

一般座標系 LES による間欠スワールテープ装入管の伝熱解析

中拂 博之*1† 横峯 健彦*2 江原 真司*2 清水 昭比古*2

(平成18年 4月14日 受理)

Large Eddy Simulation of heat transfer characteristics in a tube with regularly spaced twisted tape

Hiroyuki NAKAHARAI, Takehiko YOKOMINE,
Shinji EBARA, Akihiko SHIMIZU

†E-mail of corresponding author: nakah@aes.kyushu-u.ac.jp

The effect of “regularly spaced twisted tape” on heat transfer of high Prandtl number fluid flow was investigated using Large Eddy Simulation. This tape has a pair of a swirl region with twisted tape and an intermittent region with tape-connecting rod. In each swirl region, there is a gap between inner pipe wall and twisted tape. It was found that appropriate width gap can generate the suck back in the gap. The mixing of near gap region is enhanced and the local Nusselt number near the gap becomes high. Consequently, the mixing of whole fluid can be further promoted in the intermittent region.

Key words: *heat transfer enhancement, swirl tape, LES, BFC*

1. 緒言

現在、核融合炉工学分野ではブランケットの研究開発が重要な課題として進められている。核融合炉ブランケットには、中性子の運動エネルギーを熱エネルギーに変換し系外に取り出すことに加え、燃料であるトリチウムを生成し、回収することも要求される。このためトリチウム増殖材であるリチウムを含む溶融塩 FLiBe が冷却材候補として提案されている。FLiBe は他の候補材である LiPb などの液体金属方式の利点の多くを共有すると同時に、液体金属方式特有の課題である高い MHD 圧力損失や化学的活性度による安全性の問題が大幅に軽減できる可能性を有している。一方、FLiBe は高プラントル数流体であるため伝熱性能が低劣であるという重大な問題を残す。高プラントル数流体では、伝熱壁から冷却材コアへの熱輸送は熱拡散よりも乱流運動によるものが支配的となり、特に温度境界層が粘性低層内に存在する場合、壁からの熱輸送は著しく阻害される。そのため、高プラントル数流体における伝熱促進には、壁面近傍の攪拌はもとより、管内壁近傍の流体と管中心の流体を効率よく混合する必要がある。そのための一方策として、本研究では伝熱

促進体として間欠的にスワールテープを装入した円管を考え、その伝熱性能に関して一般座標系 LES での数値計算を行う。

2. Large Eddy Simulation (LES)

2.1 Subgrid Scale (SGS) モデル

乱流では低波数の大きな渦は流れ場によって異なる。しかし、高波数の小さな渦は流れ場の種類によらず普遍性を持っている。またこの小さな渦は等方的でエネルギー散逸を担っている。LES ではフィルタリング操作によりこれらの異なるスケールの渦を分離し、普遍性を持つ小さな渦をモデル化し、流れ場に依存する大きな流れを直接計算する手法である。この直接計算されるスケールをグリッドスケール(GS)といい、モデル化されるスケールをサブグリッドスケール(SGS)という。

本計算では SGS モデルに Dynamic model¹⁾を採用した。このモデルは、GS フィルタに加えより大きなフィルター幅を持つテストスケール(TS)フィルターを導入し、SGS 応力項をモデル化する。これにより、SGS のモデル化の際に現れる定数を GS の速度場の状態に応じて動的に算出することができる。そのため任意の流れ場に対するモデル定数の最適値を設定する必要がない上、壁面近傍の低レイノルズ数効果が再現可能であ

*1 先端エネルギー理工学専攻博士課程

*2 エネルギー理工学部門

る。さらに、本計算ではSGS応力およびSubtest scale 応力のモデルには、一般座標とも相性が良いことが報告されている²⁾ Dynamic Mixed model³⁾を採用した。熱輸送に関するSGSモデルには、WangらによるDynamic model⁴⁾を使用した。

