

正弦状波形流路内の熱伝達促進におよぼす流路幅の影響*

親川 兼 勇^{*1}, 新 里 隆 男^{*1}, 馬 渕 幾 夫^{*2}The Effect on Heat-Transfer Augmentation by Channel Width
in a Sinusoidal Wave Channel

Kenyu OYAKAWA, Takao SHINZATO, and Ikuo MABUCHI

This paper investigates how heat transfer and fluid flow are affected by channel width as it is varied from small to large scale in a wavy sinusoidal channel. The mean Nusselt numbers in periodic fully developed regimes depend on the maximum Nusselt number at the reattachment point of the flow separated from the top of the peak, and achieve maximum at $P/H=2.0\sim 1.6$ (P : pitch, H : width); the friction factor, on the other hand, is maximum at the same ratio $P/H=2.0\sim 1.6$. The performance ratio η , at equal pumping power, attains a maximum at $P/H=2.29\sim 2.0$. Thus, it can be concluded that the channel is optimum at $P/H=2.0$ for augmenting heat transfer.

Key Words: Convective Heat Transfer, Heat-Transfer Augmentation, Wavy Channel, Reattachment Point, Pressure Drop, Separated Flow, Flow Visualization

1. 緒 言

コンパクト熱交換器の高性能伝熱面の開発に関連し、流路を波形にしたモジュールの伝熱ならびに流動損失の基礎研究が最近多くなされるようになった。例えば泉・山下らの一連の研究がある^{(1)~(4)}。最近乱流モデルによる数値解析が試みられている⁽⁵⁾が十分な結果を与えるまでに至っていない。Sparrowらは実器を対象に三角波形流路⁽⁶⁾⁽⁷⁾の折れ曲がり角度 θ が 30° の場合について、波面頂部に丸みをつけた場合、圧力損失が著しく低減することを示している⁽⁷⁾。このことから基本的な波形流路とくに正弦状波形流路についての流動ならびに伝熱特性の検討が望まれる。最近千葉ら⁽⁸⁾は代表的な正弦状波形の波長 P (ピッチ)、全振幅 W について平均ヌッセルト数の測定を行い、これは流路幅に主として影響されることを指摘している。しかし流路レイノルズ数は15000以下であり、局所熱伝達率と流動との関係、および圧力損失を考慮した伝熱促進評価についての考察もないなど一般的結論をうるまでには至っていない。

さて波形流路における基本的流れ構造の特徴は波形頂部におけるはく離せん断層の再付着による時間平均的再循環流れの挙動に支配される。この意味で折れ曲がり角度 θ が小さい、あるいは大きい場合には興味は小さい。上記のSparrowらの $\theta=30^\circ$ はほぼ最適折れ曲がり角度に近いものと推測される。本実験の正弦状波形は直接関連はないが、ピッチに対する全振幅比を二次元くぼみのくぼみ下面の高い熱伝達率がくぼみ深さのくぼみ幅に対する比が0.25で得られるという著者の一人の知見⁽⁹⁾に対応させた。これを三角状波形の折れ曲がり角度(図1波形面の頂部と谷部を直線で結ぶ)で表せば $\theta=26^\circ$ の場合に等しい。

本研究は流路幅 H (あるいは H_c 、図1参照)が再付着点熱伝達率ならびに平均熱伝達率および流動損失にどのような流力的・伝熱的関連をもつかを明らかにすると同時に、伝熱性能比の評価から最適流路幅について検討を行ったものである。なお流路レイノルズ数は従来の研究より比較的高い 10^4 オーダの場合について実験を行っている。

2. 実験装置および実験方法

流路系は吹出し形で、測定部の前後に助走部および後続部をもつ。これらは長方形断面の滑面流路で、そ

* 昭和63年3月17日九州支部第41期総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年9月29日。

