

501.26  
T0

# 渦発生体によるフィンチューブ熱交換器の伝熱促進 と圧力損失低減の両立

(課題番号 14350104)

平成14～15年度 科学研究費補助金(基盤研究(B)(2))  
研究成果報告書

横浜国立大学附属図書館



11488341

平成16年5月

研究代表者 鳥居 薫  
(横浜国立大学大学院工学研究院教授)

## はしがき

本研究は、三角翼形渦発生体 (winglet vortex generator) をフィン表面に適切に配置することによって、フィンチューブ熱交換器の伝熱促進を達成しつつ、同時に実質的な圧力損失の低減を実現することを目的として実施された。特に、他の研究に見られない新規性は、三角翼形渦発生体のガイドベーン効果を巧みに利用することによって、伝熱チューブ背面に低温の主流を導き、それによって死水域での伝熱を向上させるとともに、伝熱チューブ回りの流れのはく離に起因する圧力損失を大幅に低減させる点にある。既に過去の研究成果として、そのような三角翼形渦発生体の利用によって、バルクレイノルズ数が 2000 程度以下の条件では、伝熱を 1.5 倍に促進しつつ、かつ圧力損失を 1/2 に低減できるとの実験結果を得ており、低騒音・省エネルギーの観点から着目される低レイノルズ数条件において、画期的性能を有するフィンチューブ熱交換器を生み出す可能性がある。そのような実用的応用を念頭において、本研究では幾つかのフィンチューブ基本構成を対象として、伝熱性能試験、伝熱面温度・熱伝達率測定、流れ場の可視化測定、数値解析を行って、伝熱促進の物理メカニズムを明らかにするとともに、熱交換器設計に不可欠な基礎データを蓄積した。その詳細は本冊子に記述の通りである。

## 研究組織

研究代表者：鳥居 薫 (横浜国立大学大学院工学研究院教授)  
研究分担者：西野 耕一 (横浜国立大学大学院工学研究院助教授)

## 交付決定額（配分額）

(金額単位：千円)			
	直接経費	間接経費	合 計
平成14年度	9, 000	0	9, 000
平成15年度	5, 700	0	5, 700
総 計	14, 700	0	14, 700

## 研究発表

宮崎真一, 鳥居薫, 西野耕一, 畠功二, 阿竹則夫, 2003, 渦発生体を有するフィン付き管群における伝熱促進、圧力損失低減特性, 第40回日本伝熱シンポジウム講演論文, Vol. 12, pp. 47-48.

山口陽介, 鳥居薫, 西野耕一, 畠功二, 2003, 渦発生体を有するフィン付き管群流れの熱伝達および流動特性—数値計算と実験結果の比較—, 第40回日本伝熱シンポジウム講演論文, Vol. 1, pp. 49-50.

Kahoru Torii, Koichi Nishino, Koji Hata, Norio Atake, 2003, Heat Transfer Enhancement and Pressure-Loss Reduction for Finned-Tube Bundles with Winglets, Thermal Science and Engineering, Vol. 11, No. 4, 17-18.

Gil-Dal Song, Koichi Nishino, Kahoru Torii, 2004, Evaluation of Heat-Transfer Performance of Fin-Tube Heat Exchanger in a Low Reynolds Number Regime, Joint Symposium between Sister Universities in Mechanical Engineering 2004, Yokohama, Japan (発表予定) .

## 目 次

はしがき	i
研究組織	ii
交付決定額（配分額）	ii
研究発表	ii
目次	iii
1. Evaluation of Heat Transfer Performance at Low Reynolds Number	1
1. 1 Intruduction	1
1. 2 Experimental Method and Procedures	5
1. 3 Experimental Results and Discussion	7
1. 4 Concluding Remarks	8
References	8
Nomenclature	8
2. 幅広いレイノルズ数における伝熱特性	13
2. 1 目的	13
2. 2 実験方法・目的	13
2. 3 テストコア	15
2. 4 結果	18
2. 5 考察	20
2. 6 結論	22
3. Measurement of Local Heat Transfer Coefficient Using the Transient Method	23
3. 1 Introduction	23
3. 2 Experimental Appartus	23
3. 3 Experimental Procedure	24
3. 4 Data Reduction	24
3. 5 Preliminary Test	25
3. 6 Results and Discussion	25
3. 7 Conclusions	26
4. 伝熱性能の数値解析	34
4. 1 目的	34
4. 2 数値計算の手法	34
4. 3 解析条件	36
4. 4 解析結果	38
4. 5 結論	47
5. 渦発生体を有するフィン付き管群周りの流れの PIV 計測	48

## **1. Evaluation of heat transfer performance at low Reynolds number**

### **1. 1 Introduction**

Most compact heat exchangers are designed and have been optimized for flow conditions characterized by relatively large Reynolds number (1000 and above, typically) for which the fin designs are particularly efficient at providing enhanced heat transfer over conventional plain fins. A very large number of studies extensively dealt with this topic (see Kays, 1972; Sparrow et al., 1977; Kajino and Hiramatsu, 1987; Aoki et al., 1989; Suga and Aoki, 1991; Sahnoun and Webb, 1992; Goldstein and Sparrow, 1977; O'Brien and Sparrow, 1982; Sparrow and Hossfeld, 1984) and have resulted in a wide array of manufactured products. Tabulated data as well as empirical correlation and design guides have been collected for a large number of surfaces over the years. Careful review of this available data reveals two relatively universal facts. The heat transfer performance of all these surfaces degrades considerably as the Reynolds number decreases; and consequently, very little data are available in the low Reynolds number regime, as clearly these surfaces are not suited for this operating range. However, there are engineering applications where the designer cannot operate the heat exchanger in a favorable flow regime and enhanced heat transfer surfaces especially optimized for these low Reynolds numbers are called for.

As an first step to develop and optimize a low Reynolds number heat transfer surface to be used as an enhanced fin in a compact heat exchanger operating in the low Reynolds number flow regime, this study details the measurement and evaluation of the heat transfer performance of heat transfer units using a modified single-blow method.

#### **1. 1. 1 Modified single blow method**

Several experimental techniques have been developed for testing the performance of heat transfer surfaces and heat exchangers, i.e., to determine the heat transfer coefficients between the heat transfer surface or matrix in the heat exchanger and the flowing fluid. They can be classified into the steady state and the transient methods.

The steady-state method employs a constant heat source to supply heat continuously to the surface by using a hot fluid, condensing vapor on the other side of the surface or by electrical power dissipation within the surface itself. According to Newton's law of cooling, the average heat transfer coefficient  $h$  can be determined by dividing the convective heat flux by the average surface and the difference between fluid temperatures.

The transient method employs one fluid to either supply or remove heat from the heat

transfer surface or matrix. When the inlet fluid temperature varies with time, convective heat transfer becomes time-dependent which results in timewise changes in the enthalpies of both the surface and the fluid. This phenomenon can be described by an analytical model assuming that the average heat transfer coefficient remains constant and that the surface and fluid temperatures vary with time and position along the flow passage. Its solution is then matched with the measured outlet temperature response curve to determine the heat transfer coefficient. A heating screen installed upstream in the test core is commonly used as heat source.

Two typical time functions of the inlet fluid temperature have been employed; (a) a stepwise change for the single-blow method and (b) a sinusoidal change for the periodic method. The single-blow method is more popular since experiments would be easier to perform.

The single-blow methods are characterized by the following merits in comparison with the steady state method: (1) the single-blow method employs a single fluid to flow over the heat transfer surface or unit of which performance to be determined, whereas the steady state method requires the two fluids for the hot and cold temperature sides. (2) The steady state method needs to know the temperature of the heat transfer surface which is not required in the single-blow method. (3) The single-blow method can directly evaluate the performance of heat transfer surface, not being affected by fin-base plate contact resistance and fin efficiency.

In spite of its superiority to the steady state method, the single-blow technique fails to become popular in practice due to two main difficulties: (1) it is difficult to construct an experiment apparatus which is able to meet the surface-to-fluid heat exchange phenomenon described in the theory. (2) The procedure for correlating test data is rather delicate.

Due to finite capacity of heating screen, the inlet fluid temperature can never, in reality, follow a step change as assumed in the analyses. This discrepancy may result in considerable inaccuracy in the heat transfer coefficient, especially for heat transfer surfaces or units with small values of NTU, Number of heat Transfer Unit of an exchanger.

To cope with the difficulty in constructing an experimental setup to match the conditions prescribed in the theoretical analysis, and to improve the existing single-blow method, a “modified single-blow method” was developed by Ling and Yang [1]. Its analysis took account into the actual response characteristics, that is, the first-order response characteristics of the inlet fluid temperature. Although theoretical results became more complex than those of the conventional method, experimental apparatus can be constructed to achieve the first-order time-variation curve of the inlet fluid temperature. The method represents a big step forward in the single blow technique and has been successfully applied in the performance measurement of plate-finned heat transfer surfaces and in the determination of heat transfer performance of multiple disk assemblies [2]. However it is inconvenient not to include rather low Reynolds results for pressure drop as well as heat transfer, even though they [1,2] provided

a good agreement between their experimental results and theoretical predictions over wide flow range.

### 1.1.2 Analysis of modified single blow method

The formulation of heat transfer between the heat transfer surface and the fluid in heat exchange is well known. The phenomenon can be described by the energy equations, referring to Liang and Yang (1975).

- Solid parts

$$\frac{\partial T_s^*}{\partial \theta^*} = T_f^* - T_s^* \quad (1.1)$$

- Fluids parts

$$\frac{\partial T_f^*}{\partial \theta^*} + b_1 \frac{\partial T_f^*}{\partial x^*} = b_2 (T_s^* - T_f^*) \quad (1.2)$$

- Initial and boundary conditions

$$T_f^*(\theta^*, 0) = f(\theta^*) \quad (1.3)$$

$$T_s^*(0, x^*) = T_f^*(0, x^*) = 0 \quad (1.4)$$

$T_s^*$  and  $T_f^*$  are the dimensionless solid and the fluid temperatures based on the initial and inlet fluid temperatures, respectively. The dimensionless time  $\theta^*$  is defined as the ratio of the physical time  $\theta$  to the time-constant of the solid-fluid system  $\tau_{sf} = (m_s c_s / hA)$  where  $m_s, c_s, h, A$  are mass of solid, specific heat of solid, average heat transfer coefficients, heat transfer area, respectively. A dimensionless position variable,  $x^* = \{(hAx)/(\dot{m}_f c_f L)\}$  and is equal to the number of heat transfer units when evaluated at the exit of the solid-fluid system. Here  $A, c_f, L, \dot{m}_f, h, x$  are heat transfer area, specific heat of fluid at constant pressure, free flow length of test core, mass flow rate of fluid, average heat transfer coefficients, length coordinate in flow direction, respectively. Constant  $b_1 = (v_f / A_c) b_2$  where  $v_f$  is a volume of fluid in test core per unit length in flow direction,  $A_c$  is a core minimum free flow area and  $b_2$  is the ratio of heat capacities between the solid surface and the fluid,  $m_s c_s / m_f c_f$ , respectively.

$f(\theta^*)$  is the forcing function which describes the timewise change of the inlet fluid temperature.  $f(\theta^*) = 1$  and  $\sin \theta^* \omega^*$  correspond to the single-blow method and periodic methods, respectively. In the present modified single-blow method, the experimentally determined  $f(\theta^*)$  is employed

$$T_f^*(\theta^*, 0) = 1 - e^{-\theta^*/\tau^*} \quad (1.5)$$

$\tau^*$  is defined as  $\tau_i/\tau_{\text{sys}}$ , in which  $\tau_i$  is the time-constant of the measured inlet fluid temperature to be determined experimentally. The time constant  $\tau_i$  depends on the heat capacities of both the heating screen and the inlet-fluid thermocouples probe or sensor, and also on the heat conductance between these surfaces and the incoming fluid. Only if  $\tau_i$  be zero,  $f(\theta^*)$  is unity and the conventional single-blow method yields accurate result for the system of any  $NTU$ . Solutions of equations (1.1) and (1.2) subjected to the appropriate initial and boundary conditions of (1.3) and (1.4) can be obtained by means of Laplace transform technique. The transformed differential equations and boundary conditions in time are

$$S\bar{T}_s^* = \bar{T}_f^* - \bar{T}_s^* \quad (1.6)$$

$$S\bar{T}_f^* + b_1 \frac{d\bar{T}_f^*}{dx^*} = b_2(\bar{T}_s^* - \bar{T}_f^*) \quad (1.7)$$

$$\bar{T}_f^*(S, 0) = \frac{1}{\tau^* S(S + \frac{1}{\tau^*})} \quad (1.8)$$

where  $S$  is the Laplace variable and the superscript  $\bar{\phantom{x}}$  denotes the Laplace transform function. The solution for  $\bar{T}_f^*$  is

$$\bar{T}_f^* = \frac{e^{\frac{-s(1+\frac{b_2}{1+s})x^*}}{\tau^* S(S + \frac{1}{\tau^*})}} \quad (1.9)$$

Replacing  $x^*$  by  $NTU$ , the inverse Laplace transform yields the exit fluid temperature as in two time-domains as

(I) when  $\theta^* < t^*$ , or equivalently  $\theta < L/V_c$ ,

$$\bar{T}_f^*(\theta^*, NTU) = 0 \quad (1.10)$$

(II) when  $\theta^* \geq t^*$ , i.e.,  $\theta \geq L/V_c$ ,

$$\begin{aligned} \bar{T}_f^*(\theta^*, NTU) &= \frac{1}{\tau^*} \int_{t^*}^{\theta^*} e^{-(\theta^* - \eta)/\tau^* - b_2 t^*} \\ &\times \left\{ e^{-(\eta - t^*)} I_0[2\sqrt{b_2 t^* (\eta - t^*)}] + \psi_2(\eta, NTU) \right\} d\eta \end{aligned} \quad (1.11)$$

wherein

$$t^* = NTU / b_1$$



$$\psi_2(\eta, NTU) = \int_0^{\eta-t^*} e^{-\xi} I_0[2(b_2 t^* \xi)^{1/2}] d\xi$$

Where  $t^*$  is dimensionless time defined as  $NTU/b_1$ ,  $V_c$  is mean velocity based on cross-sectional area,  $A_c$ , and  $\xi, \eta$  are dummy variable.

## 1.2 Experimental method and procedure

### 1.2.1 Experimental apparatus

Figure 1.1 illustrates a schematic of test apparatus. It consists of a suction-type open wind tunnel and an instrumentation system. Air is induced to the wind tunnel through a honeycomb flow straightener and flows through a heater, an upstream temperature measuring sensor, a test section, a downstream temperature measuring sensor, an ultrasonic flow meter, a ring blower, in turn, and finally exits into the atmosphere. The honeycomb flow straightener serves to smooth and straighten the intake flow, and consequently undesired turbulence is filtered out within this flow. Electrical power is stepwisely applied on the heater by means of an electromagnetic switch, resulting in an exponential rise of the inlet air temperature with time, that is, the inlet air temperature change with first-order response. The special temperature measuring sensors are made of a single platinum wire of 0.03mm diameter, which are woven diagonally and are spread over an entire cross section at the inlet and outlet of the test core. They directly detect the timewise histories of the bulk air temperatures at both ends of the test section with a quick response yet without any cross-sectional integration of the flow temperature, and records on a hard disk via a bridge circuit. A vertical test section shown in figure 1.2 has a dimension of  $150 \times 100 \times 300 \text{ mm}^3$  (width $\times$ depth $\times$ height) which accommodates test cores. The air velocity is controlled by the ring blower and can be varied from 0.2 to 1.2 m/s in the test section. Pitot tubes are installed on the walls at inlet and outlet of the test section and connected to a differential pressure transducer to determine pressure drops across the test core. The air flow rate is measured at the far downstream test section by the ultrasonic flower meter. All the measured quantities are fed into a digital computer which automatically performed data processing on heat transfer and friction coefficients. The inner wall surfaces of the test section as well as its upstream and downstream flow channels are insulated with 10mm-thick polyethylene-foam plates to minimize heat loss through the wall.

The innovative concept is credited to the present study in analyzing and designing a new heater suited for a low velocity flow, namely, low Reynolds number flow.

A heater has a great importance in single-blow methods as described previously. In general, it consists of either a multiple layer of meshes of a thin metal wire or an array of metal plates. Design of heating elements may become of primary importance when employed in a situation

where mixed convective heat transfer occurs. For example, a forced-convection involving a fluid velocity of 30m/s would be expected to overshadow most free convection effects encountered in ordinary gravitational fields because the velocities of the free-convection currents are small in comparison with 30m/s. On the other hand, a forced flow situation at very slow velocities, say 0.3m/s, might be influenced appreciably by free-convection currents. An order-of-magnitude analysis of the free-convection boundary-layer equations will indicate a general criterion for determining whether free-convection effects dominate. The criterion is that when

$$Gr / Re^2 > 10 \quad (1.12)$$

free convection is important.

