T字形合流管内の流れ*

(第1報, 流れの特性と枝管からの流れが作る渦列)

檜原 秀樹^{*1}, 村松 壽晴^{*2}平田 直樹^{*3}, 須藤 浩三^{*4}

Flows in T-Junction Piping System

(1st Report, Flow Characteristics and Vortex Street

Formed by Branch Pipe Flow)

Hideki HIBARA^{*5}, Toshiharu MURAMATSU,

Naoki HIRATA and Kozo SUDO

^{*5} Department of Mechanical Engineering, Ehime University,

3 Bunkyo-cho, Matsuyama-shi, Ehime, 790-8577 Japan

Behavior of main and branch pipe flow in a T-junction piping system under the isothermal condition was examined experimentally using flow visualization techniques (the dye injection and smoke method). As a result, it was clarified that flows downstream of the T-junction are classified into three types: stratified flow, deflecting jet, and impinging jet. In the case of the deflecting jet, the flow issuing from the branch pipe into the main duct forms an arch vortex street. Next, the waveform of the axial velocity and its spectrum were measured by using hot wire, and the structure of the vortex was investigated. The frequency with which vortices are shed in an arch vortex street becomes higher with increasing Reynolds number under the condition of a constant velocity ratio and decreases with an increase in velocity ratio. Strouhal number is expressed by an approximate equation under the condition of Reynolds number $Re=5\,000\sim50\,000$, velocity ratio $\beta=0.33\sim2.00$ and diameter ratio $\alpha=2.04\sim5.20$.

Key Words: Flow Visualization, Pipe Flow, Jet, Vortex, T-Junction, Dye Injection Method, Hot Wire

1. 緒 言

各種プラントの配管系には、分岐・合流管が数多く用いられており、そのタイプは多岐にわたる。一般に、分岐・合流部では流れが複雑となるため、流体混合に起因したさまざまな問題が発生している。特に、主管に枝管が直角に接続するT字形配管合流部では、高温と低温の流体が混合する際に、合流部下流に低周波の温度揺らぎ(変動)が発生し、これにより機器や管に高サイクルの熱疲労が生じることが報告されている。この現象はサーマルストライピング(thermal striping)と呼称され、管路のき裂発生の要因となることから高速炉プラントの設計では十分な注意が必要となる⁽¹⁾。また最近、フランスの高速原形炉「フェニックス」等の海外炉において、サーマルストライピングに起因したナトリウム漏えい事故が主冷却系配管合流部

において起こり、この原因を従来の知見のみでは十分に説明できない状況が生じている⁽²⁾。このような背景から、高速炉の設計を合理的な知識に基づいて行うために、配管合流部の流れ場の詳細な情報が早急に求められている。

ところが、従来の配管合流部の損失に関する多くの研究に加え、高温流体と低温流体の混合によって生じる温度変動特性を実験的あるいは解析的手法により調べた結果^{(3)~(6)}や温度および濃度が異なる流体の合流後の混合特性について調べた結果^{(7)~(9)}、さらに最近での福島⁽¹⁰⁾によるDNSを用いた数値シミュレーションの結果などがあるが、サーマルストライピングの原因究明に必要な合流領域の流れの挙動について、系統的に詳しく調べた研究は見あたらない。

そこで本研究では、T字形合流管内の流れを取り上げ、まずはじめに、合流領域の流れの挙動を把握するために作動流体として常温の水を用い、主管流のレイノルズ数、流速比(主管流と枝管流の断面平均流速の比)および口径比(主管と枝管の口径比)を広範に変えて流れの可視化を行い、各種パラメータと流動パターンとの関係を調べた。その結果、ある条件下で周期的な渦放出現象が起こることを見いだした。そして、この渦放出現象が合流部に揺らぎを引き起こすことから、配管