^{*1} 正員、琉球大学工学部(〒903-01 沖縄県西原町字千原1)。

^{*2} 正員、岐阜大学工学部(〒501-11 岐阜市柳戸1-1)。

のスパン長は 200 mm である。測定部は両壁面が全振幅 $W=20$ mm、波長(ピッチ) $P=80$ mm の正弦波形状で、12.5 波長の流路長をもつ。なお波形状は垂直に設置された。その形状および代表寸法を図 1 に示す。本実験の流路幅の変化範囲で周期的な熱的発達流は加熱開始点より 4 波長下流でえられ、その点を流れ方向距離 x の原点とした。圧力損失は流路上面(側壁)の中心側に $\phi 0.5$ mm の静圧孔を 1/8 ピッチ間隔に設け、1 ピッチ間隔での静圧を連ねた圧力こう配線から求めた。また波形状の静圧分布はスパン中心線上に同様の静圧孔を設け測定した。伝熱面は両波形状壁面にスパン方向に 3 分割された厚さ 30 μ m のステンレスはくを接着し、直流により通電加熱され、表面熱流束 q_w は一定である。流路側面は非加熱で断熱されている。波面の壁面温度 t_{wx} はステンレスはくの中心線上にはんだ付けされた $\phi 70$ μ m の C-C 熱電対により求めた。流体バルク温度 t_{bx} は入口温度に x までの伝熱面の総発熱量に相当する温度上昇を加え求めた。局所熱伝達率 h_x は $h_x = q_w / (t_{wx} - t_{bx})$ より求めた。流れの可視化はカーボンブラックと適当な粘度の油との混合液を波面に塗布する油膜法によった。

3. 実験結果および考察

3.1 壁面静圧分布 側壁中心線上の流れ方向圧力分布(図 2 の黒丸印)について考える。 p は壁面圧力、 p_0 は $x=0$ の圧力である。図 2 の縦軸の圧力係数 $(p - p_0) / (1/2)\rho\bar{U}^2$ で示した、 \bar{U} は助走部平均速度であり、 ρ は空気密度である。 $H=20$ mm の場合 [図 2(a)], 極大値は頂部と谷部に、極小値は波形中央にあり、1/2 ピッチでほぼ正弦状分布である。これは主流コア部が波面に沿って蛇行していることを示す。 $H=40$ mm の場合 [図 2(b)], 極大値は頂部と谷部で生ずるが、極小値は波面の中央やや下流にずれ、ひずんだ正弦波分布となる。これは主流コア部が波面と位相差をもって流れていることを示す。同時に圧力振幅が $H=20$ mm の場合より減少するのは両波面の影響が小さくなるため、コア部の流れの蛇行の振幅も小さくなることを示す。さらに $H=60$ mm の場合 [図 2(c)], 両波面の影響をほとんど受けず主流コア部はほとんど蛇行せず流れていることを示し、圧力はほぼ一定こう配で下降している。このように流路幅 H は主流コア部の流れと波面形状との間の位相差の有無、また波面の影響の有無に関する因子で、以上のことから流れ挙動が三つに大別されることが示唆される。それは波面の圧力分布(図 2 中白丸印)が基本的に H により変わらないからである。すなわち頂部で極小値を、

波面前面で極大値がえられる点が共通している。ただし局所的には $H=20$ mm の場合単調な繰返し分布であるのに対し、 $H=40, 60$ mm では頂部下流の波面後部から谷部にわたり圧力の平坦部が存在し、極大圧力は鋭いピークを示す。また、極大値も $H=20$ mm に比して著しく大きい。これは凹部に形成される再循環流れが強いためである。

3.2 摩擦係数 1 ピッチ当たりの圧力降下 Δp から求まる x 方向の圧力こう配 $(-dp/dx) = \Delta p/P$ を用いて摩擦係数 f を次式で定義する。

$$f = (\Delta p/P) D_h / \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 \dots \dots \dots (1)$$