2.2 基礎方程式

以下に座標変換を施した基礎方程式を示す。上付きの“ $\bar{\cdot}$ ”はGSフィルタリングを表し、“ $\hat{\cdot}$ ”はTSフィルタリングを表す。 u はデカルト座標成分、 U は一般座標成分、 J は物理空間から計算空間への変換で定義されるヤコビアンである。また、 ρ および C_p はそれぞれ密度、比熱であり、 $\langle \cdot \rangle_s$ は一様な方向での空間平均である。

連続の式

$$\frac{\partial \bar{U}_m}{\partial \xi_m} = 0 \quad (1)$$

DMM³⁾を用いたNS方程式

$$J \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \bar{u}_j u_i \right) = - \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \bar{P} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(\nu G^{mn} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_n} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \tau_{ij} \right) \quad (2)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = -2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} + L_{ij}^m \quad (3)$$

$$G^{mn} = J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$L_{ij}^m = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (5)$$

$$C = - \frac{1}{2} \frac{\langle (L_{mn} - H_{mn}) M_{mn} \rangle_s}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle_s} \quad (6)$$

$$L_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (7)$$

$$H_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \widehat{\bar{u}_i} \widehat{\bar{u}_j} \quad (8)$$

$$M_{ij} = \bar{\Delta}^2 (\alpha^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} - |\bar{S}| \bar{S}_{ij}) \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\hat{\Delta}}{\bar{\Delta}} \quad (10)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad |\bar{S}_{ij}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (11)$$

Dynamic model⁴⁾を用いた熱輸送方程式

$$J \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \bar{u}_j \bar{T} \right) = \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(G^{mn} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \xi_n} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} q_j \right) \quad (12)$$

$$q_j = - \frac{C\bar{\Delta}^2}{Pr_T} |\bar{S}| \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (13)$$

$$Pr_T = -C\bar{\Delta}^2 \frac{\langle F_i F_i \rangle_s}{\langle E_i F_i \rangle_s} \quad (14)$$

$$E_i = \widehat{\bar{u}_i \bar{T}} - \widehat{\bar{u}_i} \bar{T} \quad (15)$$

$$F_i = \alpha^2 |\hat{S}| \hat{B}_i - |\bar{S}| \bar{B}_i \quad (16)$$

$$\bar{B}_i = \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (17)$$

3. 数値計算法

デカルト座標系における数値計算では、チェスボード状の振動解を防ぐため、スタガード格子が多く用いられる。しかし一般座標系における数値計算では写像に関する幾何学量を計算し記憶させる必要があるため、スタガード格子では記憶容量が膨大になる。そのため本計算では、コロケート格子を使用した。これは速度の3成分および圧力を同一点に定義し、コントロールボリューム境界面において必要となる速度を、定義点の値から近似的に与えるものである。その際、隣接する圧力定義点の値を境界に反映させることでチェスボード状の振動解を防ぐ工夫⁵⁾がなされている。有限体積法に基づき離散化を行い、時間進行は非定常SIMPLE(Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation)を用いた。

4. 計算体系と計算条件

4.1 間欠スワールテープ

ここで提案する伝熱促進体はFig.1に示す間欠型スワールテープである。それを装入する円管の直径Dは13mm、ギャップの幅は0.5mm、1mm、2mmの3パターン、テープの厚さは0.4mmとし、スワールテープの長さは10Dとする。したがって管直径に対する180°回転に要するテープ長さで定義されるねじり率は10である。その後部には、間欠部が設けられている。ここには、二つのスワールテープを接続するコネクショントロッドが設置されており、その断面は一辺0.4mmの

正方形であり、長さはFig.2のように0、3D、6Dの3パターン計算した。スワールテープとコネクションロッドの接続部は、長さDをかけてテープ幅をなめらかにロッド幅まで縮小させ、座標変換に起因する数値的な不安定性を回避している。物性値は、600[]のFlibeを想定し、比熱を2380[J/kg/K]、熱伝導率を1.0[W/(m・K)]、動粘性係数を0.0085[m²/s]、密度を1938[kg/m³]とした。このときのプラントル数はおよそ20である。また、間欠部の後に再び設置するスワールテープのねじり方向を逆にした場合の計算も行った。グリッド数は円周方向×半径方向×主流方向=80×80×112とした。