Depending on the criterion, appropriate heater design should be determined. For example, stainless-steel foils had been employed as heating elements in the previous research because a relatively large Reynolds number flow regime had been targeted, resulting in a high heat capacity of the heater. When a low velocity flow regime, however, is observed in convection heat transfer processes, such geometry which involves large heat transfer areas may cause a scene like free-convection dominant.

Taking the criterion into account, a new heater was made of double layer of 0.9mm diameter nichrome wire mesh and installed at the inlet of the test section.

### 1.2.2 Test cores

The test core consists of 18 aluminum plates in the size of 0.3mm (thickness)  $\times$  150mm (width)  $\times$  195.2mm (length in flow direction) to form 19 uniformly spaced parallel channels and has a total height of 100mm.

### 1.2.3 Data reduction

In the study of heat exchanger performance the Colburn  $j$  factor is of interest and defined as

$$j = \frac{Nu}{Re \cdot Pr^{1/3}} \quad (1.13)$$

where the Nusselt number is

$$Nu = \frac{h_m \cdot D_h}{k_f} \quad (1.14)$$

and as it is customarily done, Reynolds number based on the hydraulic diameter of the individual flow passages is

$$\text{Re} = \frac{V_c \cdot D_h}{\nu} \quad (1.15)$$

The assumption of negligible temperature gradient over the fin thickness is acceptable since Biot number,  $h_m \delta / 2k_s$  is order of  $10^{-2}$ .

The core friction of the heat exchanger is reduced to obtain the Fanning friction factor  $f$ . In the present study the pressure drop equation proposed by Kays and London [3], including the entrance and exit pressure loss, is used to evaluate the friction factor. The equation is

$$f = \left( \frac{D_h}{4L} \right) \left( \frac{1}{\rho_1} \right) \left[ \frac{2\Delta P}{G_c^2} - 2 \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) - (K_c + 1 - \sigma^2) \left( \frac{1}{\rho_1} \right) + (1 - \sigma^2 - K_e) \left( \frac{1}{\rho_2} \right) \right] \quad (1.16)$$

Where  $D_h$  and  $L$  are hydraulic diameter and the length in the flow direction, respectively and  $\sigma$  means the ratio of the minimum flow area to the frontal area. The subscript 1 and 2 denote inlet and outlet conditions. The entrance and exit pressure loss coefficients,  $K_c$  and  $K_e$ , are adopted from Fig. 5.3 given by Kays and London [3].

### 1.3 Experimental results and discussion

Figure 1.3 shows the experimental results for Fanning friction factor  $f$  and Colburn  $j$  factor as function of Reynolds number. Superimposed on the figure are the results obtained by Shah [4], empirical result for flow frictional coefficient in laminar flow at the entrance region of rectangular duct channel with approximately  $\pm 2\%$  error; Shah [5], empirical results for Nusselt number in both thermally and hydro-dynamically developed flows, but one for constant wall temperature, another for constant heat flux conditions of parallel plates with  $\pm 3\%$  and  $\pm 2.7\%$  prediction error, respectively. From the figure the following observations are derived: (1) For a given flow range, the experimental result for friction  $f$  factor agree well with its theoretical prediction, accounting for uncertainty intervals of test data. (2) But when it comes to comparing the experimental result for Colburn  $j$  factor with theoretical results, there are a little discrepancy that may be caused by different definitions between the experimental result and two theories for thermal boundary conditions. Say, while the theoretical results are based on the conditions that the fin surfaces either maintain constant temperature or supply constant heat flux at any position along the flow passage, the experimental results are obtained by assuming the constant average heat transfer coefficient over the entire surface and the temporal and spatial dependence of the surface and fluid temperatures. In addition, both theoretical predictions are based on the parallel plates and flow conditions are fully developed both thermally and hydro-dynamically yet the test data obtained from the duct geometry with its aspect ratio  $\alpha = 0.033$  which is closely described by the flow conditions which is thermally and hydro-dynamically developing in the test core. Hence taking into account these notions, such a little discrepancy in comparison

between the experimental data and those theoretical predictions for heat transfer coefficient can be acceptable.

#### 1. 4 Concluding remarks

Evaluation of the heat transfer performance including frictional loss as well as heat transfer coefficient for flat plates with known performance was successfully performed. Based on the present experimental setup and technique, the next approach is to design and test enhanced low Reynolds heat transfer surfaces and chapter 2 will include the test data and results.

#### References

1. Liang, C. Y., and Yang, W. J., "Modified Single-Blow Technique for Performance Evaluation on Heat Transfer Surfaces," Trans, ASME, Ser.C (J. Heat Transfer), Vol. 97, No 1, pp. 16-21, 1975.
2. Mochizuki, S., Yang, Wen-Jei, Yagi, Y., and Ueno, N., "Heat Transfer Mechanisms and Performance in Multiple Parallel Disk Assemblies, Trans, ASME, Ser.C (J. Heat Transfer), Vol. 105, pp.598-604, Aug.1983.
3. W. M. Kays and A. L. London, Compact Heat Exchangers, 3rd ed., McGraw-Hill, New York, 1984.
4. R. K. Shah, A correlation for laminar hydrodynamic entry length solutions for circular and noncircular ducts. *J. Fluids Eng.* 100, 177-179 (1978)
5. R. K. Shah, Thermal entry length solutions for the circular tube and parallel plates. *Proc. Natl. Heat Mass Transfer Conf., 3rd, Indian Inst. Technol., Bombay*, Vol. I. Pap. No. HMT-11-75 (1975)

#### Nomenclature

$a$	fin spacing [m]
$A$	heat transfer area [m <sup>2</sup> ]
$A_c$	core minimum free flow area [m <sup>2</sup> ]
$b_1$	constant defined as $(\nu_f / A_c) / b_2$
$b_2$	constant defined as $m_s c_s / \dot{m}_f c_f$
$Bi$	Biot number, $h_m \delta / 2k_f$ , dimensionless
$c$	specific heat at constant pressure, [J/(kgK)]

$d$	nichrome wire diameter [m]
$D_h$	hydraulic diameter, $4Ac/P = 4(W \times H)/2(W + H)$ , [m]
$f$	Fanning friction factor
$G_c$	mass velocity based on the minimum free flow area, $(V_1 \rho_1)$ , [ $kg/(m^2 s)$ ]
$Gr$	Grashof number, $Gr = \frac{d^3 \cdot g \cdot \beta \cdot (T_w - T_\infty)}{\nu^2}$ , dimensionless
$h$	heat-transfer coefficient, [ $W/m^2 K$ ]
$h_m$	mean heat transfer coefficient, [ $W/m^2 K$ ]
$k$	thermal conductivity, [ $W/mK$ ]
$K_c$	abrupt contraction pressure loss coefficient
$K_e$	abrupt expansion pressure loss coefficient
$L$	test core length in flow direction, [m]
$\dot{m}_f$	mass flow rate of fluid, [kg/s]
$NTU$	number of heat transfer units
$Nu$	Nusselt number dimensionless
$Pr$	Prandtl number, $\mu C_p / k_f$ , dimensionless
$Re$	Reynolds number dimensionless
$S$	Laplace transform variable
$T$	Temperature, [K]
$T_w$	nichrome wire temperature, [K]
$T_\delta$	ambient temperature, [K]
$T^*$	dimensionless temperature defined as $(T - T_0)/(T_{f,i} - T_0)$
$x$	length coordinate in flow direction, $x = 0$ and $x = L$ corresponding to entrance and exit of test core, respectively
$x^*$	dimensionless length coordinate defined as $(hAx)/(\dot{m}_f c_f L)$
$V$	velocity, [m/s]
$y$	spanwise dimension of coordinates, $(T - T_0)/(T_{f,i} - T_0)$

#### Greek symbols

$\beta$	thermal expansion coefficient [ $1/K$ ]
$d$	fin thickness [m]
$\Delta P$	Pressure drop [Pa]
$\theta$	dummy variable, dimensionless
$\tau$	time [s]
$\tau^*$	dimensionless time defined as $\theta / \tau_{sys}$
$\nu$	kinematic viscosity of air [ $m^2/s$ ]

$\rho$	air density [ $kg / m^3$ ]
$s$	ratio of free flow area to frontal area, $A_c / A_{fr}$ , dimensionless
$t_i$	time constant of inlet fluid temperature [s]
$t_{sys}$	time constant of solid-fluid system defined as $(m_s c_s) / (hA)$
$V_f$	volume of fluid in test core per unit length in flow direction [ $m^3/m$ ]

#### Subscript

$1$	air-side inlet
$2$	air-side outlet
$e$	exit
$f$	fluid
$i$	<i>inlet</i>
$m$	average
$o$	initial
$p$	pressure
$s$	solid
$w$	wall
$\infty$	ambient, fully developed

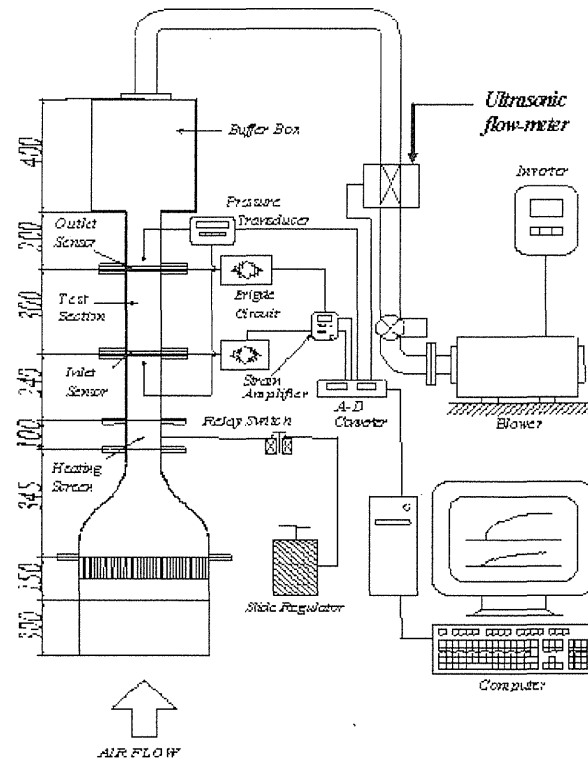


Figure 1.1 Schematic diagram of experimental apparatus for single blow

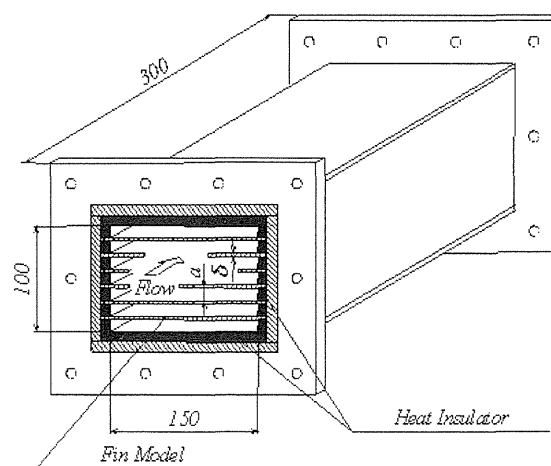


Figure 1.2 Schematic diagram of test section

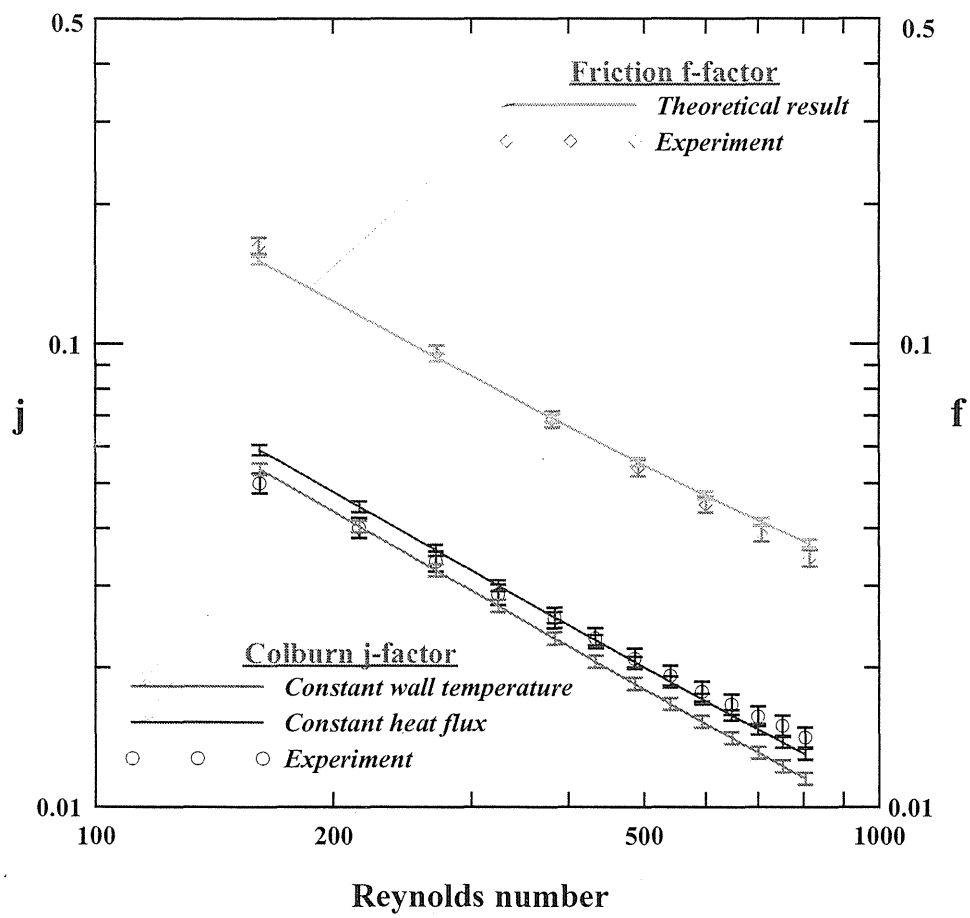


Figure 1.3 Comparison of experimental data and existing theoretical/empirical results for parallel-plate type test core



## 2 幅広いレイノルズ数における伝熱特性

### 2.1 目的

本研究は、第1章で記述された実験を幅広いレイノルズ数を対象として行ったものである。

本実験はフィン・チューブ式熱交換器の性能向上、つまり圧力損失の低減及び熱伝達率の増加を目的としているため、圧力損失と熱伝達率を実験により測定する。ここで、この研究がどのように社会に繋がっていくかは、大きく分けて二つの用途がある。一つは、空調機用のフィン・チューブ式熱交換器である。この空調機というのは、熱交換器の性能を向上させて小型化に繋げることを目的とするとともに、騒音の低減をも目的にしている。つまり熱交換器のファン動力をなるべく小さくする必要がある。そこで、空調機用の実験においては比較的低レイノルズ数 ( $Re=200\sim600$ ) を対象としている。

またもう一つの目的としては、地熱発電所のフィン・チューブ式熱交換器である。地熱発電所に必要とされる地熱が得られる場所は、たいてい冷却水となるものが発電所付近に存在しないので冷却方法として空冷を選ぶことになる。そのため、地熱発電所の面積のほとんどが熱交換器が占めていることになる。よって、熱交換器の性能向上により伝熱面が小型になれば、経済効果は莫大なものとなると考えられる。このとき、冷却に用いられるファンは非常に大型のため、あまりファンの回転速度を遅くするわけにもいかないなので、この場合比較的高レイノルズ数 ( $Re=1000\sim3000$ ) を対象とした実験を行った。

この章では、様々な熱交換器モデルのテストコアを用いて圧力損失と熱伝達率を測定した結果を記す。

### 2.2 実験装置・方法

実験装置は Fig.2-1 のような構成になっている。実験装置は自然対流による流入空気温度分布の偏りを均一化するために垂直縦型吸い込み風洞となっている。材質は、アクリル、ベークライト、塩化ビニルで構成されている。風洞の途中でテストコアを設置できるようになっており流路は  $150\times100\text{mm}^2$  の短径断面である。空気の流れはリングブローにより駆動され、空気は取り入れ口から吸い込まれ、整流部により整流され縮流部を通り流れを加速させて、その後通過するヒータにより空気の温度が上昇し、入口側白金センサ、テストセクション及び出口側白金センサを通過する。流れの逆流を防ぐために設けたバッファボックスを通過し塩化ビニルの配管を経て大気中に放出される。

リレー回路を含む電磁スイッチによりステップ状の電力がヒータに印加され、一時遅

れ応答で空気温度を上昇させる。そのときのテストコア入口、出口空気温度の時間的変化をテストコア前後に設けた白金測温センサにより検出しブリッジ回路、増幅器、A-D変換機を経てコンピュータに転送される。そこで改良シングルブロウ法を用いて熱伝達率を算出する。同時にコア前後の圧力損失は各位置に設置したピトー管で検出し圧力トランスデューサ、差圧変換機を経てA-D変換されコンピュータに転送され算出される。テストコア内の流速は、塩化ビニルの配管に設置された超音波流量計が検出しA-D変換機を経てコンピュータに転送される。なおテストコア前後は、厚さ10mmのポリエチレンフォーム板を内部全体に張り渡してあるので断熱は十分である。

