周期的な凹凸を有する平行平板間流路内流れの遷移と圧力損失* (凹凸面を有する流路要素の組み合わせ効果)

足立 高 弘^{*1}, 合 志 洋 介^{*2}, 上 原 春 男^{*3}

Transitions and Pressure Drop Characteristics of Flow in Periodically Combined Channels

Takahiro ADACHI^{*4}, Yosuke GOSHI and Haruo UEHARA

^{**} Department of Mechanical Engineering, Akita University,
1-1 Tegata-Gakuen, Akita, 010-8502 Japan

Transitions and pressure drop characteristics of flow in periodically grooved channel are numerically investigated by using finite difference method. The channels consist of fundamental channel elements which have concave or convex rectangular grooves on the smooth plate. The flow fields are assumed to be two-dimensional and to be periodically fully developed. We have examined the effect of combination of the fundamental channel elements on transitions and pressure drop characteristics. The critical Reynolds numbers where a steady state flow bifurcates to a self-sustained oscillatory flow and the corresponding frequencies are evaluated for the combined channels. It is found that the self-sustained oscillatory flow occurs as a result of Hopf bifurcation. As for the pressure drop characteristics, it is found that the pressure drop for the combined channel which consists of elements with concave and convex grooves takes a middle value between the channel of concave elements and that of convex ones.

Key Words: Stability, Transition, Oscillatory Flow, Pressure Drop, Periodically Grooved Channel, Combined Channel

1. 緒 言

多くの工学分野において熱交換器の伝熱促進技術の開発が望まれている。現在、安価で高効率な熱交換器としてプレート式熱交換器がある。プレート式熱交換器では省スペース、省エネルギー、低騒音などの要求から代表速度や代表長さが小さくなり低レイノルズ数化する傾向にある。そこで、層流域における伝熱促進法に関する研究が重要となる。

プレート式熱交換器の性能を改善するために、これまでに多くの研究が行われてきた。代表的なものとして、平行平板間流路伝熱面の片側あるいは両側に周期的に矩形^{(1)~(6)}や、三角形^{(7)~(9)}、台形⁽¹⁰⁾の凹凸を設け、断面形状を流れ方向に周期的に変化させたり、フィン⁽¹¹⁾や円筒形のロッド⁽¹²⁾を配置したり、それらを複数列⁽¹³⁾にわたり配置した流路についての熱流動特性に関する研究がある。これらの流路では、熱伝達は平行平板間流路の場合に比べて3倍から4倍促進される

場合があるが、圧力損失もそれ以上に増加する場合が多い。

著者らは前報^{(14) (15)}において、平行平板の片側あるいは両側に周期的に矩形の凹面を設けると、圧力損失の増大が凸面を設けた場合に比べて抑制されることを示した。一方、熱伝達は凸面を設けた流路の方が、凹面を設けた場合よりも促進されることを示した。このことは、実際のプレート式熱交換器を組み立てる際に、全面を同一の形状にするのではなく、凹面と凸面を組み合わせることで、圧力損失の増大を抑制し、熱伝達を促進させる高効率な熱交換器が出来る可能性を示している。

そこで、本報ではプレート式熱交換器の簡単なモデルとして、流れ方向に直角に周期的な凹凸がある平板間流路内流れを取り扱う。前報^{(14) (15)}で用いた流路の流路要素を周期的に並べた流路および異なる流路要素を交互に2つ組み合わせた流路について、流れ場の状態を数値計算により2次的に求める。そして、流体自励振動が発生する臨界レイノルズ数および圧力損失の特性を調べる。

* 原稿受付 2001年10月29日。

^{*1} 正員, 秋田大学工学資源学部(〒010-8502 秋田市手形学園町1-1) [元: 佐賀大学理工学部]。

^{*2} 佐賀大学大学院。

^{*3} 正員, 佐賀大学学長(佐賀大学理工学部機械システム工学科)。

E-mail: adachi@ipc.akita-u.ac.jp

2. 基礎方程式と境界条件

(a) Fundamental channel element

 (b) Channel for $a_u, a_l > 1$

 (c) Channel for $a_u < 1$ and $a_l > 1$

(d) Combined channel of the elements in (b) and (c)

