

下から加熱される水平密閉流体層の自由対流熱伝達

宮部, 喜代二
元大分大学教授・九大生産研非常勤講師

藤井, 丕夫
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6554>

出版情報：九州大学機能物質科学研究所報告． 3 (1), pp.33-45, 1989-09-30. 九州大学機能物質科学研究所

バージョン：

権利関係：

下から加熱される水平密閉流体層の自由対流熱伝達

宮部 喜代二*・藤井 丕夫

Natural Convection Heat Transfer in Enclosed Horizontal Fluid Layer Heated Below

Kiyoji MIYABE and Motoo FUJII

The present paper proposes the approximate expressions for predicting the critical Rayleigh numbers and heat transfer coefficients of natural convection in enclosed horizontal fluid layers partitioned by conductive or adiabatic side walls. The expressions for critical Rayleigh numbers are obtained based on the numerical and experimental results for various aspect ratios of rectangular and honeycomb cross sections. The expressions for the heat transfer coefficients are derived from a basic expression for the natural convection in an infinite horizontal fluid layer. The present approximate expressions are proved to have practically sufficient accuracy and wider applicable ranges than the similar expressions hitherto reported. Some typical examples are shown and discussions are made with respect to the application for solar collector.

1. 緒 言

下から加熱される水平密閉流体層の自由対流熱伝達への関心が持たれ始めたのは、1900年に鯨油の加熱釜に生じた現象を注目した Benard の観察に端を発している。この問題に関する基礎的実験研究は、1930年代の空気を用いた実験報告に始まり¹⁾ 1958年には Silveston²⁾ が各種の流体を用いて臨界レイレー数の値を実験的に 1700 ± 51 と定め、1916年 Rayleigh³⁾ によってはじめられた線型安定理論による解析値1708が妥当な値であることを証明した。以後、広範囲にわたる実験が行われ、下から加熱される無限平行平板間流体層の自由対流熱伝達に関するデータとしては一応十分なものが得られているようである。筆者ら⁴⁾⁵⁾ は先にこれらに関する実験装置の要目、実験結果の資料や整理式などについて報告している。

この問題の応用を考えると有限長さの密閉流体層ということになる。例えば、水平断面が正方形、矩形、正六角形、円形といった単体あるいは連続パネル構造の密閉流体層における伝熱問題が考えられる。具体的には、(1) 太陽熱集熱器内の集熱板から空気への対流熱伝達による熱損失の問題、(2) 電子機器におけるプリント基板や IC パッケージ内などの密閉空間からの放熱の問題、等がある。

このような有限の密閉流体層の場合、臨界レイレー数の値は、流体層の構造の持つアスペクト比によって異なることが Catton の数値解析⁶⁾⁷⁾ と実験⁸⁾ および Hollands ら⁹⁾¹⁰⁾ の実験などによって明らかにされている。Churchill ら¹¹⁾¹²⁾ はアスペクト比 H (後述) が 1 以上の場合について臨界レイレー数を求めるための近似式を提案している。また、対流開始点以後の熱伝達特性もアスペクト比の影響を受ける。熱伝達係数を予測するために、Catton⁸⁾ は近似解析法を提案し、Ozoe ら¹¹⁾ は近似式を提案している。しかし、これら

受理日 平成元年5月29日

* 元大分大学教授・九大生産研非常勤講師

はいずれも予測の精度や使用の便を考慮すると十分な予測法とはいえない。

本報では有限の大きさを持つ水平密閉流体層の自由対流に関して、(1)従来のものに比べてより広範囲にわたって適用できる臨界レイレー数とアスペクト比との関係式を作成し、(2)この結果と、無限水平平行平板間自由対流熱伝達に関する簡単な近似式とから、任意のアスペクト比をもつ場合の自由対流熱伝達を予測するための近似式を提案する。また本方法による計算例を付録に示す。

2. 主な記号

- A, H, n : アスペクト比
- A_1 : $=1/H_1=1/b$
- A_2 : $=1/H_2=1/a$
- n : $=b/a=A_2/A_1=H_1/H_2$
- a, b : 辺長
- C^* : wall admittance parameter (式(2))
- Gr : グラスホフ数 $=g\beta\Delta t l^3/\nu^2$
- g : 重力加速度
- l : 流体層厚さ
- Nu : ヌセルト数
- Pr : プラントル数
- q : 熱流束
- Ra : レーレー数
- Ra_c : 臨界レイレー数
- t_0 : 流体層上部温度
- t_w : 流体層下部温度
- Δt : 温度差 t_w-t_0
- w_s : 側壁材の厚さ
- α : 熱伝達係数
- β : 体膨張係数
- λ : 熱伝導率
- μ : 粘性係数
- ν : 動粘性係数

3. 臨界レイレー数とアスペクト比の関係

3.1 対流空間の形状

本報で取り扱う対流空間の形状は図1に示すように正方形、矩形および正六角形である。図にはそれぞれの形状の場合のアスペクト比の定義も記入してある。

3.2 正方形の場合

Catton⁶⁾⁷⁾の断熱側壁および良導側壁(壁の熱伝導

率が無限大)の各々の場合についての数値解析結果から、正方形断面($n=1, a=b, A_1=A_2=1/H_1=1/H_2$)に対する臨界レイレー数 Ra_c を求め、この値と無限水平平板間の場合の臨界レイレー数1708の差 $\Delta Ra_c (=Ra_c-1708)$ とアスペクト比 A との関係プロットすると図2のようになる。断熱側壁の場合が良導側壁の場合に比べて低い ΔRa_c の値をとるが両者は両対数グラフ上で平行な直線となる。ただし、勾配は $A > 1$ と $A < 1$ とで異なる。そこで ΔRa_c と A との関係は次式で表すことができる。

$$\Delta Ra_c = K \cdot A^m \quad (1)$$

係数 K および指数 m の値は表1に示す。

側壁の熱伝導率が有限の場合、Catton³⁾は次式で定義されるパラメータ C^* を導入した数値解析を行っている。

$$C^* = \lambda_f l / \lambda_s w_s \quad (2)$$

ここで、 λ_f, λ_s はそれぞれ流体および側壁の熱伝導率である。また、Hollands¹⁰⁾はパラメータ C^* を用いることにより、良導壁から断熱壁まで、すなわち $0 < C^* < \infty$ の範囲にわたる Ra_c と A との関係についての実験結果を整理することに成功している。そこ

