

Title	管内固気二相流の粒子流動に関する研究
Author(s)	田中, 敏嗣
Citation	大阪大学, 1994, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3097843
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

管内固気二相流の 粒子流動に関する研究

1994年 3 月

田中敏嗣

管内固気二相流の 粒子流動に関する研究

1994年 3 月

田中敏嗣

目 次

記	묽
	٠,

第	1章	緒	論 1
	1.1	まえ	がき 1
	1.2	従来	の研究 2
	. 1	1.2.1	実験的研究 2
		1.2.2	数値シミュレーション 9
	1.3	本研	究の目的および概要12
第	2章	水平	² 管内固気二相流の粒子流動の測定15
	2.1	まえ	かき
	2.2	光フ	ァイバプローブの測定原理と特性16
	:	2.2.1	粒子速度の測定
	:	2.2.2	粒子濃度の測定 19
	:	2.2.3	光ファイバプローブの特性 21
	2.3	実験	接置および方法 24
	:	2.3.1	輸送管路および測定部 24
		2.3.2	固体粒子 26
		2.3.3	測定系 26
	2.4	実験	:結果および考察 27
		2.4.1	流れの対称性の確認 27
		2.4.2	濃度分布 2 7
		2.4.3	粒子速度分布 32
		2.4.4	粒子速度と濃度分布の関係の検討 3
	2.5	むす	· ʊ 3:

第3章 鉛直管内固気二相流の粒子流動の測定40
3.1 まえがき
3.2 実験装置および方法 41
3.2.1 光ファイバプローブおよび信号処理41
3.2.2 輸送管路および測定部 41
3.2.3 固体粒子 43
3.3 実験結果および考察 43
3.3.1 相反する2つの測定結果について
3.3.2 帯電の影響に関する検討 45
3.3.3 濃度分布 48
3.3.4 粒子速度分布 50
3.3.5 気流速度分布への粒子の影響53
3.4 むすび
第4章 鉛直管内固気二相流の数値シミュレーション
4.1 まえがき
4.2 粒子運動の計算
4.2.1 計算の概要
4.2.2 計算領域
4.2.3 粒子の運動方程式
4.2.4 粒子間衝突の判定
4.2.5 粒子間衝突モデル
4.2.6 粒子と管壁面との衝突
4.3 計算結果
4.3.1 計算条件
4.3.2 周期境界間隔の影響
4.3.2 周朔現外間隔の影響
7.01.02 (原) 77 71 711

4.3.4 粒子速度
4.3.5 濃度分布形状のストークス数による整理85
4.4 むすび87
第5章 ベンドを通過する固気二相流の粒子流動の測定
5.1 まえがき
5.2 実験装置および方法 88
5.2.1 光ファイバプローブおよび信号処理 88
5.2.2 輸送管路 90
5.2.3 濃度測定 91
5.3 ベンド内の流動様式と粒子速度の流れ方向における変化91
5.3.1 流動様式の分類 91
5.3.2 ベンドにおける粒子速度の変化
5.4 断面内における粒子速度および濃度分布98
5.4.1 実験条件 98
5.4.2 ベンド部の結果 98
5.4.3 ベンド下流部の結果103
5.5 むすび 107
第6章 総 括 110
参考文献11:
関連発表論文 11
部

記号

a :粒子半径

A :管断面積

A_m : 光ファイバプローブの測定断面積

. A。: 粒子の投影面積

C_D :抵抗係数

CLR: 粒子の回転による揚力係数

d: 粒径

D:管内径

e : 反発係数

f :周波数

f。: 中心周波数

 F_g :重力

FLG:速度勾配による揚力

g : 重力加速度

g :相対粒子速度

gょ:粒子表面の滑り速度

I:粒子の慣性モーメント

J:衝擊力

 K_n : クヌッセン数

し。: 周期境界間隔

m : 粒子の質量

n :数密度

n :法線方向単位ベクトル

N:粒子数

N_p:単位時間当りの粒子カウント数

Nw:信号の周期数

Q。: 粒子の質量流量

Qf:流体の質量流量

q :粒子1個あたりの平均帯電量

r : 半径方向座標

r : 粒子の位置ベクトル

R:管の半径

R_B :ベンドの曲率半径

Rep: : 粒子レイノルズ数

ReR:回転レイノルズ数

St: ストークス数

t :時間

t :接線方向単位ベクトル

 Δt :時間ステップ

U :空筒気流速度

u : 気流速度

u_c:管中心気流速度

u_R : 粒子に対する相対気流速度

 v_p, v_p : 粒子の速度

v'。:粒子の変動速度

v_t : 粒子の終速度

V_p : 粒子の体積

W_D : 粒子群の流体抵抗力

y :座標

z:管軸方向座標

αρ: 粒子の体積分率

αρ0 : 管断面内平均体積分率

θ:ベンド入口からの角度

δ* :排除厚さ

Δθ :接触点の偏角度

 $\Delta\theta_{max}$: $\Delta\theta$ の最大値

λ:平均自由行程

· λ*: :粒子と管壁面の摩擦による損失係数

 μ :混合比 $(Q_{\mathfrak{p}}/Q_{\mathfrak{f}})$

μ; :動摩擦係数

ν:動粘度

ρf:流体密度

ρ。:分散密度

ρρο : 管断面内平均分散密度

ρ。: 粒子の真密度

τ_c: 平均自由時間

τ, :粒子の緩和時間

ω : 粒子の角速度

第1章 緒 論

1.1 まえがき

固気二相流は気体と固体粒子が混在する流動現象である。このような流れは工業的には粉粒体の空気輸送における管路内の流れ、流動層などの化学反応装置内の流れ、微粉炭燃焼ボイラ内の流れ、ロケットエンジン内の流れ、粉粒体の分離装置および流体分級装置、さらに自然現象では砂漠などにおける砂粒子のサルテーション (跳躍運動)、火山の噴火における噴煙の流動や火砕流などにおいてみられる。本論文で取り扱われる管内固気二相流は直接的には管路を用いた粉粒体の空気輸送に関連したものであるが、微粉炭燃焼における微粉炭の吹き込みや高速循環流動層などに関連しても重要な流れである。

単相流の研究が、確立された基礎式と熱線流速計などの計測技術によって高度な発展を遂げているのと対照的に、固気二相流の流動現象の解明はいまだ発展途上の状況に置かれている。この原因としては、固気二相流が本質的に多くのパラメータを含む複雑な流れであるため一般的な経験法則を得ることが困難であることと、固気二相流の流動において重要な粒子運動の計測が困難であったことが挙げられる。管内固気二相流の圧力損失を例に取れば、これまでに多くの経験式が提案されてきたが、通常その適用範囲は限られた条件の範囲に限定され、他の条件に対して外挿した場合、精度は保証されない。このような状況は固気二相流に関する現象に共通であって、一般的な整理を試みた場合には許容し難いデータのバラツキに陥ることになる。しかしこのような状況は計算機とレーザ・ドップラ流速計(以下LDVと記す)などの計測技術の発達により、最近の20年程の間に大きく変化した。LDVの使用により、粒子濃度が小さな場合に限定されるが固気二相流における固気両相の速度が計測され、気相の乱流特性の計測までが可能となった。また、計算機の発達は、従来解析的な取扱が困難であった固気二相流に数値シミュレーションによる予測手法をもたらした。

固気二相流中の固体粒子の運動は、巨視的な視点から粒子群として取り扱おうとすれば非常に複雑なものとなるが、微視的な視点から個々の粒子の運動に着目すれば気流の平均流との運動量交換、乱流拡散、壁面との衝突、粒子間相互作用などの比較的単純な素過程により記述することができる。計算機利用環境の飛躍的な向上により、固気二相流の分野でもこのような微視的な視点に立つ数値シミュレーションによる流動現象の予測法の発達は近年著しいものがあり、実用的な流動予測法としても大いに期待されている。

一方、粒子速度分布や濃度分布などの固気二相流の流動において重要な固体粒子の流動に関する測定例は今だに少なく、固気二相流の流動の解明と数値シミュレーションにおける粒子運動モデルなどの発達のためには固体粒子の運動状態に関する知見の蓄積が是非とも必要である。とくに粒子濃度分布は固気二相流の流動に関して非常に重要であるにも関わらず、利用できる報告例は少ない。上で述べた固気二相流のパラメータの多さを考慮すれば、粒子流動に関してはまだまだ断片的な知識が得られているに過ぎない。

1.2 従来の研究

1.2.1 実験的研究

管内固気二相流に関する現象では、直接的には流動様式、圧力損失、管の摩耗などがまず問題となる。これらの問題はいずれも粒子の運動と密接に関係したものであるので、粒子速度や濃度および粒子による気流速度分布の変化なども調べられてきた。

