研究論文

895. 管群をよぎる液体Naの共存対流伝熱 重力方向の流れに直交する一列管による検討

馬 英*, 杉山 憲一郎*, 石黒 亮二*

(1987年 9月14日 受理), (1988年 7月23日 再受理)

Combined Convective Heat Transfer of Liquid Sodium Flowing across Tube Banks Examination with Single Row of Tube Normal to Flow in Direction of Gravity

By Ying MA, Ken-ichiro SUGIYAMA and Ryoji ISHIGURO

In order to clarify the heat transfer characteristics of combined convection of liquid sodium, a numerical analysis is performed for liquid sodium which flows through a single horizontal row of tubes in the direction of gravity. The correlation of heat transfer characteristics between liquid sodium and ordinary fluids is also discussed.

The heat transfer characteristics at large Reynolds numbers are improved when the Richardson number is increased, and the improvement rate is enlarged with increase in p/d value, since convection effect is relatively large. However heat transfer coefficients do not differ from those of forced convection at small Reynolds numbers even when the Richardson number reaches a high value because of conduction effect. A good consistence of heat transfer characteristics of combined convection between liquid sodium and air is obtained at the same Peclet number and Richardson number. This means that the fundamental heat transfer characteristics of combined convection of liquid sodium can be investigated with ordinary fluids.

KEYWORDS: *single row, tubes, boundary-fitted coordinate transformation, combined convection, heat transfer, liquid metals, sodium, low Prandtl number fluid, numerical analysis, fluid flow, fluid mechanics*

1. 緒 言

水平管群を重力方向によぎる液体Naの共存対流伝熱は、高速増殖炉の崩壊熱除去システムの熱交換器などの設計に関連して重要な問題である⁽¹⁾。従来、空気を対象とするこの種の共存対流として、広い空間に置かれた単一水平管の実験⁽²⁾と垂直平行平板間に置かれた単一水平管⁽³⁾および管群⁽⁴⁾の数値解析が報告されている。しかし、液体Naの系については全く検討が行われていない。

管群の共存対流の伝熱特性は、一般に流れ方向およ

び流れと直角方向の p/d 、 Re (Reynolds数)(あるいは Pe (Peclet数)),および Ri (Richardson数)に依存する。しかし、同一 Re および Ri で比較すると、 Pr (Prandtl数)が高い通常流体(空気や水など)では、温度境界層が非常に薄いため、各伝熱管の温度場の相互干渉は無視でき、 p/d にはほとんど依存せずに伝熱特性が定まる。一方、低 Pr 流体である液体Naでは、温度境界層が厚く、隣接管の相互作用が大きいため、その特性は p/d に強く依存する。しかし、現在まで液体Naのこの特性

* 北海道大学工学部 (Fac. of Eng., Hokkaido Univ.)

については検討が行われていない。

崩壊熱除去系の熱交換器はその性格から、限られたスペースで要求される熱除去能力を保持しなければならない。しかし、多数のパラメータと複雑な幾何学形状を持つ水平管群の伝熱特性を、費用と時間を要する液体Na実験のみから明らかにすることは困難である。したがって、あらかじめ主要パラメータの伝熱特性への影響の程度や、実験が容易に行える通常流体によって、液体Naの伝熱特性が把握できる可能性について検討することが望ましい。

本研究はこの観点で行われたものであり、水平一列管を用いて、重要なパラメータである $Re(Pe)$, Ri および流れと直角方向の p/d (流れ方向の p/d の効果は第2義的でありこの研究では取り上げない)に対する伝熱特性の依存性を明らかにする。また、通常流体により液体Naの伝熱特性を把握する場合のパラメータの選択についても検討した。

なお、本研究では、中間熱交換器組込み型崩壊熱除去系の熱交換器の基本的特性を把握することを目的としている。このシステムの特徴は、炉心、中間熱交換器、ポンプなどを含む冷却材循環回路の流動抵抗が大きく、自然循環時においても流動抵抗支配の系となる。また、具体的なシステムが定まらなければ循環流量を決定できない。したがって、本研究では、一列管への流入流量を Re の形で規定し、自然対流の相対的な強さ(Ri)および p/d の違いにより、共存対流の伝熱特性がいかに変化するかを数値解析的に明らかにする。

II. 解析方法

1. 座標系

本研究では、対象とするFig.1の幾何学系に対して、Boundary-Fit 曲線座標変換法を採用した⁽⁵⁾。この方法は、数値的な座標変換により境界形状を正確に取り扱うことができ、また、より複雑な形状にも容易に