* 原稿受付 2003年10月20日。

^{*1} 正員、愛媛大学工学部(☎790-8577 松山市文京町3)。^{*2} 正員、核燃料サイクル開発機構(☎311-1393 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002)。^{*3} 正員、三菱重工業(株)広島製作所(☎733-8553 広島市西区観音新町4-6-22)。^{*4} 正員、フェロー、芝浦工業大学工学部(☎108-8548 東京都港区芝浦3-9-14)。

E-mail: hibara@dpc.ehime-u.ac.jp

系サーマルストライピングに関係する一現象ではないかと考えた。そこで、さらに詳細な流れの可視化と作動流体として常温の空気を用いた熱線流速計による流速測定を行い、渦放出の発生機構とその特性について明らかにした。

2. おもな記号

D_b : 枝管径

D_m : 主管径

f : 渦の放出周波数(卓越周波数)

Re : 主流のレイノルズ数 ($= W_m \cdot D_m / \nu$)

Sr : ストロハル数 ($= f \cdot D_b / W_m$)

W : 軸方向速度

W_b : 枝管流の断面平均流速

W_m : 合流部上流の主流の断面平均流速

α : 口径比 ($= D_m / D_b$)

β : 流速比 ($= W_m / W_b$)

ρ : 流体の密度

μ : 流体の粘度

ν : 流体の動粘度

3. 実験装置および方法

3.1 実験装置 本研究では、水流用と空気流用の2種類の装置を使用した。前者は比較的低レイノルズ数領域の流れの可視化に、後者は高レイノルズ数領域の流れの可視化と流速測定に用いた。

水流装置の概略を図1に示す。装置は、ポンプ、貯水タンク、オーバフロータンク、主管路、枝管路、T字形合流部、背圧調整タンクから構成されている。貯水タンクの水はポンプにより高さ1700 mm(揚程1600 mm)、内径250 mmの円筒形のオーバフロータンクに送られた後、そのヘッド差により主管内に安定して供給される。また、それとは別に、水はポンプにより枝管内に供給される。両管内に供給された水は

Fig. 1 Experimental apparatus (water flow)

主管入口から2500 mmの位置が合流点となるように設置したT字形合流部で合流した後、主管の下流端に設けた内径180 mm、高さ500 mmの円筒形状の背圧調整装置を通り、再び貯水タンクへと戻る。なお、両管の流量は流入口に設置した流量調節弁により調節した。主管路には40×40 mmの正方形断面を有する長さ3000 mmの亚克力製の直管を、枝管には内径8, 12, 20 mm(管口径比 $\alpha=5.00, 3.33, 2.00$)、長さ600 mmの亚克力製直円管を使用した。なお、口径比には高速増殖炉では用されている範囲内の条件を採用した。

次に、空気流装置の概略を図2に示す。装置は、送風機、整流用固定流路、絞りノズル、主管路、枝管路、T字形合流部、拡大部、熱線を含む計測装置および熱線のトラバース装置より構成されている。送風機より送られた空気は、整流用固定流路、絞りノズルを経て主管および枝管内へと流入する。両管に流入した空気は、T字形配管合流部で合流して主管内を流下した後、主管下流端に設けた拡大部へ入り、自由空間へ放出される。なお、枝管送風機の吸込口および拡大部出口には、流量を計測するために絞りノズルを取付けてある。主管には、管径104 mmで長さ約9000 mm(合流部の上下流側の長さがそれぞれ長さ5000, 4000 mm)のガラス円管を用いた。一方、枝管には管径20,

(a) Experimental apparatus (air flow)

Fig. 2 Experimental apparatus and co-ordinate system

Fig. 3 Injection dye method

Fig. 4 Smoke method

31, 51 mm (管口径比 $\alpha=5.20, 3.35, 2.04$), 長さ 2 000 mm の塩化ビニル製直円管を用いた。T 字形合流部は、アクリル製で合流点が主管路の入口から 5 000 mm (約 $48 D_m$) の位置となるように設置した。