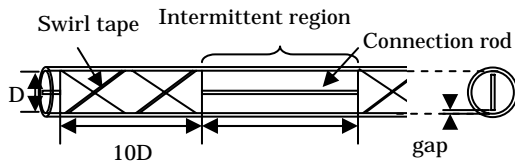


Fig.1 The regularly spaced twisted tape with gap

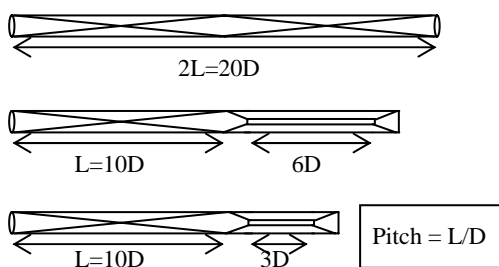


Fig.2 Three calculation systems

4.2 境界条件

境界条件は、管壁面およびスワールテープ表面においてノンスリップとし、主流方向には周期境界条件とした。熱輸送に関しては管壁面で熱流束一定とし、スワールテープ表面において断熱条件とした。主流方向には周期境界条件を適用しているが、体系が持つエネルギーが時間と共に増加し続けることを避けるため、出口温度からエネルギー増加分をマイナスし入口に戻している。

5. 結果と考察

5.1 管摩擦係数

以下の(18)式で定義される摩擦係数とレイノルズ数の関係をFig.3に示す。

$$f = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta P_z}{\rho U^2} \right) \left(\frac{D}{z} \right) \quad (18)$$

結果は間欠部なしのスワールテープで計算を行ったものであるが、同様の体系で行われたSahaらの実験結果⁷⁾と非常に良く一致していることがわかる。

5.2 流れの構造

Fig.4は間欠部なしの体系における主流方向の速度分布を表したものである。Smithbergらは実験により、流速の大きい部分が島のよう現れると報告⁷⁾しているが、本計算においても流速の大きい部分が第一象限、第三象限に見られ、Smithbergらの実験と非常に一致を示している。この速度の速い領域は3次的には螺旋構造を成しており、その遠心力により壁近傍の流体を攪拌する2次流れが生じている。

5.3 ギャップの影響

Fig.5~7はレイノルズ数を5000とし、ギャップが0.5mm、1mm、2mmの場合の主流方向の速度と断面に現れる二次流れのベクトルを表したものである。Fig.5では、前記のような強い螺旋構造が形成され、流れの速い領域が遠心力により管内壁近傍まで及んでいることがわかる。しかしギャップが1mm、2mmと大きくなるにつれ、この構造は弱まり壁近傍を攪拌する二次流れはほとんど生成せず、管中心を主に攪拌していることがわかる。Fig.8~10はそれぞれFig.5~7のギャップ近傍を拡大したものである。ギャップが0.5mmの場合、ギャップ内に吸い込みによる逆流が発生していることが分かる。これによりギャップ内の乱れを促進するものと思われる。しかし、ギャップが1mmおよび2mmの場合、この逆流域は見られずギャップ内の流れは非常に緩やかなものとなっている。Fig.11はギャップが0.5mmおよび2mmの場合において、円周方向に算出した局所Nuである。0度と180度がギャップに相当する。ギャップ幅が0.5mmの場合、その近傍でNuが大きく増加していることがわかるが、これは前述の逆流によって乱れ増加したためと考えられる。

Fig.12~14は管断面の各ギャップ幅における温度分布である。ギャップが2mmの場合は主流方向速度、二次流れ共に壁近傍に強い流れが形成されないため、0.5mmの場合に比べ壁面の熱が管中心部に向かって運ばれず、壁温が高くなっていることがわかる。

5.4 間欠部の影響

Fig.15はスワールテープ領域と間欠領域の主流方向速度を表している。スワールテープにより形成された

流れの螺旋構造が、間欠領域でその慣性を失い均一化していることがわかる。このことから、間欠領域が螺旋構造を一度リセットするミキシングチャンバーとして機能していることがわかる。