粒子流動に関する測定では、Gasterstädt⁽¹⁾による直管内の粒子速度の測定が最初のものである。Gasterstädtの測定は管断面内の分布を無視した一次元的な流動モデルに基づくものであり、その後同様の一次元的な粒子速度測定が多くの研究者によりなされている^{(2),(3)}。それらの結果では水平管および鉛直管ともに、気流速度が大きな場合には気流速度に対する粒子速度の比は一定となり、気流速度が

小さくなると速度比は小さくなる傾向がある。植松ら⁽²⁾はベンドの入口と出口での粒子速度の測定も行なっており、気流速度の変化に対しいずれの粒子速度も直線的に変化する結果を得ている。

以下ではとくに微視的な粒子の挙動や、粒子速度分布および濃度分布の測定に関する研究に焦点を絞って従来の研究を概観する。本研究では円管内の流れを扱うが、矩形断面をもつダクト内の流れについても本研究に関連して重要と思われるものは取り上げることにする。また、粒子の特性や気流速度などの条件は現象を整理する上で重要であるので、出来るだけ詳しく説明を加える。

水平管内の流れ

水平管内では重力の影響により粒子濃度が管の下部に偏ることは透明管を用いた実験により容易に観察できる。このような鉛直方向の濃度分布は管の側方から写真撮影することにより定量的に測定することができる。このような方法によって植松と森川(4)、Welschof(5)および上滝(6)は鉛直方向の濃度分布を求めた。

定量的な濃度分布は植松と森川(4)により最初に測定された。彼らは独自に製作した放電装置によるストロボを用いて写真撮影により濃度分布を求め、さらに鉛直方向の気流速度分布もピトー管により測定した。条件は、管が内径25.4mmのアクリル管、輸送粒子はなたね、あわ、ごまおよびポリエチレンペレット、平均気流速度が10~18m/s、混合比が0.6~2.2の範囲である。その結果、粒子濃度は重力により管の下部で大きくなるが、気流速度の減少および粒子流量の増加とともに粒子濃度の管の底部への集中が進み、それにより気流速度は管の下部で小さくなり気流速度分布の歪みが大きくなることが明らかにされた。

同様の測定が Welschof⁽⁵⁾によっても行われている。条件は、管径が 61mm、輸送 粒子が小麦、平均気流速度が 14~32m/s、粒子流量が 0.12~1.61kg/s の範囲である。 植松と森川⁽⁴⁾の測定に比べて内径が大きな管が用いられていることと、大きな粒 子流量までの測定が行われているので、より大きな濃度分布と気流速度分布の偏 りが測定された。 上滝⁽⁶⁾は高速度カメラを用いた撮影により濃度分布の他に粒子速度分布も求めた。条件は、管径が52.9~130.8mm、輸送粒子が粒径0.1~6mmの範囲のポリエチレンペレットや各種穀類、平均気流速度が10~40m/s、混合比が1~10の範囲である。濃度分布の傾向は植松と森川⁽⁴⁾およびWelschof⁽⁵⁾のものと同じである。粒子速度分布は気流速度分布の変化と同じように、気流速度の減少および粒子流量の増加により管の下部で小さくなる結果が得られた。

以上の研究では粒子速度および濃度の管断面内における水平方向の変化は無視されている。これに対して断面内における水平方向の濃度変化も対象とした測定例は少ない。武川ら⁽⁷⁾は内径 42mm の水平管内を流れる平均粒径 1.1mm の球形ポリエチレン粒子の流れに対し、管路の一部を切り離して管軸上でそれと対向する方向から写真撮影することにより管断面全体にわたる濃度分布を求めた。条件は、平均気流速度が 7~20m/s、混合比が 1~3 の範囲である。その結果では、管壁面に近い領域を除いて等濃度線は水平に近いが、管壁近くで濃度は減少し、等濃度線は閉じたループを描いている。

池森ら⁽⁸⁾は水平方向と鉛直方向との2方向から同時に写真撮影することにより 濃度分布の測定を行った。条件は、管が内径50mmのアクリル管、輸送粒子が終速 度8.16m/sの小麦と終速度6.1m/sのポリエチレンペレット、平均気流速度が19~ 29m/s、混合比が0.5~5の範囲である。彼らは断面内濃度分布の測定結果を論文中 に示していないが、管断面内における水平方向の濃度分布は混合比(固相の気相 に対する質量流量比)が2以下では比較的平坦な分布を示し、混合比が5程度では 放物線的な分布を示すものもあると記述している。鉛直方向の分布はいずれも指 数関数で表されることが明かにされた。

粒子による気流の乱れへの影響や、粒子運動に対する気流の乱れの影響なども 調べられている。Soo ら $^{(9)}$ は 76mm ×76mm の正方形断面内の水平ダクト内の流れ についてヘリウムの拡散を測定することにより粒子の気流の乱れに対する影響を 調べた。用いられた粒子は粒径 $105\sim125\mu$ m と $210\sim250\mu$ m の 2 種類のガラスビー ズである。気流速度の範囲は 6m/s~30m/s、混合比は 0.01~0.06 である。彼らは気流の乱れが粒子の影響をあまり受けないという結果を得た。

Min⁽¹⁰⁾は水平チャネル内を流れる粒径 270μm のガラス粒子の軌跡を写真撮影し、 その軌跡がほぼ直線となることからこのような粗大粒子の場合に粒子運動に対す る乱流拡散の効果は小さいことを示した。また、粒子の壁面との衝突が粒子の拡 散に対して重要であることを主張した。

前田と猪飼⁽¹¹⁾は比較的小さな内径 (7.5mm~20mm)のアクリル管内を直径 0.15mm の塩化ビニル粒子および 0.1mm のポリエチレン粒子が流れる場合について、回転 円盤シャッタを用いた写真撮影により粒子速度を測定した。鉛直方向に断面を 3 分割して粒子速度の頻度分布が求められ、平均気流速度が 6m/s 以上では分布形状は 正規分布となり、各位置における中心値はほぼ等しくなることが示された。さらに気流速度と相対速度の関係が調べられた。

最近では、LDV の普及とそれによる混相流計測技術の発達により、微細なトレーサを混入することによって粒子と気流の両相の速度の測定が可能となった。辻ら(12),(13)はそのような方法により、内径 30.5mm の水平管内の流れを測定し、気流の乱れに対する粒子の影響を調べた。気流の乱れへの影響は粒子の大きさにより異なり、平均粒径 3.4mm のポリエチレン粒子は気流の乱れを増加させるが(12)、平均粒径 0.21mm のプラスチック粒子では乱れを減少させることを明らかにした(13)。また、平均粒径 0.21mm の粒子の混合比が大きな場合に、管中央部の気流および粒子速度がその周囲よりもわずかであるが小さくなり凹型の分布となる現象が見いだされた(13)。

鉛直管内の流れ

水平管内の流れに関して報告されている粒子速度および濃度分布は上に述べた ようにいずれの結果も定性的に同様の傾向を示しているが、鉛直管内の流れでは 濃度分布に関して定性的にも異なる様々な結果が報告されている。 Vollheim⁽¹⁴⁾は吸引プローブによって粒子流量分布を、ピトー管により気流速度分布を求めた。粒子速度分布が測定されていないため濃度分布は求められていないが、その結果から濃度分布をある程度推測することができる。条件は、管の内径が101mm、輸送粒子は粒径1.1mm~4.5mmの3種類の粒径のガラス球、粒径2.3mm~3.5mmの小麦および粒径1.5mmの磁鉄ニッケル粒子、混合比は1~17の範囲である。得られた粒子流量分布は管の中央に流量が集中する傾向が認められた。そのような傾向は粒子の濃度が大きいほど、また粒径が小さいほど強くなった。また、そのような粒子濃度分布のため、濃度の高い場合に気流の速度分布が管の中央で極小となる凹形の分布となることが明らかにされた。

Zenker⁽¹⁵⁾は幅広い粒径の範囲について、非常に低い濃度の条件で吸引プローブにより粒子流量分布を測定した。条件は、管の内径が411mm、輸送粒子は粒径約5μm~300μmの7種類の石灰岩粒子と平均粒径42μm~238μmの3種類のガラス球、気流速度は5m/s~30m/s、混合比は約0.0003~0.015の範囲である。Zenker⁽¹⁵⁾の測定した範囲では混合比の変化による粒子流量分布の変化はわずかであり、粒径により分布が大きく変化することが示された。石灰岩およびガラスのいずれの粒子についても粒径が180μm以上の大きな粒子の場合には粒子流量は管の中央に集中するが、粒径の中間領域では粒子流量は壁面付近で最大となり、粒径の小さな領域では気流速度分布に近い分布形状となった。Zenker⁽¹⁵⁾は平均気流速度を初期速度として粒子に与えた場合の停止距離として定義される「飛行行程」によって分布形状を整理した。

Doig と Roper⁽¹⁶⁾は写真撮影により鉛直管内の濃度分布を求めた。条件は、管が内径 43mm のガラス管、輸送粒子は粒径 756 µm のガラス球、平均気流速度が 11m/s、混合比が 0.5 と 5 である。その結果は混合比によってまったく異なった分布形状を示しており、混合比が 0.5 では粒子は管壁面に集中し、混合比が 5 では粒子濃度は管中央で最大となっている。

