

壁面局所熱伝達係数の遠隔測定法

藤井, 丕夫
九州大学機能物質科学研究所 | 九州大学機能物質科学研究所

吉川, 朝郁
九州大学機能物質科学研究所

ムガビ, ネルソン
九州大学機能物質科学研究所

藤井, 哲
九州大学機能物質科学研究所 | 九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6528>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 2 (1), pp.67-78, 1988-06-30. 九州大学機能物質科学研究所

バージョン :

権利関係 :

壁面局所熱伝達係数の遠隔測定法

藤井 丕 夫・吉川 朝 郁
N. Mugabi, 藤井 哲

(本論文を名誉教授柘植乙彦先生に献呈する)

An Experimental Method to Measure Local Heat Transfer Coefficient from a Distance

Motoo FUJII, Nelson MUGABI, Chouiku YOSHIKAWA
and Tetsu FUJII

The present paper describes an experimental method to measure local heat flux from a distance. The method is based on the fact that when a wall is heated locally, the wall temperature rise depends on the local heat transfer coefficient at that point. In the experiment, the wall was heated by a power laser and the temperature rise was measured by an infrared spot thermometer. Transient heat conduction in a wall was numerically solved for a heated location. The integral of the temperature rise is found to be the quantity most sensitive to variation in heat transfer coefficient. If the integral value is measured within a 2% error margin, the heat transfer coefficient could be evaluated within a margin of 10% for acryl. For metals having high thermal diffusivity, however, error is above 80%. Automatical measurement with the aid of a personal computer made it possible to evaluate forced convection heat transfer coefficient of a flat plaster plate within an accuracy of 20%.

1. 緒 言

熱交換器において種々の伝熱促進面が採用されているが、実際の装置の稼働状態でこれらの促進面と気体との間の伝熱機構が明らかにされれば、高性能伝熱面の開発研究が著しく進展する可能性がある。稼働状態での伝熱面の熱流束あるいは熱伝達係数を測定する場合、通常の方法では測定センサの設置の影響を生じたりあるいは装置が複雑になるなど困難な問題が多い。

著者ら¹⁾は先に伝熱面をレーザーで局所的に加熱し、伝熱面表面の温度上昇特性を赤外線温度計で測定することにより壁面熱流束を算出する遠隔的な方法を提案し、これを鉛直平板箔に沿う空気の流れ熱伝達の

場合に適用した。そして、伝熱面が金属でも薄い箔の場合には比較的良い精度で熱流束あるいは熱伝達係数が測定できることを示した。

本報は、壁面の熱流束あるいは熱伝達係数を簡便な方法で測定するという実用的な見地から、伝熱面が厚い場合について上記の遠隔測定法を適用することを試みたものである。まず比較的単純な系について理論解析を行い、伝熱面の材質及び表面状態が異なる場合について、本測定法の測定精度および適用限界を明らかにする。さらに、石膏によって平板状伝熱面を作成し、平板に沿う強制対流熱伝達に関して、局所熱伝達係数をアルゴンイオンレーザー及び赤外線スポット温度計によって測定することを試みる。

- 記号**
- a : 伝熱面の温度伝導率
 - c : 伝熱面の比熱
 - Bi : ビオー数, $\alpha_x d / \lambda$
 - d : 伝熱面厚さ
 - Fo : フーリエ数 (無次元時間) $a\tau / d^2$
 - F_R : 時間の比, Fo_2 / Fo_1
 - Nu_x : 局所ヌセルト数 $\alpha_x x / \lambda_a$
 - Pr : プラントル数
 - Q_L : 局所加熱熱量
 - q_b : 伝熱面熱流束
 - q_c : 対流熱流束
 - q_L : レーザ熱流束
 - q_r : ふく射熱流束
 - R : 半径方向計算領域
 - Re_x : レイノルズ数 $U_\infty x / \nu$
 - r : 半径方向座標
 - r_L : 局所加熱半径
 - t : 温度
 - ΔT^+ : 局所加熱による無次元伝熱面温度上昇
($t_w - t_{w0}$) / ($q_L d / \lambda$)
 - ΔT_i : 伝熱面温度上昇の積分値, 式 (8)
 - ΔT_s : 伝熱面温度上昇の平均勾配, 式 (7)
 - ΔT_r : 異なる時間における伝熱面温度上昇の比,
式 (6)
 - U_∞ : 空気流速
 - x : 伝熱面先端からの距離
 - x_0 : 伝熱面の非加熱部長さ
 - z : 伝熱面厚さ方向座標

ギリシャ文字

- α_x : 局所熱伝達係数
- $\alpha_{x,exp}$: 従来の方で測定される局所熱伝達係数
- α_x^* : 本測定法で得られる局所熱伝達係数
- ϵ : ふく射率
- θ : 三次元可動装置の水平方向角度
- λ : 伝熱面の熱伝導率
- λ_a : 空気の熱伝導率
- ν : 空気の動粘性係数
- ρ : 伝熱面の密度
- σ : ステファンボルツマン定数
- τ : 時間

添字

- w : 伝熱面表面

- ∞ : 周囲流体
- 0 : 初期状態

2. 理論解析

本測定法は、伝熱面を局所的に加熱した場合その点の温度上昇特性 (経時変化) が局所熱伝達係数の関数となることを利用し、加熱量および温度上昇特性の測定から逆に局所熱伝達係数を算出するものである。したがって、温度上昇特性と局所熱伝達係数の関数関係を予め知る必要がある。そこで、有限の厚みを持った、材質の異なる種々の平板伝熱面を考え、その表面が局所的に一樣熱流束で加熱されるとき非定常熱伝導方程式を数値的に解き、加熱位置の温度上昇特性と熱伝達係数の関係を求める。解析の物理モデルを図1に示す。厚さ d の無限平行平板が裏面から一樣熱流束 q_b で加熱され、表面では対流及びふく射による定常熱伝達が行われている。時刻 $\tau > 0$ において、原点 O を中心に半径 r_L の面内がレーザにより一樣熱流束 q_L で加熱される。

解析に際して以下の仮定をおく。

- (1) 表面の熱伝達係数は局所的な加熱により変化しない。
- (2) 伝熱面内部の熱伝導は加熱中心軸に関して対称である。
- (3) 原点から $15r_L$ の位置での伝熱面内の温度分布は初期温度分布と等しい。

