

層流下における熱・物質移動問題の数値解析

(第2報 物性値変化を考慮した円管内固気混相流の流動と伝熱)

金丸 邦 康* ・ 川 江 信 治**
茂 地 徹** ・ 山 田 昭**Numerical Analysis of Heat and Mass Transfer Problem in
Laminar Flow
(Part II : Heat Transfer and Fluid Mechanics for Laminar Multiphase Flow
with its Variable Properties in Circular Tube)

by

Kuniyasu KANEMARU*, Nobuji KAWAE**, Toru SHIGECHI**
and Takashi YAMADA**

The equations governing a gaseous solid suspension flow in a uniformly headed circular tube, where a large variation of gas-phase properties occurs, are solved by using the orthogonal collocation method. Results of the computations are illustrated for air-graphite system which downflows gravitationally. It is shown that more than ten internal radial collocation points are necessary to get the convergent field variables such as velocities, loading ratio. Comparison of the multiphase flows with their constant/variable properties is summarized as follows: (1) The axial velocities of particulate and gas phases with the variable properties are accelerated at the center of the pipe and retarded in the vicinity of the wall compared with those with the constant properties. (2) The profiles of loading ratio for the former are much lower than the latter in the downstream. (3) Nusselt number and static pressure increase as the inlet loading ratio increases and heat flux at the wall decreases.

1. 緒 言

気体中に固体微粒子を分散させた固気混相流は、金属粒子、セメント、ファインセラミックなど粉粒体の空力輸送やロケットノズル推進系、微粉炭燃焼装置などでみられ、流れのモデリングに関連した研究¹⁾が進展している。また、近年固気混相流は、高温ガス炉や核融合炉などの高温・高熱流束伝熱系の除熱媒体として関心を持たれ、その基本的な伝熱性能の予測と実証のために、主に噴流や円管内流れを対象に、粒子のふく射性を考慮した温度助走区間の系統的な伝熱解析と、

ヘリウム・ガスとグラファイト微粒子からなる固気二相流による高温伝熱実験とが行われてきた²⁾。一方、管内混相流の流れ場と温度場が同時に発達する複雑な場合に対して、Sigleton³⁾が平板に沿う境界層流れを、清水ら⁴⁾が等温壁の条件で円管内助走区間を対象に解析している。本解析では、後者の解析と同様にふく射の影響を無視するが、高熱流束を受けて、媒質温度が変化し、物性値が空間的に変わることとを考慮して、円管内の固気二相流の流動(層流)と伝熱の定式化を行い、均一加熱条件で直交選点法により数値解析した。

平成2年4月28日受理

* 共通講座・工業物理学 (Applied Physics Laboratory)

**機械システム工学科 (Department of Mechanical Systems Engineering)

おもな記号

A_p	: 単一粒子の表面積
a_0	: 入口での気体相の音速
C_f, C_p	: 気体相の定圧比熱および粒子相の比熱
C_{pf}, C_{vf}	: 気体相の定圧比熱と定積比熱
d_p	: 単一粒子の直径
g	: 重力加速度
h_f, h_p	: 気体相および粒子相のエンタルピー
k_f	: 気体相の熱伝導率
ℓ_p	: 緩和距離 ($= u_{f0} \rho_p d_p^2 / (18 \mu_f)$)
n_p	: 粒子数密度
p, p_0	: 気体圧力と入口の気体圧力
q_w	: 壁面熱流束
R	: 円管の内半径
R_g	: ガス定数
r, x	: 半径方向座標および軸方向座標
T_f, T_p	: 気体相および粒子相の温度
u_f, u_p	: 気体相および粒子相の軸方向速度
v_f, v_p	: 気体相および粒子相の半径方向速度
α_p	: 粒子から気体への熱伝達係数
γ	: ローディング比 (ρ_{ap} / ρ_{f0})
μ_f	: 気体相の粘度
ρ_{ap}	: 分散粒子相のみかけの密度
ρ_f, ρ_p	: 気体相の密度と粒子の材料密度

