中間 Re 数域における正弦波状管内の流動と物質移動特性*西村 龍夫^{*1}, 卞 永 寧^{*2}
国次 公 司^{*1}, Alexandru M. MOREGA^{*3}Fluid Flow and Mass Transfer in a Sinusoidal Wavy-Walled
Tube at Moderate Reynolds NumbersTatsuo NISHIMURA^{*4}, Yongning BIAN,
Koji KUNITSUGU and Alexandru M. MOREGA^{*4} Yamaguchi University, Dept. of Mechanical Engineering,
2-16-1 Tokiwadai, Ube-shi, Yamaguchi, 755-8611 Japan

Fluid flow and mass transfer characteristics in an axisymmetric sinusoidal wavy-walled tube are investigated experimentally in the Reynolds number range from 50 to 1 000. The attention is paid to the transitional flow, which is observed in the Reynolds number range of 160 to 200. In the laminar flow regime wall shear stress and mass transfer rate increase with the slope of 1 and 1/3, respectively, whereas in the turbulent flow regime they increase with the slope of 3/2 and 3/5, respectively. In the transitional flow regime they increase dramatically with a sharp slope. It is found that lamiar-like motion and turbulent-like motion alternatively take place with different time intervals in this flow regime. This is quite different from the flow instability for the wavy-walled channel, in which the Tollmien-Schlichting waves are observed. The flow instability in the wavy-walled tube is considered to be responsible for a significant increment of the wall shear stress and mass transfer rate in the transitional flow regime.

Key Words: Mass Transfer, Fluid Mechanics, Wavy-Walled Tube, Flow Transition, Flow Visualization, Electrochemical Method

1. 緒 言

小形熱交換器, 触媒反応器, バイオリアクタなどの高性能化が求められ, 中間レイノルズ数域においてはく離, 再付着流れの非定常性を利用して流体混合, 熱および物質移動を促進させようとする研究が実験ならびに数値計算によって行われている^{(1)~(6)}. これらの多くは長方形断面を有する二次元的な流路で検討されてきた. 特に, くぼみ付き流路は詳細に調査され, 流れの遷移はトルーミン・シュリヒティング波(以後T-S波と呼ぶ)と呼ばれる進行波の発生によって始まり, 自律振動流が維持されることが数値計算⁽⁷⁾と実験⁽⁸⁾によって示されている. さらに, 自律振動流の振動数に相当する流体振動を外部より強制的に付加することによって, 自律振動流が始まる前のレイノルズ数でも高い熱および物質移動促進が得られることがわかっている^{(9)~(11)}. この現象は共鳴移動促進と呼ばれ, 定常流における流れの不安定性が強制的に振動を加えた脈動流にも強い影響を与えることを意味している. した

がって, 流れの不安定性は熱および物質移動促進を考えるうえで重要である.

これらの研究が契機となり, いくつかのはく離を伴う二次元的流路において流れの不安定性や熱および物質移動の特性が主として数値計算によって検討されている^{(12)~(16)}. その結果, いずれの流路でもT-S波が存在し, 移動係数を増進させることが確認されている. 同様に円形断面を有する軸対称管にも研究が拡大され, 波状管では数値計算によって自律振動流が得られている⁽¹⁷⁾. また, 実験によって波状管の物質移動が検討され, 波状流路と同様に流れの遷移後, 著しい移動促進効果が得られることがわかっている⁽¹⁸⁾. しかしながら, 二次元流路で実験的に確認されているT-S波の存在は, 軸対称管では定常層流域でしか実験⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾が行われていないため不明である. 上述したように流れの不安定性の把握は定常流だけでなく脈動流を研究対象とした場合にも必要である. ところで, はく離を伴わない平行平板流路や直管の流れの不安定性については詳しく調べられている. 平行平板流路ではT-S波による流れの遷移が知られている⁽²¹⁾⁽²²⁾. これに対して, 直管ではT-S波は実験的に観察されず, いきなり乱流領域が層流領域の中に発生する遷移を示し⁽²³⁾, 最近では数値計算によって乱流領域であるパフ

* 原稿受付 2001年11月16日.

^{*1} 正員, 山口大学工学部(〒755-8611 宇部市常盤台2-16-1).^{*2} 山口大学大学院.^{*3} ブカレスト理工大学.

