そして u_i^{n+1} の計算はメッシュ番号の増す方向へ進め、 v_i^{n+1} の方はメッシュ番号 i の減る方向へ進める。これはなしくずし法で可能である。そうしておいて物体温度は両者の平均で定め

$$T_i^{n+1} = (u_i^{n+1} + v_i^{n+1})/2 \quad (12)$$

文 献

- 1) U. S. Lindholm, E. J. Baker and R. C. Kirkpatrick: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 87**, 49 (1965)
- 2) D. J. Collins and W. A. Menard: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 88**, 52 (1966)
- 3) D. J. Collins, R. Greif and A. E. Bryson Jr.: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **8**, 1209 (1965)
- 4) G. P. Mathur and G. Thodos: *A. I. Ch. E. Journal*, **11**, 164 (1965)
- 5) J. Hilsenrath: *Tables of Thermal Properties of Gases*, Natl. Bur. Standard Circ. No. 564 (1955)
- 6) D. P. Needham and H. Ziebland: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **8**, 1387 (1965)
- 7) D. A. Schauer and W. H. Giedt: *Proc. Third Int. Heat Transfer Conf.*, **N**, 100 (1960)
- 8) A. Williams: *Proc. Third Int. Heat Transfer Conf.*, **N**, 109 (1966)
- 9) A. M. Clausing and B. T. Chao: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 87**, 243 (1965)
- 10) Yu. P. Sklykov and Ye. A. Ganin: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **7**, 921 (1964)
- 11) R. K. Dutkiewicz: *Proc. Third Int. Heat Transfer Conf.*, **N**, 118 (1966)
- 12) W. Fagan and S. Leipziger: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 88**, 257 (1966)
- 13) N. Y. Ölçer, D. Miller and J. E. Sunderland: *Chem. Engg. Prog., Symp. Ser.*, No. 59, **61**, 12 (1965)
- 14) W. W. Clauson: *Chem. Engg. Prog., Symp. Ser.*, No. 57, **61**, 16 (1965)
- 15) F. Jackson: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 87**, 329 (1965)
- 16) Wen-Jei Yang: *Chem. Engg. Prog., Symp. Ser.*, No. 57, **61**, 26 (1965)
- 17) R. Siegel and J. M. Savino: *Proc. Third Int. Heat Transfer Conf.*, **N**, 141 (1966)
- 18) R. L. Earle and W. B. Earle: *Proc. Third Int. Heat Transfer Conf.*, **N**, 152 (1966)
- 19) B. K. Larkin: *Chem. Engg. Prog., Symp. Ser.*, No. 59, **61**, 1 (1965)
- 20) R. C. Campbell, B. Kaplan and A. H. Moore: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 88**, 324 (1966)
- 21) H. Z. Barakat and J. A. Clark: *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **C 88**, 421 (1966)

XXII-2 強 制 対 流 伝 熱*

坪 内 為 雄**

平板、円柱 blunt body、球の外表面または円管内、平行板間などの基礎的形の物体の強制対流の伝熱の他に曲管、管束、ノズル内、噴流と平板回転体、熱交換器の伝熱面などに対する研究が盛に行なわれ、壁面の温度分布、圧力勾配または熱流束を与えた場合の助走区間の伝熱、液体金属への伝熱、臨界圧以上の流体、非ニュートン流体への伝熱も研究された。特に MHD 関係の伝熱の研究が注目される。これらは伝熱資料¹⁾に採録された。以下単相の流体を媒質とし 1962~1966 年の間に発表された論文の中なるべく一般性のあるものをレビューすることとする。

