ベンドを通過する固気二相流*

(続報, 粒子速度, 濃度の断面内分布およびベンドの下流への影響)

田中 敏嗣*¹, 石橋 秀紀*²
辻 裕*¹, 森川 敬信*³

Air-Solid Two-Phase Flow through a Bend
(2nd. Report: Particle Velocity, Concentration, and Effect on the Downstream)

Toshitsugu TANAKA, Hideki ISHIBASHI,
Yutaka TSUJI and Yoshinobu MORIKAWA

Distributions of particle velocity and concentration were investigated in a pipeline with a 90° horizontal-to-vertical bend. Measurements were performed with an optical fiber probe for three characteristic flow patterns, i.e. dispersed flow, dispersed biasing flow and sliding bed flow, as classified in our previous work. It was found that the distributions were strongly affected by the flow patterns. The velocity distributions in the sliding bed flow were nonuniform and had large gradients, while the distributions in the dispersed flow were nearly uniform across the section. The difference due to the flow patterns was more marked in the results for concentrations. The profiles of concentrations were extremely distorted in the bend owing to the centrifugal force. Moreover, unexpected results were obtained in regard to the variation of the concentration profiles after the bend. At first, the profiles showed an opposite asymmetry in the straight pipe, after which they gradually became uniform. In spite of the above distorted distributions, calculations of particle velocities based on the one-dimensional model agreed well with the experimental results in the straight pipe after the bend.

Key Words: Multiphase Flow, Gas-Solid Flow, Bend, Particle Velocity, Concentration

1. 緒 言

空気輸送装置においてベンドは、閉塞、摩耗、大きな圧力損失の発生など多くの問題の原因となる。このような現象はすべて固体粒子のベンド内における運動状態に起因するものであり、これらの問題を取り扱う場合、粒子の挙動を把握することがまず重要である。しかしながら、その測定の困難さのためベンド内の粒子速度や濃度の分布などを求めた例は非常にまれである。

植松と森川⁽¹⁾は水平面内の90°ベンド内の流れについて、写真撮影によりベンド出口における粒子の分布を測定し、遠心力による濃度分布の偏りを定量的に求めた。その測定条件は混合比が約1.5以下に限られているが、気流速度および混合比に関係なくほぼ一定の濃度分布形状が得られた。また、KliafasとHolt⁽²⁾は流れを鉛直下向きから水平に向きを変える正方形断面を

もつ90°ベンド内の気流速度分布と粒子速度分布をLDVにより測定した。この測定は非常に低濃度におけるものであり、ベンド入口から45°までの区間に限られている。

固体粒子の混合比が大きく変化した場合に流れがどのように変化するかということは上で述べた種々の問題を扱う上で非常に重要であるが、このことについて測定を行った研究はほとんど見あたらない。そこで、前報⁽³⁾では2種類の曲率をもつ水平から鉛直上向きに流れの方向を変える90°ベンドについて、断面内での測定位置を管壁面上に固定して光ファイバプローブによりベンド部における管軸方向の粒子速度の変化の測定を行った。その結果、観察により気流速度と混合比の条件によってベンド内の粒子の流動が分散流(高気流速度、低混合比における管断面内での粒子の分散状態が良好な流れ)、管底流(高混合比の場合に曲率に関して外側の壁面付近に粒子が集中する流れ)およびしゅう動層流(曲率に関して外側の壁面に沿ってしゅう動層が形成される流れ)に分類され、流動状態によりベンド内の粒子速度変化に大きな差が現れることが明らかにされた。本研究では、ベンド内での粒子の挙動

* 昭和63年7月12日 第7回混相流シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和63年9月26日。

^{*1} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

^{*2} 准員、大阪大学大学院 (現在 塩野義製薬(株))。

^{*3} 正員、大阪産業大学工学部 (〒574 大東市中垣内3-1-1)。

をさらに詳しく調べ、前報⁽³⁾で分類された各流動状態の特性を明らかにするため、管断面内の速度分布および濃度分布の測定を行った。またベンド通過後の鉛直部における粒子の加速区間についても同様の測定を行い、ベンドの下流への影響についても新たな知見を得たので報告する。