Fig.16の横軸は主流方向の各場所を表し、縦軸はその場所で周方向に平均されたNuである。これより、スワール領域に比べ、間欠部のNuが高いことがわかる。これは螺旋構造による強い遠心力で壁面近傍に留まっていた高温流体が、ミキシングチャンバーとして機能している間欠部で管中心付近の流体と交換されたためと考えられる。

Table 1 は、間欠部の長さで平均Nuの関係である。間欠部が6Dの場合、3Dのものに比べNuが高いことがわかる。これは長さ3Dでは十分なミキシングが行われていないためと思われる。順方向スワールテープと逆方向スワールテープを交互に装入した場合においても、同様の傾向が得られた。しかしながら、ここまで間欠部の局所Nuがスワール部に比べ高いという結果が得られたにもかかわらず、Table 1 では間欠なしの結果が最も高いNuを示している。Fig.17、Fig.18はそれぞれ、スワールテープのみの場合および間欠部を入れた場合の二次流れのベクトル図である。Fig.18に関しては、最も螺旋構造が発達した箇所を可視化するため、スワール部の最も下流の断面を選択した。これより、間欠部のある場合の二次流れに比べスワールテープのみの場合の方が強い遠心力が生じていることがわかる。Table 1 の結果を考慮すると、伝熱促進には強い螺旋構造を形成させることが最も重要であることがわかる。しかしながら、ミキシングチャンバーとしての間欠部が伝熱促進に働いたことを考慮すると、十分なスワールテープ長さを確保する、もしくはピッチを上げるなど十分に発達した螺旋構造を形成した後に、適当な長さの間欠部を設けることが最も効率がよいと考えられる。

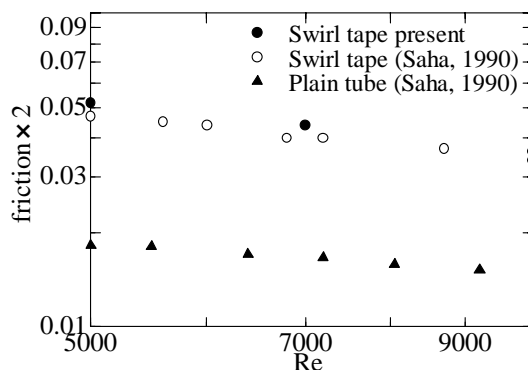


Fig.3 Friction factor data

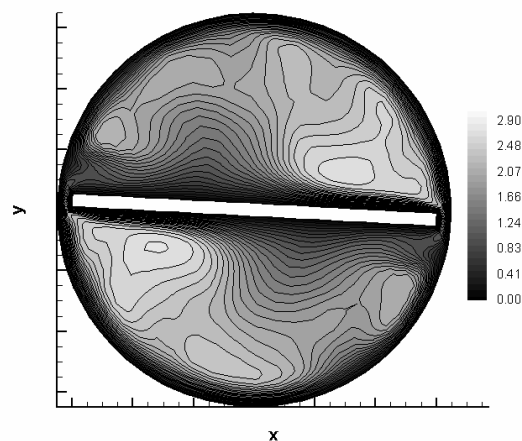


Fig.4 Equi-velocity contour lines

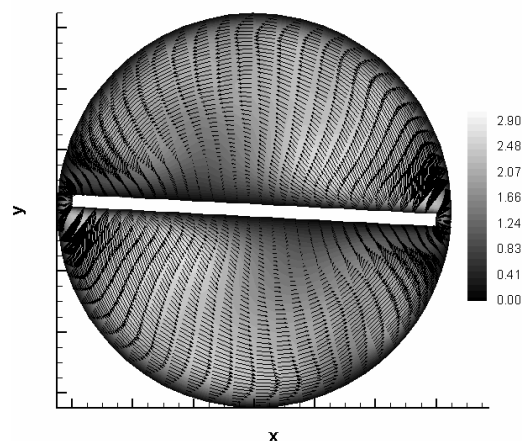


Fig.5 The streamwise flow velocity and secondary flow vector (gap: 0.5mm)