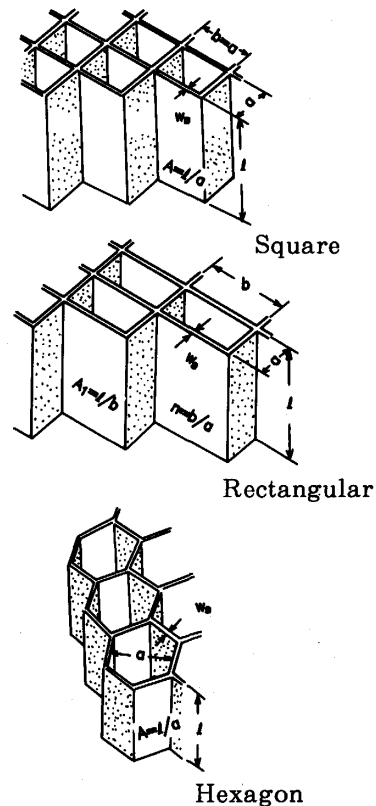


Fig. 1 Aspect ratio of each pannel

表 1 正方形の場合の式に対する定数

	A ≤ 1		A > 1	
	K	m	K	m
断熱側壁	1708	1.63	1080	3.81
良導側壁	5266	1.63	3330	3.81

で、本報でもこのパラメータ C^* を導入し、断熱壁 $C^* = \infty$ から良導壁 $C^* = 0$ までの任意の側壁材に対して適用できるように式 (1) を修正した次式を提案する。

$$\Delta Rc = K_{\infty} (1 + k \cdot f(C^*)) A^m \quad (3)$$

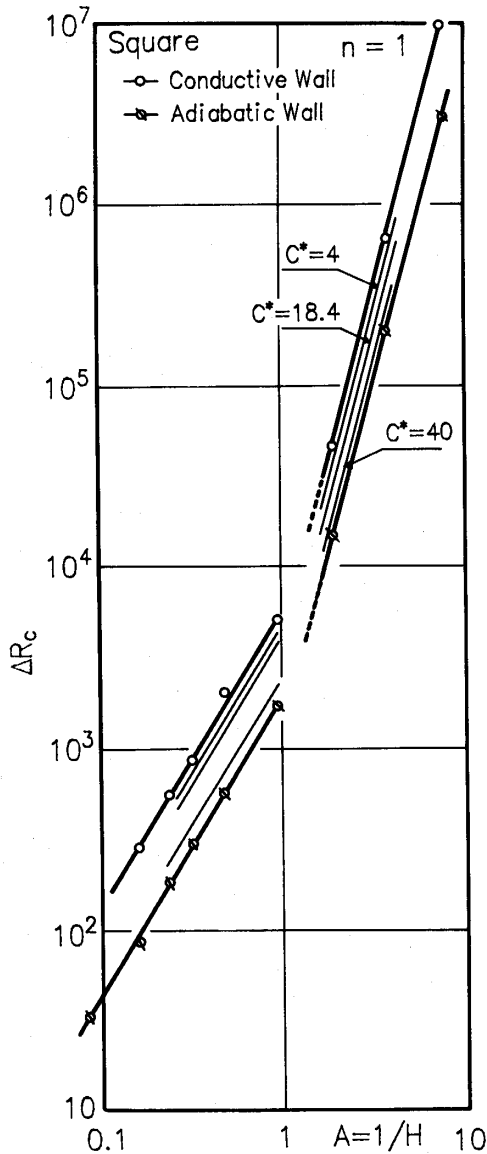


Fig. 2 Relation between ΔRc and A [Square]

ここで、

$$k = (K_0 / K_{\infty}) - 1 = 2.083$$

$$f(C^*) = \exp(-0.05 C^*)$$

K_0 : $C^* = 0$ での K の値 (表 1)

K_{∞} : $C^* = \infty$ での K の値 (表 1)

m : 表 1 に示された指数

式 (3) によって計算される ΔRc と A の関係を図 2 に細線で記入してある。この式で計算される Ra_c の値は Hollands⁹⁾¹⁰⁾ の実験結果と良い一致を示す。

3.3 矩形断面の場合

矩形断面すなわち $n \neq 1$ の場合についても同様に Catton の数値計算結果より、 $n = 2 \sim 8$ の範囲で ΔRc と A との関係を探し、断熱側壁と良導側壁の各々の場合について図 3 および図 4 に示す。図には $n = 1$ の場合の結果もプロットしてある。図から明らかなように、各々の n の値に対する直線の勾配は正方形の場合と同様、 $A < 1$ と $A > 1$ の場合で異なる。また、 $A < 1$ では n によって勾配が異なるが、 $A > 1$ では矩形断面の場合も正方形断面の場合と同じ勾配となる。したがって、矩形断面の場合の近似式としては、 $n = 1$ の極限で式 (3) と一致することを考慮し、さらに $A < 1$ では勾配におよぼす n の影響を考慮して $A < 1$ と $A > 1$ の場合で異なる次式を提案する。

$A < 1$ の場合

$$\Delta Rc = (\Delta Rc)_{\infty} (1 + k_r f_r(C^*, n)) \quad (4)$$

ここで、

$$k_r = (\Delta Rc)_0 / (\Delta Rc)_{\infty} - 1$$

$$f_r(C^*, n) = \exp(-0.05 C^* n^{2/3})$$

さらに、 $(\Delta Rc)_{\infty}$ および $(\Delta Rc)_0$ はそれぞれ断熱側壁および良導側壁に対する ΔRc の値で、それぞれ次式で与えられる。

$$(\Delta Rc)_{\infty} = K_{\infty} A_1^m \quad (5)$$

ここで、

$$K_{\infty} = 85.04 \exp(3.0n^{1/3})$$

$$m = 1.63n^{0.07}$$

また、

$$(\Delta Rc)_0 = K_0 A_1^m \quad (6)$$

ここで、

$$K_0 = 454.42 \exp(2.45n^{1/2})$$

$$m = 1.63n^{0.3}$$

一方、 $A > 1$ の場合は指数 m が n によって変わらないので $A < 1$ の場合より若干簡単な形となり、

$$\Delta Rc = K_{\infty} A_1^m (1 + k f_r(C^*, n)) \quad (7)$$

ここで、

$$k = (K_0 / K_{\infty}) - 1 = 2.151 \exp(0.36n) - 1$$

$$K_{\infty} = 648.53 \exp(0.51n)$$

$$K_0 = 1395.1 \exp(0.87n)$$

$$m = 3.81$$

なお、これらの式中の $f_r(C^*, n)$ を求める際に必要な ΔRc の値は Catton の文献¹³⁾ 中の該当する図面から読みとった。

3.4 正六角形断面の場合

正六角形断面 (ハニカムパネル) の場合, Catton らによる断熱側壁および良導側壁の場合の実験結果がある。これは流体として水および三種類のシリコン油を用いた信頼性の高いものである。そこで、ヌセルト数とレーレー数との関係をプロットした図から臨界レーレー数を読み取り、 ΔRc と A の関係を求めると、図5に太い実線で示す結果が得られる。図には細線で先に求めた正方形断面の結果を参考のために記入してある。正六角形断面の臨界レーレー数も式(3)の形で

