次元化した反応物質の時間平均濃度 Γ は常に0.5の一定値をとるが瞬間反応を伴う場合には○印で示すように反応の進行により濃度が減少し、逆に■印で示すように反応生成物の濃度が増加するのがわかる。また、図2に示すようにAとBの濃度変動の相関係数 R_{AB} も反応生成物の存在により濃度変動の相関性が弱くなり、その絶対値が反応のない場合の1の値よりも小さくなるのがわかる。さらに、混合度 α の値は図3に示すように瞬間反応の場合、A、B成分が共存することなく瞬間に生成物に変化するので全領域で-1の値をとる。これらの測定結果からも瞬間反応を伴う乱流場での本濃度測定法の妥当性が確認できる。

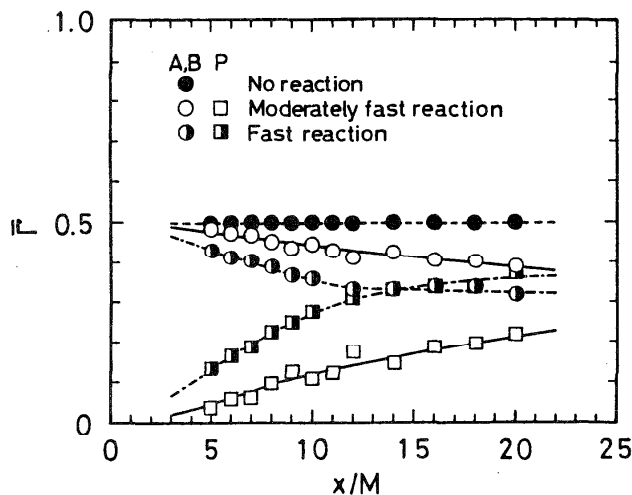


図5. 格子乱流場の中心軸上で測定した時間平均濃度の下流方向分布^{9, 11)}

<適度に速い反応の場合>

適度に速い反応を伴う場合の瞬間濃度の同時測定システムも図2に示す瞬間反応の場合と同じである。反応系としてはギ酸 HCOOH と水酸化ナトリウムのけん化反応を用い、同じ格子乱流水槽の上層にA成分としてギ酸 HCOOH の水溶液を、下層にB成分として水酸化ナトリウムの水溶液を等流速で流し、格子の下流域で混合反応させた。この場合、水酸化ナトリウムの濃度を電気伝導度法により測定することが可能であ

る。しかし、ギ酸メルの濃度を直接測定することはできない。そこで、A、B、二つの反応物質の分子拡散係数を同じとして(2)式から(3)式を差し引くことにより得られる関係式が反応がない場合の関係式と同じ形になることから、A、Bの初期濃度が等しければ反応のある場合のA、Bの初期濃度で無次元化した瞬間濃度の差 $\Gamma_A - \Gamma_B$ は、反応のない場合の瞬間濃度の差 $\Gamma_A^* - \Gamma_B^*$ に等しいとの関係

$$\Gamma_A - \Gamma_B = \Gamma_A^* - \Gamma_B^* \quad (6)$$

が得られる。また、反応を伴わない場合に対しては

$$\Gamma_A^* + \Gamma_B^* = 1 \quad (7)$$

の保存則が成立するので、これらの関係式より水酸化ナトリウムの瞬間濃度 Γ_B 、及び、反応物質と同じ分子拡散係数をもつ反応しない物質の濃度 Γ_A^* を同時測定すれば、

$$\Gamma_A = \Gamma_B + 2\Gamma_A^* - 1 \quad (8)$$

より、ギ酸メルの濃度 Γ_A が決定できる。そこで、反応しない物質の濃度 Γ_A^* の測定をギ酸メルの水溶液の中に反応の影響を全く受けない蛍光物質D-グロシを微量混入し、Ar⁺レーザに対するその蛍光強度を測定することにより行った。この場合の測定分解能は測定システムが同じであるので当然のことながら瞬間反応の場合と同じである。この適度に速い反応を伴う場合の水槽中心軸上での時間平均濃度、相関係数、混合度の下流方向分布を○印で図2、3、5に示した。これらの測定値は、反応のない場合と瞬間反応の場合の中間領域に位置し、その測定値の妥当性がうかがえる。また、ここでは説明しないが、これらの測定値はすべて従来の研究では得られていないものであり、従来の反応乱流に対するクロージャ仮定の問題点を明確に示すものである^{3,11)}。

5. おわりに

化学反応を伴う乱流場での瞬間濃度計測の重要性および筆者らが考案した液相反応系での瞬間濃度計測法を紹介した。ここで示したように反応乱流場での濃度測定はどのような反応系に対しても可能と言うわけではなく、むしろ利用できる反応系は非常に限られている。しかも、それぞれの反応系に適した計測法をそのつど考案する必要があり極めて面倒な仕事である。しかし、混合反応機構を基礎的に解明するためには、本測定法のように反応に要する時間スケールと拡散に要する時間スケールの比が全く異なる場合、及び、同程度の場合の濃度測定を可能にしさえすればかなりの成果が期待できる。勿論、2節にも書いたように濃度と速度の同時測定技術の開発(LDVとの組合せにより可能)も重要であるが、今後、筆者らの考案した濃度計測技術が混合反応機構の解明のた

めの基礎研究、及び、反応器内での収率予測などのための実用研究に広く利用されることを期待する次第である。

参考文献

- 1) 小森; 化学反応と乱流、流体力学の世界、朝倉書店、140 (1990).
- 2) 小森; 乱流の環境工学への応用、機械の研究、43, 345 (1991).
- 3) S. Komori et al.; The effects of turbulent mixing on the correlation between the two species and on concentration fluctuations in non-premixed reacting flows, *J. Fluid Mech.* (1991) in press.
- 4) T.G. Heeb & R.S. Brodkey; Turbulent mixing with multiple second-order chemical reactions, *AIChE J.*, 36, 1457 (1990).
- 5) R.W. Dibble et al.; The spontaneous Raman scattering technique applied to non-premixed flames of methane, *Combust. Flame*, 67, 189 (1987).
- 6) N.R. Mudford & R.W. Bilger; Examination of closure models for mean chemical reaction rate using experimental results for an isothermal turbulent reacting flow, *Twentieth Symposium (international) on Combustion*, The Combustion Institute, p.387 (1984).
- 7) A. Bennani et al.; The influence of a grid-generated turbulence on the development of chemical reactions, *AIChE J.*, 31, 1157 (1985).
- 8) S. Komori et al.; Simultaneous measurements of instantaneous concentrations of two species being mixed in a turbulent flow by using a combined laser-induced fluorescence and laser-scattering technique, *Phys. Fluids A*, 1, 349 (1989).
- 9) S. Komori et al.; Simultaneous measurements of instantaneous concentrations of two reacting species in a turbulent flow with a rapid reaction, *Phys. Fluids A*, 3 (1991) in press.
- 10) M.M. Koochesahani & P.E. Dimotakis; Mixing and chemical reactions in a turbulent liquid mixing layer, *J. Fluid Mech.*, 170, 83 (1986).
- 11) 神崎ら; 適度に速い反応を伴う液相格子乱流場での乱流混合反応機構、化学工学会第56年会講演論文集 (1991).

超高温プラズマにおける温度計測と熱伝導

若谷誠宏 京都大学ヘリオトロン

核融合研究センター

1. はじめに

磁場に閉じ込められた超高温プラズマの研究は、熱核融合によって重水素-重水素反応(D-D 反応)を用いて新しいエネルギー源を開発する事を最終的な目標にしている。重水素は海水中に存在するために、資源としては偏在せず無尽蔵と考えてよいことになる。プラズマの研究では‘熱’という形容詞をしばしば用いるが、伝熱というような考え方はあまり用いない。しかし、熱輸送は重要な研究対象である。ここでは、プラズマの非専門家では伝熱には通じておられる読者に、まずプラズマの温度測定の方法と最近よく用いられている計測法を紹介する。さらに、温度分布と加熱源分布を基礎にして得られる熱流束、熱伝導係数さらにエネルギー閉じ込め時間について説明し、プラズマ物理における‘熱’について理解していただけるようにしたい。(ただし、プラズマ密度とその分布に関しては別の計測により得られていると仮定する。)通常、プラズマは電離気体とも呼ばれていて、ほとんど真空に近い状態で存在する。核融合を目的とするプラズマの密度は比較的高いがそれでも $\sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ であり、アボガドロ数と比較していただければやはり真空とあまり変わらないと考えてよい。(最近のレーザー核融合の研究では固体密度と同程度のプラズマを生成しているので、プラズマは研究対象により密度領域は全く異なっている。)プラズマは電子とイオンがほぼ同数存在し電気的には中性に近い(完全に中性でなく、準中性と呼んでいる)。準中性であるためにプラズマの運動は電磁場を発生し易く興味ある現象がいろいろと見出される。

電子とイオンの集団が異なった速度分布関数を持つことは可能である。例えば電子集団の中で相互のクーロン衝突が十分に頻繁であれば速度分布関数は Maxwell 分布

$$(1) \quad f_e(\vec{v}) = n_e \left[\frac{m_e}{2\pi T_e} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2T_e} \right)$$

になっていると考えられる。ただし、 $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ である。この分布関数を用いると、

$$(2) \quad P_e = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m_e v_x^2 f_e(\vec{v}) dv_x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m_e v_y^2 f_e(\vec{v}) dv_y \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m_e v_z^2 f_e(\vec{v}) dv_z = n_e T_e$$

が得られる。つまり圧力 P_e は等方的であり電子密度と電子温度の積で与えられる。超高温プラズマは、このような定義で与えられる温度が $1KeV$ つまり、 $1.16 \times 10^7 K$ 程度を越えるものが対象になる。(2) で与えられる圧力は必ずしも小さくはないことに注意しよう。(通常、このようなプラズマを閉じ込めるために数万ガウスの磁場を要することからもわかるであろう。) 2章では、電子温度 T_e およびイオン温度 T_i の測定について説明する。

次に、磁場により閉じ込められたドーナツ状のプラズマの温度分布が測定されたとする。温度分布は2次元的であるが、磁気面という磁力線によって織られたような面を考えると1次元的な表現が可能である。ここでは簡単のために、 $r = \text{一定}$ が磁気面に対応するとして、円柱プラズマモデルを想定する。温度分布計測により、 $T_e(r)$ と $T_i(r)$ が求められたとして、次に関心があるのはプラズマの閉じ込め時間である。

現在の実験では、本格的に核融合反応が生じるものはないので、外部から電磁波や高エネルギー中性ビームを打ち込んでプラズマを加熱している。この加熱源の分布は実験的に得られる場合もあるが多くの場合は理論モデルを援用して求めている。ここでは説明を複雑にしないために、加熱源分布が既知であるとし、 $P_h(r)$ と表す。全加熱入力力は $\int_0^a P_h(r) r dr$ である ($r = a$ はプラズマ表面に対応する半径である)。プラズマのエネルギー閉じ込め時間は、

$$(3) \quad \tau_E = \frac{\int_0^a (n_e(r) T_e(r) + n_i(r) T_i(r)) r dr}{\int_0^a P_h(r) r dr}$$

で定義される。プラズマ内に燃料イオン以外の不純物イオンが多くなければ、電荷中性の条件より水素プラズマでは $n_e(r) = n_i(r)$ である。

核融合炉心プラズマとして重水素-三重水素核融合反応によるエネルギー生成に利用するためには、密度が $10^{14} cm^{-3}$ のプラズマを $10KeV$ 以上に加熱した時に、 $\tau_E \gtrsim 1sec$ でなければならない(ローソン条件とも呼ばれる)。単純化して言えば、現在の超高温プ

ラズマの研究は、効率よくこの条件を満足するようなプラズマを生成し保持するために行われている。現在トカマク方式の閉じ込め装置がほぼこの条件を満足しつつあるが、実際に三重水素を用いたプラズマの研究は、1993～1994年頃に予定されている段階である。

現在プラズマの研究者は、温度分布は基本的には熱伝導方程式

$$(4) \quad n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot \chi_e \nabla T_e + P_{he}(r)$$

で決まると考えている。(簡単のために電子だけ独立して考えられるとしている。) 定常状態では左辺が消えるので、円柱プラズマでは、

$$(5) \quad \chi_e(r) = - \frac{\int_0^r P_{he}(r) r dr}{r \frac{dT_e}{dr}}$$

である。 $T_e(r)$ が測定でき、 $P_{he}(r)$ が既であれば、熱伝導係数 $\chi_e(r)$ が得られることになる。現在のプラズマ理論研究の最大の関心事は、実験データから(5)のようにして得られる $\chi_e(r)$ を説明するためのモデルが構築できていないことにある。クーロン衝突に基づく熱伝導に比べて実験データは、約100倍も大きいので、異常熱伝導と呼ばれている。これについては、3章で簡単に述べる。

2章 超高温プラズマの温度計測

2-1. 電子温度計測

磁場に閉じ込められた超高温プラズマは、中心付近は数 KeV の温度であるがプラズマ表面付近は数 $10eV$ になっている。したがって温度測定の方法も内部と周辺では違っている。ここでは内部の高温領域の計測について説明する。プラズマ内部へは固体を持ち込むことができないので、プラズマからの放射を利用するか、外部からプラズマ内部へ電磁波あるいはレーザー光を入射してプラズマとの相互作用を利用するしかない。電子温度測定には2つの代表的な計測法が確立されている。ひとつは、レーザー光の Thomson 散乱を

利用する方法である。もうひとつは、電子が磁力線の回りを運動していることに基づく電子サイクロトロン放射を測定する方法である。

1個の自由電子による電磁波の散乱は Thomson 散乱として知られており、入射波が分極していなければ、Thomson 散乱の全断面積は、

$$(6) \quad \sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2, \quad \left(r_0^2 = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2 = 7.94 \times 10^{-30} m^2 \right)$$

である。第1図のように、入射波の波数ベクトルを \mathbf{k}_I , 反射波の波数ベクトルを \mathbf{k}_S とすれば、1個の電子による微分断面積は

$$(7) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = n_e r_0^2 \sin^2 \psi$$

となる。ここで Ω は立体角である。電子が速度 v を持っているとき、ドップラーシフトした周波数は、

$$(8) \quad \omega = \omega_S - \omega_I = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$$

である。ただし、 $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_I| = 2|\mathbf{k}_I| \sin(\theta/2)$ である。プラズマ内では電子は(1)のように Maxwell 分布しているとすれば、 \mathbf{k} 方向のすべての電子の運動からの寄与を考慮することにより、散乱スペクトルは、ガウス型になりその半値巾は、

$$(9) \quad \Delta\omega_T = 4\omega_I \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left(\frac{2k_B T_e \ell_n 2}{mc^2}\right)^{1/2}$$

である。この式は、決められた角 θ に対して散乱光の半値巾が測定できれば、電子温度がわかることを示している。 k_B はボルツマン定数である。(6) の Thomson 散乱の断面積は大きくないので、強力なレーザー光が必要となるが、ルビーレーザーが最もよく使われている。

最近、ヨーロッパの大型トカマク JET において LIDER Thomson 散乱システムが開発された。これは、今後とも炉心プラズマの研究で使用できると考えられている。これは、Thomson 後方散乱と time of flight 法を結びつけたものである。300psec (あるいは 10cm の長さ) のレーザーパルスを入射して第 2 図のような計測システムによりプラズマ内からの後方散乱光のスペクトルを時間の関数として記録する。時間と空間を対応づけることができるので、レーザー光が進む方向の電子温度の空間分布が 1 パルスで得られることになる。現在の JET トカマクの LIDER システムでは、3J のパルスエネルギーを 0.5Hz でくり返し入射することにより、 $T_e(r, t)$ を測定することができている。電子温度の測定可能な範囲は 0.2 - 20KeV である。

サイクロトロン放射は磁力線のまわりを電子が旋回運動することに起因する。その回転周波数はサイクロトロン周波数と呼ばれ、

$$(10) \quad \omega = n\omega_{ce} = n \frac{cB}{m_e}$$

である。B は磁場の強度であり、 $n = 1, 2, \dots$ は高調波数を示している。 $I_n(\omega)$ をサイクロトロン放射強度として、プラズマ内の放射輸送を支配する方程式は

$$(11) \quad \mu^2 \frac{d}{ds} \left[\frac{I_n(\omega)}{\mu^2} \right] = j_n(\omega) - \alpha(\omega)I(\omega)$$

のように表すことができる。ここで、s は放射の伝搬方向であり、 μ は屈折率である。 $j_n(\omega)$ は単位体積当たりの放射強度であり、

$$(12) \quad j_n(\omega) = \frac{\pi \omega_{pe}^2}{2c} \frac{n^{2n-1}}{(n-1)^2} \left(\frac{k_B T_e}{2m_e c^2} \right)^{n-1} I_B(\omega) \delta(\omega - n\omega_{ce})$$

である。このサイクロトロン放射の表式は $n \geq 2$ に対するものであり、ここで考えている放射に対しては $n = 1$ の基本波の寄与は無視してよい。 ω_{pe} はプラズマ振動であり、 $I_B(\omega)$ は古典論による黒体輻射に対応するものである、

$$(13) \quad I_B(\omega) = \frac{\omega^2 k_B T_e}{8\pi^3 c^2}.$$

また、(11) の $\alpha(\omega)$ は吸収係数である。厚さ L の一様なプラズマを仮定して (11) を積分すると、

$$(14) \quad I(\omega) = I_B(\omega)[1 - e^{-\tau(\omega)}], \quad \tau(\omega) = \int_0^L \alpha(\omega) ds$$

が得られる。ここで、 $\tau(\omega)$ は optical depth である。また、局所熱平衡が成り立つと $j_n(\omega) = \alpha(\omega)I_B(\omega)$ であることを用いた。 $\tau \ll 1$ は 'optically thin' であり、 $\tau \geq 1$ は 'optically thick' に対応する。この場合には再吸収が生じ $I(\omega) \simeq I_B(\omega)$ と考えてよい。これは、 $I(\omega)$ を測定することにより T_e が得られることを示している。ここで、注意すべきことはトカマクのプラズマは磁場が不均一であり、その値は空間点に依存していることである。ドーナツ状プラズマの大半径方向を R とすると、磁場強度は、

$$(15) \quad B(R) = \frac{R_o B_o}{R}$$

と考えるとよい。(10) と (15) は、周波数と空間位置の対応が得られることを示している (第 3 図参照),

$$(16) \quad \omega = n \frac{e R_o B_o}{m_e R}.$$

したがって周波数を変えて測定することにより、電子温度の空間分布が得られる。第 4 図は、JET トカマクにおける ECE (Electron Cyclotron Emission) の計測システムである。第 5 図は、JET トカマクにおける LIDER Thomson 散乱と ECE による電子温度の測定結果を比較した 1 例である。

2-2. イオン温度計測

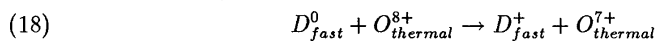
イオン温度の測定は電子温度測定より相対的に困難な場合が多い。将来の核融合炉心プラズマでは、核反応により発生した中性子を測定することによりイオン温度を求める方法が中心になる可能性があるが、現在の実験室の水素あるいは重水素の超高温プラズマ計測では、荷電交換反応を利用しているものが主流である。

実験装置が中規模であれば、プラズマ内部に中性の水素あるいは重水素が比較的多量に存在しているので、



のような荷電交換反応により生成されたエネルギーの高い中性粒子 (H_h^0) がプラズマ外部へ飛び出してくるので、この H_h^0 のエネルギースペクトルを測定することにより、プロトン (H_h^+) の温度がわかる。ところが、装置が大型化してプラズマ内部に存在する中性粒子密度が低くなってくると (粒子閉じ込めが改善されると粒子源が少なくとも同一の密度を保持できることに対応している)、外部の測定機器に到達する H_h^0 がほとんどノイズレベルにまで減少してしまった。そこで、外部からイオン温度計測のために中性粒子ビームを入射して (17) の左辺の H^0 を補給する能動的な荷電交換中性粒子計測によるイオン温度測定法が開発された。この方法は受動的な荷電交換反応を用いるものに比べて、中性粒子ビームが通過する領域を制御できるために、空間分解能がよくなる利点もあり、大型装置の標準的な計測のひとつに入っている。

荷電交換反応を利用するイオン温度測定法として、完全電離した不純物イオンの場合に高速の中性ビームとの間で、



のような反応を利用する方法が最近よく用いられている。測定は、(18) のように酸素 O^{8+} が O^{7+} になる場合の再結合放射光を対象とする。この方法は CXRS (Change exchange re-

combination spectroscopy) と呼ばれている。この放射光のドップラー拡がりの半値巾が、

$$(19) \quad \Delta\lambda_0 = 2.43 \times 10^{-3} \lambda (T_i/A)^{1/2}$$

により、イオン温度 T_i (KeV単位) によって決まることを利用している。ここで、 λ は波長、 A は不純物の原子質量である。(19)では不純物イオンの温度は水素あるいは重水素のイオン温度にはほぼ等しいと仮定している。第6図は、JET トカマクにおけるイオン温度分布の例であり、プラズマ加熱入力が増大とともに、プラズマ中心のイオン温度が上昇する様子がわかる。

3章 プラズマの熱伝導係数

最近の磁場により閉じ込められたプラズマの研究では、温度と密度を計測してエネルギー閉じ込め時間 τ_E のプラズマパラメータ依存性を解明すること、および、熱伝導係数 χ に対する理論的モデルを確立することが重視されている。これまでの数多くのトカマクにおける実験データから経験則としてLモードに対しては(第6図参照)、

$$(20) \quad \tau_E = 0.048 I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} n_{20}^{0.1} B^{0.2} (A_i \kappa / P_h)^{0.5}$$

が得られている。ここで、 $R(m)$ は大半径、 $a(m)$ は小半径、 n_{20} は $10^{20}m^{-3}$ を単位とするプラズマ密度、 B はTesler単位の磁場強度、 A_i はイオンの原子質量、 κ はプラズマ断面形状の楕円度($\kappa=1$ は円形に対応する)、 $P_h(MW)$ はプラズマ加熱のための入力パワーである。 $I_p(MA)$ はプラズマ電流である。(20)はITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)の設計研究活動で導き出されたもので、 $\tau_E^{ITER89-P}$ と呼ばれているものである。また、第6図に示されている性能がよい実験モードであるHモードに対しては、 $\tau_E^{H-mode} \sim 2 \times \tau_E^{ITER89-P}$ と考えればよい結果を得ている。

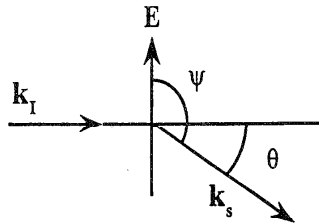
一方、熱伝導方程式(4)の解の性質からは、 $\tau_E \propto a^2/\chi_e$ の関係があるので、(20)の τ_E

は(4)式の χ_e によって決定されていると考えられる。しかし、現在のところ理論的に導出された χ_e は(20)の τ_E を再現することができない状態にあり、異常熱伝導の解明を旨として研究が続けられている。この問題の解明が容易ではない理由は、プラズマが乱流状態になっていて乱流輸送が関係していることによる。乱流理論自体が非線型の複雑な内容を含んでいるうえに、ドーナツ状の不均一プラズマという幾何学的形状の複雑さがからみ合った問題になっている。このような方向での努力がなされている一方、核融合炉心プラズマの設計に関しては、 R あるいは a が2倍以内のパラメータ空間でローソン条件が満足できるところまで達しているので、(20)の経験則を基礎に進めることもできる。現在、ITERトカマクの規模は $R \sim 6m$, $a \sim 2m$, $B \sim 5T$, $I_p \sim 20MA$ となっている。この装置では三重水素を使ってD-T反応を起こさせ、外部からの加熱なしでプラズマが維持できるいわゆる点火条件(ignition condition)を実現することを目指している。

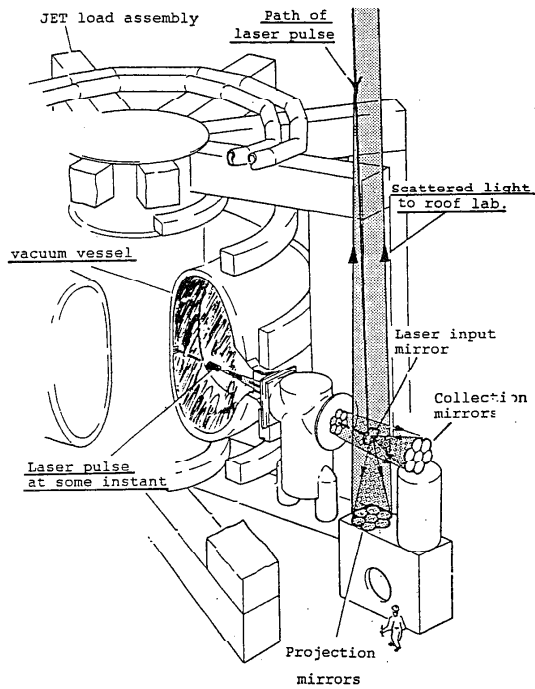
最後に内容についてコメントいただきました京都大学ヘリオトロン核融合研究センターの岡子秀樹助教授に感謝します。

参考文献

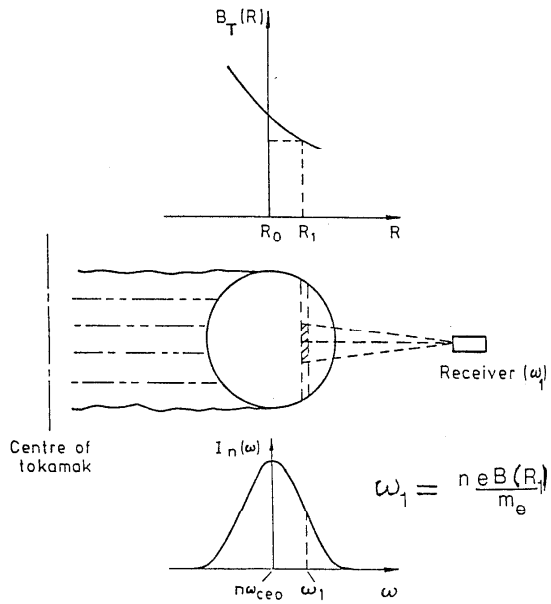
- 1) M.Keilhacker : Diagnostics for magnetically confined plasmas, JET-IR (89) 09 (JET report, 1989).
- 2) H.Saltzmann et al. : The LIDER Thomson Scattering Diagnostic on JET, JET-R (89) 07 (JET report, 1989).
- 3) M.G.Von Hellermann et al. : Visible Charge Exchange Spectroscopy at JET, JET-P (90) 31 (JET report, 1990).
- 4) ITER Conceptual Design Report (ITER Documentation Series, No.18), IAEA, Vienna 1991.