添 字

dp, f, p	: 分散相, 気体相および粒子相
m	: 断面平均
P, V	: 定圧および定積
$w, 0$: 壁面および入口

2. 基礎式

図1の円筒座標系において、円管内を層流で鉛直上昇または下降する固気混相流の流動と伝熱を支配するのは、基礎式(1)~(7)である。なお、aを付した式番号で参照される各式は、式(9)の無次元量を用いて変形した無次元基礎式である。流れは、層流で境界層

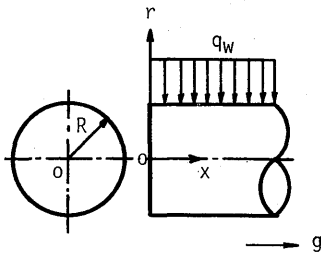


Fig. 1 Coordinate system

近似が成立するとし、粒子相の空間的密度分布の変化、粒子相と気体相間の Stokes 力および重力の影響を考慮するが、Saffman 力, thermophoresis (熱泳動), 電磁力などの外力は無視する。

(a) 連続の式

気体相:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_f v_r) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_f u_f) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \rho^* V_f) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho^* U_f) = 0 \quad (1a)$$

また、質量流量が一定であるので、連続の式を任意の断面にわたり積分し、一様流入では次の補助式を得る。

$$\int_0^R \rho_f u_f r dr = \rho_{f0} u_{f0} R^2 / 2 \quad (1)$$

$$\int_0^1 \rho^* U_f \eta d\eta = \rho^*_{f0} / 2 \quad (1a)$$

粒子相:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_{ap} v_p) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_{ap} u_p) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} (\eta \gamma V_p) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\gamma U_p) = 0 \quad (2a)$$

ここで、 ρ_{ap} は分散粒子相のみかけの密度であり、粒子が単一径の球形粒子から成るとして、粒子材料の密度 ρ_p 、粒子一個の体積 V' 、粒子の単位体積中の数 n_p の積として、 $\rho_{ap} = \rho_p n_p V'$ で表される。

(b) 運動量の式

気体相 (軸方向):

$$\begin{aligned} \rho_f (u_f \frac{\partial u_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial u_f}{\partial r}) &= -\frac{dp}{dx} \\ &+ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (\mu_f r \frac{\partial u_f}{\partial r}) \\ &- 3\pi \mu_f d_p n_p (u_f - u_p) \pm \rho_f g \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho^* (U_f \frac{\partial U_f}{\partial \xi} + V_f \frac{\partial U_f}{\partial \eta}) &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{dP}{d\xi} \\ &+ \frac{2Pr_0}{\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} (\mu^* \eta \frac{\partial U_f}{\partial \eta}) \\ &+ L\mu^* Re_0 Pr_0 \gamma (U_p - U_f) \\ &\pm \frac{Re_0 Pr_0}{Fr_0} \rho^* \end{aligned} \quad (3a)$$

粒子相 (軸方向):

$$\begin{aligned} \rho_{ap} (u_p \frac{\partial u_p}{\partial x} + v_p \frac{\partial u_p}{\partial r}) &= 3\pi \mu_f d_p n_p (u_f - u_p) \\ &\pm (1/6) \pi d_p^3 n_p \rho_p g \end{aligned} \quad (4)$$

$$U_p \frac{\partial U_p}{\partial \xi} + V_p \frac{\partial U_p}{\partial \eta} = -L\mu^* Re_0 Pr_0 (U_p - U_f) \pm \frac{Re_0 Pr_0}{Fr_0} \quad (4a)$$

ここで、複号(±)は+が下降流、-が上昇流を示す。粒子相(半径方向):

$$\rho_{dp} \left(u_p \frac{\partial v_p}{\partial x} + v_p \frac{\partial v_p}{\partial r} \right) = 3\pi\mu_f d_p n_p (v_f - v_p) \quad (5)$$

$$U_p \frac{\partial V_p}{\partial \xi} + V_p \frac{\partial V_p}{\partial \eta} = L\mu^* Re_0 Pr_0 (V_f - V_p) \quad (5a)$$