3・2 実験方法 流れの可視化には、色素流脈法とスモーク法を採用した。前者は作動流体に水を用いた場合の可視化に、後者は作動流体に空気を用いた場合の可視化に用いた。以下にそれぞれの可視化方法について述べる。

色素流脈法(図3)では、主管流には主管内に挿入したステンレスパイプ(外径 2.4 mm, 内径 1.8 mm)を通して色素であるメチレンブルー(青: $C_{16}H_{18}N_3SCl$)を、一方、枝管流には、ポンプとバルブの間に設けた色素注入口より容量 12 ml の注射器を用いてウラニン(黄: $C_{20}H_{10}O_5Na_2$)を注入し、それぞれの色素の作る流脈をデジタルビデオカメラにより撮影した。なお、色素の注入によって流れが乱されないように、色素の注入速度は色素注入タンクの高さを変えて調節した。

一方、スモーク法(図4)では、送風機を介して枝管内へ送られた煙の主管内流入後の挙動を高速度ビデオカメラを用いて撮影して、T 字管合流後の流れの様子を調べた。合流領域の流れの撮影は、500 FPS で約 2

s 間撮影可能な高速度ビデオカメラを種々の位置に設置して行った。なお、高速度ビデオカメラの撮影では、高輝度の光源を要するため、光源にはハロゲンランプを用いた。

速度波形および速度の周波数スペクトルの測定は、空気流装置内に I 形熱線プローブを流れの向きに向けて挿入して行った。なお、測定はサンプリング間隔 2 ms で 16 000 回行い、取り込んだデータを FFT により周波数解析し、速度変動の周波数スペクトルを求めた。

3・3 実験条件 作動流体に水を用いた色素流脈法による可視化は、口径比 $\alpha(=D_m/D_b)=2.00, 3.33, 5.00$ の下で、 $Re=500\sim5\,000$ ($W_m=12.5\sim125$ mm/s), 流速比 $\beta(=W_m/W_b)=0.1\sim10$ に変えて行った。一方、作動流体に空気を用いたスモーク法による可視化は、口径比 $\alpha(=D_m/D_b)=5.20$ の下で、 $Re=20\,000\sim50\,000$ ($W_m=2.9\sim7.2$ m/s), 流速比 $\beta(=W_m/W_b)=0.33\sim2.0$ に変えて行った。

速度波形および速度変動の周波数スペクトルの測定は、 $Re=5\,000\sim50\,000$ ($W_m=0.72\sim7.2$ m/s) の下で、流速比 $\beta(=W_m/W_b)=0.33, 0.67, 1.0, 1.5, 2.0$, 口径比 $\alpha(=D_m/D_b)=2.04, 3.35, 5.20$ に変えて行った。

なお、実験に先がけ、予備実験として、合流点より $2D_m$ 上流の主流および枝管流の管軸方向速度の分布を、水流装置の場合には水素気泡法にて、空気流装置の場合には熱線流速計を用いて測定した結果、速度分布は、水流装置の場合には $Re=1\,000\sim2\,000$ の範囲においてほぼ放物線分布を、空気流装置の場合には $Re=20\,000\sim50\,000$ の範囲において Laufer⁽¹¹⁾ による直円管内の発達乱流の速度分布とほぼ同じ分布を示すことを確認した。したがって、合流部には主管・枝管の両方から十分に発達した流れが流入しているものとみなすことができる。

4. 実験結果および考察

4・1 流れ場の概略 配管合流部の流れの挙動を把握するために、水流装置を用いて主管レイノルズ数 $Re(=W_m \cdot D_m / \nu)=500\sim5\,000$, 流速比 $\beta(=W_m/W_b)=0.1\sim10$ の範囲において、口径比を $\alpha(D_m/D_b)=2.00, 3.33, 5.00$ に変えて流れの可視化を行った結果、合流部の流れは主管内に流入した後の枝管流の挙動により、大きく 3 種類のパターン、すなわち成層分離流(パターン A)、偏向噴流(パターン B)、衝突噴流(パターン C)に分類されることがわかった。各流動パターンの可視化写真と流れの模式図を図 5~7 に示す。