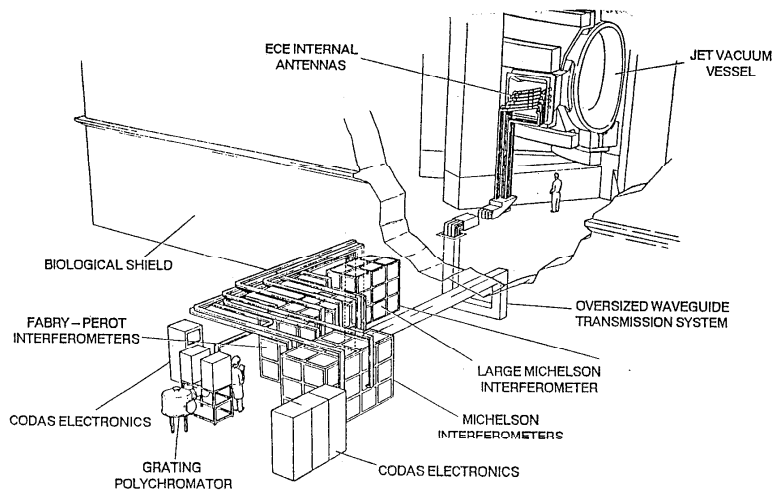
第1図 散乱光の幾何学的配置。 k_I は入射光の波数ベクトル、 k_S は散乱光の波数ベクトル、 E は電場ベクトル。



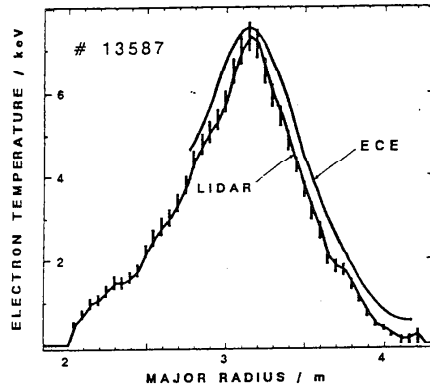
第2図 JET トカマクの LIDER Thomson 散乱システム。



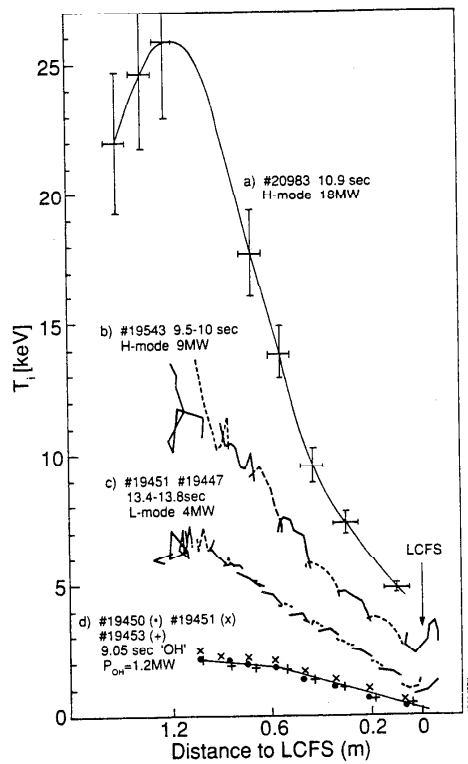
第3図 Electron Cyclotron Emission における周波数と空間位置の対応関係。



第4図 JET の ECE システム。



第5図 JETの電子温度のLIDER Thomson 散乱とECEによる測定結果の1例。
 プラズマ中心は、大半径方向の3.15m 付近である。



第6図 Charge exchange recombination spectroscopy によるJET トカマクのイオン温度測定結果の例。LCFS(Last closed flux surface) はプラズマ表面に相当する。
 a), b) はH モードであり、c) はL モード、d) はジュール加熱だけの場合である。

1. はじめに

超電導や超流動現象の発見により、極低温において理学と工学が交わった。以来超電導応用技術はめざましく進展し、今や超電導機器の高性能化の時代に入っている。エネルギー、電力、医療、エレクトロニクス、宇宙開発など様々な分野において、超電導なしでは成り立たない機器も出現しつつある。

超電導機器の性能を向上させるために最も大切なことのうちの一つは、機器の温度を上昇させないことである。すなわち交流損失や摩擦など何らかの原因で、機器に発生する熱をいかに効率よく排除するかが、機器の性能を決定するといっても過言ではない。この点で極低温における伝熱研究は、まさにこれからの超電導技術発展のための第一の担い手である。

極低温で伝熱実験を行うためには、様々な注意が必要である。本稿では対象とする温度範囲を、超電導または超流動応用機器の作動温度である0.1Kから100Kまでにしぼり、この温度範囲特有の計測方法を中心に紹介する。

2. 極低温装置の特徴

極低温における実験装置や超電導機器は、クライオスタットと呼ばれる低温恒温装置の中に取められ、寒剤によって冷却される。作動温度が77Kから63Kまでは液体窒素が、それ以下の温度では液体ヘリウムが寒剤として一般的に使われる。図1にHe⁴の状態図を示す。
 1 気圧下では4.22Kで液化し、
 2.16Kで比熱にラムダ型の異常を示し、それ以下の温度で超流動性を示す。

クライオスタットの一例として、著者が超流動ヘリウム(He II)の伝熱実験に使っているものを図2に

伝熱研究 Vol.30, No.117

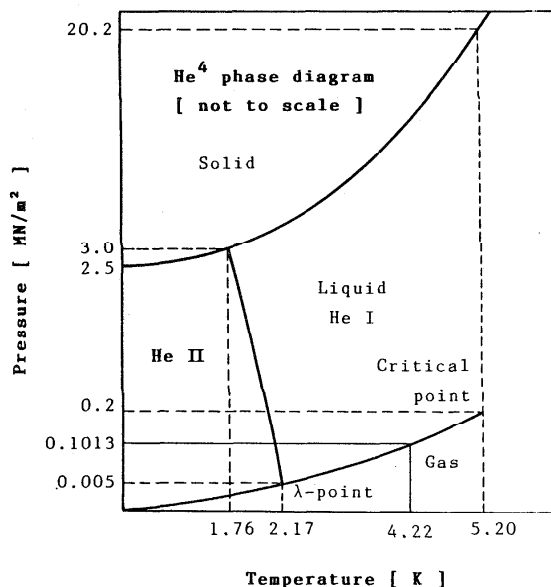


図1 He⁴の相図

示す。幾重にも真空断熱し、室温からの熱流入を極力抑えている。これは液体ヘリウムが比較的高価であり、その蒸発潜熱が20.9J/g(水は2260J/g)で非常に小さいためである。わずか35mWの熱流入で1分間に約1cm³の液体ヘリウムが蒸発してしまう。超流動ヘリウムを取り扱う場合は、真空断熱に関してスーパーリークに注意する必要がある。超流動ヘリウムは、室温で10⁻⁷ torrに達することができる程度の小さな穴からでも、菜々と侵入してきて真空を破るからである。

熱流入の低減という制約から、極低温実験装置の特徴として、次のことが挙げられる。まず第一に、小さいものが多い。したがって計測素子も小さいものが必要となる。また計測用導線、配管、支持部材なども非常に細いものを用いる。第二に、鮮明に可視化することが難しい。明るい光を当てることは、大きな熱流入に相当するからである。

そのほかの特徴として、極低温では物性値が温度に強く依存する。図3と図4に、様々な物質の比熱と熱伝導率をそれぞれ示す。とくに金属の比熱が、極低温では非常に小さくなるのが図3からわかる。これはわずかな発熱にたいして大きな温度上昇が生じることを意味する。また超電導磁石と関連して、強磁界中で計測素子を用いる場合には、計測素子の感度の磁束密度による依存性を十分考慮して素子を選択する必要がある。

3. 温度計測

伝熱実験における温度計測では、測温

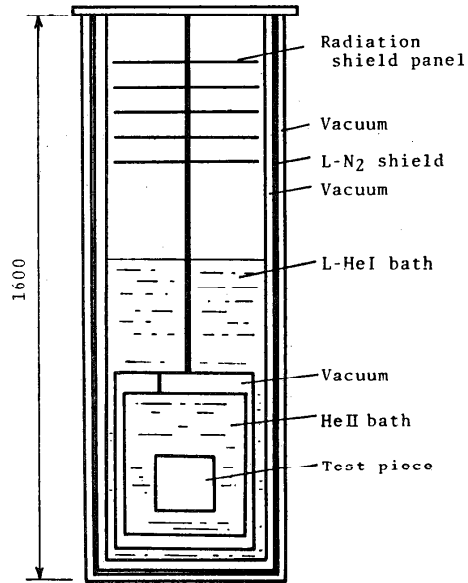


図2 He II用クライオスタットの概略

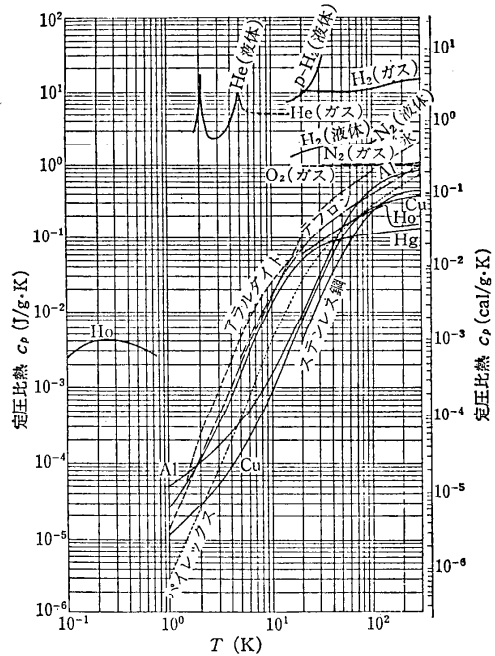


図3 様々な物質の比熱

(内田老鶴圃新社, "低温工学ハンドブック"より)

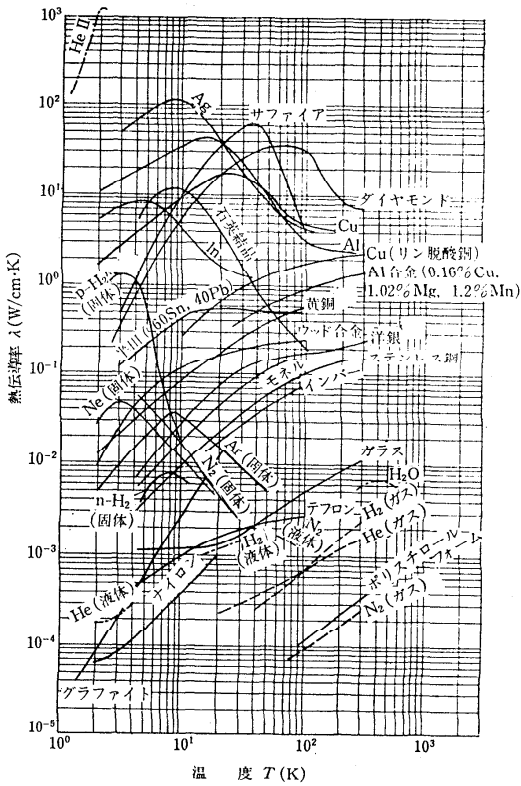


図4 様々な物質の熱伝導率

(内田老鶴圃新社, "低温工学ハンドブック"より)

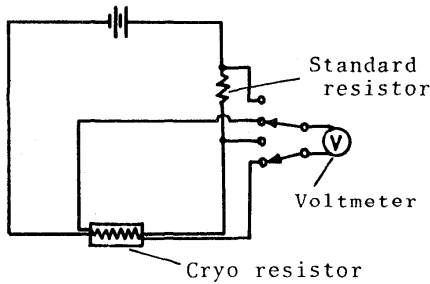


図5 抵抗温度計の測定回路

素子が小さく速い応答性を有する温度計が要求されることが多い。極低温での伝熱実験でよく使われるものとしては、おもに抵抗温度計と熱電対温度計がある。

3.1 抵抗温度計

半導体や金属の電気抵抗が温度依存性を示すことを利用して、この抵抗値を測定することにより温度を求めるのが抵抗温度計である。この温度計は図5に示すように、温度を検出する測温素子、導線、指示計または記録計より構成される。測温素子としては、半導体素子としてゲルマニウム、カーボン、アモルファスシリコンなどが、金属素子として白金、金、マンガンなどが使われる。

図6は、CryoCAL社製のゲルマニウム測温素子の断面を示す。ゲルマニウム

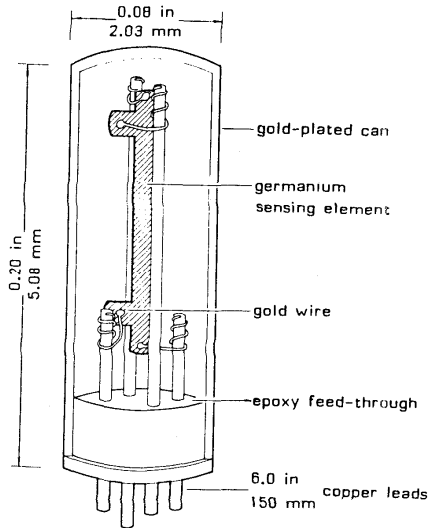


図6 ゲルマニウム測温素子

エレメントを密封セルに入れてあり、セルは直径約2mm、長さ約5mmの円筒形をしている。図7はゲルマニウム素子の電気抵抗の温度依存性を示す。ゲルマニウムなどの半導体は金属と異なり、低温になるほど電気抵抗が増加し測定感度がよくなる。またゲルマニウム素子は、カーボンやアモルファスシリコン素子などに比べ、安定性や再現性がよい。

抵抗温度計を使うときには、測温素子への通電電流値をできるだけ小さくして(数 μ A以下)、素子のジュール発熱による温度上昇を抑制すること、低温部でサーマルアンカをとり、導線を通じての測温部への熱流入を低減するなどの注意が必要である。

3. 2 熱電対温度計

熱電対は小型であること、発熱がなく測定部への熱擾乱が小さいことなどの利点をもつが、感度は抵抗温度計に比べて低い。低温実験に使われる熱電対には、金鉄-クロメル、銅-コンスタンタン、金コバルト-銅、

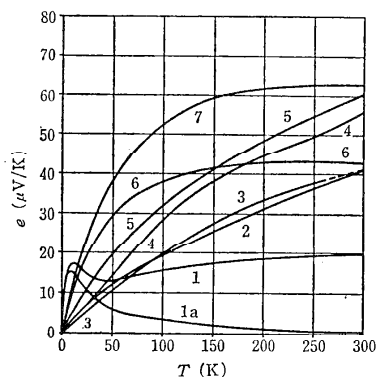


図9 低温用熱電対の熱電能

1~7は図8と同じ熱電対を表す。

1aはJ-7ル銀-(Au + 0.03 atom% Fe)。

(内田老鶴圃新社, "低温工学ハンドブック"より)

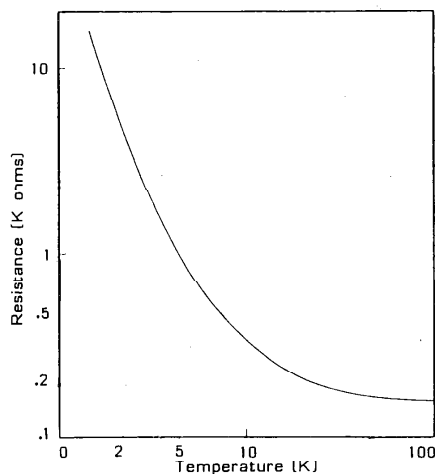


図7 ゲルマニウム測温素子の電気抵抗の温度依存性

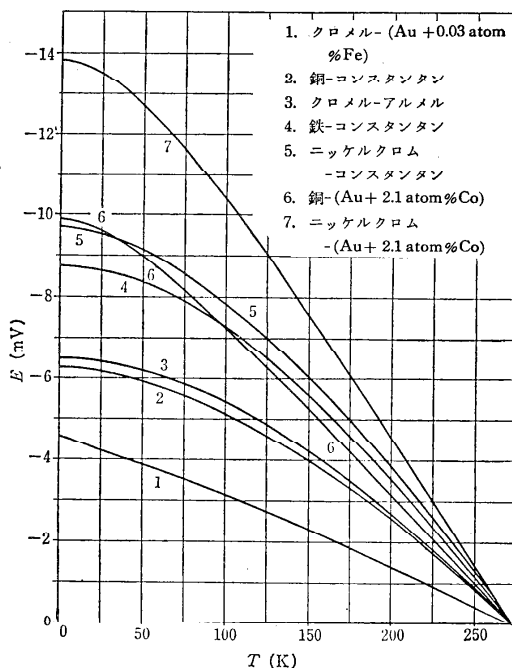


図8 低温用熱電対の熱起電力

(内田老鶴圃新社, "低温工学ハンドブック"より)

鉄-コンスタンタンなどがある。図8にこれらの熱電対の熱起電力を、図9に熱電能(温度計としての感度 $e = dE/dT$)を示す。室温から4 Kまでの全域を計測する場合は、金鉄-クロメル熱電対が最も便利である。

熱電対を極低温で用いる場合、設定する基準温度により感度が大きく左右される。 ΔT_0 を基準温度 T_0 のゆらぎとすると、これにより測定温度 T に ΔT の誤差が生じる。 $e(T_0)$ および $e(T)$ をそれぞれ T_0 および T における熱電対の感度(1 Kの温度差で発生する熱起電力)とすると、 $\Delta T = \Delta T_0 \{e(T_0)/e(T)\}$ が成り立つ。 $T_0 = 273.15\text{K}$ で T が非常に低い温度のとき、図9からもわかるように一般の熱電対では $e(T_0) \gg e(T)$ 、すなわち $\Delta T \gg \Delta T_0$ となり基準温度の誤差が数倍になって測定温度に表れる。したがって限られた範囲で温度測定を行う場合には、基準温度を測定温度の近傍に設定するのが望ましい。

4. 圧力計測

低温装置では、低温部の圧力を細い導管で室温部まで導く方法は、クライオスタットの構造上、圧力導出管の引き回しが厄介なうえに導出管から熱流入が生じる。そこで低温部に圧力センサを設置して、電気信号として室温部まで取り出すことが望ましい。

圧力計でとくに低温用のものはない。室温用の圧力計として一般に用いられている、歪ゲージ式圧力計や静電容量式圧力計の中から、低温で使えるものを選んで利用しているのが現状である。歪ゲージ式では、Siemens社製KPY10, 12, 14が低温で利用できる¹⁾。この圧力計はヘリウム温度領域(数K)での感度は室温の約2倍となるが、各素子の感度の個性が強くなり素子間で約20%のばらつきがでる。しかし低温で一度校正を行うと、約±1%の誤差で計測可能である²⁾。

5. 流量計測

低温で校正された流量計は、現在市販されていない。したがって必要に応じて各ユーザが試作し、自身で校正実験を行っているのが現状である。例えば、オリフィスあるいはベンチュリ型差圧流量計を用いるときに必要な膨張補正係数や流量係数は、配管径50mm以上の場合はJIS規格で規定されている。しかし低温実験では、管径が50mm以上の大きな流路はほとんど使われることがなく、それより細い管を用いる場合は、これらの係数の値を自分で実験的に求める必要がある。

低温実験においても利用可能な流量計は、オリフィス型やベンチュリ型差圧流量計、タービン流量計、超音波流量計、ジャイロ式流量計などがある。

6. まとめ

極低温装置では、熱流入を極力抑えなければならないことなどから、計測方法に様々な制約が生じる。とくに圧力や流量の計測においては、現在容易に十分な測定精度が得られていると

は言い難い。しかし、計測機器類の開発から規格化までまだまだ多くの研究の余地が残されたこの低温分野は、計測技術の発展にともない伝熱研究がこれから飛躍的に発展する可能性が十分あるということでもある。

参考文献

1. P.L.Walstrom and J.R.Maddocks: Use of Siemens KPY Pressure Sensors at Liquid Helium Temperature, *Cryogenics*, Vol.27, No.8, (1987) p.439
2. 岩田章: 低温計測(温度, 圧力, 流量, 液位), 第3回低温工学サマーセミナーテキスト, (1989) p.61

希薄気体流の温度計測
(PLIFによる2次元温度場の計測法)

新美智秀 (名大工)

1. はじめに

希薄気体流に関する研究は、1960年代における宇宙開発とともに飛躍的に発展したが、近年では各種先端技術への真空技術の導入に伴い、多くの分野でその重要性が増大している。特に、希薄な気体の流れは、半導体デバイスの製造に関する分子線エピタキシーやCVDを用いた薄膜製造技術、核融合装置や粒子加速器などの大型真空装置の排気技術、混合気体の噴流を用いた同位体元素の分離、分子線を用いた分子の素反応に関する研究、超音速自由噴流を用いたレーザ分光等の多くの問題と関連して、その流れ場の解析が急がれている。

希薄気体流の計測には、従来からプローブによる気体の吸引による方法が行われてきたが、この方法では流れ場が乱され、正確な局所的状態量の測定は困難であった。しかし、1950年にHerzberg⁽¹⁾⁽²⁾により二原子分子のスペクトルに関する理論と分光学的結果の集大成が出版されると、希薄気体流の温度計測にも光学的な方法が導入され始めた。1962年には、電子線法による窒素の温度計測法、すなわち電子線の照射により、窒素から放射される(First Negative Systemからの)スペクトルの強度変化から温度を計測する方法が提案され⁽³⁾、超音速自由噴流内の温度が精度よく計測されている⁽⁴⁾。近年では、レーザを用いた計測技術が主流となり、LIF法⁽⁵⁾、CARS法⁽⁶⁾⁽⁷⁾などが希薄気体流の温度計測法として報告されている。

しかし、これらの光学的温度計測法は、1点の計測であり、流れ場全体の温度分布を得るには多くの労力を必要としていた。折りしも、計測技術は1点の計測から多点同時計測による2次元、3次元計測へと変革が迫られ、希薄気体のみならず燃焼解析などの分野でも多点同時計測法に関する多くの報告が行われている⁽⁸⁾。特に、PLIF(Planar Laser-Induced Fluorescence: 平面レーザ誘起けい光)法は、その簡便さから2次元温度計測法として注目されている。

本報告では、著者が最近開発したトレーサのPLIFを用いた簡便な希薄気体流の2次元温度計測法について述べる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。可視光でけい光を発する分子は多く観測されているが、ここではトレーサとしてヨウ素を用いた。ヨウ素は、可視域に非常に多くの吸収線を有しており⁽¹¹⁾、比較的容易に強いけい光を発するため、希薄気体流の流れの可視化手法としても確立されている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。本計測法では、けい光強度が励起される基底電子状態の回転準位に存在する分子の割合に比例し、さらにこの割合が温度に強く依存することに着目し、波長の異なる二つのレーザ光の照射によるそれぞれのけい光強度の比から流れ場の温度の計測が可能であるこ

とを示す。また、レーザ光をシート状にし、けい光強度の測定に高感度ビジョンカメラを用いることで、流れ場の温度分布を画素単位で2次的に計測することを可能にした。この計測法の検証には、温度変化の大きい超音速自由噴流の流れ場を対象とした。

2. けい光強度

本研究でトレーサとして用いたヨウ素分子の場合には、励起された分子の解離はほとんど無視できる⁽¹⁴⁾。さらに、レーザ光の照射によって発せられるすべての波長のけい光をまとめて検出する場合には、これに関与する分子のエネルギー準位を2準位モデルで近似できる。すなわち、励起電子状態における回転準位間の遷移は無視できる。この近似の下で、比較的線幅の広いレーザ光を照射した場合の流れ場の任意の点におけるヨウ素のけい光強度 F は次式で与えられる。

$$F = C\bar{\nu} \frac{A_{ji}}{A_{ji} + Q} B_{ij} I f_1 N_{I_2} \quad (1)$$

ここで、 C は定数、 $\bar{\nu}$ はけい光の平均周波数、 A_{ji} は自然放射の遷移割合、 B_{ij} は共鳴放射の遷移割合、 Q は無放射失活の遷移割合、 I はレーザ光強度、 N_{I_2} はヨウ素分子の数密度である。また、 f は基底電子状態の振動準位 v 、回転準位 J に存在する分子の割合であり、次式で示すように v に存在する割合 f_v と J に存在する割合 f_r との積で与えられる。

$$f = f_v f_r = \frac{1}{Q_v} \exp\left(-\frac{E_{v'}}{kT}\right) \frac{(2J'' + 1)}{Q_r} \exp\left[-\frac{B_{v''} hc J''(J'' + 1)}{kT}\right] \quad (2)$$

ここで、 $E_{v'}$ は振動エネルギー、 Q_v 、 Q_r は分配関数、 k はボルツマン定数、 $B_{v''}$ は振動準位 v における回転定数、 T は温度である。上式において、 f は v と J および温度に依存しているが、室温以下ではほとんどの分子が $v = 0$ に存在するので、けい光強度への f の依存性は、 f_r すなわち J と T について考慮すればよい。図1は、 $T = 5 \sim 200$ Kにおける J に関する f_r の分布を示している。図1から、ヨウ素分子の f_r は温度に強く依存し、一定温度においても、各回転準位に存在する分子数が異なることがわかる。これは極低温でより顕著である。したがって、低温においては、基底状態の回転準位の異なる分子を励起すれば(異なる波長のレーザ光を照射すれば)、励起の対象となる分子数が異なるために、けい光強度が異なる結果になる。

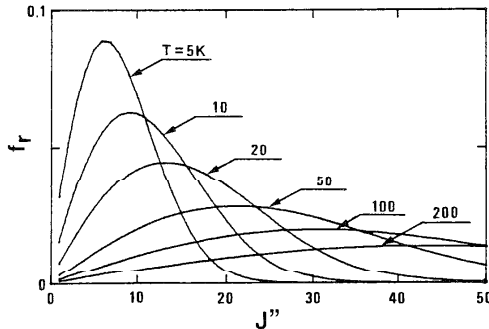


図1 f_r の J'' と T への依存性

3. 温度計測の原理

流れ場の任意の点におけるけい光強度は、前述したように、照射するレーザ光の波長に強く影響される。いま、流れ場の任意の点における、回転準位 J_1' の分子を励起するレーザ光を入射した場合のけい光強度を F_1 、 J_2' の分子を励起した場合のけい光強度を F_2 とすると、 F_1 と F_2 の比は次式で与えられる。

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{(B_{ij})_1 f_1}{(B_{ij})_2 f_2} \quad (3)$$

上式の記号の添字 1, 2 は、それぞれ F_1 と F_2 に関与していることを示す。また、式 (3) の右辺において、流れ場の各点では式 (1) に含まれる定数 C と N_{I_2} は同一なために消去され、 $A_{J_1} / (A_{J_1} + Q)$ も 2 準位モデルでは圧力と温度のみの関数として近似される⁽¹⁴⁾ ので消去されている。また、 $\bar{v}_1 / \bar{v}_2 \sim 1.0$ であるためこれも消去した。さらに、レーザ光強度も用いた周波数範囲では一定であるため消去した。式 (3) に含まれる B_{1j} は、波長の異なる二つのレーザ光による照射が同じ振動バンドの遷移に対応するならば、Hönl-London 因子 $S(J')$ によって置き換えられ⁽¹⁾、室温以下では f も f_r に置き換えられるので、式 (3) は次式となる。

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{S(J'_1) f_r(J'_1, T)}{S(J'_2) f_r(J'_2, T)} \quad (4)$$

上式は、けい光強度の比が、 f_r に含まれる温度及び励起される二つの吸収線 J' 、すなわち二つの照射レーザ光の周波数に依存していることを示している。したがって、二つの J' を特定すれば、式 (4) を用いて温度からけい光強度の比が理論的に決定できる。なお、式 (4) における T は、ヨウ素の回転温度を示しているが、平衡状態であれば、これは流れ場の温度に等しい。

本研究では、ヨウ素の基底電子状態 ($X^1\Sigma_g^+$) の $v'' = 0$ から励起電子状態 ($B^3\Pi_o^+$) の $v' = 43$ へ遷移する吸収線を用いた。図 2 には、この $(v', v'') = (43, 0)$ の吸収線の一部を示した。吸収線の上には、代表的な対応する回転線 (P 枝および R 枝) を示した。この遷移の場合には、P 枝と R 枝は重

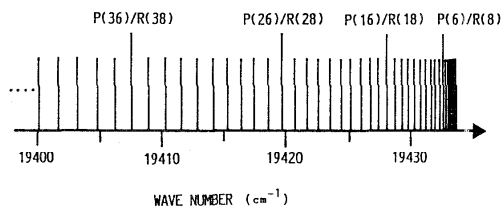


図 2 ヨウ素の $(v', v'') = (43, 0)$ の吸収線

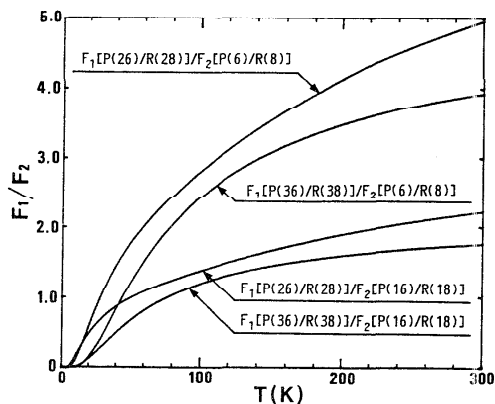


図 3 T と F_1 / F_2 の関係

なっているため、式(4)の f_r は一つの J の和として与えなければならない。図3は、式(4)で与えられる f_r に含まれる温度とけい光強度の比の関係を種々の吸収線の組み合わせについて示したものである。なお、P26R28の吸収線の場合には、 $(\nu', \nu'') = (45, 0)$ のR71の吸収線も重なっているため、これも考慮した。式(4)にこのR71の吸収線を含める場合には、振動遷移の強さを示すFrank-Condon⁽¹¹⁾因子も考慮した。図3から、波長の異なる二つのレーザー光によるけい光強度の比から温度が一意に決定されることがわかる。すなわち、実験によって流れ場のけい光強度の比 F_1/F_2 が求められれば、図3に示した F_1/F_2 と T の関係をを用いて温度を計測することができる。