(c) エネルギーの式

気体相:

$$\rho_f \left(u_f \frac{\partial h_f}{\partial x} + v_f \frac{\partial h_f}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(k_f r \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) + u_f \frac{dp}{dx} + \mu_f \left(\frac{\partial u_f}{\partial r} \right)^2 + 3\pi\mu_f d_p n_p (u_f - u_p)^2 + 3\pi\mu_f d_p n_p (v_f - v_p)^2 + n_p A_p \alpha_p (T_p - T_f) \quad (6)$$

$$c^*_{f,p} \rho^* \left(U_f \frac{\partial \theta_f}{\partial \xi} + V_f \frac{\partial \theta_f}{\partial \eta} \right) = \frac{2}{\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} \left(k^* \eta \frac{\partial \theta_f}{\partial \eta} \right) + \frac{(\kappa_0 - 1) M_0^2}{2} \left\{ U_f \frac{dP}{d\xi} + 2Pr_0 \mu^* \left(\frac{\partial U_f}{\partial \xi} \right)^2 \right\} + L(\kappa_0 - 1) M_0^2 Re_0 Pr_0 (U_p - U_f)^2 \gamma + \frac{L(\kappa_0 - 1) M_0^2 (V_p - V_f)^2 \gamma}{Re_0 Pr_0} + 12Nu_d \left(\frac{R}{d_p} \right)^2 \frac{\rho_{f0}}{\rho_p} \gamma (\theta_p - \theta_f) \quad (6a)$$

粒子相:

$$\rho_{dp} \left(u_p \frac{\partial h_p}{\partial x} + v_p \frac{\partial h_p}{\partial r} \right) = n_p A_p \alpha_p (T_f - T_p) \quad (7)$$

$$c^*_{p,p} \gamma \left(U_p \frac{\partial \theta_p}{\partial \xi} + V_p \frac{\partial \theta_p}{\partial \eta} \right) = 12Nu_d \left(\frac{R}{d_p} \right)^2 \frac{\rho_{f0}}{\rho_p} \gamma (\theta_f - \theta_p) \quad (7a)$$

ここで、 A_p は、微粒子一個の表面積(= πd_p^2)である。また、気体は理想気体とし、次の状態方程式に従うものとする。

$$p = \rho_f R_g T_f \quad (8)$$

$$\rho^* \theta_f = \frac{\kappa_0 M_0^2 P}{2} + \frac{T_0}{T_r} \quad (8a)$$

無次元基礎式(1a)~(8a)の導出には、つぎの無次元量を用いた。

$$\left. \begin{aligned} Re_0 &= \frac{2R \cdot u_{f0}}{v_{f0}}, Pr_0 = \frac{c_{f0} \cdot \mu_{f0}}{k_{f0}}, \\ Fr_0 &= \frac{u_{f0}^2}{R \cdot g}, M_0 = \frac{u_{f0}}{a_0}, L = \frac{R}{\ell_p}, \\ \kappa_0 &= \frac{c_{pf0}}{c_{vf0}}, Nu_d = \frac{\alpha_p d_p}{k_{f0}}, \\ c^*_{s} &= \frac{c_s}{c_{f0}}, k^* = \frac{k_f}{k_{f0}}, \mu^* = \frac{\mu_f}{\mu_{f0}}, \\ \eta &= \frac{r}{R}, \xi = \frac{x}{Re_0 Pr_0 R}, U_s = \frac{u_s}{u_{f0}}, \\ V_s &= \frac{v_s Re_0 Pr_0}{u_{f0}}, \theta_s = \frac{T_s}{T_r}, \rho^* = \frac{\rho_r}{\rho_{f0}}, \\ \gamma &= \frac{\rho_{dp}}{\rho_{f0}}, P = \frac{2(p - p_0)}{\rho_{f0} u_{f0}^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここで、添字 r は、基準値を意味し、以下均一加熱条件を考慮するので、入口を基準とする。 s は、気体相 f または粒子相 p を意味する。