D_h は水力直径である。本実験の波形状流路は H が増加すると断面アスペクト比は小さくなり、上下面のぬれ

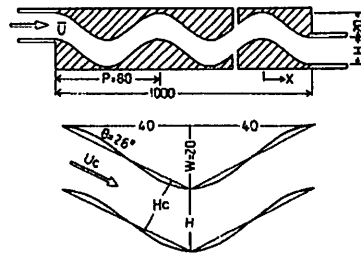


図 1 波形状および代表的寸法

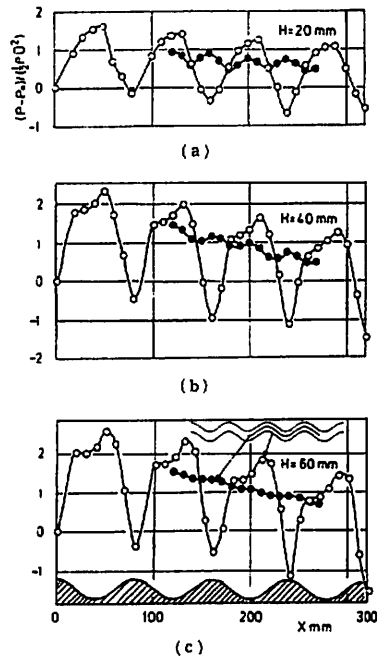


図 2 壁面静圧分布 ($\bar{U}=19.8$ m/s)

縁長さは長くなる。一方波形流路面では慣性損失が著しく増大し、損失におよぼす上下面の効果は薄れてくるので、その両効果の相互補償を考え、実験値の整理には D_h として $2H$ を採用する。またレイノルズ数 Re は

$$Re = \bar{U} \cdot 2H / \nu \dots\dots\dots (2)$$

で定義する。 ν は空気の動粘性係数である。図3は f と Re の関係を示す。 f は Re とともに単調に減少するが、 Re が大きくなると配はゆるやかになる傾向をもつ。一方 $H=60$ mm では f は Re によらず一定値をとる。これは Sparrow らの折れ曲がり流路と同じ結果⁽⁶⁾である。ただし $f=1.28$ と本波形流路に比べて著しく高い。なお f の最大値は低レイノルズ数域を除き $H=40\sim 50$ mm で得られる。

3.3 局所熱伝達率分布 H による局所熱伝達率の差異について、その特徴が明確となる $\bar{U}=19$ m/s を代表例として述べる。1ピッチ間の局所分布を図4に示す。頂部すぐ下流において極大値①、②が生ずる。①は H の小さい場合、②は H の大きい場合に出現する。①は H とともに増加し、 $H=20\sim 30$ mm でほぼ一定値をとる。一方 $H=25$ mm で頂部直下流で新たな極大値③が出現し、 $H=30$ mm ではその大きさは

①より大きくなると同時に $H \geq 35$ mm では①は消滅する。このような①②の発生・消滅の機構の説明には恐らくは離点の正確な情報が必要となる。まず $H \leq 20$ mm における局所熱伝達率分布の最初の極小値は頂点直後にみられる。一方 $H \geq 30$ mm では頂部で生ずる。一般には離点の熱伝達率は極めて低い値を示すことから恐らく $H \leq 20$ mm では離点は頂部直下流で、 $H \geq 30$ mm では頂部で発生するものと推論される。したがって $H \sim 25$ mm は先に指摘したフローパターン変化の一つの境界を示すものと考えられる。ただ $H=25, 30$ mm で①③が同時に発生しているが、その機構については現状では不明である。

つぎに最大熱伝達率は谷部下流すなわち波形前面でえられ、 H とともに増大し、 $H=40$ mm で最大となる。この値は波形流路の伝熱促進を決定づけるもので、はく離せん断層の再付着によるものである。最大熱伝達率以降の分布は $H \leq 20$ mm では単調に減少するが、 $H=35\sim 45$ mm では再度極大値をもつ。また $H=60$ mm の最大熱伝達率ならびに局所値は $H=50$ mm より減少している。これは $f-Re$ 特性からもわかるようにフローパターンのもう一つの境界が $H=50$ mm と 60 mm の間にあることを示唆する。

以上の局所熱伝達率分布形状は基本的には H により変化するが、同時に流速の変化によっても変化する。一例として $H=40$ mm の結果を図5に示す。極大値①の顕在化ならびに波形前面における分布形状の変化しているようすがわかる。

3.4 最大熱伝達率 一般に再付着点熱伝達率の整理には代表速度、代表長さとしてはく離速度、再付着点距離が用いられる⁽¹⁰⁾。波面の最大圧力を与える位置(図2参照)および最大熱伝達率 h_{max} を与える位置(図4、および図12参照)はいずれも H によりあまり