Fig. 1 Geometry and co-ordinates

図1に、幅 $2h^*$ の平行平板に周期的な凹凸を設けた2次元流路の形状とその組み合わせパターンを示す。図1(a)は流路を構成する流路要素であり、図1(b), (c)は同一流路要素を周期的に組み合わせた流路、図1(d)は(b)と(c)の流路要素を交互に組み合わせた流路である。座標軸は図1(a)に示すように流れ方向に x^* 軸をとり、それに直角に y^* 軸をとる。流路要素の凹凸形状を決める無次元パラメータとして、流路要素の周期 L 、凹凸面の幅 l および平行平板の中心線から上下凹凸面までの高さ a_u および a_l を代表長さ h^* として次式で定義する。

$$L = L^*/h^*, \quad l = l^*/h^*, \quad a_u = a_u^*/h^*, \quad a_l = a_l^*/h^*. \quad (1)$$

アスタリスク * の付いた物理量は次元を有することを意味する。このとき、 $a_u = a_l = 1$ ならば平行平板間流路であり、 $a_u, a_l > 1$ ならば凹面を有する拡大流路、

$a_u, a_l < 1$ のときは凸面を有する縮小流路である。

流れは2次元非圧縮粘性流とする。代表長さとして平板の幅の半値 h^* 、代表速度として $U^* = \frac{3}{2}U_m^*$ (U_m^* は幅 $2h^*$ の位置における流路の平均流速) を用いて物理量の無次元化を行うと、基礎方程式となる渦度輸送方程式および渦度の定義式であるポアソン方程式は、渦度 $\omega(x, y, t)$ と流れ関数 $\psi(x, y, t)$ を用いて無次元形で次のようになる。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right), \quad (2)$$

$$\omega = - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right). \quad (3)$$

レイノルズ数は、 $Re = U^* h^* / \nu^*$ と定義される。

2次元場における流速 $\mathbf{u} = (u, v)$ は、流れ関数を用いて

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4)$$

と表される。

流路内における圧力分布は、次のナビエ・ストークス方程式を解くことにより求められる。

$$\nabla p = - \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}. \quad (5)$$

壁面においては、速度はゼロとする。さらに、流路内流量は一定であるとする。この場合、流路内の流量は $4/3$ となる。これらの仮定を用いると、境界条件は下方壁面に対しては

$$\psi = 0, \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0, \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

上方壁面に対しては

$$\psi = \frac{4}{3}, \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0, \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

となる。また、流れは十分発達しており、次式の周期境界条件が成り立つものとする。

$$\psi(x + mL, y, t) = \psi(x, y, t), \quad (8)$$

$$\omega(x + mL, y, t) = \omega(x, y, t). \quad (9)$$

ここで、 m は任意の整数である。図1(b), (c) のような同一形状の流路要素を周期的に並べた流路では $m = 1$ あるいは $m = 2$ とする。このとき、 $m = 1$ に対する計算領域は図1(b)のA部の通りであり、 $m = 2$ に対する計算領域はB部の通りとなる。図1(d)のような異なる2つの流路要素を組み合わせた流路については $m = 2$ とする。この場合の計算領域は、図1(d)のC部のようなになる。また、圧力の基準値は計算領域入口の中心点で $p = 0$ とする。

3. 計 算 方 法

数値計算は、有限差分法を用いて行う。渦度輸送方程式を時間微分項に2次のアダムス・バッシュフォース法、移流項に2次精度、粘性項に4次精度の中心差分を用いて差分化する。また、角部における渦度は隣り合う壁面上の渦度の値から3次のラグランジュ補間を用いて内挿する。ポアソン方程式に対しては4次精度の中心差分を用いて差分化する。ポアソン方程式の解法には、逐次過緩和法 (SOR 法) を用い、加速係数 ϵ には $\epsilon = 1.5$ を採用する。また、SOR 法における収束判定は各格子点における流れ関数の最大残差が 10^{-5} 以下のときに収束したものとみなす。初期条件は、 $t = 0$ において $\psi = \omega = 0$ とする。また、時間刻みは $\Delta t = 0.0005$ 、空間刻みは $\Delta x = \Delta y = 0.05$ として計算を行う。