4. 実験装置及び実験方法

本研究で用いた実験装置の概要を図4に示す。本研究では試料気体としてアルゴンを用いた。試料気体は、可変リークバルブを通して貯気室へ導かれ、ここで気化したヨウ素(20±1℃で蒸気圧26.5Pa)と混合する。この混合気体は、膨張室内のオリフィス(直径 $D=0.506\mu\text{m}$)を通して噴出し、自由噴流を形成する。

膨張室は油回転ポンプを用いて排気される。貯気室の圧力 P_s は可変リークバルブにより $6.7 \times 10^3 \sim 4.0 \times 10^4 \text{ Pa}$ 、膨張室の圧力 P_b はバルブの開度の調節により40~400Paの間で設定される。圧力の測定には、貯気室は水銀U字管マンオメータ、膨張室はダイヤフラム式真空計を用いた。また、貯気室温度 T_0 は300Kに設定した。

使用したレーザーは、発振波長の変な色素レーザー(LUMONICS HYPERDYE-300, 色素 Coumarin 500, 線幅 $=0.06\text{cm}^{-1}$)とその励起用光源のエキシマレーザー(LUMONICS TE-431T, XeClにて発振, 波長 $=308\text{nm}$, 出力 $2.0\text{W}/150\text{pps}$)である。レーザー光は、光ファイバを通して真空槽まで伝送され、ビームコリメータを用いて直径35mmの平行光にされたあと円筒面レンズによりシート状にされる。このレーザーシートの幅は約10mm, 厚さは約0.3mmである。

流れ場は、レーザーシート面に垂直に設置された高感度ビジコンカメラ(浜松ホトニクス: C-1000)によって撮像される。カメラにはペローズと望遠レンズ(200mm, F2.5)が組み合わされており、拡大した画像が得られる。画像データの1画素当たりの実長は、鉛直方向が0.0299mm, 水平方向が0.0322mmである。また、ビジコンカメラのデータ処理可能な画素数は 512×512 であ

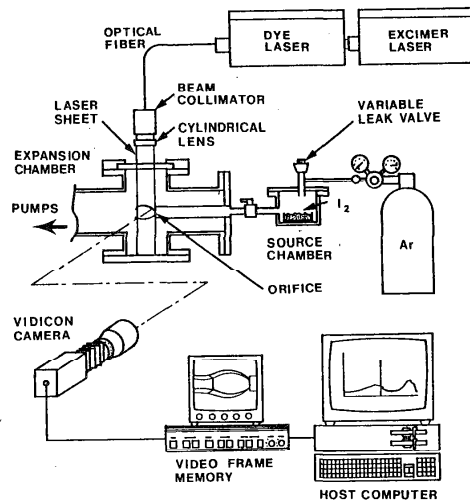


図4 実験装置概略図

る。撮像画像は、けい光強度に従って、8bit, 256階調, [0(黒)~255(白)] に量子化され、画像データとしてリアルタイムにビデオフレームメモリ(浜松ホトニクス:C1900)に転送される。この画像は、モニタにより観察できる。また、画像データは、同メモリにいったん記憶された後に、ホストコンピュータ(PC9801VM, 記憶容量5 Mbyte)へ転送される。さらに、ホストコンピュータに転送されたデータをコンピュータ内で加算平均して雑音を除去し、最終的なデータとしてコンピュータ内に記憶する。

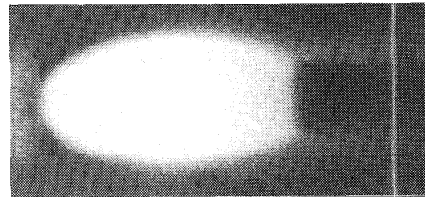
ビジコンカメラは高感度のために暗電流が生じ、これが撮像画像の輝度を増加させる。そこで、あらかじめレーザを入射させない状態で流れ場を撮像、記憶し、このデータをレーザ誘起けい光により可視化した流れ場の画像から引くことで温度計測への暗電流の影響を除いた。

5. 実験結果および考察

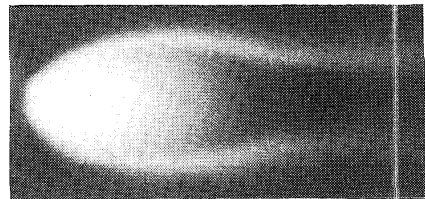
5. 1 ヨウ素のL I F法を用いた超音速自由噴流の可視化

図5に照射するレーザ光の波長を変えて可視化した超音速自由噴流の全体像を示す。図5(a)~(d)における照射したレーザ光の波長は、それぞれP(6)/R(8), P(16)/R(18), P(26)/R(28), P(36)/R(38)の吸収線に対応している[図2参照]。なお、図5(a)~(d)における圧力条件は、すべて同一であり、 $P_0=16 \text{ kPa}\{120 \text{ Torr}\}$, $P_b=100 \text{ Pa}\{0.75 \text{ Torr}\}$ である。

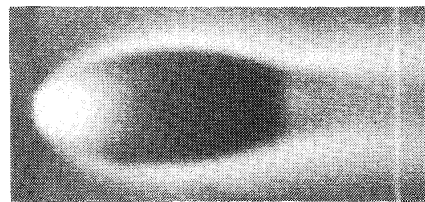
図6は、超音速自由噴流の構造模式図である。超音速自由噴流は、膨張室圧力と平衡した噴流境界の内にオリフィス出口端から発生した膨張波が噴流境界で反射した圧縮波が重なり合って形成されたたる形衝撃波(Barrel Shock)を有する構造



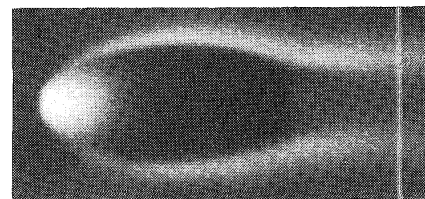
(a) P(6)/R(8)



(b) P(16)/R(18)



(c) P(26)/R(28)



(d) P(36)/R(38)

図5 各種吸収線による超音速自由噴流の可視化画像

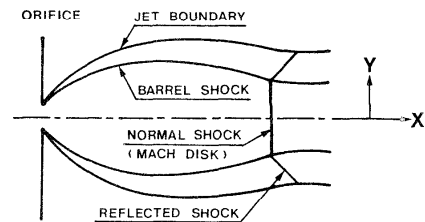


図6 超音速自由噴流の構造模式図

となる。また、たる形衝撃波はマッハ反射を起こして垂直衝撃波と反射衝撃波を形成する。たる形衝撃波によって囲まれたセルの内部は、貯気室圧力が高ければ、比較的下流まで等エントロピー膨張することが知られている⁽⁴⁾。

図5から、照射するレーザー光の波長によって、流れ場のけい光強度分布が非常に異なっていることがわかる。これは、流れ場の局所的な温度に従って、それぞれの吸収線に対応する基底電子状態の回転準位に存在する分子の割合 fr が異なることに起因していると考えられる。

図7は、貯気室温度 $T_0=300$ K、比熱比 $\gamma=5/3$ の場合の、超音速自由噴流の中心軸上の温度の分布である。これは、Ashkenas-Sherman⁽¹⁵⁾により導かれたマッハ数分布と等エントロピー関係によって計算した。なお、横軸は、オリフィス径 D で無次元化したオリフィス出口からの距離 X である[図6参照]。図7から、超音速自由噴流内の温度は、下流に向かって急激に減少することがわかる。図1に示したように、P6R8の吸収線に対応する基底電子状態の回転準位 $J''=6$ と8に存在する分子の割合 fr は低温域で高い

ために、図5(a)のように超音速自由噴流の可視化画像は、垂直衝撃波の直前までけい光が強くなる。しかし、 J'' が大きくなるにつれて、低温域でその準位の分子の存在割合が小さくなるために、図5(b)~(d)に見られるようにけい光強度は次第に弱くなる。なお、P6R8の吸収線の場合に、オリフィス出口直後の比較的高温域においてもけい光が強いのは、式(1)から要素の数密度 N_{I_2} が大きいことに起因していると考えられる。

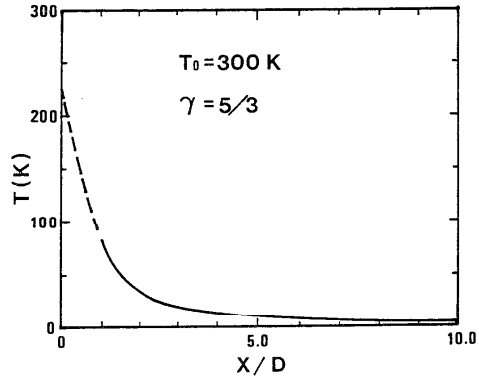


図7 超音速自由噴流の中心軸上の温度分布

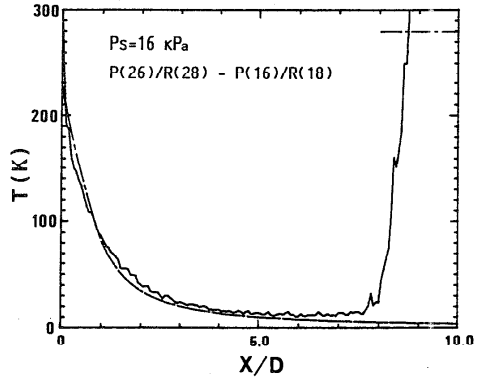
5. 2 照射レーザー光の波長の異なる二つの可視化画像を用いた温度の計測

図8は、照射レーザー光の波長の異なる二つの超音速自由噴流の可視化画像[$T_0=300$ K]から、その流れ場の温度を計測した例である。図8(a)、(b)は $P_0=16$ kPa (120 Torr) [図5参照]、図8(c)は $P_0=40$ kPa (300 Torr) の場合の結果である。各図中の一点鎖線は、理論温度分布[図7参照]と垂直衝撃波直後の理論温度である。図8(a)のP(26)/R(28)とP(16)/R(18)の吸収線を用いた結果は、広い温度にわたって理論値と比較的良好一致を示す。ただし、垂直衝撃波直前の極低温域において、理論値よりも約5 Kだけ高い温度を示している点がある。これは、極低温域において $J''=26$ と28に存在する分子が少ないために、図3で示されるように、 $F_{I_2}[P(26)/R(28)]/F_{I_2}[P(16)/R(18)]$ の理論値が非常に小さくなり、大きい誤差が生じたためと考えられる。またP(26)/R(28)の吸収線を用いた場合には、垂直衝撃波直前の極低温域で量子化されたけい光強度が3~4であり、この極低温域で量子化されたけい光強度が1だけ異なると、

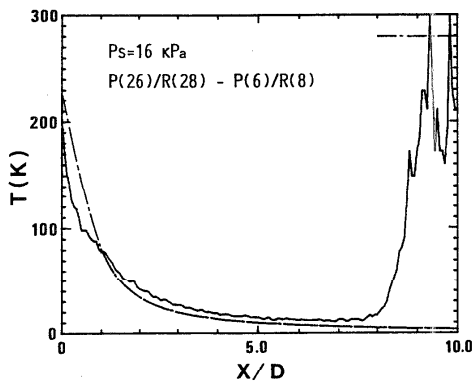
計測温度の誤差が±4 Kであることがわかった。したがって、この極低温域での誤差は、けい光強度の量子化にも起因していると考えられる。垂直衝撃波直後の温度は、300Kを越えて理論値より高い値を示している。図3から知れるように、P(26)/R(28)とP(16)/R(18)の吸収線の組

み合わせで温度を計測した場合には、高温域で温度に関する F_1/F_2 の変化が小さいために、このような誤差が大きく現れたと考えられる。また、高温域において、 $v''=1$ に存在する分子を無視したことに起因していると考えられる。図8(b)のP(26)/R(28)とP(6)/R(8)の吸収線を用いた場合は、オリフィス出口直後及び垂直衝撃波直後の温度が理論値よりもかなり低く計測されていることがわかる。この結果は、P(36)/R(38)とP(6)/R(8)の吸収線を用いた場合も同様である。これは、この領域では圧力及び温度が高いために、吸収線が衝突広がり及びドップラー広がりによって広がることに起因していると考えられる。すなわち、P(6)/R(8)の吸収線近傍では、吸収線が密集しているため[図2参照]、衝突広がり及びドップラー広がりによって広がった他の吸収線の影響でP(6)/R(8)の吸収線で可視化された画像のけい光が高く観測され、その結果 F_1 [P(26)/R(28)]/ F_2 [P(6)/R(8)]の値が小さくなり、低い温度に計測されたと考えられる。

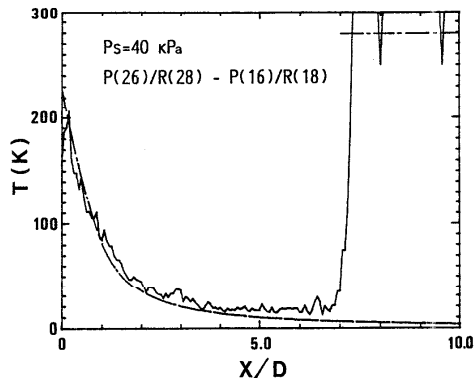
図8(c)は、貯気室圧力が $P_s=40$ kPaの場合に、P(26)/R(28)とP(16)/R(18)の吸収線を用いて温度を計測した結果である。図8(a)の $P_s=16$ kPaの場合と比較して、計測された温度の変動がやや大きいことがわかる。これは、圧力が高くなると、衝突失活の影響でけい光強度が低くなるために、温度計測の精度が低下し、変動が大きくなったことに起因していると考えられる。



(a) $P_s=16$ kPa, P(26)/R(28)-P(16)/R(18)



(b) $P_s=16$ kPa, P(26)/R(28)-P(6)/R(8)



(c) $P_s=40$ kPa, P(26)/R(28)-P(16)/R(18)

図8 温度計測の結果

5. 3 疑似カラー表示による2次元温度場の可視化

図9は、図5の $P_s=16\text{kPa}$ の超音速自由噴流の温度場を疑似カラー表示によって可視化した結果である。なお、温度はP(26)/R(28)とP(16)/R(18)の吸収線の組み合わせで計測した[図8(a)参照]。この図から、衝撃波の位置で温度が急激に上昇することが確認できる。また、衝撃波によって囲まれたセル内の等温度線がオリフィス出口を中心とした放射状を呈することがわかる。

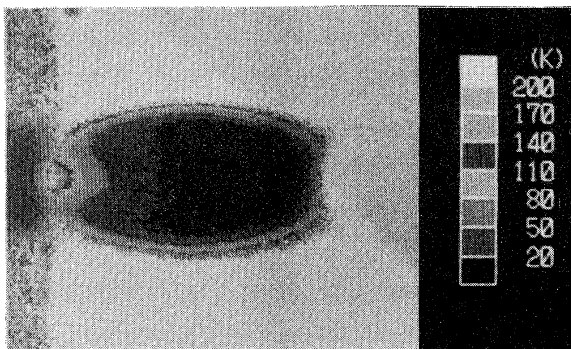


図9 温度場の疑似カラー表示

6. あとがき

最近、多点同時計測法として注目されているPLIF法について、著者らが行った希薄気体流の温度計測法を例として述べた。PLIF法は、ここで概説したように、波長の異なる二つのレーザ光を用いて、それぞれのけい光強度の比の値から容易に温度を計測することができ、今後ますます応用が広がるものと思われる。温度以外にも、PLIFを利用した速度⁽¹⁶⁾、圧力⁽¹⁶⁾、モル分率⁽¹⁷⁾分布の計測法などが報告されており、PLIF法は各種状態量の2次元計測法としてその地位を確保しつつある。また、冷却装置付きCCDカメラなどの高感度テレビカメラの発達により、微弱なけい光も容易に撮像できるようになり、PLIF法の重要性がさらに増大するであろう。

最後に、本報告の執筆の機会を与えていただいた、名古屋大学工学部、藤田秀臣教授に感謝の意を表する。

7. 文献

- (1) Herzberg, G., Molecular Spectra and Molecular Structure, I. Spectra of Diatomic Molecules, Van Nostrand Reinhold, 1950.
- (2) Herzberg, G., 奥田訳, 分子スペクトル入門, 培風館, 1970
- (3) Munz, E. P., Static Temperature Measurements in a Flowing Gas, Phys. Fluids, 5-1 (1962), 80.
- (4) Marrone, P. V., Temperature and Density Measurements in Free Jet and Shock Waves, Phys. Fluids, 10-3 (1967), 521.
- (5) McClelland, G. M., Saenger, K. L., Valentini, J. J. and Herschbach, D. R.,

- Vibrational and Rotational Relaxation of Iodine in Seeded Supersonic Beams,
J. Phy. Chemistry, 83-8 (1979), 947.
- (6) Walchli, P. H. and Nibler, J. W., CARS Spectroscopy of Molecules in Supersonic Free Jets, *J. Chem. Phys.*, 76-1 (1982), 273.
- (7) Duncan, M. D., Osterlin, P. and Byer, R. L., Pulsed Supersonic Molecular-Beam Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy of C_2H_2 , *Opt. Lett.*, 6-2 (1981), 90.
- (8) 例えば, Hanson, R. K., *Combustion Diagnostics; Planar Image Techniques*, Proc. 21th Int. Symp. Combustion, (1986), 1677. に解説がある.
- (9) 新美, 藤本, 近藤, 清水, L I F 法による可視化画像を用いた希薄気体流の温度計測法の開発, *日本機械学会論文集*, B, 56-529 (1990), 2608.
- (10) Ni-imi, T., Fujimoto, T. and Shimizu, N., Method for Planar Measurement of Temperature in Compressible Flow using Two-Line Laser-Induced iodine Fluorescence, *Opt. Lett.*, 15 16 (1990), 918.
- (11) Gerstenkorn, S. and Luc, P., *Atlas du Spectre d' Absorption de la Molecule d' Iode*, (1978), Edition du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris.
- (12) Fujimoto, T. and Ni-imi, T., Three Dimensional Structures of Interacting Freejets, *Rarefied Gas Dynamics: Space-Related Studies*, AIAA, 116(1989).391.
- (13) Ni-imi, T. and Fujimoto, T., Development of a CAFV System for the Gas Dynamics (Synthesis of Visualized Pictures at Arbitrary Cross Sections), *Flow Visualization V*, Hemisphere, (1990), 240.
- (14) McDaniel, J. C., Investigation of Laser-Induced Fluorescence for the Measurement of Density in Compressible Flow, Ph.d. Thesis, Stanford Univ., 1981.
- (15) Ashkenas, H. and Sherman, F. S., The Structure and Utilization os Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnel, Proc. 4th 14th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn., 2 (1966), 84.
- (16) Hiller, B. and Hanson, R. K. Simultaneous Planar Measurement of Velocity and Pressure Fields in Gas Flows using Laser-Induced Fluorescence, *Appl. Opt.*, 27-1 (1988), 33.
- (17) Hartfield, R. J/, Abitt, J. D. and McDaniel, J. C., Injectant Mole-Fraction Imaging in Compressible Mixing Flows using Planar Laser Induced Iodine Fluorescence, *Opt. Lett.*, 14-16 (1989), 850.

熱流体のレーザー計測

菱田公一（慶應義塾大学・理工学部）

1. はじめに

レーザーはその干渉性のよさから種々の計測に応用されているが、伝熱工学の分野においてもレーザー応用計測技術はめまぐるしく進展している。最近の熱流体の計測は複雑な現象のメカニズムを的確に捉えるため、従来の様に単に速度とか温度場の測定にどまらず、圧力場や濃度場などを同時に計測する必要がある。さらに、できる限り非接触で測定できる事が望ましく、これにはレーザーを用いた光学的手法は最適なものの一つである。

本稿では、熱流体の動的計測に関して速度、温度、濃度および圧力の測定法について概説する。レーザーによる計測技術は大別すると幾何光学的な原理に基づく方法（レーザーシャドウグラフやシュリーレン法）、干渉法としてのホログラフィ法、そのほかに散乱理論に基づいたレーザドップラー法やレーリ散乱法などがある。ここでは流動場の測定法としてレーザドップラー法とその複合計測法を、濃度と温度場の測定法としてホログラフィ法を、そして圧力場の測定も可能なレーザ誘起蛍光法について概説する。

2. レーザ流速計を用いた複合計測

レーザ流速計（LDV）の基本構成を図1に示す。原理的にはトレーサとなる微細粒子からの散乱光を捉え、光のドップラー効果を利用し速度を測定する。信号処理にはアナログ的に処理するトラッカーやデジタル的なカウンタータイプのものである。どちらもマイクロコンピュータと接続をして、平均流速や乱れ強さを求める。最近では質の悪い信号に対してでも処理が可能なものとして、相関法やFFT法を用いた処理器も市販されるようになり、流速測定のみに関してはほぼ完成の域に達してきている。ここではLDVを基本として流速計以外の機能を複合した方法、すなわち二相流に対して速度、粒径や粒子の数密度の同時測定法、およびレーリ散乱を併用した速度と濃度・温度の同時計測について説明する。汎用のLDVについては文献の（1、2）を参考にされたい。

2・1 二相流測定用LDV：

二相流では分散相である粒子または気泡などの速度の他にその大きさや数密度などの情報が熱・物質の移動過程では重要である。LDVに分散相の粒子径を測定できる機能を加える方法はMieの散乱理論に基づき散乱光強度を測定するもの、ドップラー信号の明瞭度（ビジビリティ）より測定するもの、複数の受光素子間の位相を検出して粒径を測定するものなどがある。筆者

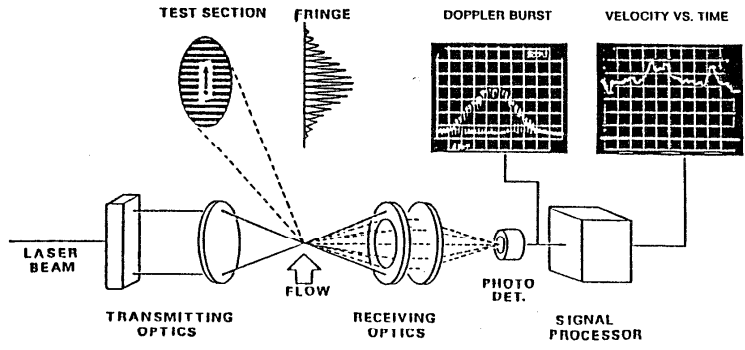


図1 差動型LDVの基本構成

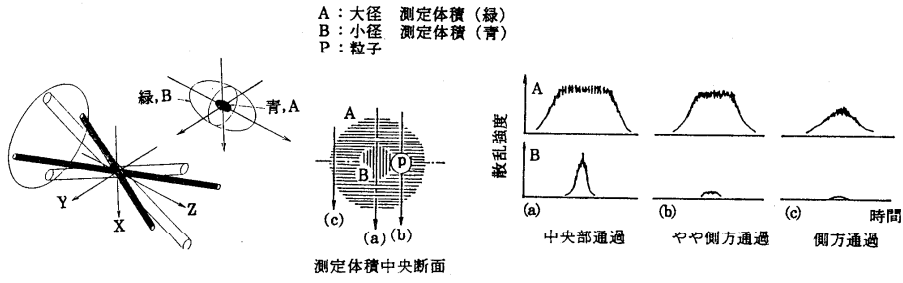


図2 二重体積構造の測定体積中の粒子の通過位置と出力信号

らもこれらの手法を開発し、二相流の流動と熱伝達の解析を行ってきた^(3,4)。散乱光強度法は散乱パラメータ ($= \pi d / \lambda$; λ ; レーザ光の波長) が約5以上では散乱光強度は粒径のほぼ二乗に比例するので図1のLDVの測定体積のほぼ中央を通過した粒子の信号を検出すれば粒径と速度が同時に測定できる。また、連続相に $1 \mu\text{m}$ 程度のトレーサ粒子を混入しておけば両相の速度および乱流諸量を測定できる^(4,5)。図2は粒径の測定精度の向上のため、粒径用の測定体積の波長を変え、二重体積構造にしたもの⁽⁶⁾でアルゴンレーザの488nm(青)と514.5 nm(緑)のビームを用いて図に示されるように粒子の通過位置による散乱光強度の誤差を低減できる。

散乱光強度法は信号の振幅を測定するためあまり高濃度の場合には光が減衰するため誤差が増大する。このような欠点を解決したのが図3に示す位相法のLDVである。光透過性の粒子の散乱光が空間につくる干渉縞を観察するとき、その間隔は小さい粒子ほど大きくなる。これは粒子がレンズの様に作用していると考えれば良い。粒子が動くとき、複数の位置で観測すると両者の間に位相のズレが生じる。この位相のズレは粒子の曲率に比例するので、真球を仮定

すれば粒径を決定できる。この原理は1975年に報告されていたが、⁽⁷⁾ 最近の電子素子の発展により新しい処理器も開発され測定結果に関する報告^(8,9)も多くなり、また市販されている製品もある。ドップラー位相法は適応が球状粒子に限られるものの光減衰の影響を受けにくく、屈折率と光学定数が求めれば校正する必要がないなどの利点がある。図4は最新の信号処理用のIC(DSP)を使用した処理器の一例⁽¹⁰⁾で、比較的劣化した信号でも解析できるFFT法を用いている。これにより測定された例として図5に一流体の噴霧ノズルの粒径別の二方向速度の相関図を示す。ノズル直下では大径粒子がその慣性のため大きな速度を有しており、下流に行くに従い一様な速度に近づく様子がよく判る。この位相法は液体中に気泡が存在する気液二相流にも適用が可能であり、局所的な、気泡速度と直径、さらにボイド率の測定結果も報告されている⁽¹¹⁾。

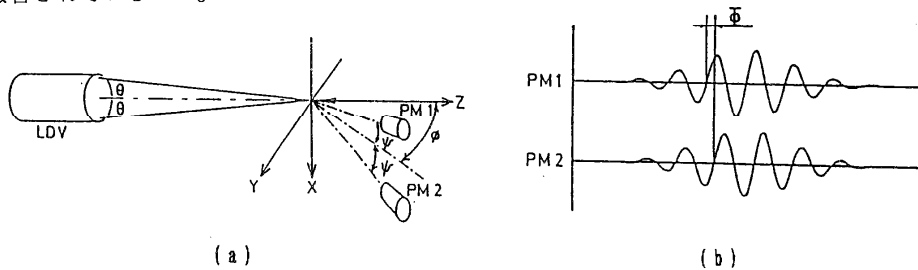


図3 ドップラー位相法の光学系の配置 (a) と出力信号 (b)