Fig. 1 Physical model

拡張できるなどの利点がある⁽⁶⁾。本計算で用いられた $p/d=2$ の物理平面(x, y 座標系)での格子系をFig.2に示す。この格子系では上流および下流側に直接通常の直交座標の格子が接続できるよう工夫されている。

流れ場と温度場の偏微分方程式は、境界条件を直線上で与えることができる写像平面上で解く。写像平面上の格子点(ξ, η)は、次式の楕円型偏微分方程式により、物理平面上の格子点(x, y)に対応づけることができる。

$$\alpha x_{\xi\xi} - 2\beta x_{\xi\eta} + \gamma x_{\eta\eta} = -J^2(x_{\xi}P + x_{\eta}Q) \quad (1a)$$

$$\alpha y_{\xi\xi} - 2\beta y_{\xi\eta} + \gamma y_{\eta\eta} = -J^2(y_{\xi}P + y_{\eta}Q) \quad (1b)$$

ここで、

$$\alpha = x_{\eta}^2 + y_{\eta}^2, \quad \beta = x_{\xi}x_{\eta} + y_{\xi}y_{\eta}$$

$$\gamma = x_{\xi}^2 + y_{\xi}^2, \quad J = x_{\xi}y_{\eta} - x_{\eta}y_{\xi}$$

なお、(1)式中の関数 P, Q は物理平面上の格子間隔の粗密を制御するコントロール関数である⁽⁵⁾。

2. 基礎式および数値解法

無次元化された(x, y)座標系での渦度方程式、流れ関数方程式およびエネルギー方程式は次式で与えられる。

$$(\phi_v \omega)_x - (\phi_x \omega)_y = 2(\omega_{xx} + \omega_{yy})/Re + Ri\theta_y/2 \quad (2)$$

$$-\omega = \phi_{xx} + \phi_{yy} \quad (3)$$

$$(\phi_v \theta)_x - (\phi_x \theta)_y = 2(\theta_{xx} + \theta_{yy})/Pe \quad (4)$$

上式は(ξ, η)座標系において次のように変換される。

Fig. 2 Boundary-fitted curvilinear grid system

$$\begin{aligned} & [(\phi_{\eta}\omega)_{\xi} - (\phi_{\xi}\omega)_{\eta}] / J \\ & = 2[\alpha\omega_{\xi\xi} - 2\beta\omega_{\xi\eta} + \gamma\omega_{\eta\eta}] / J^2 \\ & \quad + P\omega_{\xi} + Q\omega_{\eta} / Re \\ & \quad + Ri(-x_{\eta}\theta_{\xi} + x_{\xi}\theta_{\eta}) / J^2 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -\omega & = (\alpha\phi_{\xi\xi} - 2\beta\phi_{\xi\eta} + \gamma\phi_{\eta\eta}) / J^2 \\ & \quad + P\phi_{\xi} + Q\phi_{\eta} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & [(\phi_{\eta}\theta)_{\xi} - (\phi_{\xi}\theta)_{\eta}] / J \\ & = 2[(\alpha\theta_{\xi\xi} - 2\beta\theta_{\xi\eta} + \gamma\theta_{\eta\eta}) / J^2 \\ & \quad + P\theta_{\xi} + Q\theta_{\eta}] / Pe \end{aligned} \quad (7)$$

本研究では、等温一様流速の液体Naが重力方向に流入し、等温壁の円柱によって冷却され、下方から流出する状況を解析対象としている。したがって、境界条件は次のように設定できる。ただし、計算領域の上流境界を $x=0$ に設定し、充分下流まで計算領域とするため $x=10\sim30$ の下流側の領域では通常の直交座標を採用している。

$$\left. \begin{aligned} AE: \omega &= 0, \phi = y, \theta = 0 \\ BC: \omega &= -\gamma\phi_{\eta\eta} / J^2, \phi = 0, \theta = -1 \\ AB, CD: \omega &= 0, \phi = 0, x_{\eta}\theta_{\xi} - x_{\xi}\theta_{\eta} = 0 \\ EF, FG, GH: \omega &= 0, \phi = p/d, \\ & \quad x_{\eta}\theta_{\xi} - x_{\xi}\theta_{\eta} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} y=0: \omega &= 0, \phi = 0, \theta_y = 0 \\ y=p/d: \omega &= 0, \phi = p/d, \theta_y = 0 \\ x=x_{\max}: \omega_x &= 0, \phi_x = 0, \theta_x = 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