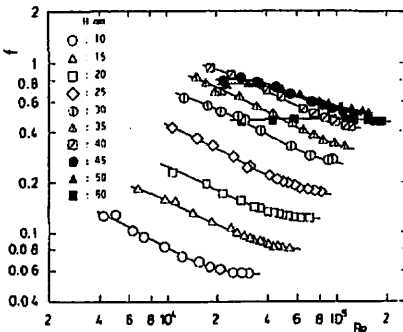


図3 f-Re線図

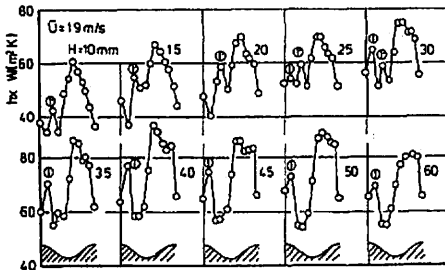


図4 流路幅 H による局所熱伝達率分布の変化

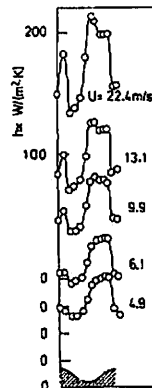


図5 流速による局所熱伝達率分布

変化せずほぼ $x \sim 0.6P$ の波形前面で生ずる。一方はく離速度は測定してないが H に依存するであろうことは H がフローパターン変化の主因子であることを述べた 3・1 節の考察から推測される。代表長さに P をとり最大ヌッセルト数 Nu_{max} とレイノルズ数 Re_m との相関を図 6 に示す。ここで、

$$Nu_{max} = h_{max} P / k, \quad Re_m = \bar{U} \cdot P / \nu \dots\dots\dots (3)$$

k は空気の熱伝導率である。比較を簡明にするため代表的な H をパラメータに選んだ。図 6 中に示したように $Nu_{max} = C \cdot Re_m^{0.6}$ で相関されることがわかる。これより $35 \text{ mm} \leq H \leq 50 \text{ mm}$ では若干の差はあるもののほとんど一致し、かつ最も大きな値をとる。なお各 H に対する C の値を図 6 中に示す。上述のことから $35 \text{ mm} \leq H \leq 50 \text{ mm}$ ($2.29 \leq P/H \leq 1.6$) ではく離速度は最大になるものと予想される。

3・5 平均ヌッセルト数 局所熱伝達率を波形面に沿って平均し、1 ピッチ当たりの平均熱伝達率 \bar{h} を求めた。平均ヌッセルト数を

$$\bar{Nu} = \bar{h} \cdot 2H / k \dots\dots\dots (4)$$

で定義する。 \bar{Nu} と Re の関係を図 7 に示す。図 7 中に

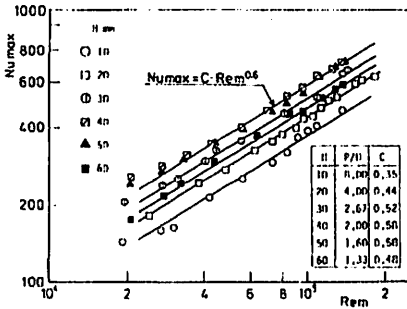


図 6 H による最大ヌッセルト数

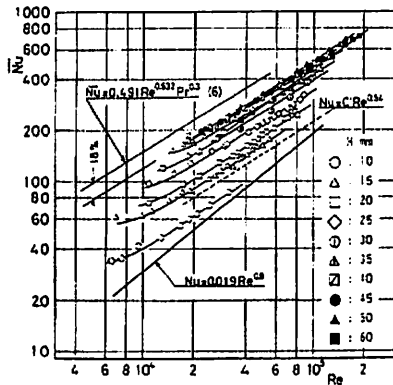


図 7 平均ヌッセルト数

は直線平行流路の結果⁽¹¹⁾(なお波形流路と同一のアスペクト比をもつ $H=20, 40, 60 \text{ mm}$ でえられた結果も良い一致をした) も示した。

