正方形角柱群内熱流動における二重平均乱流熱輸送方程式の収支分析

An analysis of budget terms of the double averaged energy equations for turbulent flows in square rod arrays

学 ○桜井 洋太 (阪府大) 学 桑田 祐丞 (阪府大) 正 須賀 一彦 (阪府大)
Yota SAKURAI, Osaka Prefecture University, 1-1 gakuen-chou, Naka-ku, Sakai-shi, Osaka
Yusuke KUWATA Osaka Prefecture University
Kazuhiko SUGA Osaka Prefecture University

1. 緒論

多孔体は表面積を大きく持ち、高い伝熱性能を有するため、産業界で広く活用されている。しかし、設計のために多孔体内熱流動場の実験的計測を行うことは困難であり、詳細な数値解析も計算コストの面で現実的でない。そのため、体積・レイノルズ平均を施す二重平均系における巨視的な解法が適しているが、モデル化のための熱流動の知見は少ない。そこで、複雑流路の解析に適している格子ボルツマン法を用いて、正方形角柱群内共役熱流動のラージ・エディ・シミュレーションを行い、二重平均熱輸送方程式のモデル化のためのデータを作成した。

2. ラージ・エディ・シミュレーション

本研究では、速度場に三次元27方向速度多緩和時間格子ボルツマン法¹⁾を用いた。温度場はパッシブスカラーとして扱う三次元19方向速度単一緩和時間モデルを用い、計算の安定化のため regularization²⁾を導入すると、温度場の密度分布関数は以下のように表される。

$$|g(\mathbf{x} + \xi_{\alpha}\delta t, t + \delta t)\rangle = |g^{eq}(\mathbf{x}, t)\rangle + \left(1 - \frac{1}{\tau_g}\right) |\hat{g}'(\mathbf{x}, t)\rangle, \quad (1)$$

ここで、 g^{eq} は平衡分布関数であり、 $\hat{g}'$ は、密度分布関数の非平衡量である。温度拡散係数は $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{SGS}$ となり、緩和係数に $\alpha = 1/3(\tau_g - 1/2)\delta t$ として関連付けられている。 α_0 は温度拡散係数、 α_{SGS} はSGS乱流拡散係数であり、SGS乱流プラントル数を定数0.7として $\alpha_{SGS} = \nu_{SGS}/Pr_{SGS}$ のように定めた。また、SGSモデルにはWALEモデル³⁾を適用した。

3. 二重平均乱流熱輸送方程式

多孔体内熱流動において、一般には固相部と流体相部の温度が平衡状態ではない。そのため、本研究では流体相と固相の温度を解析した。流体相、固相それぞれの体積平均温度を $\langle T_f \rangle^f$ 、 $\langle T_s \rangle^s$ とし、分散を $\tilde{T}_f = T_f - \langle T_f \rangle^f$ とすると、それぞれの相における二重平均熱輸送方程式は、以下のように表される。

$$\varphi \frac{\partial \langle \tilde{T}_f \rangle^f}{\partial t} + \langle \tilde{u}_j \rangle^f \frac{\partial \varphi \langle \tilde{T}_f \rangle^f}{\partial x_j} = H^{f1} + H^{f2} + S_f, \quad (2)$$

$$(1 - \varphi) \frac{\partial \langle \tilde{T}_s \rangle^s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_s \frac{\partial (1 - \varphi) \langle \tilde{T}_s \rangle^s}{\partial x_j} \right) - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\Delta V} \int_A n_j \alpha_s \tilde{T}_s dA \right)}_{S_{Ts}} - \underbrace{\frac{1}{\Delta V} \int_A n_j \alpha_s \frac{\partial \tilde{T}_s}{\partial x_j} dA}_{S_{Ws}}, \quad (3)$$

ここで、

$$H^{f1} + H^{f2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_f \frac{\partial \varphi \langle \tilde{T}_f \rangle^f}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \varphi (H_j^A + \mathcal{H}_j) \}, \quad (4)$$

$$S_f = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\Delta V} \int_A n_j \alpha_f \tilde{T}_f dA \right)}_{S_{Tf}} + \underbrace{\frac{1}{\Delta V} \int_A n_j \alpha_f \frac{\partial \tilde{T}_f}{\partial x_j} dA}_{S_{Wf}}. \quad (5)$$

なお、 φ は空隙率を示し、添え字の f, s はそれぞれ、物理量が流体相、固相のものであることを示す。体積平均された乱流熱流束 $H_j^A = \langle u_j \tilde{T}_f \rangle^f$ と分散熱流束項 $\mathcal{H}_j = \langle \tilde{u}_j \tilde{T}_f \rangle^f$ はモデル化が必要な未知項である。表面積分項であるねじれ項 S_T と壁面熱交換項 S_W は流体と固体との間の熱交換の働きをする項であり、これらの項もモデル化が必要である。本解析対象の正方形角柱群内熱流動では、 $\mathcal{H}_j$ と S_T は現れない。

4. 計算領域および計算条件

Fig.1に計算領域と境界条件を示した。上面($z = 2H$)と下面($z = 0$)では、固相においては一定の温度差 ΔT をつけて温度を固定し、流体相においては断熱条件を設定した。また、速度場はすべり境界条件を課した。全方向に周期境界を適用するのが理想的であるが、上面と下面の温度の境界条件のため、このような境界条件を設定した。他のすべての面においては、周期境界条件とし、流れ方向に一定の圧力差を与えた。格子数は $337(x) \times 85(y) \times 168(z)$ とした。また、体積平均の検査体積(REV)の高さは、 z 方向の平均熱流束が線形分布となることを確認したうえで $z = 0.5H - 1.5H$ と設定した。ここで、検査体積内の乱流において、上下のスリップ、断熱の境界条件の影響を十分無視できることを確認したため、このREV領域において z 方向に周期境界が成り立つものとみなすことができる。空隙レイノルズ数 Re_h は $Re_h = 1 \sim 3000$ である。角柱の一片の長さ D を変更して流れ場の空隙率は次の関係 $\varphi = 1 - (D/H)^2$ によって変えた。流体のプラントル数は $Pr = 0.71$ 、温度拡散係数の比は $\alpha_s/\alpha_f = 4.4$ とした。

Fig.1 Computational domain and instantaneous temperature field.

5. 結果と考察

Fig.2, 3に体積平均を施した乱流熱流束 H_j^A と壁面熱交換項 S_W を示す。Fig.2では、体積平均乱流熱流束 H_j^A が $Re_h = 3000$ かつ $\varphi = 0.91$ の条件のものを除いて、空隙率の増加とともに低い値へと推移している。Fig.3では、空隙率が増加するほど、温度の勾配が小さくなるため、壁面熱交換項 S_W の値が小さくなることを示している。

Fig.2 Volume averaged turbulent heat flux.

Fig.3 Wall heat transfer term.

参考文献

- [1] Takashima, K., et al., *Proc. Int. Comput. Mech. Symp.*, Kobe, Japan, 2012.
- [2] Chen, H., *Phys. Rev. E*, 74, 046703, 2006.
- [3] Nicoud, F., et al., *Flow, Turbulence and Combustion*, 62, No. 3, pp. 183-200, 1999.