数値シミュレーションで得られる解を特徴づける代表量として、ここでは図1(a)に示される点 P (x, y) = ($L/2 + l/2, -0.5$) における y 方向の速度 v を用いる。 v が連続する時間ステップに対して、その相対残差が 10^{-7} 以下となったとき、流れ場は定常であると判断し計算を終了する。 v が時間的に周期変動している場合には、隣り合う最大振幅の相対残差が 10^{-4} 以下となったとき十分周期的であると判断し計算を終了する。

4. 結 果

数値計算において、流路要素形状パラメータは $L = 8, l = 4, a_l = 2$ と固定し、 $a_u = 0, 1, 2$ と変化させる。ここで、例えば流路要素の組み合わせパターンとして、 $a_u = 0$ の流路要素と $a_u = 0$ の流路要素との組み合わせ流路を C00 と呼ぶことにする。他にも、 a_u の組み合わせにより流路のパターンは C01, C02, C11, C12, C22 があり、この6通りについて数値計算を行う。

4.1 流れの遷移

4.1.1 定常流 レイノルズ数が相対的に小さい場合には、流れは定常流となる。図2に C00 の場合の $Re = 50, 110$ での定常状態の流線を示す。図2(a), (c) は式 (8), (9) で $m = 1$ とした結果であり、図2(b), (d) は $m = 2$ とした結果である。C00 では図2に見られるように、流路は上面に凸面、下面に凹面を持ち非対称流路となる。流れは十分に発達しており流路と同じく周期 L を持ち、 $m = 1$ と $m = 2$ の計算が同じ結果を与えることがわかる。図2(a), (b) の $Re = 50$ の場合には凹面内部と凸面後流域の上流側に循環渦が見られる。また、主流は流路に沿って大きく湾曲しており、凹面内部および凸面後流の下流域に大きく進入している。一方、図2(c), (d) の $Re = 110$ の場合には、

循環渦が大きく成長し凹面内部と凸面後流域のすべてを占めるようになる。それに伴い、循環渦の中心は下流側に移動する。また、主流が凹面内部および凸面後流域に進入することなく通過し、平行平板間流路流れの速度分布と同じように流線は平行流に近づく。そして、主流と凹凸面内部の流れとの間に形成される剪断層は凹凸面全域にまで成長する。

Fig. 2 Streamlines for C00

Fig. 3 Streamlines for C01

図3に異なる流路要素の組み合わせから成る流路 C01 における定常流の流線を示す。図3(a)に示した $Re = 50$ での流線には、下側の平板の凹面と上側平板に設けた凸面の後流域に循環渦が見られる。また、主流は上流側凸面を通過する際に大きく湾曲している。主流が下流域の凹面を通過する際には、凹面内部に進入する。図3(b)に $Re = 130$ の場合の流線を示す。ここでは、主流は凸面で湾曲した後、下流側凹面内部には進入せず、凹面内部の循環渦を主流側に引き出している様子がわかる。

Fig. 4 Streamlines for C02

Fig. 5 Streamlines for C12

C02における定常状態での流線を図4に示す。C02の場合も、流路は異なる2つの流路要素の組み合わせ流路であり、中心軸に対して非対称な流路である。流路は凸面を有する流路要素を含んでおり流れの傾向は、C01の場合と類似している。

図5にC12の定常状態での流線を示す。C12は凸面を含まない異なる流路要素の組み合わせ流路である。図5(a)に $Re = 50$ での流線を示す。 $Re = 50$ では、上側と下側の平板に設けた凹面で循環渦が見られる。 $Re = 130$ では循環渦が凹面全体を占めるようになる。C12は凸面を有さないため、主流は凹面後端の角部で少し湾曲する程度でほぼ平行流に近づき、循環渦との間に形成される剪断層が凹面全域にまで成長する。

なおC11とC22の結果については、前報に示した通りで、式(8)、(9)において $m = 1$ に対しても $m = 2$ に対しても、いずれの場合にも流路と同じ周期 L を持った定常流が生じることを確認した。

