二次元屈折管における流動および熱伝達*

(第1報, 実験および解析)

山下博史**, 泉亮太郎***
柳田玄一郎**, 水野貴司****

Fluid Flow and Heat Transfer in a Two-Dimensional Miter-Bend (1st Report: Experiments and Analyses)

by Hiroshi YAMASHITA, Ryotaro IZUMI,
Genichiro KUSHIDA, and Takashi MIZUMO

Fluid flow and heat transfer in a two-dimensional miter-bend have been examined in connection with a corrugated wall channel as a means of augmenting a forced-convection heat transfer with a single-phase flow in a heat exchanger. Pressure losses, distributions of mean velocity and velocity fluctuation, streaklines, power spectra of velocity fluctuation and local Nusselt number distributions were obtained by the present experiments. The local Nusselt number distributions were also compared with those of numerical analysis. It is shown that the effect of heat transfer augmentation is remarkable for Reynolds number of the order of 2000, where the laminar flow is maintained in the straight tube.

Key Words: Convective Heat Transfer, Experiment, Numerical Analysis, Miter-Bend, Velocity Fluctuation, Streakline, Power Spectrum, Strouhal Number, Local Nusselt Number

1. 緒 言

著者らは熱交換器における单相強制対流場での高性能伝熱促進法としての波形流路について、無限平行平板間流路のモデルによる解析および実験を行い、系統的な研究を行ってきた^{(1)~(5)}。しかし、流路内の流動および熱伝達の機構については必ずしも十分な説明ができていない。そこで、本報では、波形流路の最も基本的な要素としての屈折管に立ち戻って、さらに詳

細に、実験的および解析的な検討を行った。

実験では、圧力、流脈線および局所ヌセルト数分布に加え、既報⁽²⁾⁽³⁾では測定しなかった流路内の平均速度、速度変動の強度とスペクトルについても調べた。一方、理論解析では、既報⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾で用いた差分法により、層流および乱流について計算を行った。

記 号

f : 変動の周波数
H : 流路幅
h : 熱伝達率
k : 乱流エネルギー
l : 乱流特性距離
L_c : 流路の凹部の角
Nu : ヌセルト数
p : 圧力
q : 熱流束
Re : レイノルズ数

* 昭和59年10月17日 第62期全国大会講演会において講演, 原稿受付 昭和60年8月2日。

** 正員, 名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

*** 正員, 元名古屋大学工学部 (〒432 浜松市富塚町1222-128)。

**** 三菱重工業 (〒453 名古屋市中村区岩塚町高道1)。

R_v : 流路の凸部の角
 St : ストローハル数
 u : 速度
 x, y : 流れ方向および流路幅方向の座標
 ε : 乱流散逸
 ζ : 圧力損失係数
 θ : 温度
 λ : 熱伝導率あるいは管摩擦係数
 ν : 動粘度
 ρ : 密度
 添字
 b : バルク
 in : 入口
 m : 流路断面内平均
 max : 極大値
 w : 壁面
 x : 局所
 ∞ : 漸近値
 $-$: 平均
 $'$: 変動

2. 実験および計算方法

本報では、直角に一度だけ折れ曲がる二次元的な屈折管を取り扱う。流れ方向に向かって左側および右側の壁面を左壁および右壁と呼び、折れ曲がり部の凹および凸の角を L および R_v で表す。座標系は角 R_v を原点とし、流れ方向へ x 軸、流路幅方向へ y 軸とする。また、レイノルズ数 Re および ヌセルト数 Nu における代表長さとしては流路幅の2倍 $2H$ を用いる。

実験では、既報⁽²⁾⁽³⁾で用いた装置を改良し、流路は高さ 150mm 、幅 $H=20\text{mm}$ でアスペクト比 7.5 の長方形断面とし、折れ曲がり部を整流部の下流 2m の位置とした。圧力、速度および熱伝達の測定では、常温常圧の空気を用いた。圧力は流路の上下壁面の幅方向にあけた静圧孔により精密微差圧計を用いて測定した。速度は熱線風速計と I 形あるいは L 形のプローブを用いて測定し、その信号を実効値計あるいは FFT 周波数分析器により処理した。伝熱面は $30\mu\text{m}$ 厚のステンレス鋼箔を通電加熱したものを用い、折れ曲がり部上流 $5H$ を加熱開始点とした。伝熱面温度は箔に接した直径 $100\mu\text{m}$ の C-C 熱電対により測定した。流動の可視化には別に作った流路により、水流中で染料のローダミン B を用い流脈線を観察した。

理論解析では、既報⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾で用いた二次元のう

ず度・流れ関数による差分法を適用し、定常の層流 $Re = u_m 2H / \nu < 4000$ および乱流 $Re = 36300$ ($k-k_l$ および $k-\varepsilon$ モデル) について数値計算を行った。ここで、 u_m は流路断面全体の平均速度、 ν は動粘度である。