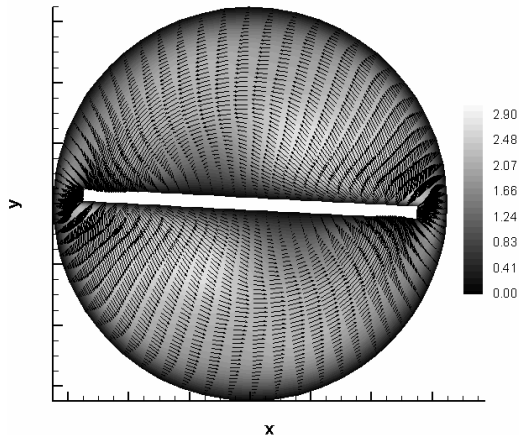


Fig.6 The streamwise flow velocity and secondary flow vector (gap: 1mm)

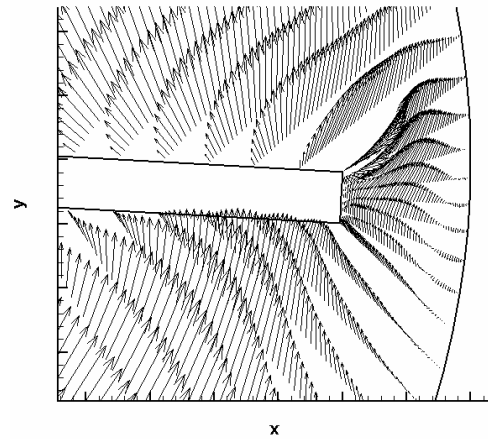


Fig.9 The streamwise flow velocity and secondary flow vector near gap region (gap: 1mm)

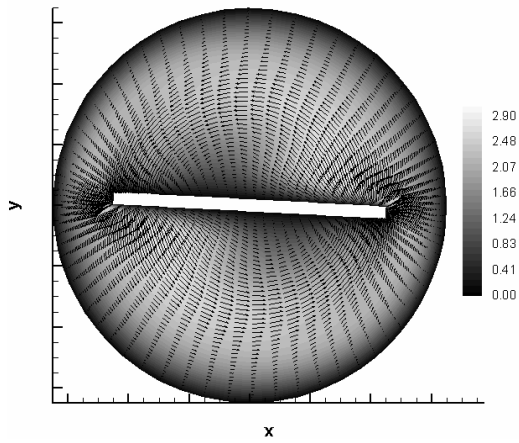


Fig.7 The streamwise flow velocity and secondary flow vector (gap: 2mm)

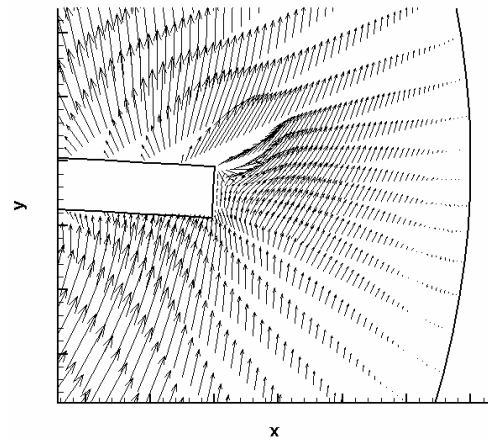


Fig.10 The streamwise flow velocity and secondary flow vector near gap region (gap: 2mm)

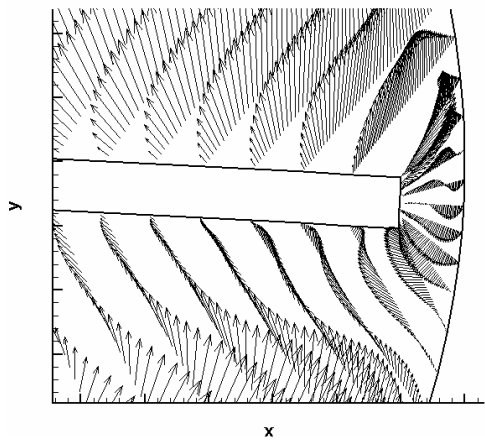


Fig.8 The streamwise flow velocity and secondary flow vector near gap region (gap: 0.5mm)