(1) 成層分離流(パターン A: 図 5) 流速比 β

Fig. 5 Photograph and schematic diagram of stratified flow (flow pattern A)

Fig. 6 Photograph and schematic diagram of deflecting jet (flow pattern B)

Fig. 7 Photograph and schematic diagram of impinging jet (flow pattern C)

が大きい場合、すなわち枝管流速が主流流速に比べて遅い場合、枝管からの流れは主管内に流入後急激に主管軸方向に偏向し、枝管側の壁面に沿って流下する。この間、主流と枝管からの流れは層状に分離し、かなり下流まで混合しない。

Fig. 8 Classification of flow patterns

(2) 偏向噴流(パターンB:図6) パターンAよりも流速比 β が小さい場合、すなわち枝管流と主流流の流速がほぼ同程度の場合、枝管からの流れは主管内に流入後、緩やかに主管軸方向へ偏向する偏向噴流となる。この過程で枝管からの流れはアーチ状の渦を形成し、その渦は周期的に放出されて渦列となり、管中央部を流下する。

(3) 衝突噴流(パターンC:図7) 枝管流の速度が主流流の速度の約2倍以上速い場合、枝管からの流れは枝管と反対側の主管壁面に衝突した後、急速に主流と混合しながら流下する。また、衝突部の前方には時間回りの渦(図7中の矢印)ができる。

4・2 流動パターンの分類 流動パターンと流動条件の関係を図8に示す。合流部の流れは、流速比 β の減少とともに、すなわち主流流に比べて枝管流の速度が速くなるにつれてパターンA→パターンB→パターンCの順に遷移する。また、口径比 α が同じ場合には、レイノルズ数が高くなるにつれて、流れがパターンA→パターンB(あるいはパターンB→パターンA)へと遷移する流速比 β の値は大きくなり、パターンBの領域は拡大する。また、同一レイノルズ数の場合には、口径比 α が大きくなると、すなわち主管径に比べて枝管径が小さくなるとパターンA→パターンB(あるいはパターンB→パターンA)へと流れが遷移する流速比 β の値は小さくなる。これらに対し、パターンB→パターンCへと流れが遷移する流速比 β の値は、レイノルズ数 Re および口径比 α にほとんど依存せず、ほぼ $\beta=0.5$ となる。

ここで、合流部の流動パターンは、枝管流に衝突する主流流と枝管流の受ける慣性抵抗⁽¹²⁾の比により決まると考えられる。そこで、枝管流を主管内に設置し

Fig. 9 Classification of flow patterns by inertial resistance

Fig. 10 Relationships between flow pattern and flow condition

た円柱と見立ててこの円柱(枝管流)が主流管から受ける慣性抵抗 $M_m = \rho(\pi/4)D_b^2 D_m \times W_m^2 / D_b = (\pi/4)\rho D_m D_b W_m^2$ と円柱(枝管流の影響を受ける主流部)が枝管流から受ける慣性抵抗 $M_b = \rho(\pi/4)D_b^2 D_m \times W_b^2 / D_m = (\pi/4)\rho D_b^2 W_b^2$ により流動パターンの分類を行うことにした。なお、本研究の場合、水温一定の下で実験を行っているの、それぞれの慣性抵抗には

$$M_m \propto \alpha^{-1} \cdot Re^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$M_b \propto \alpha^{-2} \cdot \beta^{-2} \cdot Re^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

なる関係がある。そこで慣性抵抗の代わりに $\alpha^{-1} \cdot Re^2$ と $\alpha^{-2} \cdot \beta^{-2} \cdot Re^2$ を用いて流動パターンの分類をした結果を図9に示す。流動パターンは、主流流と枝管流の慣性抵抗を用いてほぼ分類が可能であり、パターンA, B およびパターンB, Cの境界を示す図9中の実線および破線は