無次元式(1a)~(8a)に対する境界条件は、以下のように設定する。気体相の壁面での速度は、 $U_{rw} = 0, V_{rw} = 0$ であり、粒子相の壁面での速度は、 $V_{pw} = 0$ である。粒子の軸方向速度に対しては、気体相の壁面での速度勾配との相関から決める場合もあるが、ここでは粒子相の壁面せん断力が無視できると仮定し、 $(\partial U_p / \partial \eta)|_{n=1} = 0$ とする。一方、ローディング比 γ の境界条件は、粒子相の壁面との非反応性を仮定して $(\partial \gamma / \partial \eta)|_{n=1} = 0$ と設定する。温度に関する境界条件は、均一加熱の場合を設定し、入口温度を基準値に取り、次式(10)で無次元表示される。ここで、混相媒体が加熱される場合、 Q_w の値を正にとる。

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial \eta} \Big|_{n=1} = \frac{q_w R}{k_f T_0} = Q_w \quad (10)$$

また、入口での気体相および粒子相の温度は両相とも等しく一様で ($\theta_f = \theta_p = 1$)、ローディング比は、入口断面で一様である ($\gamma = \gamma_0 = \text{const.}$) とする。速度に関しては、一様流入速度 ($U_f = U_p = 1, V_f = V_p = 0$) を設定する。

3. 数値解析

本研究の数値解析には、重み付き残差法の一解法である直交選点法^{5),6)}を用いた。気体相および粒子相の温度 θ_f, θ_p や軸方向速度 U_f, U_p 、粒子相のローディング比 γ の半径方向分布の試行関数は、軸対称性を考慮して、 η^2 に関する n 次のべき級数で展開される。ここで、 n は内部選点の数である。一方、 V_f, V_p の試行関数の半径方向の展開は、中心軸と壁面とで、その値が零であることを考慮して、

$$V_f = \sum_{i=1}^{n+1} b_i \eta^{2i-1} \quad (11)$$

で展開した。半径方向の1階微分、2階微分およびラプラスの離散化に際しては、軸方向の ξ (既知断面)と $\xi + \Delta\xi$ (未知断面)の内分点(重み係数 σ)で評価した。一方、軸方向の対流項は、 ξ と $\xi + \Delta\xi$ の内分点 σ の位置で差分法によりつぎのように離散化した。ここで、添字 $k-1$, k は反復前後の値を示す。

$$U_f \frac{\partial U_f}{\partial \xi} \rightarrow \{ \sigma U_{f,i+1}^{k-1} + (1-\sigma) U_{f,i} \} \\ \times \frac{U_{f,i+1}^k - U_{f,i}^k}{\Delta\xi}$$

本直交選点法により得られる、式(1a)~(7a)の離散式(連立一次方程式)の係数行列は $(7n+7) \times (7n+7)$ の大きさであるが、全バンド幅を $(2n+3)$ とするバンド・マトリックス解法により得られた第1近似解を用いて係数行列を修正し、反復前後の解の相対誤差が 10^{-4} 以下になるまで、同様の手順を繰り返した。

4. 計算結果および考察

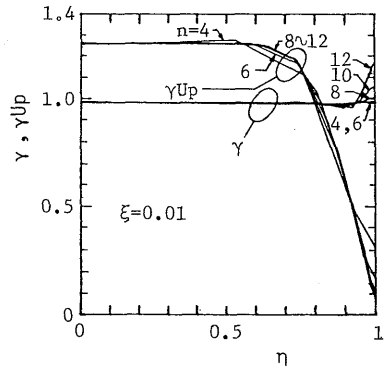
4.1 物性値一定の場合

最初に、選点数 n の妥当性を検討するために、物性値一定として、式(1a)~(5a)を連立し数値解析した。すなわち、空気(202.6kPa, 20°C)とグラファイト(直径 $d_p = 10\mu\text{m}$)から成る混相流が直径 $2R = 18\text{mm}$ の円管内を鉛直下降する場合を対象に、表1の無次元パラメータ(以下、基準パラメータという)を選んだ。このとき、気体の運動量の式(3)の重力項およびエネルギー式(6)の右辺第5項の気体~粒子相間の半径方向速度差による粘性発熱項は、数値的に無視できることがわかるので、以下考慮しない。