1. 外 部 対 流

1.1 平板に沿う流れ

平板の乱流非圧縮境界層をよぎる伝熱については Ke-stin²⁾ らが

$$Nu_x = \frac{0.0292 Re_x^{0.8} Pr}{1 + 2.12 Re_x^{-0.1} (Pr - 1)} \quad (1)$$

を与えている。その他 Hatton³⁾ は階段状の温度分布を与えた場合につき、石黒⁴⁾ は不等板の乱流熱伝達を Spalding 関数を用いて解析した。その他流れ方向の圧力勾配と主流乱れの組み合わせ効果⁵⁾ や非定常の場合⁶⁾ の研究結果がある。

1.2 円 柱

円柱面の伝熱係数の分布を等温の場合と不等温の場合について解析したもの⁷⁾ がある。水の場合に Fand⁸⁾ は次式を得た。

$$Nu_f = [0.35 + 0.34(Re_f)^{0.50} + 0.15(Re_f)^{0.58}] Re_f^{0.30} \quad (2),$$

ただし $Re = 0.1 \sim 10^5$

$$Nu_f = [0.35 + 0.56(Re_f)^{0.52}] Pr_f^{0.30} \quad (3)$$

* 昭和 42 年 3 月 2 日 受理

** Tameo Tsubouchi 東北大学 高速力学研究所

図1 低レイノルズ数における円柱のよどみ点の伝熱
(C. F. Dewey: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, 8, No. 2, p. 245 (1965))

ただし $Re=0.1 \sim 200$

また坪内ら⁹⁾ は流体および空気に対し次式を与えた、

$$\text{流体: } Nu = 0.36 + [0.42 Re^{1/2} + 0.26 Re^{1/3}] Pr^{1/3} \quad (4)$$

ただし $Re=0.03 \sim 200$, $Pr=2 \sim 1,000$

$$Nu^* = 0.36 + 0.62 Re^{*0.45} Pr^{*1/3} \left(\frac{\mu_0}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (5)$$

ただし Nu^* , Re^* , Pr^* は物性値として周囲の流体温度に対する値をとった場合を表わす。

$$\text{空気: } Nu = 0.36 + 0.48 Re^{1/2} \quad (6)$$

ただし $Re=0.5 \sim 1,000$

また Dewey は圧縮流体の円柱のよどみ点の伝熱と Recovery factor を測定した。

1.3 小 球

坪内¹⁰⁾ らは

$$Nu = 2 + 0.57 Pr^{1/3} Re^{1/2} \quad (7)$$

$$\text{ただし } \begin{cases} Pr = 0.7 \sim 10^5, Re = 0.6 \sim 2,400 \\ Pr^{1/3} Re^{1/2} = 0.7 \sim 47 \end{cases}$$

$$Nu = 2 + 0.52 Pr^{1/3} Re^{1/3} \quad (8)$$

$$\text{ただし } Pr = 0.7 \sim 10^5, Re = 2 \times 10^{-3} \sim 0.6$$

$$Pr^{1/3} Re^{1/3} = 0.6 \sim 17$$

上式において球でない微粒子の場合は $d=6(\text{体積})/(\text{表面積})$ とすればよい。

1.4 先端の鈍い物体 (blunt body)

Griffith ら¹¹⁾ は球頭の円錐への超音速流れの層流伝熱を実測して

$$q_w/q_0 = 0.8 \left[\frac{P_w - P_\infty}{\rho_\infty (u_\infty^2/2)} + \frac{2}{\gamma M_\infty^2} \right] \quad (9)$$

ただし $\gamma=c_p/c_v$, q_w は壁面における熱流束, q_0 は正規衝撃波の後のよどみ点の熱流束とする。試片は円錐角が 18° および 12.68° で底面の直径 3.0in, 長さ 7.04~

12.49in, $M_\infty=13.5 \sim 20$, $Re_\infty=8,000 \sim 15,000/\text{in}$ であった。また Fay ら¹²⁾ は部分的にイオン化した二原子ガスのよどみ点の伝熱の理論を展開した。