\bar{Nu} の H による変化は前述の f , Nu_{max} と同様 H とともに増大し、 $H=40 \sim 50 \text{ mm}$ で最大となり、 $H=60 \text{ mm}$ では減少する。低 Re 域を除くと $\bar{Nu} = C Re^{0.44}$, ($H < 50 \text{ mm}$) で整理できる。 Nu_{max} の場合のべき指数よりは大きい、また $H \geq 50 \text{ mm}$ では H とともにべき指数は大きくなり、 $H=60 \text{ mm}$ では 0.7 乗となる。いずれにしても平滑流路での 0.8 乗より低い。これは波形流路ではく離・再付着を伴うからである。なお 0.7 乗はタービュレンスプロモータを壁面近傍に設置した直線流路の著者らの結果⁽¹²⁾と同じである。図 7 中には $\theta=30^\circ$ の三角形波面 (図 1 参照) の Sparrow らの整理式⁽⁶⁾ ($P/H_c = 2.76$ の結果) を示す。また Sparrow ら⁽⁷⁾は頂部に丸みをつけた場合の結果も示しており、18% 小さい値となる。これによれば Sparrow の結果は本実験の $H=40 \text{ mm}$ ($P/H_c = 2.22$) にほぼ一致する。

さらに局所熱伝達率分布が流速により影響をうけることを述べた。そこで図 7 より代表的な Re をパラメータにとり \bar{Nu} と $P/2H$ の関係を求めると図 8 となる。 \bar{Nu} は $P/2H$ の減少とともに増大し、低 Re の $1.5 \times 10^4, 3.0 \times 10^4$ の場合 $P/2H \approx 1.0$ ($H \approx 40 \text{ mm}$) で、また高 Re の $6.0 \times 10^4, 9.0 \times 10^4$ の場合 $P/2H \approx 0.8$ ($H \approx 50 \text{ mm}$) で最大となる。これは h_x 分布が流速の増大につれ、より大きな H における分布になる傾向と対応している。ただ \bar{Nu} の最大値近傍の $P/2H$ による変化は顕著なものではないので、 Re に無関係に、 \bar{Nu} の最大値は $P/H = 2.0 \sim 1.6$ ($H = 40 \sim 50 \text{ mm}$) として良い。

3・6 熱的性能比 3・5 節で述べたように、 \bar{Nu} の

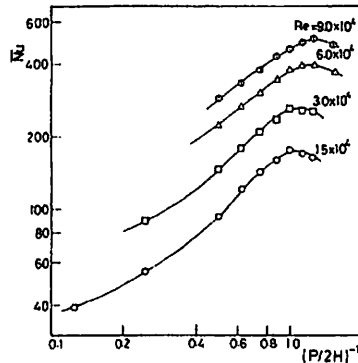


図 8 平均ヌッセルト数におよぼす $P/2H$ の影響

最大値は $P/H=2.0\sim 1.6$ でえられた。これは直線平行流路の値に比べ、例えば $Re=4\times 10^4$ でほぼ3倍の値である(図7参照)。しかし波形流路では Δp も増加している。また波形流路における最適幅の検討にあたっては熱的性能評価を行う必要がある。ここではポンプ動力を等しくする条件から行う。

流路単位スパンあたり、流れ方向1ピッチについてのポンプ動力 P.P. は、代表長 $2H$ を用いると

$$P.P. = \frac{f^2}{2\rho} f^{1/3} Re^2 / (2H)^3 \dots\dots\dots (5)$$

で表される。

いま同一流路幅 H に対して直線流路の平均熱伝達率 \bar{h}_0 と波形流路の \bar{h} との増加比

$$\eta = \bar{h}/\bar{h}_0 \dots\dots\dots (6)$$

の比較を行う。図3, 7より η を求め、 $f^{1/3} Re$ に対して整理した結果を図9に示す。一般に各 H に対して低い $f^{1/3} Re$ 域で高い η の値 ($\eta \approx 1.5$) がえられ、 $f^{1/3} Re$ の増加とともに η の値が減少する傾向を示す。以上波形流路は直線流路に比べ各 H に対して高い η を示し、その有効性が示されたがつぎに波形流路自体の最適幅の検討を行う。