4.1.2 振動流 レイノルズ数がさらに大きくなり臨界レイノルズ数 Re_c に達すると、定常流は微小攪乱に対して不安定となり分岐が生じて振動流となる。ここでは、代表例として組み合わせ流路C22を取り上げ、分岐の振る舞いを詳しく調べる。式(8)、(9)において $m = 2$ とする。 $Re = 200$ と350の場合について、点P $(x, y) = (L/2 + l/2, -0.5)$ と点Pから1流路要素下流に下った点 $(x, y) = (L/2 + l/2 + L, -0.5)$ の2点における y 方向の速度 v の時間変化を図6に示す。

図6(a)に見られるように、 $Re = 200$ の場合には v は初期に何度か振動した後一定値に収束し流れは定常流になる。一方、 $Re = 350$ の場合には、図6(b)に見られるように v は初期に何度か振動した後、 $t \sim 100$ 近傍で一定値に収束し定常流に近づくように見える。しかし、その後振動の振幅が増大し始め、振幅の最大値と最小値の間を一定の変動幅を保ちつつ周期的に変動し、流れが振動流になることがわかる。そして、その後さらに $t \sim 700$ 近傍で新たな別の振動が生じていることがわかる。したがって、 $200 < Re < 350$ の間に臨界レイノルズ数が存在することがわかる。

図6(c)および(d)は図6(b)に示される v の時間発展を $400 < t < 450$ および $950 < t < 1000$ の範囲で拡大して示したものである。いずれの場合にも、 v は1つの特徴的な振動数 $\Omega(v \sim \exp(2\pi i \Omega t))$ をもち周期的に変動していることがわかる。図6(c)の場合には $\Omega = 0.113$ であり、(d)の場合には $\Omega = 0.0772$ である。ただし、図6(c)では、2点で求めた v の値が等しく、流れの周期が流路周期と同じく L であるのに

Fig. 6 Time evolution of v for C22

対し、図6(d)では2点で求めた v の値が異なり、振動の位相が半周期ずれていることから、流れの周期が $2L$ となっていることがわかる。

ここで得られた2つの振動解の流れのパターンを次に示す。図7にC22における流線の瞬間パターンを左側に、瞬間場から平均場を差し引いた攪乱場の流線を右側に、 $Re = 350$ に対して $t \sim 400$ 近傍の任意の時刻 $t = t_0$ から6分の1周期ずつ半周期（1周期は $T = 1/\Omega$ ）にわたり描いたものを示す。図7左側に示される流線図より、流れの周期が流路の周期と同じく L であることがわかる。また、凹面内部では主流に生じた波の影響で、凹面の循環渦流が凹面後端に移動し

壁面と衝突する。それと同時に上流側に新しい渦が形成されるという過程を繰り返す。上方の凹面と下方の凹面では、主流の波の位相が逆であるために半周期ごとに、上下の凹面で同じ現象が起こる。また、図右側の攪乱場の流線図には2流路周期当たり1対の攪乱波が4個存在し、これらの攪乱波は時間の経過とともに下流に進行する進行波の挙動を示すことがわかる。なお、攪乱の流れ方向への増幅および減衰に関する挙動は周期的で、瞬間の流線場と同じ周期を持つ。攪乱波の波数を $\alpha = 2\pi n/L$ (n は流路1周期長さあたりに存在する攪乱波の個数) と定義すれば、この場合には波数は $\alpha = 1.57$ となる。

図8に $t \sim 950$ 近傍のC22における流線のパターンを示す。ここでは、流れの周期が流路周期の2倍で $2L$ となっていることがわかる。この場合には、上下の凹面と左右の凹面でそれぞれ主流の波の位相が逆であるために半周期ごとに、上下左右の凹面で同じ現象が起こる。また、攪乱場の流線図には2流路周期当たり1対の攪乱波が3個存在し、攪乱波の波数は $\alpha = 1.18$ となる。

