

ヘリカルコイル管内気泡流の数値解析 Numerical Analysis of Bubbly Flow in Helical Tubes

○大岩浩司, 福井大・院, 〒910-8507 福井市文京 3-9-1, E-mail: ohiwa@fv.mech.fukui-u.ac.jp
 村井祐一, 福井大・工, 〒910-8507 福井市文京 3-9-1, E-mail: murai@fv.mech.fukui-u.ac.jp
 石川正明, 福井大・工, 〒910-8507 福井市文京 3-9-1, E-mail: ishi@fv.mech.fukui-u.ac.jp
 山本富士夫, 福井大・工, 〒910-8507 福井市文京 3-9-1, E-mail: yamamoto@fv.mech.fukui-u.ac.jp
 Hiroshi OIWA, Dept. of Mech. Eng., Fukui-Univ., 3-9-1 Bunkyo Fukui-shi, 910-8507, JAPAN
 Yuichi MURAI, Dept. of Mech. Eng., Fukui-Univ., 3-9-1 Bunkyo Fukui-shi, 910-8507, JAPAN
 Masaaki ISHIKAWA, Dept. of Mech. Eng., Fukui-Univ., 3-9-1 Bunkyo Fukui-shi, 910-8507, JAPAN
 Fujio YAMAMOTO, Dept. of Mech. Eng., Fukui-Univ., 3-9-1 Bunkyo Fukui-shi, 910-8507, JAPAN

Helical coil type heat exchanger tube is used in evaporator and superheater of MONJU which is a fast-breeder reactor(FBR). This heat exchanger can be made smaller and decrease oscillation by fluid in comparison with usual type. However, the studies on two-phase flow inside the helical coil tube are not reported so far. It is important for the safe operation of helical coil type heat exchanger to understand flow pattern and behavior of bubbles in the tube. The purpose of this study is to analyze flow patterns and the behavior of bubbles in the helical coil type tube by means of Computational Fluid Dynamics(CFD) using Eulerian-Lagrangian model in cylindrical coordinate system.

1. 研究背景

本研究で扱っているヘリカルコイル型伝熱管は福井県敦賀市にある高速増殖原型炉「もんじゅ」の蒸発器と過熱器において利用されている。ヘリカルコイル型伝熱管を用いた熱交換器は、従来のU字型伝熱管を用いたものに比べ、コンパクトにすることができ、伝熱管が急曲折部を持たないため、流力振動の発生要因が少ないという利点を持つ。「もんじゅ」では、複数のヘリカルコイル流路を並列に配置しているため、その流路によって内部気液二相流に働く遠心力と圧力損失に違いが生じる。そのため、ヘリカルコイル型熱交換器の安全な運転管理には、曲率と内部流動の関係を中心としたヘリカルコイル流路内気液二相流の流動構造を解明しデータベース化することは必要不可欠といえる。

円管内の流動構造に関する実験は古くからなされており、曲管を対象とした研究も幾つか見られる。直管、曲管内单相流の理論解は Berger⁽¹⁾らによって示されている。また、気液二相流の摩擦損失の Lockhart-Martinelli 相関による整理方法の提案が Lockhart⁽²⁾らによって示されている。

一方、垂直ヘリカルコイル流路については、Rippel⁽³⁾らによってコイル内を下降する環状流、スラグ流、気泡流、層状流の圧力損失の実験式が示されている。また、コイル内を流体が上昇するヘリカルコイル型伝熱管の熱伝達率が Owhadi⁽⁴⁾らによって測定されている。水平ヘリカルコイル流路については、Awwad⁽⁵⁾らによって管摩擦係数が測定されている。

このように、これまで管内の二相流解析に関する研究が盛んにされてきたが、曲率を有するものに関しては圧力損失の測定がほとんどであり、流動様式については定性的な判断がなされているのみである。しかし近年、数値解析技術の向上とコンピューターの発達により、遠心力の影響など未解明な部分が多い曲管内流れの詳細な流動構造が明らかになりつつある。

これまで、曲面境界を扱った気泡流解析には、杉山ら⁽⁶⁾の、数密度モデルによる円柱周りの数値解析などが挙げられる。しかし、分散体の空間解像度の高い Eulerian-Lagrangian(E-L)モデル⁽⁷⁾により曲面を扱う試みはあまりされていない。

そこで本研究では、これまで試みられなかった円筒座標系 E-L モデルによる Two-way 数値解析法を提案し、ヘリカルコイル流路内の気泡流の流動構造と気泡の分布を明らかにすることを目的とする。