1.5 回転する物体

1.5.1 回転球 Kreith ら¹³⁾ は回転球を $Re=0 \sim 9 \times 10^5$, $Gr=7 \times 10^4 \sim 3 \times 10^9$, $Pr=0.024 \sim 217$ について伝熱係数を測定して次の結果を得た。

$$Nu = 0.43 Re^{0.5} Pr^{0.4} \quad (10)$$

$$\text{ただし } \begin{cases} Gr < 0.1 Re^2 \\ Re < 5 \times 10^5 \\ Pr = 0.7 \sim 267 \end{cases}$$

$$Nu = 0.066 Re^{0.67} Pr^{0.4} \quad (11)$$

$$\text{ただし } \begin{cases} Gr < 0.1 Re^2 \\ Re = 5 \times 10^5 \sim 7 \times 10^6 \\ Pr = 0.7 \sim 7 \end{cases}$$

$$Nu = 0.178 Re^{0.375} \quad (12)$$

$$\text{ただし } \begin{cases} Pr = 0.024 \text{ (水銀)} \\ Re = 7 \times 10^5 \sim 10^6 \end{cases}$$

1.5.2 回転円板 Hartnett ら¹⁴⁾ は乱流境界層をもつ回転円板の伝熱につき解析して、次式を得た。

$$\text{等温の場合, } Nu = 0.0198 Re^{0.8} Pr \quad (13)$$

$$\text{温度が } T_w - T_0 = Br^m \text{ で変化するとき, } Nu = 0.0212(m+2.6)^{0.2} Re^{0.8} Pr \quad (14)$$

また Mitchell ら¹⁵⁾ は囲いの中で回転する円板に中心向きの気流を流して

$$St Re_F^{0.65} = 66.0 + 30.0 \left(\frac{Re_M}{Re_F} \right) \quad (15)$$

ただし Re_F =(質量流れのレイノルズ数) $=10^5 \sim 10^6$, $Re_M = \frac{r_0^2 \omega}{\nu}$ =(回転レイノルズ数) $=10^3 \sim 10^6$

1.5.3 軸を中心として回転する円柱 下村¹⁶⁾ はシュリーレン法を用いて回転円柱に対し次式を得た。

$$Nu=0.23(Gr+0.026 Re^{7/3})^{0.3} \quad (16)$$

1・5・4 回転円錐 Tien ら^{17,18)} は円錐の向きを種々に変えて伝熱の研究を行なった。

1・5・5 回転二重円管の環状間隙 橋ら¹⁹⁾ は乱流渦に対して $T_a = \frac{v_r^2 \delta^2}{\nu^2} \sqrt{\frac{\delta}{r}}$ (テイラー数), 総括伝熱係数 U , 間隙 δ として

$$\frac{U\delta}{k} = 0.046(T_a^2 Pr)^{1/3} \quad (17)$$

軸方向の乱流に対して

$$\frac{h_2 \delta}{k} = 0.015 \left(1 + 2.3 \frac{2\delta}{L} \right) \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^{0.45} Re_a^{0.8} Pr^{1/3} \quad (18)$$

ただし D_1, D_2 は内外径, Re_a は軸方向流れのレイノルズ数とする。

1・6 噴 流

Wolfstein ら²⁰⁾ は平板に空気の噴流を当てたとき, また Cahit²¹⁾ らは等温平板に二次元噴流を当てたときに次式

$$Nu_x = 0.56 \frac{(\beta + 0.2)^{0.11}}{\sqrt{2 - \beta}} Pr^{0.35} + 0.2 \beta \cdot Re_x^{1/2} \quad (19)$$

を与えた。ただし $\beta = \frac{2m}{m+1}$, $m = \text{Euler 数} = \frac{x}{u_0} \frac{du_0}{dx}$, u_0 は境界層外側の速度とする。