Fig. 7 Flow patterns of C22 with period L

Fig. 8 Flow patterns of C22 with period $2L$

以上のことから、 $200 < Re < 350$ の範囲に、 $\alpha = 1.57$ の攪乱波に対する臨界レイノルズ数と、 $\alpha = 1.18$ の攪乱波に対する臨界レイノルズ数の2つの臨界点が存在することがわかる。すなわち、図6(b)に見られた分岐の振る舞いは以下のように説明できる。 $Re = 350$ において、解は始め定常解に引きつけられるが、その解が不安定であるためにその状態から離れ、周期が L の振動解に分岐する。しかし、その振動解もまた不安定であったため、時間の経過とともに不安定性が増大し、周期が $2L$ の振動解に再度分岐する。そして、その周期 $2L$ の振動解が安定であったため、その状態に落ち着いたと考えられる。

速度変動の振幅とレイノルズ数との関係から臨界レイノルズ数 Re_c を求めることができる。図9に各流路内流れの速度変動の振幅の自乗 $A = |v_{max} - \bar{v}|^2$ をレイノルズ数に対して示す。ここで、 $\bar{v}$ は時間平均値である。図9では、C00とC22について、 $m = 1$ とした場合に生じる不安定モードを ($m = 1$)、また $m = 2$ とした場合に生じる不安定モードを ($m = 2$) と表記している。

Fig. 9 Bifurcation diagrams

流れが定常流の場合には $A = 0$ となるが、流れが振動すると $A \neq 0$ となるので、 $A = 0$ から $A \neq 0$ となる点が臨界点である。臨界点近傍で

$$A \sim (Re - Re_c) \quad (10)$$

なる関係が成り立つとき、定常流から振動流への分岐はホップ分岐であることが知られている⁽¹⁶⁾。図9に、臨界点近傍の A を最小自乗法で直線近似したものを一点鎖線で示す。臨界点近傍では式(10)の関係が成り立っており、定常流から振動流への分岐は、ホップ分岐であることがわかる。

Table 1 Critical Reynolds number Re_c , frequency Ω_c and wave number α_c

a_u	Re_c	Ω_c	α_c
C00($m = 1$)	125	0.149	1.57
C00($m = 2$)	119	0.206	1.96
C01	133	0.134	1.96
C02	116	0.121	1.57
C11	401	0.115	1.57
C12	280	0.0766	1.18
C22($m = 1$)	281	0.112	1.57
C22($m = 2$)	228	0.0749	1.18

Fig. 10 Flow patterns for C00($m = 2$) at $Re = 125$

各流路に対する臨界レイノルズ数 Re_c と振動数 Ω_c および攪乱波の波数 α_c を表 1 に示す。C00, C22 においては, $m = 2$ の不安定モードに対する臨界レイノルズ数の方が, $m = 1$ の不安定モードに対する値よりも小さくなっている。このことは, 同一形状の流路要素が周期的に設けられた流路について, $m = 2$ として計算を行う必要性を示唆するものである。なお, このような流路周期の 2 倍の周期を持つ振動流の存在は, 矩形の凹凸の場合には報告されていないが, 三角形の凹凸を有する流路流れについては, Greiner et al.⁽⁷⁾によって報告されている。ただし, 本研究の結果, C11 については $m = 2$ の条件下における不安定性は生じず $m = 1$ のみとなることがわかった。また, 異なる 2 つの流路要素による組み合わせ流路に対する臨界レイノルズ数は, 2 つの流路要素いずれか一方のみで構成される周期流路に対する臨界レイノルズ数の中で, 臨界波数が最も大きな流路に対する臨界レイノルズ数の値にほぼ一致する。例えば, C01 の臨界レイノルズ数は, C00 と C11 の中で最も臨界波数の大きな

Fig. 11 Flow patterns for C01 at $Re = 135$

Fig. 12 Flow patterns for C02 at $Re = 125$

C00($m = 2$) の値にほぼ一致している。流路 C12 については, C22($m = 1$) と C11 とで波数の値が同じであるが, この場合には臨界レイノルズ数の値が小さい C22($m = 1$) に対する値に一致している。

C22 以外の各流路における非定常状態での流れのパターンを図 10-13 にそれぞれ示す。いずれの場合にも, 凹凸内部の循環渦の挙動が C22 の場合と同じ傾向を示している。また, 流れが凸面に進入する際には, 攪乱場の乱れが大きくなっていることがわかる。なお, C00($m = 1$) と C11 の結果については前報^{(14) (15)} に詳しく述べられているためにここでは省略する。