数値解法には前報⁽¹⁾同様 Gosman ら⁽²⁾の方法を用いた。収束条件は主に Nu (Nusselt 数) で判断し、 Nu が小数点以下 2 桁まで変動しなくなるまで計算を続行した。

Ⅲ. 計算結果と検討

1. 流れ場と温度場の特徴

計算は $p/d=1.5, 2.0, 2.5$ の 3 つの流路に対し、

$Pr=0.005$ に固定して Re および Ri を変えて行なった。

Fig. 3 (a) には、 Re が比較的大きい強制対流場の例として、 $p/d=2.0, Re=2,000$ の流れ場と温度場を示す。流れ場は円柱の背面に大きな剥離領域が生じており、その剥離領域は計算領域下端まで広がっている。

$Re>40$ の領域では、円柱の後流にカルマン渦が生じることが知られている。カルマン渦が生じる場合、管中心線に対する場の対称性の仮定が成立せず、その仮定に基づいて求めた円柱下流の流れ場と温度場は実際の場と異なる。しかし、液体Naでは通常流体に比べ熱伝導率の値が非常に大きいため、円柱背面の伝熱特性はカルマン渦の挙動に依存せず、円柱中心線に対して対称性を仮定して求まる時間平均的な流れ場を用いてもよいことが確認できている⁽⁸⁾。したがって、共存対流での基本的な伝熱特性を明らかにしようとする本研究では、対称条件を与えて求められる時間平均的な流れ場を用いても問題はない。

温度場の特徴としては、流路が限定されているため広い空間における温度場と異なり、流路方向に急激に温度降下を生じる。

Fig. 3(b)には、Fig. 3(a)の条件に相対的に強い自然対流 ($Ri=50$) が加わった場合の流れ場と温度場を示す。流れは自然対流効果によって円柱近傍に引き寄せられるため、円柱近傍の流線の幅は Fig. 3(a) のそれより狭く、流速が大きくなることがわかる。引き寄せられた流体は円柱背面の狭い幅の領域を下流へ流れていく。このため、下流の残りの領域には逆流が出現している。この流れ場に対応する温度場は、円柱近傍の流速が速いため等温線の幅が狭く、また流路方向の温度降下は Fig. 3(a) の場合よりも顕著である。このことは Re が大きい時、自然対流が加わると伝熱特性が明らかに向上することを意味する。

Fig. 3 Stream lines(I) and isotherms(II) at $p/d=2.0$

Fig. 3(c), (d)に, Re が小さい場合として $p/d=2.0$, $Re=200$ の場合の $Ri=0$ と $Ri=50$ の流れ場と温度場を示す。Fig. 3(c), (d)を比較してわかるように, $Ri=50$ の場合の流れ場は自然対流の特徴が現れており, $Ri=0$ の場合のそれと異なっている。しかし, 温度場はほぼ同じである。これは対流効果と伝導効果の比を表わす $Pe(=1)$ が非常に小さいため, 温度場が伝導支配になっているからである。このことから, 液体Naでは, Re が小さい場合, 自然対流による熱伝達率の向上がほとんど期待できないことがわかる。

2. Nu の結果

Fig. 4 に, Fig. 3(a), (b) に対応する $Re=2,000$ の場合の $Ri=0$ と 50 の局所 Nu を示す。自然対流が加わった場合, 円柱近傍の流速が増大するため, 円柱背面以外の領域では強制対流のみの場合と比べて局所 Nu は大きい値になっている。一方円柱背面では下流側にコールドブルームが形成され, 等温線が下流に伸び温度勾配が小さくなるため, 局所 Nu は強制対流の場合とほぼ同じ値となる。

Fig. 4 Comparison of local Nusselt number between forced and combined flows

Fig. 5 (a)に, $Re=2,000$, 5(b)に $Re=200$ の場合の平均 Nu の計算結果を示す。横軸に Ri を取っており, p/d をパラメータにしている。図中の水平線は強制対流のみの場合の平均 Nu である。 $Re=2,000$ と 200 では p/d の効果が逆転していることがわかる。このことは次のように説明できる。 $Re=2,000$ の場合には, 温度場は相対的に対流支配である。このため, 円柱近傍の流体の速度が速いほど熱伝達率は良くなる。同一 Re では p/d が小さい方が, 隣接する円柱同士の流れに対する閉塞効果が大きく, 円柱近傍の流速は速くなる。Fig. 5(a)では, この事情により p/d が小さいほど Nu が大きくなっている。一方, $Re=200$ の場合は Pe が非常に小さいため, 温度場は熱伝導支配となる。この場合は, p/d が大きいほど伝熱特性は良くなる。