E-mail: tnishimu@po.cc.yamaguchi-u.ac.jp

やスラグの特性も明らかにされつつある⁽²⁴⁾。これらの結果と併せて考えれば、波状管と波状流路の流れの不安定性は相違する可能性があり、熱および物質移動特性も異なると思われる。

そこで、本研究では以前に行った正弦波状流路の研究⁽²⁵⁾を踏まえ、同一幾何形状の波状管の流動と物質移動特性を流れの遷移域を中心として実験的に検討した。

2. 実験装置および方法

図1は実験装置の概要を示す。流体はポンプによって助走区間を経て試験部に供給され、貯水タンク内の熱交換器によって流体温度は一定に保たれる。試験部は13個の波状セクションを有する正弦波状管である。波状管の幾何形状は波長 $\lambda=14$ mm, 最大直径 $D_{\max}=10$ mm, 最小直径 $D_{\min}=3$ mmであり、前報⁽²⁵⁾の正弦波状流路と同一である。レイノルズ数 Re は最大直径 $D_{\max}$ とその断面平均速度 $\bar{u}$ を基準とし、次式のように定義される。

Fig. 1 Flow system and details of test section

(a) Mass transfer

(b) Wall shear stress

Fig. 2 Measurement systems of electrochemical method

$$Re = \rho \bar{u} D_{\max} / \mu \quad (1)$$

ここで、 ρ および μ はそれぞれ作動流体の密度および粘度である。レイノルズ数範囲は流れの遷移域を考慮して、50~1000とした。

流れの可視化には、水を作動流体として、アルミニウム粉法、電解沈殿法、水素気泡法および染料注入法などいくつかの手法を用いたが、流れの遷移に対して波状管ではアルミニウム粉法が最適であった。速度分布の測定には一次元光ファイバ式レーザドップラー流速計を使用し、粒子トレーサとして、マイクロ粒子が懸濁されている修正液を作動流体に微量添加した。

物質移動係数の測定には電極反応法⁽²⁶⁾を用いた。この手法は電解溶液を作動流体とし、電解溶液中のイオンの壁面電極への拡散速度を測定するものである。本研究では次式で表される反応系を用いた。

図2(a)は電極の配置および測定回路を示す。本研究では9番めの波状セクションをニッケル製陰極とし、6番めと12番めの波状セクションおよび試験部の入口と出口部分をニッケル製陽極とした。これは物質移動速度が陰極での拡散抵抗のみで支配されるようにするためである。なお、この電気化学反応系におけるシュミット数 Sc は1000のオーダーであり、熱と物質移動の相似性を仮定すれば、高いプラントル数の伝熱に対応する。シャーウッド数 Sh と拡散電流 i_d の関係は次式のように与えられる。

$$Sh = i_d D_{\max} / (F C_b A D) \quad (4)$$

ここで、 F はファラデー定数、 C_b は電解溶液の濃度、 A は陰極の表面積、 D は拡散係数である。

さらに、壁面せん断応力も電極反応法によって測定した。この方法は時間変動値も計測できるので、定常流から非定常流への遷移過程の検討に利用でき、くぼみ付き流路⁽²⁷⁾や円柱群⁽²⁸⁾の自律振動流の振動解析に使用されている。図2(b)は電極の配置を示す。陰極は0.5 mmの白金線であり、8番めと9番めの波状セクション間の最小流路断面の上下に設置されている。壁面せん断応力 τ_w と拡散電流 i_d の関係は次式のように与えられる。

$$\tau_w = 3.55 \times 10^{-15} \mu i_d^3 / (C_b^3 d^5 D^2) \quad [\text{N/m}^2] \quad (5)$$

ここで、 d は陰極の直径である。

本研究で用いた電解溶液は、1モルの水酸化ナトリウムと0.01モルのフェリシアン化カリウムとフェロシアン化カリウム水溶液からなり、シュミット数は温

度 25°C で 1570 である。

3. 実験結果および考察

3.1 流動特性 図3は試験部の入口と出口に設けた圧力タップよりU字管マンノメータによって測定した無次元圧力損失 f とレイノルズ数 Re の関係を示す。 f は次式で定義される。

$$f = \frac{1}{4} \frac{D_{\max}}{L} \frac{\Delta P}{\rho \bar{u}^2 / 2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 L は波状管の全長、 ΔP は圧力差である。 $Re < 160$ では f はレイノルズ数の1乗に反比例し、 $Re > 200$ ではレイノルズ数にほとんど依存せず、一定である。図3に併示された破線は直管の結果であり、それと比較すれば、波状管は直管に比べて圧力損失はかなり大きい。これは後述するように、最大流路断面において循環渦が形成されるためである。 f とレイノルズ数の関係から層流域は $Re < 160$ 、乱流域は $Re > 200$ 、 $160 < Re < 200$ が遷移域と推察される。