基礎方程式は次式で与えられる。

$$\frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \quad (1)$$

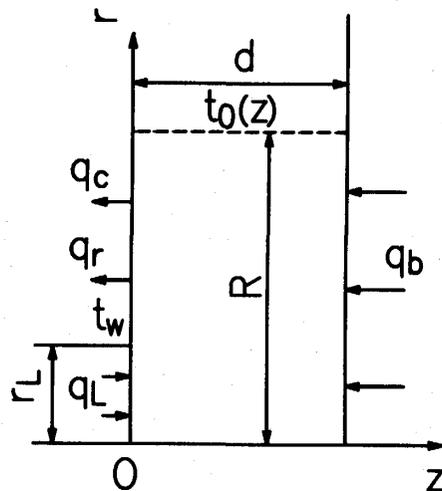


Fig. 1 Physical model

Table. 1 Materials considered in calations and their properties

MATERIAL	λ [W/mK]	a [m ² /s]	ρ [kg/m ³]	C [kJ/kgK]
IRON-ALLOY ハステロイC (耐熱合金 Ni-16, Mo-15, Cr-4, W-5, Fe)	11.1	3.22×10^{-6}	8940	0.385
CONCRETE 石灰岩コンクリート	1.2	0.57×10^{-6}	2400	0.90
BRICK シャモットレンガ	0.52	0.27×10^{-6}	1820	1.1
PLASTER 石膏	0.418	0.378×10^{-6}	1064	1.05
ACRYL アクリル樹脂	0.21	0.12×10^{-6}	1190	1.4

初期条件及び境界条件はそれぞれ以下ようになる。

初期条件

$$\tau=0: t(z, r)=t_0(z) \quad (2)$$

境界条件 $\tau > 0$

$z=0$:

$$\lambda \frac{\partial t}{\partial z} = -\alpha_x (t_w - t_\infty) - q_r + q_L$$

$$(r < r_L: q_L = q_L; r > r_L: q_L = 0)$$

$z=d$:

$$\lambda \frac{\partial t}{\partial z} = q_b \quad (3)$$

$$r=0: \frac{\partial t}{\partial r} = 0, \quad r=R: t=t_0(z)$$

式(1)を代表長さ d , および代表温度 $q_b d / \lambda$ によって無次元化し, 式(2)および式(3)の条件のもとに, 差分法で数値的に解いた。

解析の対象とした伝熱面の種類と熱物性値を表1に示す²⁾。なお, 表面の熱伝達係数は 20, 50, 100 [W/m²K]と変化させ(石膏については10 [W/m²K]を追加), 表面のふく射率は0.95とした。またレーザー加熱量 Q_L はその影響を検討する場合を除き0.1 [W]とし, 加熱半径は厚さ d の0.2及び0.25倍を与えた。

3. 解析結果

本測定法の原理から, 温度上昇特性の熱伝達係数への依存性の程度は測定感度に相当する。まずこの感度に影響をおよぼすと考えられる諸因子について検討を行う。

図2(a)-(e)にそれぞれアクリル, 石膏, 煉瓦, コンクリートおよび耐熱合金(ハステロイC)について, それぞれ次式で定義される加熱中心点での無次元温度上昇 ΔT^+ と無次元時間 Fo との関係を示す。

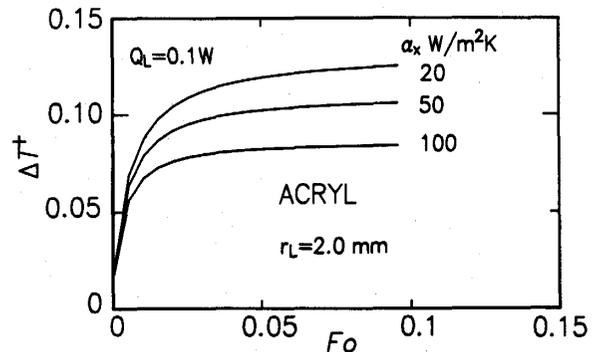


Fig. 2 (a) Effect of heat transfer coefficient on temperature rise-Acryl

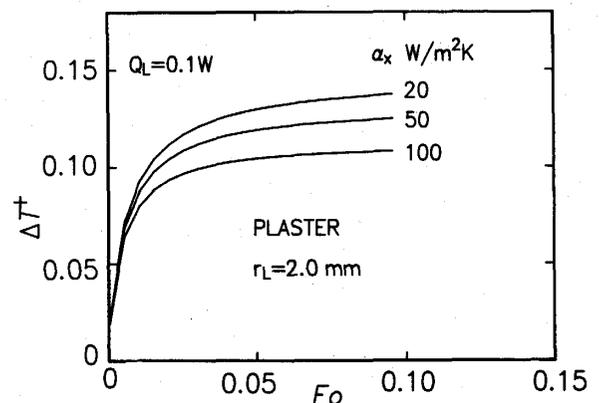


Fig. 2 (b) Effect of heat transfer coefficient on temperature rise-Plaster

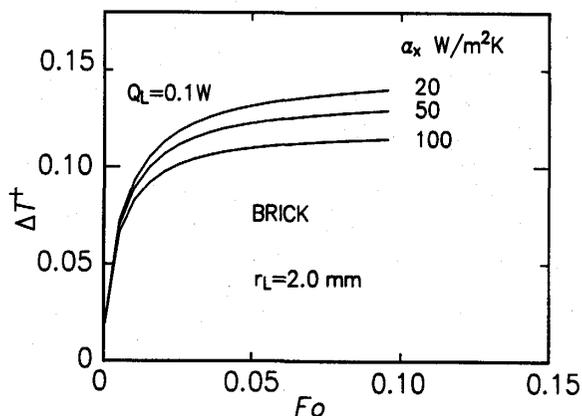


Fig. 2 (c) Effect of heat transfer coefficient on temperature rise-Brick

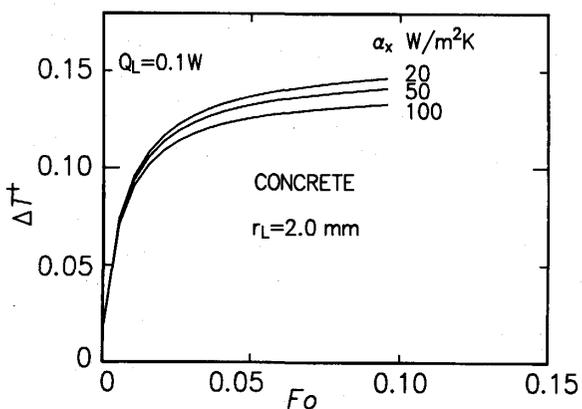


Fig. 2 (d) Effect of heat transfer coefficient on temperature rise-Concrete

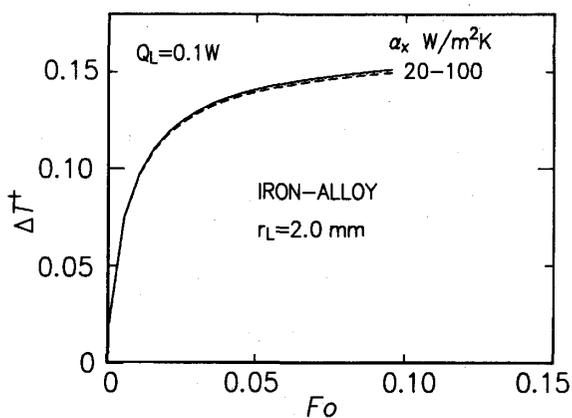


Fig. 2 (e) Effect of heat transfer coefficient on temperature rise-Hasteloy C

$$\Delta T^+ = \frac{(t_w - t_{w0})}{(q_L d / \lambda)}, \quad Fo = \frac{a \tau}{d^2} \quad (4), (5)$$