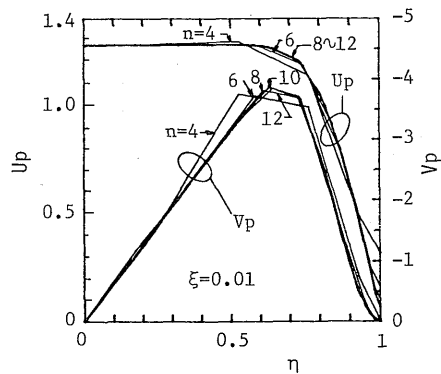
表1 基準パラメータ(物性値一定)

気体相のレイノルズ数: $Re = 1000.0$
気体相のプラントル数: $Pr = 0.713$
フルード数: $Fr = 2.13$
マッハ数: $M_0 = 0.00126$
気体相の比熱比: $\kappa_0 = 1.40$
入口速度分布: $U_{f0} = U_{p0} = 1.0$
入口ローディング比: $\gamma_0 = 1.0$
管半径/粒子緩和距離: $R/\ell_p = 30.0$
粒子ヌセルト数: $Nu_d = 2.0$
粒子の比熱/気体相の定圧比熱: $c^*_p = 0.538$

図2に、流れ方向初期刻み $\Delta\xi = 10^{-4}$ と固定し、内部選点数 n を変化させたときの、 $\xi = 0.01$ での粒子相速度分布、ローディング比などの収束の状況を、内部選点数での値を結ぶ折れ線により示す。最適な σ 値に



(a)



(b)

Fig. 2 (a) Convergence of loading ratio γ and particle mass flux γU_p

(b) Convergence of particle velocities U_p and V_p

については、Worsøpe-Schmidt⁷⁾, Patanker⁸⁾の検討があり、彼らは $\sigma = 3/4$ を推奨しているが、本解析でも、質量、運動量、エネルギーなどの積分関係式の検討からこの値を採用した。内部選点数は、図2(a), (b)より、 U_p と γ の中央部および図示していないが、 U_f の全域で、 n が10程度で十分に収束していることがわかる。一方、壁面での U_p および γ は、 n の増加に対して収束は鈍いが、図2(a)に示すように、質量速度 γU_p は、ほぼ満足できる収束状況である。

以上の結果から、本解析では、 $\sigma = 3/4, n = 12$ のときを採用し、表1の基準パラメータに対する流れ場の変数の軸方向の変化を図3~7に、太線で示す。(これらの図には同時に、後述する変物性の場合を細線で示す。)図3は、軸方向速度分布 U_f, U_p であり、壁面近傍の拡大図も同時に示す。これより、中心部では粒子相が気体相より先行し、壁面で粒子相が滑りながら流

れることがわかる。図4は、半径方向速度分布 V_f , V_p であり、壁面近傍に極値を持ち、全体に壁面から中心部に向けて流れることが示される。また下流に行くに従い、極小値の位置は管中心に移動し、速度は、全体に零に近づき平坦化してくる。気体相の半径方向速度 V_f の壁面での勾配は解析的に零であるが、本計算結