(パターンA, Bの境界: 実線):

$$\alpha^{-1} \cdot Re^2 = 9.72 \times 10^{-6} \cdot (\alpha^{-2} \cdot \beta^{-2} \cdot Re^2)^{2.4} \quad \dots (3)$$

(パターンB, Cの境界: 破線):

$$\alpha^{-1} \cdot Re^2 = 0.445 \cdot (\alpha^{-2} \cdot \beta^{-2} \cdot Re^2)^{1.08} \quad \dots\dots\dots (4)$$

なる近似式で表される。さらに、上述の関係をより簡便な形に整理すると

$$G_1(\alpha, \beta, Re) = 20.8 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737} = 1 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$G_2(\alpha, \beta, Re) = 2.01 \cdot \alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138} = 1 \quad \dots\dots\dots (6)$$

となり、合流部の流れは、主管レイノルズ数 $Re=500 \sim 5000$ 、流速比 $\beta=0.1 \sim 10$ 、口径比 $\alpha=2.00 \sim 5.00$ の範囲では

$G_1(\alpha, \beta, Re) \geq 1$ の場合: 成層分離流(パターンA)

$G_1(\alpha, \beta, Re) < 1$ かつ $G_2(\alpha, \beta, Re) \geq 1$ の場合: 偏向噴流(パターンB)

$G_2(\alpha, \beta, Re) < 1$ の場合: 衝突噴流(パターンC)となる(図10)。

4.3 アーチ渦 配管合流部の流れのパターンを調べた結果、流動パターンBの偏向噴流の場合には、周期的な渦放出現象が見られた。この渦の放出現象は、流体温度の揺らぎを誘起するため、配管系サーマルストライピングの原因となり得る。そこで以下では、この周期的な渦の放出現象についてさらに詳しく述べる。

4.3.1 渦の生成機構 アーチ渦の可視化写真の一例($Re=1000$ 、流速比 $\beta=1.22$ 、口径比 $\alpha=3.33$ の場合)とその模式図を図11に示し、アーチ状渦の渦列の生成メカニズムについて述べる。なお、図11(a)、(b)はアーチ渦を上方および側壁側から観察した結果である。アーチ渦の生成機構は以下のとおりである。

(1) 枝管からの流れの背後に発生する低圧の死水領域に、主流が枝管からの流れをう回しながら吸い込まれる[図11(a)]。

(2) 死水領域に流入した主流は、死水領域中の低速流体とともに管中心側へ巻き上がり、枝管流からの流れの中央部を突き抜けたのち、その向きを下流方向に変える[図11(b)中のハッチングの矢印]。

(3) 一方、枝管からの流れは、合流部に流入すると主流の衝突によりその向きを枝管の管軸方向から主管の管軸方向へと変える。この過程で枝管からの流れには、遠心力の作用により、ちょうど曲がり管内流れと同様な二次流れが誘起され、合流後の枝管からの流れは中央対称面に対してほぼ対称の一対の縦渦を形成する[図11(c)]。

(4) (3)により形成された縦渦は、(2)の主流流の振舞いにより、管中心方向へ巻き上がる。

(5) また、偏向後の枝管からの流れには、管中心側の主流流との界面付近においてケルビン-ヘルムホルツ不安定性により界面に振動現象が見られ[図11(d)中の矢印A]、その後下流では、薄い渦層が形成される[図11(d)中の矢印B]。さらに下流に進むとこの渦層は巻き上がり、大きな横渦へと成長する[図11(d)中の矢印C]。