伝熱面の温度伝導率 a (表 1 参照) が小さいアクリル

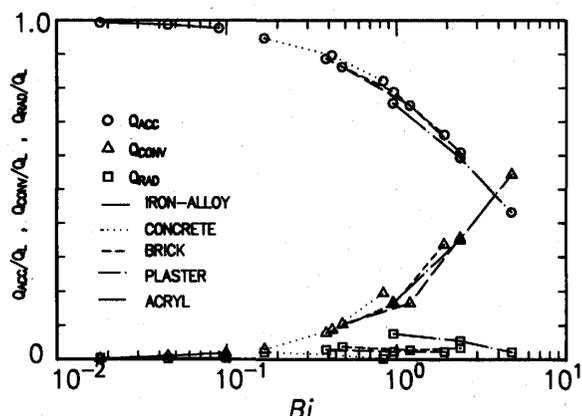


Fig. 3 Ratio of accumulation, convection, and radiation heat to local heat added

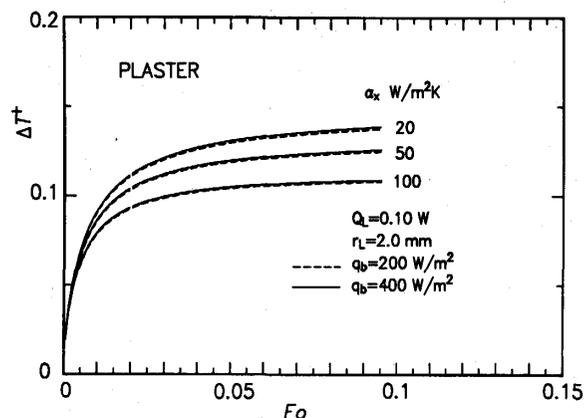


Fig. 4 Effect of uniform wall heat flux on temperature rise

の場合、温度上昇の熱伝達係数 α_x による差異が顕著であるが、 a が大きくなるにつれて ΔT^+ の α_x による差異が小さくなる。これは図 3 に示すレーザ加熱量に対する対流、ふく射及び蓄熱成分の割合から明らかのように、伝熱面のビオー数 $Bi = \alpha_x d / \lambda$ (熱伝達係数を一定としたときの値) が小さくなるとレーザ加熱量の大部分が蓄熱に費やされ、温度上昇特性は伝熱面内の熱伝導に支配されることになるからである。したがって、感度は Bi の減少とともに低下する。金属でも比較的熱伝導率が小さい耐熱合金についてさえ本測定法の感度は非常に低いことになる。

図 4 に石膏の場合について、伝熱面熱流束 q_b すなわち初期伝熱面温度分布の違いが温度上昇特性に及ぼす影響を示す。縦軸および横軸は図 2 と同じにとってある。図から初期温度分布は ΔT^+ に対してほとんど影響しないことがわかる。

図 5 に石膏の場合についてレーザ加熱量を 0.05, 0.1

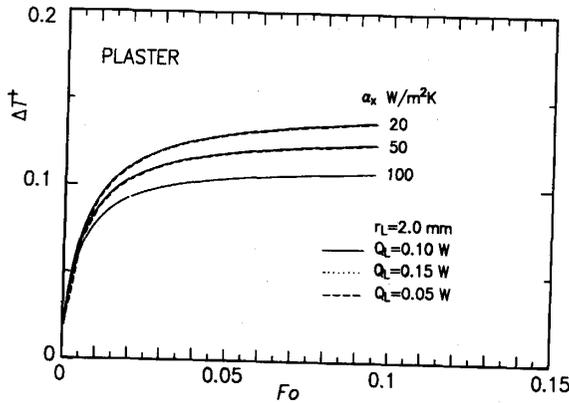


Fig. 5 Effect of laser heat flux on temperature rise

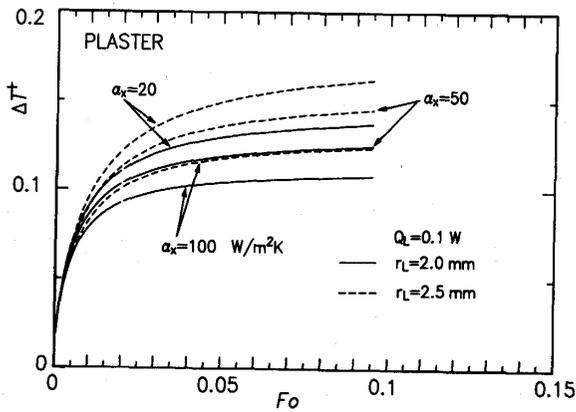


Fig. 6 Effect of laser beam radius on temperature rise

および 0.15 [W] と変化させたときの温度上昇特性を示す。ΔT⁺ はレーザー熱流束に依らない。

図6はΔT⁺に及ぼすレーザー加熱半径の影響を示したものである。この場合、レーザー熱流束は加熱半径によって異なることになるが、図5の結果を考慮すると、図に見られる差異は加熱半径の違いによるものであり、加熱半径がΔT⁺に及ぼす影響は大きい。

4. 温度上昇特性と熱伝達係数の関係

以上の結果から、ΔT⁺とFoとの関係で表される局所加熱位置の温度上昇は、熱伝達係数だけでなく伝熱面の材質およびレーザー加熱半径によって異なる。ところで、温度上昇特性を定量的に表す特性値として、加熱開始後の特定の時刻における温度上昇値や加熱終了時の値など種々のものが考えられる。そこで、伝熱面が石膏でレーザー加熱半径が2.0mmの場合について、温度上昇特性を定量的に表すために図7に模式的に示

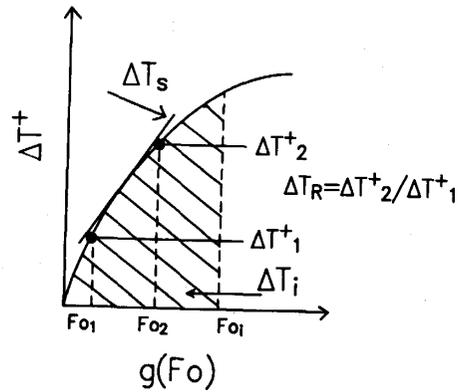


Fig. 7 Definition of characteristic values of temperature rise

す3種類の特性値を考え、各特性値の熱伝達係数への依存性、すなわち、測定法上の感度について検討する。

4-1. 異なる時間における温度上昇の比 ΔTr

図8に次式で定義される加熱開始後の異なる時間Fo1, Fo2における温度上昇値の比ΔTrとビオー数Biとの関係を示す。

$$\Delta Tr = \frac{\Delta T^+_{Fo2}}{\Delta T^+_{Fo1}} \quad (6)$$

図には時間の比FR(=Fo2/Fo1)が10および20の場合が示してある。伝熱面の材質による差異は小さいものの、FRあるいはFo1の値によって異なる関係が得られる。本測定法では、横軸の測定値から縦軸のビオー数を算出することになるので図の勾配が小さいほど感度がよいことになる。この場合、ビオー数算出の精度が最も高くなるFR=20(Fo1=0.0057)の場合でも、横軸の2%の誤差はビオー数に対して、アクリル(Bi