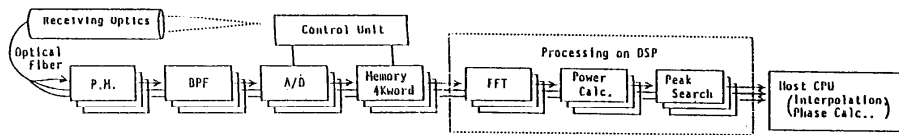


図4 DSPを用いた信号処理システム

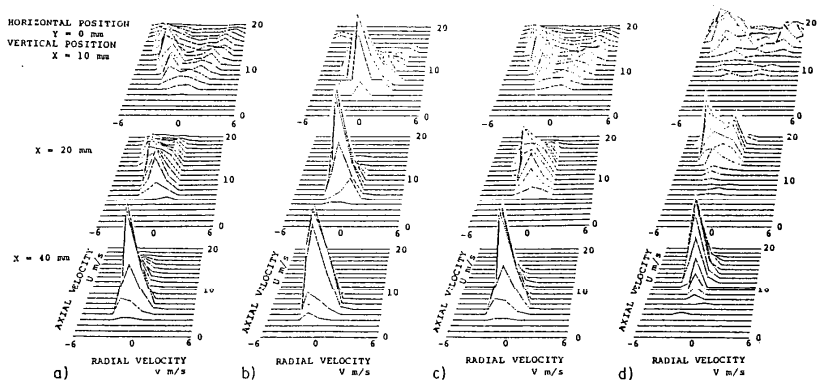


図5 噴霧ノズル直下でのU-V相関 a) 全粒径範囲、 b) 粒径 $0 \sim 30 \mu\text{m}$
c) 粒径 $30 \sim 80 \mu\text{m}$ c) 粒径 $80 \sim 200 \mu\text{m}$

2・2 LDVと温度または濃度の同時測定(LDVとレーリ散乱法の組み合わせ)

速度や濃度の変動に起因して、運動量や物質が輸送される様な乱流混合の場合には速度と同時に濃度の検出が、また、燃焼場などでは温度と速度の同時測定が必要になる。ここではレーリ散乱法による速度と温度または濃度の同時測定法について述べる。

レーリ散乱法の測定原理はレーリ散乱の強さがガス分子の数密度と散乱断面積に比例するという事実に基づいている。したがって、圧力と散乱断面積が一定の条件では気体の温度で決定され、圧力と温度が一定の場で完全ガスを仮定すればガスの数密度は一定になり、それぞれのガスの濃度によって散乱光強度が決定される。図6にLDVと組み合わせた例を示す⁽¹²⁾。ここで514.5nmの光はLDVとして用い、488nmをレーリ散乱用の光源として用いている。図7に測定結果の一例を示す。これはN₂雰囲気中にCO₂のジェットを吹きだした場での結果で、それぞれのガスのレーリ散乱光強度をあらかじめ検定しておけば濃度が知れる。ただし、LDVとの

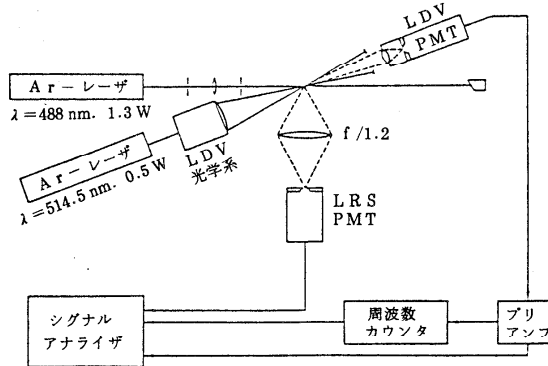


図6 LDVとレーリ散乱法を組み合わせた測定システム

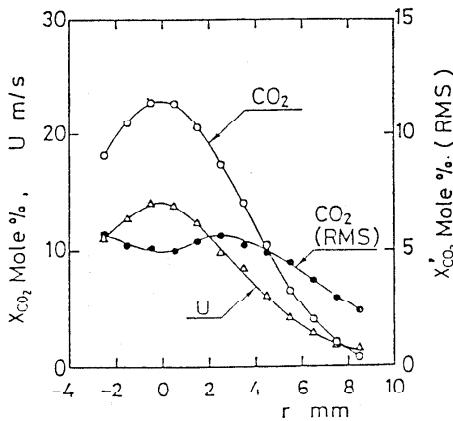


図7 軸方向速度とCO₂濃度と変動値(噴流出口50mm)

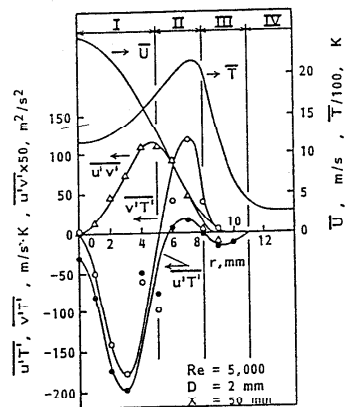


図8 乱流火炎中の乱れの相関値

併用ではトレーサ粒子が通過した際にMie散乱による信号が混入する。これはレーリ散乱光強度よりはるかに大きいので信号処理上で排除できる。したがってLDVの流速のデータが処理される直前の濃度のデータを検出すればほぼ同時測定ができる。

化学反応を伴う燃焼場への適応する場合は、散乱断面積を燃焼前後においてほぼ一定にする必要がある。図8は乱流拡散火炎中での測定例⁽¹³⁾で62.2% H_2 + 37.8% CH_4 の燃料を用いて散乱断面積の変化を5%以内に抑えている。その結果、速度と温度の変動の相関値の測定が可能となる。また、受光素子にダイオードアレイを用いて多点同時温度測定⁽¹⁴⁾も行われている。

3. ホログラフィーによる計測

図9にレーザホログラフィーの光学系の例を示す。レーザビームを分割し片方を参照光とし透過光と乾板上で干渉させ記録し、次に測定部で変化が生じた状態を観測すると両者の差がカメラに記録される。これは実時間干渉法と呼ばれ、時間的な変化を追う事ができ、また測定部以外の部分はお互いに相殺されるのでマッハツェンダー干渉計の様にミラーや窓に高精度の光学部品と使わなくても良い。このようなレーザホログラフィー干渉法では温度場や濃度場における等屈折率線を干渉縞として可視化し、温度分布や濃度分布が求められる。一般に、屈折率は密度により決まり、密度は濃度、圧力、温度の関数である。液体の屈折率はほぼ温度のみの関数と考えて良い。気体の場合は温度と圧力の関数として求められ、混合気体の場合は各成分の構成比で近似できる。したがって、温度もしくは濃度分布のどちらかが存在する場合は干渉縞から測定対象の各位置での屈折率が測定できる。しかし、温度と濃度の分布が共存する場ではこれらの手法では測定できず、後述する二波長ホログラフィー干渉法が用いられる。

本来ホログラフィー干渉法では光路長の変化を検出している事になるので、物質伝達の実験で用いられてきたナフタリン昇華法でその昇華量を位置の変化として測定できる。二重露光法

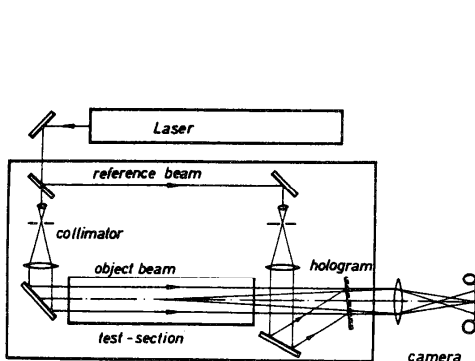


図9 ホログラフィ光学系の概略

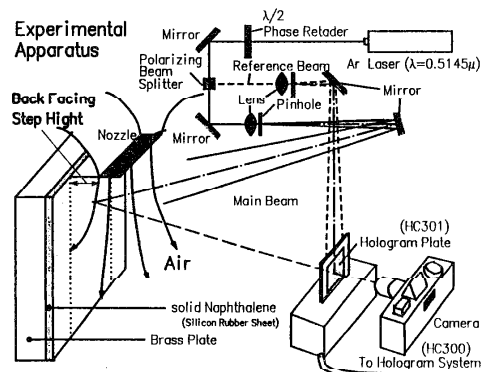


図10 物質伝達率測定用実験装置

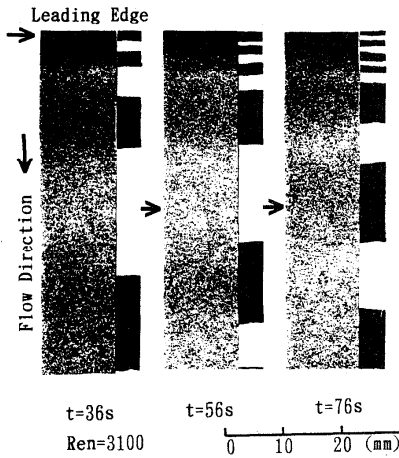


図1-1 平板上の流れの物質伝達率（干渉縞）

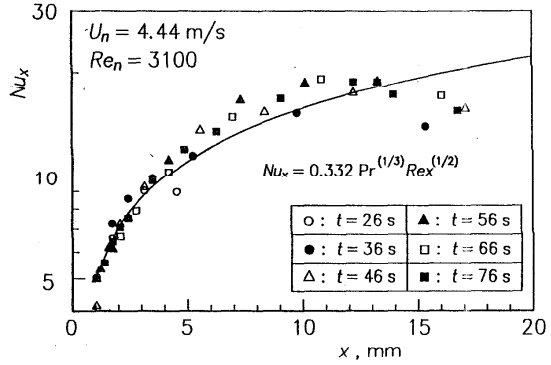


図1-2 局所熱伝達率分布

を用いて昇華物質（カンフェン）で表面をコーティングし壁面の昇華量を測定した例は⁽¹⁵⁾あるが時間的な変化を捉える事はできない。図1-10は土方ら⁽¹⁶⁾の行った物質伝達率分布の測定系である。実時間測定法により時間的な変化を捉える事ができる。後方ステップ流を測定対象としているが測定システムの検証のため図1-1に示される平板上の流れの結果を示している。ナフタリン表面の昇華による変化のため鮮明な干渉縞は得られにくい、測定開始からある程度の時間内では図1-2に示すように熱・物質の移動のアナロジーより求めたヌセルト数と良い一致が見られる。

多成分の物質が濃度と温度の勾配をもちながら流動している場合には屈折率は両者の関数となり単波長の干渉系では分離できない。そこで、同時に異なる波長を用いて、各成分の屈折率

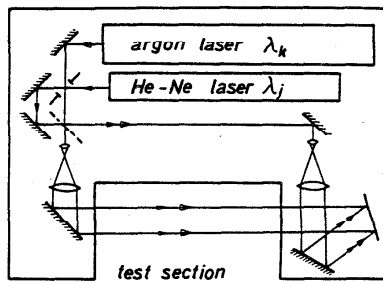


図1-3 二波長レーザーホログラフィ干渉計
 $\lambda_k=632.8\text{nm}$, $\lambda_j=457.9\text{nm}$

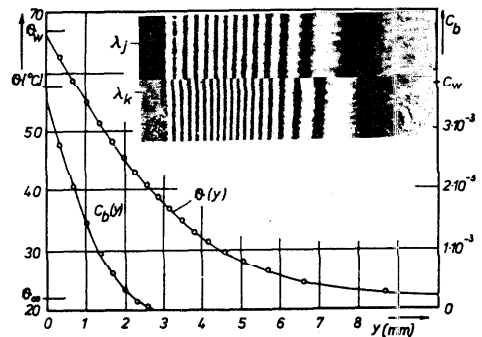


図1-4 ナフタリン被覆された平板まわりの層流境界層内の温度 θ と濃度 C

の波長依存性を利用する二波長干渉法が考えられている。これらの基本原理の詳細は紙面の関係上割愛するが、文献の17を参考にされたい。図13には代表的な二波長干渉計の構成図を示す。アルゴンレーザとHe-Neレーザを用い、ビームスプリッタで重ね合わせて測定部へと導く、他方のビームは参照光として乾板上に結ばせる。図14はナフタリン被覆された加熱平板の自然体流の層流境界層の干渉写真である⁽¹⁷⁾。この干渉縞の間隔を測定し、それぞれの成分の屈折率の波長依存性から濃度と温度が求められている。この例で二波長の差を大きくしているのは屈折率の差が大きく精度も向上するため、アルゴンレーザでは一番波長の短い457.9nmが用いられている。

4. LIF (レーザ誘起蛍光) 法による計測

流体中に混入した蛍光物質にある波長のレーザ光を照射すると分子が励起され基底状態にもどるときに光を放出する。この光の強度は励起された分子の数密度に比例するので、二成分中の片方にこの蛍光物質をいれておけば濃度の測定ができる。小森ら⁽¹⁸⁾は蛍光物質としてローダミンを用い、図15に示されるような測定システムを用いて乱流場での二成分濃度の測定を行っている。ここで、成分Aに蛍光物質を成分Bに散乱物質を混入し、ホトマル1ではハイパスフィルターで入射光の波長をカットして蛍光の信号を検出している。ホトマル2ではローパスフィルターで入射光と同じ波長の散乱光を受光する。ここであらかじめそれぞれの濃度とホトマル出力電圧を構成しておけば二成分の濃度が同時に測定できる。

最近、中島らは⁽¹⁹⁾新しい温度測定法として、LIFによる温度と速度の同時測定を試みている。これは、蛍光物質の濃度が一定の場合、蛍光強度が温度に依存する特性を利用し、蛍光物質の濃度が入射光の減衰が無視できるくらいに低い場合において、水温が20℃から70℃までの範囲でLDVと併用する事で温度と速度の同時測定を行っている。蛍光物質はローダミンBで前述の場合と同様にLDVのドップラー信号はフィルターにより分離している。

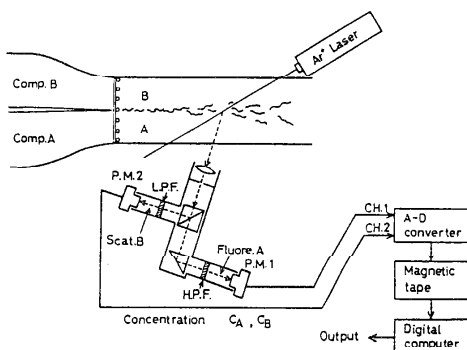


図15 LIFによる濃度測定装置

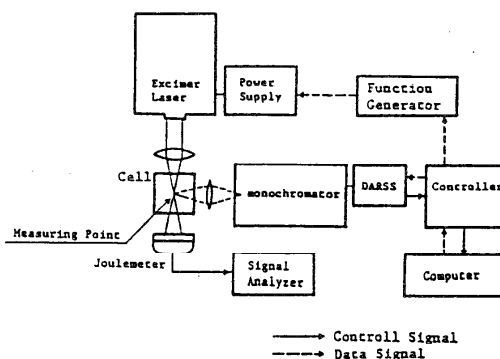


図16 LIFによる圧力場測定装置

気体分子からの蛍光を用いれば流動場での局所的な圧力の非接触測定が可能である⁽²⁰⁾。これはレーザ励起蛍光の強度の圧力に対する変化を測定する方法⁽²¹⁾や蛍光物質の吸収帯分布の勾配の圧力に対する変化を測定する方法⁽²²⁾がある。いずれもI₂などを蛍光物質として混入させ、高出力のアルゴンレーザを用いて励起させる。最近では、UV光のArFエキシマレーザを用いて複数の蛍光強度を測定しそれらの比から圧力を求める方法が開発されている^(23, 24)。図16に測定システムの概略を示す。蛍光放射スペクトルはモノクロメータで分光され、多チャンネル光検出器(DARSS)によって測定されるこれにより蛍光物質の濃度の不均一による誤差が低減でき、大気圧近くでも高い精度が得られるなどの特徴がある。

5. おわりに

熱流体の流動場の測定法について解説してきたが、レーザ計測は他にも本稿では説明できなかった手法も多々ある。例えば燃焼の分野で注目を集めているラマン法やCARS法⁽²⁵⁾があり、流れの面的な測定が可能なPIV (Particle Image Velocimeter)⁽²⁶⁾は最近の画像処理技術の発展にともない活発に利用されている。そのほかのレーザによる各種流体計測法に関しては柏木⁽²⁷⁾らによりまとめられた一覧を表1に示す。レーザを用いた流体計測は今なお発展し

表1 レーザによる各種流体計測法とその特徴

原理	手法	主な使用レーザ	対象とする測定量	特徴	電算機情報処理の重要性	
幾何光学	シャドウグラフ法	He-Ne	温度・圧力分布	調整簡単、密度変化の輪郭の可視化が容易	小	
	シュリーレン法	He-Ne	温度・圧力分布	衝撃波、境界層など密度こう配の大きな場に効果大	小	
波動光学	二光路干渉法	マッハツェンダ法 He-Ne	温度・圧力分布	気流内の温度、圧力分布の定量的測定、有限1次元測定容易	中	
	ホログラフィ干渉法	透過光干渉法	He-Ne	温度・圧力分布	液体内の無限幅干渉測定容易、光学部品安価	中
		多波長干渉法	He-Ne + Arイオン	温度 + 濃度分布	温度、成分濃度分布の同時計測可能、調整複雑	大 干渉じまの高精度自動読取り必要
		光膜干渉法	ルビー、Arイオン	流速分布	流速の二次元分布の測定可能、高速ではダブルパルスレーザ必要	中
	スペックル法	スペックル写真法	Arイオン、ルビー	流速分布	調整簡単、助線の必要性小、流速の二次元分布容易	大 スペックル写真および再生像の画像処理
		スペックル相関法	He-Ne、Arイオン	局所流速	調整簡単、時間的分解能大、信号処理容易	中
散乱分光	吸収レーザトモグラフィ法	He-Ne、色素、Arイオン	温度、濃度分布	三次元計測可能、温度と濃度の同時計測可能	大 高速画像処理必至	
	レーザドップラ法	局所計測法LDV	He-Ne、Arイオン	局所流速	分解能大、乱流、混相流の測定に有利	小
		イメージングシステムLDI	Arイオン	流速分布	流速の二次元分布の測定可能、等速度線の可視化容易	大 実時間処理により三次元測定可能
	レーレー散乱法	Arイオン	温度、圧力	散乱光弱く、ミー散乱の影響あり	中	
非弾性散乱	ラマン散乱法	Arイオン、YAG	温度、濃度	高分解能計測、単波長で多成分系の測定可、散乱光弱い	中	
	蛍光法	色素	温度、濃度	高分解能計測、CARS法に比べ低濃度測定に有効	中	
非線形効果	コヒーレント反ストークスラマン散乱CARS法	YAG+色素	温度、濃度	高分解能計測、レーレー、ラマン散乱に比べ、散乱光強くSN比大	大 高速パルスによる分光データの長時間処理	

ている領域であり、今後の電子計算機の能力が向上し、それによって信号および情報の処理法の進展しその結果ますます色々なレーザ計測法の展開が期待できるであろう。

最後に、本稿での3節の一部は岐阜大学の三松順治氏に原図を提供いただいた。またL I Fの最近の動向については大阪大学の平井秀一郎氏に資料をいただいた事を記し感謝の意を表す。

文献

- 1) Durst, F., Melling, A. and Whitelaw, J.W. "PRINCIPLE AND PRACTICE OF LASER DOPPLER ANEMOMETRY" 2nd ed. academic press, 1981
- 2) 流れの計測懇談会編 「LDVの基礎と応用」 日刊工業新聞社 昭和55年
- 3) 前田、他3名 「混相流中の微粒子の粒径、速度および濃度の非接触測定(けん用フリンジモードLDV光学系を用いた粒径測定)」日本機械学会論文集 B編, 48-425, 昭57, 69-77
- 4) 菱田、他2名 「固気二相軸対称噴流の乱れ構造」 日本機械学会論文集 B編, 51-467, (昭60) 2330-2337
- 5) Hishida, K. et. al., "Heat transfer to plane wall jet in gas-solids two-Phase flow", Proc. of Eight Int. Heat Transfer Conference, San Fransisco, USA, vol.5, 2385-2390
- 6) 日本機械学会 「燃焼のレーザ計測とモデリング」 丸善 昭和62年 36-43
- 7) Durst, F. and Zare, M. "Laser Dopler Measurements in Two-Phase Flows", Proc. of LDA-Symp., Copenhagen (1975) 430-429.
- 8) Bachalo, W.D. and Houser, M.J. "Development of the phase/Doppler spray analyzer for liquid drop size and velocity" AIAA-84-1199 (1984)
- 9) Bauckhage, K. and Schoene, A. "Measurement of velocity and diameter of small particles by using fast digital circuits for the on-line evaluation of laser-Doppler-signals" Part. Charact. 2, (1985) 113-118
- 10) 菱田、他3名 「気流中の微粒子の速度、粒子径の同時測定(ドップラ位相の高速デジタル処理による検出)」 日本機械学会論文集 B編, 55-509, (1989) 80-85
- 11) 大場、他2名 「レーザ計測法による垂直管内気泡流の研究(第3報、気泡速度と液速度の同時測定)」 日本機械学会論文集 B編 51-472 (1985) p.4194
- 12) 高城、他2名 「レーザ散乱法による濃度の検出とレーザドップラー法を併用した濃度と流速の同時測定」 日本機械学会論文集 B編, 52-474 (1986) p.785
- 13) 井田、大竹 「乱流拡散火炎構造とその相似性に関する実験的研究」 日本機械学会論文集 B編, 56-531, (1990) 3514-3521

- 14) 小宮山、他2名 「レーザ・レイリー散乱を用いた乱流拡散火炎内の多点同時温度測定」
日本機械学会論文集 B編, 54-502, (昭63) 1486-1490
- 15) Gross-Wilde, H. & Uhlenbusch, "Measurement of local mass-transfer coefficients
by holographic interferometry" Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.21 (1978)
677-682
- 16) 土方、三松 「ホログラフィー実時間干渉法による物質伝達率分布の可視化」 日本機
械学会論文集 B編, 56-524, (1990) 1226-1130
- 17) Mayinger, F. & Pankin, W. "Holography in Heat and Mass Transfer" Proc. of the
5th Int. Heat Transfer Conf. Vol.6 (1974) 28
- 18) 小森、他3名 「レーザ蛍光・散乱法による乱流場での二成分濃度の同時測定」 第25
回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1988-6) p.28
- 19) 中島、他3名 「LDVと蛍光法を用いた水の速度と温度の同時測定」 第27回日本伝
熱シンポジウム講演論文集 (1990-5) p.355
- 20) 平井、 「気体分子からの蛍光を用いた圧力の非接触測定」 日本機械学会誌 (1989-10)
p.85
- 21) Gross, K.P. et. al., "Measurement of temperature, density, pressure, and their
fluctuations in supersonic turbulence using laser-induced fluorescence",
Experiments in Fluids 5, (1987) Springer-Verlag, 372-380
- 22) Hiller, B. & Hanson, R.K. "Simultaneous planar measurements of velocity and
pressure fields in gas flows using laser-induced fluorescence", Applid Optics,
Vol.27, No.1, (1988) 33-48
- 23) 上野、他4名 「誘起蛍光スペクトルを用いた圧力の非接触測定」 第27回燃焼シン
ポジウム, (1989) 247-249
- 24) 平井、他4名 「NOからのレーザ誘起蛍光スペクトルを用いたガス圧力の非接触測定」
第28回燃焼シンポジウム, (1990) 419-421
- 25) 例えば、牧野、他2名 「部分予混合拡散火炎の火炎構造 (CARSによる吹飛び限界
近傍の火炎構造の研究) 日本機械学会論文集 B編 57-533 (1991-1) p.333
- 26) 例えば、Willert, C.E. and Gharib, M. "Digital Particle Image Velocimetry",
Experiments in Fluids vol.10 No.4 (1991) p.181
- 27) 柏木ら 「レーザによる流体計測と情報処理」 日本機械学会誌 87-785 (1984)
p.341

<編集後記>

第29期「伝熱研究」編集後記

第29期編集委員長 太田照和（東北大）

昨年名古屋での伝熱シンポジウムで、前期編集委員長の服部賢先生から委員長を引継ぎしてからまもなく一年、「伝熱研究」第114号から117号までの4号の編集を終えることができた。これらの各号の刊行は担当編集委員各位の御尽力と事務局の方々の大変なご努力の賜物であり、ここに心から御礼申し上げます。

今期の「伝熱研究」は次のような内容として刊行された。

第114号 <特集：第27回日本伝熱シンポジウム>

第115号 <特集：伝熱研究の動向>

第116号 <特集：第9回国際伝熱会議>

第117号 <特集：伝熱における計測技術>

第114号は例年と同様な内容であるが、論文総数351編、参加者982名のシンポジウムに参加できなかった会員の方々、ご自身の専門以外のセッションに出席できなかった方々に、大変な盛会であったシンポジウムの雰囲気、全体像を御理解頂ければとの意図である。

第115号は第28期編集委員会で御検討・決定されていた、26回を重ねた日本伝熱シンポジウムにおける全体的な研究の動向をとりまとめたものである。その経緯については服部委員長の手記にあるとおりであり、東京大学小竹進先生の全面的な御協力によってはじめて実現されたものである。編集にあたっては、あくまで26年にわたる全体的な動向の把握に重点を置くこと、伝熱研究の動向に主眼を置くために流れのみの論文は割愛するなどの基本方針でまとめられている。刊行後には会員の方々から種々御意見を頂戴していますが、以上の事を御理解頂きたいと思います。また誤字、脱字などは編集委員会の校正が不十分であったことによるもので深くお詫び申し上げます。

第116号は第9回国際伝熱会議の特集号とした。4年に一度、しかも遠隔の地エルサレムでの開催について、特に研究内容の紹介に重点を置き、若手研究者の印象も含めた。4年後のキエフでの第10回会議の参考になればさいわいである。

第117号は、近年の計測機器、その処理方法などエレクトロニクスの急激な進展とともに著しく変貌している伝熱研究における計測技術についての特集号とした。学生会員のみならず若手研究者の参考になればさいわいである。

以上の他に、本期中は研究会の学会（法人）移行問題、事務の業務委託に関する問題などが取り上げられている。これらは会員の皆様に直結する重要な問題であり、今後も継続されることと思います。

最後に、御多忙中、原稿を執筆頂いた方々に厚く御礼申し上げます。

< 地方研究グループ活動報告 >

北海道地方研究グループ

北海道地方研究グループ第3回講演会

主題：「放射熱伝達－その基礎と応用」

日時：平成3年1月26日（土） 13:00～17:10

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20名、学生、院生約10名

題目および話題提供者：

1. 実在気体中でのモンテカルロ法による非灰色放射解析

北海道大学工学部 谷口 博、工藤 一彦、大高 円

固体壁面に囲まれた実在気体を含む放射場の解析手法として従来から用いられる仮定条件は各種放射物性値を一定とする灰色近似が多く、水蒸気や二酸化炭素等その放射物性に強い波数選択性を有する場合にはあまりにも大胆な近似計算となる。そこで本研究では、モンテカルロ法による解析手法を開発し、燃焼ガスを対象に解析を試み、本手法が放射エネルギーの輸送機構を明らかにする上で有効であること、また二つの解析手段による計算結果の比較から在来手法の問題点などが指摘された。

2. 大気開放乱流拡散火炎からの放射熱（サーマルカメラによる計測）

北海道大学工学部 早坂 洋史

灯油プール火災を対象にしたサーマルカメラ（1秒間に20画面の処理速度）による計測を行い、プール火災で重要な外部放射熱分布が求められた。外部放射熱は、みかけの火災温度データからの変換手法を用いることにより求めることが出来、その結果、熱伝堆（サーモパイル）型の広角放射計による測定値と同程度の値が得られることが示された。また、今後の展望として、サーマルカメラの情報を基に高放射能領域の移動速度や燃焼速度に重要なタンク液面付近の放射強度などの解析に有効であり、この問題について検討する予定であることが報告された。

3. ワールドソーラーチャレンジ '90とソーラーカーの可能性

(株) ほくさん、研究開発本部 中村 英己

昨年11月、3000kmの砂漠地帯を走破する豪で開催された第2回ワールドソーラーチャレンジカーレースに太陽電池メーカーとして参加し、ホンダ車と共に高順位入賞を果たした模様と、前回の参加経験を生かして車に登載される動力源としての太陽電池の高効率化、高エネルギー密度化及び車体の軽量化、モジュールの曲面化などの技術開発に関する苦心談とその成果について話題提供された。

4. 豪ソーラーカー・レースに参加して

北見工業大学 金山 公夫

上位入賞はならなかったものの同じソーラーカーレースに京セラと共同研究により開発された車で参加した模様と各国のソーラーカーに対する取り組みの状況が報告された。またこの経験をベースに、ガソリン車との性能的、構造的比較からその将来性や今後の太陽エネルギー利用の展望について話題提供があった。