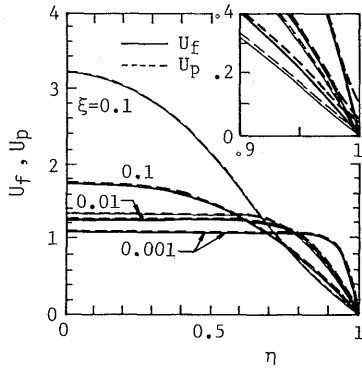


Fig. 3 Profiles of dimensionless axial velocities U_p and U_f

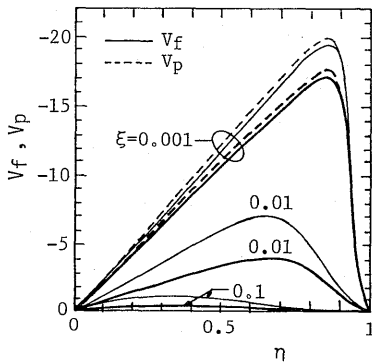


Fig. 4 Profiles of dimensionless radial velocities V_p and V_f

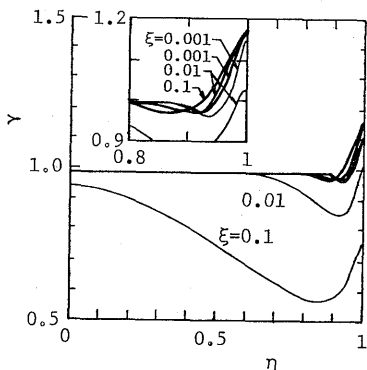


Fig. 5 Variation of loading ratio γ

果でも明らかにこれを満足している。粒子相の速度 V_p も、下流に行くにつれてこの特性を持つてくるが、これは壁面の U_p が下流に行くに従いほとんど変化しないことに対応している。図5および図6の太線は、それぞれ、粒子ローディング比 γ および粒子質量速度 γU_p の変化の様子を示す。入口近傍でのローディング比の分布は、壁面で最大値を取り、管中心部では余り変化しないため、壁面近傍で極小値を取る分布になる。また、下流に行くにつれて、極小値をとる点は壁面から離れていく。このとき、粒子相の総質量 $\int_0^1 \gamma U_p \eta d\eta$ のバランスを検討してみると、最大でも0.2%程度の相対誤差である。粒子質量速度は、壁面で零でない値をもち、中心部で平坦な分布をしているが、下流に行くに従って、中心部の粒子質量速度は、大きくなる。図7に、無次元壁面熱流束 $Q_w = 1$ のときの温度分布を示す。粒子相と気体相間の温度差は、粒径の小さい本パラメータでは、図上で実際上区別できない。壁温は、下流に行くに従い増加し、中心部の温度レベルも平坦部を狭くさせながら、上昇していく。また、断面温度による混合平均温度 θ_{mc} と、壁面から入熱によるそれ θ_{mh} を検討すると、表2のようになり、良好な一致が得られた。

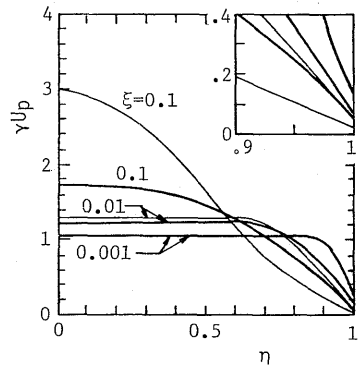


Fig. 6 Variation of particle mass flux γU_p

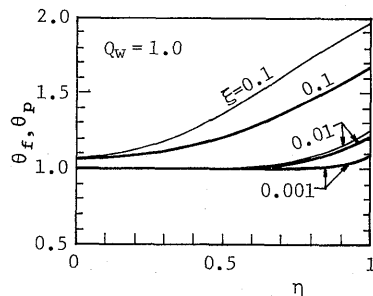


Fig. 7 Variation of dimensionless temperatures θ_p and θ_f

表2 混合平均温度の検討

無次元距離(ξ)	0.001	0.01	0.1
断面温度による 混合平均温度(θ_{mc})	1.00275	1.0263	1.261
壁面入熱による 混合平均温度(θ_{mh})	1.00260	1.0260	1.260