4.2 圧力損失特性 凹凸の組み合わせが圧力場の特性に与える影響を調べるために, 圧力損失 Δp および圧力損失係数 λ を次式で定義する。

$$\Delta p = \frac{(p_i^* - p_o^*)}{\rho^* U^{*2}} = p_i - p_o, \quad (11)$$

Fig. 13 Flow patterns for C12 at $Re = 300$

$$\lambda = \Delta p \frac{h^*}{L^*} = \frac{\Delta p}{L}. \quad (12)$$

ここで、 p_i および p_o は周期流路入口および出口における平均圧力である。流れが時間的に振動する場合には、上記の物理量の時間平均値を用いることにする。

周期的な凹凸を有する流路流れの圧力損失 Δp と幅 $2h^*$ の平行平板間流路の圧力損失 Δp_p の比 $\Delta p/\Delta p_p$ とレイノルズ数との関係をそれぞれの組み合わせ流路について図 14 に示す。ここで、平行平板間流路内のポアズイユ流れの圧力損失は層流の場合には、 $\Delta p_p = 2L/Re$ となる。図 14(a) には、 $a_u = 0$ の流路要素を含む組み合わせ流路についての圧力損失比と渡部ら⁽⁶⁾の結果、図 14(b) にはそれ以外の組み合わせ流路についての圧力損失比と、Sunden and Trollheden⁽¹⁾による結果とを示す。

図 14(a) に示されるように、凸面を含む流路においては圧力損失の比が常に 1 より大きくなっており、レイノルズ数の増加とともにその値は増大する。 $a_u = 0$ の流路要素を含む場合には、流れが流路の形状に沿って湾曲していることと、主流が凸面を通過する際に幅 $2h^*$ の平板のほぼ半分の領域を流れることから、凹凸面との摩擦が平行平板間流路の場合よりも増加することになり圧力損失が大きくなったと考えられる。

C00 の場合について、 $m = 1$ と $m = 2$ のそれぞれに対する圧力損失比を比較してみると、いずれの場合もほぼ同じ値をとっていることがわかる。また、C01 および C02 における圧力損失比は、C00 の値よりも小さくなっている。すなわち、凹面と凸面を組み合わせることにより、凸面だけの周期流路に比べて圧力損失の増大が抑制されることがわかる。これは、凹面と主流との間の剪断層において摩擦応力が減少することにより起因するためである⁽²⁾。また、渡部ら⁽⁶⁾は C00 と

同じ流路形状について $m = 1$ として非定常計算を行い圧力損失を求めている。図 14 より、彼らの結果は本研究における C00 と同様の傾向を示していることがわかる。

図 14(b) には、凸面を含まない流路についての圧力損失比が示されている。これらの流路では、 $Re < Re_c$ において圧力損失の比は 1 以下となり、凹面の存在が平行平板間流路の場合と比べ圧力損失の増大を抑制することがわかる。一方、レイノルズ数が臨界値を超えると圧力損失比は急激に増大し始め、やがて 1 を越えるようになる。流れがホップ分岐により振動流に遷移すると、レイノルズ応力が誘起される。レイノルズ応力は、運動量拡散を増大し、主流から攪乱成分へとエネルギーを輸送する。その結果、自励振動が維持される。そのため、主流の圧力損失は振動流の発生とともに増大するものと考えられる。

(a) Channels including $a_u = 0$ (b) Channels including $a_u \neq 0$

Fig. 14 Pressure drop for the combined channels

C22 の場合について、 $m = 1$ と $m = 2$ のそれぞれに対する圧力損失比の比較を行う。 $Re < Re_c$ においては $m = 1$ と $m = 2$ のそれぞれに対する圧力損失比は同じ

値となるが、 $Re > Re_c$ においては C00 の場合とは異なり同じレイノルズ数に対して、C22($m = 2$) の圧力損失比は C22($m = 1$) の場合よりかなり大きな値をとることがわかる。したがって、ここでも $m = 2$ として計算を行う必要性が示唆されている。また、Sunden and Trollheden⁽¹⁾ は、C11 と同じ流路形状について、定常状態の圧力損失比を求めている。したがって、 $Re < Re_c$ においては、彼らの結果は、C11 の結果とよく一致しているが、分岐が生じて流れが非定常になると C11 の圧力損失比は増大する。