2. 実験装置および方法

実験に用いた管路系は基本的には前報⁽³⁾と同一であるので、概略だけを述べることにする。用いられた輸送管は内径40mmの内面のなめらかな透明アクリル製円管である。粒子供給部からベンド入口に至る水平管路部は十分な距離が取られているので、ベンド入口における流れは十分発達した水平管内固気二相流と見なせる。本実験で用いたベンドの曲率半径 R と輸送管内径 D との比 R/D は6である。用いられた固体粒子は平均粒径が0.406mmの球形ポリスチレンベレットである。

図1に測定位置を表すための座標系を示す。測定はすべて水平管および鉛直管の中心軸を含む鉛直面内で行われた。ベンド部では $\theta=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の断面上で測定がなされ、鉛直部では $z/D=86.4$ の下流まで測定された。プローブは管壁に設けられたプローブ挿入口より管の半径方向に挿入されプローブ先端近傍を通過する粒子の測定がなされた。ベンド部の測定においては原則的にベンドの曲率に対して内側の壁面からプローブが挿入されたが、外側壁面近傍の測定のみ反対側壁面から挿入して測定された。ベンド下流の鉛直管内の測定は、ベンドの曲率に関して外側の壁面からプローブが挿入された。

粒子速度および濃度の測定には前報⁽³⁾で使用されたものと同様の光ファイバプローブが用いられた。前報では直線状に並べられた13本の光ファイバを粒子速度測定に使用したが、本研究ではさらに1本の光ファイバを光ファイバ列の端部に付加し、14本の光ファイバ列

からなる光ファイバプローブを製作した。光ファイバプローブの外形は円柱状であり、その直径は2.4mmである。粒子速度の測定については前報⁽³⁾と同じであるので省略する。粒子濃度 ρ_{KF} は、光ファイバプローブによって得られる管断面内での通過粒子カウント数 N と粒子速度 v_p の分布から文献(4)と同様に

$$\rho_{KF} = \frac{NG_k}{v_p} \bigg/ \int_F NdF \quad (1)$$

により求めた。ここで G_k は粒子の質量流量である。式(1)における積分は管断面内の面積分を意味しているが、この積分では管断面内でベンドの曲率半径の方向に垂直な方向には N の値は一定という仮定を行った。この仮定は以下のような根拠にもとづく。本研究で用いられたものと同一の粒子と内径52mmのアクリル製円管の組合せの場合についての森川ら⁽²⁾の水平管内固気二相流の濃度分布の測定結果によると、粒子濃度は鉛直方向には重力の作用により大きく変化するが水平面内ではほぼ一定であり、粒子速度の水平方向の変化は小さいので、 N の水平方向の変化は鉛直方向の変化に比べ十分小さくなる。断面内の粒子の分布には管軸に垂直な方向の力が支配的な役割をするが、ベンド内では粒子に働く力(重力および遠心力)の管軸に垂直な方向の成分は常にベンドの曲率半径方向を向いており、水平管と似たような分布が予想される。

測定は平均気流速度 U と混合比 μ を変えてそれぞれの流動状態に対応する次の3種類の条件で行われた。

分散流 : $U=12.0\text{ m/s}$, $\mu=0.54$

管底流 : $U=12.2\text{ m/s}$, $\mu=2.45$

しゅう動層流 : $U=12.0\text{ m/s}$, $\mu=6.25$

以下では各実験条件を表すのに流動状態を用いることにする。

3. 実験結果および考察

3.1 ベンド内部 図2～図4に粒子速度分布の変化を示す。まずベンド入口($\theta=0^\circ$)における分布は気流速度分布の影響によって凸型の分布となっており管の上部($y/D>0.5$)で最大値をもつ。また混合比の増大により管底部($y/D=0$)の速度が減少している。以上の特徴は、森川ら⁽⁴⁾および辻ら⁽⁵⁾により測定された水平管内の分布の特徴と一致している。ベンド内の速度分布の変化については流動状態により顕著な差が認められる。分散流の場合にはベンド入口($\theta=0^\circ$)における分布よりもベンド流入後の分布の方が一様な分布となっており、下流へ行くにしたがって断面全体にわたって一様に減速している。このような粒子速度の一様化は、ベンド流入によって粒子と管壁面との衝突が盛ん