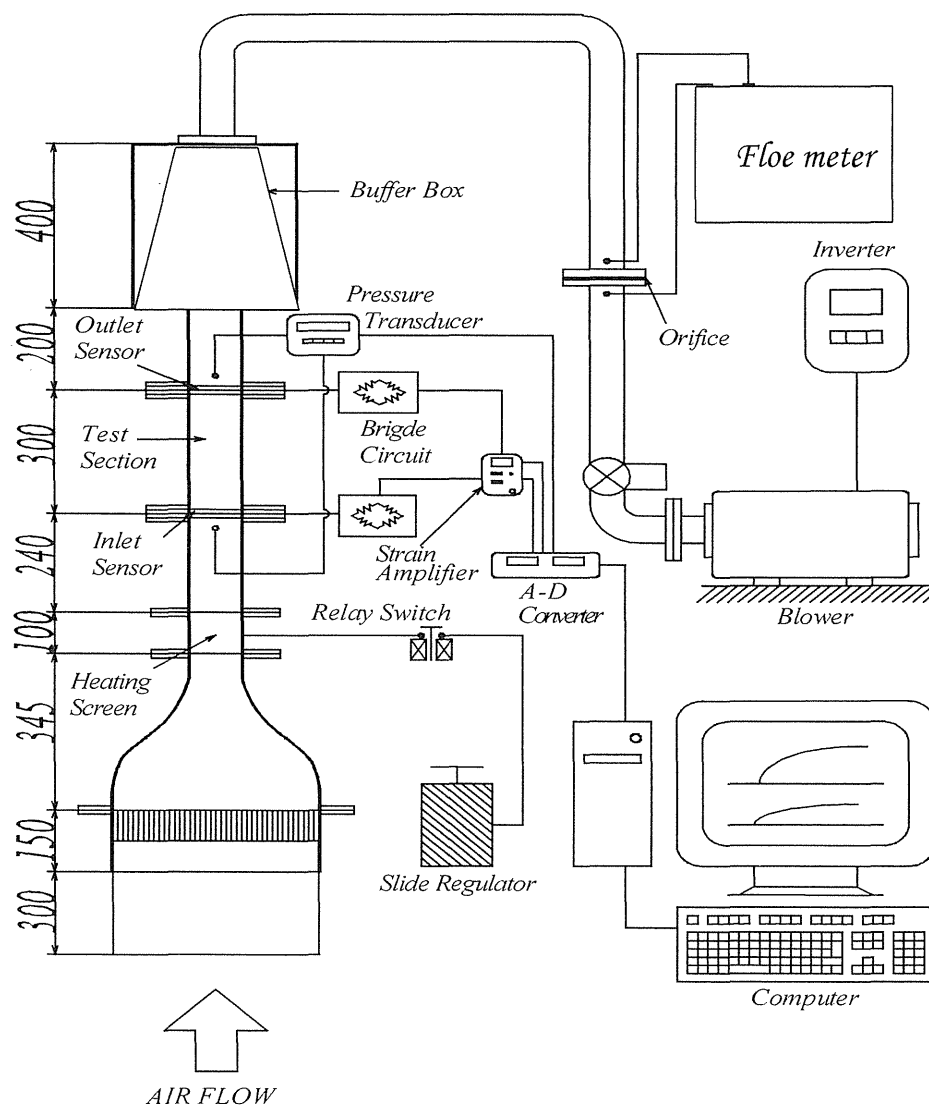
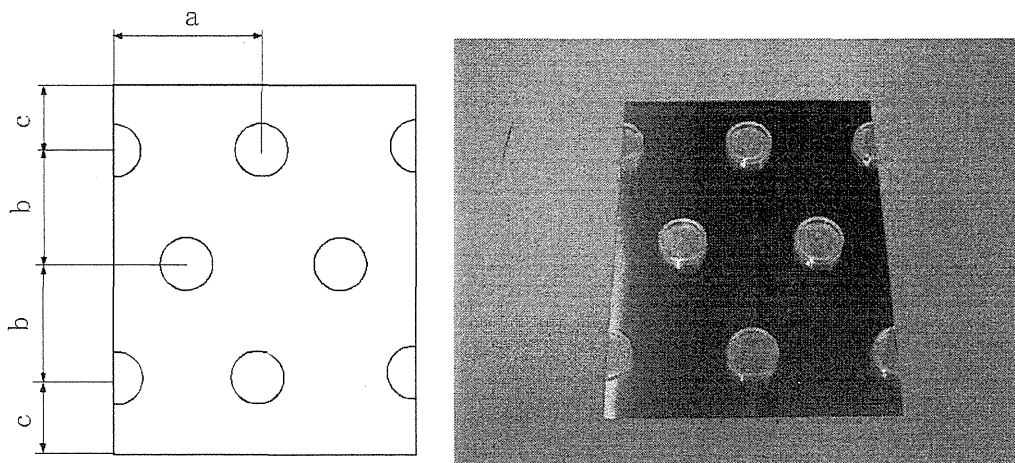


Fig.2-1 実験装置略図

## 2.3 テストコア

本実験のテストコアについて記述する。本実験では、さまざまな形状のテストコアを試みた。まず、空調機用のフィン・チューブ式熱交換器のモデルを示す。

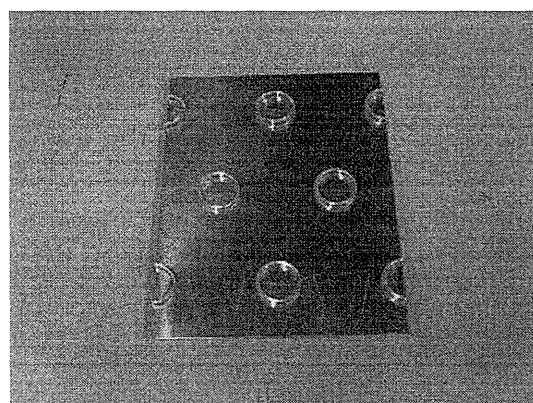
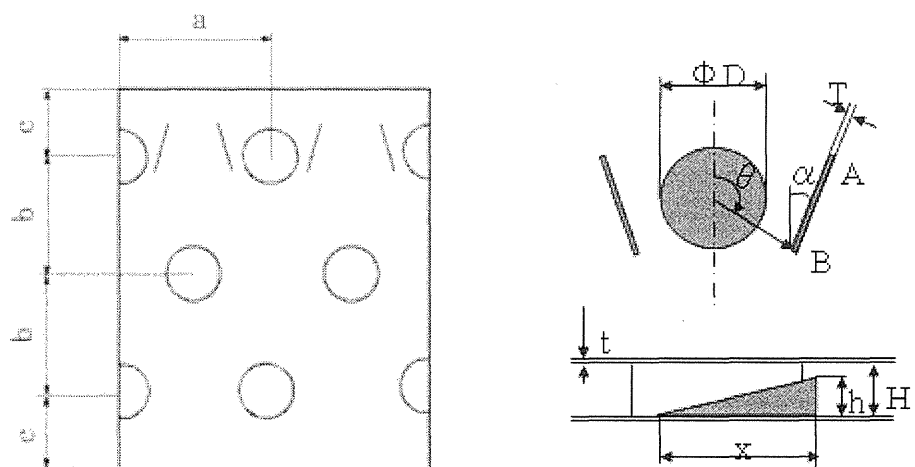
### ① 空調機モデル 3 段 3 列型 チューブのみ



段ピッチ a [mm]	列ピッチ b [mm]	入口（出口）フィン長さ c [mm]	フィン長さ t [mm]	流路高さ H [mm]
75	75	75	0.3	5.0

Fig.2-2 空調機モデル 3 段 3 列型チューブのみ

② 空調機モデル 3 段 3 列型 三角翼型渦発生体付チューブ



段ピッチ a [mm]	列ピッチ b [mm]	入口（出口）フィン長 さ c [mm]	フィン長さ t [mm]	流路高さ H [mm]
75	75	75	0.3	5.0

Fig.2-3 空調機モデル 3 段 3 列型渦発生体付

同様に、空調機モデル3段2列型のテストコアを以下に示す。寸法等の詳細は省略する。

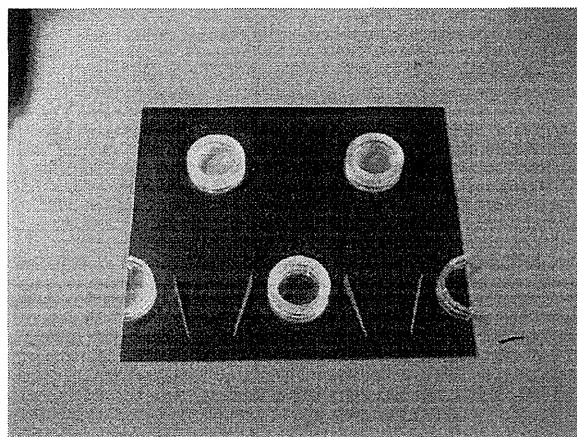


Fig.2-4 空調機モデル 3 段 2 列型テストコア

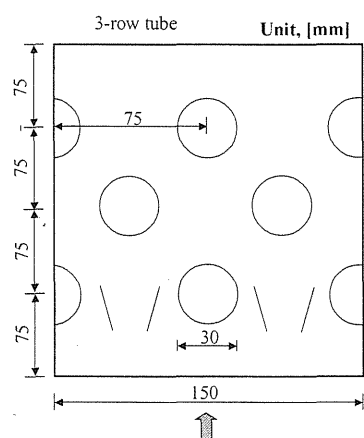


Fig.2-5 3 段 3 列千鳥配列のテストコア  
(Kwak により実験された)



Fig.2-6 空調機モデル 3 段 3 列型(右)  
地熱発電所モデル 3 段 3 列 (左) の写真

## 2.4 結果

上記の手順で実験を行って、熱伝達率を  $j$  因子、圧力損失を  $f$  因子として評価する。詳細は第 1 章で記述されてある。

### ① 空調機用 3 段 3 列型テストコア

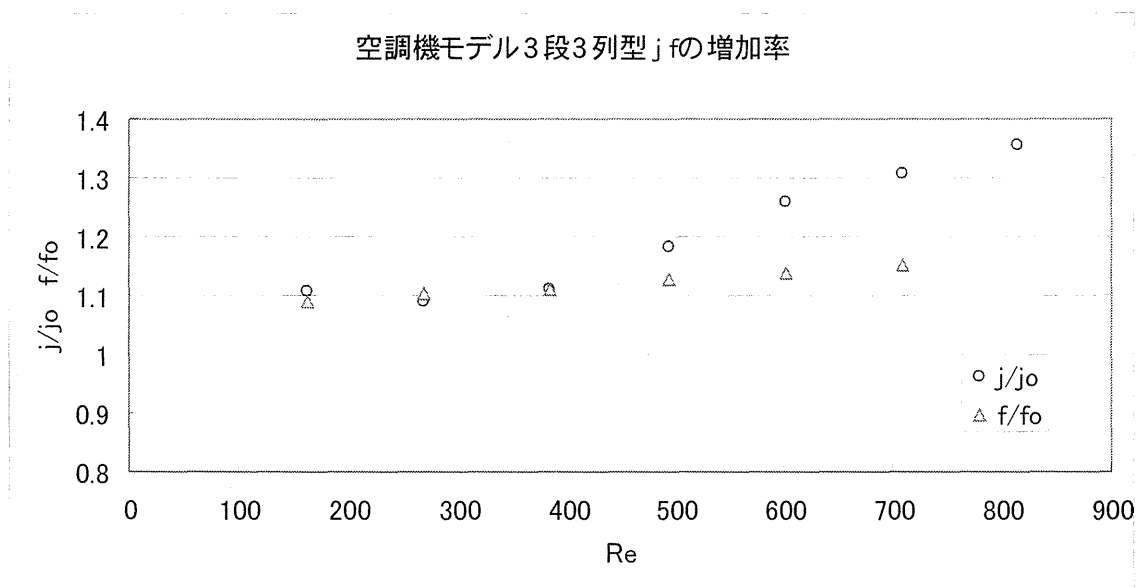


Fig.2-7 空調機モデル 3 段 3 列型  $j$ ・ $f$  の増加率

Fig.2-7 で記されている  $j$  または  $f$  は、渦発生体が無いときの  $j$  因子及び  $f$  因子を表す。そして、 $j_0$  または  $f_0$  はチューブのみのときの  $j$  因子と  $f$  因子を表す。つまり、 $j/j_0$  及び  $f/f_0$  は、渦発生体をつけることによって圧力損失及び熱伝達率がどのくらいの割合で増加するのかを表す。グラフより、渦発生体を設置することにより熱伝達率は 10～34%増加していることがわかる。しかし、圧力損失も 10～15%増加していることがわかる。しかし圧力損失が多少ある物の、 $Re=600\sim 800$  においては熱伝達率が約 30%も増加していてよい結果だと思われる。しかし、空調機においてそのレイノルズ数は騒音やファン消費電力の観点から考えて適さないことから、空調機において渦発生体は適さないことがわかった。

### ②空調機用 3 段 2 列型テストコア

次に空調機用 3 段 2 列型の結果を記す。空調機の小型化を達成するために、フィン・チューブ式熱交換器のチューブの列を一行減らすことは非常に大きな飛躍となる。しか

し、ただ列を減らすだけで伝熱性能が下がるだけで熱交換器の役割を果たさない。そこで、渦発生体を用いて熱伝達率を向上させ、圧力損失を低減させることによってチューブの列を一行減らしても熱交換器の役割を果たせるように狙ったものがこの実験である。

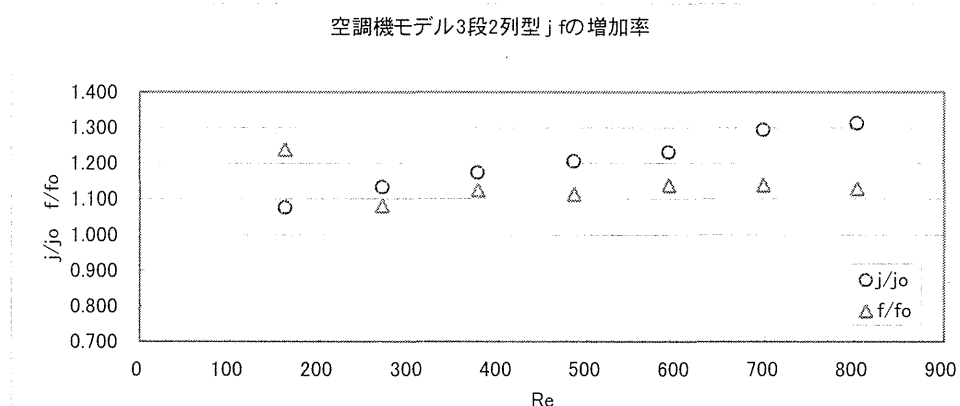


Fig.2-8 空調機モデル 3 段 2 列型 j・f の増加率

Fig.2-8 より、渦発生体を設置することによって熱伝達率は約 10~30%増加していることがわかる。しかし、圧力損失も約 10%増加していることがわかる。3 段 3 列型空調機モデルの実験結果とほぼ同じような結果が得られた。つまり、先程の結果と同じように、騒音やファン動力の問題から空調機において渦発生体は適さないことがわかった。

### ③地熱発電所用フィン・チューブ式熱交換器モデル

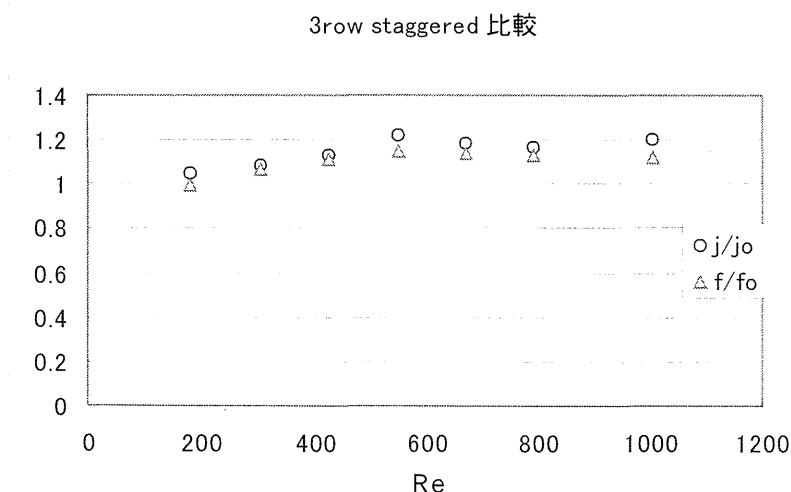


Fig.2-9 地熱発電所モデル 3 段 3 列型 j・f 増加率

Fig.2-9 は、地熱発電所用 3 段 3 列型フィン・チューブ式熱交換器モデルの実験結果である。熱伝達率は約 20%増加し、圧力損失も約 15%増加している。ここでも、渦発生体を設置することによっての圧力損失の低減は見られなかった。