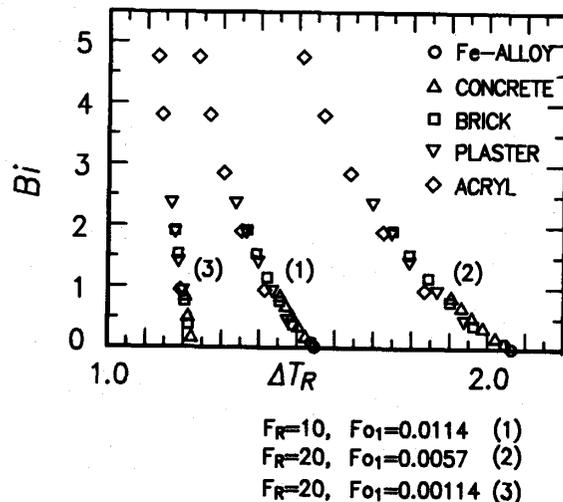


Fig. 8 Relation between ΔTR and Bi

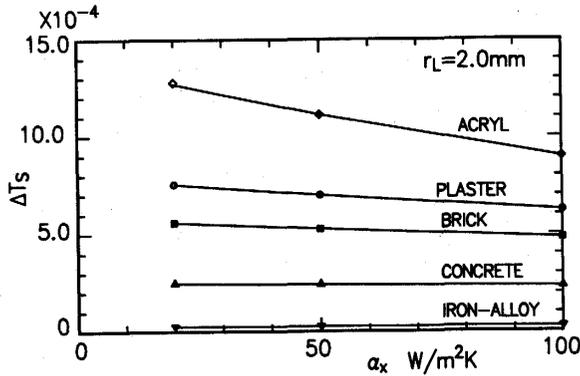


Fig. 9 Relation between ΔT_s and α_x

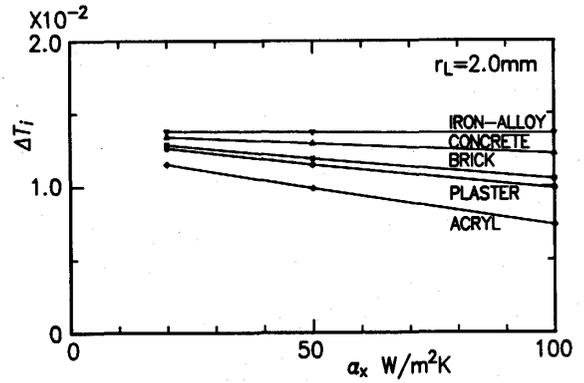


Fig. 11 Relation between ΔT_i and α_x

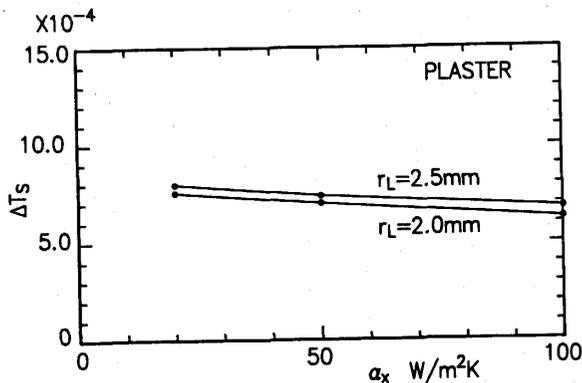


Fig. 10 Effect of r_L on ΔT_s

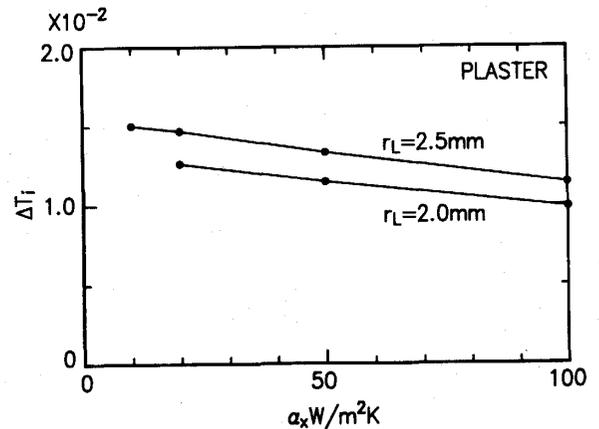


Fig. 12 Effect of r_L on ΔT_i

=3.5) で18%, 石膏 ($Bi=1.0$) で28%, 耐熱合金 ($Bi=0.09$) では80%以上の誤差を生ずることになる。

図5の結果および ΔT_r の定義式 (6) から明らかのように ΔT_r と Bi の関係においては、レーザ熱流束の影響は現れない。したがって、測定上の観点からすると、パワーメータに要求される精度が緩和されるという利点がある。しかし、誤差の増幅が大きく、時間と温度を共に正確に測定する必要がある。

4-2. 温度上昇の平均勾配 ΔT_s

加熱開始直後の温度上昇は時間の対数に対してほぼ直線的に変化する。図9はこの領域における温度上昇の平均勾配 ΔT_s と熱伝達係数 α_x の関係を示したもので、縦軸の ΔT_s は次式で定義される。

$$\Delta T_s = \frac{(\Delta T^+_{Fo_2} - \Delta T^+_{Fo_1})}{(\ln Fo_2 - \ln Fo_1)} \quad (7)$$

図から明らかのように、 ΔT_s と α_x の間に直線関係が成り立ち、伝熱面の材質によってその傾きが異なる。図2の結果に対応して材質の温度伝導率が大きくなるにつれて傾きが小さくなり、感度が低下する。

図10は石膏の場合を例に ΔT_s と α_x の関係に及ぼす

レーザ加熱半径の影響を示したものである。加熱半径が異なっても ΔT_s の α_x への依存性の程度は変わらない。この場合、 ΔT_s の2%の測定誤差は α_x に対して30%の誤差をもたらす。したがって、測定の感度は図8の関係の場合と同程度といえる。ただし、実際の測定に際しては、時間と温度の測定値を最小自乗法で近似することによりデータの平均化が行えるので、測定の再現性が良くなる可能性がある。