図1 座標系

になり、管断面内での粒子の運動が平均化されることが原因として考えられる。管底流の場合には、 $\theta = 0^\circ \sim 60^\circ$ において分布は一様化しているがその後 $y/D=0$ 付近での減速が大きく再び非対称性が増加している。しゅう動層流の場合には $y/D=0$ 付近の粒子速度の減速が大きく、 θ が増すに連れて分布の歪みはさらに大きくなっている。この理由としてはしゅう動により絶えず壁面との摩擦を受けることと、壁面付近では気流速度は粒子速度よりも小さくなり粒子速度の減速の向きに流体抵抗が作用することが考えられる。

ベンド内における粒子濃度分布の変化を図5~7に示す。ここで ρ_{KF} は単位体積あたりに含まれる粒子の質

量を表す。まず $\theta = 0^\circ$ すなわちベンド入口における濃度分布に着目すると、いずれの流動状態についても y/D と $\log \rho_{KF}$ の間に線形関係がほぼ成立し、 ρ_{KF} は y の指数関数で表される分布となっている。これは森川ら⁽²⁾により測定された水平管内における分布の特徴と一致している。分散流および管底流の場合には $\theta = 0^\circ$ における分布形状はほぼ等しいのに対し、しゅう動層流ではすでに $y/D=0$ 付近へ濃度が集中しておりベンド入口においてすでにしゅう動層流となり易い状態になっている。

いずれの流動状態についてもベンド流入後 ($\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$) は遠心力の作用により外側壁面 ($y/D=0$) への濃度の集中がみられる。まず各流動状態に共通した特

図2 ベンド内粒子速度分布 (分散流)

図5 ベンド内濃度分布 (分散流)

図3 ベンド内粒子速度分布 (管底流)

図6 ベンド内濃度分布 (管底流)

図4 ベンド内粒子速度分布 (しゅう動層流)

図7 ベンド内濃度分布 (しゅう動層流)

徴としては、 $y/D \geq 0.5$ の分布については θ 方向の位置による差が大きい、 $y/D < 0.5$ では分布にあまり差がない。また、いずれの流動状態についても内側壁面付近の濃度は $\theta = 30^\circ$ において最小となっている。これはベンドに流入するほとんどの粒子の運動が水平方向を向いているため、 $\theta = 25^\circ \sim 30^\circ$ 付近で外側壁面へ粒子が集中した結果である。分布の形状は水平管内の分布と同様に指数関数的な分布であるがとくに $y/D < 0.5$ の領域で濃度の勾配が大きくなっている。

図8に、 $\theta = 90^\circ$ における断面内平均値 ρ_{KF0} で無次元化した濃度分布の各流動状態についての比較を示す。このように分散流にくらべて管底流およびしゅう動層流では非常に大きな濃度勾配をもつことがわかる。また管底流としゅう動層流とでは断面内の分布形状にあまり大きな差はない。ここで大変興味深いことは前述のように分散流の場合と管底流の場合にベンド入口における濃度分布形状がほぼ等しいにも関わらず、ベンド内部においてこのような大きな分布の差が現れることである。このような混合比の増大による粒子濃度分布の偏りの増大は、森川ら⁽⁴⁾による水平管路内の流れにおいても観測されている。水平管では粒子濃度の増大により気流速度分布が影響を受けて管の下部における気流速度が減少する⁽⁵⁾。その結果、管底部における粒子速度が減少し、粒子濃度の偏りが増大する⁽⁴⁾。ただし、図2および図3によれば $\theta \leq 60^\circ$ では両者の速度分布の間に大きな差はなく、水平管と同じメカニズムによるとは考えにくい。