以上の話題に対しそれぞれ活発な質疑が交わされ、盛会裡に終了した。引続き懇親会が持たれ、次年度企画として北海道地区でも他地区同様、1泊2日程度の伝熱セミナーを開催すべきとのことから、その企画案や運営方法などについて自由討議がなされた。

(北海道地方連絡幹事 花岡 裕)

九州研究グループ講演会

日時：平成2年12月21日（金） 13:30～17:00

場所：九州大学工学部機械系大会議室

講演：

(1) 銅-水ウィックレスヒートパイプの伝熱特性

田中 修（九工大） 越野 英和（九工大）

安積 則義（九工大） *栗木 淳（九工大院）

長さ1.5 m の銅-水ウィックレスヒートパイプを用いて各傾き角（0°～90°まで15°間隔）について熱流束（100～150,000 W/m²）と熱伝達率の関係や、傾き角（0°, 5°, 15°, 30°）が最大熱輸送量に与える影響などに関する実験を行なった。その結果、蒸発熱伝達率および凝縮熱伝達率と熱流束の関係は、0°以外ではどの傾き角でも同様の傾向を示すことがわかった。また、傾き角が大きいほど最大熱輸送量も大きくなるが、その理由の解明が今後の課題である。

(2) スーパーヒートパイプの伝熱特性

田中 修（九工大） 越野 英和（九工大）

*酒井 久（九工大院） 稲田 嘉宜（九工大院） 寺本 淳（九工大）

全長7.0 m、及び11.0 mのヒートパイプ（外形25 mm、勾配2%、作動流体R22）について実験を行い、定常実験では、100～1000（W/m²）の低熱流束域での実験を行い、蒸発部及び凝縮部での熱伝達特性を調べ、また最大熱輸送に限界を与える原因についても解析を行った。さらに、非定常実験では、定常状態に到るまでの間に起こる複雑なヒートパイプの温度変化についての解析を行った。解析の結果、最大熱輸送に限界を与える原因は、その作動流体の封入量によって異なり、現時点における結果では、圧力損失とエントレインメントによって説明ができる。

(3) 2成分相変化材の凝固過程

*笹口 健吾（熊大院） 野口 尚志（熊大院） 森山 芳生（熊大院）

合金の凝固、蓄冷、あるいは自然界などに多く見られる多成分物質の凝固問題に関する研究は比較的少なく、いまだ不明の点が多い。そこで本研究では、塩化アンモニウム（NH₄Cl）水溶液の2成分相変化材を用い溶液の初期濃度及び初期過熱度、冷却面温度、冷却面の姿勢などのパラメータが凝固形態に及ぼす影響を系統的に調べた。その結果、特に冷却面の姿勢によって様々な特徴ある凝固形態が現れることを示した。また今後の解析に際しての問題点も指摘した。

(4) ラグランジュ的手法による固気二相流の数値解析

*清水 昭比古(九大総理工)

固気二相流の数値解析では総合的に見てラグランジュ法がオイラー法にまさる、との視点に基づいて、ラグランジュ法開発の現状とプログラム化の具体的な方法が紹介された。曲円管内流と自由噴流を例にとり、粒子運動の基礎方程式、粒子間衝突、流路壁における粒子の不規則反発、乱流の場合の周囲流体のランダムサンプリング法、乱流モデルを含む気相のオイラー的な支配方程式中に現われるソースタームの記述法などが、計算結果とともに示された。

(5) 温度成層型蓄熱水槽の蓄熱効率

*宮 武 修(九大工)

深夜電力を利用する経済性の高い蓄熱式空調システムに組み入れる蓄熱水槽の施工に当たっては、多くの場合、模型実験を実施して事前に蓄熱性能の予測を行っている。模型実験を行うことなく適切な蓄熱水槽の設計と操作条件の選定を可能にするため、蓄熱効率をアルキメデス数、ペクレ数及び槽幾何形状比から予測する半経験式を、直方体槽と円筒槽、単槽と多槽、邪魔板設置の有無のそれぞれの場合について導出した。

九州地方連絡幹事 深 野 徹

<お知らせ>

第29期（平成2年度）総会のお知らせ

本会の第29期（平成2年度）総会が、日本伝熱シンポジウムの第2日目に下記のごとく開催されますので、会員各位のご出席をお願いいたします。

記

日 時	平成3年5月30日（木）	13:10～13:50
場 所	福岡リーセントホテル 〒812 福岡市東区箱崎 2-52-1 Tel 092-641-7741 Fax 092-641-5851	
議 題	(1) 平成2年度会務報告 (2) 平成2年度会計報告 (3) 会名称変更に関する審議 (4) 会費値上げに関する審議 (5) 日本伝熱研究会学術賞・技術賞授与 (6) 第30期役員選出 (7) 旧・新会長挨拶	

第 28 回日本伝熱シンポジウム

開催 5月29日～5月31日

(申込先: 第28回日本伝熱シンポジウム準備委員会)

[主催: 日本学会会議熱工学研究連絡委員会, 日本伝熱研究会, 日本機械学会ほか]

開催日 平成3年5月29日(水)～5月31日(金)

講演会場 福岡リーセントホテル
〒812 福岡市東区箱崎 2-52-1
TEL 092-641-7741 FAX 092-641-5851
地下鉄2号線「箱崎宮前」下車③出入口より徒歩3分。

- 1) ※印は講演者, 各講演は10分, 討論はそれぞれの講演群のうちで適宜まとめて行います。
2) 連名者で所属(勤務先, 通学先)が省略されている方は, 前者と同じです。

プログラム 一般(1名)事前申込6,000円, 当日申込7,000円。
参加費 学生・大学院生(1名)事前申込8,000円, 当日申込3,500円(いずれも講演論文集代を含みません)。

講演 1セット5,000円(消費税含む)。
論文集代 ただし, 郵送の場合は1セット8,660円(送料含む)。
(日本伝熱研究会会員には1セット無料進呈)

第1日 5月29日(水)

<<< A 室 >>>

懇親会 日時 5月30日(木) 18:30～20:30
会場 福岡リーセントホテル
会費 事前申込6,000円, 当日申込7,000円。ただし, 同伴夫人は無料です。

[強制対流(Ⅰ)] 9:00～10:40

座長 岡崎 健(豊橋技科大)
小森 悟(九大)

- A111 ローレンツ力作用下でのディスク型MHD発電機内の熱伝達
機正 ※吉川 邦夫(東工大), 中村 俊男
機正 塩田 進
- A112 壁面乱流における準秩序構造に伴う熱輸送機構
機学 ※富田 康意(東大), 機正 笠木 伸英
機正 黒田 明慈(北大)
- A113 壁乱流熱輸送の秩序性とそのモデル
機正 ※田川 正人(名工大), 機正 長野 靖尚
- A114 高温に加熱された壁の間の二次元乱流の構造
※イ ニョーマン グデ ワルグナ(慶大)
機正 植田 利久, 機正 溝木 雅彦
- A115 逆圧力こう配乱流境界層の流動と伝熱
(第1報, 速度場の平均特性)
機正 ※長野 靖尚(名工大), 機正 田川 正人
近藤 聡

参加 郵便振替払込用紙を1人につき1枚ご使用になり, 通信
申込要領 信欄に[(1)氏名(ふりがな), (2)勤務先または学校名, (3)参加費(一般・学生を明記), (4)懇親会費(夫人同伴の方はその旨を明記), (5)講演論文集冊数および金額(進呈分を除く), (6)合計金額] をご記入の上, 当該費用をご送金ください, 参加証は当日受付にてお渡しします。

なお, 事務の簡素化と経費削減のため, 郵便局で受け取られる郵便振替払込金受領書をもって, 本件の領収書に替えさせていただきますので, 何卒御了承下さいますようお願い申し上げます。

[強制対流(Ⅱ)] 10:50～12:30

座長 鈴木 健二郎(京大)
吉川 邦夫(東工大)

- A121 低Pr数流体の乱流熱伝達の直接数値シミュレーション
機学 ※大坪 康彦(東大), 機正 笠木 伸英
機学 富田 康意
- A122 温度不安定流における渦形成と混合の数値シミュレーション
機正 ※小宮山 正治(阪大), 機正 高城 敏美
機学 福山 雄二
- A123 円管内安定温度成層流の乱流熱輸送
(熱輸送機構の流れ方向変化)
機正 ※小林 健一(慶大), 機正 渡田 公一
機正 前田 昌信
- A124 気液界面での乱流輸送における境界条件
機学 ※村田 會(東大), 機正 飛原 英治
機正 斎藤 孝基
- A125 風波界面での乱流構造と物質移動機構との関連性
化工正 ※小森 悟(九大)
化工正 小林 寛樹(リコー)
化工正 村上 泰弘(九大)

事前 平成3年5月10日(金) 消印有効
申込締切

申込先

郵便振替口座: 福岡0-68076
第28回日本伝熱シンポジウム準備委員会

問合せ先 (参加申込に関すること)

〒816 福岡県春日市春日公園 6-1
九州大学機能物質科学研究所
システム工学部門
TEL 092-573-9611 内606(高松洋)
FAX 092-575-3634

(講演に関すること)

〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1
九州大学工学部機械工学科
TEL 092-641-1101 内5456(吉田敬介)
FAX 092-641-9744

当日受付 第1日8時30分よりシンポジウム会場で行います。

[強制対流 (Ⅲ)] 13:30~15:10

- 座長 笠木 伸英 (東大)
 服部 直三 (東京理科大)
- A131 後方ステップ流における圧力・速度相互相関を用いた乱流の組織的構造の解明
 機正 土方 邦夫 (東工大), 機正 ※井上 淳一
- A132 後方ステップ流の再付着域の伝熱メカニズムの解明
 伝学 ※塚本 哲巳 (岐阜大), 機正 三松 順治
 機正 熊田 雅弥
- A133 噴流による後向きステップ下流の再付着領域の熱伝達特性の制御に関する研究
 機学 ※小池 徹 (琉球大), 高良 卓 (三菱電機)
 機正 親川 兼勇 (琉球大), 機正 馬淵 幾夫
- A134 円柱はく離域の伝熱機構
 伝学 ※加藤 昌尚 (岐阜大), 機正 熊田 雅弥
 機正 三松 順治
- A135 半翼形渦発生体における流れの構造と熱伝達
 機正 柳原 ジュランディール一蔵 (横浜国大)
 機正 ※鳥居 薫

[強制対流 (Ⅳ)] 15:20~17:00

- 座長 馬居 薫 (横浜国大)
 親川 兼勇 (琉球大)
- A141 円柱列の強制対流熱伝達
 機学 ※徳永 幸二 (東京理科大), 機正 服部 直三
- A142 直交二円柱よりの強制対流熱伝達
 機正 ※堀部 明彦 (北大), 機正 福迫 尚一郎
 機正 山田 雅彦, 機学 加藤 久宣
- A143 異径2円柱からの対流熱伝達に及ぼす低周波脈動の影響
 機正 ※榎和田 宗彦 (岐阜大), 機学 吉川 徹
 機正 熊田 雅弥, 機正 三松 順治
- A144 傾斜円柱の強制対流熱伝達
 機学 ※大森 公広 (東京理科大), 機正 服部 直三
- A145 一様流中の長方形柱の熱伝達
 機正 ※五十嵐 保 (防衛大)

[強制対流 (Ⅴ)] 17:10~18:30

- 座長 五十嵐 保 (防衛大)
 榎和田 宗彦 (岐阜大)
- A151 二次元乱流衝突噴流の数値解析
 機正 杉山 均 (宇都宮大), 機正 秋山 光庸
 ※沢田 敬一 (トキメック)
 機正 平田 賢 (東大)
 機正 一宮 向 (宇都宮大)
- A152 熱流束補正を考慮した単一円柱衝突噴流の伝熱特性
 機正・原正 一宮 浩市 (山梨大)
 機学 ※中村 好男
- A153 フラフホディのある軸対称管内噴流の熱伝達
 機正 千田 衛 (同志社大), 機学 ※小田 耕嗣
 機学 岡本 茂之, 機正 吉川 進三
- A154 噴流と後流の組合せによる伝熱促進
 化工正 ※片岡 邦夫 (神戸大), 化工正 大村 直人
 化工正 濱野 眞一 (神戸製鋼)

<<< B 空 >>>

[沸騰 (Ⅰ)] 9:00~10:40

- 座長 門出 政則 (佐賀大)
 横谷 走雄 (東大)
- B111 ステンレス鋼表面からの水の沸騰開始
 ※馬 紹定 (愛媛大), 機正 阿部 文明
 機正 水上 紘一

- B112 沸騰開始時の気泡成長 (高過熱度域)
 機正 ※佐古 光雄 (広島大), 機学 金丸 宏
 機正 菊池 義弘
- B113 気泡微細化現象の発生音特性
 機正 ※久保 良 (東北大)
 機正 島田 了八 (石巻専大)
 機正 熊谷 哲 (東北大)
- B114 流れに直交する円管及び円管列の核沸騰熱伝達
 機正 藤田 恭伸 (九大), 機正 ※日高 澄具
 藤井 智晴
- B115 接触角のヒステリシスに関する研究
 機正 庄司 正弘 (東大), 機学 ※張 曉毅

[沸騰 (Ⅱ)] 10:50~12:30

- 座長 庄司 正弘 (東大)
 佐古 光雄 (広島大)
- B121 ビンフィン付き面上の沸騰熱伝達
 機正 ※童 明偉 (重慶大)
- B122 多数の垂直チャンネルを有する高熱負荷沸騰放熱フィンに関する研究
 機正 ※中島 忠克 (日立), 機正 大橋 繁男
 機正 桑原 平吉, 機正 高橋 研二
- B123 二成分混合液の核沸騰熱伝達
 機正 藤田 恭伸 (九大)
 機正 ※曾里田 幸典 (九州電力)
- B124 ブール沸騰に関する研究
 (核沸騰伝熱の相関式と沸騰曲線の推算法)
 機正 ※坂下 弘人 (北大), 機正 熊田 俊明
- B125 自然対流飽和沸騰における沸騰曲線予測の試み
 機正 西尾 茂文 (東大), 機学 ※永井 二郎

[沸騰 (Ⅲ)] 13:30~15:10

- 座長 西尾 茂文 (東大)
 水上 紘一 (愛媛大)
- B131 微小重力下における沸騰現象の観察
 機正 ※岡 利春 (慶大)
 機正 阿部 宣之 (電総研)
 杉口 卓也 (慶大), 機正 森 康彦
 機正 長島 昭
- B132 核沸騰熱伝達に及ぼす超音波の影響
 機正・原正 芹沢 昭示 (京大), 原正 高橋 修
 機正・原正 河原 全作, 原学 ※青木 紀勝
 機正・原正 三島 嘉一郎
- B133 細線からの自然対流, 核沸騰および膜沸騰伝熱に対する超音波照射の影響
 機正・化工正 飯田 嘉宏 (横浜国大)
 機正 ※筒井 健太郎
- B134 磁場勾配における磁性流体のブール核沸騰熱伝達促進
 機正・原正 ※高橋 実 (東工大), 大川 理一郎
 松崎 充男, 機正・原正 井上 晃
- B135 非共沸混合媒体用EHD蒸発器の研究
 機正 ※矢部 彰 (機械技研)
 機正 牧 博司 (東京理科大), 中台 保広

[限界熱流束] 15:20~17:00

- 座長 吉田 駿 (九大)
 藤田 秀臣 (名大)
- B141 垂直加熱面上のブール沸騰における限界熱流束
 機正 ※門出 政則 (佐賀大), 機正 三原 信一
- B142 極細線のバーンアウト熱流束に関する研究
 (線径の影響とサブクール特性)
 機正 庄司 正弘 (東大), 機正 ※吉原 正博 (日大)

- B143 ブール沸騰に関する研究
(Kutateladze-ZuberのCHF式と沸騰現象)
機正 ※熊田 俊明(北大), 機正 坂下 弘人
- B144 広い圧力範囲の強制流動サブクール沸騰・限界熱流束の予測
機正 ※甲藤 好郎(日大)
- B145 わじりテープ挿入管のサブクール沸騰限界熱流束
(圧力及び管のギャップの影響)
機正・原正 稲坂 富士夫(船舶技研)
機正・原正 成合 英樹(筑波大)
機学 ※藤崎 亘, 機正・原正 石黒 博
- [蒸発] 17:10~18:30
座長 加治 増夫(阪大)
森 康彦(慶大)
- B151 蒸発液滴の抗力係数
機正 荒木 信幸(静岡大), ※糟屋 秀暢
機正 牧野 敦
- B152 EHD効果を用いた液滴の蒸発促進(第3報)
(電場のもとでの気液界面の不安定現象について)
機正 ※高野 清(東大), 機正 棚澤 一郎
機正 西尾 茂文
- B153 ミストによる噴流熱伝達
機正 ※西脇 仁一(西脇研), 田畑 裕彦(東海大)
渡辺 聡
- B154 低圧環境下のスプレ・フラッシュ冷却
機正 ※小熊 正人(石播), 下柳田 明子
須栗 信也, 機正 矢野 歳和
- <<< C 室 >>>
- [自然対流(I)] 9:00~11:00
座長 上原 春男(佐賀大)
小山 繁(九大)
- C111 スクエアキャビティ内自然対流熱伝達問題の高効率数値解法
の研究
機学 ※中村 慎(東北大), 機正 齋藤 武雄
機正・化工正 ※岡田 和人(九大)
機正・化工正 尾添 紘之
- C112 ゼロプラントル数流体の振動自然対流の数値計算
機正・化工正 ※岡田 和人(九大)
機正・化工正 尾添 紘之
- C113 側壁加熱容器内における内部発熱流体の自然対流数値解析
機正 ※布施木 徹(計算流体研)
Jae Min Hyun (KALSI, Korea)
機正 桑原 邦郎(宇宙科学研)
- C114 鉛直2平板間における二重拡散自然対流
(濃度勾配系での数値シミュレーション)
化工正 ※鎌倉 勝善(富山高専)
機正・化工正 尾添 紘之(九大)
- C115 放射を考慮した密閉空間内自然対流に関する数値解析
機正 秋山 光庸(宇都宮大), 機正 杉山 均
※李 真(朝日工業)
- C116 密閉空間自由対流における伝熱面突起の相互干渉
機正 ※吉岡啓介(大分大)
- [自然対流(II)] 11:10~12:30
座長 藤井 丕夫(九大)
中山 顕(静岡大)
- C121 垂直平板上自然対流乱流熱伝達のモデル化に関する一考察
機正 ※福田 照美(豊田高専), 機正 小森 勝大
- C122 自然対流乱流境界層のエネルギー生成機構
機正 ※辻 俊博(名工大), 機正 長野 靖尚
機学 西尾 澄人
- C123 自然対流によるカルマン渦列の発生とその渦放出
機正 ※能登 勝久(神戸大), 寺本 健治
松崎 克弥, 機正 中島 健
- C124 水平円柱まわりの強制-自然共存対流の熱伝達
(対向流の熱伝達)
機正 北村 健三(豊橋技科大), 機学 ※田畑 秀之
機学 本間 勝
- [二相流(I)] 13:30~14:50
座長 坂口 忠司(神戸大)
小泉 安郎(工学院大)
- C131 MAC法による単一気泡挙動の数値解析
機正 ※西原 淳夫(日立), 機正 木枝 茂和
- C132 気液二相乱流の界面輸送項の検討
機正・原正 ※片岡 勲(京大)
機正・原正 岸沢 昭示
- C133 低速二相流の研究
(1. 局所的な水の逆流と液膜の構造)
機正 ※安達 公道(山形大)
- C134 発電プラント配管内飽和水の流動時目己蒸発現象
機正 ※渡邊 敬信(東芝)
- [二相流(II)] 15:00~17:00
座長 深野 徹(九大)
刑部 真弘(東京商船大)
- C141 鉛直壁流下液膜の波の運動:波の合体と屈曲の観察と考察
機学 仲間 栄元(琉球大), 機学 泉 祐正(九大)
機正 ※野底 武浩(琉球大), 機正 長田 孝志
- C142 流下液膜の流動特性に関する研究
(第2報:波の高さと速度分布)
機正 ※関根 郁平(苫小牧高専)
機正 熊田 俊明(北大)
- C143 流下液膜の膜厚変動にみられるカオスの特徴
機正 ※森 幸治(阪大), 機学 吉田 章人
機学 辻野 尚哉, 機正 世古口 言彦
- C144 流下液膜への炭酸ガス吸収に関する研究
機正 長崎 孝夫(東工大), 機正 土方 邦夫
※笠井 一成
- C145 らせん管内環状二相流における液膜の挙動
機正 ※渡辺 修(愛知工大), 機正 部谷 尚道
機学 中島 謙司, 機正 藤田 秀臣(名大)
- C146 ら旋細線などを挿入した管内における環状液膜流の研究
(エントレインメント抑制効果の原因と実験相関式)
機正 汐崎 浩毅(船舶技研), 機正 ※波江 貞弘
- [二相流(III)] 17:10~18:30
座長 土方 邦夫(東工大)
片岡 勲(京大原研)
- C151 蒸発を伴う蒸気-液滴二相噴流
機正・原正 ※矢野 隆(東工大)
機正・原正 井上 晃
機正・原正 高橋 実
- C152 のど部形状を変えることによる単成分二相ノズル効率の改善
機正 ※中川 勝文(豊橋技科大), 市川 雅雄
- C153 軟磁性体粒子を含む気体を用いた局所熱伝達の増進と制御
機学 ※高水 秀(慶大), 機正 菱田 公一
機正 前田 昌信
- C154 曲円管内固気二相流の数値解析
機正・原正 清水 昭比古(九大)
機正・原正 長谷川 修(久留米高専)
原学 波多江 英一(九大), ※金巻 裕一

<<< D 室 >>>

[熱交換器 (I)] 9:00~10:20

- 座長 朝志田 肇司(芝浦工大)
橋詰 健一(東芝)
- D111 ビンフィン群内の流れと熱伝達特性
機学 ※原 拓実(東京農工大), 機正 望月 貞成
機正 八木 良向(東京職訓短大)
- D112 ビンフィン放熱器の伝熱特性
機正 ※水上 浩(東芝), 機准 川野 浩一郎
機正 久野 勝美, 機正 佐々木 富也
機止 若輪 秀夫
- D113 非一様温度ストリップ列からの強制対流熱伝達
(温度スケール係数を用いる評価法)
機正 ※埋橋 英夫(日立)
機正 中山 恒(東工大)
機正 黒崎 晏夫, 柳 浩敏(日立造船)
- D114 二重管型熱交換器の層流熱伝達について
機正・冷正・空正 ※石原 勲(関西大)

[熱交換器 (II)] 10:30~12:30

- 座長 望月 貞成(東京農工大)
一宮 浩市(山梨大)
- D121 スワール型コールドプレート伝熱流動特性実験
航空正 ※山田 浩之(川崎重工)
航空正 中村 達三郎, 航空正 村岸 治
- D122 EHD沸騰熱交換技術の実用化に対する検討
機正 ※緒方 潤司(三菱重工)
機正 矢部 彰(機械技研)
山崎 健利(東京電力)
- D123 塩化リチウム水溶液の自由対流熱伝達
機正 ※朝志田 肇司(芝浦工大)
機正 一色 尚次(日大)
機正 片山 功蔵(芝浦工大)
- D124 スリット状充てん層における物質移動
(毛管内の水の伝熱特性)
化工正 荻野 文丸(京大), 化工正 鎌田 正裕
化工学 ※向井 圭
- D125 数珠状液滴列を用いる気-液接触操作
(液滴列の挙動観察と熱交換特性の推算)
服部 健二(慶大), 伝学 ※石川 光国
機正 森 康彦
- D126 傾斜スプレー塔による液-液接触熱・物質移動操作の電気流
体工学的促進
(II. 限界ホールドアップと移動特性の推算)
機正 ※望月 高昭(慶大), 機正 森 康彦
機正 梶 信藤(職訓大)

[流動層 (I)] 13:30~14:50

- 座長 片岡 邦夫(神戸大)
鳥越 邦和(ダイキン)
- D131 流動層内水平円管周りの粒子挙動と熱伝達特性(第3報)
機正 ※加藤 泰生(山口大), 機正 宮本 政英
機学 河野 敦之, 機正 出井 安正(宇部興産)
- D132 流動層中の水平加熱円管まわりの非定常流動構造と伝熱機構
(第2報: 粒子径の影響)
機正 石黒 博(筑波大), 機学 ※市川 和芳
機正 成合 英樹
- D133 流動層熱交換器の伝熱促進機構
(III) 粒子の運動による境界層かく乱効果の評価と他の伝熱
促進機構の寄与
機正 黒崎 晏夫(東工大), 機正 佐藤 勲
機学 ※奈良 英一

D134 固気二相流動の安定化と局所循環増進による伝熱促進

機正 熊田 雅弥(岐阜大), 機正 三松 順治
機学 ※戸崎 宗

[流動層 (II)] 15:00~16:20

- 座長 宮本 政英(山口大)
佐藤 勲(東工大)
- D141 流動層による高温微細粒子の急速冷却
機正 福迫 尚一郎(北大), 機正 山田 雅彦
機准 ※安田 光伸(石播)
機正 折田 寛彦(三菱重工)
- D142 極浅層流動層熱交換器の実験的研究
機正 ※北野 仁(東北大), 機正 相原 利雄
機正 下山 利幸, 機正 金 柱均
- D143 液相流動層における流動伝熱特性
冷正 ※阿部 法光(東芝), 機正・冷正 橋詰 健一
- D144 流動する核反応発熱粒子・ガス間の熱伝達に関する基礎的研究
機正・原正 戸田 三朗(東北大)
原字 ※米酒 芳, 任吉 実

[燃焼] 16:30~18:50

- 座長 工藤 一彦(北大)
吉澤 義男(東工大)
- D151 シャトル型非定常燃焼バーナーの火炎伝播特性
化工学 ※小林 敬幸(名大), 化工正 板谷 義紀
化工正 架谷 昌信
- D152 アセチレン-空気予混合火炎内でのPAHの生成
機正 ※佐野 妙子(東海大)
- D153 船煤燃焼の研究
-ハニカム触媒の温度場の解析-
機正 ※近野 淳子(公實研), 機正 竹内 正雄
- D154 ガスタービン用燃焼器内流動解析
化工学 ※古畑 朋彦(東北大), 化工正 丹野 庄二
化工正 三浦 隆利, 宮淵 吉洋(富士石油)
安部 利男(三井造船), 杉本 富男
嶋 一雄
- D155 高圧下における燃料液滴の燃焼に対するふく射の効果
伝学 ※山崎 浩司(東北大), 機正 齋藤 武雄
- D156 水面上の液体燃料プール燃焼におけるボイロオーバー
(燃焼初期の燃料層内温度分布)
機学 ※後藤 昭和(大分大), 機正 伊藤 昭彦
機正 稲村 隆夫(東北大)
Saito Kozo (Kentucky大)
- D157 液面燃焼により生じる拡散火炎からの放射熱
(火炎流れ方向の放射熱分布)
機正 ※早坂 洋史(北大), 古積 博(消防研)
機正 田城 徹雄(北大)

<<< E 室 >>>

[融解・凝固 (I)] 9:00~10:40

- 座長 福迫 尚一郎(北大)
青木 和夫(長岡技術大)
- E111 Stefan数が大きい場合の接触融解熱伝達の数値解析
伝学 ※加藤 和三(東北大), 機正 齋藤 武雄
- E112 2次元領域の凝固に及ぼす自然対流の効果
伝学 ※佐藤 聡(東北大), 機正 齋藤 武雄
- E113 接触融解過程の伝熱促進の解析的研究
機正 斎藤 彬夫(東工大), 機正 ※洪 熙基
機学 広兼 修

- E114 多孔質層内の固-液相変化
(フィン付き伝熱面回りの非定常熱伝達: 数値解析)
機正 ※笹口 健吾(熊本大), 機学 武生 裕之
- E115 く形容器内における多孔質物質中の水溶液の凝固
(粒子物性の影響を考慮)
機正 岡田 昌志(青山学院大), 機学 村上 正人
機正 松本 浩二, 機学 ※藪下 雄一