Fig. 11 Photograph and schematic diagram of arch vortex

(6) (5)の横渦と(4)の縦渦が合さってアーチ渦が形成される。

以上のアーチ渦の生成メカニズムは、境界層中におけるヘアピン渦の生成メカニズムとよく似ている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。また、空気流装置でスモーク法を用いて行った高レイノルズ数の乱流域(レイノルズ数 $5000 \leq Re \leq 50000$)における流れの可視化においても、同様な渦が確認された。一例として、主管レイノルズ数 $Re=20000$ 、口径比 $\alpha=5.20$ 、流速比 $\beta=1.50$ の場合の可視化写真とその模式図を図12に示す。図12中の矢印は可視化映像をスローモーション再生して調べた渦の回転方向を表す。合流部下流では、乱流状態の流れのため枝管からの煙は拡散しているが、周期的な渦が確認でき、その渦の回転方向は水を用いた可視化で

Fig. 12 Photograph and schematic diagram of air flow by smoke method

Fig. 13 Waveform of axial velocity

Fig. 14 Spectrum of velocity fluctuation

観察されたアーチ渦と同一方向である。しかし、側面から撮影した可視化画像を見ると、色素流脈法で観察されたアーチ渦のような中央対称面に対して対称な渦にはなっておらず、これらの結果から判断すると、乱流域においても、アーチ状渦の渦列は確かに存在するが、その渦列は不安定で渦の対称性が崩れていることがわかる。

4・3・2 アーチ渦の特性 まず、アーチ渦の放出周波数と流動条件との関係について述べる。なお、アーチ渦の放出周波数 f の値は、低レイノルズ数域($500 \leq Re \leq 3000$)の場合には、水流装置の可視化において20 s間に放出されるアーチ渦の個数を数え算出した。一方、高レイノルズ数域(レイノルズ数 $5000 \leq Re \leq 50000$)の場合には、可視化により渦放出が確認された条件において、合流部の下流 $z/D_m=2$ の位置にI形熱線挿入して速度波形を求めると、図13($Re=50000$, $\alpha=2.04$, $\beta=0.67$ の場合)のように周期的な変動波形が見られる。この速度波形の周期的な変動は、配管合流領域における渦の周期的な放出に起因し

ていると考えられるので、この波形をFFTアナライザを用いて周波数解析を行い、周波数スペクトルに見られる卓越した成分波(図14)の周波数を渦の放出周波数とみなす。このようにして求めた渦の放出周波数と流動条件との関係を図15, 16に示す。いずれの場合とも、渦の放出周波数 f は、流速比 β が小さいほど、またレイノルズ数 Re が増大するほど高くなる。また、測定精度のよい高レイノルズ数域の放出周波数の結果(図16)によると、口径比 α が大きくなるにつ

Fig. 15 Frequency of vortex shedding ($Re=500\sim3000$) Fig. 16 Frequency of vortex shedding ($Re=5000\sim50000$)

れ、すなわち主管径に比べて枝管径が小さくなるにつれて渦の放出周波数 f はわずかに高くなる。

ここで、渦の放出周波数について、測定結果より得られた知見に基づき次元的考察を行うと

$$\frac{f \cdot D_b}{W_m} = Sr \propto F_1 \left(\frac{D_m^2 W_m}{D_b^2 W_b} \right) F_2(Re) \\ = F_1(\alpha^2 \beta) F_2(Re) \dots \dots \dots (7)$$

となる関係を得る。ここで、 $(D_m^2 W_m)/(D_b^2 W_b) = \alpha^2 \beta$ は主管流と枝管流の流量比に相当する。そこで、この考察を基に、測定精度のよい高レイノルズ数域におけるアーチ渦の放出周波数からストローハル数 Sr を求め整理すると図17のようになる。ストローハル数 Sr はレイノルズ数 $Re=5000\sim50000$ 、流速比 $\beta=0.33\sim2.00$ 、口径比 $\alpha=2.04\sim5.20$ の範囲内では図17の実線で表示でき、それは

$$Sr = 1.12(\alpha^2 \cdot \beta \cdot Re^{0.2})^{-0.35} \\ = 1.12\alpha^{-0.7} \cdot \beta^{-0.35} \cdot Re^{-0.07} \dots \dots \dots (8)$$