3. 実験および計算の結果と考察

3・1 圧力損失 折れ曲がり前の流れが発達した区間での管摩擦係数 λ および折れ曲がりによる圧力損失係数 $\zeta = \Delta p / (1/2) \rho u_m^2$ とレイノルズ数の関係を図1および2に記号 $\bigcirc$ と実線で示す。ここで、 Δp は圧力の流れ方向分布より、折れ曲がりの影響の及んでいない十分上下流側の圧力差から直管における管摩擦損失を差し引いて求めた。図1の破線は層流あるいは乱流に対する Jones の式⁽⁵⁾によるものである。

3・2 平均速度および速度変動強度 平均速度 $\bar{u} / u_m$ および速度変動強度 $k / (1/2) u_m^2$ の分布を図3および4に示す。各図において、(a) には折れ曲がり前では層流である例として $Re=1820$ 、(b) には折れ曲がり前から乱流である例として $Re=36300$ の場合を示した。ここで、 k は乱流エネルギーと対応

図1 直管における管摩擦損失

図2 圧力損失係数とレイノルズ数の関係

させ $(3/2)\overline{u'^2}$ とした。 $\bar{u}$ および u' は流れ方向の成分であり、熱線風速計の出力をそのまま速度に換算して示してある。すなわち、角 R_v からその下流 $3H$ 程度までの間および角 L_v 。近傍のはく離域で、流れの向きが変わっている場合でも速度は正の値で表示されており、また、平均速度が小さい場合でも速度

図3 平均速度 $\bar{u}/u_m$ の分布 図4 速度変動強度 $k/(1/2)u_m^2$ の等高線

図5 流脈線の可視化写真

図6 速度変動のスペクトル ($Re=1820$)

図7 ストローハル数とレイノルズ数の関係

変動強度をそのまま表示している。したがって、このような領域での値は不正確であるが、流路全体における傾向に対する影響はあまりないと考えられる。また、流路幅方向の速度分布は L 形のプロープの向きを幅方向の中央で変えて測定したが、このため、とくに角 R_v からその下流 4 H 程度までの間で測定値に段差が生じている。しかし、この部分での平均速度の幅方向の変化は大きく、この段差による影響は小さい。また、速度変動強度に対する影響も小さいと考えられる。図 3 (a) と (b) を比較すると、折れ曲がりの効果は (a) の方が著しいことが分かる。とくに、(a) の場合には (b) に比べて、はく離域が大きく、流れの加速の程度も大きい。また、下流側での流れの回復も遅く、速度分布は角 R_v の下流 9 H では左右対称ではあるが台形的なものとなっており、角 R_v の下流 80 H 程度でようやく放物線分布に戻る。図 4 (a) および (b) からは、速度勾配の大きいせん断層での乱れの増大の様相などが分かり、速度変動強度が最大となる位置は、(a) では角 R_v の下流 3.5 H、(b) では角 R_v の下流 2.5 H である。また、加速流域では乱れの生成が抑えられている。下流の回復域では、変動強度は幅方向に一様化された後、流路中央部で減少し続け壁近傍に極大値を持つような分布となる。一方、既報⁽¹⁾⁽⁴⁾で示した層流あるいは乱流に対する解析結果と比較すると、全体的には同様な様相を示しているが、(a) では折れ曲がり後乱れが生じ、(b) では変動強度の最大となる位置がずれ、衝突点近傍で乱れが小さくなることなどが異なる。

3・3 流脈線 色素流脈法⁽¹⁰⁾による可視化写真の例を図 5 に示す。直管での遷移レイノルズ数は $Re=3000\sim4000$ であるが、屈折管では、 $Re>460$ で非定常的となる。すなわち、角 R_v 下流のせん断層において Kelvin-Helmholtz の不安定性に基づく渦列の放出により、流れがかく乱され、非定常的な変動が生じる。本研究では、このことを流れの非定常化と呼ぶことにする。屈折部下流の流れは、レイノルズ数が大きくなるとともに、定常状態から、上述の非定常状態を経て、乱流状態に遷移することになり、しだいに渦列は確認しにくくなる。前節で述べた速度変動強度には、通常の乱流成分だけではなく、当然このようなかく乱による比較的低周波の成分が含まれている。図 5 (b) を前出の図 4 (a) と比較すると、速度変動強度は、角 R_v から放出された渦列の成長とともに大きくなり、最も成長したあたりで最大となった後、渦の崩壊とともに幅方向に一様化され減衰する。この流脈線より、渦放出の周波数 f を測定し、ストロー