[融解・凝固(II)] 10:50~12:30

- 座長 服部 賢(長岡技科大)
笹口 健吾(熊本大)
- E121 高分子ポリマーの高速融解過程の解明
機正 ※三松 順治(岐阜大), 機正 熊田 雅弥
機正 三矢 輝章(日立)
- E122 粒状ポリエチレン蓄熱体による潜熱蓄熱
(放熱特性を予測する半経験式の導出)
化工正・機正 宮武 修(九大)
化工学 本田 祥也, 化工学 ※瓜生 勝剛
化工学 米盛 勉, 化工学 村井 洋一
- E123 高融点潜熱蓄熱カプセル内の接触/自然対流複合融解の研究
機正 ※齋藤 武雄(東北大), 伝学 加藤 和三
- E124 楕円カプセル内の複合融解の実験的研究
(アスペクト比の影響)
機正 ※勝尾 正秀(湘南工科大)
機正 齋藤 武雄(東北大)
- E125 二重管形潜熱蓄熱器の放熱過程における相似曲線
(伝熱促進体としての金属板の影響)
機正 ※海野 紘治(豊田工大)
黒川 秀亮(矢崎総業)
機正 小林 清志(豊田工大)

[融解・凝固(III)] 13:30~15:30

- 座長 齋藤 武雄(東北大)
竹越 栄俊(富山大)
- E131 流動過冷却水による製氷現象について
機正 稲葉 英男(岡山大), 機学 ※武谷 健吾
機正 野津 滋
- E132 過冷却を伴う円管内流水の凍結開始条件
機正 ※平田 哲夫(信州大), 機学 田中 邦章
- E133 ダクト内凍結層界面上の流れ挙動
機正 ※田子 真(北大), 機正 福迫 尚一郎
機学 多田 剛
- E134 オリフィスを有する水平円管内凍結挙動
機正 福迫 尚一郎(北大), 機正 山田 雅彦
機准 ※安部 有(ピー・ユー・ジー)
- E135 水平円管群周りの氷生成・融解に関する研究
(第2報: 伝熱管配列及び本数による影響)
機正 鳥越 邦和(ダイキン), 機正 ※仲沢 優司
機正 木下 和彦
- E136 傾斜矩形潜熱蓄熱槽の非定常熱特性
(伝熱面に板状フィンを設けた場合)
機正 ※稲葉 英男(岡山大)
機正 長谷 元弘(ファナック)
機正 野津 滋(岡山大)

[融解・凝固(IV)] 15:40~17:40

- 座長 宮武 修(九大)
齋藤 彬夫(東工大)
- E141 生物試料の凍結
-過冷を伴う非平衡モデル-
機正 林 勇二郎(金沢大)
機准 ※百生 登(富山県立大)

- E142 膜で仕切られたセル内の水溶液の凍結と混合
機正 ※日向 滋(信州大), 機正 姫野 修廣
機正 桜井 正幸
- E143 溶液の過冷却凝固
-緩和過程の速度論-
機正 林 勇二郎(金沢大)
機正 ※園峰 寛司(明石高専)
- E144 2成分系の凝固過程における二重拡散対流
機正・化工正 ※西村 龍夫(山口大)
化工学 藤原 昌樹(富山大)
化工正 宮下 尚
- E145 不溶性二成分物質の凝固・融解
(成分比による特性)
機正 ※石川 正昭(信州大), 機正 平田 哲夫
機正 玉木 忍乎
- E146 伝熱促進体を含んだ混合材料の融解過程に関する研究
機正 ※平澤 良男(富山大), 機正 竹越 栄俊
機学 濱田 俊克

第2日 5月30日(木)

<<< A 室 >>>

[強制対流(VI)] 9:00~10:40

- 座長 秋山 光庸(宇都宮大)
熊田 雅弥(岐阜大)
- A211 矩形管内助走区間における流動と物質伝達
機正 ※廣田 真史(名大), 機正 横沢 馨
機正 藤田 秀臣, 野々川 岳司
- A212 ビンフィンの伝熱現象
機正 西脇 仁一(西脇研),
※生田 四郎(カルソニック)
機正 鳥居 薫(横浜国大)
山口 正義(西脇研)
- A213 A Numerical Investigation of Flow Past Ribs in
a Channel
※B. Treidler(京大),
J. A. C. Humphrey(UC Berkeley)
機正 鈴木 健二郎(京大)
- A214 L E B U板と渦発生体の組み合わせを挿入した乱流境界層に
おける熱伝達
機学 ※稲岡 恭二(京大), 鈴木 一之
機正 鈴木 洋, 機正 萩原 良道
機正 鈴木 健二郎
- A215 複数個の円柱を挿入した平行平板間流路の流動および熱伝達
特性
※瀧下 俊行(京大), 機正 鈴木 洋
機正 鈴木 健二郎, M. S. Bergin

[強制対流(VII)] 10:50~12:30

- 座長 石垣 博(航技研)
菱田 公一(慶大)
- A221 液体振動による熱伝達の促進
-側壁境界条件の影響-
機正 ※小澤 守(神戸大)
機正 河本 明(東芝)
- A222 電場を利用した固気混相流熱伝達の促進と制御
-ダクト流における粒子挙動と熱伝達-
機正 ※多田 幸生(金沢大), 機正 滝本 昭
機准 小村 伸次(松下電産)
機正 林 勇二郎(金沢大)

- A223 縦渦列による層流境界層熱伝達の促進
機正 柳原 ジュランディールー蔵 (横浜国大)
機正 鳥居 薫, 機学 ※中山 謙
- A224 組み合わせたバンドにおける流れと熱伝達
機学 ※西谷 理 (愛媛大), 機正 青山 善行
機正 土方 邦夫 (東工大),
機正 二神 浩三 (愛媛大)
- A225 カーボン極細線繊維群からの熱伝達率の非定常測定
機正 ※円山 重直 (東北大)
機正 辻野 智二 (熊本大)
機正 相原 利雄 (東北大)

[強制対流 (VM)] 14:10~15:50

- 座長 高城 敏美 (阪大)
小澤 守 (神戸大)
- A231 回転翼挿入による管内熱伝達の促進
機学 ※瀧名波 出 (琉球大), 機正 親川 兼勇
機正 馬淵 幾夫
- A232 タービンシュラウド面上の流動と伝熱特性
機正 熊田 雅弥 (岐阜大)
機正 小幡 正一 (石播)
伝学 ※岩田 哲 (岐阜大)
渡辺 修
- A233 共軸の円板と円筒間の回転流における熱伝達
化工正 荻野 文丸 (京大), 化工正 ※河合 一徳
化工学 中村 敏和
- A234 回転多角柱から空気への熱伝達
伝学 ※高橋 勤 (本田技研)
佐藤 守 (日本モトローラ)
機正 佐藤 恭三 (東北学院大)
- A235 遠心浮力が作用する直交回転流路の流動伝熱特性
機正 ※田村 洋 (航技研), 機正 石垣 博

[強制対流 (DX)] 16:00~17:40

- 座長 太田 照和 (東北大)
清水 昭比古 (九大)
- A241 空気によるしみ出し冷却に関する研究
機正 ※吉川 進三 (同志社大), 機正 千田 衛
機正 坂口 勝次, 機学 渋谷 秀記
- A242 多孔質板内部の流れを考慮した吹き出しを伴うチャネル流の流動・伝熱特性 (層流の場合)
機准 ※Ali K. A. RAHMAN (京大), 機正 鈴木 健二郎
機正 萩原 良道, 高浦 仁史
- A243 下面加熱を受ける水平球状粒子充填層の対流熱伝達
機正 稲葉 英男 (岡山大), 機准 ※尾崎 公一
機正 野津 滋
- A244 多孔質角柱後方の流れ
機正 ※桑原 不二朗 (静岡大), 機学 入間 晴之
機正 中山 顕, 機正 児山 仁
- A245 衝突噴流を伴う空気によるしみ出し冷却に関する研究
機正 吉川 進三 (同志社大), 機正 千田 衛
機正 ※坂口 勝次, 機学 渋谷 秀記

<<< B 室 >>>

[沸騰 (IV)] 9:00~10:40

- 座長 伊藤 猛宏 (九大)
花岡 裕 (室蘭工大)
- B211 水平加熱面上の定常遷移沸騰に関する研究
機正 庄司 正弘 (東大), 機学 ※黄 子諒
機正 横谷 定雄

- B212 自然対流膜沸騰に関する研究
(長い蒸気膜を有するサブクール膜沸騰)
機正 ※大竹 浩靖 (東大), 機正 西尾 茂文
- B213 水平円柱からの膜沸騰熱伝達に関する理論的研究
原正 ※竹内 右人 (京大), 原正 塩津 正博
原正 桜井 彰
- B214 膜沸騰熱伝達に於ける流れの影響
原学 ※劉 秋生 (京大), 原正 塩津 正博
原正 桜井 彰
- B215 触媒反応を伴う膜沸騰熱伝達に関する研究
機正・原正 ※奥山 邦人 (横浜国大)
機正・化工正 飯田 嘉宏

[沸騰 (V)] 10:50~12:30

- 座長 藤田 恭伸 (九大)
飛原 英治 (東大)
- B221 冷媒の水平蒸発管内熱伝達に関する整理式の比較検討
機正 吉田 駿 (九大), 機正 森 英夫
機正 ※洪 海平, 下郡 嘉大
- B222 混合冷媒の水平蒸発管内熱伝達
機正 ※静谷 光隆 (日立), 機正 伊藤 正昭
機正 土方 邦夫 (東工大)
- B223 鉛直円管内における非共沸二成分混合媒体の蒸発熱伝達に関する数値解析
機准 ※柴田 豊 (京大), 機正 鈴木 健二郎
機正 萩原 良道
- B224 カーエアコン用プレートフィンエバポレータの冷媒側伝熱促進 (リップ傾斜角の影響)
機正 ※山本 敏博 (日本電装), 機正 大原 敏夫
機正 藤田 秀臣 (名大)
- B225 鉛直管内超流動ヘリウムの相変化を伴う熱輸送特性
※山下 理道 (東工大), 機正 岡村 哲至
低温正 佐川 幸栄, 機正 吉澤 義男

[ヒートパイプ] 14:10~15:50

- 座長 井村 英昭 (熊本大)
神永 文人 (茨城大)
- B231 銅-水ウィックレスヒートパイプの伝熱特性 (II)
機正 田中 修 (九工大), 機正 越野 英和
※栗木 淳
- B232 スーパーヒートパイプの基礎実験と応用 (II)
機正 田中 修 (九工大), 機正 越野 英和
酒井 久, ※稲田 嘉宣
寺本 淳
- B233 二成分ヒートパイプの非定常現象と作動限界に関する研究
機正 深野 徹 (九大), 機正 ※角口 勝彦
恵美 洋一
- B234 2成分混合媒体を用いたヒートパイプの数値解析
機正 土方 邦夫 (東工大), 機正 ※長崎 孝夫
宮澤 宏志
- B235 SO_2/SO_3 反応系を用いた高温ケミカルヒートパイプに関する研究
化工学 ※曾 維平 (名大), 化工正 松田 仁樹
化工正 架谷 昌信

[二相サイフォン] 16:00~17:40

- 座長 田中 修 (九工大)
架谷 昌信 (名大)
- B241 直接冷却法による高発熱機器の熱制御実験
航空正 ※宮坂 明宏 (NTT), 機正 角田 博明
- B242 サーマサイフォン型ヒートパイプの伝熱特性に関する研究
機正 ※神永 文人 (茨城大), 四ツ倉 照益
機正 岡本 芳三, 原正 伊藤 治彦 (原研)

- B243 密閉形二相サーモサイフオンの熱輸送特性に及ぼす加熱面粗さの効果 (第2報)
機正 ※宮下 徹 (工学院大), 機学 北山 浩
機正 福田 辰洋, 機正 小泉 安郎
- B244 閉二相サーモサイフオンの定常熱伝達性能
- 加熱部周囲温度一定条件下での傾斜角依存性 -
太陽正 ※須田 不二夫 (東海大), 佐藤 隆司
嶋田 義勝
- B245 二相ループ形熱サイフオン内の流動と熱伝達
(二本加熱管の場合)
機正 井村 英昭 (熊本大), 機学 野田 賢一
機学 ※堀江 慶篤

<<< C 室 >>>

[自然対流 (III)] 9:00~10:40

- 座長 戸田 三朗 (東北大)
能登 勝久 (神戸大)
- C211 垂直平行パネルの冷却特性に関する研究
機正 ※小川 直也 (東芝), 機正・冷正 橋詰 健一
- C212 鉛直平行平板群の自然対流熱伝達
機学 ※機間 悟 (九大), 松尾 忠海
機正 藤井 不夫, 機正 富村 寿夫
- C213 He II における過渡熱伝達と臨界熱流束 (II)
原正 ※塩津 正博 (京大), 原正 畑 幸一
原正 桜井 彰
- C214 円柱群の自然対流熱伝達
機学 ※川島 隆二 (東京理科大), 機正 服部 直三
山田 尚央
- C215 球型照明器具の自然対流熱伝達
機正 ※池田 隆政 (松下電工), 鈴木 達也
機正 藤井 哲 (九大)

[自然対流 (IV)] 10:50~12:30

- 座長 吉岡 啓介 (大分大)
尾添 紘之 (九大)
- C221 直流電場中の自然対流に関する研究
機正 ※前川 透 (東洋大)
機正 安部 啓成 (三菱マテリアル)
機正 棚澤 一郎 (東大)
- C222 垂直ダクトによる自然対流熱伝達の促進
機正 原 利次 (日立), 化工正 ※柴田 耕一
機正 唐司 茂樹, 機正 土方 邦夫 (東工大)
- C223 熱スクリーンによる自然対流の抑制と促進
機正 増岡 隆士 (九工大), 機学 ※白石 正照
機正 鶴田 隆治, 機正 谷川 洋文
- C224 傾斜密閉容器内の自然対流熱伝達
(内部物体の熱伝導率の違いによる熱伝達の促進と抑制効果)
機正 木村 照夫 (福井大), 機正 竹内 正紀
機学 ※宮永 俊晴
- C225 二液層のロールオーバー現象に関する基礎的研究
※片山 佳裕 (静岡ガス)
機准 林 謙年 (NKK)
機正 棚澤 一郎 (東大), 機正 西尾 茂文

[自然対流 (V)] 14:10~16:10

- 座長 増岡 隆士 (九工大)
竹内 正紀 (福井大)
- C231 加熱円柱まわりのダルシーおよび非ダルシー複合対流
機正 ※中山 頭 (静岡大), 機学 伏屋 勉
機正 桑原 不二朗, 機正 児山 仁

- C232 ハニカムコアをもつ鉛直多孔質層内の自然対流熱伝達
(第2報 ハニカムコアが極めて薄い場合)
機学 ※山口 義幸 (都立大), 機正 浅古 豊
機正 中村 博, M.Faghri (Rhode Is.大)
- C233 開放形円管熱サイフオンの伝熱特性
機正 ※川上 一美 (富士電機)
機正 菱田 誠 (原研)
- C234 マランゴニ自然共存対流に及ぼす蒸発の影響
機正 三田地 紘史 (豊橋技科大)
機学 ※斎藤 伸, W.J.Yang (ミシガン大)
西村 基 (豊橋技科大)
- C235 着霜現象に対する電場の効果
(第2報 自然対流下の鉛直平面の場合)
機正 ※宗像 鉄雄 (機械技研), 機正 矢部 彰
機正 棚澤 一郎 (東大)
- C236 立方体容器内の液体ガリウムの磁場自然対流伝達速度のデータ相関について
機正・化工正 ※尾添 紘之 (九大)
機正 岡田 和人

[二相流 (IV)] 16:20~17:40

- 座長 有富 正憲 (東工大)
仮屋崎 侃 (福岡大)
- C241 気液二相流における伝熱と流動機構のアナログ
機正 ※加治 増夫 (阪大), 機正 世古口 言彦
- C242 逆環状流の熱伝達と流動様式遷移
機正 ※竹中 信幸 (神戸大), 機正 藤井 照重
機学 滝本 聡志
- C243 内面溝付き銅管の伝熱性能
機正 ※佐藤 好生 (住友軽金属), 機正 野世溪 精
- C244 凝縮を伴う管内二相流に関する研究
(非凝縮性ガスの影響)
機正・原正 ※堀 豊 (東北大)
機正・原正 戸田 三朗, 阿川 一美 (中国電力)

<<< D 室 >>>

[ヒートポンプ (I)] 9:00~10:20

- 座長 斎藤 孝基 (東大)
菊池 義弘 (広島大)
- D211 垂直に流下する臭化リチウム水溶液膜への水蒸気の吸収
機正 森岡 斎 (徳島大), 機正 ※清田 正徳
中尾 竜二
- D212 水溶液の液膜厚さが水蒸気吸収に与える影響
機正 一色 尚次 (日大), 機正 ※小川 清
機正 安田 賢二 (ダイキン)
- D213 変沸点液の吸収熱伝達における CCS 伝熱面
(CCS 管の意義と効用)
機正 ※一色 尚次 (日大), 機正 小川 清
- D214 二次元等曲率伝熱面 (CCS) を有する伝熱管の吸収熱伝達
(第2報)
機正 一色 尚次 (日大), 機正 ※船戸 寧
機正 小川 清, 機正 佐々木 直栄
橋本 博實

[ヒートポンプ (II)] 10:50~12:10

- 座長 飯田 嘉宏 (横浜国大)
森岡 斎 (徳島大)
- D221 吸着ヒートポンプへの応用のためのシリカゲル/水系高温吸着特性
化学工 ※小塚 淳 (名大), 化工正 渡辺 藤雄
化工正 架谷 昌信

- D222 流下液膜式吸収器の研究
 高原 勉(東大), 林田 篤
 機正 ※飛原 英治, 機正 斎藤 孝基
 機正 八橋 元(荏原製作所)
- D223 フィン付き管による吸収器の吸収促進の研究
 機正 土方 邦夫(東工大), 機正 ※李 承甲
 機正 長崎 孝夫
- D224 熱交換器特性を考慮したヒートポンプ特性解析
 (第1報 単段給湯ヒートポンプの凝縮器特性の影響)
 機正 ※岩坪 哲四郎(電中研), 機正 長谷川 浩巳

[ふく射(I)] 14:10~16:10

- 座長 越後 亮三(東工大)
 小幡 正一(石播)
- D231 分子動力学法による遠赤外線スペクトルの研究
 機学 ※松本 壮平(東大), 機正 庄司 正弘
 機正 小竹 進
- D232 極低温における熱ふく射率の測定
 超電導マグネットに使用される各種材料について
 機正 ※天野 俊之(三菱電機), 低温正 尾原 昭徳
- D233 金属実在表面の反射性質における過渡挙動に関する数値実験
 機正 牧野 俊郎(京大), 機学 加賀 邦彦
 ※村田 英太郎
- D234 連続体近似法による球充てん層内放射エネルギー透過解析法
 機正 ※工藤 一彦(北大), 機正 谷口 博
 機正 金 鎔模(韓国海洋大)
- D235 配向を考慮した繊維集合体のふく射伝播の予測
 機正 ※山田 純(東工大), 機正 黒崎 晏夫
- D236 逆散乱問題の回復解析法
 機正 ※上宇都 幸一(大分大)

[ふく射(II)] 16:20~18:00

- 座長 牧野 俊郎(京大)
 上宇都 幸一(大分大)
- D241 ふく射吸収材の非定常温度分布の解析
 (In-depth Radiationと熱伝導を考慮する場合)
 機正 ※金丸 邦康(長崎大), 機学 東 昌彦
- D242 ふく射変換体を用いたメタノール・水蒸気改質に関する研究
 (第2報)
 機正 越後 亮三(東工大), 機正 花村 克悟
 機学 ※林 哲也
- D243 Profile of Effective Absorption Coefficient in
 Non-Gray Gas Layer
 機正 工藤 一彦(北大), 機正 谷口 博
 ※マルクス・スマルソノ, 機正 小幡 正一(石播)
- D244 平行平板間の放射・対流伝熱におけるガスの非灰色効果
 機正 工藤 一彦(北大), 機正 谷口 博(北大)
 機正 小幡 正一(石播), 機学 ※大高 円(北大)
- D245 突起付ダクト内に置かれた高温加熱円管群よりの伝熱促進効果
 機正 鳥越 邦和(ダイキン), 機正 川添 政宣
 機正 ※毛馬 大成

<<< F. 空 >>>

[融解・凝固(V)] 9:00~10:40

- 座長 稲葉 英男(岡山大)
 岡田 昌志(青山学院大)
- E211 塩水中におかれた水平氷柱の融解熱伝達
 機正 福迫 尚一郎(北大), 機正 山田 雅彦
 機准 ※高波 信一(旭化成)
 機准 丸山 知郎(日野自動車)

- E212 流れにおかれた氷柱の融解
 機正・冷正 服部 賢(長岡技科大)
 機正・冷正 青木 和夫, ※斎藤 高徳
 岡 恭彦
- E213 温水散布による融雪過程の研究
 機正 青木 和夫(長岡技科大), 機正 服部 賢
 機学 ※北村 基彦, 機正 石川 信幸(宮城高専)
- E214 潜熱蓄熱球カプセルを利用した冷熱輸送システムの性能評価
 (第2報:従来の冷熱輸送システムとの性能比較)
 機正 黒崎 晏夫(東工大), 機正 佐藤 勲
 ※田中 誠一, 機学 大平 昭義(芝浦工大)
- E215 クラスレート式蓄熱空調システムに関する研究
 宮治 正三(中部電力), 小島 晋(三菱重工)
 機正 近藤 文男, 機正 山中 敏彦
 機正 伊坂 安生, ※牧野 隆

[生産加工プロセス(I)] 10:50~12:10

- 座長 今石 宣之(九大)
 西村 龍夫(山口大)
- E221 噴流加熱式ガスエッジヒーターにおける伝熱現象
 鉄鋼正 ※平本 祐二(新日鐵), 鉄鋼正 池崎 英二
- E222 コークス炉内の伝熱に及ぼすガス流れの影響
 化学正 ※中島 宏幸(東北大), 化学正 壁上 洋
 化工正 三浦 隆利
- E223 コークス塊内熱応力解析
 化学正 ※佐藤 洋史(東北大), 化工正 三浦 隆利
 有馬 孝(新日鐵)
- E224 中止
- E225 3次元成形セラミックスの乾燥収縮および応力割れに関する研究
 化学正 室家 健(名大), 化工正 ※坂谷 義紀
 化工正 架谷 昌信

[生産加工プロセス(II)] 14:10~15:30

- 座長 林 勇二郎(金沢大)
 三浦 隆利(東北大)
- E231 熱流体解析で現れる非対称連立1次方程式の新解法
 ※藤野 清次(計算流体力学研)
- E232 中止
- E233 確率有限要素法を用いた熱伝導問題の数値解析
 (コンピュータ冷却熱解析への応用)
 機正 ※木枝 茂和(日立), 機正 大黒 崇弘
 頭士 鎮夫
- E234 LSIアルミ配線への周期的ON/OFF通電時の熱・寿命
 解析
 機正 ※平澤 茂樹(日立), 古沢 健志
 日野出 憲治, 大和田 伸郎(日立デセ)
 山口 日出
- E235 溶融塩炉の炉心部減速材の温度分布
 機正 ※三田地 紘史(豊橋技科大)
 原正 古川 和男(東海大)
 機学 下田 隆行(豊橋技科大)
 原正 加藤 義雄(原研)

[生産加工プロセス(III)] 16:00~18:00

- 座長 中山 恒(東工大)
 宗俊 鉄雄(機械技研)
- E241 交流磁界中の溶融金属の電磁流体解析
 伝正 ※金子 克志(新日鐵), 伝正 恒成 敬二
 坂根 淳一, 伝正 藤 健彦
 竹内 栄一

- E242 水平横方向の一様な外部磁場下におけるチョクラルスキー対流の三次元数値解析
 化学工学 ※藤 敬司 (九大)
 機正・化工正 尾添 紘之
- E243 チョクラルスキー法による溶融すずの固化実験
 機正・化工正 尾添 紘之 (九大)
 化学工学 藤 敬司
- E244 SiC 炉内挿入物の炉特性への影響
 化学工学 本田 康司 (九大)
 化工正・機正 ※今石 宣之
 化工正 塚田 隆夫 (東北大)
 化工正 宝沢 光紀
- E245 Si 融液対流の三次元速度解析
 ※渡辺 匡人 (日本電気), 江口 実
 化工正 柿本 浩一, 日比谷 猛俊
- E246 総合対流伝熱モデルによるシリコン炉内の温度場と速度場の解析
 化工正 ※柿本 浩一 (日本電気)
 ビエール ニコデム (カトリック大)
 フランソワ デュブレ, マーセル クロシェ

第3日 5月31日(金)

<<< A 室 >>>

- [強制対流 (X)] 9:00~10:40
 座長 萩野 文丸 (京大)
 北村 健三 (豊橋技科大)
- A311 暮盤目槽内管群の層流熱伝達の数値解析
 機正 太田 照和 (東北大), 機正 ※朴 祥奎
- A312 加熱平行平板間の複合対流熱伝達の数値解析
 機正 秋山 光庸 (宇都宮大), 機正 杉山 均
 ※広川 和仁 (日産自動車)
- A313 体積力が作用する管内層流の相似性
 機正 ※石垣 博 (航技研)
- A314 強制・自然共存対流下における水平円柱周りの熱伝達 (第1報 熱伝達と壁温変動)
 機正 菊池 義弘 (広島大), 伊藤 典之
 機学 ※森川 佳昭, 徳井 清
- A315 燃焼ガスプラズマ境界層での大電流アーク発生機構
 機正 ※岡崎 健 (豊橋技科大), 機学 奥村 幸彦
 A. サティーン クマール

- [強制対流 (XI)] 10:50~12:30
 座長 長野 靖尚 (名工大)
 千田 衛 (同志社大)
- A321 乱流の不規則性に関する考察 (第一報 不規則の定義と標本の大きさ)
 機正 高橋 孝富士 (香川職訓短大)
 機正 ※千葉 徳男
- A322 一様乱流への応力方程式モデルの適用性
 機正 ※河村 洋 (東京理科大), 石井 英二
- A323 正三角形断面管路内の三次元乱流解析
 機正 杉山 均 (宇都宮大), 機正 秋山 光庸
 機正 平田 賢 (東大), ※上野 智志 (花王)
- A324 2 方程式乱流モデルによる壁乱流の速度場・温度場の解析
 機学 ※鹿園 直毅 (東大), 機正 笠木 伸英
- A325 密度変化を考慮した乱流モデルの検討
 機正 ※末永 潔 (三菱重工)
 機正 吉田 英生 (東工大)

- [強制対流 (XII)] 13:30~14:30
 座長 河村 洋 (東京理科大)
 吉田 英生 (東工大)
- A331 二次元チャネル内乱流の低レイノルズ数効果について
 機正 ※黒田 明慈 (北大), 機正 笠木 伸英 (東大)
 機正 平田 賢
- A332 3次元直接計算による間水路乱流の数値シミュレーション
 化学工学 ※永翁 龍一 (九大), 化工正 小森 悟
 化工正 村上 泰弘
 流体正 千葉 賢 (計算流体研)
- A333 火災時におけるトンネル内気流のモデリング (三次元乱流数値モデルの検討)
 機学 ※藤 宏 (東大), 機正 飛原 英治
 機正 斎藤 孝基

- [強制対流 (XIII)] 14:40~17:00
 座長 黒崎 晏夫 (東工大)
 富村 寿夫 (九大)
- A341 マイクロチャンネルを利用したICチップの冷却に関する研究
 機正 ※北村 健三 (豊橋技科大), 機学 沼田 光春
- A342 基板上に配置したフィン付きパッケージの放熱性能の簡易予測法
 機正 ※松島 均 (日立), 機正 柳田 武彦
 機正 近藤 義広
- A343 マルチチップモジュールの噴流冷却特性
 機正 ※岸本 享 (NTT), 金子 保夫
 原田 昭男
- A344 空冷フィン付きモジュールを搭載した基板の温度分布
 機正 中山 恒 (東工大),
 ※斉藤 信浩 (東海カーボン)
- A345 電子機器用強制空冷放熱器の研究 (傾斜ストリップフィンの特性と通風方法の検討)
 機正 ※新 隆之 (日立), 機正 大黒 宗弘
 機正 畑田 敏夫
- A346 マルチチップモジュールの層流冷却特性
 ※原田 昭男 (NTT), 機正 岸本 享
 金子 保夫
- A347 基板上微小発熱素子の強制対流冷却に関する研究
 機正 土方 邦夫 (東工大), 機正 長崎 孝夫
 伝学 ※伏信 一慶