なる式で近似できる。これより、ストローハル数はおもに主管流と枝管流の流量比に大きく依存することがわかる。

最後に、合流後の断面内の各測定点における速度変

Fig. 17 Strouhal number

Fig. 18 Position where vortex passes in the cross section

動の周波数スペクトルに卓越した周波数成分が見られた位置、すなわち断面内の流れに周期的な揺らぎ成分が確認される位置を調べた結果を図 18 ($Re=50\,000$ の場合) に示す。なお、卓越周波数には、スペクトルピークが非常に鋭い形状の場合から鈍い形状の場合までさまざまであった。そこで、スペクトルピークの形状をその鋭さの程度から 3 段階に評価した。以下に、その評価方法を述べる。

(1) 周波数解析を行った周波数帯にわたり振幅 $W_{(amp.)}$ の平均値 $\overline{W_{(amp.)}}$ を求める。

(2) スペクトルのピーク値 $[W_{(amp.)}]_{\max}$ と平均値 $\overline{W_{(amp.)}}$ の比 $I_p (= [W_{(amp.)}]_{\max} / \overline{W_{(amp.)}})$ を求める。

(3) 得られた I_p の値から以下のように分類を行う。

$I_p \geq 5.0$ ならば Lv. 3 (非常に鋭い: ■)

$4.0 \leq I_p < 5.0$ ならば Lv. 2 (中程度: ●)

$I_p < 4.0$ ならば Lv. 1 (弱い: ▲)

そして、■→●→▲の順に Lv. 3→Lv. 2→Lv. 1 とした。

流れに周期的な揺らぎ成分の見られた領域 (卓越した周波数が見られた領域) と口径比 α の関係を流速比 $\beta=0.67$ の場合 (合流後の流動パターンが偏向噴流の場合) を例にとり述べる (図 18)。なお、図 18 は色の濃い領域ほど鋭いスペクトルピークをもつ卓越周波数が見られた領域、すなわち大きな揺らぎ成分が見られた領域であることを示している。合流直後の $z/D_m=0.5$ では、いずれの口径比でも鋭いピークの卓越周波数は見られない。下流の $z/D_m=1.0 \sim 2.0$ 付近になると、まず断面内の $\theta=45^\circ$ 付近に鋭いピークの卓越周波数をもつ揺らぎ成分が見られ始め、その領域は下流に進むにつれて周方向へと広がっていく。そして下流の $z/D_m=5.0$ 付近になると、依然として卓越周波数は見られそのピークは弱くなることから、流れに周期的な揺らぎ成分は確認できるがその大きさは減衰していることがわかる。また、口径比 α が小さいほど、すなわち枝管径が大きいほど卓越周波数の見られる領域は広がるとともにより下流側まで存続し、そのピークが鋭くなることから、口径比 α が小さいほど、流れに周期的な揺らぎ成分が確認できる領域は拡大し、その揺らぎ成分はより下流側まで存続することがわかる。なお、以上の流れに周期的な揺らぎ成分の見られた領域は、スモーク法による可視化において観察した周期的に放出された渦が流下する位置ともよく一致しており、この流れの周期的な揺らぎ現象は渦の放出に起因していると考えられる。