2. 記号

本研究で用いた記号を以下に示す。

ρ : 密度
 f : 各相の局所体積率
 α : 気相の平均体積率(ボイド率)
 p : 圧力
 μ : 粘性係数
 μ^* : 二相流の実効粘性係数
 R : 管中心の曲率半径
 Vg : 気泡体積
 C_D : 抗力係数
 Fr : Froude 数
 Re : Reynolds 数
 K : Dean 数
 β : 付加質量係数
 g : 重力加速度
 t : 時間
 \bar{u} : 平均流入速度
 \mathbf{u} : 速度ベクトル
 \mathbf{x} : 気泡相位置ベクトル
 \mathbf{Fc} : 遠心力ベクトル(付加遠心力ベクトル)
 \mathbf{Fv} : 体積力ベクトル
 \mathbf{R} : 曲率半径ベクトル

添え字

g : 気泡
 l : 液相
 s : 気液間のスリップ
 r, θ, z : ベクトルのそれぞれの方向成分

3. 計算手法及び計算条件

本研究では円筒管内気泡流の三次元シミュレーションに円筒座標系 E-L モデルを用いている。今回の解析の特徴は、

- Lagrange phase にはデカルト座標系を用いていること。
 - 曲管の境界条件を使わず、遠心力項を用いていること。
- の二点である。管内流は円筒座標系で計算を行っているが、気泡の運動及び体積率の計算にそのまま円筒座標系を用いると、格子の形状が一定でないため数値誤差が大きくなり正確に計算できない。そのため、Lagrange phase の運動方程式

と体積率の計算にはデカルト座標系を用いた。その具体については後述する。曲管の計算には計算負荷を軽くするため、曲管の外周と内周の距離差による影響が小さいと仮定し、円筒座標の運動方程式に遠心力項、付加遠心力項を加えることによって行う。主な支配方程式を以下に示す。

◆ 支配方程式

● 気泡流の運動方程式

$$\begin{aligned} & \rho_l \left(\frac{Df_l u_{rl}}{Dt} - \frac{f_l u_{\theta}^2}{r} \right) + \rho_g \left(\frac{Df_g u_{rg}}{Dt} - \frac{f_g u_{\theta g}^2}{r} \right) \\ &= F_{VR} - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu^* \left(\Delta u_{rl} - \frac{u_{rl}}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_{\theta l}}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{3} \mu^* \frac{\partial}{\partial r} (\nabla \mathbf{u}) + F_{cr} \\ & \rho_l \left(\frac{Df_l u_{\theta l}}{Dt} + \frac{f_l u_{rl} u_{\theta l}}{r} \right) + \rho_g \left(\frac{Df_g u_{\theta g}}{Dt} + \frac{f_g u_{rg} u_{\theta g}}{r} \right) \\ &= F_{V\theta} - \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \mu^* \left(\Delta u_{\theta l} - \frac{2}{r^2} \frac{2u_{rl}}{\partial \theta} - \frac{u_{\theta l}}{r^2} \right) + \frac{1}{3} \mu^* \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\nabla \mathbf{u}) + F_{c\theta} \\ & \rho_l \frac{Df_l u_{rl}}{Dt} + \rho_g \frac{Df_g u_{rg}}{Dt} = F_{Vz} - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu^* \Delta u_{zl} + \frac{1}{3} \mu^* \frac{\partial}{\partial z} (\nabla \mathbf{u}) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで

$$F_{cr} = f_l \rho_l \frac{u_z^2}{R - r \cos \theta} \cos \theta, \quad F_{c\theta} = -f_l \rho_l \frac{u_z^2}{R - r \cos \theta} \sin \theta$$

実効粘性係数 μ^* には次式で表わされる Einstein の粘性係数⁽⁸⁾⁽⁹⁾を用いた。

$$\mu^* = \mu_L (1 + f_g)$$

● 気泡の並進運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} (\rho_g V_g \mathbf{u}_g) + \frac{d}{dt} (\beta \rho_l V_g \mathbf{u}_g) - \frac{D}{Dt} (\beta \rho_l V_g \mathbf{u}_L) - \rho_g V_g \mathbf{g} + \mathbf{F}_c \\ & + V_g \nabla p - V_g \mu \left\{ \nabla^2 \mathbf{u}_L + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_L) \right\} + \frac{1}{2} \rho_l \pi_g^2 C_D |\mathbf{u}_s| \mathbf{u}_s \\ & + \frac{1}{2} \rho_l V_g \mathbf{u}_s \times (\nabla \times \mathbf{u}_L) = \mathbf{0} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_L \cdot \nabla, \quad \beta = \frac{1}{2}$$

$$\mathbf{F}_c = -\rho_g \frac{|\mathbf{u}_G \times \mathbf{R}|^2}{r} \mathbf{R} + \rho_l \beta \frac{|\mathbf{u}_L \times \mathbf{R}|^2}{r} \mathbf{R}$$