<<< B 室 >>>

- [沸騰 (VI)] 9:00~10:40
 座長 井上 晃 (東工大)
 塩津 正博 (京大)
- B311 超高パルス加熱時の沸騰現象に関する研究 (有機液体における発泡挙動)
 機正・化工正 飯田 嘉宏 (横浜国大)
 機正・原正 奥山 邦人, ※深沢 太郎
 桜井 菊一 (日本電気)
- B312 単一金属液滴による自発的な蒸気爆発の研究
 機正 ※高島 武雄 (横浜国大)
 機正・化工正 飯田 嘉宏
- B313 軽水炉燃料の過出力事故時の冷却と破損
 原正 ※傍島 眞 (原研)
- B314 高温酸化物超伝導体 Y-Ba-Cu-O の沸騰熱伝達に関する研究
 機正 ※根本 栄治 (茨城高専)
 機正 川下 研介 (LLL 集団)

B315 高温超伝導体のクエンチ特性の解析
 ※北川 雄一郎 (九大), 西田 和彦 (神戸製鋼)
 機正・原正 三木 康臣 (九大)
 機正・原正 福田 研二

[沸騰 (VII)] 10:50~12:30

座長 大黒 崇弘 (日立)
 熊田 俊明 (北大)

B321 末広がり面からの非定常熱伝達に関する過熱度について
 (第1報)
 機正 ※浜野 陽一郎 (阿南高専), 機正 中条 義輝

B322 液体窒素の微細衝突噴流による沸騰熱伝達
 機学 ※石丸 誠 (東北大), 機正 金 柱均
 機正 相原 利雄, 機正 下山 利幸

B323 高温物体の衝突噴流による過渡沸騰冷却
 伝学 ※佐野 佳洋 (東北大), 機正 久保 良
 機正 鎌田 長幸 (八戸高専)
 機正 熊谷 哲 (東北大)

B324 圧力急減に伴う過渡沸騰熱伝達
 原正 ※福田 勝哉 (神戸商船大)
 原正 塩津 正博 (京大)

B325 急減圧下でのフロン系液体フラッシングに関する研究
 機准 ※橋山 真吾 (室蘭工大)
 機准 藤井 智幸 (雪印乳業)
 機正 戸倉 郁夫 (室蘭工大)
 機正 前野 一夫 (千葉大)
 機正 花岡 裕 (室蘭工大)

[沸騰 (VIII)] 13:30~15:30

座長 成合 英樹 (筑波大)
 森 英夫 (九大)

B331 ホットストリップミル新冷却技術の開発
 鉄鋼正 ※小山 勇昭 (新日鐵)
 鉄鋼正 大井 純一, 鉄鋼正 小西 政治
 小野田 雅己

B332 細線の浸漬急速冷却に関する研究
 機正 本田 博司 (九大), 機正 高松 洋
 機学 ※山城 光, 機学 小林 慎太郎

B333 水スプレーによる高温金属の非定常冷却
 機学 ※吉岡 謙進 (愛媛大), 鈴木 一誠 (三洋電機)
 機正 阿部 文明 (愛媛大), 機正 青山 善行
 機正 水上 統一, 機正 二神 浩三

B334 高温面の水冷却に関する研究
 (第4報: スプレー冷却の実験)
 機正 伊藤 猛宏 (九大), 機正 高田 保之
 ※ムーサ・ムハマド・ムハマド・ムーサ, 吉海 寛人

B335 ミスト冷却に関する研究
 (第5報: 伝熱面寸法の影響)
 機正 ※大久保 英敏 (東大), 機正 西尾 茂文

B336 ミスト冷却における表面熱抵抗層の急冷促進効果
 機正 ※関 敬春 (広島大), 機学 山中 俊輝
 機学 倉本 達夫, 機正 菊池 義弘

<<< C 室 >>>

[二相流 (V)] 9:00~11:00

座長 芹沢 昭示 (京大)
 堀 豊 (東北大)

C311 垂直上向き細管内の気液二相流における圧力損失と流動様式
 機正 ※飯屋崎 侃 (福岡大)
 機正 深野 徹 (九大)
 機正 香川 昌純 (福岡大)

C312 極狭間流路における二相流現象に関する研究
 原学 ※森山 清史 (東工大), 機正 井上 晃

C313 水平管より垂直分岐管への気液二相流挙動に関する研究
 (第1報)
 機正 ※平尾 康彦 (三菱重工), 機正 川合 秀直
 機正 麻生 正信, 機正 青木 美昭
 機正 石井 一男

C314 等密度液-液二相流の流動特性に関する研究 (第2報)
 機正 藤井 照重 (神戸大), 機正 ※太田 淳一
 原正 竹中 信幸, 機学 森本 修

C315 固気液三相気泡流の体積率の無次元整理
 機正 坂口 忠司 (神戸大)
 機正・原正 ※赤對 秀明 (神戸高専)
 機正・原正 富山 明男 (神戸大)
 機正 南川 久人

C316 固気液三相スラグ流のスラグ特性に関する研究
 機正 坂口 忠司 (神戸大), 機正 ※南川 久人
 機正・原正 富山 明男, 牛尾 雅之 (大阪ガス)

[二相流 (VI)] 11:10~12:30

座長 安達 公道 (山形大)
 福田 研二 (九大)

C321 矩形狭流路におけるトップフラッディング
 機正 ※刑部 真弘 (東京商船大), 機正 久保 利介

C322 対向気液二相流の液上昇開始条件 (第2報)
 機正 ※小泉 安郎 (工学院大), 機正 植田 辰洋
 機正 宮下 徹

C323 沸騰二相流の自然循環過渡特性
 (第3報, 起動時の不安定流動)
 原学 ※江 俊賢 (東工大)
 機正・原正 有富 正意
 原正 森 治嗣 (東京電力)

C324 船用PWRモデル実験
 (蒸発管流路面積を変えた場合の影響)
 機正 石田 紀久 (原研), ※八尾 敏明
 機正 手島 登 (船研), 桜井 聡 (東洋建物)

[自然エネルギー・環境伝熱 (I)] 13:30~15:10

座長 梅宮 弘道 (山形大)
 吉田 篤正 (岡山大)

C331 寒冷期における天空放射の測定
 機正 ※馬場 弘 (北見工大), 機正 金山 公夫

C332 太陽熱エネルギーの利用に関する研究
 -太陽日射量の評価法について-
 化工正・機正 ※川島 陽介 (姫路工大)
 機正 中西 重康, 機正 村井 一弘

C333 集光式ソーラーコレクタの熱・光学的特性
 機正 朝志田 肇司 (芝浦工大)
 機学 ※富士本 宜意, 機正 一色 尚次 (日大)
 機正 片山 功蔵 (芝浦工大)

C334 室内の輻射環境の制御に関する研究 (2)
 ※中野 真理子 (三菱電機), 機正 丸本 健二
 機正 瀬下 裕

C335 都市ヒートアイランドの3次元構造
 機学 ※島田 達哉 (東北大), 機正 齋藤 武雄

[自然エネルギー・環境伝熱 (II)] 15:20~17:00

座長 中西 重康 (姫路工大)
 金山 公夫 (北見工大)

C341 自動車などからの汚染物質削減による大気汚染改善効果のシミュレーション
 機学 ※久田 哲弥 (東北大), 機正 齋藤 武雄

C342 3次元構造をもつ都市表面層におけるふく射輸送に関する研究

機正 ※吉田 篤正 (岡山大)

機学 赤松 勝 (京大)

若林 英信, 機正 牧野 俊郎

C343 蓄熱地下水を熱源水とする低落差・高性能ヒートポンプの性能試験と快適性評価

機正 梅宮 弘道 (山形大), 機学 ※瀬戸口 隆之

C344 地下水層蓄熱法の基礎研究

(鉄バクテリアの観察とフィルター効果)

機正 梅宮 弘道 (山形大), ※劉 曉鈴

機学 郡司 進

C345 地下水層蓄熱法におけるコロイドゲル効果の研究

機正 梅宮 弘道 (山形大), 機学 ※清野 幸典

<<< D 室 >>>

[熱物性・測定法 (I)] 9:00~11:00

座長 長島 昭 (慶大)

姫野 修廣 (信州大)

D311 感温液晶の色彩温度特性 (温度勾配の影響)

機正 秋野 詔夫 (原研), 機正 一宮 浩市 (山梨大)

機学 ※那須 敏行

機正 鷲谷 昭二郎 (日本カプセルプロダクツ)

機正 中西 真行

D312 感温液晶の光学的特性 (水懸濁液)

機正・原正 ※秋野 詔夫 (原研)

機正 鷲谷 昭二郎 (日本カプセルプロダクツ)

機正 中西 真行

D313 レーザ・ホログラフィー干渉法による温度計測

(温度境界層における光偏向による測定誤差の検討)

機正 加藤 征三 (三重大), 機正 ※丸山 直樹

D314 音波CT法による小型ボイラ炉内の温度分布計測

※今田 典幸 (バブ日立), 機正 秋山 巖

機正 吉廻 秀久

D315 時系列画像情報による管内温度成層流の流動計測

機学 ※柳原 潤 (慶大), 機学 高田 剛

機正 小林 健一, 機正 菱田 公一

機正 前田 昌信

D316 レーザ多光子誘起蛍光を用いたガス圧力の高感度計測

機正 ※平井秀一郎 (阪大), 機正 高城 敏美

機学 久保 方宏, 森 謙一

[熱物性・測定法 (II)] 11:10~12:30

座長 荒木 信幸 (静岡大)

長坂 雄次 (慶大)

D321 CFC11-空気系およびHCFC123-空気系の相互拡散係数のTaylor法による測定

機正 ※松永 直樹 (拓殖大), 機正 堀 守雄

機正 長島 昭 (慶大)

D322 代替フロン物質HFC-152aおよびHCFC-142bの液体定圧比熱

中川 真介 (慶大), 堀 達二

機正 ※佐藤 春樹, 機正 渡部 康一

D323 巨視的にも不均質な分散系混合物の温度伝導率

機正 ※山田 悦郎 (秋田大), 機学 黄 錚滄

熱物正 高橋 カネ子

D324 流動場におかれた高分子溶液体の温度伝導率の異方性

機正 ※宮本 博文 (慶大), 機学 堀江 嘉彦

殿下 恭宏, 機正 長島 昭

[熱物性・測定法 (III)] 13:30~15:50

座長 山田 悦郎 (秋田大)

佐藤 春樹 (慶大)

D331 非定常加熱による熱物性値の簡易測定

機正 ※姫野 修廣 (信州大), 機正 日向 滋

宇都宮 広, 機正 梁取 美智雄 (日立)

D332 放射熱交換を用いた低熱伝導性標準試料の熱伝導率測定

熱物正 ※松本 毅 (計量研), 伝正 小野 晃

D333 光音響法による基板薄膜の温度伝導率測定の研究

(第4報, 高周波用セルの製作およびスパッタリングTi薄膜の測定)

機学 ※赤堀 正憲 (慶大), 野川 久芳

機正 長坂 雄次, 機正 長島 昭

D334 CO₂レーザを用いた強制レイレイ散乱法の研究

(第1報: 測定装置の開発)

機学 ※清水 雄三 (慶大), 機正 長坂 雄次

機正 長島 昭

D335 液体窒素の熱伝導率測定

(非定常細線法による装置の試作)

※石野 俊樹 (慶大), 野上 一雄

機正 長坂 雄次, 機正 長島 昭

D336 レーザ光の収束を応用した温度伝導率測定法の開発

機学 ※島田 雅文 (慶大), 機正 長島 昭

D337 熱的ゆらぎを用いた表面張力と動粘性率の同時測定法の研究

(第1報: 表面光散乱法の原理の確認)

機学 ※松尾 康之 (慶大), 機正 長坂 雄次

機正 長島 昭

<<< E 室 >>>

[凝縮 (I)] 9:20~10:40

座長 熊谷 哲 (東北大)

滝本 昭 (金沢大)

E311 EHD疑似滴状凝縮現象の基礎的研究

(第2報: 粒状化現象の解明)

機学 ※砂田 和美 (筑波大)

機正 矢部 彰 (機械技研)

機正 宗像 鉄雄, 機正 吉沢 能政 (筑波大)

機正 村上 正秀

E312 凝縮曲線における凝縮液流下の影響に関する検討

機正 ※宇高 義郎 (東工大), 機正 斎藤 彬夫

吉川 宗雄

E313 エチレングリコール蒸気の凝縮係数

機正 鶴田 隆治 (九工大), 機学 ※安信 強

機正 増岡 隆士

E314 シミュレーションによるカリウムの凝縮特性の検討

機正・原正 ※杉山 憲一郎 (北大)

機正・原正 石黒 亮二, 伝学 今井 佳之

[凝縮 (II)] 11:10~12:10

座長 本田 博司 (九大)

矢部 彰 (機械技研)

E321 鉛直面上の体積力対流膜状凝縮熱伝達

(波流域と乱流域の経験式)

機正 上原 春男 (佐賀大), 機正 ※宮良 明男

機学 中川 信也

E322 中止

E323 2成分蒸気の鉛直平滑管内凝縮に関する実験

機正 小山 繁 (九大), 機正 ※原口 英剛

機正 屋良 朝康, 機正 C. D. Dilao

機正 藤井 哲

E324 2成分不溶性混合冷媒の凝縮熱伝達
(フィン面による伝熱促進)

機正 ※滝本 昭(金沢大)
機正 寺西 恒宣(富山工専)
機准 高橋 信哉(三菱電機)
機正 林 勇二郎(金沢大)

[凝縮(Ⅲ)] 13:30~14:30

座長 横堀 誠一(東芝)
宇高 義郎(東工大)

- E331 チョキング蒸気凝縮に及ぼす管出口の影響
機正 ※黄雅 寛而(東京商船大)
船機正 飯島 伸雄, 機正 綾 威雄(船研)
- E332 蒸気の水凝縮による発生振動音の抑制
機正 ※龜井 秀也(東大), 機正 平田 賢
- E333 一成分二相流中の水撃現象に関する研究
(エタノール, 水の結果)
機正 藤井 照重(神戸大), 機正 竹中 信幸
機学 ※古智 正浩, 機正 太田 淳一

[分子動力学] 14:40~15:40

座長 佐野 妙子(東海大)
杉山 憲一郎(北大)

- E341 レーザ加熱によるクラスター生成の研究
機正 ※青木 功(東大), 機正 小竹 進
- E342 薄膜熱伝導の分子動力学的研究
機学 ※和栗 創一(東大), 機正 小竹 進
- E343 電子ビーム加熱による点状蒸発源からの自由膨張流れ
機正 ※塩田 和則(東芝), 機正 橋立 良夫
機正 野中 重夫

日 程 表

第1日 5月29日(水)					
	A室	B室	C室	D室	E室
9:00	9:00 强制对流 (I) A 1 1 1 f A 1 1 5	9:00 沸腾 (I) B 1 1 1 f B 1 1 5	9:00 自然对流 (I) C 1 1 1 f C 1 1 6	9:00 热交换器 (I) D 1 1 1 f D 1 1 4	9:00 融解・凝固 (I) E 1 1 1 f E 1 1 5
10:00	10:40 10:60	10:40 10:60		10:20 10:30 热交换器 (II) D 1 2 1 f D 1 2 6	10:40 10:50
11:00	强制对流 (II) A 1 2 1 f A 1 2 5	沸腾 (II) B 1 2 1 f B 1 2 5	11:00 11:10 自然对流 (II) C 1 2 1 f C 1 2 4		融解・凝固 (II) E 1 2 1 f E 1 2 5
12:00	12:30	12:30	12:30	12:30	12:30
13:00					
14:00	13:30 强制对流 (III) A 1 3 1 f A 1 3 5	13:30 沸腾 (III) B 1 3 1 f B 1 3 5	13:30 二相流 (I) C 1 3 1 f C 1 3 4	13:30 流动层 (I) D 1 3 1 f D 1 3 4	13:30 融解・凝固 (III) E 1 3 1 f E 1 3 6
15:00	15:10 15:20 强制对流 (IV) A 1 4 1 f A 1 4 5	15:10 15:20 限界热流束 B 1 4 1 f B 1 4 5	14:50 15:00 二相流 (II) C 1 4 1 f C 1 4 6	14:50 15:00 流动层 (II) D 1 4 1 f D 1 4 4	15:30 15:40 融解・凝固 (IV) E 1 4 1 f E 1 4 6
16:00	17:00 17:10 强制对流 (V) A 1 5 1 f A 1 5 4	17:00 17:10 蒸発 B 1 5 1 J B 1 5 4	17:00 17:10 二相流 (III) C 1 5 1 J C 1 5 4	16:20 16:30 燃烧 D 1 5 1 f D 1 5 7	17:40
17:00	18:30	18:30	18:30	18:50	
18:00					
19:00					

第2日 5月30日(木)

	A室	B室	C室	D室	E室
9:00	9:00 強制対流 (VI) A 2 1 1 f A 2 1 5	9:00 沸騰 (IV) B 2 1 1 f B 2 1 5	9:00 自然対流 (III) C 2 1 1 f C 2 1 5	9:00 ヒートポンプ (I) D 2 1 1 f D 2 1 4 10:20	9:00 融解・凝固 (V) E 2 1 1 f E 2 1 5
10:00	10:40 10:50 強制対流 (VII) A 2 2 1 f A 2 2 5	10:40 10:50 沸騰 (V) B 2 2 1 f B 2 2 5	10:40 10:50 自然対流 (IV) C 2 2 1 f C 2 2 5	10:50 ヒートポンプ (II) D 2 2 1 f D 2 2 4 12:10	10:40 10:50 生産加工プロセス (I) E 2 2 1 f E 2 2 5 12:10
11:00	12:00	12:00	12:00	12:00	12:00
13:00	13:10 総 会 13:50				
14:00	14:10 強制対流 (VIII) A 2 3 1 f A 2 3 5	14:10 ヒートパイプ D 2 3 1 f B 2 3 5	14:10 自然対流 (V) C 2 3 1 f C 2 3 6	14:10 ふく射 (I) D 2 3 1 f D 2 3 6	14:10 生産加工プロセス (II) E 2 3 1 f E 2 3 5 15:30
15:00	15:50 16:00 強制対流 (IX) A 2 4 1 f A 2 4 5	15:50 16:00 二相サイフォン B 2 4 1 f B 2 4 5	16:10 16:20 二相流 (IV) C 2 4 1 f C 2 4 4	16:10 16:20 ふく射 (II) D 2 4 1 f D 2 4 5	16:00 生産加工プロセス (III) E 2 4 1 f E 2 4 6
16:00	17:00	17:00	17:00	17:00	17:00
18:00	18:30 懇 親 会 20:30				
19:00	20:30				

第3日 5月31日(金)

	A室	B室	C室	D室	E室
9:00	9:00 強制対流 (X)	9:00 沸騰 (VI)	9:00 二相流 (V)	9:00 熱物性・測定法 (I)	9:20 凝縮 (I)
10:00	A 3 1 1 f A 3 1 5	B 3 1 1 f B 3 1 5	C 3 1 1 f C 3 1 6	D 3 1 1 f D 3 1 6	E 3 1 1 f E 3 1 4
11:00	10:40 10:50 強制対流 (X I)	10:40 10:50 沸騰 (VII)	11:00 11:10 二相流 (VI)	11:00 11:10 熱物性・測定法 (II)	11:10 凝縮 (II)
12:00	A 3 2 1 f A 3 2 5 12:30	B 3 2 1 f B 3 2 5 12:30	C 3 2 1 f C 3 2 4 12:30	D 3 2 1 f D 3 1 4 12:30	E 3 2 1 f E 3 2 4 12:10
13:00					
14:00	13:30 強制対流 (X II)	13:30 沸騰 (VIII)	13:30 自然エネルギー・環境伝熱 (I)	13:30 熱物性・測定法 (III)	13:30 凝縮 (III)
15:00	A 3 3 1 f A 3 3 3 14:30 14:40 強制対流 (X III)	B 3 3 1 f B 3 3 6 15:30	C 3 3 1 f C 3 3 5 15:10 15:20 自然エネルギー・環境伝熱 (II)	D 3 3 1 f D 3 3 7 15:50	E 3 3 1 f E 3 3 3 14:30 14:40 分子動力学 E 3 4 1 f E 3 4 3 15:40
16:00	A 3 4 1 f A 3 4 7		C 3 4 1 f C 3 4 5		
17:00	17:00		17:00		

日本混相流学会
混相流レクチャーシリーズ
「基礎から最前線まで」

第7回

一流体・固体二相流の基礎と輸送技術

協賛 (予定) エアロゾル研究協議会、化学工学会、可視化情報学会、資源・素材学会、スラ
リ輸送研究会、土木学会、日本機械学会、日本空気清浄協会、日本空調衛生工
学会、日本原子力学会、日本航空宇宙学会、日本造船学会、日本伝熱研究会、
日本鉄鋼協会、日本船用機関学会、日本ボイラ協会、日本流体力学学会、日本冷
凍協会、粉体工学会

日時：平成3年5月28日(火) 10時～17時
5月29日(水) 10時～17時

場所：大阪駅前第3ビル16階 大阪市立大学文化交流センター
〒530 大阪市北区梅田1丁目1番3-1700 Tel.06-344-5425

講演題目及び講師：

5月28日(火)

固気混相流輸送装置の方式と計画法

アマノ(株) 狩野 武

最近の固気二相流の実際と応用

新東工業(株) 第4グループ(粉体処理機部) 陣内 宣城

製粉工場における空気輸送の実施例

日清製粉(株) 生産技術研究所 神山 佳久

ごみ空気輸送システムと実際

(株) 荏原製作所環境事業本部複合地域開発室 三矢 俊一

圧縮空気による光ファイバー等の通線技術

白百合女子大学 堀井 清之

5月29日(水)

スラリーの管内流動

東北大学工学部資源工学科 益山 忠

固液二相流の計測技術

日立造船(株) 技術研究所機械システム研究室 鈴木 基光

スラリーパイプラインの設計法と輸送機器計画

住友金属工業(株) プラント部 東海林 泰夫

浚渫船と土砂のスラリー輸送

運輸省港湾技術研究所機械技術部浚渫埋立研究室 岡山 義邦

ダム堆砂スラリーの輸送試験について

電源開発(株) 建設部建設業務室 近江 英俊

参加費：(参加者にはテキストを一冊無料贈呈いたします)

会員(協賛学協会会員を含む)

15000円(両日参加の場合) 12000円(一日参加の場合)

非会員 20000円(両日参加の場合) 15000円(一日参加の場合)

学生 4000円

定員：100名

申し込み方法：はがきに「混相流講習会申し込み」と題記し、氏名、勤務先(学生の場合
は学校名、学部、学年)、連絡先、加盟学協会名を明記して下記までお申し込みく
ださい。参加費は下記の銀行口座または郵便口座にお振込ください。なお、一日参
加の場合は、参加される日付を明記してください。また、テキストのみご希望の方
は「混相流講習会テキスト希望」と題記して同様に申し込み、4000円(会員)、6000
円(非会員)をお振込ください。

申し込み先：〒659 兵庫県芦屋市公光町9-7-202 (株) 学術出版印刷内
日本混相流学会 企画運営委員会 (Tel.0797-38-3390 Fax.0797-38-3351)

銀行口座 住友銀行豊中支店 1264158 日本混相流学会企画運営委員会

郵便口座 大阪 5-21783 日本混相流学会企画運営委員会

申し込み締切：5月18日(土)

問い合わせ先：〒558 大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学工学部機械工学科
東 恒雄 Tel.06-605-2666 Fax.06-605-2769

北陸信越研究グループ企画

黒姫山麓セミナー

北陸信越研究グループでは標記のセミナーを下記のように企画しました。広大な自然環境の良いところです。奮って御参加くださいますよう御案内申し上げます。

日 時：平成3年5月17日（金）～18日（土）

場 所：農協福祉保養センター「くろひめ」

長野県上水内郡信濃町黒姫 TEL 0262-55-3181

参加費：一般 10,000円、学生 7,000円

（1泊3食および懇親会費を含む。）

定 員：30名（申込み先着順により定員で締め切ります。）

申 込 み：綴込みの申込み用紙に必要事項を御記入のうえ、下記まで郵送下さい。

参加費は当日受付にて集めさせていただきます。申込み後の取り消しは御遠慮ください。

申込み先：〒380 長野市若里500

信州大学工学部 生産システム工学科

平田 哲夫 TEL 0262-26-4101 (内2302)

FAX 0262-28-4295 (共)

申込み締切：平成3年4月30日（火）

日 程：

5月17日（金）

時 間		内 容
16:00- 16:30	受 付 開 会	
16:30- 17:30	セミナーⅠ： 積雪と伝熱	『豪雪地域における屋根雪対策』 浅野 良晴（信州大・助教授）
18:30- 20:30	夕食および 懇親会	

5月18日(土)

9:00- 10:15	セミナーⅠ： 積雪と伝熱	『融雪システムにおける熱交換器の特性』 青木 和夫 (長岡技科大・助教授)
10:30- 11:45	セミナーⅡ： 自然エネルギー 利用と伝熱	『光化学反応エンジンと形状記憶合金エンジン』 田中 誠 (機械技術研究所)
12:00- 13:00	昼 食	
13:00- 15:30	グループ研究会	北陸信越研究グループにおける最近の研究から (研究発表5～6件)
15:30	閉会・解散	

-----切り取り線-----

黒姫山麓セミナー・参加申込み用紙

氏 名 :

所 属 :

役 職 :

連絡先住所 :

(TEL)

(FAX)

連絡メモ

SEMINAR ORGANIZING COMMITTEE

Chairman:

M. Quintard, Laboratoire Energetique et Phenomenes de Transfer (UA CNRS), Esplanade des Arts et Metier, 33405 Talence CEDEX France
Tel: 56 37 59 59 Fax: 56 04 38 89
Telex: 550 141 F

Members:

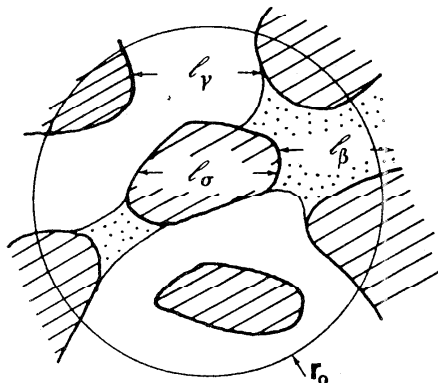
- **N. Bailey**
Winfrith A.E.E., Dorchester
- **J. Bear**
Technion-Israel Institute of Technology, Haifa
R.G. Carbonell, North Carolina State University, Raleigh
- **I. Catton**
UCLA, Los Angeles
- **J.C. Charpentier**, ENSIC, Nancy
- **F. Kayihan**
Weyerhaeuser Technology Center, Tacoma
- **S. Kimura**
Government Industrial Research Institute, Sendai
- **R.I. Nigmatulin**
USSR Academy of Sciences, Tuymen
- **E. Ledoux**
ENSMP, Fontainebleau
- **W.V. Pinczevski**
Centre for Petroleum Engineering, Kensington
- **E.U. Schlunder**
Universitat Karlsruhe, Karlsruhe
- **S. Whitaker**
UCD, Davis

For further information please contact:

Secretariat
International Centre for Heat and Mass Transfer,
P.O. Box 522, Belgrade 11001 Yugoslavia
Phone: (11) 458-222 ext. 255; 600
Telex: 11563 YU
Fax: (11) 444-0195; 458-676



International Centre For
Heat and Mass Transfer



1991 International Seminar HEAT AND MASS TRANSFER IN POROUS MEDIA

PRELIMINARY PROGRAMME

Sponsored by:

- » United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization, Paris
- » Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Bordeaux
- » The Boris Kidric Institute of Nuclear Sciences, Belgrade

May 20-24, 1991
Libertas Hotel
Dubrovnik, Yugoslavia

SCIENTIFIC PROGRAMME

20 May 1991: morning

Opening Session-Generl Overview

Chairman J. Bear.