Fig. 3 Relationship between overall friction factor and Reynolds number

Fig. 4 Flow patterns in different wave sections at $Re = 171$

次にこのことを確認するため流れの可視化を実施した。図4は $Re = 171$ における各波状セクションのアルミニウム粉法による可視化写真を示す。いずれの波状セクションでも最大流路断面部に循環渦が観察される。3番めと5番めの波状セクションではこれらの渦は時間的に変化しないが、7番めと9番めの波状セクションでは非定常挙動を示し、中心軸に位置する主流領域と壁面側に位置する循環渦領域において流体交換が行われることがわかる。ビデオカメラによる観察より、 $160 < Re < 200$ の範囲における他のレイノルズ数でも、7番めより下流の波状セクションではほぼ同様の流れ挙動を示すことが定性的であるが確認された。そこで、以後は9番めの波状セクションの流れ挙動に注目することにする。図5はレイノルズ数を変化させた場合の可視化写真を示す。 $Re = 79$ では循環渦は定常状態を維持し、 $Re = 237$ では非定常挙動を呈する。これに対して、 $Re = 171$ では後に詳述するが、層流的な流れと乱流的な流れが交互に出現することが見いだされた。この挙動は波状流路の遷移⁽¹³⁾とは異なり、 $160 < Re < 200$ の範囲で観察された。したがって、可視化の結果は図3の圧力損失の挙動とほぼ対応して

Fig. 5 Flow patterns in the 9th wave section at different Reynolds numbers

Fig. 6 Streamline patterns for $Re = 10, 52, 79$ and 158 in the 9th wave section

いる。

定常流が維持されるレイノルズ数域 ($Re < 160$) がわかったので、試験部全体を解析域として定常流の数値シミュレーションを実施した。その詳細は前報⁽²⁹⁾で述べているので、ここでは9番めの波状セクションの数値計算結果を例示する。なお、数値計算でも9番めの流れは完全発達している。図6はいくつかのレイノルズ数の流れパターンを示す。レイノルズ数の増加とともに循環渦領域は拡大され、渦中心も下流へ移行している。ただし、 $Re > 50$ では循環渦領域はほとんど変化しない。 $Re = 79$ の流れと図5の可視化写真と比較すれば、循環渦の大きさや渦中心はおおよそ一致している。波状流路の数値計算結果⁽²⁵⁾と比較すれば、波状管のほうがより低いレイノルズ数で乱流が発生することがわかる。これは波状管では主流に垂直な方向すなわち半径方向に流路断面が大きくなり、速度が低下するためである。

さらに定量的な流れの評価を行うため、循環渦が位

Fig. 7 Axial velocity profiles in the maximum circular cross section

Fig. 8 Wall shear stress in the minimum circular cross section vs Reynolds number

置する最大流路断面の時間平均速度分布をレーザドップラー流速計によって測定した。その結果を図7に示す。横軸は軸方向の最大速度 $U_{\max}$ を基準する無次元軸方向速度であり、縦軸は最大半径 $R_{\max}$ を基準する無次元半径である。 $-0.3 < r/R_{\max} < 0.3$ の主流領域では流れが定常から非定常へ遷移しても速度分布形はほとんど変化しないことがわかる。これは図5に示されたように循環渦の大きさが変わらないことが理由の一つと思われる。図7に併示された破線は $Re = 146$ の数値計算結果であり、おおむね実験値と一致している。循環渦域の壁面近傍で両者には差が見られるが、これは測定の誤差によるものである。最小流路断面でははく離を伴わないため、速度よりも壁面せん断応力のほうが流れの特徴を得やすい。図8は最小流路断面の時間平均壁面せん断応力とレイノルズ数の関係を示す。壁面せん断応力は破線で示された同一の最小流路断面を有する直管の結果よりもかなり大きく、 $Re < 160$ の層流域では実験と数値計算は良好に一致する。すなわち、壁面近傍での流れの増速効果が現れていることがわかる。また、流れの遷移域である $160 < Re < 200$ では、壁面せん断応力の急激な増加が認められ、乱流域における壁面せん断応力のレイノルズ数の依存性は層流域に比べて大きくなる ($\tau_w \propto Re^{3/2}$)。