4-3. 温度上昇の積分値 ΔT_i

加熱開始から特定の時間までの温度上昇曲線の積分値は、曲線の全体的な特性を示すことになる。図11は次式で定義される積分値 ΔT_i と α_x との関係を示したものである。

$$\Delta T_i = \int_0^{\sqrt{Fo_i}} \Delta T^+ d\sqrt{Fo} \quad (8)$$

なお、図は $\sqrt{Fo_i}=0.18$ とした結果である。この場合も図9と同様に、 ΔT_i と α_x との間に直線関係が成り立つ。そして図12に示す様に、加熱半径の影響は平

均勾配の場合より若干大きい、直線の傾きは図10に較べて大きく、したがって感度が良くなる。また、測定法上の観点からも勾配を求めるより積分値を求める方が高精度であり、データの再現性も良くなる。 ΔT_i の2%の誤差は α_x に対して、アクリルおよび石膏の場合にそれぞれ約10%および20%の誤差を生ずることになる。

温度上昇の比 ΔT_r 、平均勾配 ΔT_s および積分値 ΔT_i のいずれの場合も、これらの特性値から熱伝達係数を逆に算出する際には10倍程度の誤差の増幅がある。したがって、伝熱面が厚い場合、本測定法の精度を高めるにはかなり高精度の測定機器および測定技術を要することになる。

5. 実 験

平板に沿う空気の強制対流熱伝達の実験を行い、従来の熱伝達係数の測定法による結果と本測定法による結果とを比較し、本測定法の精度の検討を行った。

実験装置の全体的な配置の概略を図13に示す。吹き出し風洞(1)からの空気流速は熱線流速計(2)で測定する。伝熱面(18)は長さ400mm、幅200mm、厚さ10mmの二枚の石膏平板で長さ300mm、幅220mmのヒータのステンレス箱(19)を挟み込んだもので、先

端にはく離防止のために長さ29mmの流線形状の板が取り付けられている。表面にはふく射率を高くするために黒体塗料が吹き付けてある。直流電源(6)を用いてヒータに直接通電することによって石膏平板を一様熱流束で加熱する。ヒータの発熱量は電流電圧の測定値から算出する。ただし、上流側の79mmと下流側の50mmは非加熱部分となっている。図14に熱電対(50 μ m Cu-Co)による伝熱面の温度測定位置(●印)を示す。各位置について伝熱面表面と裏面およびヒータ表面温度を測定する。また周囲流体温度は伝熱面の両側、伝熱面から約100mm離れた位置の二点で測定する。発熱量および熱起電力の測定はいずれもデータロガー(11)により行う。測定値はすべてパーソナルコンピュータ(5)に記憶した。これらの測定値から通常の方法で熱伝達係数が算出できる。

伝熱面の局所的な加熱はアルゴンイオンレーザー(3)によって行い、光ファイバを経由したレーザー出力はパワーメータ(7)の出力をデジタルボルトメータ(8)で測定する。加熱位置の温度上昇は熱電対および赤外線スポット温度計(サーモスポット：測定分解能は40 $^{\circ}$ Cで0.7 $^{\circ}$ C)(4)の出力をマルチメータ(9)で測定する。なお、実験に先立ち、光ファイバー出力部から局所加熱位置(本実験では図14の●印3の位置)までの

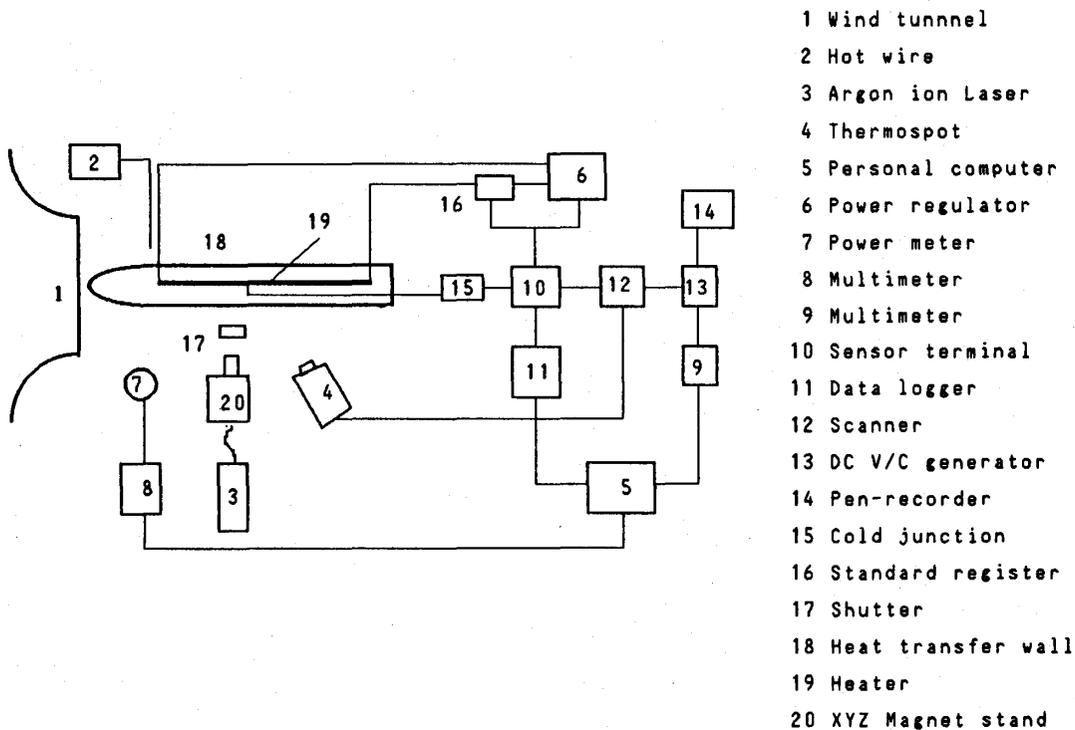


Fig. 13 Schematic diagram of the experimental apparatus

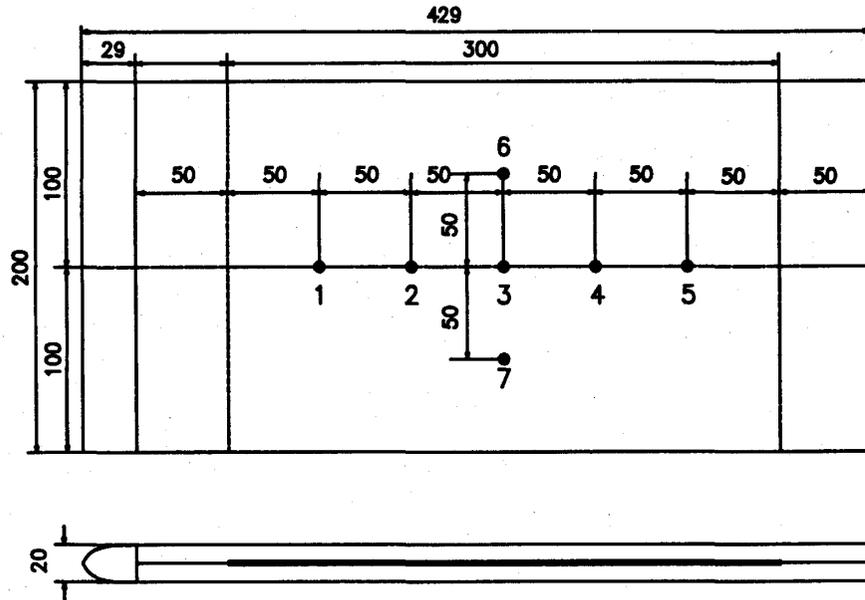


Fig. 14 Thermocouple positions on heat transfer surface

距離に等しい場所で、レーザービームの相対的光強度分布を $100\mu\text{m}$ のピンホールを用いて測定し、ビーム直径すなわちレーザー加熱直径を決定した。本装置の場合、それは約 4.8mm であった。