#### ④地熱発電所用 3 段 2 列型フィン・チューブ式熱交換器用モデル

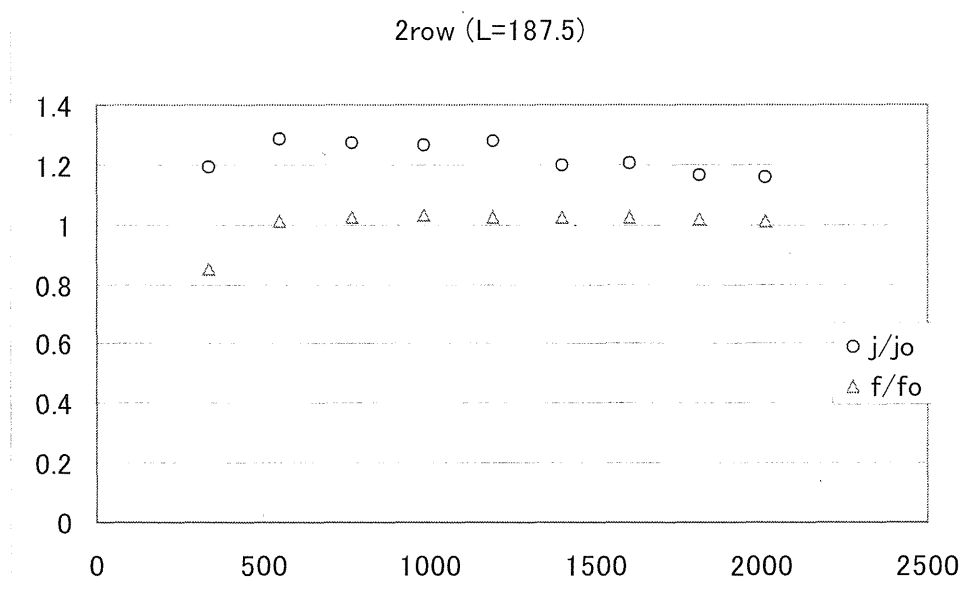


Fig.2-10 地熱発電所モデル 3 段 2 列型  $j \cdot f$  増加率

Fig.2-10 より、このモデルは渦発生体を設置することにより熱伝達率は約 20%、圧力損失は 2%の増加となる。この形状においては、渦発生体における圧力損失が他の形状の時と比べて低減されていることがわかる。しかし、実際に 2 列のフィン・チューブ式熱交換器を使用できるかどうかは、伝熱性能上の観点から考えて困難である。

## 2.5 考察

本報告書で記されている実験結果は、代表的な結果を抜粋してあるものであり実際はもっと様々な形状のテストコアを実験してある。例えば、渦発生体の配置は、何種類かの候補を実験した中で一番良いものを選んである。その結果、Fig.2-3 の配置が適用されている。

また、今回は千鳥配列のフィン・チューブ式熱交換器の実験結果しか載せていないが、格子配列のフィン・チューブ式熱交換器の実験も行っている。その結果、渦発生体は格



子配列よりも千鳥配列の方が大きく影響を与えることがわかった。詳細は（Kwak 2002）に記述されている。

さらに 2003 年においては、テストセクションの側壁面が圧力損失へどのように影響しているかを調べるために、従来の実験装置をスパン方向と高さ方向にそれぞれ 2 倍した実験装置を製作して実験を行った。その結果、従来の実験装置で行った圧力損失とほぼ同じ値が得られた。そのことにより、この実験装置において側壁面の影響は無視できることがわかった。詳細は（Atake 2003）に記載されている。

また、空調機モデル 3 段 3 列と地熱発電所用 3 段 3 列の実験結果を比較するとわかるように、似たような配列でも入口助走区間の違い(Fig.2-6)が圧力損失に大きく影響していることも考えられる。詳細は（Shimosakoda 2004）に記載されているが、まだ影響を解明するには至っていない。

この実験より、渦発生体の影響で圧力損失が低減されることを期待したが、結果は圧力損失も増大してしまうことがわかった。この理由を明白にするため第 3 章～第 5 章の局所熱伝達率及び局所速度分布の実験と解析結果を行っているので参考にさせていただきたい。

## 2.6 結論

- ・ 空調機モデル 3 段 3 列型においては、渦発生体により圧力損失は約 10～15%増加するが熱伝達率は最大約 35%増加することがわかった。
- ・ 空調機モデル 3 段 2 列型においては、渦発生体により圧力損失は約 10～15%増加するが熱伝達率は最大約 32%増加することがわかった。
- ・ しかし、空調機の騒音、ファン動力の電力消費の関係上  $Re=200$  程度の状態が最適なことより、渦発生体はこの実験結果より空調機用には適さないことがわかった。
- ・ 地熱発電所モデル 3 段 3 列型においては、渦発生体により圧力損失は約 15%増加し熱伝達率は約 20%増加することがわかった。
- ・ 渦発生体は熱交換器の熱伝達率を増加させることができるということを確認できた。
- ・ しかし、渦発生体の設置による大幅な圧力損失の低減どころか、逆に圧力損失が増加してしまうことも確認できた。

### 3. Measurement of Local Heat Transfer Coefficient Using the Transient Method

#### 3.1 Introduction

The objectives of the present study are to grasp the local heat transfer coefficients of the fin-tube bundles with vortex generators, and to clarify that the deployment of vortex generators successfully promotes heat transfer enhancement even for a relatively low Reynolds number flow regime ( $Re < 1000$ , say).

This experiment reveals visual and quantitative details of local fin-surface heat transfer distributions in the vicinity of a circular tube, and a combination of a circular tube and a delta-winglet pair. Comparisons of local heat transfer distributions for the circular tube with and without winglet are provided. The experimental data of fin-surface Nusselt number indicate a significant level of heat transfer enhancement by deploying the winglets beside the circular tubes.

#### 3.2 Experiment apparatus

A transient heat transfer measurement technique was employed for conducting detailed local heat transfer measurements on the model fin surface. The transient heat transfer experiments were performed in a narrow rectangular duct designed to simulate a single passage of a fin-tube heat exchanger. Dimensions of the duct were  $W=150\text{mm}$ ,  $H=6\text{mm}$ . The duct was made primarily out of acrylic resin. The test section length was  $450\text{mm}$ , yielding  $L/H=75$ . The thickness of the acrylic resin wall is  $10\text{mm}$ . A flow development section with  $L/H=30$  was located upstream of the test section. Consequently, depending on Reynolds number, the flow is approximately hydro-dynamically fully developed as it enters the test section.

In order to enable thermal visualization of the bottom surface of test section (representing the fin surface) using an imaging infrared camera, the top wall of the flow duct in the vicinity of the tube banks was formed by ZnSe window,  $100\text{mm} \times 100\text{mm} \times 5\text{mm}$ . The transmissivity of the ZnSe window approximately is over 90 % (in the wavelength range of  $8\text{ }\mu\text{m}$  to  $14\text{ }\mu\text{m}$ ). The test section bottom surface was painted black in order to achieve a surface emissivity very close to 1.0. Temperatures indicated by IR camera were calibrated with surface temperature measured using a thermocouple embedded in a black-painted test surface.

Figure 3.1 shows a schematic diagram of the entire experimental apparatus and instrumentations for measuring a local heat transfer coefficient by a transient technique. Inlet air is suddenly heated to a desired set temperature using the same heater as designed in the transient measurements of overall heat transfer. The air temperature is measured with the thermocouple

installed in the center of flow development section. Using this apparatus, the room-temperature inside fin-tube model is suddenly exposed to a uniformly heated airflow. Local surface temperatures on the model surfaces increase at a rate that is dependent on the value of the local heat transfer coefficient. This transient localized heating is quantitatively recorded with an imaging infrared camera. Value of local heat transfer coefficients can then be determined from an inverse heat conduction analysis.

Air temperature uniformity across the duct was verified by the images of the surface temperature obtained by IR camera during preliminary tests with no tube in place.

Quantitative thermal visualization images were obtained using a precision imaging infrared camera (Nippon Avionics Co., Ltd., NeoThermo TVC-610). This camera uses non-cooling two-dimensional micro-bolometer array detector (320pixel x 236pixel). The camera can be used to measure infrared intensities, corresponding to temperature in the  $-20^{\circ}\text{C}$  to  $150^{\circ}\text{C}$  range, with a minimum discernible temperature difference of  $0.1^{\circ}\text{C}$  at  $30^{\circ}\text{C}$ . The binary data of radiometric information from the camera is stored in the hard disk of PC via IEEE 1394 bus. The thermal image data files created by the camera on board processor are in a specialized TVS format. These files can also be outputted in a BMP file format, being divided into each frame.

### 3.3 Experimental procedure

After the IR camera is powered up, it is positioned above the center of the observation window. In order to avoid IR reflections of the warm camera body off the ZnSe window, the camera is positioned at a small angle off the vertical. As shown figure 3.1, two thermocouples for the air flow and the model surface temperatures are connected to data acquisition system module (KEYENCE, NR-250). Flow is initiated by adjusting the blower speed until the desired flow rate is observed. At this time, the data acquisition system of the IR camera and thermocouples is set to begin writing data to the hard disk of the PC. The heater is then switched on to heat the air flow quickly up to a constant temperature of about  $50^{\circ}\text{C}$  within 3 seconds. A number of thermal images of the test section (typically 1800 frames) are acquired during the first 180 seconds of the transient.

### 3.4 Data reduction

In order to obtain local heat transfer coefficients from the surface temperatures measured during the transient heat-up of the test section, the bottom surface of the test section is assumed to behave locally as a one-dimensional semi-infinite solid undergoing a step change in the flow temperature. Initially the wall is at a uniform temperature  $T_i$ , and at time zero the

surface is suddenly exposed to the flow temperature of  $T=T_{\infty}$ . For constant properties, the differential equation for the temperature distribution is

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

The boundary condition is

$$hA(T_{\infty} - T)_{x=0} = -kA \frac{\partial T}{\partial x}_{x=0}$$

The solution for this problem is rather involved, and is worked out in detail by Schneider<sup>(1)</sup>. The result is

$$\frac{T - T_i}{T_{\infty} - T_i} = 1 - \operatorname{erf}(X) - \left[ \operatorname{Exp}\left(\frac{hx}{k} + \frac{h^2 \alpha \tau}{k^2}\right) \right] \times \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(X + \frac{h\sqrt{\alpha \tau}}{k}\right) \right]$$

Where  $X = x / (2\sqrt{\alpha \tau})$

$T_i$ =initial temperature of solid

$T_{\infty}$ =environment temperature

Therefore, the time-dependent surface temperature is

$$\frac{T - T_i}{T_{\infty} - T_i} = 1 - \left[ \operatorname{Exp}\left(\frac{h^2 \alpha \tau}{k^2}\right) \right] \times \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{h\sqrt{\alpha \tau}}{k}\right) \right]$$

This equation represents the relationship between heat transfer coefficient and surface temperature measured at a specific time after the start of the test. It is solved by original program of iterative calculation for  $h$ .

### 3.5 Preliminary test

The IR camera was calibrated over a wide temperature range by comparing camera-indicated temperatures with surface temperatures measured using a precision thermocouple embedded in a black-painted test surface, as shown in figure 3.2. The calibrated temperature is given by the following equation represented by a solid line in figure 3.2 as

$$T_{IR}^* = 1.34T_{IR} - 96.99$$

$T_{IR}^*$  : Temperature calibrated [K]

$T_{IR}$  : Temperature measured by IR camera [K]

### 3.6 Results and discussion

In order to elucidate the effect of vortex generators on the heat transfer surface for a low Reynolds number regime, local heat transfer measurements were performed, in turn, for each rectangular ducts representing plain fin, fin-tube and fin-tube with vortex generator type test core, respectively. The geometrical conditions of test cores are illustrated in figure 3.3 and table 3.1.

Figure 3.4 shows a representative local Nusselt number distribution for the channel without and with vortex generator at a specific time after start of transient measurements by an image infrared camera, at the Reynolds number of 500 based on two times channel height. High Nusselt number is associated with high heat transfer. It is well observed that the onset of a pair of vortex generators on the bottom surface of the channel effectively reduces poor heat transfer zone behind first tube in the lower image of figure 3.4 in comparison with upper one.

Figure 3.5 shows indirectly the enhancement of span-averaged heat transfer coefficient and Nusselt number distribution on the bottom surface of the channel with vortex generators at  $x=15\text{mm}$ ,  $35\text{mm}$ , and  $90\text{mm}$ , respectively. The coordinate of the test core can be seen in figure 3.3. Three left-hand side graphs are of no vortex generators and the cases of built in vortex generators are aligned on the right-hand side. A remarkable enhancement of span-averaged heat transfer coefficient and Nusselt number takes place at  $x = 35\text{mm}$  for the channel with vortex generator. It can be explained that two very high peaks at  $x = 35\text{mm}$  of heat transfer coefficient and Nusselt number are attributed to main vortices induced by vortex generators.

Figure 3.6 compares the span-averaged Nusselt number along the stream-wise direction of the channel with vortex generators to those of plain channel and the channel without vortex generators. Here, it is also observed that the main vortices induced by vortex generators consistently enhance well the dead wake zone behind the first tube between  $x/D=1$  and  $x/D=3$ .

Figure 3.7 shows the ratio of averaged Nusselt number enhancement on the bottom surface of the channel with vortex generators,  $Nu/Nu_{Go}$  as function of Reynolds number. Here  $Nu$  is the span-averaged Nusselt number at any  $x$  for the case of a channel with built-in circular tubes and vortex generators, and  $Nu_{Go}$  is the span-averaged Nusselt number at any axial location  $x$  for the case of a channel with circular tubes and without vortex generators. As well indicated in the figure 3.7, the rate of heat transfer enhancement, in terms of  $Nu/Nu_{Go}$ , shows the nearly constant increase of 9% to 13% for the Reynolds number from 200 to 600.

### 3.7 Conclusions

- (1) Local Nusselt number distributions on the bottom surface of the channel with built-in tube-

bundles with winglet-pairs simulating a single passage of a fin-tube heat exchanger were obtained using an infrared camera by a transient heat transfer measurement technique, especially for low Reynolds number flow ranging  $Re=200$  to  $Re=600$ .

- (2) For two rows of tube bundles with a single front row of winglet pair, the details of the heat transfer enhancement distribution were obtained. The heat transfer enhancement of span-averaged Nusselt number reaches the maximum value at the trailing edge of the vortex generators and persists on the poor heat transfer zone behind the first tube row called dead wake zone.
- (3) Consequently, the deployment of vortex generators beside the first tube row with the proposed configuration in the measurement of overall heat transfer augments the averaged heat transfer coefficient by 9% to 13% as Reynolds number varies from 200 to 600.