3・2 物質移動特性 図9は9番めの波状セクション全体を物質移動面とした場合のシャーウッド数とレイノルズ数の関係を示す。シャーウッド数の代表長さは $D_{\max}$ としている。図9には参考のため直管の結果⁽³⁰⁾も破線で併示した。いずれの領域においても波状管のシャーウッド数は直管の結果より大きく、層流域ではレイノルズ数の1/3乗に比例し、乱流域では3/5乗に比例している。また、遷移域では急激なシャーウッド数増加が認められる。前報の波状流路の結

Fig. 9 Sherwood number vs Reynolds number

Fig. 10 Comparison of mass transfer results between wavy-walled tube and channel

Fig. 11 Time variation of two wall shear stresses for different Reynolds numbers

果⁽²⁾⁽²⁵⁾と比較するため、代表長さを管の平均直径 D_{av} としてシャーウッド数およびレイノルズ数を定義し直した結果を図 10 に示す。ここで、 Re_c は流れの遷移に対応するレイノルズ数である。層流域では波状管のシャーウッド数は波状流路のそれより小さく、直管と同程度であるが、流れが遷移すると急激に増加し、波状流路の値とほぼ等しくなる。また、流れの遷移域に着目すれば、波状流路ではシャーウッド数は徐々に増加するのに対して、波状管では急激な増加が見られ、流れの遷移の性質が両者で異なることが予想される。

3・3 流れの遷移の特性 上述した壁面せん断応

Fig. 12 Sequential flow patterns at $Re=180$

力や物質移動特性から流れの遷移域は $Re=160\sim 200$ の範囲であることがわかった。そこで、さらに波状管の遷移の特性をとらえるため、壁面せん断応力測定用電極から得た信号波形を調べた。図 11 は最小流路断面における上下 2 本の電極信号を示す。層流域の $Re=148$ では、多少ノイズが含まれているが、両信号とも時間的な壁面せん断応力変動は観察されない。乱流域の $Re=247$ では著しい変動が認められ、両信号間で位相差があり、流れは軸対称性を保持していないことがわかる。一方、遷移域の $Re=180$ では高い値を示す信号と低い値を示す信号が交互に出現しており、しかも両信号の波形は同位相である。従来、波状流路では T-S 波が出現することが数値計算で予測され^{(12)~(15)}、また著者らが別途行った可視化実験でも流れが遷移すると流脈線が正弦波状に変形することを確認しており、波状流路の流れの遷移域では自律的な周期振動が生じる。したがって、図 11 の結果は波状流路から予想されるものとはまったく異なる。一方、直管の遷移域については緒言で述べたように、乱流領域

が層流領域の中に突発的に発生する遷移を示すことが実験的に知られており⁽²³⁾、最近では Shan ら⁽²⁴⁾の直接数値計算によって、乱流領域であるパフやスラグの特性が明らかにされ、壁面せん断応力の時間変動も予測されている。彼らの壁面せん断応力変動の計算結果と本研究の実験結果を比較すれば、スラグが間欠的に出現する場合と類似している。この点を考慮すれば、図 11(c) に示されるように、波状管の遷移域では層流的流れと乱流的流れが交互に出現すると予想される。

このことを確認するため、モータドライブカメラを用いて、 $Re=180$ の流れを連続的に撮影した。図 12 はその一例であり、2 s の流れ変化を示す。予想どおり、層流的流れと乱流的流れが同一レイノルズ数で存在している。また、層流的流れから乱流的流れへ変化する場合、最大流路断面部の主流と循環渦の境であるはく離せん断層が最初に不安定となり、その後最小流路断面部も不安定となる。逆に乱流的流れから層流的流れへ変化する場合、最小流路断面部が最初に安定となり、その後最大流路断面部が安定となる。このような流動状態は $160 < Re < 200$ の遷移域で観察された。したがって、流れの遷移は直管とまったく同一ではないが、はく離せん断層の不安定性がトリガとなって起こる突発的な遷移が波状管の特徴である。この突発的な遷移が図 10 に示されるように、波状流路と異なり、波状管では物質移動の急増を導くものと考えられる。