J. BEAR - *Technion-Israel Institute of Technology, Technion City, Israel*

Transport in porous media - a unified approach to modeling.

C.Y. CHOI AND F.A. KULACKI - *Colorado State University, Fort Collins, - USA*

Mixed convection in vertical porous annuli and channels.

A.C. PAYATAKES - *Institute of Chemical Engineering and High Temperature Chemical Processes, Patras - Greece*

Percolation in modelling two-phase flows: strengths, weaknesses, and alternatives.

20 May 1991: afternoon

Averaging Methods

Chairman S. Whitaker.

S. WHITAKER - *University of California at Davis, Davis, USA*

Transport processes in ordered and disordered porous media.

H.I. ENE - *University of Bucharest, Bucharest Romania*
Macroscopic transport equations as consequences of the microscopic properties of a porous medium.

J.H. CUSHMAN - *Purdue University, West Lafayette, USA*

Hierarchical problems: some conceptual difficulties in the development of transport equations.

L. KAVVAS - *University of California at Davis, Davis, USA*

Stochastic transport processes in porous media.

I. AGANOVIC AND A. MIKELIC - *University of Zagreb, Zagreb, Yugoslavia*

Mathematical justification of some models for multi-phase flows through porous media.

N.A. NORTHROP, T.J. KULP AND S.M. ANGEL - *Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA*

Imaging of interstitial velocity fields and tracer distributions in a refractive index-matched porous medium.

A. BOURGEAT - *Faculte des sciences et techniques, St. Etienne, France*

Critical size of a fissure in porous medium.

21 May 1991: morning

Non-linear problems and coupling effect

Chairman R.G. Carbonell

R.G. CARBONELL - *North Carolina State University, Raleigh, USA*

Transport of electrolytes through charged porous media.

M. KAVIANY - *The University of Michigan, Ann Arbor, USA*

Radiation heat transfer in porous media.

M. DUSSEAUULT - *University of Waterloo, Waterloo, Canada.*

Conduction and convection in thermoelastic porous solids.

J.L. AURIAULT - *Institut de Mecanique de Grenoble, Grenoble France*

Acoustics of three phase porous media.

S.P. MALUSHENKO AND A.B. ANDRIANOV - *IVTAN, Moscow, USSR*

Non-equilibrium phase transitions and peculiarities of two-phase filtration in the case of boiling on surfaces with heat non-conductive porous coatings.

P.DU PLESSIS - *University of Stellenbosch, Stellenbosch, South Africa*
Pore-scale modeling for flow through different types of porous environments.

21 May 1991: afternoon

Convection
Chairman S. Kimura

S. KIMURA - *Government Industrial Research Inst. Sendai, Japan*
Time-dependent phenomena in porous media convection.

V.PRASAD - *Columbia University, New York, USA*
Non-Darcy Effects on natural convection in confined porous media.

H.H. BAU - *University of Pennsylvania, Philadelphia, USA*
Convection, bifurcations and chaos in porous media.

P.H. OOSTHUIZEN - *Queen's University, Kingston, Canada*
Heat transfer from a heated cylinder buried in a frozen porous medium in an enclosure.

R. MCKIBBIN - *The University of Auckland, Auckland, New Zealand*
Convection and heat transfer in layered and anisotropic porous media.

I.POP AND H. HERWING-FREE - *University of Cluj, Cluj, Romania*
Ruhr Universität, Bochum Germany
Free convection from a vertical surface in a porous media saturated with fluids of variable properties: an asymptotic approach.

F. ALAVYOON - *Ecole Polytechnique de Montreal, Quebec, Canada*
Effect of separator on free convection of Bénard convection during the melting process in a porous medium.

REGISTRATION FORM

ICHMT International Seminar
HEAT AND MASS TRANSFER IN POROUS MEDIA
May 20-24, 1991, Dubrovnik, Yugoslavia

- I intend to participate at the Seminar
 I will not be able to attend but wish to obtain the Seminar preprints

Name _____
Affiliation _____
Mailing Address _____

Phone: _____ Telex: _____ Fax: _____

I suggest you to send the Seminar Announcement to the following colleagues:

Name _____
Mailing Address _____

REGISTRATION FEE (including preprints, Sunday and Tuesday evening social events and refreshment breaks)

- | | |
|--|--------|
| <input type="checkbox"/> Authors of contributed papers | \$ 300 |
| <input type="checkbox"/> Participants, before March 30, 1991 | \$ 350 |
| <input type="checkbox"/> Participants, after March 30, 1991 | \$ 400 |
| <input type="checkbox"/> Extra set of Seminar preprints | \$ 100 |
| <input type="checkbox"/> Hard bound Proceedings
(available by end 1991) | \$ 50 |

Payment should be made by check, payable to the ICHMT, or by bank order to the following bank account: 70830-19-10-01154-8, Jugobanka, 7. jula street 19, 11000 Belgrade, Yugoslavia, marked "Seminar 91".

- I am enclosing the total amount by check
 I will pay through the bank account
 I will pay on arrival
 Bill my organization to the attention of

Name _____
Title _____

Please return the registration form as soon as possible to ICHMT Secretariat, P.O.Box 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia

セミナーの御案内

第2回熱物性セミナー

～ パワフルでハンディなツールを使いこなす ～

主催：日本熱物性学会 協賛：現在交渉中

日時：平成3年7月5日（金）9：30～17：00

場所：日本女子大学桜楓館ホール（東京都文京区目白台1-16-7）

交通：山手線目白駅下車
目白駅より徒歩15分またはバス5分

参加申込締切：定員（150人）になり次第

1. 熱物性データの探し方、使い方（慶大理工）長島 昭
2. 固体の熱物性測定（静大工）荒木信幸
3. 液体の熱物性測定（慶大理工）渡部康一
4. 省エネルギー建築と熱物性（建材試験センター）黒木勝一
5. エレクトロニクス製造プロセスにおける熱物性（九大機能研）今石宣之
6. 食品の凍結乾燥プロセスにおける移動物性値の計測（東大農）相良泰行
7. 熱工学におけるふく射物性の考え方と測定法（京大工）牧野俊郎
8. データベースの利用法 - 流体 -（デモンストレーション）（九大工）高田保之
9. データベースの利用法 - 固体 -（デモンストレーション）（計量研）新井照男

参加費（テキストⅡ（予稿集）の代金を含む）：主催・協賛学会員 3,000 円
学生 2,000 円
非会員 6,000 円
テキストⅠ（熱物性ハンドブック）は別売（参加者特価 8,000 円）

参加申込方法：参加ご希望の方は、郵便振替用紙の通信欄に氏名（ふりがな）、勤務先または学校名、連絡先、所属学協会名、テキストⅠ購入の希望を明記の上、当該費用をご送金下さい。参加証をお送り致します。

*郵便振替口座：東京9-554714
熱物性セミナー実行委員会

問合せ先：〒305つくば市梅園 1-1-4 電子技術総合研究所エネルギー材料研究室
気付 第2回熱物性セミナー実行委員会事務局（電話(0298)58-5753、
FAX(0298)58-5754）

北海道地方研究グループ企画

1991年
北海道伝熱セミナー・札幌
（“地球環境と伝熱”）

北海道地方研究グループでは、標記のセミナーを下記のように企画しました。ふるってご参加下さいますようご案内申し上げます。

日時：平成3年7月6日（土）～7日（日）、1泊2日

場所：手稲ランド研修センター（札幌）

〒006 札幌市手稲区手稲本町593-3

TEL.011-682-9100

交通：JR函館本線手稲駅下車、手稲山ロープウェイ行きバス乗車、約25分。

参加費：一般 10,000円、学生 5,000円

（宿泊、食事および懇親会費を含みます。）

定員：40名（申し込み先着順により満員になり次第締め切ります。）

申し込み方法：所要事項を明記の上、葉書あるいはFAXにて下記宛先まで申し込み下さい。

○申し込み事項－①氏名（ふりがな）②所属（大学研究室名）③役職（学年）

④連絡先住所（TEL.あるいはFAX番号）⑤その他

○締切 －平成3年6月15日（上）

○申し込み先－〒050 室蘭市水元町27-1、

室蘭工業大学機械システム工学科

北海道地方伝熱セミナー準備委員会 花岡 裕

TEL.0143-44-4181 内線2326、FAX.0143-47-3228

日 程:

7月6日(土)

時 間	内 容
12:30~13:00 13:00	受付 開会
13:10~ 17:10	Seminar (1) 1. 地球環境と原子力 井上 和彦(北大工) 2. 都市大気汚染と地球環境問題 若松 伸司(国立環境研究所) 3. 地球環境と都市温暖化 斉藤 武雄(東北大工) 4. 地上における放射熱バランスと気温-日射量および天空 放射量の測定から- 馬場 弘(北見工大)
18:00~ 20:00	懇談会およびジンギスカンビアパーティー

7月7日(日)

8:00~ 9:00	朝食
9:00~12:00	Seminar (2) 1. 地球環境と海水のかかわり 青田 昌秋(北大流水センター) 2. 海水中における氷塊の融解現象 福迫 尚一郎(北大工) 3. 噴火湾内の流れ 媚山 政良(室蘭工大)
12:00	閉会、記念撮影等、現地解散

第12回日本熱物性シンポジウム 論文発表申込要項

◆ 研究発表の内容、対象物質

- 熱物性
- 熱力学性質：PVT性質、状態式、蒸気圧、比熱、エンタルピー、エントロピー、熱膨張率、(平衡性質) 音速、ジュールトムソン係数、相平衡性質、表面張力、溶解度など
 - 輸送性質：粘性率、熱伝導率、熱拡散率、拡散係数、プラントル数、電気伝導率(非平衡性質) など
 - 熱心く射性質：放射率、反射率、屈折率、吸収係数、散乱係数など

- 測定法、測定機器、標準物質、標準データ、データベース
- 熱物性値の評価、解析、相関、推算、理論、シミュレーション
- 熱物性の測定応用に関するエネルギー・物質移動
- (1) 気体、液体、熱媒体、作動流体、混合流体、熔融塩、液体金属、熔融半導体
- (2) 金属、合金、金属酸化物、超伝導材料、セラミックス、プラスチック
- (3) 複合材料、エレクトロニクス材料、絶縁材料、粉粒体
- (4) 建材、耐火材、断熱材(保温材、保冷材)、蓄熱材
- (5) 食品、衣料、生体、農水産物
- (6) 土壌、岩石、石炭、凍結層、雪氷

*なお、特別セッションとして、A. 「薄膜・傾斜機能材料などの熱物性とその測定法」、
B. 「多相系材料の熱物性とその測定法」を企画しております。

◆ 講演申込方法

A 4判用紙1枚に、①講演題目、②著者名(講演者に○印)、③所属、④連絡先を記入し、さらに(A) 研究目的、(B) 実験方法または理論、(C) 結果などの概略を記入して、下記宛お送り下さい。採否の決定等は7月末頃までにお知らせし、その時原稿用紙もお送りします。

◆ 参加費

日本熱物性学会会員および共催・協賛学協会会員5,000円。学生2,500円。会員外6,000円。(予約外は1,000円増し)。論文集は、日本熱物性学会会員には、当日会場にて無料で配布し、不参加の会員にはシンポジウム終了後郵送します。その他の方には、会場にて有料で頒布します。

なお、参加申込方法については追ってお知らせします。

◆ 開催期間	平成3年11月6日(水)～8日(金)
◆ 会場	きょうと平安会館 〒602 京都市上京区烏丸通上長者町上る TEL (075)432-6181
◆ 講演申込〆切	平成3年6月29日(土)
◆ 論文原稿〆切	平成3年8月31日(土)
◆ 講演申込先	〒606 京都市左京区松ヶ崎御所海道町
参加申込先	京都工芸繊維大学工芸学部機械システム工学科 熱工学研究室(矢田) 気付 第12回日本熱物性シンポジウム実行委員会 TEL (075) 791-3211, 内線 474, FAX (075) 723-2852



INTERNATIONAL CENTRE for HEAT and MASS TRANSFER
Belgrade, Yugoslavia

ANNOUNCEMENT AND CALL FOR PAPERS

**INTERNATIONAL SYMPOSIUM on HEAT and MASS TRANSFER
in BIOMEDICAL ENGINEERING**

to be held in Dubrovnik, Yugoslavia
September 2 – 6, 1991

Topics to be included in the symposium are:

- Models of heat transfer and thermoregulation
- Heat transfer in medical applications
- Heat stress relief by evaporative and artificial cooling
- Simultaneous heat and mass transfer in the respiratory system
- Blood flow measurements by thermal dilution techniques
- Laser applications as heat and power sources in medicine
- Hyperthermia as a medical treatment modality
- Cryobiology – cell and tissue freezing
- Heat and mass transfer in artificial organs
- Heat transfer in plants
- Mass transfer in biological systems: micro and macro models

Co-chairpersons for the symposium are:

Avraham Shitzer
Dept. Mech. Eng.

Technion, I.I.T.
Haifa
Israel, 32000

Kenneth Diller
Dept. Mech. Eng.
and Biomed Eng
University of Texas
Austin
Texas, 78712

Samuel Sideman
Dept. Biomed. Eng.

Technion, I.I.T.
Haifa
Israel, 32000

**PROSPECTIVE AUTHORS ARE INVITED TO SUBMIT ABSTRACTS,
OF UP TO 500 WORDS, TO THE CO-CHAIRPERSONS OF THE SYMPOSIUM
BY NOVEMBER 1, 1990**

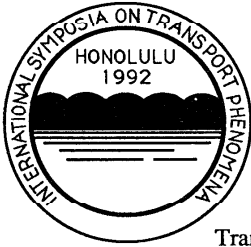
Other dates:

Notification of Abstract Acceptance: Dec. 15, 1990

Receipt of Manuscript Typed on Mats
by the Symposium Co-Chairpersons: Feb. 15, 1991

For further information please contact:

**International Centre for Heat and Mass Transfer (ICHMT)
Secretariat
P.O. Box 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia
Phone (11) 455 663; Fax: (11) 444 0195; Telex 11563 YU**



PACIFIC CENTER OF THERMAL-FLUIDS ENGINEERING

CALL FOR PAPERS

The Fourth International Symposium on
Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC-4)
Honolulu, Hawaii, USA, April 5-8, 1992

The purpose of the symposium is to provide a forum for specialists in rotating machinery to present new developments and discuss the state of the art, the future direction and priorities in the areas of transport phenomena and dynamics. The Symposium has established itself as a major international conference in the area of rotating machinery, with the first three symposia held in 1985, 1988, and 1990.

Scope

Papers are solicited which deal with any aspect of thermo-fluid transport phenomena (mass, momentum, heat and energy transfer), seal and rotor dynamics, vibration and whirl, and related topics such as design and control of rotating machinery. All types of rotating machines, i.e., turbines (gas, steam, hydraulic, and wind), pumps, compressors, fans, propellers, and others will be considered. Modeling, theory, experiments, and numerical methods and simulations are all appropriate. Papers may be results of original research or those which summarize a specific subject. Papers dealing with special topics such as dynamic interaction of rotating machinery with fluid and structures, innovative design concept, and new applications, e.g., operation of rotating machinery in space environment, computer disc drives, etc. are welcome.

Selection of Papers

Initial selection will be made based on submitted abstracts of about 500 English words. The abstract should state clearly the objectives, results, and conclusions. Final acceptance will be based on review of the complete manuscript. All accepted papers will be published in the proceedings which will be available at the meeting.

Schedule

July 15, 1991	Three (3) copies of abstract due
July 31, 1991	Notification of abstract acceptance
September 15, 1991	Four (4) copies of full length manuscript due
October 30, 1991	Notification of final paper acceptance
December 15, 1991	Camera-ready manuscript due

Abstracts should be sent to Symposium Chairman:

Professor Wen-Jei Yang
2150 G. G. Brown Building
Department of Mechanical Engineering & Applied Mechanics
University of Michigan
Ann Arbor, Michigan 48109, USA
Phone: (313) 764-9910
Fax: (313) 747-3170

Symposium Cochairpersons:

Dr. J. H. Kim
Electric Power Research Institute
3412 Hillview Avenue
P. O. Box 10412
Palo Alto, California 94303 USA
Phone: (415) 855-2671

Dr. A. Muszynska
Bently Rotor Dynamics
Research Corp.
Minden, Nevada 89423, USA
Phone: (702) 782-3611 ext. 9674

Professor G. J. Hwang
Dept. of Power Mechanical
Engineering
National Tsing Hua University
Hsinchu, Taiwan, R.O.C.

ASME JSME Joint Conference on Electronic Packaging

(共催 ASME, JSME)

開催日 1992年4月9日(木)～12日(日)
場所 San Jose, California, USA
開催趣旨 米国機械学会の Electrical & Electronic Packaging 部門と日本機械学会の材料力学部門, 熱工学部門, 情報機器委員会は, マイクロエレクトロニクスにおける機械工学上の問題に焦点をあて, 下記テーマについての研究, 開発, 製造, 応用, 教育等に関する情報交換を目的とし, 論文を募集します。

募集テーマ

1. Physical Design Materials & Processes
2. Thermal Management Advancements & Innovations
3. Interconnections Technologies
4. Structural Mechanics and Simulation
5. Materials & Materials Mechanical Processing
6. Reliability & Failure Analysis
7. Quality Control and Non-Destructive Evaluation
8. Future

アブストラクト締切日 1991年8月15日

全論文提出日 1991年10月31日

印刷用完全原稿提出日 1992年1月25日

論文は, 審査の後, Conference で発表され, Proceedings に掲載されます。Conference での使用言語は英語です。

アブストラクト提出

論文題目, 著者名, 所属を明記したアブストラクト(英文500語)のコピー3部を上記期限までに下記あてご提出願います。

アブストラクト提出先

〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉

東北大学工学部機械工学科

阿部 博之

電話 (022) 222-1800 (内) 4122

FAX (022) 268-3695

問合せ先

東北大学工学部機械工学科

坂 真澄

代表電話 (内 4121), FAX とも上記に同じ



**International Centre for Heat and Mass Transfer
Belgrade, Yugoslavia**

First Announcement and Call for Papers

**INTERNATIONAL SEMINAR on IMAGING in TRANSPORT PROCESSES
May 25-29, 1992, Dubrovnik, Yugoslavia**

Objectives and Scope

The purpose of the Seminar is to provide an opportunity for engineers and scientists to present the state of the art, discuss new developments and exchange ideas in the area of image processing and graphics in transport processes. Invited lectures and contributed papers will be presented by researchers from around the world. The organizing committee will be composed of leading international experts in various disciplines of image processing in transport process.

Papers are solicited on following topics: Fundamentals

1. Computer Aided Data Acquisition for Transport Processes.
2. Image Processing and Pattern Recognition for Transport Processes.
3. Optimized Image Visualization of Numerical and Experimental Data.
4. New Techniques for Biomedical Data Acquisition and Image Processing.
5. Miscellanies, Holography, etc.

Applications (Transport phenomena presented with Computer Graphics Techniques)

1. Fluid Dynamics, Single and Two phase Phenomena
2. Heat and Mass Transfer
3. Combustion, Particulate and Dispersion
4. Biomedical Transport

Location

The seminar will be held at the Hotel LIBERTAS located on a peninsula near Dubrovnik, which is a famous medieval city on the Yugoslav Adriatic coast. Late May is the start of summer season with nice and warm weather and pleasant water temperature.

Paper submission and selection

Potential authors should submit three copies of abstracts of about 500 words, with supporting figures as appropriate to the Seminar Chairman (K. Hijikata) or Co-chairmen (S. Sideman, W.J. Yang). The covering letter should contain: 1) three keywords to describe and categorize the work easily; 2) name, address, phone number, and telex or telefax number of author to whom correspondence should be directed. The abstracts

will be used for preliminary screening. The final accepted paper will be published as a bound volume by Hemisphere Publishing Corporation. The official language of the seminar is English.

Deadlines

September 1, 1991 :3 copies of abstract due
September 30, 1991 :Notification of Abstract acceptance
December 1, 1991 :Full-length papers due on mats
January 15, 1992 : Notification of final paper acceptance

Seminar Chairman:

Professor Kunio HIJIKATA
Department of Mechanical Engineering Science Tokyo Institute of Technology
Ohokayama, Meguroku, Tokyo 152, JAPAN
Telephone: (0)3-726-1111, ex.31721
Fax: (0)3-729-0628

Co-chairmen

Professor Samuel Sideman
Technion-Israel Institute of Technology
Department of Bio-Medical Engineering
Technion City, Haifa 32000, Israel
Telephone: 04-234131
Fax: 972-4-221581

Professor Wen-Jei Yang
University of Michigan
Department of Mechanical
Engineering and Applied
Mechanics.
Ann Arbor, MI 48109-2125 U.S.A.
Telephone: 313-764-2694
Fax: 313-747-3170

Seminar Secretary

Djordje Jankovic
Department of Computer Science
The Boris Kidric Institute
P.O. Box 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia

Usable Equipment

Overhead projector, Film projector, 16mm movie, VHS video (European and American Types) Macintosh, IBM-PC

Co-sponsor

The Japan Society of Mechanical Engineering (Thermal Engineering Division)
The Japan Society of Multiphase Flow
The Visualization Society of Japan

For further information please contact:

International Centre for Heat and Mass Transfer (ICHMT) Secretariat
P.O. Box 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia
Phone (11) 455 663, Fax: (11) 444 0195; Telex 11563 YU

「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が、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、縮小された大きさに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。）

★一頁の行数：34行程度（33～35行の間なら構いません。）

紙の長さ：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。)

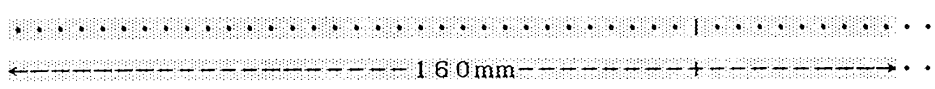
5 「伝熱研究」編集委員会・〈伝熱研究会〉

. (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、

. ↑
. ↑



15 |

. 255mm | ←→

. ↓ 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 (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、縮小された大きさに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。

(以上よろしく願いたします。)

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

新事業年度に入りましたので、ご案内を申し上げます。

本会の事業年度は『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。

また、事務局は当分の間、毎週土曜日に限り不在になる事が有ります。

1. 入会手続きについてのご案内（手続き後の事は2. を参照）

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、当該年度のを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 03-3726-1111 ext.3090、2540
FAX 03-3729-0587

郵便振替口座： 東京6-14749 日本伝熱研究会

※ 会員資格と要項は以下の通りで、定期購読のみの会員制度はありません。

個人会員（個人資格の内容は他人への引継は不可）

正会員： 学生・維持会員に該当しない社会人で個人資格。

学生会員： 指導教官の下で卒業研究を行う学生で個人資格。

維持会員（代表者の名義変更は可）

会社・事業所単位で代表者による会員。

※ 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。

記載された全項目は、貴方の個人データとしてデータベースに構築されます。

（氏名は特に明瞭に記入し、難読字にはJISコードの御指示を願います。）

送付後、郵便振替にて当該年度分の会費をお支払い下さい。

（入金作業は、フリガナ検索で行っていますので会社名のみですと未納扱いになります。尚、照会行為は一切しませんので御注意ください。）

※ 平成3年度内『伝熱研究』発刊予定（会計年度内での表紙の色替わりに注意）。

4月号 1991 Vol.30 No.117（表紙色：コーヒープラウン）

7月号 1991 Vol.30 No.118（ // ）

10月号 1991 Vol.30 No.119（ // ）

1月号 1992 Vol.31 No.120（表紙色：未定）

(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」等申し込み1口につき1部ずつお送り致します。

2. 会員の方々へ

当事務局は、第28回日本伝熱シンポジウム終了後、次の事務担当者に引き継がれます。尚、お問い合わせには郵便振替用紙の通信覧やFAX等の『書面』にて、事務局までご一報くださいませ。電話での直接の応対は致しかねます。

(1) 会費請求について

会員各位の会費請求には一括して、伝熱研究の送付封筒の宛名ラベルの表示で行っています。この請求金額は、貴方の入会時からの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”で表示しています。特に、入会時期が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。

本年より事務処理量低減の為に、以下の様にしますので御注意下さい。

注意：入金作業は、個人名をフリガナ検索で行っていますので会社名のみで個人名が特定できない場合、照会行為等はせず未納扱いとなりますので御注意ください。

※トラブルを防ぐ上からも貴方自身で送金手続きをしてください。

(2) 変更事項について

事務局では、貴君もしくは貴君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時点で、速やかに”巻末の変更届用紙”にて御連絡下さい。連絡が頂けませんと一括処理で発送を続ける恐れが有り、貴方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し、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。

※ 変更事由等の『予告通知』は受け付けません。

(3) 会員資格変更について

学生会員で社会人になられた方々は（学生会員→正会員）への変更届を至急してください。特に、指導教官の方々には適切な御指導をお願いを申し上げます。

(4) 退会予定者の方々に

事務局では、通常の場合は書面通知（郵便振替用紙に記載可）を持って退会手続きを行います。但し、会費請求が有る方には充当をもってお願いを申し上げます。また、扱いに苦慮しますので退会日を『○月○日付けで退会を致します。』と具体的な内容で御指示を願います。

尚、退会手続きが完了しますと貴方のデータベースを削除するとともに『退会案内』を送付してお知らせします。従って、以後の問い合わせには会員外の扱いとなります。

(5) 第28回日本伝熱シンポジウム論文集について

事前送付枠の扱いは平成2年度会計の終了とともに終わりませんでした。

該当者：会計年度内会費完納会員

※ 平成3年4月以降、伝熱シンポジウム開催までに平成2年度会費を納入されても論文集は事前送付の対象にはなりません。

(6) 第28回日本伝熱シンポジウムにおける事務局開設

◆ 伝熱シンポジウム会場での窓口サービス

本年も伝熱シンポ開催中は事務局を開きます。各日ともかなりの混雑が予想されますので、下記の優先順位で扱いますので御協力下さい。

- ① 送付済みシンポ論文集の宛先不明による返送者への論文集の再配布。
※ 本人と確認できる物を御提示ください。

- ② 当日に会費を支払う方へ。
※ 当日は窓口が混雑して少々時間がかかるかも知れません。
※ 平成3年度分までの会費を願います。

- ③ 新規入会届受付（伝熱研究4月号 1991 Vol.30 No.117の配布）。
※ 残部の都合でお渡しできない場合もございます。

- ④ 変更届受付と本人へのデータ内容の確認。
※ 混雑時は避けてくださいませ。

- ◆ 伝熱研究会事務局会場受付時間について
※ 各日とも窓口の掲示に御注意下さい。

- ◆ シンポジウム終了後の論文集の送付についての案内
※ 上記①に該当の方々は、御連絡下さい。
※ 論文集を御希望の方は、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、有償扱いとなり別途実費を御請求致します。
第28回シンポ講演論文集（送料込み）は1部¥5,550となります。

事務局 1991.4.

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(書面での届出に限って手続きをします。)

0	申込年月日	H	年	月	日	※入会の方は同時に郵便にて会費の納入をお願いします。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		所在地				
9	先	TEL				
10		FAX	共通・専用			
11	自宅	〒	—			
12		住所				
13		住所				
14	TEL					
15	通信先***	勤務先・自宅				
16	学位					
17	最終出身校					
18	卒業年次	T・S・H	年			
19	専門分野					← (下記専門分野の番号)
20	学生会員の場合: 指導教官名**	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、研究室名、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.30, No.117

1991年4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(3726)1111(代) 内線3090, 2540

Fax 03(3729)0587

振替 東京 6-14749

(非売品)