Kramer と Depew⁽¹⁷⁾は光学的な相関法により粒子速度を求め、粒子速度と粒子の通過頻度の分布から濃度分布を求めた。条件は、管が内径 12.7、19.1 および 25.4mm

のガラス管、輸送粒子は平均粒径 62μm と 200μm のガラス球、レイノルズ数が 5670 ~50000、混合比が 1~5 である。その結果は粒径によって異なった傾向を示している。62μm の粒子ではすべての場合について管の中央で濃度は最大となっている。200μm の粒子では低レイノルズ数では傾向は 62μm の粒子と同じであるがレイノルズ数の増大とともに分布は平坦化し、レイノルズ数が 18000 ではすべての混合比について濃度はほぼ一様になり、さらに大きなレイノルズ数では濃度は管壁付近で最大となっている。

気流速度が粒子の最小輸送速度に近いような低流速の条件では、粒子は壁面近くに集中することが Wolny と Kabata⁽¹⁸⁾および沈ら⁽¹⁹⁾の測定結果から分かる。Wolny と Kabata⁽¹⁸⁾は独自のサンプリング装置を用いて濃度分布を求めた。条件は、管の内径が 54mm、輸送粒子は 0.385mm から 0.75mm の粒径分布をもつ砂粒子とポリスチレン粒子、そして気流速度は 4.5m/s である。沈ら⁽¹⁹⁾は粒子運動に対する影響因子を調べるためビデオ撮影により管内の単一粒子の軌跡を調べた。管は内径 51mm のアクリル管であり、粒径が 1.8mm~4mm の範囲の種々のプラスチック粒子が用いられた。その結果、球形粒子の場合、最小輸送速度に近い速度では粒子はほとんど壁面に沿って運動するが、気流速度が増大すると粒子の断面内の存在確率は一様化される傾向のあることが明らかにされた。沈ら⁽¹⁹⁾は存在確率の一様化の原因を壁面との不規則反発であるとし、壁面との衝突の重要性を主張した。

以上のように鉛直管内の濃度分布形状は、粒子(密度、粒径)、管径、気流速度などの条件により管の中央で最大となったり管壁付近で最大となるなどまったく異なった実験結果が得られている。しかも各研究者による測定結果において、各種パラメータが分布に及ぼす影響については定性的にさえ一致しない場合があり、このような濃度分布形状が出現する機構についても不明な点が多い。

前田ら⁽²⁰⁾は前述の回転円盤シャッタを用いた写真撮影⁽¹¹⁾を用いて文献 (11) と同様の条件で鉛直管内の粒子速度を測定し、断面内の粒子速度分布は管の中央で最大となる比較的平坦な分布となることを示した。さらに気流速度と相対速度の関

係が調べられ、気流速度が小さな場合には相対速度は粒子の終速度にほぼ一致し、 気流速度の増加により相対速度は増大することが分かった。

最近では、粒子速度および気流速度分布については LDV を用いた多くの研究が 行われており⁽²¹⁾⁻⁽²³⁾、気流の乱れに対する粒子の影響などが調べられている。

ベンドを通過する流れ

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の多くの問題の原因となり、これらの問題はすべて固体粒子の運動に密接に関係している。しかしながら、直管の場合に比べて測定が困難であり、ベンド内の粒子速度や濃度の分布などを求めた例はまれである。

植松と森川(24)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測定した。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求められた。

Kliafas と Holt⁽²⁵⁾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。流路断面の寸法は10cm×10cm、曲率半径の流路寸法に対する比は1.76であり、測定は固体の体積分率が3.8×10⁻⁸~6×10⁻⁸という非常に低濃度に限られている。ベンド入口から45°までの区間の測定結果によれば、流れ方向の粒子速度分布は比較的平坦な分布となっている。中心断面上の曲率半径方向の気流速度および粒子速度は、ベンド入口では曲率の内側に向かうが、ベンドの内部では外側に向かい、外側壁面の付近では壁面との衝突により半径方向の粒子速度はほぼ零となっている。また壁面との衝突により、曲率の外側壁面付近の半径方向変動速度は高くなる。

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、ベンド内の流動状態の変化に言及した報告ははほとんど見あたらない。

1.2.2 数値シミュレーション

1.1 節で述べたように、固気二相流は非常にパラメータの多い複雑な現象であるが、実験において多くのパラメータを幅広く変化させることは通常困難である。したがって実験結果により得られる知見は主に一般的なものよりも断片的なものであることが多い。数値シミュレーションはこのような固気二相流の流動現象をさらに解明して行く上において有力な手段となる。

固気二相流の流動現象を数値シミュレーションにより予測する方法は、固体粒子相を連続体として取り扱うオイラー型の方法と、個々の粒子の運動を追跡するラグランジュ型の方法に分類される(26)。オイラー型の方法は流れ場の代表寸法に比べて粒子間相互作用を表すスケールが十分小さな場合に適用が可能である。一般に、粒径の大きな粒子が低濃度で輸送される管内固気二相流ではこの様なオイラー型の取り扱いはできないので、粒子運動はラグランジュ的に記述されるのが普通である。ラグランジュ型の方法は、粒子と流体との相互作用、粒子の壁面との衝突、粒子間の相互作用などを個々の粒子の物性と運動に基づいて考慮することができ、パラメータの多い固気二相流を取り扱うのに適した方法である。これまでに、管内の固気二相流について多くのラグランジュ型の数値シミュレーションが行われている。

固体壁をもつ乱流中での粒子運動を考える場合、粒子運動に対する影響因子としては平均的な流れ場から受ける流体力の他に、乱流拡散、粒子間相互作用、壁面における反発などが重要である。しかし必ずしもこれらすべての因子が支配的となるわけではない。例えば微小な粒子では乱流拡散が重要な問題となる。しかし、本研究で取り扱われるような数百µm~数 mm 程度の大きな粒子が管内を輸送される場合には乱流拡散の影響はあまり大きくはなく、このことは写真撮影などにより求められた粒子の軌跡から明かである(9),(10),(19)。したがって、この様な慣性の大きな粒子では壁面や粒子間の衝突が運動に大きな影響を及ばす。以下では壁面との衝突あるいは粒子間相互作用が重要となる場合の研究を概観する。

管内固気二相流の数値シミュレーションではまず粒子濃度の小さな場合が取り 扱われ、粒子間相互作用の影響を無視したシミュレーションが行われた⁽²⁷⁾⁻⁽³⁵⁾。 Matsumoto と Saito(27),(28)は水平なダクト内の流れについて数値シミュレーションを 行ない、さらに実験との比較を行った。用いられた粒子は粒径 0.5mm と 1mm の ガラスビーズと粒径 0.5mm の銅粒子であった。Matsumoto と Saito(27)はまず、水平 流路内で粒子の浮遊状態が維持される機構として粒子の回転による揚力を検討 した。球形粒子と滑らかな壁面を想定し、実験にもとづく回転揚力モデルを用い たシミュレーションでは最終的に全ての粒子は流路底部に漸近し、分散状態は維 持されなかった。そこで、彼らは粒子の分散を維持する機構として壁面との衝突 の際の不規則反発を導入し、そのため楕円体モデル⁽²⁷⁾と粗面モデル⁽²⁸⁾を用いた。 いずれのモデルによっても測定結果に近い濃度分布が得られることが示された。 Matsumoto ら(29)は楕円体モデルを水平管内の流れにも適用した。このような壁面 との衝突により粒子の分散状態を維持するための他のモデルとしては、辻ら⁽³⁰⁾に よる提案された仮想壁面モデルがあり、水平管⁽³⁰⁾、分岐管⁽³¹⁾、水平チャネル⁽³²⁾な どの計算が行われた。以上の壁面反発モデルでは粒子の形状と不規則反発に関す るパラメータとの関係は明かではないが、沈ら⁽³³⁾は実際の粒子の形状に基づいて 不規則反発を考慮するモデルを提案し、水平チャネル内の流れ(34)および水平円管 内の流れ(35)に適用した。

空気輸送などにおける実用的な条件では、以上に示したような粒子間相互作用が無視できるような希薄な状態というのは特殊なものであり、一般的には粒子間相互作用を無視することは出来ない。粒子間相互作用としては、気流速度が大きく粒子が分散状態を保つ場合には粒子間衝突が、気流速度が小さく一般にプラグ流と呼ばれるような粒子の密集した流れでは粒子間接触力が問題となる。

粒子が分散して粒子間衝突が問題となるような流れに対しては、粒子間衝突の取扱に関していくつかのアプローチが試みられている。まず1番目の方法として Lourenco ら(36)の行なった粒子の分布関数を用いる方法がある。衝突をとも