1・7 振動する針金から水への伝熱

Deaver ら²²⁾ 振動の平均流速に対するレイノルズ数に對して次式を求めた

$$Nu = [0.35 + 0.45 Re^{0.52}] Pr^{0.3} \quad (20)$$

1・8 粗 面

粗面の伝熱係数に対する影響を調査するため人工粗面を作って行なった実験は甚だ多い^{23~25)}。

2. 内 部 流 れ

2・1 円 管 内

実用上重要であるから層流, 乱流の場合の助走部について多くの実験がある。菱田²⁶⁾ は温度助走区間を空気流で $Re=10^4 \sim 8 \times 10^4$, $Pr=0.1 \sim 10$ に対し助走部の長さが $l/d=18 \sim 24$ であり, 完全に発達した流れに対し

$$Nu = 0.024 Re^{0.756} Pr^{0.4} \quad (21)$$

を得た。また Allen ら²⁷⁾ は水の場合に均一熱流束での乱流に対し

$$St = 0.000370 + 0.000926 Re^{-0.269} \quad (22)$$

を得, 青木ら²⁸⁾ は同じく均一熱流束の乱流伝熱係数を測定し

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} \left(1 + 0.1 \cot \frac{x}{L_0} \pi \right) \quad (23)$$

ただし L_0 は長さ

また Perkins ら²⁹⁾ は $T_w/T_b=7$ の場合の窒素ガスの乱流に対し次の二式を得た。

$$Nu = 0.024 Re^{0.8} Pr^{0.4} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{0.7} \quad (24)$$

表1 Hydrodynamic potential の落差 ϕ_1/D の理論値

D/P	ϕ_1/D (Bank 1)	ϕ_1/D (Bank 2)	D/P	ϕ_1/D (Bank 1)	ϕ_1/D (Bank 2)
0.00	2.0000	2.0000	0.44	2.3805	2.3381
0.01	2.0002	2.0002	0.45	2.4012	2.3557
0.02	2.0007	2.0006	0.46	2.4227	2.3740
0.03	2.0015	2.0014	0.47	2.4451	2.3929
0.04	2.0027	2.0025	0.48	2.4684	2.4125
0.05	2.0042	2.0039	0.49	2.4927	2.4328
0.06	2.0061	2.0056	0.50	2.5179	2.4539
0.07	2.0083	2.0077	0.51	2.5442	2.4757
0.08	2.0108	2.0100	0.52	2.5715	2.4983
0.09	2.0137	2.0127	0.53	2.6000	2.5218
0.10	2.0169	2.0157	0.54	2.6297	2.5461
0.11	2.0205	2.0190	0.55	2.6606	2.5713
0.12	2.0245	2.0226	0.56	2.6929	2.5976
0.13	2.0288	2.0266	0.57	2.7265	2.6248
0.14	2.0334	2.0309	0.58	2.7617	2.6531
0.15	2.0385	2.0355	0.59	2.7984	2.6826
0.16	2.0439	2.0405	0.60	2.8368	2.7132
0.17	2.0496	2.0458	0.61	2.8769	2.7452
0.18	2.0558	2.0514	0.62	2.9189	2.7785
0.19	2.0623	2.0574	0.63	2.9630	2.8132
0.20	2.0693	2.0637	0.64	3.0091	2.8496
0.21	2.0766	2.0704	0.65	3.0575	2.8876
0.22	2.0844	2.0775	0.66	3.1084	2.9273
0.23	2.0925	2.0849	0.67	3.1619	2.9690
0.24	2.1011	2.0927	0.68	3.2182	3.0129
0.25	2.1101	2.1008	0.69	3.2776	3.0589
0.26	2.1196	2.1094	0.70	3.3402	3.1074
0.27	2.1295	2.1183	0.71	3.4064	3.1587
0.28	2.1398	2.1276	0.72	3.4765	3.2128
0.29	0.1507	2.1374	0.73	3.5508	3.2702
0.30	2.1620	2.1475	0.74	3.6297	3.3311
0.31	2.1738	2.1580	0.75	3.7137	3.3960
0.32	2.1862	2.1690	0.76	3.8032	3.4652
0.33	2.1990	2.1804	0.77	3.8988	3.5393
0.34	2.2124	2.1923	0.78	4.0013	3.6189
0.35	2.2264	2.2046	0.79	4.1113	3.7047
0.36	2.2409	2.2174	0.80	0.2299	3.7975
0.37	2.2561	2.2306	0.81	4.3581	3.8983
0.38	2.2718	2.2444	0.82	4.4971	4.0082
0.39	2.2882	2.2587	0.83	4.6486	4.1288
0.40	2.3052	2.2734	0.84	4.8143	4.2617
0.41	2.3229	2.2888	0.85	4.9967	4.4091
0.42	2.3414	2.3046	0.86	5.1985	4.5737
0.43	2.3605	2.3211