次に, 自然対流が加わった場合の特性について述べ

る。 $Re=2,000$ の条件では, p/d が大きいほど Ri の増加に伴って伝熱特性が顕著に良くなって行くことがわかる。これは p/d が大きいほど流路の流量が多く, 自然対流の効果により円柱近傍の流速が容易に大きくなるためである。一方, $Re=200$ の場合は, Ri の値が大きくなっても各 p/d の伝熱特性は強制対流の場合と同じである。これは温度場が伝導支配であるため, 自然対流効果が熱伝達率に寄与しないためである。

(a) $Re=2,000$

(b) $Re=200$

Fig. 5 (a), (b) Nusselt number at $Re=2,000$ and 200

上述の特性は通常流体の場合と異なる。Table 2 からわかるように, 空気の場合, $Ri=50$ に対し, 共存対流と強制対流の平均 Nu の比は, $Re=2,000$ では 1.75 であり, $Re=200$ では 1.70 で, 同一 Ri による伝熱特性の向上はほぼ同じである。したがって, 空気の場合には, Ri の増加による伝熱特性の増加は低い Re 域でも顕著である。

Fig. 6 には, 共存対流での伝熱特性を系統的に明らかにするため, $p/d=1.5, 2.0, 2.5$ それぞれに対して, 自然対流が加わることによる伝熱特性の向上を $Nu/$

Nu_f の値で示す。横軸に Ri を取り、 Re をパラメータにしている。Fig. 6 からわかるように、 Re が大きい場合には、 p/d が大きいほど Ri の増加に伴って伝熱特性が向上して行く。Fig. 5(a) で述べたように、この傾向は自然対流の効果により冷却材が容易に円筒近傍に接近し、この領域の流速を大きくし、熱伝達率を向上させるためである。 Re が小さい時には、温度場が伝導支配であるため自然対流の効果期待できず、熱伝達率はほとんど上昇しない。

Fig. 6 Nusselt number ratio of combined convection to forced convection

本解析の系で自然対流の効果が“顕著に現れない領域”を明らかにするため、Fig. 7 に $Nu/Nu_f < 1.05$ の範囲を示す。横軸に Ri を取り、縦軸に Re を取っている。各線の左側が $Nu/Nu_f < 1.05$ の領域である。図からわかるように、 p/d が小さいほど $Nu/Nu_f < 1.05$ の領域が大きくなる。

3. Pr の効果

Pr が異なる液体 Na と通常流体の共存対流の伝熱特性を関係づけることができれば、通常流体の実験結果により液体 Na の特性を推測することが可能になり、実用上非常に便利である。共存対流の熱伝達率を評価する際に、通常 Re と Ri を用いて整理する。しかし、異なる流体の共存対流の伝熱特性を把握するためには、

Fig. 7 Region of $Nu/Nu_f < 1.05$

温度場が同程度の広がりを持つことを基本視点とすべきと考えられる。この観点から、強制対流場に対する温度場の広がりを出す無次元数である Pe を同一として液体 Na と空気 の共存対流の特性を比較してみた。

Fig. 8 (a), (b) に、空気を想定した $Pr=0.7$, $Pe=10$, $Ri=0$ と 50 の場合の流れ場と温度場を示す。 Pe と Ri が同一である Fig. 3(a), (b) と比較してみると、流れ場は Re が違うため相当程度異なっているのに対し、円筒近傍の温度場はほぼ同じ様相を示していることがわかる。したがって、 Nu はほぼ同様な値になることが推測できる。

Fig. 8 Stream lines (I) and isotherms (II) for air at $p/d=2.0$

Fig. 9 に、 $Pe=10$ の場合の液体 Na と空気 の局所 Nu の比較を示す。 $Ri=0$ の場合、両者の差は相当小さいことがわかる。 $Ri=50$ では差は広がるものの定性的には類似の伝熱特性を示しているといえる。