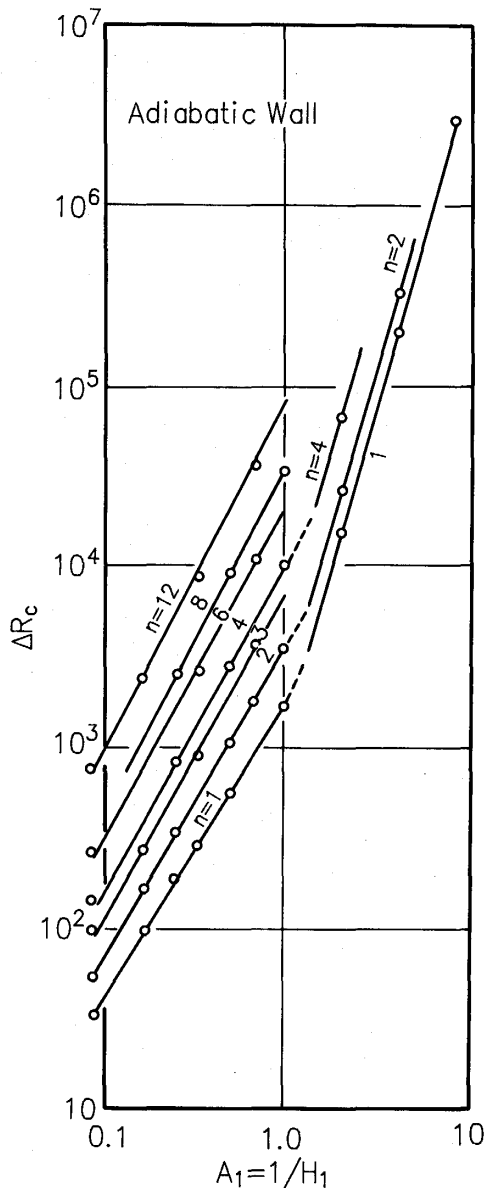


Fig. 3 Relation between ΔRc and A [Rectangular; Adiabatic wall]

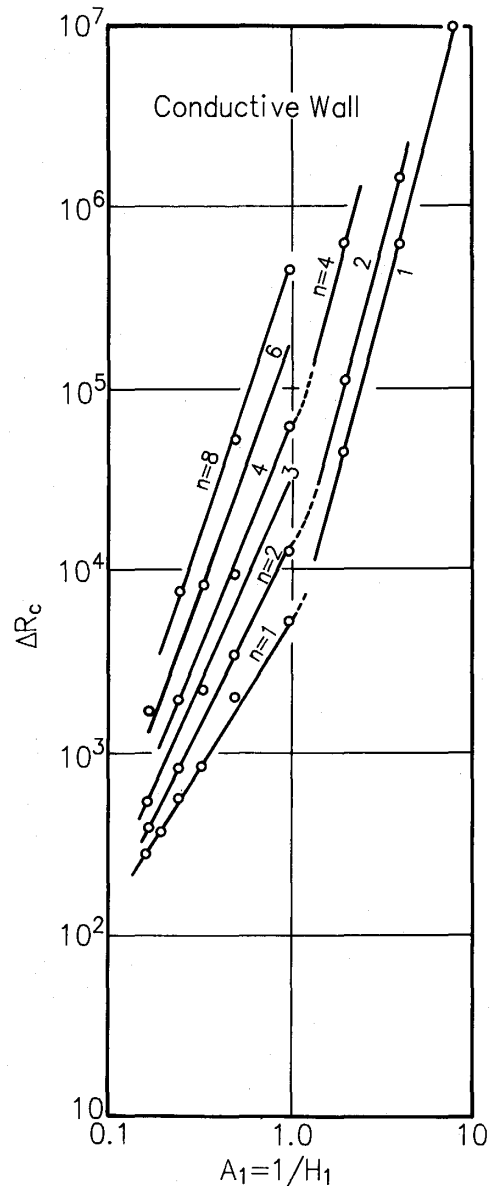


Fig. 4 Relation between ΔRc and A [Rectangular; conductive wall]

整理でき、同じ $f(C^*)$ を用いて次式が得られる。

$$\Delta Rc = K_\infty A^m (1 + k f(C^*)) \quad (8)$$

ここで、

$$k = (K_0 / K_\infty) - 1 = 2.083$$

$$K_\infty = 1362, K_0 = 4200$$

また、 m は A の値の範囲によって異なり次の値となる。

$$\begin{aligned} m &= 1.63 & A < 1 \\ m &= 3.81 & A > 1 \end{aligned}$$

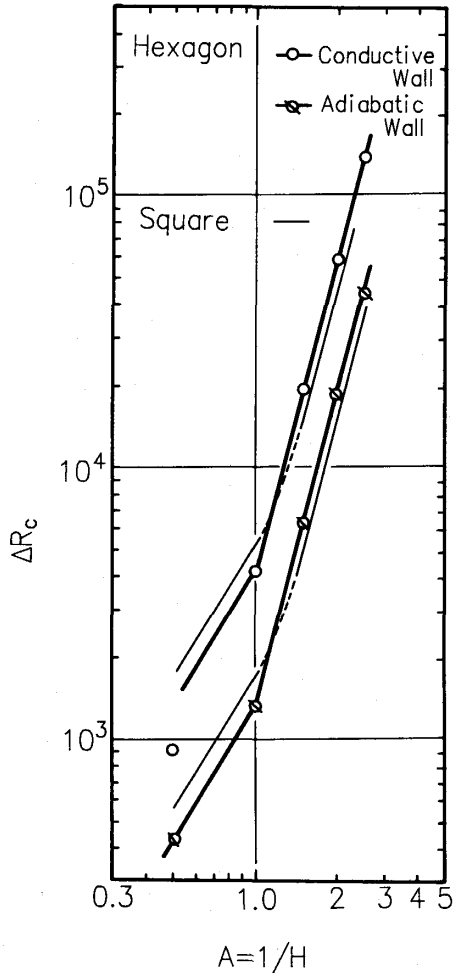


Fig. 5 Relation between ΔRc and A [Hexagon]

3.5 近似式の適用範囲

表2.1および表2.2に本近似式によって算出される臨界レーレー数と Catton の数値解析結果の比較を示す。両表の各欄はいずれも、上段が Catton の解析値、中段が近似式による値、下段が近似値の誤差 $\epsilon\%$ である。 $\epsilon < 10\%$ の範囲を本近似式の適用範囲と考えると表中に太い実線で示した範囲となる。この範囲は従来提案されている近似式の適用範囲に比べてかなり広い。