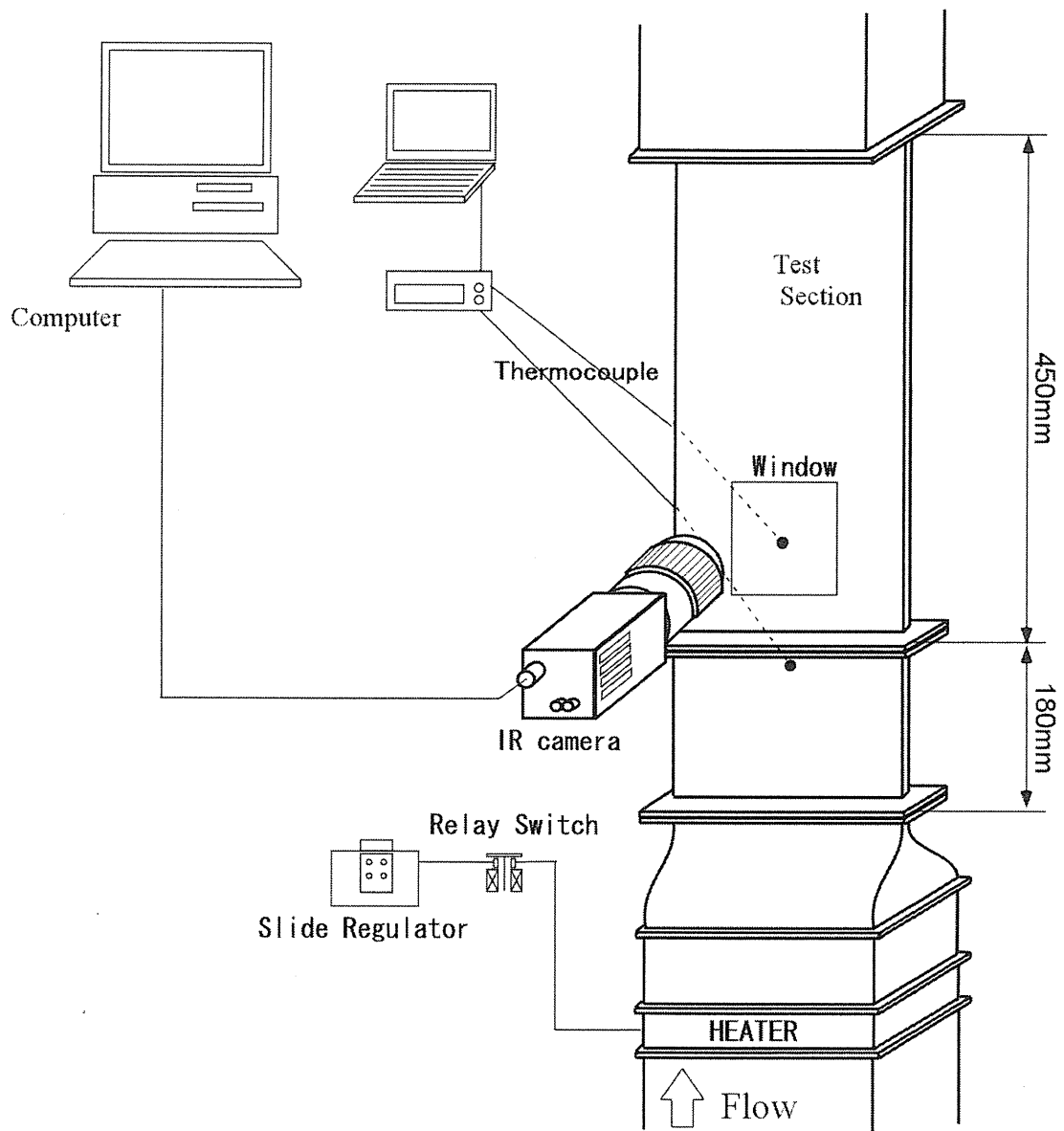


Fig. 3.1 Schematic diagram of experimental apparatus for measuring a local heat transfer



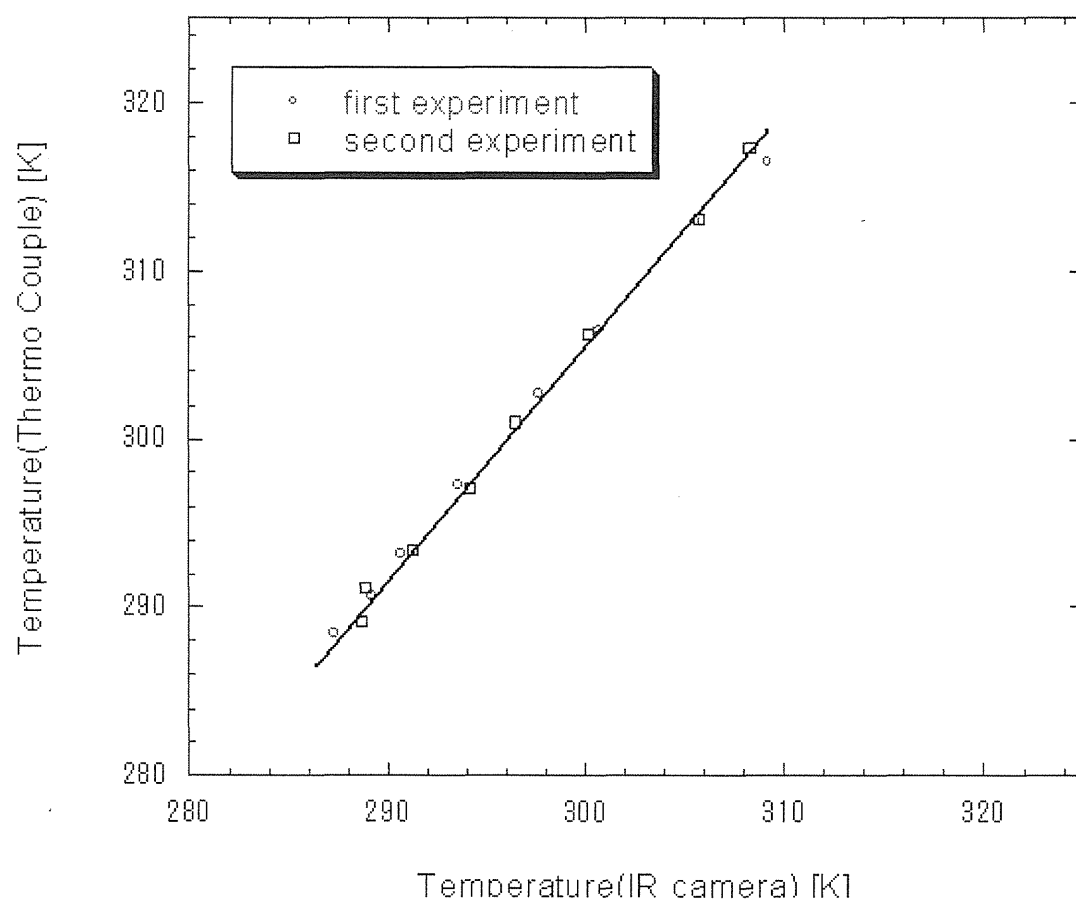


Fig. 3.2 The temperature calibration of an IR camera

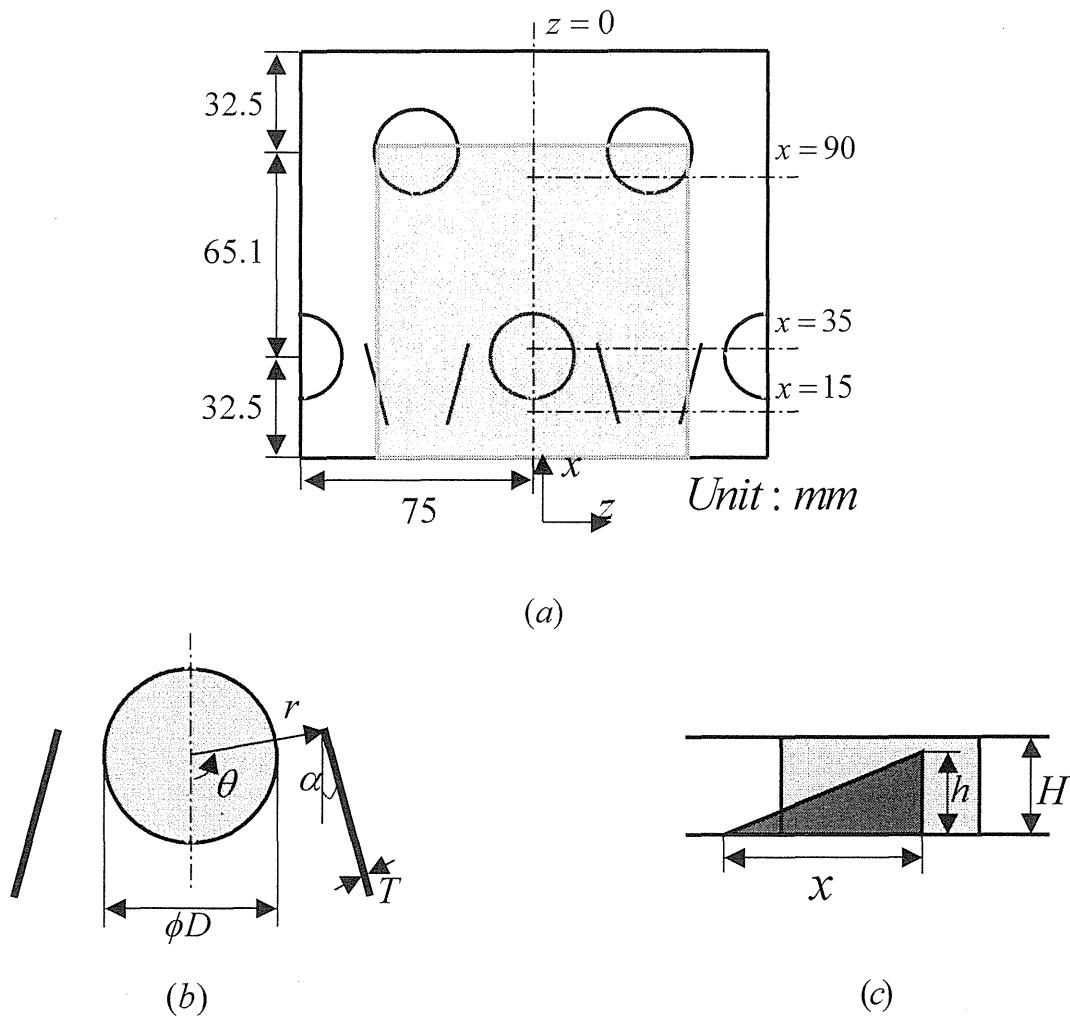


Fig. 3.3 Geometric conditions of test core with built-in tube bundles and vortex generators

Variables	Descriptions	Values	Unit
D	Tube diameter	27	mm
T	Thickness of V.G.	0.3	mm
X	Length of V.G.	27	mm
h	Height of V.G.	4.5	mm
H	Height of channel	6	mm
r	See diagram	21.294	mm
?	See diagram	102.52	°
a	See diagram	15	°

Table 3.1 Summary of geometrical arrangements of test-core and vortex generator

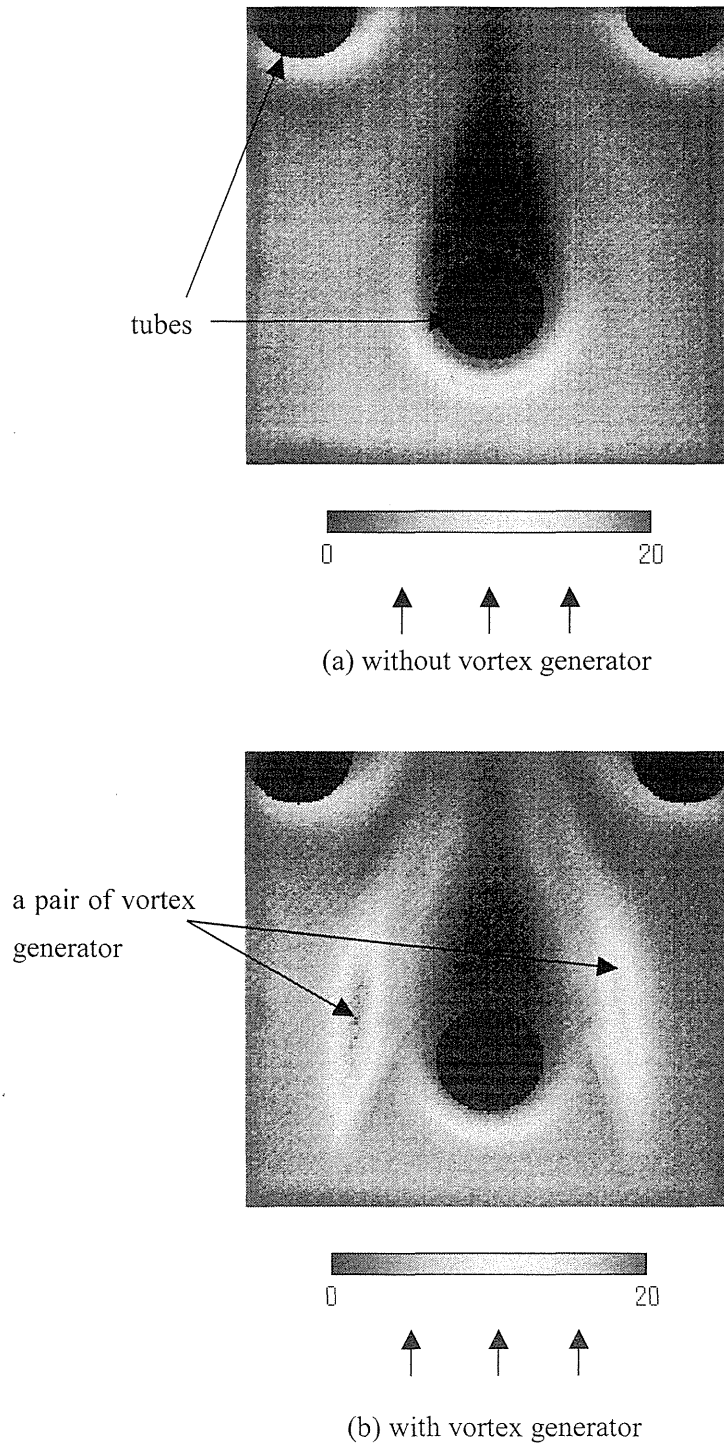


Fig. 3.4 Local Nusselt number distribution on the bottom surface of the channel w/o and w/ vortex generators for  $Re_{2H}=500$

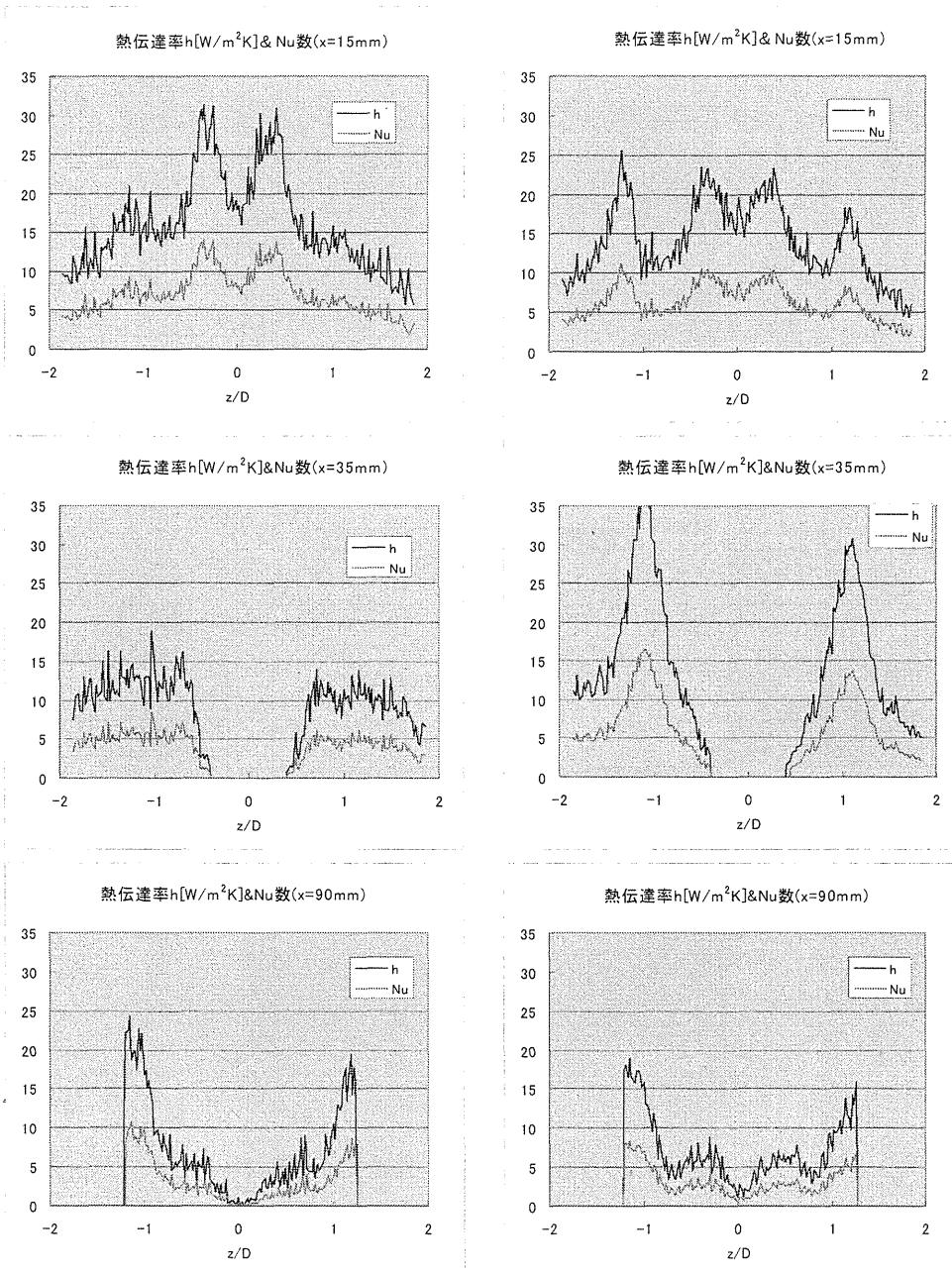


Fig. 3.5 Span-wise variation of the heat transfer coefficients and Nusselt numbers on the bottom surface of the channel w/o (left-hand side) and w/ (right-hand side) vortex generators for  $Re_{2H}=500$