測定の精度と再現性を高めるために、レーザービームの方向およびサーモスポットの視野方向を正確に設定する必要がある。実験を開始する前に以下の方法によりその設定を行う。1) レーザパワーメータを風洞の風速の影響のない所に設置、固定する。2) 光ファイバーのレーザー出力部を三次元可動装置 (20) に取り付け、可動装置の位置を固定する。3) レーザビームをパワーメータの方向に向け、メータの出力が最高になるように可動装置の角度目盛りを決定する (θ_p)。4) レーザビームを伝熱面表面の熱電対の方向に向け、熱電対の起電力が最高になるように可動装置の角度目盛りを決定する (θ_t)。5) サーモスポットの測定視野を伝熱面に当てたレーザービームの中心に向け、出力が最高になるように位置および焦点を固定する。6) シャッター (17) を光ファイバー出力部と伝熱面の間 (強制対流境界層の十分外側) に設置する。以上で各機器の相対的位置は固定され、以後の測定においては三次元可動装置を用いたレーザービームの角度の変更 ($\theta_p \leftrightarrow \theta_t$: 出力測定と伝熱面の加熱を交互に行う場合) のみを行う。

測定は以下の手順による。

1) 流速が設定値になるように風洞の出力を調整し、

伝熱面のヒータを入れる。2) 周囲流体温度及び伝熱面温度を測定し、定常状態に到達していることを確認する。3) レーザビームを θ_p へ設定し、レーザー出力の測定値をパソコンへ記憶する。4) レーザビームを θ_t へ設定する (シャッターは閉の状態)。5) ヒータ電圧、電流、周囲流体温度及び伝熱面温度を測定し、パソコンへ記憶する。6) 局所加熱部の表面温度の測定開始 (熱電対あるいは赤外線サーモスポット温度計による) をパソコンから指令する。同時にペン書記録計 (14) の記録を開始する。7) 指令から約10秒後、レーザービームのシャッターを開く。約10秒間の加熱後シャッターを閉じる。8) 約0.1秒間隔で400点のサンプリング計測を終了後、全てのデータをディスクファイルに記憶する。

以上で一つの条件での測定が終了する。同じ条件下で測定の再現性を調べる際には、加熱の影響がなくなるまで十分時間をおいて、上記の3) - 9) を繰り返す。

実験は周囲空気温度 $10\sim 25^\circ\text{C}$ 、流速 $3\sim 10\text{m/sec}$ の範囲で行い、このとき伝熱面中央位置の熱伝達係数は $10\sim 50\text{W/m}^2\text{K}$ となる。局所加熱位置を図14の熱電対番号3の位置に設定し、レーザー加熱量は、 $0.06\sim 0.1\text{W}$ の範囲とした。測定中の熱量の変動は0.1%以内であった。なお、実験データの無次元整理に際しては加熱半径を 2.5mm とした。

6. 測定結果および考察

6-1. 従来の方法による熱伝達係数の算出

伝熱面熱流束、表面温度および周囲温度の測定値から、従来の方法で得られた局所熱伝達係数 $\alpha_{x,exp}$ を、局所ヌセルト数 Nu_x とレイノルズ数 Re_x の関係で整理した結果を図15に示す。主流乱れや伝熱面先端部の形状が不十分なために、層流から乱流への遷移が早くなっているが、それぞれの領域で実験値は非加熱部（長さ x_0 ）を考慮した次式で表される整理式²⁾に近い値を示している。

層流域

$$Nu_x = 0.458 Re_x^{1/2} Pr^{1/3} (1 - (x_0/x)^{3/4})^{-1/3} \quad (9)$$

乱流域

$$Nu_x = 0.0296 Re_x^{4/5} Pr^{3/5} (1 - (x_0/x)^{9/10})^{-1/9} \quad (10)$$

6-2. 局所加熱位置の温度上昇の測定結果

図16 (a)-(d) にそれぞれ熱伝達係数が異なる場合について、局所加熱開始後の温度上昇の測定結果を示す。図の縦軸は式 (4) で定義される無次元温度 ΔT^+ 、横軸には加熱初期の特性をはっきりさせるために無次元時間のルート \sqrt{Fo} がとってある。熱電対とサーモスポットによる測定値のそれぞれについて、いずれの場合もデータの再現性は良い。熱伝達係数が理論解析で与えた値に近い図 (a), (b) および (d) については、加熱中心点における温度上昇の理論結果を実線で記入

してある。熱電対による測定値は理論結果と比較的良好一致を示している。一方、サーモスポットによる測定値はこれらに較べて低い値を示す。これは、サーモスポットは測定視野が有限で、本実験の場合、加熱中心付近の約 1.4mm^2 の範囲の面積平均温度を測定することになるためと考えられる。この場合、理論結果によれば、面積平均温度は中心点の温度に比して約7%低くなる。

温度上昇の測定結果を近似する曲線の式を最小自乗法で求め、理論の場合と同じ時間間隔における平均勾配 ΔTs を算出した。図17に ΔTs と熱伝達係数の関係について、測定値と理論値とを比較した結果を示す。

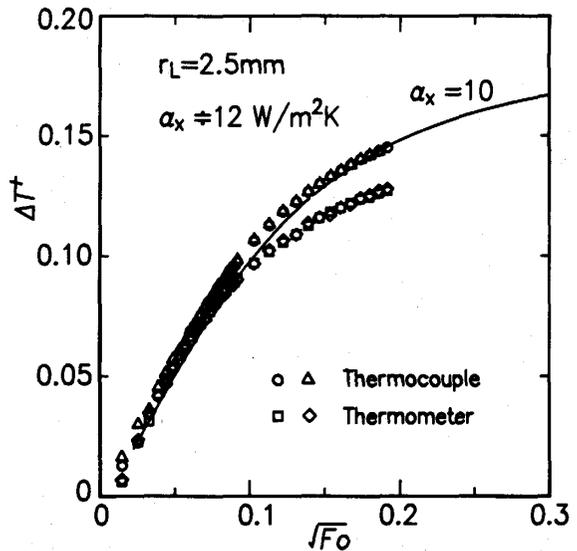


Fig. 16 (a)