植松と森川⁽¹⁾により写真撮影で測定された濃度分布を比較のため図8に示す。彼らの結果は、内径27.4mm、管の半径に対する曲率半径の比が20.0のガラス製円管の水平面内 90° ベンドを通過する白ごまの流れをベンド出口で測定したものであり、低混合比(0.666~1.47)

図8 $\theta = 90^\circ$ における濃度分布の比較

(○: 分散流, △: 管底流, □: しゅう動層流,
●: 植松と森川⁽¹⁾)

に限られている。本研究で得られた濃度分布と比較すれば、比較的低混合比の条件にも関わらず分散流よりも管底流およびしゅう動層流の場合と一致している。これは粒子と管壁との間の反発係数など、粒子の特性の差によるものと考えられる。

図7によると、しゅう動層流では $y/D=0$ 付近のしゅう動層内における粒子濃度は $250 \sim 300 \text{ kg/m}^3$ の値となっている。ここで使用された粒子のかき密度は 647 kg/m^3 であるので、測定を行ったしゅう動層では静的な状態にある粒子層の $1/3 \sim 1/2$ 程度の濃度となっている。

前報⁽³⁾では $y/D=0$ の粒子速度の測定値を用いてベンド内での粒子速度の変化が調べられた。本研究の測定結果から断面内における平均粒子速度が求められるので、平均粒子速度と y/D の各位置における速度の比較を行った。平均粒子速度 v_p は次式により求めた。

$$v_p = \frac{\int_F \rho_{KF} v_p dF}{\int_F \rho_{KF} dF} = G_K / \int_F \rho_{KF} dF \quad (2)$$

上式における積分は、 ρ_{KF} の分布をベンドの曲率半径方向には指数関数で補間し、これに垂直な方向に一定として行なった。分散流としゅう動層流の場合の結果を図9および図10に示す。分散流の場合には y/D の位置による差は小さい。管底流の場合の結果は示していない

図9 平均粒子速度と各位置の速度 (分散流)

図10 平均粒子速度と各位置の速度 (しゅう動層流)

が, $y/D=0$ の速度と平均粒子速度との差は分散流の場合と同じ程度となった。しゅう動層流では, $y/D=0$ の速度は他の位置におけるものに比べれば平均粒子速度に近く, 平均粒子速度の変化をおおよそ表しているが, 断面内での速度の変化が大きく, 平均粒子速度との間にはほぼ一定の速度差が存在している。

3.2 ベンド下流部 図11および図12に分散流と管底流の場合についてベンド下流の鉛直管断面内の濃度分布を示す。図では $y/D=0$ がベンドの曲率に関して外側の壁面に対応している。しゅう動層流の場合についても測定は行われたが, 本実験装置ではしゅう動層流の場合にベンド通過後の粒子運動にわずかではあるが旋回運動が観察され, 測定が行われた鉛直面内の分布は現象を正確に表さないのここでは省略する。いずれの流動状態についてもベンド出口ですでに述べたように曲率に関して外側に粒子が集中した分布となっている。下流方向への分布の変化については共通の傾向がみられる。それは, ベンド出口から下流へ行くにし

図11 鉛直管内濃度分布 (分散流)

図12 鉛直管内濃度分布 (管底流)

たがって偏った分布が徐々に解消されるのではなく, 一度分布形状の反転がみられるということである。このような濃度分布の反転現象は, ベンド内では遠心力によって曲率に関して外側壁面に集中していた粒子が, ベンド通過後遠心力から解放されて内側壁面に向かうために生じると考えられる。反転の程度については測定位置が限られているため詳しいことはわからないが, この様な反転の生ずる位置は管底流の場合の方が下流側に移動している。