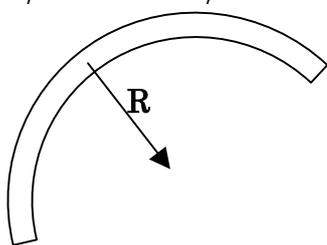


Fig.1 Curvature Vector

\mathbf{R} は曲率半径ベクトルをあらわす。ここで、曲率半径ベクトルとは Fig.1 に示す、曲率の中心方向を向いた単位ベクトルと定義する。

揚力には Auton の揚力⁽¹⁰⁾を、抗力係数 C_D には次式で与えられる竹村・矢部の式⁽¹¹⁾を用いた。

$$C_D = \frac{16}{Re} \left(1 + 0.122 Re^{0.55} \right), \quad \text{ここで } Re = \frac{2\rho_l |\mathbf{u}_s| r_g}{\mu_l}$$

● 体積率拘束条件

$$f_L + f_G = 1. \quad (3)$$

● 気泡重心座標追跡式

$$\mathbf{x}_G = \mathbf{x}_{G0} + \int_0^t \mathbf{u}_g dt \quad (4)$$

◆ 体積率の計算方法

従来のデカルト座標系を用いた E-L モデルでは、気泡体積率の計算は、次式で示すように、格子内の平均気泡体積率で算出する。

$$f_g = \frac{4}{3} \pi r_g^3 \frac{N}{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (5)$$

ここで、

N : 格子内気泡数

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$: 格子サイズ

しかしながら、この方法を円筒座標系で用いるとすると、Fig.2(a)に示すように、格子の大きさが、一定でないため、体積率の定義体積が格子により不均一になる。例えば、比較的格子の大きい外周部では体積率が荒く計算されてしまい、逆に格子の細かい中心部特異点付近では、気泡一個による体積率変化が大きく、発散しやすい。このような格子による格差を少なくするため、本研究ではデカルト座標系からの補間による計算方法を行う。

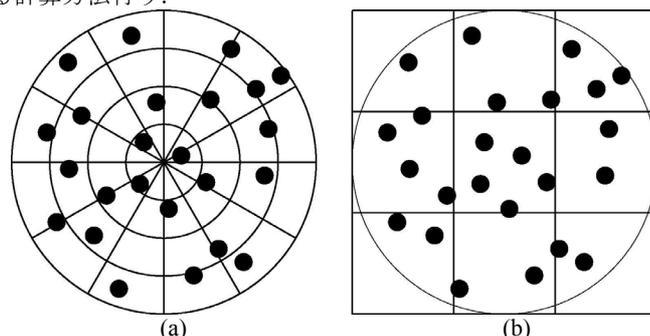


Fig.2 Calculation of Void Fraction on the Cylindrical Coordinate system

本解析の計算手順を以下に示す。

1. 円柱座標系の液相流速を
デカルト座標系に補間。(Fig.2a→b)
2. デカルト座標(b)で気泡の並進運動方程式を解く。
3. デカルト座標(b)の格子内の気泡体積率の計算。
4. 気泡体積率をデカルト座標系から
円柱座標系に補間。(Fig.2b→a)
5. 円柱座標系の二相流運動方程式を解く。

今回、上記ステップ 3 の格子内気泡体積率の計算には TD 法⁽¹²⁾を用いた。

この体積率の計算方法の利点は、以下の通りである。

- (1) 格子の小さい中心部でも計算できる
- (2) 十分気泡より大きくない格子でも計算が可能となる。

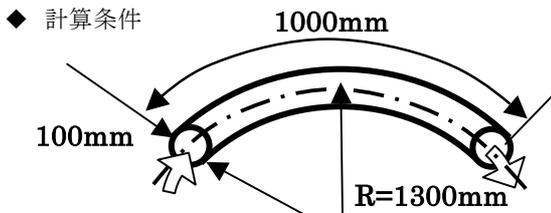


Fig.3 Calculation domain

Fig.3 に今回行った計算の模式図を示す。壁面は Non-slip 条件, 出入口は周期境界条件を与えた。主な計算条件を Table 1 に示す。No.1~6 までの 6 条件の計算を行う。本研究では $Re=1760$ の層流条件を対象としている。