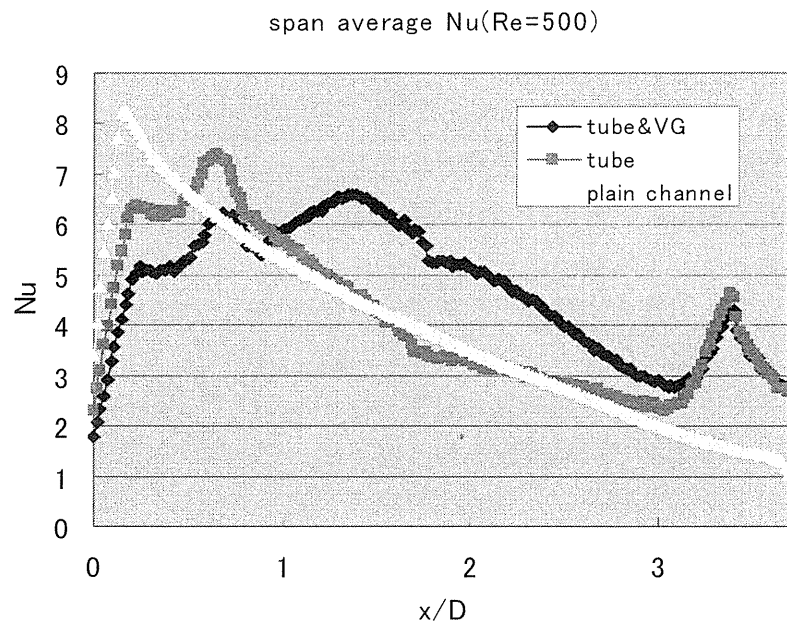


Fig. 3.6 Comparison of the span-averaged Nusselt numbers along the bottom surface of the channel for  $Re_{2H}=500$

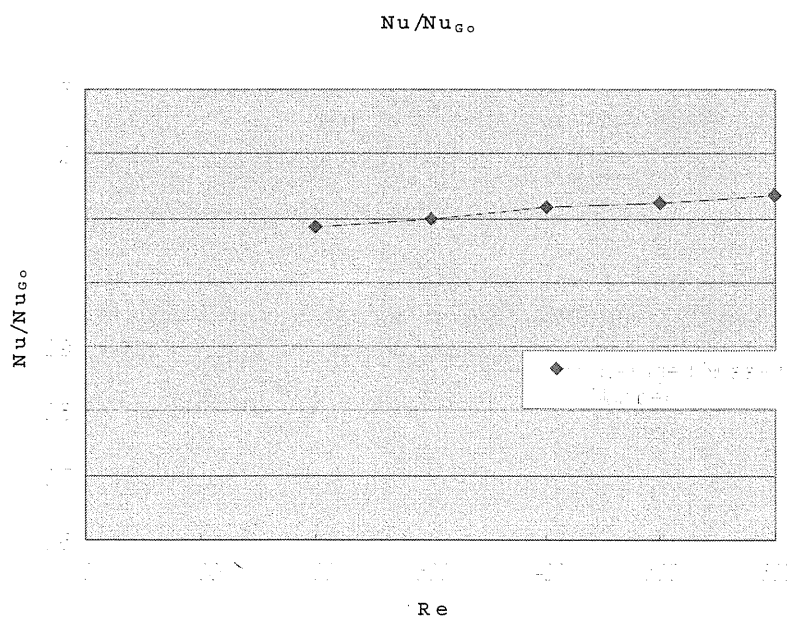


Fig. 3.7 The ratio of averaged Nusselt number enhancement as function of Reynolds number

## 4. 伝熱性能の数値解析

### 4-1 目的

本研究室では、伝熱実験と同時に、渦発生体を有するフィン付き管群周りの流れ場を把握するため、一昨年度より PIV (Particle Image Velocimetry, 粒子画像流速測定法) により可視化実験を行ってきた。まず、伝熱実験から非常に良好な性能を示す渦発生体の配置が、続いて、可視化実験からも円管後方の死水域を減少させることのできる配置が見出された円管後方の死水域が減少されれば、少なくとも圧力損失は管群のみの場合に比べ相当減少すると当初予想されていたが、可視化実験から見出された渦発生体の配置で非定常法による伝熱実験を行うと、熱伝達率は上昇するものの、同時に圧力損失の増大が著しく、我々の期待（圧力損失が減少するという期待）に沿う結果は得られなかった。つまりこの事実から、実験から得られた二次元速度ベクトルデータから、渦発生体がもたらす効果を適切に予測することは困難であることがわかった。それゆえにその後、伝熱実験で良好な結果を示した渦発生体の配置、可視化実験から見出された配置、さらに参照のため Fiebig らによって提案された従来型の配置及び円管のみの流れ場をそれぞれ PIV 計測し、得られた二次元速度データから三次元速度場を構築し、さらに壁面剪断

応力も評価することで、それぞれの流れ場の特徴を捉え直し、改めて伝熱実験のデータとの比較を試みた。それと同時に、市販コードを用いた三次元モデルの数値解析を試みた。これにより、速度場のみならず伝熱、剪断力ならびに圧力損失をシミュレーションし実験結果と比較した。

### 4.2 数値計算の手法

本研究室では、可視化・圧力損失測定・伝熱測定をそれぞれ異なる装置により実験を行っている。これにより、それぞれの流れ場を対応づけることが必要となり、また装置も非常に規模が大きいことから、テストコアの形状ならびに測定領域等の若干の変更なども困難となってしまう。

数値計算では当然このような問題がないばかりか、それぞれの実験において得られるであろう値をひとつの流れ場の中で対応づけることができる。各実験での測定領域を模擬し、そこで得られる値を実験値と比較する。その再現精度が良ければ、異なる条件についても数値計算によりある程度の予測が可能であろう。これは次なる実験において一つの目安となるばかりでなく、大幅な時間の短縮につながるであろう。

本論文で紹介される数値解析は、CD-adapco JAPAN 社の「Star-LT」という市販ソルバを利用している。市販ソルバを使用するメリットとしては、

- ・ 汎用性が高い。
- ・ 非常に複雑なメッシュを比較的容易に作成できる。
- ・ 作業時間を大幅に短縮できる。

またデメリットとしては

- ・ ソースコードが非公開である。
- ・ 出力形式等制限がある。
- ・ バグ等の修正が不可能である。

などが挙げられる。

#### 4.2.1 保存方程式

解析する流れ場は、複数の円管を配置した平板間の流れである。後に示している  $Re$  数は全て「平板間流れ」を想定した上でのものであり、代表長さとしてフィン間距離の 2 倍、つまりスパン方向に無限に広がる矩形断面を想定したものである。本数値解析においては、 $Re=1000$  以下の層流であり、当然のことながら乱流モデル等は使用していない。

また流れ場は平板間の距離がかなり小さいこともあり、ほぼ境界層の支配下にある。よってカルマン渦等、非定常な要素は無いものと仮定し定常計算のみ行う。

#### 4.2.2 スキームとアルゴリズム

本数値計算においては、単調移流再構成スキーム (MARS) を利用している。

MARS は 2 次の精度をもつ多次元差分スキームで、次の 2 つのステップで操作される。

単調な勾配群が多次元 TVD (Total Variation Diminishing - 全変分量減少) スキームを用いて計算される。セルの流れの物理量と勾配により、完全に 2 次精度の空間離散化が定義される。

STAR-LT において利用できるスキームの中で解析精度のメッシュ構造とひずみ依存性が最も小さくなることが使用する第 1 の理由である。

運動方程式を解く上で、アルゴリズムとして SIMPLE 法を使用している。これは Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (圧力結合方程式の半陰解法) のことで Patankar と Spalding(1972), Caretto, Gosman, Patankar および Spalding(1972)ならびに Patankar(1975)に詳細に記述されているので参考にしたい。

## 4.3 解析条件

### 4.3.1 モデル

計算するモデルは実際の実験で使用されるテストコアを模擬したものである。モデルにメッシュを作成しそれを各パラメータに対して計算を行うわけだが、メッシュ数・パラメータ数は計算の負荷として直接コンピュータのメモリに影響を与える。メッシュ数を増やすことで解の離散化を促進し収束性が良くなることは明白であるが、ただやみくもにメッシュ数を細かく設定することはできず、必要な箇所に可能な限り細かいメッシュを設定する必要がある。また、物理的に対称であるものは極力省略している。実際のテストコアはフィン上に円柱や渦発生体が複数配置され、さらにそのフィンが数枚折り重なっている。前に述べた通り、非定常的な流れが無いものと仮定していることから、物理的に対称であるものに関しては、現象も非定常的な要素はないという前提で解析を行う。

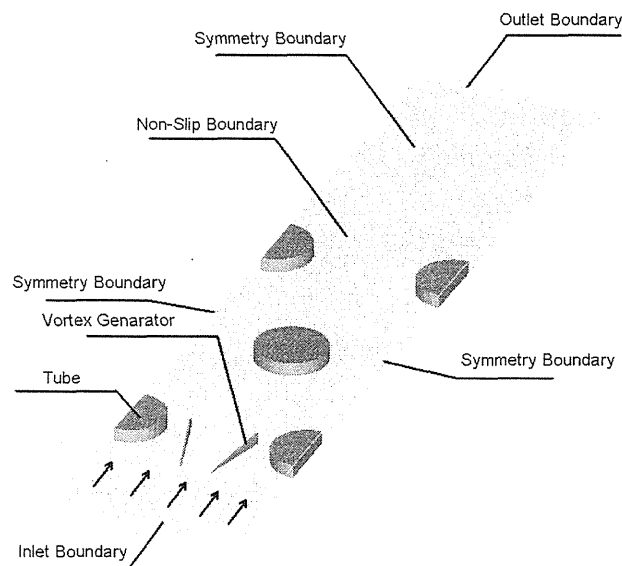


Fig.4-1 3段3列型解析モデル

#### Inlet Boundary

流入境界は実際のテストコア入り口に定義している。この境界面において一様に流体が流入し、この流入速度を解析領域における代表速度として  $Re$  数を定めている。

#### Outlet Boundary

この境界面において体積流量一定で流出している。本計算上においては上で述べたと



おり、流体の物性値の温度変化は考慮していない。すなわち境界面において、質量流量一定で流出していることを意味する。

またこの境界面においては流れ方向を正にとった場合、負の方向の流れを許可しない。円柱後方の死水域等での低速の渦などに影響を与えないように、テストコア後方にある程度の距離を置いて流出境界は定義されている。またテストコア出口では、断面内において静圧がスパン方向に分布をもっており、実際の実験においても圧力を測定する箇所はテストコア後方の、スパン方向にほぼ一様な静圧分布をもった箇所である。

#### Symmetry Boundary

対称境界は前にも述べたように、境界を形状と流れの対称面に配置し、計算メッシュのサイズを縮小する効果がある。ここでは自由流出境界を近似し、速度の法線成分を 0、かつ他の全ての変数の法線方向の勾配を 0 として定義する。

モデル上においては、スパン方向にフィンが無限に広がるものとして仮定しているため、モデルの流れ方向から見た左右の面に定義している。また、テストコア出口より流出境界までは自由流出であり、流れ方向から見て上下左右の面に定義している。

#### Non-Slip Boundary

ここではいわゆる「壁面」を定義しており、境界表面において速度成分が全て 0 である。温度境界としては等温壁(323K)であり、壁面内部への熱伝導はないものとする。表面粗さは実験係数で示されており、ここでは限りなく「なめらか」である。

当モデルにおいては、テストコア内の全ての円柱側面・フィン表面・渦発生体表面においてこの境界条件を定義している。

### 4.3.2 メッシュ

メッシュの形状に関しては、直交座標系であり、かつ円柱周りにおいて完全に円周にフィットするメッシュ(Body Fitting Coordinate)を作成した。円柱周りの流れにおいて円周を完全に模擬することは非常に重要であることは言うまでもない。ソフト上において比較的簡単にメッシュを作成できるが、自分の思うままに 3 次元的に分布を制御することは非常に困難である。本研究におけるモデルについても様々な工夫が施されている。壁面近傍、つまり円柱やフィンの表面においては、非常に微細なメッシュを生成している。高さ方向には 45 分割し円柱周りの馬蹄形渦の様子や渦発生体後方のコーナー渦をより正確に分析する。

モデル全体のメッシュ数は、円柱のみ 3 列千鳥配列の場合およそ 30 万、渦発生体が付属する場合は渦発生体周辺でかなりのメッシュ数が必要になるため、およそ 70 万使用する。

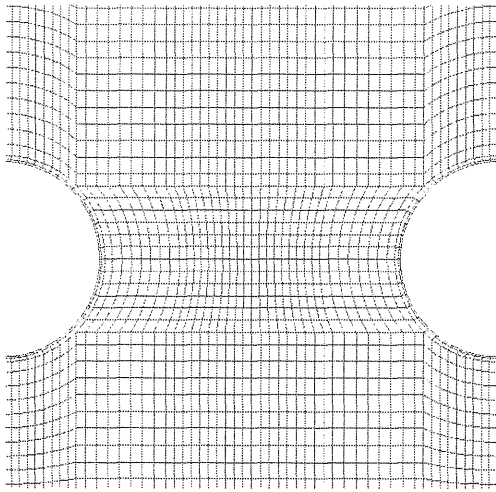


Fig.4-2 メッシュ (w/o VG)

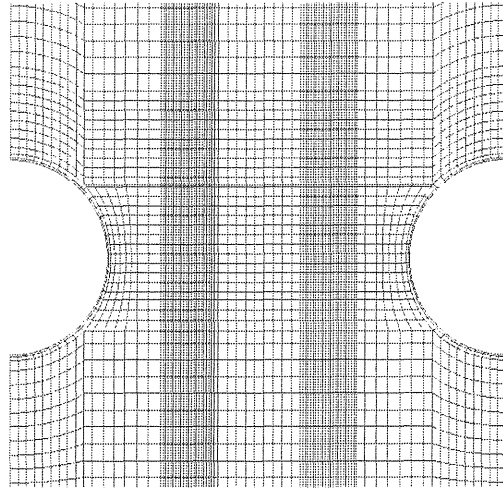


Fig.4-3 メッシュ (w/ VG)

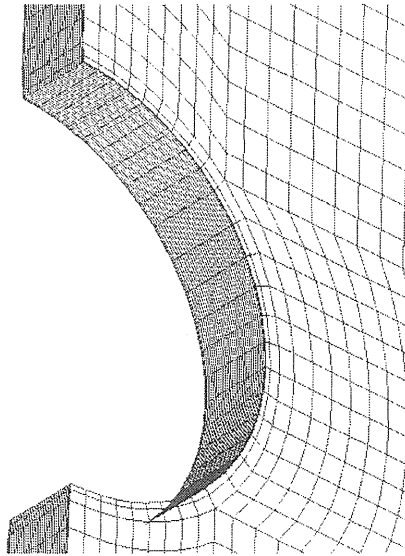


Fig.4-4 Body fitting coordinate

## 4.4 解析結果

### 4.4.1 円柱周りの流れ

円柱まわりの流動はテストコア全体の熱伝達ならびに圧力場に大きく影響を与えることは言うまでもない。PIV における解析においては粒子の瞬時の速度を求めることが可能であるが、あくまで「粒子群」として流れを捉えており、PTV のように1つの粒子に着目して追跡をすることは出来ない。ここで数値解析の結果の1つとして、個々の粒子の追跡シミュレーションを行う。

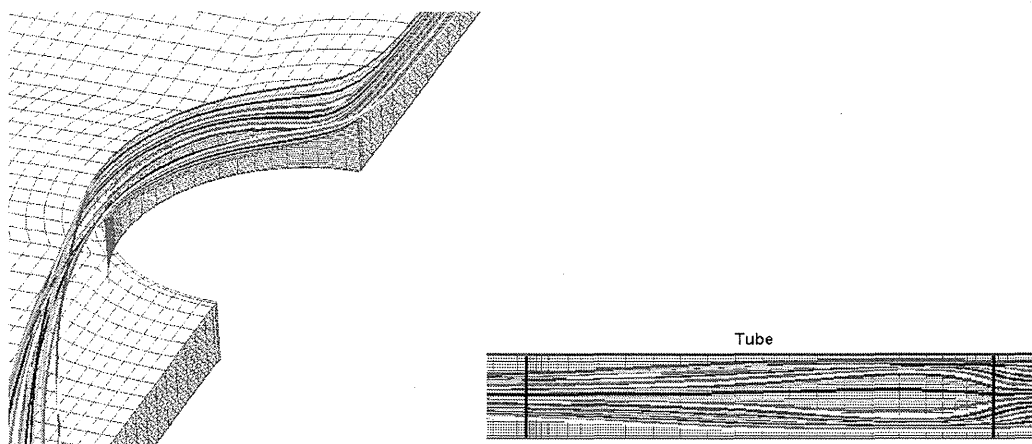


Fig.4-5 Tracking of Particles

流れは平板の摩擦により発達を始める。円柱に衝突する際、フィン中央の速い流れはフィン近傍の遅い流れに向かって広がる。さらに流れは円柱周りにおいて加速され、フィン近傍では速度勾配が大きくなり熱伝達率が向上する。流れは円柱後方において剥離を始め、再び壁面の摩擦により発達を始める。Fig.5-5 にあるように、フィン中央の速い流れは円柱周りの加速により大きく加速されていたため、非常に大きな遠心力が働く。これにより円柱後方で大きく剥離をしているが、これに対しフィン近傍の流れは壁面の摩擦により円柱後方では減速され剥離が小さくなっている。これら一連の流動が馬蹄形渦を生み出す原理である。