図2 円 柱 の 配 列

$$Nu_x = 0.024 Re^{0.8} Pr^{0.4} \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{0.7} \left[1 + \left(\frac{x}{D} \right)^{-0.7} \cdot \left(\frac{T_w}{T_b} \right)^{0.7} \right] \quad (25)$$

$$x/D = 1.2 \sim 144, Re = 18,300 \sim 279,000$$

森ら³⁰⁾は水平管内で自然対流の影響を調べて

層流域に対し

$$Nu = 0.61 (Re Ra)^{1/5} \left(1 + \frac{1.8}{(Re Ra)^{1/5}} \right) \quad (26)$$

乱流域に対し

$$\frac{Nu}{Nu_0} = 0.1634 (Re Ra)^{1/5} \quad (27)$$

ただし Nu_0 は壁面におけるヌッセルト数で Ra はレイリー数である。

2.2 平行二平面間

Hotton ら³¹⁾, Kezios ら³¹⁾はか多数の研究が提出された。すなわち、二平面の間に相互運動のある場合や非対称に加熱する場合、圧力勾配のある場合など境界条件を種々変えた場合の解析がある。

2.3 ダクト

Sastry³³⁾ は非円形管の層流伝熱を等角写像を用いて解析した。その他 Cheng³⁴⁾ は多角形ダクトの完全に発達した層流に対し、アナログ解を求め、また Sparrow ら³⁵⁾ は四角ダクト中の乱流の伝熱実験を行なった。

2.4 ノズル中の流れ

Garden³⁶⁾ および Back³⁷⁾ らはノズル中の伝熱係数を測定しのと部で極大になることを示した。

2.5 MHD ダクト流れ

Hwang ら³⁸⁾ は二平板ダクトを流れる MHD 流れでの伝熱を測定した。その他多くの研究がある。

2.6 液体金属

青木³⁹⁾ は管中の液体金属に対する伝熱係数に対し次式を求めた。

$$Nu = 6 + 0.025 (\sigma Pe)^{0.8} \quad (28)$$

$$\text{ただし } \sigma = \varepsilon_H / \varepsilon_M = 0.014 Re^{0.45} Pr^{0.2} \cdot (1 - e^{-71.8 Re - 0.45 Pr - 0.2})$$

$\varepsilon_H, \varepsilon_M$ はそれぞれ熱とモーメントの渦拡散係数である。

また Hsu⁴⁰⁾ は液体金属中が円柱群を直交流するときの伝熱係数を解析的に求めた (図2参照)。

$$Nu_t = 0.958 (\phi_1 / D)^{1/2} Pe_m^{1/2} \left(\frac{u}{u_{max}} \right) \quad (29)$$

ϕ_1 / D の値は表1に示してある。ただし Pe_m は最小断面での流速 u_{max} に対応するペクレ数, Nu_t は総括ヌッ

図3 標準化した hydrodynamic potential の落差
 $\phi_1/(a+b)$ と $(a+b)/P$ の表
(a, b はだ円の長短径, P はピッチ)