4. 自由対流熱伝達の無次元整理式

4.1 無限水平平行平板間の自由対流熱伝達

任意のアスペクト比の場合の自由対流熱伝達の無次元整理式を求めるに際して、基本的な特性を表すための式（以下基本式と記す）として無限水平平行平板間の自由対流熱伝達に関する無次元整理式を導く。この点に関して著者ら⁴⁾⁵⁾は先に Silveston²⁾やその他の多くの実験結果に基づいて無次元整理式を提案している。しかしながら、著者らの式はプラントル数の影響を考慮するなど熱伝達係数の算出精度は高いが、任意アスペクト比の場合の基本式とするには若干複雑すぎる。そこで、本報では先に提案した無次元整理式におけるプラントル数の影響を含む項を省略したより簡単な整理式として次式を作成し基本式とする。

$$Nu = 0.205 Ra^{0.27} - Y \quad (9)$$

ここで、

$$Y = 0.5294 \exp(-9F^2)$$

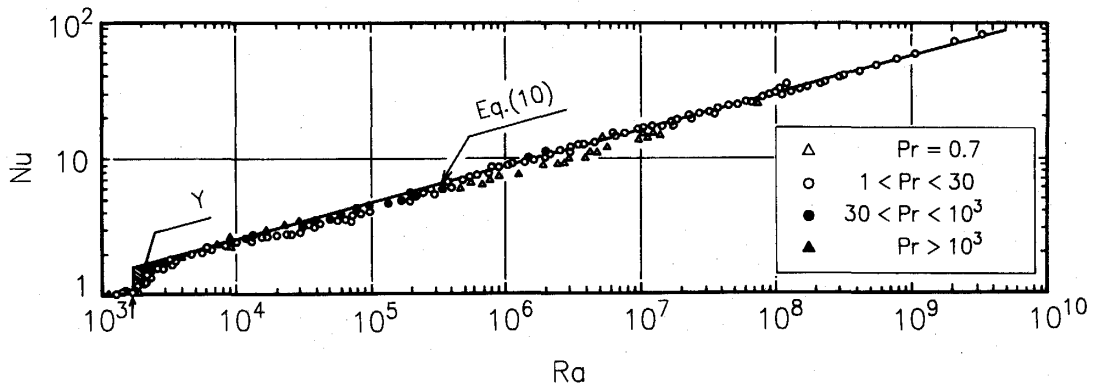


Fig. 6 Nusselt number for infinite horizontal fluid layer heated below

$$F = \Delta R / Ra$$

$$\Delta R = Ra - 1708$$

なお、式の適用範囲を $Ra > 5 \times 10^3$ に限れば上式はさらに簡単に次のように表せる。

$$Nu = 0.205 Ra^{0.27} \quad (10)$$

図6に従来の実験値と式(9)とを比較して示す。図中の直線部が式(10)に相当し、斜線部は式(9)のYの項に相当している。上式は空気の実験値と比較すると若干高い値を示すが比較的プラントル数の高い流体の実験値とは良い一致を示す。

4.2 任意アスペクト比の熱伝達の整理式

任意のアスペクト比の場合の熱伝達係数を表す整理式を得るために用いたデータは、Hollandsら⁹⁾¹⁰⁾の正方形断面およびCattonら⁸⁾の正六角形断面に関する実験データである。なお、以下に示す手順において、対流熱伝達に及ぼす断面形状の影響はすでに臨界レイレー数を算出する際に考慮されていると考える。したがって、ここで提案される式には断面形状の影響は臨界レイレー数を介してのみみられることになる。ただし、アスペクト比の範囲により若干異なる式が得られてい

表 2-1 断熱側壁のアスペクト比 H_1, H_2 と Rac との関係数表
(Catton^{6,7)}による $A_1 = 1/H_1, A_2 = 1/H_2$)

H_2 (A_2)	0.125 (8)	0.25 (8)	0.5 (2)	1.0 (1)	2.0 (0.5)	3.0 (0.33)	4.0 (0.25)	5.0 (0.2)	6.0 (0.167)	12.0 (0.083)
H_1 (A_1)										
0.125 (8)	3011718 2981549 -1	333013	70040	37689	36262	35875	35664	35486	35380	35191
0.25 (4)	333013 355509 +6.8	203163 214164 +5.4	28452	11962	11020	10757	10635	10544	10499	10426
0.5 (2)	70040 71662 +2.3	28452 26933 -5.4	17307 16857 -2.6	5262	4524	4330	4254	4186	4158	4118
1 (1)	37689 36015 -4.5	11962 11658 -2.5	5262 5433 +3.2	3446 3416 -0.9	2789	2622	2552	2502	2480	2453
2 (0.5)	36262 (43099) (+18.8)	11020 10993 -0.2	4524 4573 +1.1	2789 2846 +2	2276 2260 -0.7					
3 (0.333)	35875	10757 11414 +6	4330 4310 -0.5	2622 2639 +0.6	2121 2126 +0.2	2004 1993 -0.4				
4 (0.25)	35664	10635 (12206) (+14.8)	4254 4221 0.8	2552 2533 -0.7	2057 2056 ±	1941 1938 -0.14	1894 1886 -0.4			
5 (0.2)	35486	10544	4186 4208 +0.5	2502 2471 -1.3	2009 2012 +0.15	1897 1906 +0.5	1852 1857 +0.3	1832		
6 (0.167)	35380	10499	4158 4338 +1.9	2480 2431 -2	1989 1983 -0.3	1879 1882 +1.4	1833 1839 +0.3	1810 1815 +0.3	1797 1800 +0.5	
12 (0.083)	35191	10426	4118 (4802) (+17)	2453 2367 -3.5	1967 1909 -3	1855 1823 -1.8	1808 1789 -1.0	1783 1772 -0.6	1761 1761 ±	1741 1738 -0.2

註：表中の太い実線の内側が作成式の適用範囲である。

表 2-2 良導側壁のアスペクト比 H_1, H_2 と Rac との関係数表
(Catton^(6,7)による。 $A_1=1/H_1, A_2=1/H_2$)

H_2 (A_2)	0.125 (8)	0.25 (4)	0.5 (2)	1 1	2 (0.5)	3 (0.33)	4 (0.25)	5 (0.2)	6 (0.167)
0.125 (8)	9802960 9188831 -6.3	1554480	606001	469377	444995	444363	457007	473725	494741
0.25 (4)	1554480 1565184 +0.7	638754 656729 +2.8							
0.5 (2)	606001 636804 +5.1	115596 113180 -2.1	48179 48409 +0.5						
1 (1)	469377 466185 -0.7	64270 62732 -2.4	14615 16236 +11	6974 6974 ±					
2 (0.5)	444995	53530 58114 +8.6	11375 12718 +12	5138 5323 +3.6	3774 3409 -10				
3 (0.33)	444363	50816 52333 +3.0	9832 10269 +4.5	3906 4333 +11	2754 2917 +5.8	2557 2587 +1.1			
4 (0.25)	457007	50136 47309 -5.5	9312 8558 -8.1	3634 3694 +1.6	2531 2608 +3	2337 2363 +1.1	2270 2258 -0.6		
5 (0.2)	473725	50089	9099	3446 3257 -5.5	2360 2400 +1.7	2174 2212 +7	2111 2134 +1.1	2082 2090 +0.4	
6 (0.17)	494741	50410	8980	3358 2946 -12	2286 2254 -1.4	2101 2107 ±	2037 2045 +0.4	2008 2012 +0.2	1992 1992 ±

註：表中の太い実線の内側が作成式の適用範囲である。

表 3 文献(9,10)及び(8)のアスペクト比A その他の実験条件

文献	断面	Admittance parameter c^+ (平均)	アスペクト比 A								
			$A \leq 1$		$A > 1$						
			0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0	
(9,10)	正方形	4		○			○		○		
"	"	18.4				○		○		○	
(8)	正六角形	∞ (断熱)	○	○	○	○	○				
"	"	○ (良導)	○	○	○	○	○				