#### 4.4.2 PIV 計測との比較

また本研究室では PIV (Particle Image Velocimetry, 粒子画像流速測定法) により可視化を行っている。PIV 計測の詳細については、第 6 章に記されている。PIV 計測値と数値計算との比較結果を以下に示す。(実際の PIV においては一系列の円柱を中心にテストコアを設けているが、数値計算では都合により一系列の渦発生体を中心に考えている。それぞれを比較検討するため、実際の画像からそれぞれの対応する箇所を抜粋して記載している。)

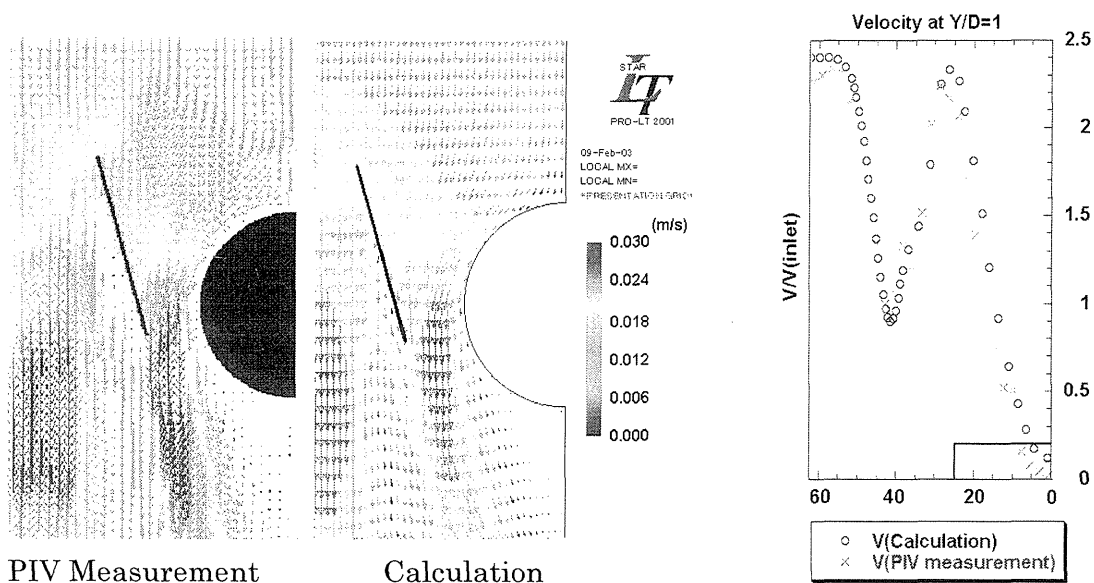


Fig.4-6 Velocity Vector at  $h=4.5\text{mm}$  (with VG,  $Re=200$ )

速度場に関する PIV 計測による計測実験と比較した結果、上図より定量的に一致する結果を得られたことがわかることより、数値計算の妥当性を示すことができた。

#### 4.4.3 スパン方向速度分布

次に、スパン方向速度分布を記す。下図の赤い線 ( $Y/D=1, Y/D=3.5, Y/D=6$ ) で切った断面の速度分布をグラフで表示する。そのときのレイノルズ数は、 $Re=200, 1000$  の 2 パターンである。

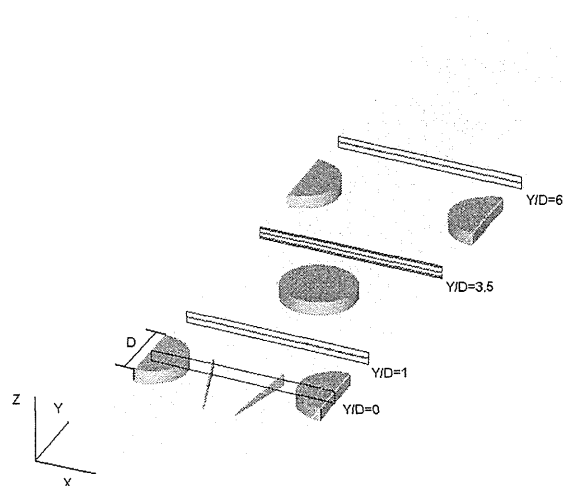


Fig.4-7 Section of Each Graph

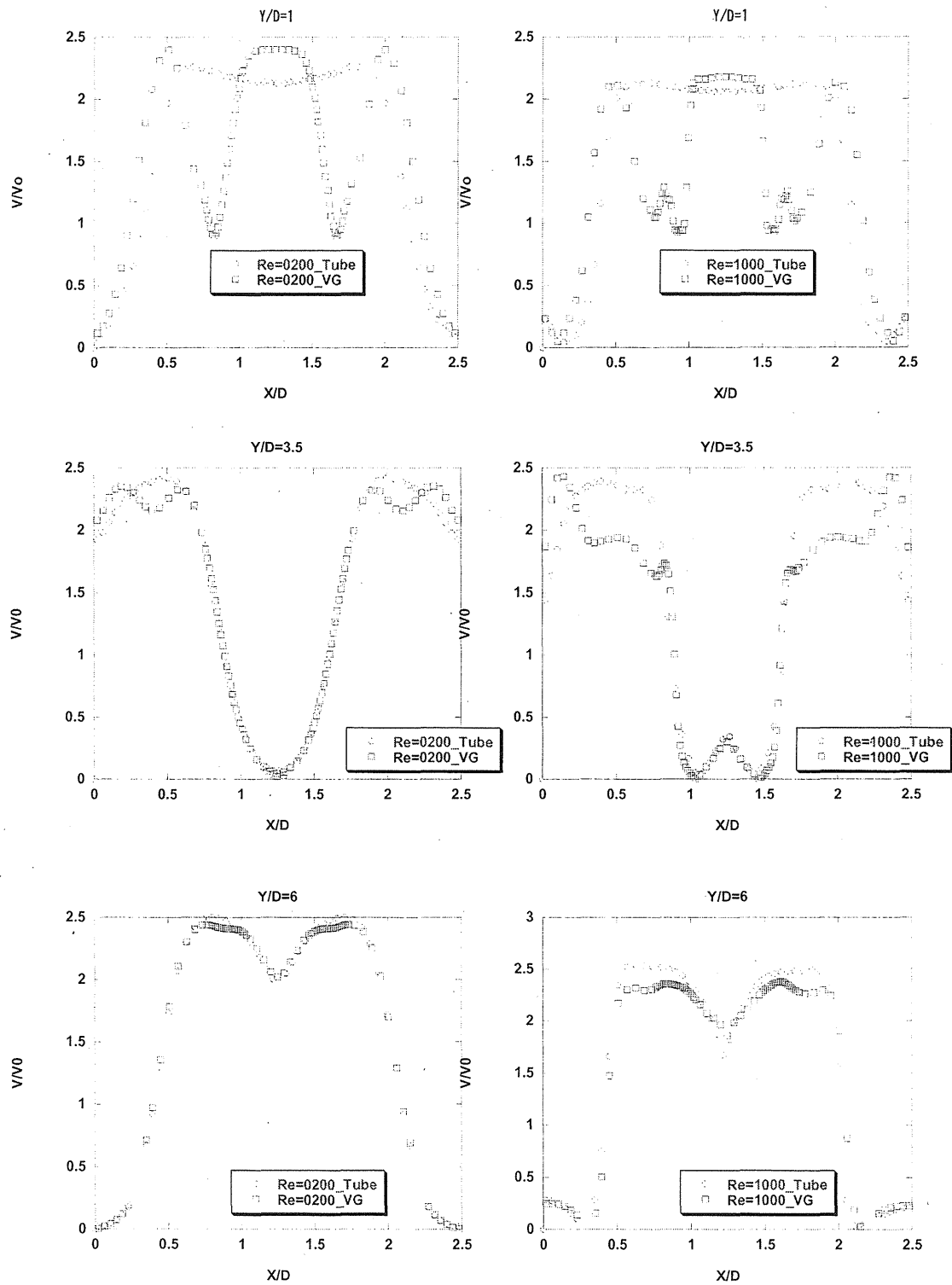


Fig.4 -8 スパン方向速度分布

#### Re=1000 について

1 列目後方( $Y/D=1.0$ )では、渦発生体で強制的に誘導された流れと2つの渦発生体の間の流れが2つの大きなピークを作っていることがわかる。また円柱後方の剥離域も渦発生体の効果により大きく減少している。また、渦発生体周辺では非常に強い渦が発生しており円柱後方までその渦がはっきりと伸び、速度分布に小さなピークを作っている。このピークは流れ方向以外にもスパン方向・高さ方向の成分も多く含まれていると考えられる。

2 列目後方においては渦発生体の作った流れと2列目のまわりで加速された流れがピークをつくる。2つのピーク値は大きな差があり、渦発生体の誘導する流れが大きい値を示している。これによる円柱後方の剥離領域の大きさに変化は見られないが、外側から円柱後方へ流れ込む流れが確認できる。Fig.5-8 に示すように内側への速度が大きくなっていることが分かる。

これにより3列目後方の流れは、円柱周りの流れのピーク値が減少していることが分かる。つまり円柱周りの場合に比べ、円柱間中央に多く流れてきている。

#### Re=200 について

1 列目後方において、ここでも渦発生体の誘導する流れと渦発生体間の流れが大きくなっており剥離領域も小さくなっている。しかし渦発生体のつくる渦は円柱後方においてほぼ消滅していることがわかる。

2 列目後方は、やはりピークが二分されているが渦発生体の誘導する流れは、Re=1000 のときと異なり円柱周りの流れに比べ若干大きい程度となっている。スパン方向の速度(Fig.5.8)は、先のピークの差が小さいことから渦発生体を有する流れはわずかに数%大きくなる程度である。

3 列目は Re=1000 の場合と同様、ピークが小さくなっているものの、この差は明らかに小さくなっているといえる。

またこれはどちらの Re 数についても言えることだが、 $Y/D=3.5, 6.0$  それぞれにおける上下フィン近傍では渦発生体を有する流れのほうが、速度が小さくなっていることが分かる。これは直接的に壁面剪断応力が小さいことを意味している。つまり局所的には摩擦損失が小さいことを意味している。

#### 4.4.5 圧力損失計算

次に、数値解析によって算出されたテストコアの圧力損失と、実験から得られた圧力損失を比較する。

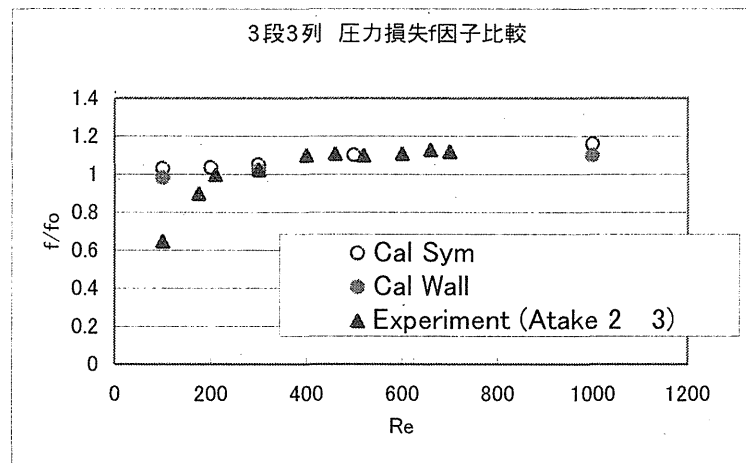


Fig.4-9 3段3列 圧力損失の実験値と計算結果の比較

これより、 $Re=300$  以上になると解析結果も測定結果もほぼ等しくなることがわかるが、 $Re=300$  以下になると図のように異なった結果が得られることがわかった。

また、その他の計算結果により、渦発生体を付けたときと付けなかったときの圧力損失の差は2列目のチューブに大きく影響されていることがわかった。

2列目の高い  $Re$  数における渦発生体の有無での圧力損失差について次のような原因が考えられる。

1列目の渦発生体の間から加速された流れが2列目に強く衝突する。これにより円柱のみのものと比べ大きく流れが跳ね返る。円柱周りでは流れが大きく減速され、円柱後方においてもスパン方向に大きな速度差を生じる。これにより2列目が大きな形状抵抗となり圧力損失が増大すると考えられる。

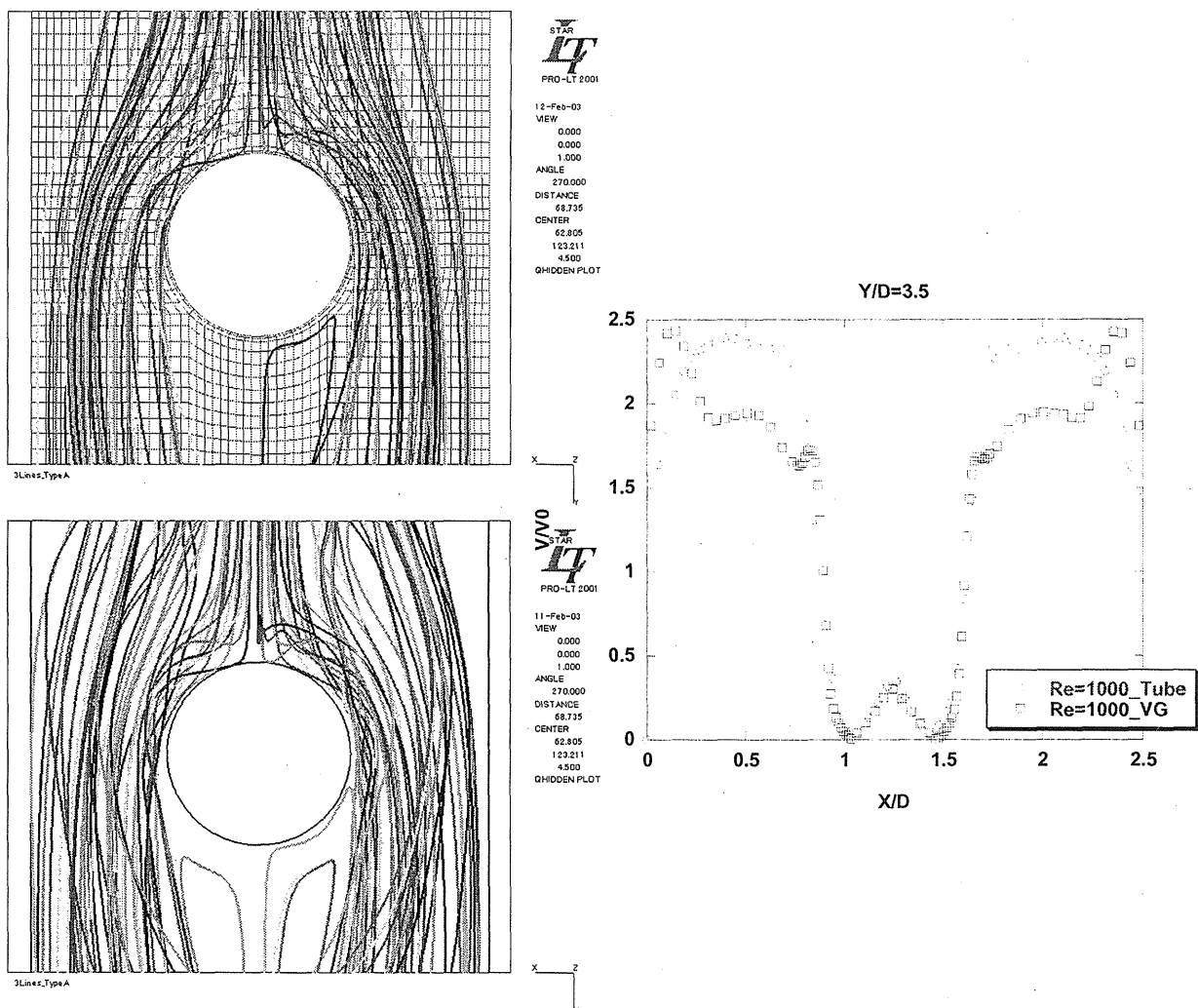


Fig.4-10 2<sup>nd</sup> row at Re=1000

#### 4.4.6 熱伝達計算

ここからは、本年度 Miyazaki によって行われた伝熱実験と数値計算の結果を比較する。

Miyazaki の実験においては、装置の都合上  $Re=1000$  以上の流れしか測定が出来ない。また先に述べたように、本数値計算による解析は、 $Re=100\sim1000$  の範囲である。よってここでは  $Re=1000$  における比較のみ行い、それ以下のものは数値計算のみの結果である。