4. 結 言

波状管における流動および物質移動特性を流れの遷移域を中心として実験的に検討し、次のような知見を得た。

(1) 本波状流路では $Re=160\sim 200$ の範囲で流れの遷移が生じ、最大流路断面の壁面せん断応力は急増する。また、壁面せん断応力は層流域および乱流域ではそれぞれレイノルズ数の 1 乗および $3/2$ 乗に比例する。

(2) 物質移動も同様に流れの遷移域で急増し、層流域および乱流域ではそれぞれレイノルズ数の $1/3$ 乗および $3/5$ 乗に比例する。

(3) 波状管の流れの遷移は波状流路で知られている T-S 波による自律振動が発生する遷移とはまったく異なり、はく離せん断層の不安定性をトリガとして乱流領域が層流領域中に突発的に発生するものである。この突発的な遷移が壁面せん断応力や物質移動を

急増させる原因と考えられる。

文 献

- (1) Millward, H. R., ほか 2 名, *Chem. Eng. J.*, **62** (1996), 175-181.
- (2) Nishimura, T., ほか 3 名, *J. Chem. Eng. Jpn.*, **18** (1985), 550-555.
- (3) 西村龍夫, 機論, **61-583**, B (1995), 1041-1047.
- (4) Patera, A. T. and Mikic, B. B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **29** (1986), 1127-1138.
- (5) Lee, B. S., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **42** (1999), 2571-2581.
- (6) Mackley, M. R. and Stonestreet, P., *Chem. Eng. Sci.*, **50** (1995), 2211-2224.
- (7) Ghaddar, N. K., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, **163** (1986), 99-127.
- (8) Nishimura, T. and Kunitsugu, K., *Exp. Fluids*, **31** (2001), 34-44.
- (9) Ghaddar, N. K., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, **168** (1986), 541-567.
- (10) Nishimura, T., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **43** (2000), 2365-2374.
- (11) 西村龍夫・ほか 2 名, 機論, **66-652**, B (2000), 3056-3062.
- (12) Wang, G. and Vanka, S. P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **38** (1995), 3219-3230.
- (13) Guzman, A. M. and Amon, C. H., *J. Fluid Mech.*, **321** (1996), 25-57.
- (14) Blancher, S., ほか 2 名, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **19** (1998), 39-48.
- (15) Stone, K. and Vanka, S. P., *J. Fluids Eng.*, **121** (1999), 713-719.
- (16) Roberts, E. P. L., *J. Fluid Mech.*, **260** (1994), 185-209.
- (17) Lahbabi, A. and Chang, H. C., *Chem. Eng. Sci.*, **41** (1986), 2487-2505.
- (18) Russ, G. and Beer, H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **40** (1997), 1061-1070.
- (19) Deiber, J. A. and Schowalter, W. R., *AIChE J.*, **25** (1979), 638-644.
- (20) Ralph, M. E., *J. Fluids Eng.*, **109** (1987), 255-261.
- (21) Orszag, S. A., *J. Fluid Mech.*, **50** (1971), 689-703.
- (22) Nishioka, M., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **72** (1975), 731-751.
- (23) Wygnanski, I. J. and Champagne, F. H., *J. Fluid Mech.*, **59** (1973), 281-335.
- (24) Shan, H., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, **387** (1999), 39-60.
- (25) Nishimura, T., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **33** (1990), 835-845.
- (26) Mizushima, T., *The Electrochemical Method in Transport Phenomena, Advances Heat Transf.* (1971), 7, 87-159, Academic Press Inc., New York and London.
- (27) 西村龍夫・ほか 2 名, 機論, **63-609**, B (1997), 1707-1712.
- (28) Nishimura, T., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **36** (1993), 553-563.
- (29) Morega, Al. M., ほか 3 名, *Proc. 2nd Southeastern Europe FLUENT Users Group Meeting, Bucharest*, (2001), 1-11.
- (30) Grassmann, P. P. and Tuma, M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **22** (1979), 799-804.