註：Aの欄の○印は、その値のAで実験したことを示す。

る。

4. 2. 1 $A < 1$ の領域

$A < 1$ の領域については、表 3 に示すように、正方形断面に関して $C^*=4$, $A=1$, 正六角形断面に関して $C^*=\infty$, $C^*=0$ の各々の場合について $A=0.5$ および 1.0 の実験値が得られている。これらの実験値に基づき以下の手順に従って対流熱伝達係数に関する近似式を求める。

まず、(1) 与えられた A , n および C^* に対する臨界レーレー数 Ra_c を式 (4) あるいは (8) より算出する。(2) 基本式 (9) に Ra_c を代入し、無限平行平板間における対応するレーレー数でのヌセルト数 Nu_c を求める。(3) 実験値の Nu より次式によって ΔN および \overline{Nu} を求める。

$$\Delta N = Nu - 1 \quad (11)$$

$$\overline{Nu} = Nu_c + \Delta N \quad (12)$$

(4) \overline{Nu} と Ra との関係プロットすると、すなわち実験値の原点 $(1, Ra_c)$ を (Nu_c, Ra_c) に移動してプロットすると、図 7 (a) に示すようにこの関係は

基本式(9)の特性と一致する傾向が見られる。

図 8 に、アスペクト比が 1 以下のすべての実験値 (表 4 参照) を上記の手順により整理した結果を示す。図から明らかなように \overline{Nu} と Ra との関係は基本式 (9) あるいは (10) とよい精度で一致する。従ってこの条件下でのヌセルト数 Nu は次式によって予測できることになる。

$$\overline{Nu} = 1 + \frac{\Delta N}{1 + \overline{Nu} - Nu_c} \quad (13)$$

ここで、 \overline{Nu} および Nu_c は基本式 (9) にそれぞれ Ra および Ra_c を代入することによって算出される。なお、基本式の簡略形である式 (10) が適用できる $Ra_c > 5 \times 10^3$ では (例えば表 4 に示す実験条件の No. 1 および 5) 上式は次のように簡単に表せる。

$$\overline{Nu} = 1 + Nu_c ((Ra/Ra_c)^{0.27} - 1) \quad (14)$$

4. 2. 2 $A > 1$ の領域

この場合も $A < 1$ の場合の手順 (1), (2), (3) と同様の手順で Nu_c および \overline{Nu} を求め、 \overline{Nu} と Ra との関係を探ると両対数グラフ上で直線関係が得られ

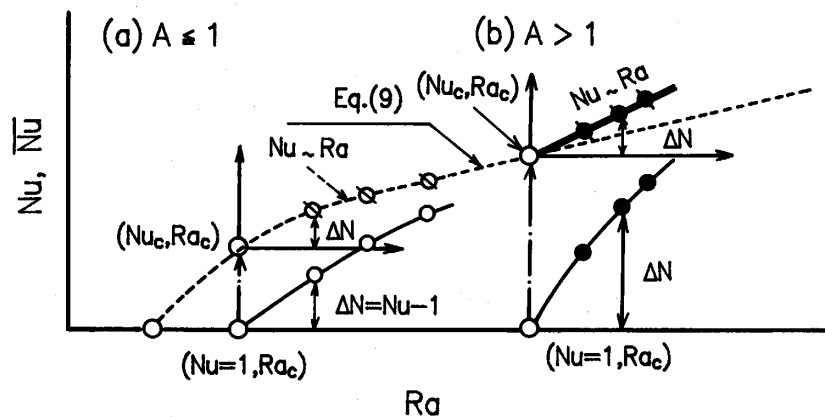


Fig. 7 Procedure to obtain modified Nusselt number

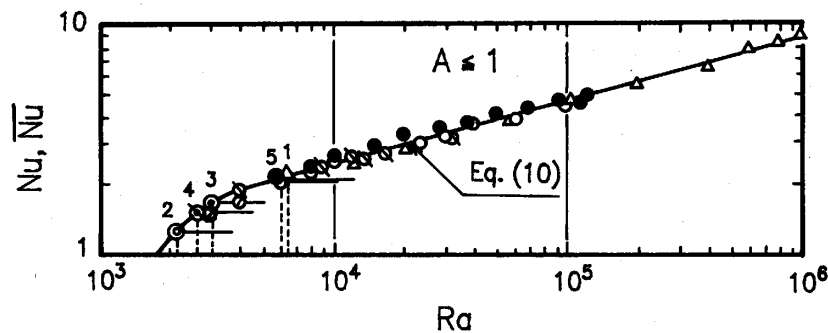


Fig. 8 Relation between Nu and Ra [$A < 1$]

表 4 A ≤ 1 の実験結果に対する各Aの Rac, Nuc その他の値

	正方形	正六角形			
*No	1	2	3	4	5
*記号	△△	○○	⊙○	⊙○	●○
c ⁺	4.0	∞		0	
A	1.0	0.5	1.0	0.5	1.0
△Rc	4621	553	1362.3	1357	4200
Rac	6329	2261	3070.3	3065	5908
Nuc	2.18	1.34	1.702	1.70	2.13

註：*印は図8に対応する番号と記号とを示す。

る(図7(b)参照)。そこで、この条件下での実験値に関して得られた Ra と Nu を臨界レーレー数 Ra_c およびそのときの無限平行平板間のヌセルト数 Nu_c で規格化してプロットすると図9に示す結果が得られる。図から明らかなように1973年の正方形断面に関する実験値を除くと実験結果は次式によって表せる。

$$(\overline{Nu}/Nu_c) = (Ra/Ra_c)^{1/3} \quad (15)$$

1973年の実験は空気を用い、圧力を変化させて物性値の違いの影響を明らかにすることを試みたものであるが、実験精度に問題があると推測される。一方、正六角形断面に関する実験値は水および三種類のシリコン油を用いた実験で、物性値の広範囲にわたる結果が非常によくまとまることから精度も高いと考えられる。

Nu_c に関して式(15)が成立するのでアスペクト比が1以上の場合のヌセルト数は次式によって表されることになる。

$$Nu = 1 + Nu_c ((Ra/Ra_c)^{1/3} - 1) \quad (16)$$

アスペクト比が1以下の場合の式(14)と上式とを比較すると指数の値が0.27と1/3と異なる。前者の値は式(9)に基づくものであり、アスペクト比が小さ

い場合、無限平行平板のときの特性が残っていると考えられる。

4.3 整理式と実験値の比較

本報で提案した任意アスペクト比における対流熱伝達の整理式(13)および(16)によって算出されるヌセルト数と実験値との比較の一例を図10(a)および(b)に示す。図は断熱側壁の場合のもので、見やすくするために二つの図に分けてある。図中の白丸印が実験値で文献(11)の対応する図から読み取ったものである。また太い実線が本報で提案した式から算出される値を示す。図から明らかなように両者は非常に一致を示している。なお、図には参考のために点線で基本式を、さらに⊕印すなわち(Nu_c, Ra_c)を起点とする(Nu, Ra)の関係も記入してある。