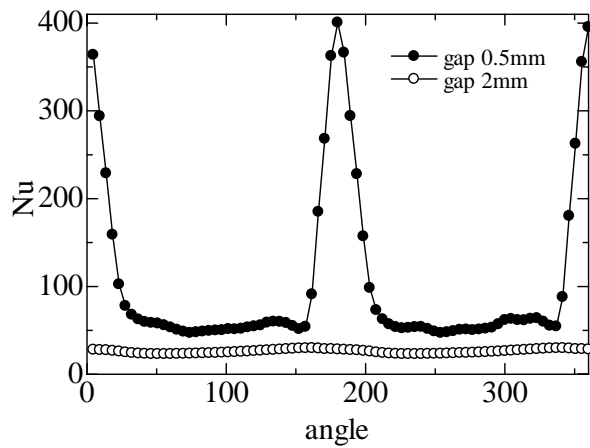


Fig.11 Local Nusselt number

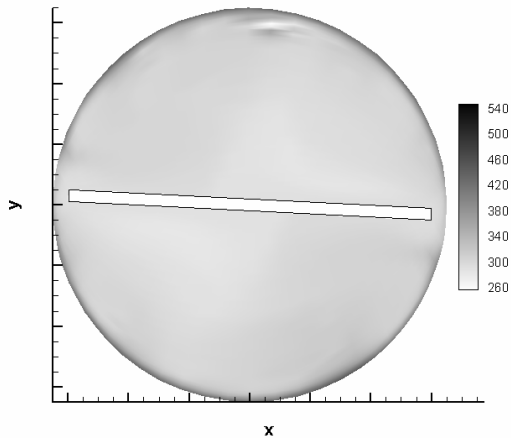


Fig.12 The temperature distribution in pipe (gap: 0.5mm)

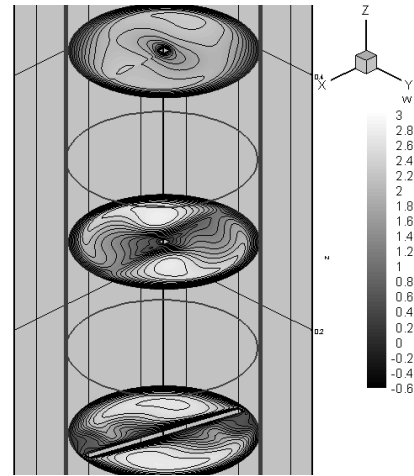


Fig.15 Streamwise flow velocity in the swirl tape region and in the connection rod region

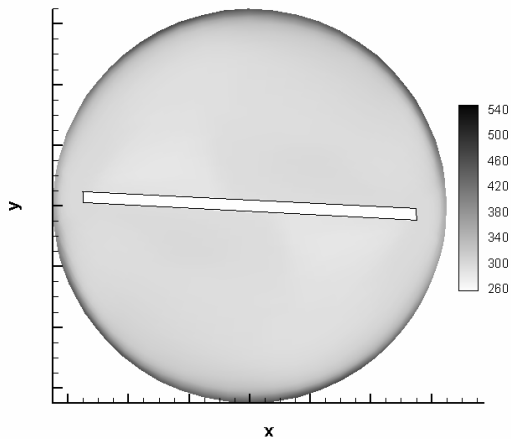


Fig.13 The temperature distribution in pipe (gap: 1mm)

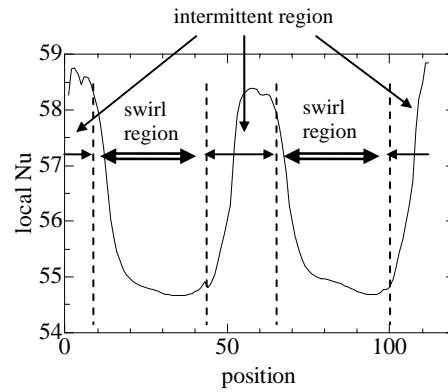


Fig.16 Local Nusselt number

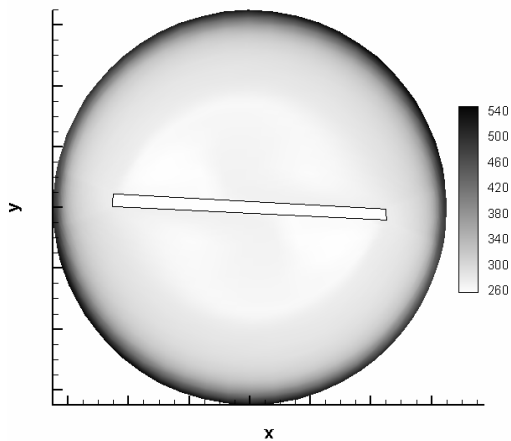


Fig.14 The temperature distribution in pipe (gap: 2mm)