表2 単球をよぎる流れ

球の面上の熱的条件	Nu
均一表面温度	$Nu_D = 0.921 Pe^{1/2}$
均一熱流束	$Nu_D = 1.128 Pe^{1/2}$

表3 単一だ円柱およびだ円柱群をよぎる流れ

だ円柱面上の熱的条件	単一だ円柱	だ円柱群
均一表面温度	$Nu_D = 1.128 F(e) Pe^{1/2}$	$Nu_D = 0.798 \left(\frac{\phi_1}{a+b} \right)^{1/2} F(e) Pe^{1/2}$
均一熱流束	$Nu_D = 1.489 F(e) Pe^{1/2}$	$Nu_D = 1.051 \left(\frac{\phi_1}{a+b} \right)^{1/2} F(e) Pe^{1/2}$

ただし $F(e) = \frac{\sqrt{1-e^2} + \sqrt{1-e^2}}{E(e)}$, e は離心率, a, b はだ円の長短径

Nu, Pe の代表長さは $2b$ とする, $E(e)$ は第2種完全だ円積分

セルト数とする。更に Hsu⁴¹⁾ は単一球に対し表2のような式を提出した。

ただし Nu_D は直径を代表長さとする総括ヌッセルト数である。また、だ円柱群に対しては表3に示するような式を得た。式中の $\phi_1/(a+b)$ は図3に示してある。式中 Nu_D は短径を代表長さとした総括伝熱係数である。

2.7 非ニュートン流体

Foraboschi ら⁴²⁾ は管内助走部に対し Mishra⁴³⁾ は粘弾性流体の壁温の直線的に変る場合の層流につき、また Kumar⁴⁴⁾ はビンガム流体の層流につき、岐美ら⁴⁵⁾ は発熱するスラリの伝熱につきいずれも解析した。