5. 結 論

下から加熱される水平密閉流体層における自由対流熱伝達に関して、従来の理論的および実験的研究に基づき、臨界レーレー数および熱伝達係数に関する近似

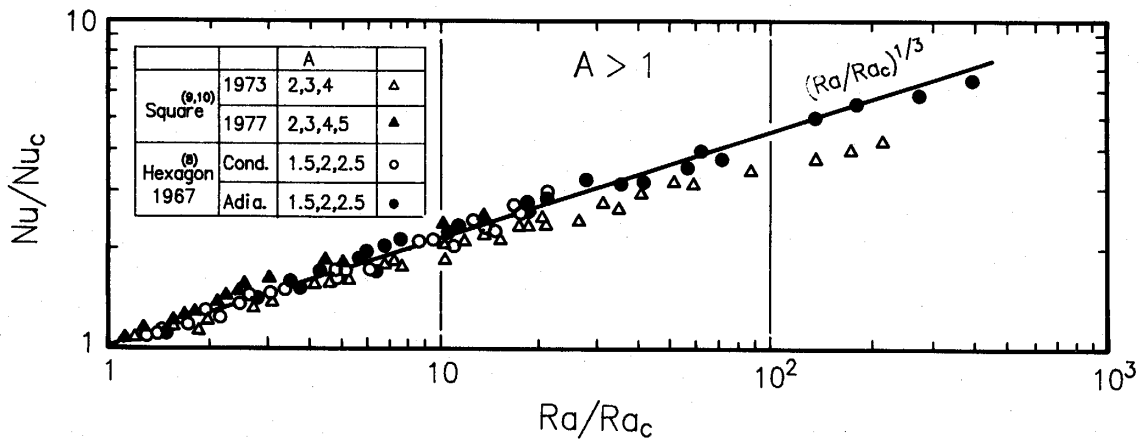


Fig. 9 Relation between Nu and Ra [A > 1]

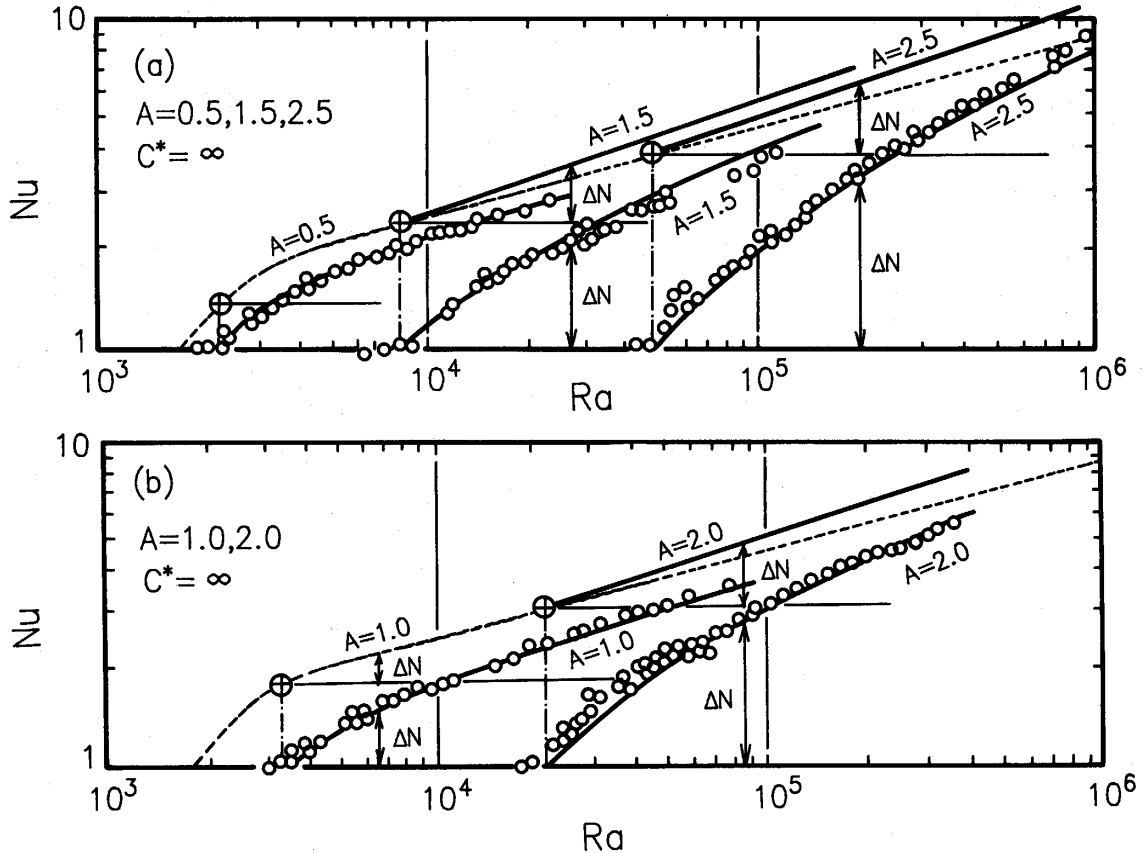


Fig. 10 Comparisons of predicted and experimental Nusselt numbers

式を提案することを試み、以下の結論を得た。

1) 臨界レイレー数とアスペクト比の関係について、式(2)で定義される側壁の熱伝導率に関するパラメータ C^* を導入し、側壁が断熱の場合から良導壁である場合まで適用できる近似式を求めた。提案された近似式は矩形断面と正六角形断面とで若干形式が異なるが、いずれの場合も従来提案されている諸式と比べて理論値や実験値とより良い一致を示し、適用範囲も広い。

2) 任意のアスペクト比の場合の対流熱伝達に関する近似式を導く前に、無限水平平行平板間の自由対流熱伝達についての近似式を求め、これを本報が対象とする系の対流熱伝達の特徴を示す基本式として用いた。

3) 上記の基本式に基づき任意のアスペクト比の場合の対流熱伝達に関する近似式を求めることに成功した。この式によって従来提案されている諸式に比べて非常に簡単にしかも精度よく対流熱伝達係数を算出できることが確かめられた。

4) 本報で提案した近似式の特徴及び付録に示した計算例から、気体と液体とで実際への応用の仕方が異

なることが明らかになった。また、本近似式は実用上十分な精度と広い適用範囲をもつことから、関連する新しい問題が提起されたとき、対流阻止の条件や熱伝達係数の評価に十分役立つと考える。なお、下から加熱される水平密閉流体層に関する実験的研究は現状までで十分な成果が得られていると考えられる。

謝 辞

本論文をまとめるにあたっては、多くの方々の御助力御助言を頂いた。特に九州大学機能物質科学研究所の藤井哲教授からは、数々の貴重な御助言と資料の御教示を頂いた。厚く謝意を表す。また、大分大学在職中、研究室の助手として多くのご協力を頂いた、鶴崎淳君にも謝意を表したい。

文 献

- 1) Mull, W. et al., Beih. Gesund-Ing. Reihe 1. H28 (1930).
- 2) Silveston, P. L., Forsch. Ing-Wes., 24 (1958), 29.