Table 1 に、 Pe を同一とした場合の液体 Na ($Pr=0.005$) と空気 ($Pr=0.7$) の平均 Nu の幾つかの結果を示

Fig. 9 Comparison of local Nusselt number between liquid sodium and air

す。Table 1 からわかるように、 Pe を同一とした場合、いずれの条件でも液体 Na と空気は比較的近い伝熱特性を示している。この比較では、液体 Na の Re は空気の 140 倍であり、2 流体の流れ場はかなり異なっている。それにもかかわらず、流れ場の相違が熱伝達率にそれほど反映されていない。この理由は、流れの効果と温度伝導効果の比を表わす Pe の値が本解析の系では小さく、流れの効果が相対的に弱いためと考えられる。

Table 1 Comparison of mean Nusselt number between liquid sodium and air

Pe	Ri	Na($Pr=0.005$)	Air($Pr=0.7$)
10	0	3.19	2.88
10	50	4.99	3.88
1	0	0.68	0.68
1	50	0.69	0.68

比較のため、Table 2 に Re を同一とした場合の結果を示す。2 流体の熱伝達率に大きな差異が現れている。特に、 $Re=200$ では液体 Na の自然対流効果がほとんど現れないのに対し、空気のそれは大変顕著である。その原因は、 Pe の差が大きく熱伝達率に対する対流効果の寄与が顕著に相違しているためである。

Table 2 Comparison of mean Nusselt number between liquid sodium and air

Re	Ri	Na($Pr=0.005$)	Air($Pr=0.7$)
2,000	0	3.19	28.20
2,000	50	4.99	49.37
200	0	0.68	9.16
200	50	0.69	15.64

以上の検討から、 Pe が比較的低く Ri がそれほど大きくない系では、液体 Na の共存対流伝熱特性は同一 Pe と Ri を持つ通常流体の伝熱特性から推定できることがわかる。

なお、上記の比較はいずれも層流場を対象としている。実際の液体 Na の熱交換器では条件により乱流場になる可能性もある。この場合、 Pe を同一とした通常流体の系では層流状態を保っていることが考えられる。このような状況での伝熱特性の把握の可能性については今後検討する予定である。

IV. 結 論

中間熱交換器組込み型崩壊熱除去システムなどの熱交換器に関する液体 Na の基礎的な伝熱特性を把握する目的で、水平一列管を重力方向によぎる液体 Na の共存対流伝熱の特性を数値解析により検討した。その結果から次の結論を得た。

- (1) Re が大きな系では、対流効果が相対的に強いので、 Ri の値が大きいくほど伝熱特性は向上する。その向上の割合は p/d が大きいくほど大きい。これは p/d が大きいくほど円柱近傍の流れが容易に卓越できるからである。
- (2) Re が小さい系では、Na が低 Pr 流体で Pe が非常に小さいため伝導支配となり、 Ri が相当大きな値となっても温度場には大きな変化が現れない。このため伝熱特性は強制対流の場合と実質的に変わらない。このことは、低流速時の崩壊熱除去システムにおいては、 Ri 自体が相当大きい系であっても共存対流による伝熱特性の向上が期待できない場合があることを意味する。
- (3) 液体 Na と空気は同一 Pe , Ri の条件下で比較的近い伝熱特性を示す。このことは通常流体の実験によって液体 Na の共存対流の伝熱特性を推定できる可能性があることを意味する。

〔記 号〕

- a : 温度伝導率 $= \lambda / \rho C_p$
- C_p : 比熱
- d : 円柱直径 (代表長さ)
- g : 重力加速度
- Gr : Grashof 数 $(= g \alpha \Delta T d^3 / \nu^2)$
- h : 熱伝達率 $(= q_m / \Delta T)$
- h_g : 局所熱伝達率 $(= q_g / \Delta T)$
- Nu : 平均 Nusselt 数 $(h d / \lambda)$
- Nu_g : 局所 Nusselt 数 $(h_g d / \lambda)$

Nu_f : 強制対流の平均 Nusselt 数
 Pe : Peclet 数 ($= RePr$)
 Pr : Prandtl 数 ($= \nu/\alpha$)
 q_m : 円柱表面の平均熱流束
 q_w : 円柱表面の局所熱流束
 r_o : 円柱半径
 Re : Reynolds 数 ($= u_o d/\nu$)
 Ri : Richardson 数 ($= Gr/Re^2$)
 T : 温度
 T_o : 物性値の評価温度 ($= (T_w + T_{in})/2$)
 T_w : 壁面温度
 T_{in} : 上流の流体温度
 ΔT : 代表温度差 ($= T_{in} - T_w$)
 u : 流速
 u_o : 上流での流速
 x, y : 無次元座標 ($= x^*/r_o, y^*/r_o$)
 x^*, y^* : 直交座標系
 α : 膨脹率
 η, ξ : 写像平面での無次元座標
 θ : 無次元温度 ($= (T - T_{in})/\Delta T$)
 $\Delta\theta$: 等温線の間隔
 λ : 熱伝導率
 μ : 粘性係数