図13～図14にベンド通過後の粒子速度分布の変化を示す。速度分布に関しては濃度分布の場合にみられたような分布形状の反転現象はみられない。分散流の場合にはベンド出口においても粒子速度分布に大きな非対称性はなく, 下流に向かって定常速度まで加速される。管底流ではベンド出口で明らかな非対称性をもつが, ベンド通過直後も曲率に関して外側壁面付近の粒子速度は一度減少し, その反対側の粒子は加速するため非対称性が一旦増加している。このような $y/D=0$ 付近で粒子速度が減速する原因としては, 粒子濃度の大きな非対称のため気流速度分布が影響を受け, 特に濃度

図13 鉛直管内粒子速度分布 (分散流)

図14 鉛直管内粒子速度分布 (管底流)

図15 ベンド通過後の粒子速度の変化
(○, — : 分散流; △, ---- : 管底流)

の高い \$y/D=0\$ の付近の気流速度が減少していることが予想される。

以上の粒子速度および濃度分布の測定結果から、ベンド通過後の鉛直管内の粒子の加速について、一次元的な解析との比較を行った。鉛直管内の流れを気流速度 \$U\$、粒子速度 \$\bar{v}_p\$、濃度 \$\rho_{KF0}\$ の断面内での分布が一樣な一次元流れであるとする、微小区間 \$dz\$ 内の粒子群の運動方程式は

$$\rho_{KF0} F dz \frac{d\bar{v}_p}{dt} = C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_N \frac{\rho_L}{2} (U - \bar{v}_p)^2 F dz - \lambda z^* \frac{\rho_{KF0}}{2} \bar{v}_p^2 F \frac{dz}{D} - g \rho_{KF0} F dz \quad (3)$$

となる。ここで、\$F\$ は管断面積、\$C_D\$ は粒子の抵抗係数、\$d_p\$ は粒径、\$\rho_N\$ は粒子の数密度、\$\rho_L\$ は流体の密度、\$\lambda z^*\$ は粒子と管壁との摩擦による損失係数⁽³⁾、\$g\$ は重力加速度である。式(3)において右辺第1項は流体抵抗、右辺第2項は管壁との間の摩擦力⁽⁶⁾、第3項は重力を表す。式(3)を整理すると次のようになる。

$$\bar{v}_p \frac{d\bar{v}_p}{dz} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_L}{\rho_K} \frac{(U - \bar{v}_p)^2}{d_p} - \lambda z^* \frac{\bar{v}_p^2}{2D} - g \quad (4)$$

式(2)より求めた断面内平均速度の変化を図15に示す。図中に実線および破線で示される計算結果はベンド出口 (\$z=0\$) における粒子速度を境界条件として式(4)を数値積分したものである。なお \$C_D\$ としては球の標準抵抗係数を、\$\lambda z^*\$ の値としては鉛直管の定速部における実験から得られた \$\lambda z^*=0.0018\$ を用いた。分散流では計算結果は測定値とよく一致している。管底流ではベンド出口直後において実際の粒子速度は計算によるものよりも少し加速が遅れているが両者はほぼ一致しているといえる。前述のようにベンド通過後の粒子の濃度分布は大きな偏りを持っており、一次元的な流れとは大

きく異なっているが、このような流れに対しても一次元的な取扱が適用可能であることがわかった。

4. 結 論

光ファイバプローブを用い、水平から鉛直上方に流れを変える \$90^\circ\$ ベンドについて、ベンド内部とベンド通過後の鉛直管内における加速区間において管断面内の粒子速度分布と濃度分布の測定を行った。その結果、前報により分類された各流動様式の特徴がさらに明確なものとなった。得られた結果を要約すると以下のとおりである。