Table 1 The average Nusselt number

tape	average Nusselt number
regularly spaced (6D) swirl tape	56.0
regularly spaced (3D) swirl tape	35.1
regularly spaced (6D) swirl tape and reverse swirl tape	77.0
regularly spaced (3D) swirl tape and reverse swirl tape	72.8
swirl tape without intermittent region	95.9

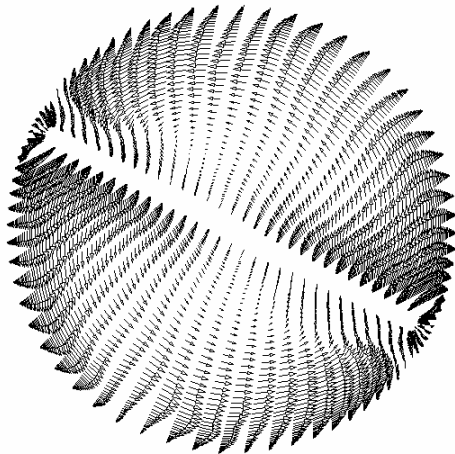


Fig.17 The secondary flow vector in the pipe with swirl tape

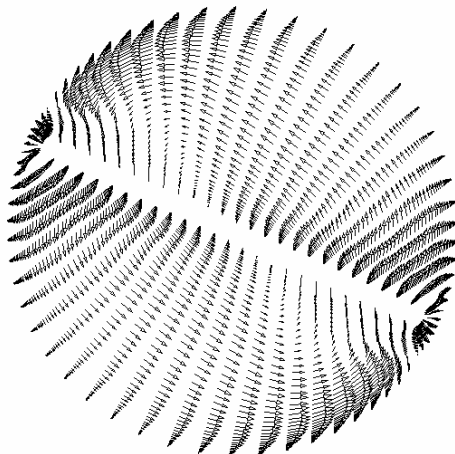


Fig.18 The secondary flow vector in the pipe with regularly spaced swirl tape

6. 結言

本研究では、間欠スワールテープ装入管を用い、その熱輸送への影響を数値計算により調査した。その結果以下の知見が得られた。

- 1 . ギャップ部分でローカル Nu は増加する。
- 2 . 間欠部は、遠心力により壁面近傍に留まっていた高温流体を円管全体で攪拌するミキシングチャンパーとして伝熱促進に寄与する。
- 3 . 十分なスワール部の長さを確保し、強い遠心力を発生させた後に間欠部を配置することが重要である。

参 考 文 献

- 1) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot, (1991). "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model". *Phys. Fluids*, A3(7), 1760-1765.
- 2) T. Kogaki, Thesis for the doctorate, the University of Tokyo, 1999.
- 3) Y. Zang, and R. L. Street, (1993). "A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows", *Phys. Fluids*, A(5):3186-3196.
- 4) L. Wang, et al. "An investigation of turbulent oscillatory heat transfer in channel flows by large eddy simulation", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, (2004) 2161-2172.
- 5) 荒川 忠一: "数値流体工学", 東京大学出版会 (1994).
- 6) S. K. Saha, et al. "Heat transfer and pressure drop characteristics of turbulent flow in a circular tube fitted with regularly spaced twisted tape elements", *Experimental Thermal and Fluid Science* 3, 632-640, 1990.
- 7) E. Smithberg, et al. "Friction and forced convection heat-transfer characteristics in tubes with twisted tape swirl generators" *Journal of Heat Transfer Transaction of the ASME*, 39-49, 1964.