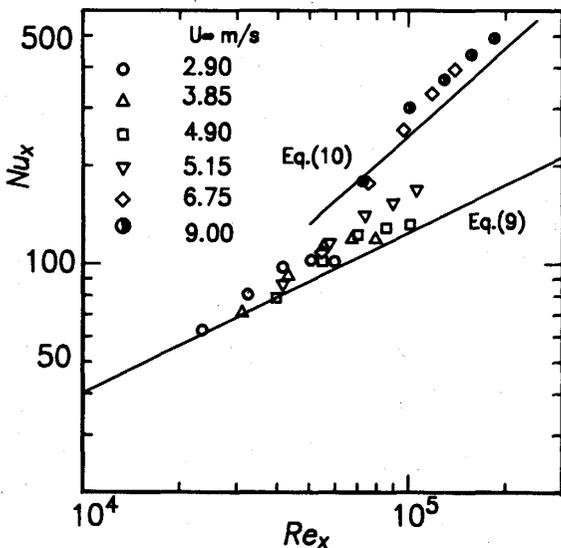


Fig. 15 Relation between Nu_x and Re_x

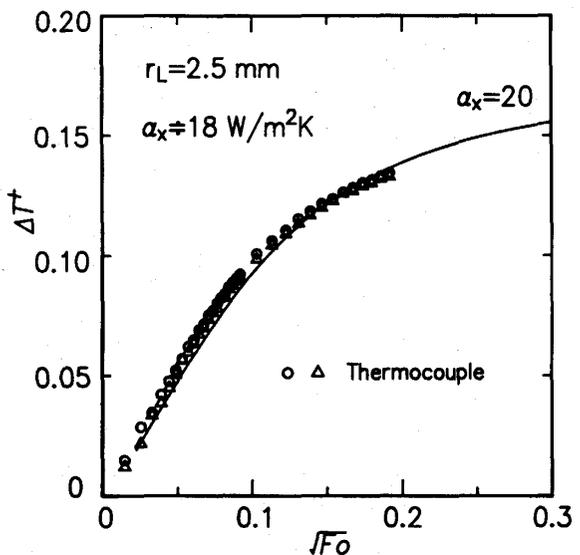


Fig. 16 (b)

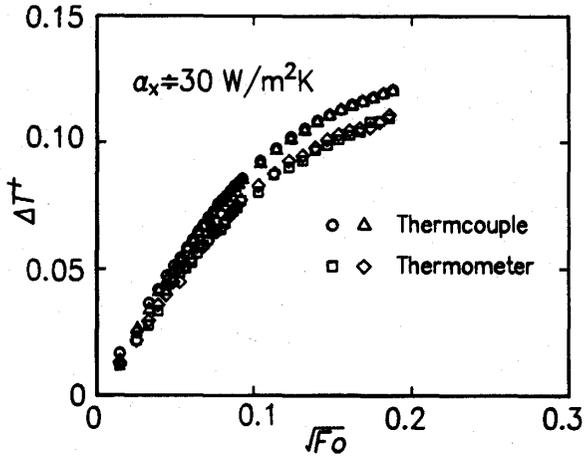


Fig. 16 (c)

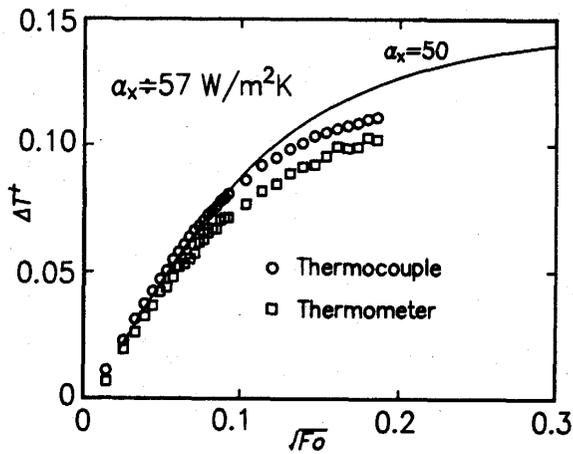


Fig. 16 (d)

Fig. 16 Measured values of temperature rise

データのプロットにおいて、横軸の値には $\alpha_{x,exp}$ がとってある。図中の実線は加熱中心点の温度についての理論値、一点鎖線は実線より7%低い値とした面積平均温度に相当する値である。測定値は理論値の傾向とはほぼ一致しているが、データのばらつきは約±5%と大きい。これらのデータから理論的關係を用いて逆に熱伝達係数を算出すると±80%のばらつきを生じることになる。

温度上昇の近似式を理論の場合と同じ積分範囲で積分して ΔT_i を求め、結果を熱伝達係数との関係でプロットすると図18のようになる。図17の平均均配の場合に較べてデータのばらつきはかなり改善される。熱電対による測定結果は±2%以内で実線で示す理論結果と一致している。また、サーモスポットによる測定結果は点線で示す面積平均温度に相当する値に近い。