それぞれの流路形状に対する圧力損失係数 λ とレイノルズ数との関係を図 15 に示す。平行平板間流路内のポアズユ流れの圧力損失係数は、層流の場合には $\lambda = 2/Re$ となる。図 14 の圧力損失比に見られたのと同じように、ここでも C11, C12, C22($m = 1$), C22($m = 2$) の場合には、 $Re < Re_c$ に対しては平行平板間流路よりも損失係数が小さく、 $Re > Re_c$ に対しては大きくなっている。凸面を有する流路要素を含む流路である C00($m = 1$), C00($m = 2$), C01, C02 の場合には、圧力損失係数は常に平行平板間流路の値よりも大きくなっている。

Fig. 15 Coefficients of the pressure drop

5. 結 言

プレート式熱交換器の簡単なモデルとして、流れ方向に直角に周期的な凹凸がある平板間流れを取り扱った。3通りの代表的な流路要素を取り上げ、同一流路要素を周期的に組み合わせた流路の場合と交互に2つ組み合わせた流路の場合とについて、流れ場の状態を数値計算により2次元的に求め、流体自励振動が発生する臨界レイノルズ数および圧力損失の特性を調べ、以下の結論が得られた。

- 同一流路要素を組み合わせた周期流路 (C00 および C22) では、定常流の周期は流路の周期と一致する。一方、振動流に遷移すると、流路周期の2倍の周期をもつ振動流が安定に存在することがわかった。
- 異なる2つの流路要素を組み合わせた流路に対する臨界レイノルズ数は、各要素単独で構成される周期流路に対する臨界レイノルズ数の中で臨界波数が最も大きな不安定モードに対する値にほぼ一致することがわかった。
- 異なる2つの流路要素を組み合わせた流路の圧力損失は、それを構成する流路要素各々のみで構成される周期流路の値に対して、どちらか一方の値に一致するのではなく、中間的な値をとることがわかった。

文 献

- (1) Sunden, B. and Trollheden, S., Int. Comm. Heat Mass Transf., **16**(1989), 215-225.
- (2) Ghaddar, N. K. Korczak, K. Z. Mikic, B. B. and Patera, A. T., J.Fluid Mech., **163**(1986), 99-127.
- (3) Pereira, J. C. F. Sousa, J. M. M., J. Comput. Phys., **106**(1993), 19-29.
- (4) 西村龍夫・ほか2名, 機論, **62**-598, B(1996), 2106-2112.
- (5) 西村龍夫・ほか2名, 機論, **63**-609, B(1997), 1707-1712.
- (6) 渡部寛之・ほか3名, 第38回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II (2001), 567-568.
- (7) Greiner M., Chen R.-F. and Wirtz R. A., ASME J. Heat Transf., **112**(1990), 336-341.
- (8) Greiner, M., Chen R.-F. and Wirtz R. A., ASME J. Heat Transf., **113**(1991), 498-501.
- (9) Wirtz, R. A. Huang, F. and Greiner M., ASME J. Heat Transf., **121**(1999), 236-239.
- (10) Farhanieh, B. and Sunden, B., Int. J. Num. Meth. Heat Fluid Flow, **1**(1991), 143-157.
- (11) Kelkar, K. M. and Patankar, S. V., ASME J.Heat Transf., **109**(1987), 25-30.
- (12) Yuan, Z. X., Tao, W. Q. and Wang, Q. W., Int. J. Numer. Meth. Fluids, **28**(1998), 1371-1387.
- (13) Wang, L. B. and Tao, W. Q., Int. J. Heat Mass transf., **38**(1995), 3053-3063.
- (14) 足立高弘・上原春男, 機論, **67**-653, B(2001), 2491-2498.
- (15) 足立高弘・上原春男, 機論, **67**-657, B(2001), 1197-1204.
- (16) Drazin P. G. and Reid W. H., Hydrodynamic Stability, (1981), §7, Cambridge University Press.