以下に円柱各列周辺における  $Nu$  数分布を示す。



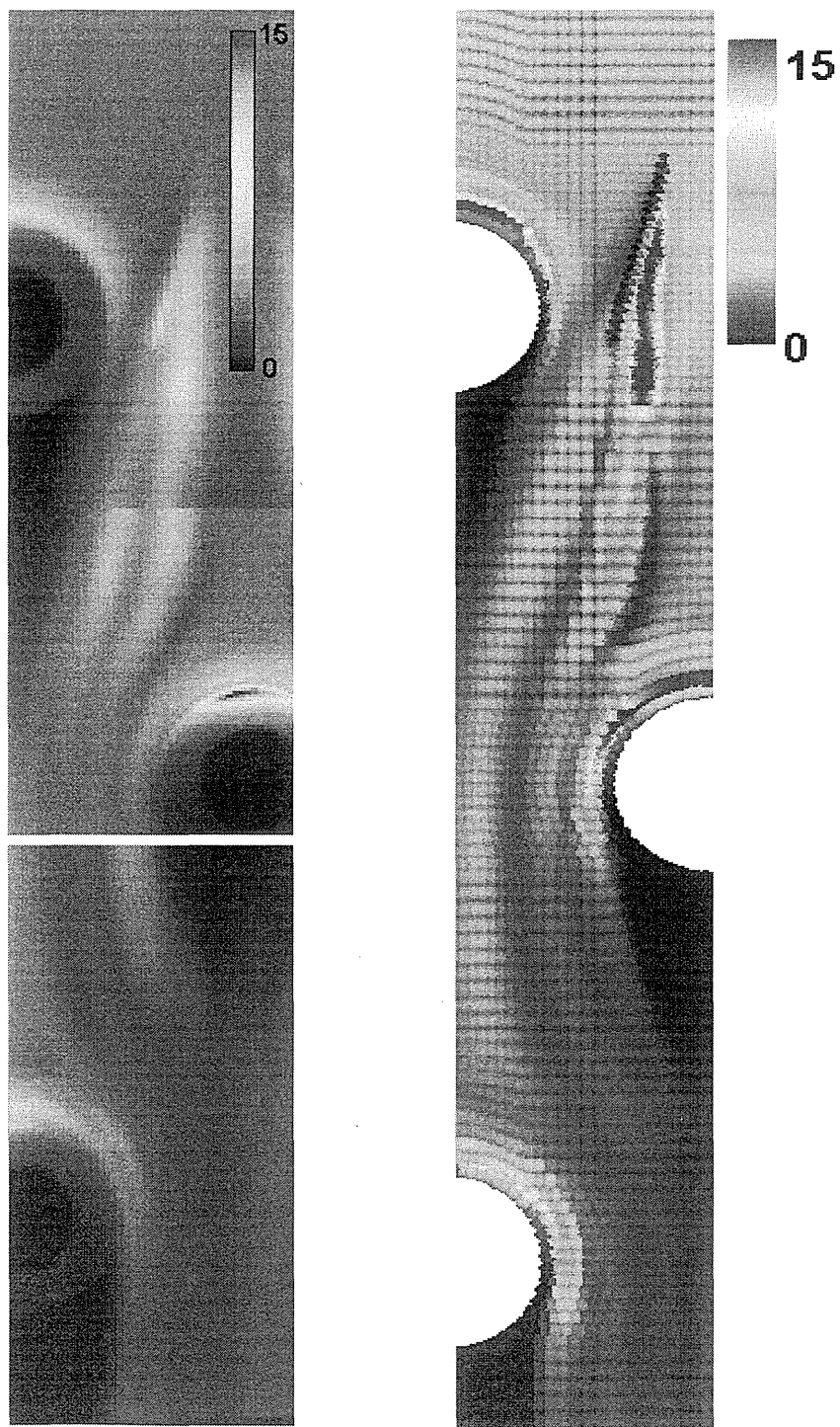


Fig.4-11 Nu 数分布（左：実験値、右：計算結果）

Fig.4-11 から、渦発生体により、1 列目後方でかなりの伝熱促進が見られる。

また流速・物性等の違いを考慮して比較するため次のような指標で伝熱を評価する。

$$j = \frac{Nu}{Re \cdot Pr^{1/3}}$$

この  $j$  の値を渦発生体の有無で比較したものを Fig.4.24 に示す。これにより  $Re=100$  を除いてほぼ 1 を上回る結果を得ることができた。渦発生体が伝熱促進に非常に効果的であることが言えるであろう。

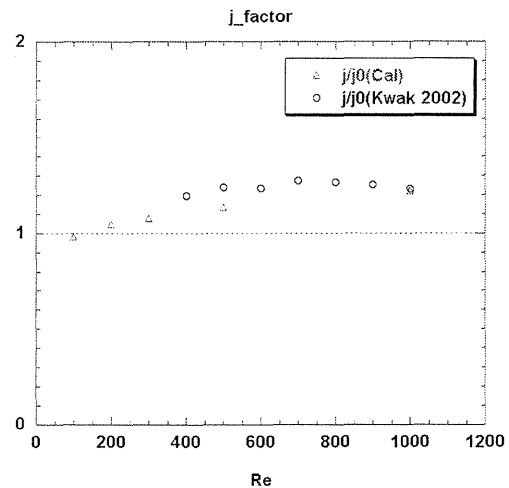


Fig.4-12 3段3列  $j$  因子

#### 4.4.7 3段2列型フィン・チューブ式熱交換器の解析結果

次に、3列のときと同じように2列のテストコアにおける圧力損失と熱伝達率の解析結果を示す。

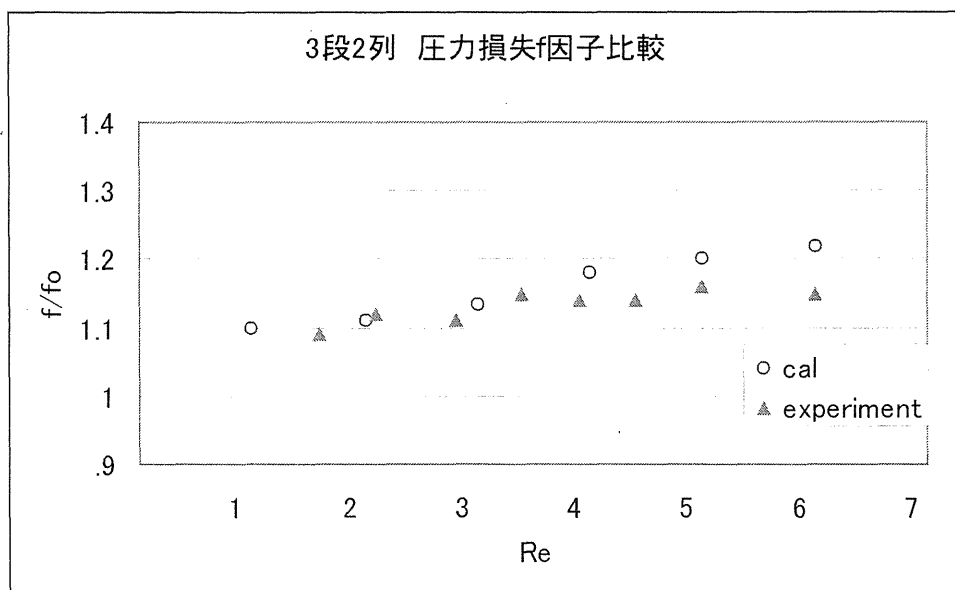


Fig.4-13 3段2列圧力損失  $f$  因子比較

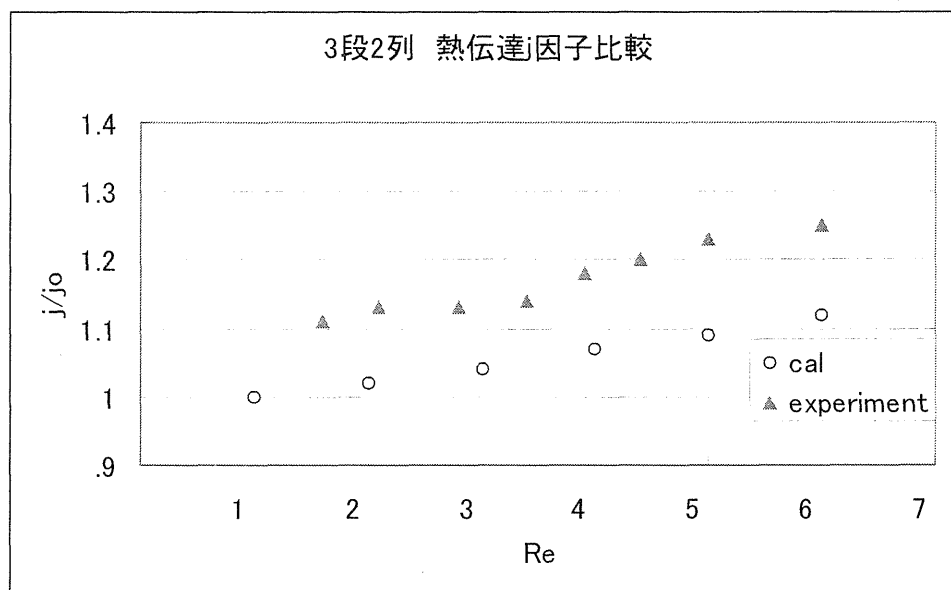


Fig.4-14 熱伝達率  $j$  因子比較

#### 4-5 結論

本研究においては市販ソルバを用いて、渦発生体を有するフィン付き管群流れの熱伝達および流動の数値解析を行った。フィン間距離の2倍を代表長さとした  $Re$  数 100 から 1000 の範囲において、可視化・伝熱・圧力測定実験と対応した比較・検証を行った。

得られた結論を以下に示す。

- (1) テストコア内の流れ場に関して局所的に挙動を解明することが出来た。特に PIV 計測では撮影が困難な、渦発生体周辺の三次元的な流れや死水域での流動をより定量的に示すことができた。
- (2) 速度場に関しては PIV 計測、温度場に関しては赤外線放射温度計による計測実験とそれぞれ比較し、それぞれ定量的に一致する結果を得られたことから、数値計算の妥当性を示すことができた。

渦発生体を配置することによって流れ場が圧力場に与える影響を局所的に示すことができた。

(主査 鳥居 薫 教授)

(Supervisor Prof. Kahoru TORII)

**Keywords :** PIV, Finned Tube, Vortex Generator, Heat-Transfer Enhancement

Fig. 1 Re-circulating water channel facility

#### 4. 結果及び考察

Table 1 に 3 列千鳥配列の実験条件を示した。3 列千鳥及び格子配列、2 列千鳥及び格子配列のそれぞれについて渦発生体を配置した場合と配置しない場合について実験を行った。

Fig. 3 に流れ場の例として 3 列千鳥配列の 2 列目の円管周りの流れ場の様子を示した。円管のみの場合には 1 列目の円管の後方に大きな死水域が存在するのにに対し、渦発生体を配置すると渦発生体により誘導された速い流れが死水域を減少させている様子が見てとれる。これは 2 列の場合にも同様であり、3 列目の管群を配置することにより流れ場は特に変化しないようであった。

Fig. 4 には 3 列千鳥配列の 1 列目の円管の中心を通る y-z 断面の渦度を示した。ベクトル図よりもはっきりと主渦の存在を確認することができる。熱伝達率測定の結果によると主渦の影響は 3 列目の管群にまでおよぶとのことだが、本研究では主渦は 1 列目の円管の後方ですでにその影響は見られなくなった。主渦が非定常性をもっている、本研究で採用したメッシュよりも渦の構造が小さいなどの理由により捉えられなかったと考えられる。RMS 値の分布によると馬蹄形渦や主渦が存在する領域で高い値を示していたことから渦の非定常性が主渦の存在を捉えにくいものになっている可能性が高い。

Fig. 5 は 3 列千鳥配列について壁面せん断応力及び運動量変化から見積もった  $f$  factor を示したものである。渦発生体の有無、円管の配置によらずほぼ一定の値となり、文献 (2) で示されるような劇的な圧力損失の低減は見られなかった。Plain channel の壁面せん断応力を理論値と比較したところ理論値よりも 40%ほど大きい値となったため  $f$  factor も当然その影響を受けていると考えられる。よって厳密な議論をするにはさらに解析、検討が必要である。

Table 1 Summary of experimental conditions in 3-row staggered

w/o VG	1st row	2nd row	3rd row
Water temperature [°C]	20.0	20.0	20.0
Mean velocity [mm/s]	10.7	12.6	11.7
Reynolds number	191	225	210

w/ VG	1st row	2nd row	3rd row
Water temperature [°C]	19.0	19.0	19.0
Mean velocity [mm/s]	11.6	10.4	11.8
Reynolds number	208	186	211

#### 5. 結言

- 3 列の円管を配置した実験が可能であるようなテストセクションを確保するために整流部を作成しなおし、整流部の下流にノズルセクションを設置した。
- 実験装置の流れ場の特性を検証するためにフィンのみをテストセクションに挿入した状態で Plain channel の実験を行った。
- Plain channel の速度場からテストセクション内の流れ場が発達した層流となっていることを確認した。
- 3 列千鳥配列、3 列格子配列、2 列千鳥配列、2 列格子配列について渦発生体がある場合、無い場合それぞれの実験を行った。
- 全ての実験結果に対して、三次元速度場の再構築、RMS 値、壁面せん断応力、渦度の評価を行った。
- 流れ方向平均壁面せん断応力は各配置でほぼ一定の値となり、壁面せん断応力のみでは圧力損失を評価することは難しいことがわかった。
- 壁面せん断応力及び運動量変化から  $f$  factor を評価した。その結果おおよその見積もりは可能だが、厳密な議論をするほどの精度は得られなかった。

#### 参考文献

- [1] K.Torii, K.-M. Kwak and K. Nishino, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.45, pp. 3795-3801, 2002
- [2] K.-M. Kwak, K.Torii and K.Nishino, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.46, pp175-180, 2003

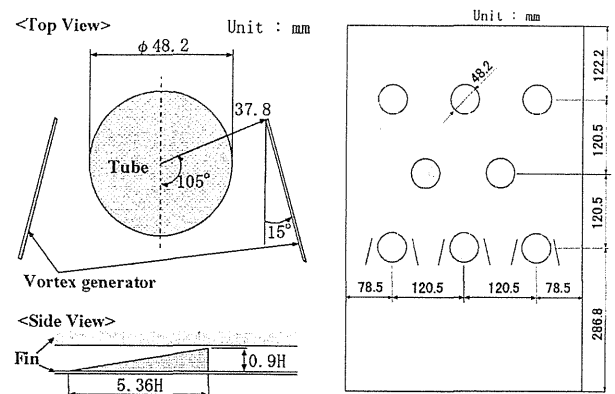


Fig. 2 Geometric conditions of the test core

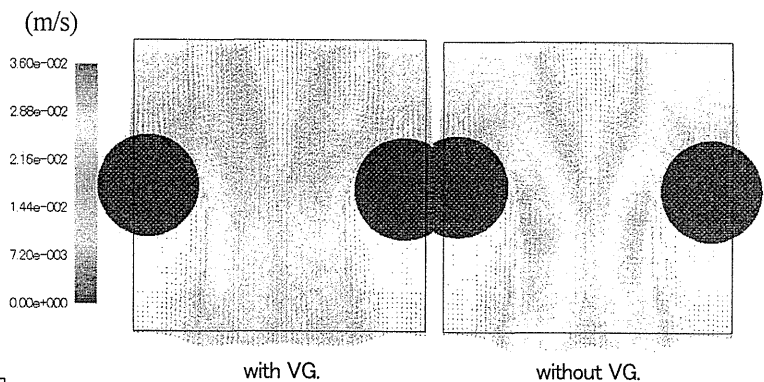


Fig. 3 Distributions of mean velocity in 2nd row of 3-row staggered

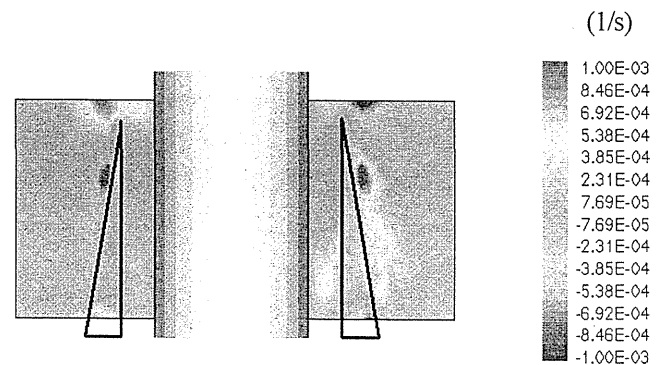


Fig. 4 Vorticity in y-z plane (1st row of 3-row staggered w/ VG)

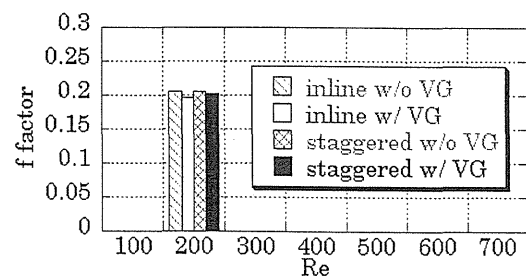


Fig. 5  $f$  factor of staggered and inline tube arrangement