Table 1 Calculation conditions

No.	\bar{u} [m/s]	α [%]	g [m/s ²]	R [m]
1	0.2	0%	0	-
2	0.2	3.0%	0	-
3	0.2	3.0%	9.8	-
4	0.2	0%	0	1.3
5	0.2	3.0%	0	1.3
6	0.2	3.0%	9.8	1.3

Pipe Radius	0.05 [m]
Pipe Length	1.00 [m]
Grid Division Number	$r \times \theta \times z$ 10×30×100
	$x \times y \times z$ 10×10×100
Curvature Radius	R 1.30, ∞[m]
Void Fraction	α 0, 3[%]
Reynolds Number	Re 1760
Froude Number	Fr 0.202, ∞
Dean Number	K 351, 0

4. 計算結果および考察

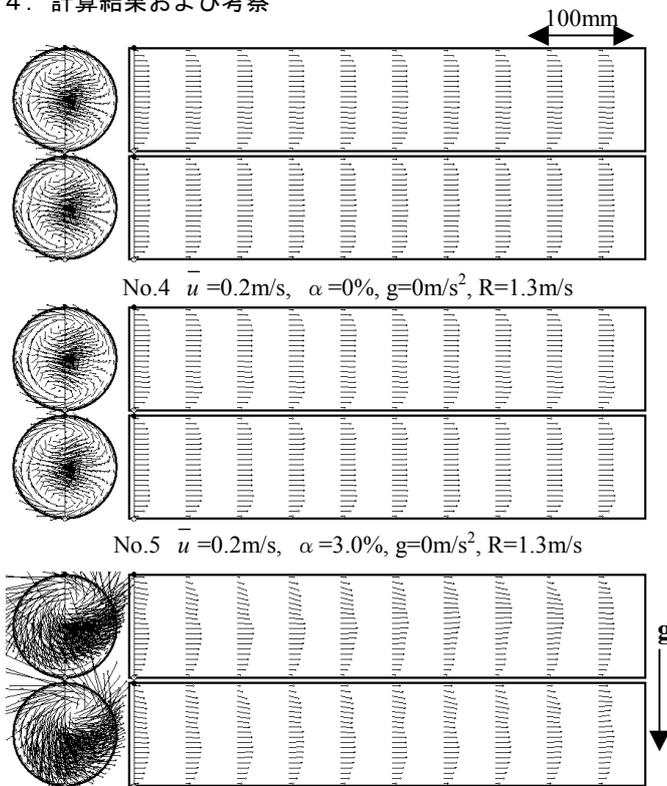


Fig.4 Distribution of liquid phase velocity vector($t=3.6s$)

Fig.4 に No.4~6 の計算結果の液相速度ベクトル分布を示す

す。Fig.4 の左図は曲率方向から見た中央断面における液相速度ベクトル分布を示しており、円管の中央から上流を上、下流を下に示している。左図は流れ方向に垂直な面における流れの z 方向の平均分布を表わしており、ベクトルを右図の 20 倍のスケールで表わしている。No.4 より、遠心力による上下対称な二次流れが計算されていることが確認できる。No.5 は、No.4 に気泡を吹き込んだ無重力条件の計算結果で、気泡の影響がほとんど現れていないことがわかる。一方、重力のある条件の No.6 では、気泡の浮力により二次流れとしてスワールができていくことがわかる。

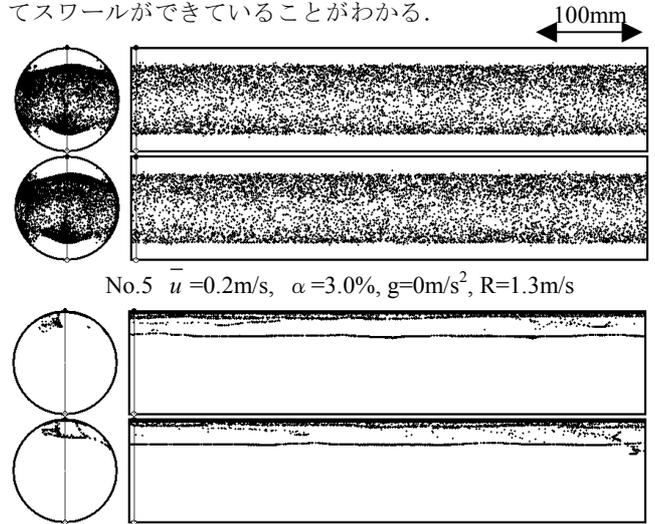


Fig.5 Distribution of bubbles($t=3.6s$)

Fig.5 に No.5 と No.6 の気泡分布を示す。No.5 より、気泡が二次流れによって起きた渦の中心に集まっていることが確認できる。また、No.6 では、浮力によって気泡が上部に集まっていることがわかる。