4. 2 物性値変化を考慮する場合

高熱負荷を受ける混相媒体としては、定物性の場合と同様、気相に空気(202.6kPa)、微粒子にグラファイト($d_p = 10\mu m$)を選び、粒子の比熱は一定とし、その他の物性値の温度依存性を、以下のように考慮した。

$$c^*_f = \theta_f^{0.12}, k^* = \theta_f^{0.71}, \mu^* = \theta_f^{0.67}$$

計算パラメータとしては、定物性の場合と同様に、直径 $2R = 18mm$ の円管に入口温度 $20^\circ C$ の混相媒体が流入し、鉛直下降しながら徐熱を行う伝熱系に対応し、表3の通りである。ここで、下線の施した値の系を、変物性の場合の基準パラメータとする。

表3 計算パラメータ(下線は変物性の基準パラメータ)

気体相の入口レイノルズ数: $Re_0 = 1000.0$
気体相の入口プラントル数: $Pr_0 = 0.713$
気体相の入口フルード数: $Fr_0 = 2.13$
気体相の入口マッハ数: $M_0 = 0.00126$
気体相の入口比熱比: $\kappa_0 = 1.40$
入口速度分布: $U_{f0} = U_{p0} = 1.0$
入口ローディング比: $\gamma_0 = 0.5, \underline{1.0}, 2.0$
管半径/粒子緩和距離: $R/\ell_p = 30.0$
粒子ヌセルト数: $Nu_d = 2.0$
粒子の比熱/気体相の定圧比熱: $c^*_{p0} = 0.538$
壁面熱流束: $Q_w = \underline{1.0}, 2.0, 5.0, 10.0$

上記の変物性の基準パラメータに対し、内部選点の数を同様に $n = 12$ に設定し、速度分布、ローディング比、および温度分布を、図3~7に細線を用いて示した。

図3より、変物性の場合の軸方向速度分布は、 ξ が小さい上流部では、ほとんど定物性の場合と一致しているが、下流部では大きく異なってくる。特に $\xi = 0.1$ では、中心部の両相はかなり加速され、逆に壁面近傍で減速される。これは、壁面近傍で気体相が高温であるため、気体粘度が上昇し減速が促進されることによる。図4の細線は、変物性を考慮した半径方向速度分布を示す。変物性の場合の V_r, V_p は、定物性のそれに比べ、その絶対値は大きく、零レベルに達する距離が長い。図5および6の細線によれば、変物性を考慮した

場合のローディング比 γ 、粒子質量速度 γU_p の壁面近傍の値は、定物性の値と比べ大きく変化しており、その影響の及ぶ範囲も中心まで広がっている。図7の細線は、変物性の場合の流体および粒子相の温度分布を示し、上流域では、気体および粒子温度は、定物性の場合に比べそれほど変化しないが、下流域ではかなり高いことがわかる。これは、変物性を考慮した場合、壁面近傍の気体速度および密度(すなわち、質量速度)が、定物性の場合より減少し、伝熱が抑制されるからである。

最後に、上記のパラメータの内、入口ローディング比、壁面熱流束を変化させたときの熱伝達と無次元圧力 P の変化を、図8および図9で検討した。また、図中に、定物性の基準パラメータに対応する場合を破線で示した。熱伝達係数は、次式(12)の局所ヌセルト数 Nu_ξ で定義される。

$$Nu_\xi = \frac{2(\partial\theta_f/\partial\eta)|_{\eta=1}}{\theta_w - \theta_m} \tag{12}$$