ハル数 $St=f\ 2H/u$ を算出したが、これを後出の図 7 に Δ 印で示す。

3・4 速度変動のスペクトル 速度変動のパワースペクトル $P(f)$ 分布の流れ方向変化の例として、 $Re=1820$ の場合について、 $x/H=0, 1.0, 2.0$ および 4.0 で、 $y/H=0.65$ の位置におけるものを図 6 (a), (b), (c) および (d) に示す。角 R_v 近傍からの流れが到達する位置 (a) では、前節の渦放出による周波数 $f=39\text{Hz}$ ($St=2.4$) が卓越し、下流に行くにしたがい、全体的に値が大きくなり、 f が大きくなるとともに単調に減少する乱流的なスペクトル分布となる。他のレイノルズ数の場合にも同様な傾向となるが、位置 $x/H=1.5, y/H=0.65$ におけるスペクトル分布から求めた St と Re の関係を図 7 に示す。 $Re<2000$ では、 St は Re とともに増大する。なお、 $2000<Re<4000$ では、スペクトル分布に険しいピークはなく、対応する部分がやや平坦化しており、もはや卓越周波数は認められなかった。また、 $Re=36300$ では、加速流域に対応する $x/H=0.5, y/H=0.65\sim0.85$ において、変動の高周波成分が減少し、角 R_v の極く下流のせん断層にあたる $x/H=0.5, y/H=0.5$ において、 $f=1\text{kHz}$ ($St=2.8$) あたりに極大点があった。さらに下流側では、しだいに高周波成分が増大し、全体の値も大きくなった。

3・5 局所ヌセルト数 局所ヌセルト数 Nu_x の流れ方向分布の例を図 8 および 9 に示す。実験は解析結果である。なお、局所ヌセルト数は次式で定義した。

$$Nu_x = h\ 2H/\lambda \\ = (q/\lambda)\ 2H/(\theta_w - \theta_b)$$

ここで、 h は熱伝達率、 λ は熱伝導率、 q は壁面熱流束、 θ_w は壁温 および θ_b はバルク温度である⁽²⁾⁽³⁾。実験値は、 $Re=1820$ の場合のように低レイノルズ数では折れ曲がり後における流れの非定常化および乱流への遷移、一方、 $Re=36300$ の場合のように高レイノルズ数では解析の乱流モデルの適用上の問題のために解析値とは差異を生じている。前者については、統報で、流れの方程式の非定常解を数値的に求めることにより詳細に検討する。後者については、さらに複雑な乱流モデルあるいは Large-Eddy-Simulation のような解析が必要と考えられる。局所ヌセルト数分布に対するレイノルズ数の影響について図 10 に示す。熱伝達は主流が衝突し温度境界層が薄くなる位置、乱流エネルギーが大きく熱輸送効果が顕著な位置で大きくなり、前述の図 3 および 4 とよく対応している。とく

に左壁では折れ曲がり後、二つの極大点が存在し、前方のは主流の衝突の効果によるもの、後方のは乱流エネルギーの効果によるものと考えられる。本報における計算結果では、この二つの極大点がないが、続報における流れの方程式の非定常解では、一応、二つの極大点を再現していることを付記しておく。

3・6 局所ヌセルト数の極大値および漸近値

Nu_{max} および Nu_{∞} と Re の関係を図11に示す。ここで、 Nu_{max} はそれぞれの壁面で最も大きい極大値、 Nu_{∞} は本測定範囲内の下流側での最小値を取っている。図中の破線(A)は層流の解析値⁽⁷⁾を本報の定義により換算した値 $Nu_{\infty} = 7.95$ であり、破線(B)および(C)は乱流の Novotny らの実験値⁽⁸⁾ および Dittus-Boelter の整理式⁽⁹⁾である。 Nu_{max} は、全体的に Nu_{∞} の2倍以上であり、とくに $Re=2000$ 程度で直管では層流のままであるような範囲において、伝熱促進効果が著しい。

4. 結 論

波形流路の最も基本的な要素としての二次元屈折管について、実験および解析を行い、以下の結論を得た。

(1) 折れ曲がりによる圧力損失係数とレイノルズ数 Re の関係、層流および乱流の場合に対する平均速度および速度変動強度の分布、流脈線ならびに速度変動のパワースペクトル分布の流れ方向変化を示し、屈折管における流動特性を明らかにした。とくに、流れは $Re > 460$ で非定常的となり、角 R 、下流のせん断層において Kelvin-Helmholtz の不安定性に基づく渦列が放出され、これらの放出渦により流れはかく乱される。

(2) 局所ヌセルト数 Nu_x の流れ方向分布を示し、局所ヌセルト数の極大値 Nu_{max} および漸近値 Nu_{∞} とレイノルズ数の関係を明らかにした。実験値は、折れ曲がり後における流れの非定常化および乱流への遷移、あるいは解析の乱流モデルの適用上の問題のために解析値とは差異を生じている。熱伝達は主流が衝突し温度境界層が薄くなる位置、乱流エネルギーが大きく熱輸送効果が顕著な位置で大きくなる。また、 Nu_{max} は、

(a) 右壁側

(a) 右壁側

(b) 左壁側

図8 局所ヌセルト数分布 ($Re=1820$)

(b) 左壁側

図9 局所ヌセルト数分布 ($Re=36300$)