なう慣性の大きな粒子群の運動は気体中の分子の運動と類似のものであるので、位相空間内の分布関数の変化を記述するボルツマン方程式で表すことができる。 Lourenco ら⁽³⁶⁾は粒子に対するボルツマン方程式を差分法により解くことにより2次元水平流路内の定常流れを求め、実験による測定とよく一致する結果を得た。この研究は粒子間衝突を初めて考慮した固気二相流の数値シミュレーションとして重要である。しかしその方法では分布関数を位相空間について差分化する必要があるため複雑な流れに適用することは困難である。

2番目の方法は、個々の粒子をラグランジュ的に追跡し各粒子の相対関係から粒子間衝突の発生を検出する方法である。富田と沈(37)は粒子間の衝突を影響領域という便宜的な概念を用いて時間ステップごとの粒子間距離によって衝突の判定を行い、粒子間衝突を中心衝突に限定して水平管内の流れを計算した。この衝突の検出方法は正確ではないが、それによって衝突の影響をみることはできるであろう。その結果では粒子間衝突により粒子の分散は抑えられ、粒子は管の底部に集中しているが、このような結果は粒子間衝突が中心衝突に限定されたためであると考えられる。田代と富田(38),(39)は粒子間衝突判定に確率的モデルを用いて水平管と鉛直管内の流れを計算し、とくに粒径が不均一な場合に粒子間衝突が粒子の分散を促進することを示した。田代と富田の方法では各粒子間の衝突判定に確率的な方法が用いられているが、計算領域内のすべての粒子を追跡する必要があり、以下で紹介する確率論的方法とは異なる。

3番目の方法は、衝突判定に確率論的方法を用いることにより、流れ場に実在する粒子数に比べて少数の粒子を追跡して、粒子群の運動を求める方法である。この方法は計算で扱う粒子数を軽減する他に衝突の判断も簡略化できるので、分散系粒子流動の数値シミュレーションをさらに高濃度あるいは規模の大きな流れに拡張するために有望な方法である。このような計算法として希薄気体の計算に用いられる DSMC(Direct Simulation Monte Calro) 法がある。DSMC 法は Bird(40)により最初に提案されたもので、分子間衝突は衝突確率に基づくモンテカルロ法に

より与えられる。DSMC法の固気二相流への適用例としては Kitron ら(41)による衝突噴流への適用や、下水木ら(42)による矩形曲がりダクト内の流れ、および本著者ら(43)による鉛直流路内の流れへの適用がある。Oesterle と Petitjean(44)は、衝突確率を簡略化したモデルを用いて水平管内の流れを求めた。一般に粒子の衝突確率は局所的な変動速度の分布から与えられるが(40)、Oesterle と Petitjean の衝突確率のモデルでは変動速度が無視され、個々の粒子と局所的平均速度をもつ (標準)粒子の衝突が考えられている。このモデルでは衝突確率が実際より低く見積もられる。Oesterle と Petitjean(44)の計算結果は、平均粒子濃度の増大により粒子濃度の管の下部への集中が進むことを示している。

1.3 本研究の目的および概要

1.2 節で述べたように固気二相流の流動において重要な粒子速度分布や濃度分布などの固体粒子の流動に関する測定例はいまだに少なく、固気二相流の流動の解明と数値シミュレーションにおける粒子運動モデルなどの発達のためには固体粒子の運動状態に関するデータの蓄積が是非とも必要である。

そこで、本研究では管内固気二相流に関する緒現象を解明してゆく上で最も基本的に重要な問題である固体粒子の運動状態についての知見を得ることを目的とした。そのため、従来の方法では測定が困難であった局所的な粒子濃度が高い場合にも適用が可能な光ファイバを用いた反射式のプローブを作製し、これにより管路内の粒子速度および濃度分布の測定を行った。測定は管路系の基本要素である水平管、鉛直管およびベンドを通過する流れについて行った。このうち鉛直管内の流れに対しては数値シミュレーションを行い、粒子間衝突の粒子の分散に対する影響を調べた。

本論文の構成と各章の概要を以下に述べる。

第1章は緒論であり本研究の背景、管内固気二相流に関する従来の研究、本研究の目的および概要が述べられている。

第2章では、水平管内の十分発達した定常流における粒子流動の測定について述べる。水平管においては重力の効果による粒子濃度の管の下方への偏りが流動に大きな影響をおよぼすという特徴をもつ。まず、粒子速度および濃度測定のために本研究で開発された光ファイバプローブの特性を示し、管断面内の濃度分布および粒子速度分布の特徴を調べる。さらに、鉛直方向の濃度分布および粒子速度分布に対する気流速度と混合比の影響を調べ、その影響による変化が顕著に現れる管底部での粒子速度と混合比および濃度比との関係を調べる。また、濃度分布と粒子速度の関係についても検討する。

第3章では、鉛直管内の十分発達した定常流における粒子流動の測定について述べる。まず、実験の過程に得られた、測定時期によって異なった結果について原因を調べるため、粒子の帯電の影響について検討を行なった。次に、濃度分布、粒子速度および気流速度分布に対する粒径、平均気流速度および混合比の影響について調べた。さらに、気流速度分布への粒子の影響を評価する指標として排除厚さによる整理を提案し、各粒子に対して排除厚さと平均濃度の関係を調べた。その結果得られた粒子による気流速度分布への影響の大きさの差の原因として断面内の流体抵抗力分布を調べた。

第4章では、第3章で実験が行われた鉛直管内の十分発達した定常流における 粒子流動に対して行なった数値シミュレーションについて述べる。計算では、決定 論的方法によって粒子間衝突を考慮し、粒子間衝突の粒子拡散に対する影響を調 べた。そのため、粒径と粒子の平均体積濃度を変えて粒子濃度分布、粒子速度分 布および粒子の変動速度分布を求め、粒子間衝突が粒子流動に及ばす影響を調べ た。さらに、実験結果との比較を行ない、粒子運動に関する本計算モデルの有効 性の検討を行った。

第5章では、遠心力の効果が作用する水平から鉛直上向きに流れの方向を変える90°ベンドを通過する粒子流動の測定について述べる。まず、観察によって粒子の流動様式の分類を提案し、ベンドの曲率と粒子を変えて流動様式の変化を調

べた。次に、ベンド内での粒子速度の変化について、流動様式との対応関係を検 討した。これらの流動様式の特徴をさらに明らかにするため、各流動様式につい てベンド内での粒子速度および濃度分布を調べた。さらに、ベンド通過後の鉛直 管内における粒子の加速区間についても粒子速度および濃度分布を測定し、ベン ド下流への影響を調べた。

第6章は本論文の総括である。

第2章 水平管内固気二相流の粒子流動の測定

2.1 まえがき

水平管内を流れる固気二相流の流動状態は、気流速度により大きな影響を受ける(5)。気流速度が大きな場合には、粒子は管断面内をほぼ一様に分散して流れるが、気流速度の低下とともに重力の影響によって管の下部への濃度の偏りが大きくなる(4),(5)。さらに気流速度が小さくなると、管の底部に粒子の堆積層が形成され、プラグ流へと移行する。通常の空気輸送で用いられる条件では、たとえ低濃度高速輸送と呼ばれるような条件でも粒子が一様に分散することはまれであって、重力の影響により粒子の分布が偏った流れとなっている。本章ではその様な定常な分散状態の流れを取り扱う。

1.2.1 節で述べたように、気流速度が比較的小さな場合には透明管を用いた肉眼による観察によっても、濃度の鉛直方向の偏りは容易に認められる。このため過去になされた実験では、濃度の水平方向分布は一様と考え、管の側方からながめた場合の濃度分布や粒子速度分布を求めた研究が多い^{(4),(5),(6)}。しかし管断面内全域にわたる分布を求めた例は極めてまれである⁽⁷⁾。最近では、LDVの普及とLDVによる混相流計測技術の発達により、微細なトレーサを混入することによって粒子と気流の両相の速度の測定も行われている^{(12),(13)}。

写真撮影やLDVによる測定は光学的制約により一般に粒子の濃度が低い場合に限られ、とくに撮影による方法では粒子径が小さくなると測定は困難であるとともに空間分解能を高めることは難しい。そこで、本研究では局所的な粒子濃度が高い場合にも適用が可能な光ファイバを用いた反射式のプローブを作製し、これにより粒子速度および濃度分布を測定することを試みた。この様な光ファイバを用いたプローブによる粒子速度の測定についてはすでに多くの報告があり、非接触測定が本来困難な流動層内の粒子速度測定などの分野で応用がなされている

(45),(46),(47)。このような光ファイバを用いた測定法には相関を利用したもの(48)や、 粒子速度に比例した周波数を得る空間フィルタ法(49)に基づくもの(50)などがある。 これらの測定法は接触測定ではあるが、流動層における測定に用いられているこ とからも明らかなように粒子濃度が非常に高い流れ場でも測定が可能である。