いま代表流路幅に対し添字 *ref* をつけて表すとすれば P.P. 一定条件より

$$f^{1/3} Re(H_{ref}/H) = (f^{1/3} Re)_{ref} \dots\dots\dots (7)$$

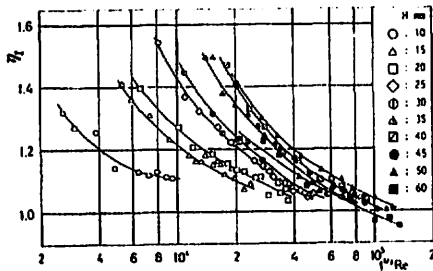


図9 $\eta-Re$ 線図(直線流路との比較)

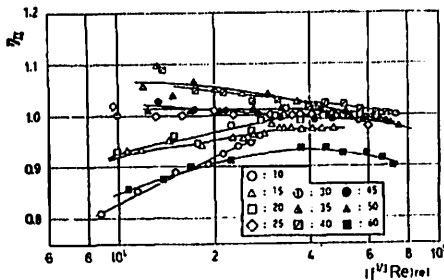


図10 熱的性能比に対する H の相対評価

一方代表流路幅に対する \bar{h} を \bar{h}_{ref} として、熱伝達率増加比 η_{II}

$$\eta_{II} = \bar{h}/\bar{h}_{ref} \dots\dots\dots (8)$$

の比較を行う。代表幅として $H=30$ mm を選び、 η_{II} を $(f^{1/3} Re)_{ref}$ に対して示したものが図10である。熱的性能の相対評価の一般特性として低 $(f^{1/3} Re)_{ref}$ 域では H による η_{II} の変化には明らかな有意性が認められる。一方高 $(f^{1/3} Re)_{ref}$ 域では $H=10, 60$ mm の場合を除けば有意性はなくなる傾向にあることがわかる。実験の対象範囲 ($10^4 \leq f^{1/3} Re \leq 7 \times 10^4$) にわたり η_{II} の最大値を与える、いわゆる最適流路幅は $H=35, 40$ mm ($P/H=2.29\sim 2.0$) でえられ、さきの \bar{Nu} の最大値を与える $H=40, 50$ mm ($P/H=2.0\sim 1.6$) とは必ずしも一致しないことが注目される。以上一般特性を前提とした熱的性能比、および \bar{Nu} の両者に対し最大となる $H=40$ mm、すなわち $P/H=2.0$ が総合的にみて最適流路幅といえよう。なお三角状波形流路について、Sparrow ら⁽⁶⁾ は2種類の H ($P/H=2.76, 4.0$) に対する性能評価から明確な優位を示すほどの差はないと結論しているが、本研究の正弦状流路 ($1.33 \leq P/H \leq 8.0$) では必ずしも妥当ではないようである。

3.7 フローパターン 定性的に波形流路内の流れのようすを知るために $Re=2\times 10^3$ (空気流よりかなり低い値) で、フルオレセインをトレーサとしてえられた水流脈写真を図11に示す。これは主流コア部が波形状と位相差をもって蛇行している代表的パターンで、 $H=40$ mm に対するものである。

つぎに波形面近傍の流れを知るため油膜法により可視化した $H=40$ mm の場合の流跡パターン ($Re=1.25\times 10^3$) を図12(a)に示す。油膜法では低速の場合、明確なパターンがえられないので、局所熱伝達率分布(図12(b))との比較はこの高 Re の場合にのみ行う。流跡パターンは波形面が垂直であるため重力の影響を受けている。しかしこれが流跡の解釈に有利となる利点もある。第1ははく離点直下流に油膜の集中が起こり流れを乱す恐れがない。図12(a)にみられる白い帯は集中した油が流下したことによるものである。はく離点は明らかに頂部で生じている。第2に表面せん断



図11 水流脈パターン ($Re=2\times 10^3$)