3) Rayleigh, L., Phil. Mag., 32 (1916), 529.
 4) 宮部・鶴崎, 大分大学工学部研究報告, 第13号, (昭61.3)
 5) 宮部・鶴崎, 大分大学工学部研究報告, 第14号, (昭61.9)
 6) Catton, I., Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 15 (1972), 655.
 7) Catton, I., Trans. ASME, Ser. C, 92-1 (1970), 186.
 8) Catton, I. et al, Trans. ASME, Ser. C, 89-4 (1967), 295.
 9) Hollands, K.G.T. et al., Trans. ASME, Ser. C, 95-11 (1973), 439.
 10) Hollands, K.G.T. et al., Trans. ASME, Ser. C, 99-2 (1977), 86.
 11) 日本機械学会編, 伝熱工学資料改訂第4版(1984)
 12) Churchill, S. W. et al., Heat Exchanger Design Handbook, Hemisphere (1982), p.2. 5. 8-3.
 13) Catton, I., Trans. ASME, Ser. C, 94-11(1972), 466.
 14) Koschmieder, E. L. et al., Int. J. Heat Mass Transfer, vol.17 (1974), 991.
 15) 宮部・鶴崎 日本機械学会講演論文集, 九州・中国・四国支部連合山口講演発表会 (昭58.11)

16) Sparrow, E.M. et al., Trans. ASME. Ser. C. 99-9 (1977), 507.

付録：計算例二，三とその検討および考察

本論文では下から加熱される水平密閉流体層の自由対流に関して，いくつかの断面形状および任意のアスペクト比の場合に対して，臨界レーレー数および対流熱伝達係数を予測するため近似式を作成した。この問題の実際の応用としては対流阻止による太陽熱集熱器の効率向上が考えられる。そこで，以下に典型的な例として流体が空気の場合の計算例と液体の場合の例として水についての計算例を示し，若干の検討と考察を加える。

最初に直感的な理解を助けるために，レーレー数 Ra と温度差 t および流体層高さ l の関係を付図1に図示する。図中レーレー数が小さい領域の4本の実線は空気の場合で右端の実線は水についての値を示す。また，付表1には正方形断面で $C^* = \infty, 25.3, 0$ の場合についてアスペクト比が異なるときの臨界レーレー数 Ra_c およびそのレーレー数における無限水平流体

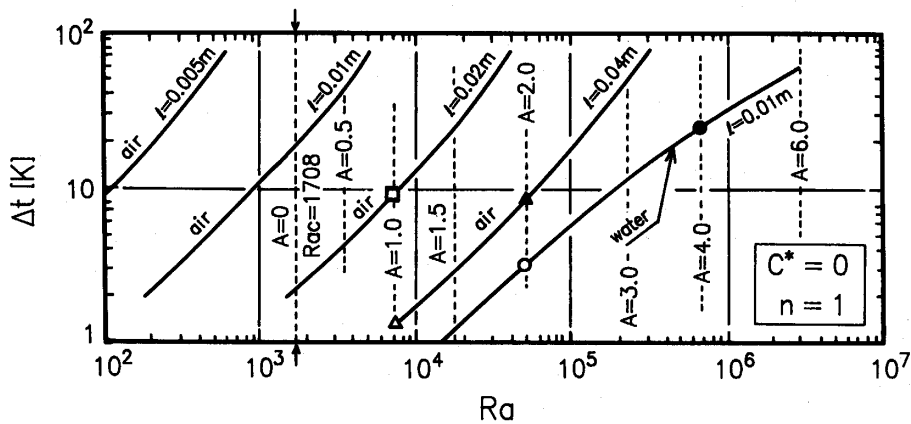


Fig. 1A Relation between Δt and Ra

付表1 n, c^*, A の各値に対する Rac, Nuc の値

n	c^*	臨 界 値	A=0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	6.0
正方形 b = a	∞	$Rac \times 10^3$	2.26	3.43	6.77	16.9	72.4	214	998
		Nuc	1.34	1.79	2.22	2.84	4.76	5.64	8.54
	25.3	$Rac \times 10^3$	2.58	4.42	9.75	25.8	114	339	1583
		Nuc	1.62	2.06	2.48	3.18	4.76	6.38	9.67
	0	$Rac \times 10^3$	3.41	6.69	17.3	48.4	221	657	3072
		Nuc	1.79	2.24	2.86	3.77	5.68	9.55	11.6

層のヌセルト数 Nu_c の計算結果を示してある。この臨界レイレー数を対応する A の値とともに付図 1 に縦の点線で記入してある。これらの点線と l をパラメータとする実線との交点、例えば $l=0.04\text{m}$ の線上の Δ ($A=4.0$) および \blacktriangle ($A=1.5$) 印の点はそれぞれのアスペクト比に対応する対流阻止境界点を示す。すなわち、これらの交点の左側は熱伝導熱領域で右側は対流伝熱領域となる。なお、水の場合は空気に比べ同じ流体層高さでも約 2 桁ほどレイレー数が大きくなる。

空気についての計算例としては、実際の太陽熱集熱器の大きさおよび Hollands らの実験等を考慮して、 $A=4.0$, $l=63.5$, $a=15.9$, $C^*=25.3$, $t_0=40\text{C}$, $t_w \leq 90^\circ\text{C}$ の条件下でおこなった。なお、 $C^*=0$ について

も参考のために行っている。これらの結果を付表 2 に示す。

この条件下での Δt vs. Ra 関係を付図 2 に示す。図中に $C^* \infty$, 25.3 および 0 の場合の臨界レイレー数の値を点線で示してある。図から明らかのように、 $C^*=0$ の場合、対流阻止境界点は $\Delta t=46\text{K}$ の位置にあり、したがって本計算条件のほぼ全域に渡り熱伝導伝熱領域となっている。このように、空気の場合には適当な条件のもとで、流体層をパネル構造とすることにより対流を阻止できることがわかる。しかしながら、このようなパネル構造の集熱器は未だ実用市販化されていないようである。その理由の第一は構造組立の複雑化によるコスト高であろう。また、集熱効率に及ぼ