- (1) 分散流では、粒子速度分布はベンド流入により断面内で一様化される。これに対し、しゅう動層流では外側壁面に沿ったしゅう動層が大きな減速を受け速度分布の非対称性が増大する。管底流ではこれらの中間的な分布を示す。
- (2) 濃度分布はベンド流入後、遠心力により外側壁面への集中を増す。\$y/D < 0.5\$ における分布は \$\theta = 30^\circ \sim 90^\circ\$ の区間であまり変化はみられない。
- (3) 分散流および管底流では濃度分布はベンド通過後、内側壁面に濃度が集中する反転現象が観測された。
- (4) 分散流および管底流では、その粒子速度および濃度分布の非対称性に関わらず、ベンド通過後の加速区間における粒子速度の変化は一次元的な取扱で予測できる。

最後に、本実験に協力された清水威史氏(現、大阪大学大学院)に謝意を表します。

文 献

- (1) 植松・森川, 機論, 26-171, (昭35), 1528.
- (2) Kliafas, Y. and Holt, M., Experiments in Fluids, 5, (1987), 73.
- (3) 田中・ほか4名, 機論, 54-498, B (昭63), 367.
- (4) 森川・ほか2名, 機論, 51-467, B (昭60), 2321.
- (5) 辻・ほか4名, 機論, 48-434, B (昭57), 1901.
- (6) 森川・田中, 粉体工学会誌, 21-2, (昭59), 21.

討 論

〔質問〕 小 川 明〔日本大学工学部〕

基礎研究に敬意を表す。付図1および付図2をもとにして次の項目についてご検討いただきたい。

(1) 粒子の沈降速度を W_{sg} 、ベンド内の粒子の半径分速度を V_{pr} とすると、粒子自重効果を無視すると、 $V_{pr}/W_{sg} = V_p/\sqrt{gR} \approx 0.654 V_p$ となる。 V_{pr} はベンド内外壁面との衝突、反発因子と思われるが、付図1と2の実験結果に対し、 V_{pr} の影響についてご検討いただきたい。

(2) 付図2 (b, $y/D=0.5$) において、管底流としよう動層流の場合、 ρ_{KF} は $\theta=60^\circ$ で極大値を示し、 $\theta=90^\circ$ まで減少する理由を述べていただきたい。

(3) 付図2 (a, $y/D=0.125$) において、 θ の増加により管底流としよう動層流の場合、 ρ_{KF} は大きく増加しており、 $y/D>0.3$ では気流の速度 U は θ により変化すると思われるが、付図1の(a)と(b)の U の考え方をご教示願いたい。

(4) 図15において、粒子のレイノルズ数はアレン領域内と思われ、その挙動は不安定と考えられるが、 C_D の値に対する μ の影響はないのか。(以上)

〔回答〕 (1) ベンド内の気流の運動には管断面内の二次流れなどが存在し非常に複雑なため、 V_p と V_{pr} の間にご指摘のような簡単な関係が成り立つかどうかは疑問と思っている。 V_{pr} の粒子速度分布および濃度分布への直接的な影響については、一般に V_{pr} が大きいほど $d[\log(\rho_{KF})]/dy$ の大きさは小さくなる。本論文中図2～7の結果によれば、 V_{pr} の大きさは分散流の場合が最も大きく、管底流としよう動層流中の分散状態にある粒子についてはあまり差がないものと考えられる。付図1と2の整理は興味深い面があるが、今のところ特定の y/D についての V_p/U および ρ_{KF} の θ による変化に対して V_{pr} の影響を考えることは困難と考えている。

(2) 本文3・1節でも述べているように、ベンド入口における粒子の運動状態により $\theta=25^\circ\sim 30^\circ$ において粒子が曲率に関して外側壁面付近に集中する。その結果として、付図2 (b, $y/D=0.5$) においていずれの流動状態についても $\theta=30^\circ$ の濃度がとくに小さな値となっている。しかし全体的にみれば、管底流およびしゅう動層流の場合は θ の増加とともに外側壁面への