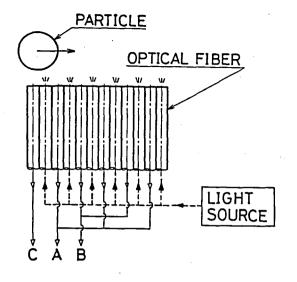
本章では空間フィルタ法の原理に基づく光ファイバプローブの特性についてまず述べ、このプローブを水平管内固気二相流の管断面内での粒子速度分布および 濃度分布の測定に適用した結果について述べる。実験は流速と混合比をパラメータとして行ない、これらのパラメータによる流動状態の変化が比較的顕著に現れる低流速の場合を対象とした。

2.2 光ファイバプローブの測定原理と特性

2.2.1 粒子速度の測定

本研究では、空間フィルタ法を用いて粒子速度の測定を行なった。ここで空間フィルタ法の原理について簡単に説明する。例えば、光を放射あるいは散乱しながら移動する物体を、一定間隔のスリット列のような空間的に周期的なパターンを通して光の強さを測定した場合、得られる信号は物体の速度に比例した周波数をもつ。したがって、この周波数を求めれば物体の速度が得られる(49)。この場合にはスリットが光源の空間的な分布に対する一種の空間フィルタを構成していることになる。このスリット列のような空間フィルタは、対象物の通過を検出するセンサを周期的に並べることによっても構成できる。本研究では光ファイバを用いて、この様な原理に基づくプローブを作製した。

光ファイバを用いた粒子の通過を検出するセンサとしては、反射型のものと透過型のものが考えられる。反射型は投光用と受光用の光ファイバを並列にして反射光を検出するのに対し、透過型は投光用と受光用の光ファイバを対向させてその間を粒子が通過する際の光の遮断より検出する。流れ場の内部に挿入する場合には、反射型に比べて透過型は流れに対するプローブの影響が大きくなるので、



TIME

図 2.1 光ファイバプローブ概略

図 2.2 反射光信号と差動信号

本研究では反射型のものを用いることにした。これを粒子の移動方向に周期性を もつように並べれば速度測定用の空間フィルタが構成できる。

本実験で用いられた光ファイバプローブの概略を図 2.1に示す。このプローブは、直線状に密に並べられた 12 本の光ファイバより構成されている。これらの光ファイバは1つおきに投光用と受光用に役割が分けられている。投光用ファイバは、その他方の端が光源に接続されており、光源を出た光は投光用ファイバに導かれ、光ファイバプローブ先端付近を通過する粒子を照らし出す。粒子により反射あるいは散乱された光の一部が受光用ファイバにより捕らえられ、粒子の通過が光の強度信号として検出される。

プローブ先端付近を粒子が一定速度で光ファイバ列の方向に通過すると、各受 光用ファイバによって、一定の時間間隔をおいて順次反射光信号が検出される。6 本の受光用ファイバは図 2.1に示すように A、B、C の 3 つの系統に分けられている。各系統ごとにまとめた反射光強度信号をそれぞれ O_A 、 O_B および O_C と表わすと、これらの波形は図 2.2 に示すようなものとなる。信号 O_A および O_B をフォトダイオードによって光電変換し、さらに差動増幅を行なうと電圧信号 V_{A-B} が得られ

る。信号 V_{A-B} は粒子速度 v_p に比例し、光ファイバの中心軸間距離 L_f に反比例した周波数 f_p よりなる信号である。粒子速度 v_p と信号の周波数 f_p の間には次式の関係が成り立つ。

$$f_p = \frac{v_p}{4L_f} \tag{2.1}$$

本研究では信号 V_{A-B} を周波数解析することにより v_p を求めた。

 O_A と O_B の差動信号の代わりに単純に加算信号を用いても同じ原理により測定は可能であり、得られる周期数も増す。しかし、本研究における条件では受光用ファイバの間隔に比べて粒径が大きいため、図 2.2 における各受光用ファイバからの信号の幅が広くなり、信号を加算した場合には信号の重なりにより DC 成分が増え粒子速度の情報をもつ AC 成分のパワーが大きく減少する。このため本研究では差動信号を用いた。

光ファイバプローブから得られる信号のスペクトル分布の特性は信号の周期数 $N_{\rm w}$ に大きく影響される $^{(49)}$ 。たとえば簡単のため差動信号を図 2.3中に示すような矩形波として、信号のスペクトル分布と $N_{\rm w}$ の関係を求めると図 2.3のようになる。ここで横軸は $f_{\rm p}$ で正規化した周波数 f、縦軸はスペクトル Sを $f/f_{\rm p}=1$ でのスペクトルの大きさ $S_{\rm p}$ で無次元化したものである。図より明らかなようにように $N_{\rm w}$ が大きくなると $f/f_{\rm p}=1$ 付近に現われるピークの尖鋭度は増し、速度計としての特性は良好になる。しかし、 $N_{\rm w}$ を大きくすることは結果としてプローブの寸法を大きくすることなり、流れ中に挿入する目的のためには好ましくない。これらのことを考慮にいれて、ここでは前述のように $N_{\rm w}=2.5$ とした。

図 2.3によれば、 $f/f_p=1$ 近くに存在する分布の山のピークに対応する周波数を f_p' とすると、 f_p と f_p' とは一致しないことが分かる。しかしながら、 v_p と f_p' の間にも比例関係が成り立つので、本研究ではスペクトル分布から f_p' を求めて粒子速度を得た。 v_p と f_p' の間の比例定数は、2.2.3 節で述べるように予め検定を行って求めた。

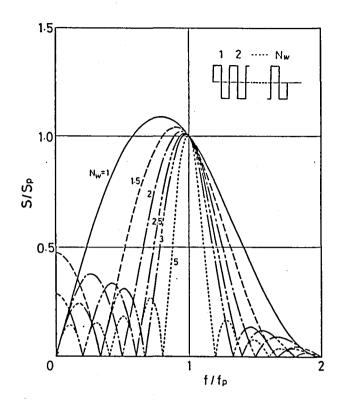


図 2.3 信号周期数とスペクトル分布の関係

2.2.2 粒子濃度の測定

粒子の濃度は以下に示すようにして求められる。2.2.3節で述べるように、粒子からの反射光信号の強度は、粒子と受光用ファイバ先端との間隔に大きく依存しており、受光用ファイバの先端の近傍では、この間隔がわずかに増加するだけで反射光強度は著しく減少する。そこで、反射光信号の強度にしきいを設け、測定面積 A_m を決定すれば、しきい値を超える強度を持った信号を数えることにより、測定面積内を通過する粒子数を求めることができる。単位時間内に測定面積内を通過する粒子数を求めることができる。単位時間内に測定面積内を通過する粒子数を N_p とすると、粒子の分散密度 ρ_p は次式により得られる。

$$\rho_p = \frac{mN_p}{v_n A_m} \tag{2.2}$$

ここで m は粒子1個あたりの平均質量である。分散密度は単位体積あたりに含ま

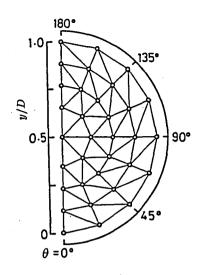


図 2.4 測定点と断面の分割

れる固体粒子の質量で定義されるものであり、本章では粒子の濃度として分散密度を用いることにする。

 A_m が既知であれば、式 (2.2) によって濃度が求められる。しかしながら、2.2.3 節で述べるようにプローブ先端からの相対位置に対する反射光強度の分布に対する粒子の個体差は大きく、検定によって A_m を前もって決定することは困難である。そこで、以下に示すように、光ファイバプローブによる測定結果から得られる粒子流量と、それとは別に 2.3 節で述べるロードセルにより直接測定される粒子流量とが一致するように ρ_p を決定した。

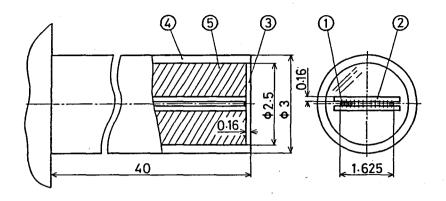
粒子の質量流量をQ,とすると

$$Q_p = \int_F \rho_p v_p dF \tag{2.3}$$

が成り立つ。ここで上式における積分は管断面全体にわたる面積分を意味する。 式(2.2)、(2.3)より

$$\rho_p = \left(\frac{N_p Q_p}{v_p}\right) / \int_F N_p dF \tag{2.4}$$

が得られる。



1. Optical fiber, 2,3. Glass plate, 4. Stainless pipe, 5. Epoxy resin

図 2.5 光ファイバプローブの構造

式 (2.4) の積分は数値積分により行なったが、その方法は図 2.4に示す測定点を頂点とする三角形の各面積要素内で分布が平面状であると近似して行なった。通過粒子数 N_p の測定には図 2.1の系統 C の受光用ファイバから得られる信号 O_C (図 2.2)を用いた。