ν : 動粘性係数 ($= \mu/\rho$)
 ρ : 密度
 ϕ : 無次元流れ関数
 $\Delta\phi$: 流線の間隔
 ω : 無次元渦度

本計算には北海道大学大型計算センターの S-810 を使用した。また、本研究費の一部は電力中央研究所よりご援助頂いた。ここに付記して感謝の意を表する。

— 参考文献 —

- (1) 杉山憲一郎, 他: 原子力誌, 30(1), 71 (1988).
- (2) OOSTHUIZEN, P.H., MADAN, S.: *J. Heat Transfer*, 93(2), 240 (1971).
- (3) FAROUK, B., GUCERI, S.I.: *Numer. Heat Transfer*, 5, 329 (1982).
- (4) FAROUK, B., GUCERI, S.I.: *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26(2), 231 (1983).
- (5) THOMPSON, J.F., et al.: NASA CR-2729, (1976).
- (6) 三木一克, 他: 原子力誌, 17(6), 497 (1985).
- (7) GOSMAN, A.D., et al.: "Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows", (1969), Academic Press, London.
- (8) 杉山憲一郎, 石黒亮二: 機論(B), 44(386), 3506(1978).

(第8回)混相流シンポジウム '89

共催 日本混相流学会、本会ほか15学協会

会期 1989年7月12日(水), 13日(木)

会場 神戸大学自然科学研究科大会議室
(神戸市灘区六甲台町)

○研究発表テーマ○

1. 混相流の流動特性, 流動機構, 熱物質移動現象
2. 混相流のモデリング, 基礎方程式
3. 混相流のシミュレーション, 数値解析
4. 混相流のダイナミクス, 5. 混相流の計測技術
6. 混相流関連技術, 7. 自然現象としての混相流
8. 生体内における混相流, 9. その他

(1件につき講演時間10分, 討論時間10分の予定)

特別セッション 「広がり深まる固液二相流研究」

講演申込締切 5月8日(月)

原稿締切 5月27日(土)(講演原稿ページ数は原稿用紙(47字×41行)4ページとし, 原稿を縮小オフセット印刷します)

講演申込方法 講演申込者は, 次の(A), (B)事項をB5判の用紙1枚に記入して下記宛に送付する。(FAXでも可)

(A)「混相流シンポジウム '89講演申込み」と題し,

題目, 発表者(連名の場合は講演者に*印をつける), 所属機関, 連絡先を明記する。

(B) 200字程度の講演概要と3〜5語のキーワードを記入する。

講演申込整理費 1,000円

送付先 (〒657)神戸市灘区六甲台町 神戸工科大学機械工学科内
日本混相流学会 混相流シンポジウム '89 実行委員会
(078-881-1212; FAX. 078-881-0036)

問合せ先 神戸大学工学部機械系教室(078-881-1212)

実行委員長 坂口忠司(内線5152), 藤井照重(5138), 他

第2回混相流インターナショナル・レクチャ・コース

混相流における最新の計測技術と

シミュレーション手法

主催 日本混相流学会, 協賛 本会ほか13学協会

会期 1989年6月19日(月), 20日(火)

会場 東大山上会館大講義室(東京都文京区本郷7-3-1)

○プログラムの概要○

分散流の計測と実験

気液二相流の計測と実験

分散流のシミュレーション

参加費(講演資料等を含む) (2日券) (1日券)

協賛学会員 25,000円 (15,000円)

学生会員 10,000円 (5,000円)

会 員 外 40,000円 (25,000円)

申込方法 郵便振替払込通知票の通信欄に, ①会員資格, ②券の種類, ③参加費金額, ④連絡事項を記入の上, 下記へ。

定員 100名(申込順締切)

問合せ先 (〒305)つくば市天王台1-1-1

筑波大学構造工学系 松井剛一

(0298-53-5129; FAX. 0298-53-5207)

(詳細プログラムは在本会事務局)