(a) $y/D=0.125$ の場合

(b) $y/D=0.5$ の場合

付図1 図2, 図3, および図4において、 $y/D=0.125$ と $y/D=0.5$ の場合の V_p/U と θ との関係

付図2 図5, 図6および図7において, $y/D = 0.125$ と $y/D = 0.5$ の場合の ρ_{KF} と θ との関係

粒子集中が進行するため, $y/D = 0.5$ における濃度は減少する傾向を示す。

(3) 本報では気流速度 U としては空筒基準の断面内平均速度を用いた。本実験の範囲では, 固体粒子の体積濃度の断面内平均値は3%以下であり小さなものであるが, 管断面内の気流速度分布が影響を受けていることは十分考えられる。 θ による濃度の変化については, 本論文の図6, 7を見るかぎり $\theta > 30^\circ$ では $y/D < 0.5$ における濃度の分布に大きな差があるとは考え難い。

(4) 本実験のレイノルズ数はおよそ50~170の範囲の値となり抵抗係数はレイノルズ数によって大きく変化する, そこで式(4)の数値積分の際には Morsi と Alexander (付1) によってレイノルズ数の関数として表された標準抵抗係数の式を用いて C_D の値を与えた。また, 一般には粒子濃度が非常に大きな場合に個々の粒子に対する抵抗係数は単一粒子に対するものと異なるものと考えられるが, 本計算では考慮には入っていない。

【質問】 鮎川 恭三 (愛媛大学工学部)

ベンド下流部で濃度分布に反転現象がみられるのは大変興味深い結果であるが, その説明で内側へ向かう機構が明確でなく理解しにくい。分散流, 管底流では個々の粒子はベンド内で壁面との衝突を行いながら平

均的に濃度分布をつくっており, 出口近傍での衝突の結果が反転現象を生じるのではないか。もしそうであるならば, しゅう動流れでは異なった様相を示すものと考えられる。また, この場合, 平均的な濃度分布, 速度分布が非対称性を示していても, 管内の粒子に働く力のほとんどは, 抗力と重力であり, 平均的に一次元的解析で予想できることも納得しやすい。実際, 式(4)の右辺第2項は他の項に比してかなり小さい影響しか今の場合ないようである。

以上の点についてご見解をご教示願いたい。

【回答】 1. ベンド下流部における濃度分布の反転現象について

ご指摘のとおり, 分散流および管底流ではベンド出口付近では曲率に関して外側の壁面との衝突の頻度が高く, その結果ベンド通過後は多数の粒子が内側壁面に向かうため濃度に反転現象がみられるものと考えられる。しゅう動層流ではベンド出口における粒子速度の半径方向成分は十分小さく, ベンド通過後の濃度分布の変化は分散流および管底流とは異なったものとなる。本報中では結果は示されていないが, しゅう動層流の場合には, ベンド通過後の粒子群の運動にゆるや

(付1) Morsi, S. A. and Alexander, A. J., *J. Fluid Mech.*, 55-2 (1972), 193.

かな旋回が観察され、その結果断面内の濃度分布に反転が観測されている。このしゅう動層流の場合の反転現象は本実験におけるもっとも下流の測定位置である $z/D=86.4$ で反転の程度が最大となるものであり、分散流や管底流の場合のものとはまったく異なったものである。このしゅう動層流の旋回運動は本実験で用いた管路系のわずかな非対称性の結果によるものと考えられる。

2. 濃度分布および速度分布の非対称性の一次元的解析結果への影響について

鉛直管内の粒子の運動に関して支配的な要因は抗力と重力であるが、とくに濃度分布の非対称性は抗力に影響をおよぼす可能性がある。すなわち、濃度分布の非対称性が大きな場合、気流速度分布が影響を受け、粒子濃度の小さな部分を気流が吹き抜けるような状態になると粒子に働く抗力が減少することが考えられる。図 15 によると管底流では z/D が小さな場合に、計算結果に比べて測定結果の粒子速度の加速がわずかに遅れているが、この原因としては上述のような効果が考えられる。