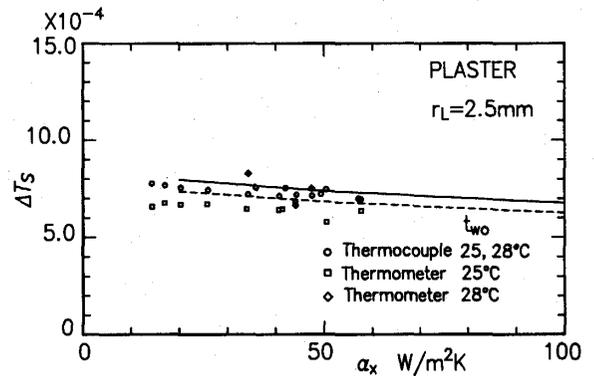


Fig. 17 Comparison of measured and calculated values of ΔT_s

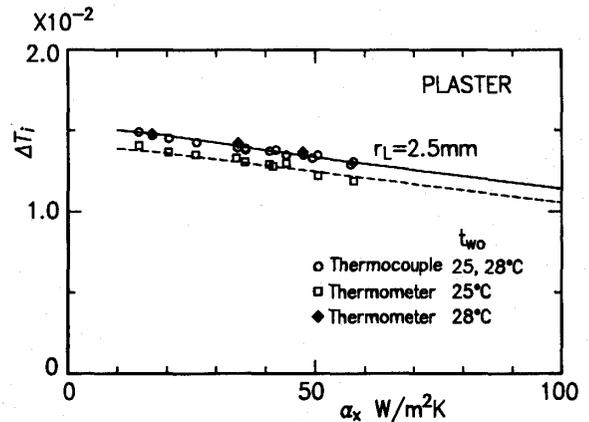


Fig. 18 Comparison of measured and calculated values of ΔT_i

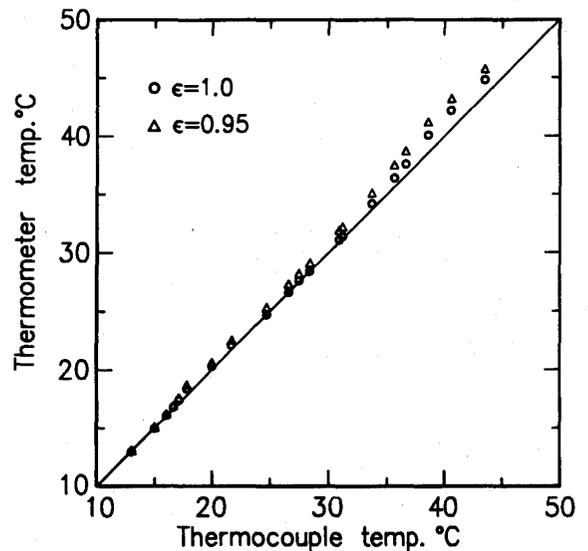


Fig. 19 Calibration of the infrared thermometer

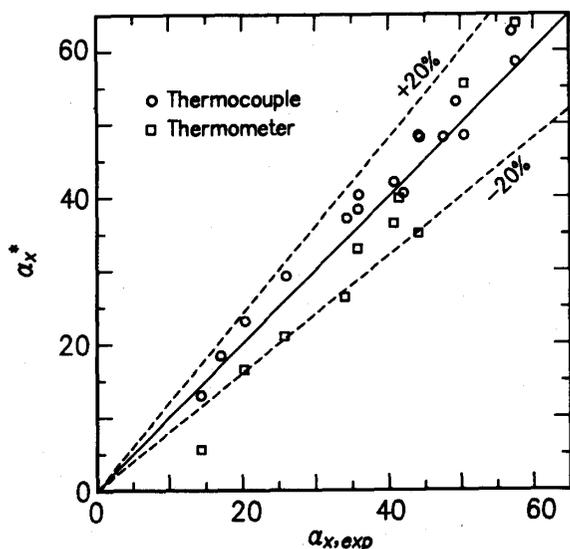


Fig. 20 Comparison of $\alpha\chi^*$ obtained by the present method and $\alpha\chi_{,exp}$ obtained by the conventional method

ただし、後者の測定値は伝熱面表面の初期温度 t_{w0} に大きく依存し、 $t_{w0}=28^\circ\text{C}$ の結果は実線の値に近くなっている。これは図19に示すサーモスポットの特性によるもので、出力と実際の温度との対応関係が温度範囲によって異なることに起因すると考えられる。

図18の熱電対およびサーモスポットによる測定値から、それぞれ実線および点線の理論的關係を用いて熱伝達係数を算出した結果を図20に示す。図の縦軸が本測定法による熱伝達係数 $\alpha\chi^*$ 、横軸は従来法によって得られる値 $\alpha\chi_{,exp}$ である。サーモスポットによる測定結果は熱電対による結果に較べて若干誤差が大きいが、本測定法によって熱伝達係数を約 $\pm 20\%$ 以内で求めることができるといえる。

7. 結 論

本報で得られた結論および本測定法の問題点と今後の検討課題を列挙する。

1. 加熱位置の温度上昇特性の局所熱伝達係数への依存性、すなわち本測定法の感度は、局所加熱熱量が対流、ふく射および壁面内への蓄熱に分配される割合によって異なる。解析により、主として温度伝導率が異なる種々の伝熱面についてこの分配の割合を明らかにした。温度伝導率が最も小さいアクリル板の場合に、蓄熱と対流成分とが約半々になる。また、耐熱合金の場合は蓄熱が支配的で対流成分は10%以下である。なお、ふく射成分はふく射率を0.95とした場合でも10%

以下で、ふく射伝熱が本測定法の感度に及ぼす影響は小さい。

2. 温度上昇特性と熱伝達係数との関係を求めるために、温度上昇の経時変化を定量的に表す種々の特性値について検討を行った。伝熱面の材質が同じとき、加熱開始時間から一定の時間後までの温度上昇曲線の積分値は、他の特性値に較べて局所熱伝達係数への依存性が大きく、測定の感度が最も高い。温度上昇の特性値の測定精度を一定としたときの局所熱伝達係数の予測精度を明らかにした。例えば、温度上昇の積分値の測定精度を2%としたとき、局所熱伝達係数の予測精度はアクリルの場合で約10%、石膏の場合で約20%となる。

3. 石膏で作成された伝熱面を用いた強制対流熱伝達の実験から、本測定法によって熱伝達係数を $\pm 20\%$ 以内の精度で測定できることが実験的に確かめられた。レーザによる加熱は出力が安定し正確に行えるので、赤外線スポット温度計の測定精度が向上し、温度上昇特性を $\pm 1\%$ 以内で測定できるようになると、石膏の場合でも精度を $\pm 10\%$ 程度まで高めることが可能である。

4. 現状の測定機器の精度では、厚い金属面について本測定法を適用することはできない。しかし、フィンのような金属箔の場合には適用できる。また、アクリル等の温度伝導率が小さい材料を用いて模擬的な伝熱面を作成すれば、種々の条件下で熱伝達係数を $\pm 10\%$ 程度の精度で測定できると考えられる。

5. 本測定法の感度は低く、温度上昇の特性値から熱伝達係数を算出する際に10倍程度の誤差の増幅がおこる。そのため、加熱開始の時間原点および測定時間間隔の正確な測定およびレーザ熱流束の絶対値の正確な測定が不可欠である。さらに、レーザ加熱位置と赤外線温度計の測定視野との相対的位置関係も高精度に調整する必要がある。本研究では測定の自動化および三次元可動装置を用いることで問題の解決を試み、一応の成果が得られた。

6. 本測定法は、従来の方法と異なり局所の熱流束を測定するための工夫を必要としないので、実験装置が非常に簡単になることから、局所熱伝達係数の簡易予測法としての汎用性があると考えられる。ただし、今後赤外線温度計についても光ファイバーの使用を試みるなど、装置の小型化と操作性の向上を図る必要がある。

7. 本測定法を複雑な形状あるいは小さな伝熱面に

対して適用する場合、本報で行ったと同様な理論解析によって、温度上昇特性と熱伝達係数との間のより一般的な関係を求めておく必要がある。また、局所的な加熱によって熱伝達係数が変化しないという仮定が成立しない場合も考えられ、今後局所加熱が定常温度境界層に及ぼす影響についても定量的に明らかにする必要があると考える。

おわりに、本研究は昭和61年度文部省科学研究費一

般研究(B)の補助金により行ったものである。ここに記して謝意を表す。

文 献

- 1) 藤井 哲, 田中宏史, 対流熱伝達係数の遠隔測定について, 日本機械学会第890回講演会講演論文集, No.770-16 (熱工学, 1977-11), 138-140.
- 2) 伝熱工学資料, 改訂第4判, 日本機械学会編, (1986).