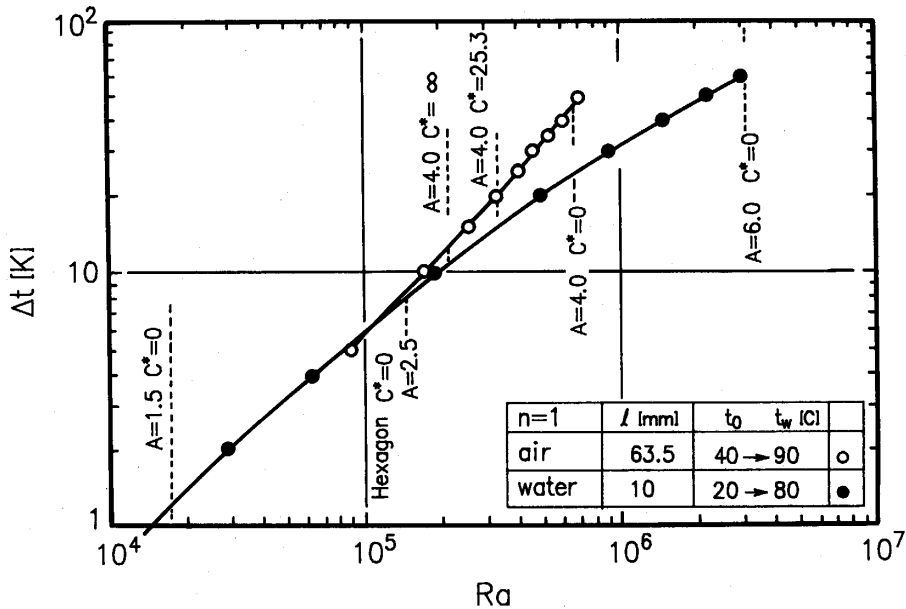


Fig. 2A Relation between Δt and Ra [corresponding to conditions of examples]

付表 2 空気の両伝熱領域における各値

$A=4.0$, $l=63.5\text{mm}$, $a=15.9\text{mm}$, $t_0=40^\circ\text{C}$, $t_w \leq 90^\circ\text{C}$

c^*	Δt K	1	5	10	20	25	30	40	50
	t_m °C	40.5	42.5	45.0	50.0	52.5	55.0	60.0	65.0
	$Ra \times 10^4$	1.81	8.98	17.5	33.1	40.3	47.0	59.5	70.6
∞	Nu	1	1	1	1.88	2.31	2.69	3.29	3.75
	q, w/m ²	0.43	2.15	4.34	16.5	25.7	36.0	59.4	85.8
25.3	Nu	1	1	1	1	1.38	1.74	2.32	2.77
	q, w/m ²	0.43	2.15	4.34	8.80	15.3	23.3	41.9	63.4
0	Nu	1	1	1	1	1	1	1	1.15
	q, w/m ²	0.43	2.15	4.34	8.80	11.1	13.4	18.1	26.3

す熱損失としては、上述の対流による外気への放熱に加えて、風の影響によるものがある。この問題について著者ら¹⁵⁾は大型集熱器を用いた実器の実験測定を行ったが未完成のままに終わった。Sparrowら¹⁶⁾も同様な目的の実験結果を発表しているが、層流の範囲に留まり、実際の風の影響を考慮した熱損失の評価に関しては未解決のままである。さらに、実器の場合、底部や配管部分からの損失等その概略値さえ求めることが困難な場合が多い。これらのことを考慮すると、パネル構造を利用して対流阻止効果を期待出来るようになるまでに解決すべき問題が多い。

一方、流体が水である場合、付図1からもわかるように、同じ l の値でも対流阻止効果があるアスペクト比 A の値の範囲が空気の場合と大きく異なる。付図2

には、水の場合の $l=10\text{mm}$, $t_0=20^\circ\text{C}$, $t_w=80^\circ\text{C}$, $\Delta t \leq 60\text{K}$ についての関係を断熱側壁の場合についての対流阻止境界点とアスペクト比とともに記入してある。図および付表3に示す水についての計算例からわかるように、条件[2] $l=10\text{mm}$, $A=6$ の場合ほぼ全温度範囲にわたり対流の発生が阻止できる。しかしながら、この条件では $a=1.7\text{mm}$ でなければならず、パネル寸法、形状としては現実的でない。同じ $A=6$ でも条件[3] の場合には大部分が対流伝熱である。付表3の例からも明らかのように水に代表される液体の場合にはパネル構造による対流阻止効果は期待できないといえる。

付図3には以上の計算例についてのヌセルト数分布を示している。

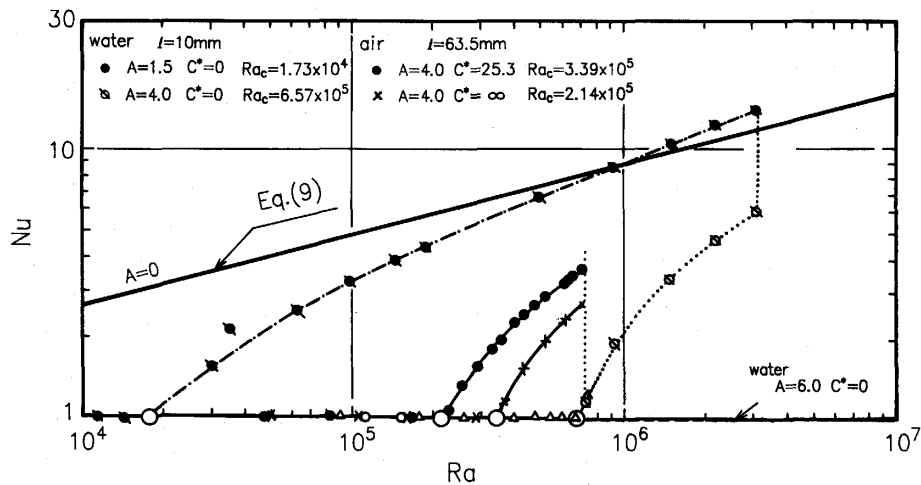


Fig. 3A Nusselt numbers obtained by present expression

付表3 水の両伝熱領域における各値

$t_0=20^\circ\text{C}$, $t_w \leq 80^\circ\text{C}$, $n=1$, $c^*=0$

[1] $l=10\text{mm}$, $A=1.5$, $a=6.7\text{mm}$

[2] $l=10\text{mm}$, $A=6.0$, $a=1.7\text{mm}$

[3] $l=60\text{mm}$, $A=6.0$, $a=10\text{mm}$

	Δt , K	1	4	10	20	30	40	60
	t_m , $^\circ\text{C}$	20.5	22.0	25.0	30.0	35.0	40.0	50.0
	Ra $\times 10^4$	1.4	6.19	18.6	48.4	90.7	146	309
[1]	Nu	1	2.51	4.45	6.82	8.84	10.7	14.2
	q, $\text{W}/\text{m}^2 \times 10^3$	0.06	0.61	2.72	8.41	16.5	26.9	54.9
[2]	Nu	1	1	1	1	1	1	~1
	q, $\text{W}/\text{m}^2 \times 10^3$	0.06	0.24	0.61	1.23	1.87	2.52	3.86
[3]	Ra $\times 10^6$	3.02	13.4	40.2	104.6	196	315	668
	Nu	1	1.48	16.7	26.9	35.7	43.6	59.0
	q, $\text{W}/\text{m}^2 \times 10^3$	0.01	0.60	1.70	5.55	11.1	18.3	37.8