2.2.3 光ファイパプロープの特性

図 2.5に本実験で使用した光ファイバプローブの構造を示す。ここで用いた光ファイバはコア径 80μ m、クラッド径 125μ mのグレーテッドインデックス型の石英光ファイバである。このプローブでは光ファイバを密に並べることにより中心軸間距離 L_f は光ファイバのクラッド径にほぼ等しくなっている。図から分かるようにプローブ中には 13 本の光ファイバが並べられているが、2.2.1 節および 2.2.2 節で述べたように計測に用いられているのは 12 本であり、端の 1 本は用いられていない。本研究では粒子速度と周波数 f_p の関係を以下のようにして検定した。

図 2.6に検定装置の概略図を示す。図中モータで駆動される回転円板上には実験で使用される粒子が貼付されている。検定では、プローブ先端での粒子速度 v_p と、FFT スペクトラムアナライザで処理して得られるスペクトル分布の最大の

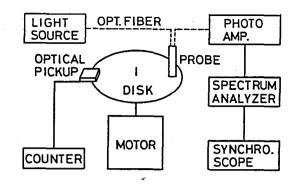


図 2.6 検定装置概略

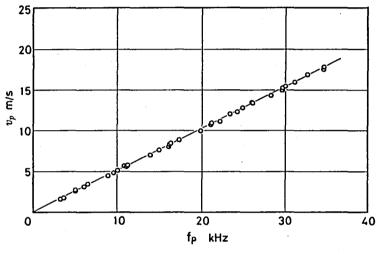
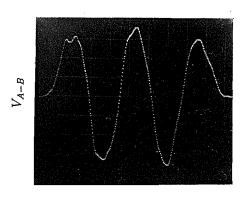


図 2.7 検定結果

ピークに対応する周波数 f_p' を求め、 v_p と f_p' の関係を調べた。その結果、製作したプローブに対して図 2.7のような関係を得た。またこれより、粒子速度 v_p と f_p' の間に次の関係が得られた。

$$v_p[m/s] = 0.515 f_p'[kHz]$$
 (2.5)

光ファイバプローブにより得られた信号 V_{A-B} の一例を図 2.8に、その信号を FFT スペクトラムアナライザで周波数解析して求められたスペクトル分布を図 2.9 に示す。図 2.3で予測された 2.5 周期の信号に対するものとほぼ同様のスペクトルが 得られていることが分かる。



Spectrum

Time

Frequency

図 2.8 反射光信号

図 2.9 スペクトル分布

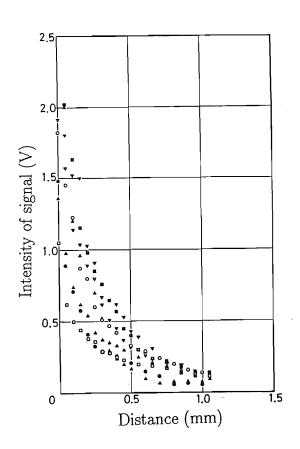


図 2.10 反射光強度の分布

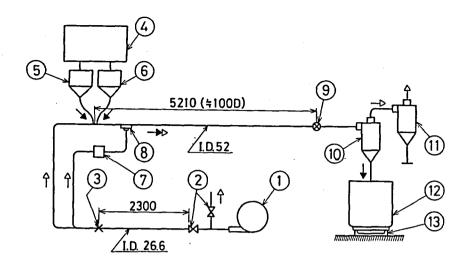
通過粒子数測定系においては、反射光強度信号にかけるしきい値の設定に関連して、プローブ先端部と粒子との相対位置による反射光強度の分布を知ることが必要である。また、これは粒子速度の測定に関しても、測定体積の評価という意味で重要である。ここでは系統Cの光ファイバについてプローブ先端からの距離と反射光信号の関係を調べた。図2.10に輸送実験に使用した粒子の中から任意に抽出したいくつかの粒子についての結果を示す。横軸はプローブ先端と粒子との間隔、縦軸は反射光強度である。プローブとの距離が小さいときには粒子による差は大きい。傾向としては、プローブとの距離が小さなところで、距離の増加による反射光強度の減少の割合は大きく、プローブから離れるにしたがって粒子による差は減少する。この結果から、通過粒子数測定系におけるしきい値電圧を0.4Vとした。したがって本実験における測定では、プローブ先端からせいぜい0.5mm程度以内の距離を通過する粒子が測定されるものと見なしてよい。

2.3 実験装置および方法

2.3.1 輸送管路および測定部

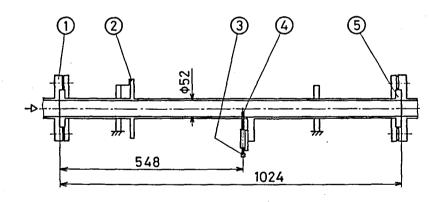
実験に用いた管路系の概略を図 2.11に、測定部を図 2.12に示す。空気流量は流量 測定部においてピトー管により求められた。粒子貯槽に貯えられた粒子は振動式 のフィーダーを通して水平管路内に供給された。粒子供給部からサイクロン分離 器に至る水平管路は内径 52mm の透明アクリル管により構成されている。

粒子速度および濃度分布は、粒子供給部から 5210mm 下流の断面内で測定された。図 2.12に示すように、光ファイバプローブは測定部の管に固定されたトラバース装置により、プローブ挿入口を通して半径方向に挿入される。この光ファイバプローブが取り付けられた管は上流および下流側の管と可動フランジによって結合されており、管軸まわりに回転することができる。この管の回転とトラバース装置による半径方向に移動により、プローブ先端は任意の管断面位置に設定が可能となっている。ただし実際には、後で述べるように管中心を通る鉛直面に関し



1.Blower 2.Valve 3.Flow meter 4.Hopper 5,6.Vibrating feeder 7.Air pump 8.Ionizer 9.Measuring section 10,11.Cyclone separator 12.Receiver 13.Load cell

図 2.11 実験装置



1.Rotary flange 2.Protractor 3.Traversing Equipment 4.Optical fiber probe 5.Rotary frange

図 2.12 測定部

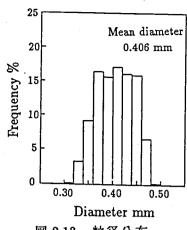


図 2.13 粒径分布

て現象が対称であることを確認したうえで、測定は半断面についてのみ行なった。 測定部を通過した粒子はサイクロン分離器によって気流から分離され、回収される。この回収された粒子の重量は粒子回収容器の下部に設置されたロードセルによって測定され、実験時に記録された重量変化より粒子流量が求められた。

2.3.2 固体粒子

本研究で用いられた固体粒子は平均粒径 0.406mm の球形ポリスチレン粒子である。図 2.13に粒径分布を示す。また、表 2.1 に粒子の特性を示す。表において、終速度は平均粒径の単一球形粒子に対して標準抵抗係数を用いて計算したものである。また、動摩擦係数および最大静止摩擦係数は、管路と同じ材質であるアクリル平板に対して実測したものである。

表 2.1 粒子の特性

	<u> </u>
平均粒径 dp(mm)	0.406
密度 $\rho_s(kg/m^3)$	1038
終速度 (m/s)	1.70
動摩擦係数	0.325
最大静止摩擦係数	0.471

2.3.3 測定系

図 2.14に測定系の概略を示す。速度信号を FFT スペクトラムアナライザで周波 数解析した結果はシンクロスコープに出力され、そのスペクトル分布のピークの 中心での周波数より粒子速度が求められた。通過粒子数測定系ではコンパレータ によりしきい値を越える反射光信号が選別され、カウンタで単位時間当りの通過 粒子数が測定される。

2.4 実験結果および考察

2.4.1 流れの対称性の確認

2.3 節で述べたように、管断面内における粒子速度および濃度分布の測定は管の半断面について行ったが、それに先だって流れの対称性の確認を行った。図 2.15に管の壁面上での粒子速度分布を示す。ここで、Uは気流の空筒速度、 μ は混合比である。気流速度が小さな場合には管の下部に粒子の堆積が生じていることが図から分かる。このように幅広い流動の変化に対して流れは対称であることが確認された。

2.4.2 濃度分布

管断面内の粒子濃度分布

実験によって得られた管断面内の粒子濃度の分布を図 2.16に示す。ここで、 ρ_{p0} は断面内における平均分散密度である。全般的な傾向としては、等濃度線はほぼ水平に近い線となった。つまり、重力の影響により鉛直方向に大きく濃度が変化するのに比べて水平方向の濃度変化は極めて小さい。

これまでに水平管断面内の濃度分布を測定した例としては武川ら(*)によるものがある。武川らの測定は、内径 42mm の管と平均粒径 1.1mm の球形ポリエチレン粒子の組合せに対して行われた。その結果では管壁の近くを除いて等濃度線は水平に近いが、管壁近くで濃度は減少し、等濃度線は閉じたループを描いている。これに対して本研究では壁面近くまでほぼ水平な等濃度線が得られた。