引用文献

- 1) 日本機械学会, 伝熱資料改訂2版, 1966
- 2) J. Kestin ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **2**, p. 147 (1963)
- 3) A. P. Hatton: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 8, p. 875 (1964)
- 4) 石黒: 第3回日本伝熱シンポジウム 前刷, p. 37
- 5) A. R. Büyükturk: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 11 p. 1175 (1964)
- 6) N. Riley: *J. Fluid Mech.*, **17**, Part 1, p. 97 (1963)
- 7) R. F. Cuffel ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **8**, No. 8 p. 1085 (1965)
- 8) R. M. Fand: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **8**, p. 995 (1965)
- 9) 坪内ら: 昭和42年11月11日 日本機械学会日立地方講演会前刷, p. 67
- 10) 坪内ら: 日本機械学会論文集第30巻, 219号 (39-11) p. 1394
- 11) B. J. Griffith ら: *AIAA, J.*, **2**, No. 3, p. 438 (1964)
- 12) J. A. Fay ら: *AIAA, J.*, **1**, No. 12, p. 2742 (1963)
- 13) F. Kreith ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **8**, p. 881 (1963)
- 14) J. P. Hartnett ら: *Trans. ASME*, **87**, Ser. C, No. 3, p. 362 (1965)
- 15) J. M. Mitchell ら: *Trans. ASME*, **87**, Ser. C, No. 4, p. 485 (1965)
- 16) 下村: 日本機械学会論文集, **29**, 204号, p. 1352 (38-8)
- 17) Tien ら: *J. Fluid Mech.*, **17**, Part 1, p. 105 (1963)
- 18) Tien ら: *Trans. ASME*, **87**, Ser. C, No. 2, p. 184 (1965)
- 19) 橋本: 日本機械学会論文集, **29**, 204号, p. 1360 (38-8)
- 20) M. Wolfstein ら: *Israel J. Tech. Proc. With Israel Conf. Aviation and Astronautics*, Vol. 2, No. 1, p. 131 (1964)
- 21) J. Cahit ら: *Proc. 3rd Int. Heat Transf. Conf.* (1966) Vol. II, p. 275
- 22) F. K. Deaver ら: *Trans. ASME*, **84**, Ser. C, p. 251 (1962)
- 23) V. Gomelaouri: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 6, p. 653 (1964)
- 24) V. Kolar: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **8**, No. 4, p. 639 (1965)
- 25) その他 *Proc. 3rd Int. Heat Transf. Conf.* (1966) Vol. I, p. 1~45
- 26) 菱田: 日本機械学会論文集, **32**, 238号 p. 317 (41~6)
- 27) R. W. Allen ら: *Trans. ASME*, **86**, Ser. C, No. 3 p. 301 (1964)
- 28) 青木: *Bull. Tokyo Inst. Tech.*, No. 61, p. 1 (1964)
- 29) H. C. Perkins ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 7, p. 1011 (1965)
- 30) 森ら: 日本機械学会論文集, **30**, 219号, p. 1378 (39-195) および **32**, 233号, p. 88 (41, 1)
- 31) A. P. Hatton ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **6**, No. 10 p. 903 (1963)
- 32) S. P. Kezios ら: *Proc. 3rd Int. Heat Transf. Conf.* (1966) Vol. I, p. 235
- 33) U. A. Sastry: *Appl. Sci. Res. Sect. A*, **13**, No. 4-5, p. 269 (1964)
- 34) K. C. Cheng: *Trans. ASME*, **88**, Ser. C, No. 2, p. 175 (1966)
- 35) E. M. Sparrow ら: 同上, p. 170
- 36) W. H. Garden: *AIAA, J.*, **8**, No. 12, p. 2183 (1965)
- 37) L. H. Back ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 5, p. 549 (1964)
- 38) C. L. Hwang ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **8**, No. 8, p. 773 (1966)
- 39) 青木: *Bull. Tokyo Inst. Tech.*, No. 54, p. 63 (1963)
- 40) C. J. Hsu: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 4, p. 431 (1964)
- 41) C. J. Hsu: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **8**, No. 2, p. 303 (1965)
- 42) F. P. Foraboshi ら: *Int. J. Heat and Mass Transf.*, **7**, No. 3, p. 315 (1964)
- 43) R. Kumer: *Appl. Sci. Res.*, **15**, No. 2, p. 85 (1965)
- 44) 岐美ら: 日本機械学会論文集, **29**, 204号, p. 1344, (38-3); **28**, 195号, p. 1533 (37-11); **32**, 234号, p. 302 (41-2)

XXII-3. 自然対流*

森 康 夫**

自然対流熱伝達の研究は工学上、工業上のみでなく地球物理的な関心から多くの方向で行なわれている。殊に最近では燃料電池、ガスタービンの冷却、原子炉など新しい応用が見出され研究が再び活発になってきた。理論的研究は垂直平板周りなど境界層理論が適用できる伝熱面についてのものが多かったが、電子計算機による計算技術の発達により基礎的問題の解析ばかりでなく、自然対流を利用する装置の性能の解析が行なわれるようになった。自然対流の伝熱基礎方程式の解法は容易でないため、解析は主として簡単な場合に限られてきたが、計算機の利用はかなり複雑な問題の解析も可能にするため、従来かなりへだたりのあった基礎研究と応用研究の間隔

がいちじるしく狭くなった感があり、これにつれて経済設計などに役立つ伝熱装置の解析もなされた。従来解析がむずかしいため種々の近似解法により解かれたいくつかの問題もあらためて計算機により解かれ、従来の解の精度が吟味された⁴⁰⁾。定常または非定常自然対流は層流域で Gr 数が余り大きくないときは、流れおよび温度場の基礎方程式と境界条件が与えられれば計算機により解が求められる場合もかなり多い。しかし Gr 数が大きくなると現在利用できる計算機では解が得られない場合もおこる。理論解析による研究、実験研究の重要性はいうまでもないが、計算機の利用は多くの新しい結果を生み出しており、自然対流の研究における最近の特筆すべきことである。

* 昭和42年3月4日 受理

** Yasuo Mori 東京工業大学