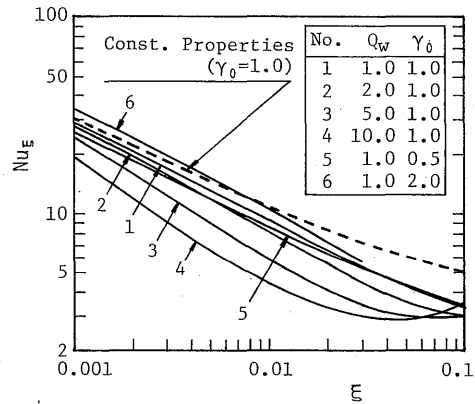


Fig. 8 Axial variation of local Nusselt number Nu_ξ

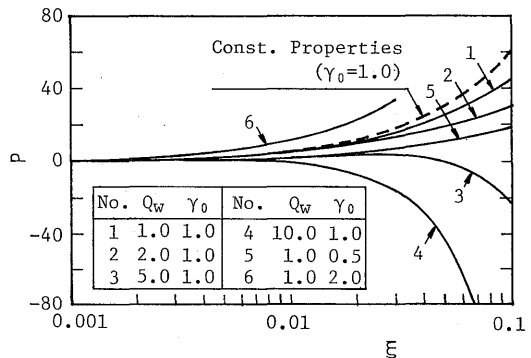


Fig. 9 Axial variation of dimensionless pressure P

ここで、 θ_w および θ_m は、それぞれ ξ での壁温および混相媒体の混合平均温度である。

図8に示すように、入口ローディング比の増加により、上流部で局所ヌセルト数は増大するが、これは、熱容量の増加により、温度助走区間が長くなる効果と、温度レベルの低下により壁面近傍の気体の粘度上昇が緩和され、流体相の質量速度 $\rho^* U_f$ が大きくなる効果による。また、壁面熱流束が大きくなると、ヌセルト数は大きく減少するが、これは、壁面近傍の気体相の速度は大きくなるが、密度の減少の方が大きいために結果として、流体相の質量速度が低下するからである。

図9には、無次元圧力 P の流れ方向変化を示す。これより、下降流では、定物性の場合および変物性の場合で壁面熱流束が小さい場合、圧力が下流に行くほど正になる。いわゆる、重力による粒子ポンプ効果⁴⁾がみられる。圧力の増加の程度は、入口ローディング比が大きいほど、壁面熱流束が小さいほど大きくなる。また、変物性の解析においては、無次元の壁面熱流束 Q_w が、5程度より大きくなると、下流方向に圧力降下がみられるようになる。

5. 結 言

円管内を鉛直に層流状態で下降する固気二相流が、気体相の物性値変化を考慮して、直交選点法により解析された。定物性の流動場の十分な収束値を得るために、内部選点の数は10以上を要した。さらに、高い壁面熱流束を受ける空気とグラファイト粒子から成る混相流が、気体相の物性値変化を考慮し解析され、速度、

温度、ローディング比などの分布が求められた。これらの計算結果より、以下のことが明らかになった。

- (1) 変物性を考慮した下流域での軸方向速度は、定物性の場合より、中心部でより加速され、壁面でより減速される。
- (2) 変物性を考慮したローディング比は、定物性の場合より、下流域でかなり低下した分布となる。
- (3) 入口ローディング比が大きいほど、壁面熱流束が小さいほど、ヌセルト数と無次元圧力は大きくなる。

終わりに、本解析プログラムの改良には、本学院生入江昌信君が協力したことを記して、謝意を表す。

参考文献

- 1) 例えば、森岡茂樹，ながれ，3-4 (昭59)，318。
辻裕，ながれ，6-2 (昭62)，116。
- 2) Hasegawa, S., ほか2名, Handbook of Heat and Mass Transfer, (1986), 523, Gulf Pub. Comp.
- 3) Sigleton, R. E., Z. Angew. Math. u. Phys., 16-4 (1965-7), 421.
- 4) 清水・ほか2名, 機論, 46-403, B (昭55), 458.
- 5) Finlayson, B. A. (鷺津・ほか2名共訳), 重みつき残差法と変分原理, (昭), 98, 培風館。
- 6) 金丸・ほか3名, 長大工研報, 17-28 (昭62), 7.
- 7) Worsøe-Schmidt, P. M. and Leppert G. Int. J. Heat & Mass Transf., 8-10 (1965-10), 1281.
- 8) Patanker, S. V. and Baliga, B. R., Numer. Heat Transf., 1-1 (1979), 27.