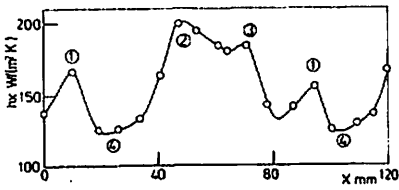
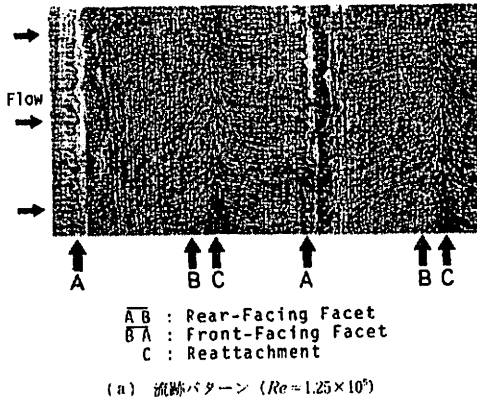


図12 油膜流跡パターンと局所熱伝達率分布との比較 ($H=40$ mm)

応力の強弱の判別ができる。はく離点に向かって波形前面で流跡はほぼ水平であるが、波形後面での流跡は左下方に湾曲している。そしてよどみ点近傍では分岐して流出する油膜が重力の影響を受け杉あや模様のパターンを示し、再付着点位置を明確に識別できる。

つぎに図12(b)との比較を行う。同じく $H=40$ mmの結果である。第1の極小値ははく離点に対応する。第2の極小値④は逆流の境界層が厚くなるためである。一方極大値①は逆流の終端部近傍に位置する。ここでは流跡は判然としないが、白い帯の直下流ではスパン方向にランダムなパターンがみられる。これらをあわせ考えると恐らく流れは壁面に沿うのではなく、はく離せん断層と強い干渉を起こし、壁面から立ち上がっているものと推測される。これが壁面からの乱流輸送効率を高めているものと考えられる。極大値②は再付着による。なお再付着線は軸方向距離 $x=0.6P$ の位置にある。極大値③は波形前面のはく離点直前でえられる。これは主流コア部がこの近傍に最接するための加速効果による。したがって主流コア部の蛇

行の位相のずれが小さい。すなわち H が小さい場合あるいは大きい場合には③は発生しない。

4. 結 論

熱的性能の高い観点にもとづく波形流路の最適値のための基礎研究として、三角形状波形流路の折れ曲がり角度に相当する角度が $\theta=26^\circ$ である $W/P=0.25$ の正弦状波形流路について、比較的高い 10^4 オータの Re の範囲で最適流路幅の検討を行うと同時にその流力ならびに伝熱機構について考察を行った。えられた結果を要約すればつぎのとおりである。

(1) H は流力的には主流コア部の流れと波面形状との間の位相差と関連し、フローパターンは三つに大別される。その境界はほぼ $P/H \sim 3.0$, $P/H \sim 1.5$ である。

(2) 再付着点は $x \sim 0.6P$ で生じ、 H にはほぼ無関係であり、 H は波面頂部におけるはく離せん断速度、したがって伝熱的には再付着点における h_{max} を規定する主因子であることが示唆された。

(3) \overline{Nu} の最大値を与える $P/H=2.0 \sim 1.6$ と η_n の最大値を与える $P/H=2.29 \sim 2.0$ とは必ずしも一致しない。

(4) 熱的性能の相対評価から $f^{1/3} Re=10^4 \sim 4 \times 10^4$ の範囲にわたり、 H による η_n の変化には明らかな有意性が認められ、結論(3)と併せ考えると最適流路幅は $P/H=2.0$ である。

文 献

- (1) 泉・ほか2名, 機論, 47-416, B (昭56), 657.
- (2) 泉・ほか3名, 機論, 48-434, B (昭57), 1994.
- (3) 泉・ほか2名, 機論, 48-435, B (昭57), 2245.
- (4) 泉・ほか3名, 第19回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭57-5), 1.
- (5) 天野・ほか3名, 第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭61-5), 352.
- (6) Sparrow, E. M. and Comb, J. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 26-7 (1983), 993.
- (7) Sparrow, E. M. and Hossfeld, L. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 27-10 (1984), 1715.
- (8) 千葉・ほか3名, 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭61-5), 58.
- (9) 検和田・ほか2名, 機論, 49-445, B (昭58), 1895.
- (10) 太田・西山, 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭59-5), 112.
- (11) 親川・馬淵, 機論, 47-414, B (昭56), 308.
- (12) 親川・ほか2名, 機論, 52-474, B (昭61), 860.