粒子濃度の鉛直方向分布

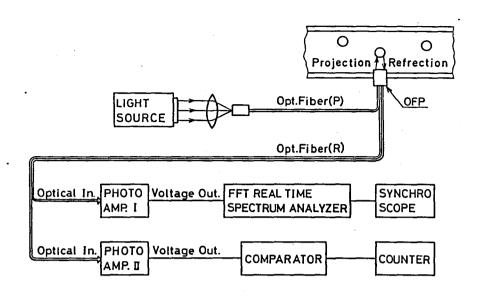


図 2.14 測定系

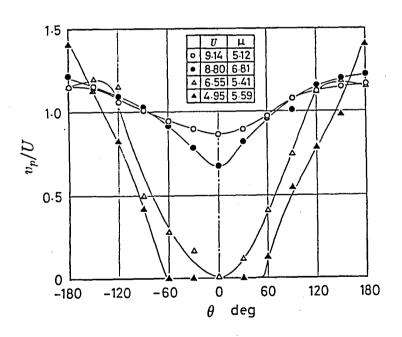


図 2.15 粒子速度分布の対称性

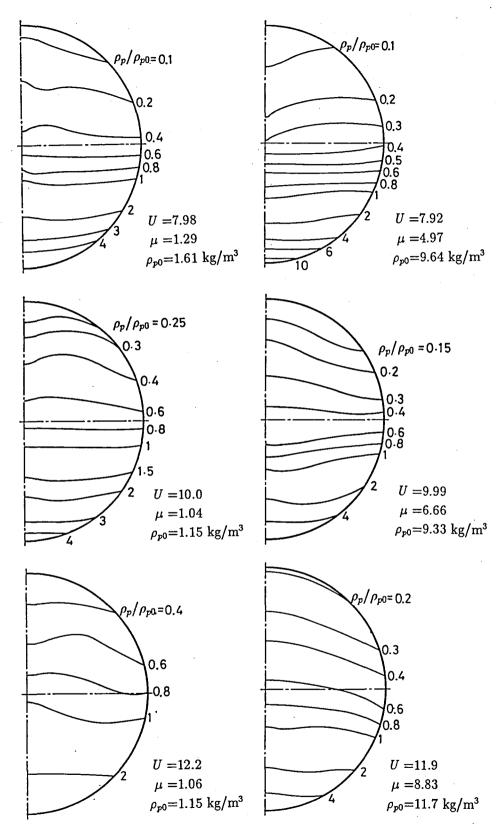


図 2.16 管断面内の濃度分布

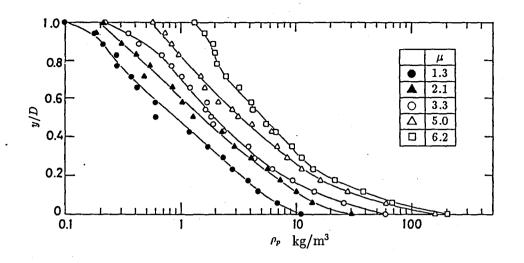


図 2.17 粒子濃度の鉛直方向分布 (U ~ 8 m/s)

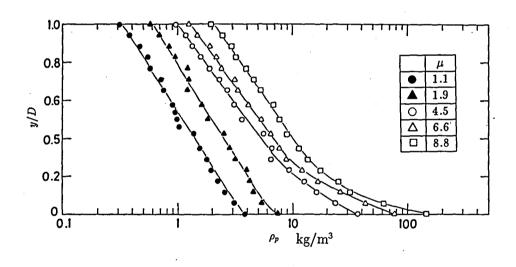


図 2.18 粒子濃度の鉛直方向分布 (U ~ 12 m/s)

図 2.17および 2.18に管軸を通る鉛直線上の濃度分布を示す。ここで yは管壁の最下部 (管底) からの距離を表す。従来から報告されているように、重力の影響により粒子の分布は管の底部に集中したものとなる。また、管底部への粒子の集中の度合いは、気流速度が小さいほど、また混合比が大きいほど増大している。

粒子濃度の分布形状に着目すると、気流速度が比較的大きく混合比が小さな場

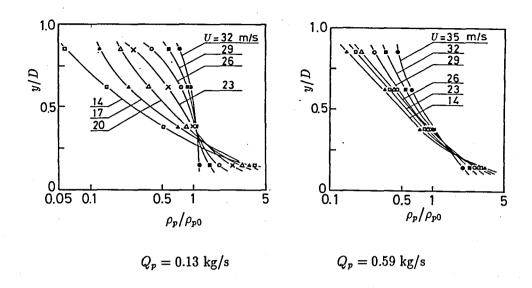


図 2.19 粒子濃度の鉛直方向分布⁽⁵⁾(管:ガラス,内径 61mm; 粒子:小麦)

合には、ほぼ全体にわたって、

$$\rho_p = \alpha e^{-\beta y} \tag{2.6}$$

という指数関数で表わされる分布となっているが、気流速度の減少および混合比の増大にともなって、その関係は管底付近で崩れている。気流速度が同じ場合、測定された混合比の範囲では、y/D>0.25の濃度分布形状にはあまり変化はなく、混合比の増加はy/D<0.25での濃度勾配の大幅な増加をもたらしている。

従来より報告されている水平管内の濃度の鉛直方向分布についても、本測定で得られたのと同様の指数関数的な濃度分布が見られる。Welschof(5)と上滝(6)は写真撮影による濃度分布の測定から、気流速度の減少と混合比の増加により管底部へ粒子が集中する結果を得ている。彼らの濃度分布を片対数のグラフにプロットし直すと図 2.19および図 2.20のようになる。いずれの場合も濃度を求める際の断面の分割が粗いため、壁面近くなどの詳しい分布の情報を知ることはできない。上滝(6)の結果では濃度分布はすべて指数関数で表されることが分かる。Welschof(5)の結果は、混合比が小さく気流速度が大きい場合、濃度分布は平坦となり、指数関

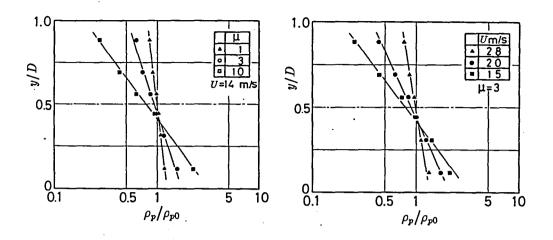


図 2.20 粒子濃度の鉛直方向分布⁽⁶⁾(管:ガラス,内径 105mm; 粒子:ヒエ, 粒径 2.1mm)

数的な分布はみられない。しかしその場合を除くと、管の底部付近を除いて指数 関数で表わされる分布となっている。池森ら⁽⁸⁾による比較的気流速度の大きな場 合についても、このような指数関数的な分布が報告されている。これらの測定は いずれも粒径が大きな場合 (2~4 mm) についてのものであるが、本研究で用いた ような比較的微細な粒子でも指数関数的な分布形状となることが明らかとなった。

実験によって求められた体積濃度の範囲は1×10⁻⁵~0.2となった。このように濃度の非常に幅広い範囲にわたっての測定は、光ファイバプローブのような接触測定以外では現在のところ困難と考えられる。

2.4.3 粒子速度分布

管断面内の粒子速度分布

管の断面内における粒子速度の分布を図 2.21に示す。図から分かるように、気流速度が大きいほど、また混合比が小さなほど粒子速度は断面内で一様に近くなる。混合比の増大および気流速度の減少にともなって管底部付近の粒子速度は減少し、分布は大きくゆがんだものとなる。断面内における水平方向の粒子速度変化は鉛直方向の変化に比べて小さい。とくに混合比が大きな場合にこの傾向が顕

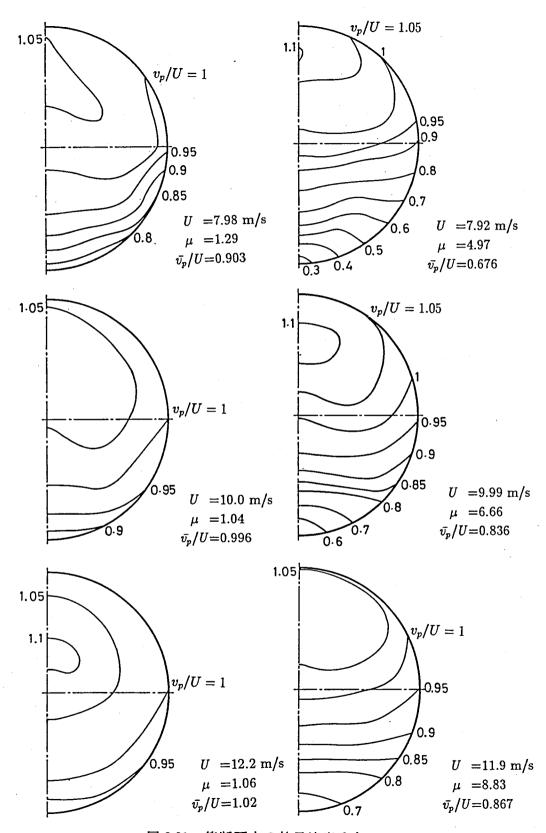


図 2.21 管断面内の粒子速度分布

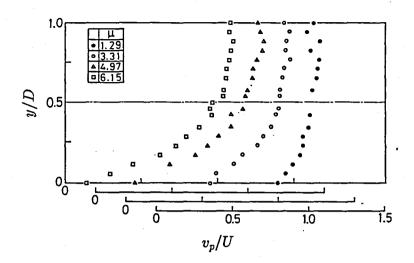


図 2.22 粒子速度の鉛直方向分布 ($U \simeq 8 \text{ m/s}$)