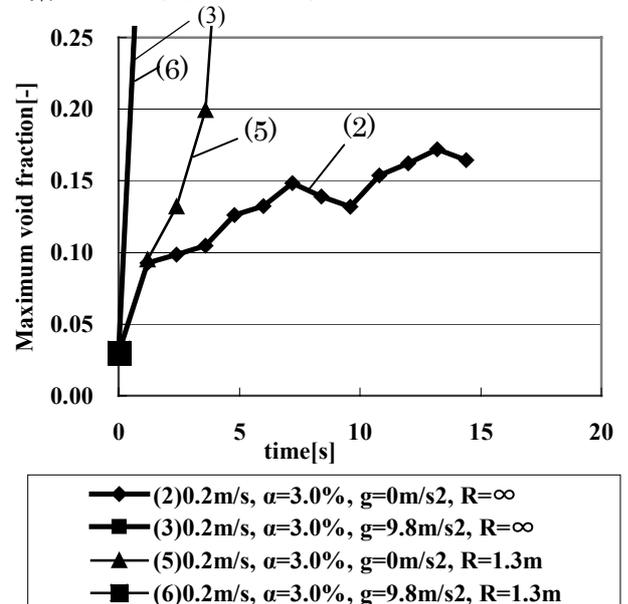


Fig.6 Increase of void fraction($u=0.2m/s$ $\alpha=3.0\%$)

計算領域内最大ボイド率の時間変化を Fig.6 に示す。今回の計算は Froude 数が

$$Fr = \frac{U^2}{gh} = 0.202$$

と低いため、重力の影響が慣性力に比べ強く、重力のある No.3, 6 は浮力により早く気泡が集積することがわかる。今

回の計算ではボイド率 0.25 で明らかにスラグ流に遷移するため、そこで計算を止める。無重力条件の No.5 と No.2 は、二次流れが未発達なうちは明確な違いは現れないが、その後遠心力の影響で渦が発達し、その結果気泡の集積が促進されることが図よりわかる。

5. 結言

ヘリカルコイル内気泡流解析によって以下のことが明らかとなった。

- 体積率及び気泡の並進運動方程式の計算にデカルト座標系を利用した結果、円筒座標系 E-L モデルによる数値解析が可能となった。
- 二次流れ中の渦中心に気泡が集まるため、遠心力の効果により気泡の集積が促進された。
- 浮力と遠心力の影響によりスワールが発生することが示された。

参考文献

- (1) Berger, S. A., Talbot, L. "Flow in curved pipes", A. Rev. Fluid. Mech. **15**(1983), pp461-512
- (2) Lockhart, R. W., Martinelli, R.C. "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two component flow in pipes", Chem, Engng Prog. **45**(1949), pp.37-48
- (3) Ripple, G. R., Edin, C. M., Jornan, H. B., "Two-phase flow in a coiled tube", I&EC **5**(1966), pp32-39
- (4) Owhadi, A., Bell, K. J., Crain, B., "Forced convection boiling inside helically-coiled tubes", Int. J. Heat Mass Transfer **11**(1968), pp1779-1793
- (5) Awwad, A., Xin, R.C., Dong, Z.F., Ebadian, M.A., Soliman, H.M., "Measurement and correlation of the pressure drop in air-water two-phase flow in horizontal helicoidal pipes", Int. J. Multiphase Flow **21**(1995)No.4, pp607-619
- (6) 杉山, 高木, 松本, "円柱周りの気泡流の三次元解析", 機械学会論文集 B 編, 65 巻, 638 号, pp3260-3267
- (7) 村井, 松本, "気泡プルームの微細流動構造の数値解析(第 1 報, ラグランジュ法による気泡流の数値計算)", 機械学会論文集 B 編, 63 巻, 611 号, pp2277-2282
- (8) Einstein, A. "A new determination of molecular dimensions", Annals of Physics, **19**, (1906), pp.289-306
- (9) ランダウ=リフシツ 流体力学 1
- (10) Auton T.R., "The Lift Force on a Spherical Body in a Rotational Flow", J. Fluid Mech, **183**(1987) pp199
- (11) 竹村, 矢部, "低レイノルズ数領域における球形気泡の上昇速度", 日本機械学会論文集 B 編, 63 巻 613 号 pp.2909-2914
- (12) KITAGAWA, A., MURAI, Y., YAMAMOTO, F., "Two-way Coupling of Eulerian-Lagrangian Model for Dispersed Multiphase Flows using Filtering Functions", International Journal of Multiphase Flow, Vol.27, No.12, pp.2129-2153(2001.12)