5. 結 論

T 字形配管合流領域の流れについて、流れの可視化および速度測定を行った結果、以下のような知見を得た。

(1) 合流領域の流れは主管内に流入後の枝管からの流れにより大きく三つのパターン、すなわち、成層分離流、偏向噴流、衝突噴流に分類でき、

$G_1(\alpha, \beta, Re) \geq 1$ の場合: 成層分離流

$G_1(\alpha, \beta, Re) < 1$ かつ $G_2(\alpha, \beta, Re) \geq 1$ の場合: 偏向噴流

$G_2(\alpha, \beta, Re) < 1$ の場合: 衝突噴流

となる。

ここで、

$$G_1(\alpha, \beta, Re) = 20.8\alpha \cdot \beta^{1.26} \cdot Re^{-0.737}$$

$$G_2(\alpha, \beta, Re) = 2.01\alpha \cdot \beta^{1.86} \cdot Re^{-0.138}$$

(2) 合流後の流動パターンが偏向噴流の場合には、枝管からの流れはアーチ状の渦を形成し、そして、その渦は周期的に放出され渦列を作る。また、このアーチ渦は、主管内に流入後の枝管からの流れの偏向による遠心力的作用により誘起される縦渦と主流と枝管流の界面付近の不安定性により生じる横渦が合さってできる。

(3) アーチ渦の放出周波数 f は、流速比 β が小さいほど、またレイノルズ数 Re が増大するほど高くなり、口径比 α が大きいほど、すなわち主管径に比べて枝管径が小さいほどわずかに高く、渦の放出周波数より得られるストローハル数 Sr はレイノルズ数 $Re=5\,000 \sim 50\,000$ 、流速比 $\beta=0.33 \sim 2.0$ 、口径比 $\alpha=2.04 \sim 5.2$ の範囲内では

$$\begin{aligned} Sr &= 1.12(\alpha^2 \cdot \beta \cdot Re^{0.2})^{-0.35} \\ &= 1.12\alpha^{-0.7} \cdot \beta^{-0.35} \cdot Re^{-0.07} \end{aligned}$$

なる式で近似できる。

(4) 合流後の流動パターンが偏向噴流の場合には、まず合流後の断面内の $\theta=45^\circ$ 付近において流れに周期的な揺らぎ成分が発生し、その領域は下流に進むにつれて周方向に拡大する。そして下流の $z/D_m=5.0$ 付近になると、依然として周期的な揺らぎ成分は確認できるがその大きさは減衰する。また、口径比 α が小さいほど、流れに周期的な揺らぎ成分が見られる領域は拡大し、その揺らぎ成分はより下流側まで存続する。

なお、本研究は核燃料サイクル開発機構との共同研究 (先行基礎工学研究) により実施された。また、ここに、本研究に協力いただいた当時の大学院生 岡田正次君に謝意を表する。

文 献

- (1) 通産省・資源エネルギー庁編, 高サイクル熱疲労に関する技術基準運用ガイドライン, (1999).
- (2) Muramatsu, T., *Proc. 15th Int. Conf. Struct. Mech. React. Technol. (SMiRT-15)*, **IV**, (1999), 217-224.
- (3) Nordgren, A., *Trans. 7th, Int. Conf. Struct. Mech. React. Technol.*, No. D/ED 1.2 (1983), 7-13.
- (4) 村松壽晴, 日本原子力学会「1998 秋の大会」, F 9, (1998), 311.
- (5) Nishiyama, H., ほか 3 名, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, **6** (1993), 252-262.
- (6) 高橋志郎・椎名孝次, *機論*, **66-651**, B (2000), 2905-2911.
- (7) 高村志郎・ほか 5 名, *機論*, **63-613**, B (1997), 2970-2976.
- (8) Ger. A. M. and Holly, E. R., *Proc. A. S. C. E. J. Hyd. Div.*, **102**, Hy 6 (1976), 731-746.
- (9) 五十嵐実・田中正暁・林謙二・飛田昭・上出英樹, JNCTN 9400, 2001-024 (2000).
- (10) 福島直哉・深湯康二・笠木伸英, 第 39 回日本伝熱シンポジウム講演集, CD-ROM (2000), A 154.
- (11) Laufer, J. J., *NACA Rep.*, 1174 (1954).
- (12) 松信八十男, 変形と流れの力学, (1981), 115, 朝倉書店.
- (13) Acarlar, M. S. and Smith, C. R., *J. Fluid Mech.*, **175** (1987), 1-41.
- (14) Acarlar, M. S. and Smith, C. R., *J. Fluid Mech.*, **175** (1987), 43-83.