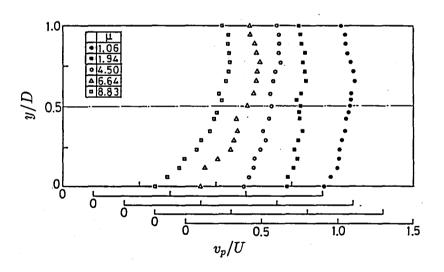


図 2.23 粒子速度の鉛直方向分布 ($U\simeq 12~\mathrm{m/s}$)

著であり、管の下部断面での等速度線は水平に近くなっている。この理由としては、前節で述べたとおり粒子濃度は管の下部で大きくさらに粒子濃度の水平方向の変化は小さいので気流速度分布が水平方向に平坦化されていることが考えられる。管壁付近で粒子速度は小さくなっているが、この理由は、粒子が壁面との衝突により運動量を失うためと、さらに壁面付近では気流速度が小さくなるため、流体抵抗により粒子が減速されるためである。

さらに興味深いことに、管の中央付近で粒子速度が少し小さくなる測定結果が多く得られた。この傾向は、図 2.21では気流速度が約 10m/s の場合に顕著に現れている。この分布形状は辻ら⁽¹³⁾により測定された分布形状の特徴と一致するものである。辻らは LDV を用いて気流と粒子の速度測定を行い、管の中心軸を通る鉛直方向と水平方向の分布の測定から気流速度分布と粒子速度分布の両方について管の中央で速度が小さくなる分布形状を得ている。これらの特徴的な速度分布形状の原因は現在のところ明かではない。

粒子速度の鉛直方向分布

図 2.22および 2.23に管軸を通る鉛直面内の粒子速度の分布を示す。混合比の増大にともなって管底部付近の粒子速度は大きく減少していくが、分布の変化は主に管の下部 (y/D < 0.5) に限られており、管の上部ではあまり大きな変化はない。このような管底部での粒子速度の減少は前節で述べた粒子濃度の集中によって、気流速度分布が単相流の分布から変化し管の下部での気流速度が減少した結果である。このような気流速度分布の変化については多くの測定がなされている (4).(5).(12).(13)。

管底部の粒子速度の変化

混合比の増大にともなう粒子速度の減少は、粒子の閉塞に関連して実用上注意 を要する現象である。そこで、粒子速度が最小となる管底部での粒子速度と混合 比との関係を調べた(図 2.24)。先に述べたように、気流速度が小さいほど混合比

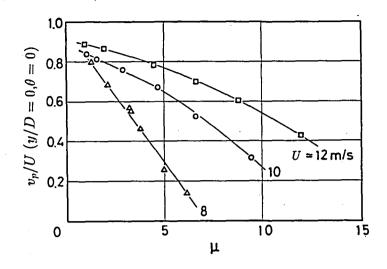


図 2.24 管底部での粒子速度と混合比の関係

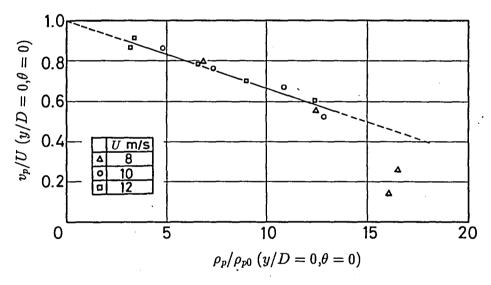


図 2.25 管底部での粒子速度比と濃度比の関係

の増大に伴う管底部での粒子速度の減少は著しくなることが分かる。例えば、気流速度が 8m/s の場合、管底部における粒子速度が零に近くなる $\mu=6\sim7$ 付近で流れは非定常な様相を呈し、さらに混合比を増大させると、堆積層をともなった流れへと移行する。

2.4.4 粒子速度と濃度分布の関係の検討

管底部での粒子濃度と粒子速度の関係

以上の結果は、定性的には従来の研究で得られたものと同じであるが、ここではさらに、得られたデータを利用して粒子速度と濃度分布の間の相関関係について調べてみることにする。図 2.16~図 2.23から明らかなように、粒子速度と濃度分布の間には密接な関係がある。両者の関係は、特に管底部付近で顕著となる。すなわち、管底部への粒子の集中の度合いの増大と、管底部での粒子速度の減少の間には相関関係があると考えられる。そこで、管底部での粒子濃度と粒子速度の関係について検討を行った。

その結果を図 2.25に示す。図から分かるように、 $\rho_p/\rho_{p0} < 13$ の範囲においては気流速度に関係なく、管底部への粒子の集中の度合い ρ_p/ρ_{p0} の増加によって v_p/U は直線的に減少している。

粒子速度と濃度の勾配の関係

水平管内の粒子運動は粒子間衝突を伴うという点に関して気体中の分子の運動に類似のものである。さらに、重力作用下で平衡状態にある温度一定の気体中の分子数密度の鉛直方向分布は式(2.6)と同じ形の指数関数で表されることが知られており⁽⁵¹⁾、粒子濃度分布を考察する場合に気体分子運動論の知識を役立てることができるであろう。

重力下で平衡状態にある気体分子の場合、式 (2.6) 中の係数 β は気体の温度 T、ボルツマン定数 k_B 、分子の質量 m_m を用いて $\beta=m_m g/k_B T$ と表される $^{(51)}$ 。またボルツマン定数 k_B と分子の速さ v_m との間には $k_B T=\frac{1}{3}m_m v_m^2$ という関係があるので、これら 2 つの式から k_B および Tを消去すれば $v_m^2=3g/\beta$ という関係が得られる。この関係を粒子運動に適用すれば、 v_m は粒子速度の変動成分の大きさ v_p' に対応する。当然のことながら、管内を流れる粒子の変動速度成分の分布と分子速度の平衡分布の間には大きな差があるものと考えられるが、 $3g/\beta \dot{m} v_p^2$ に対するおおよその予測を与えると考えてよいであろう。

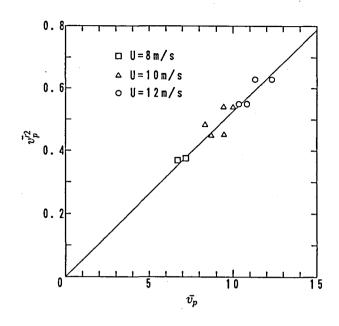


図 2.26 濃度分布から求められたv2 と平均粒子速度の関係

測定された濃度分布から $v_p^2=3g/\beta$ で求められる v_p^2 と平均粒子速度の関係を図 2.26に示す。ただしこの図では、図 2.17および 2.18のような管軸を通る鉛直面内の 粒子速度の分布において全領域あるいは管の底部を除いた領域で指数関数で表せる結果だけを対象とした。図 2.26によれば v_p^2 は平均粒子速度に比例して増加する傾向を示している。

次に、 $v_p^2 = 3g/\beta$ で求められる変動速度の大きさを、辻ら $^{(13)}$ による LDV を用いた実測値と比較してみることにする。辻らの測定は、管は内径 30.5mm のアクリル管、粒子は平均粒径 0.21mm、密度約 1000kg/m 3 の球形プラスチック粒子という条件で行われており、主流方向の粒子速度の RMS 値が求められている。本実験の濃度分布から推測される v_p^2 は 3 方向の速度成分を含んでいるので、粒子の速度変動が等方的であると仮定すれば 1 方向の RMS 値は $\sqrt{v_p^2/3}$ となる。このようにして 1 方向の変動速度の RMS 値を求めると、平均気流速度に対する比が 0.035 から 0.045 となった。辻ら $^{(13)}$ の測定結果では、平均気流速度が 10m/s のときに粒子変動速度の RMS 値の平均気流速度に対する比はおよそ 0.04 から 0.1 の範囲の分布をもって

いる。本実験の濃度分布から推測される変動速度成分は辻らによる測定よりも幾 分小さくはなっているが、ほぼ妥当な大きさとなった。

2.5 むすび

管内固気二相流における固体粒子の流動状態の測定を行うため、光ファイバを 用いて粒子速度および濃度測定用の光ファイバプローブを作製した。まず、この プローブの特性を調べた後、平均粒径 0.406mm の球形ポリスチレンペレットを含 む水平管内固気二相流に適用し、気流速度および混合比の条件の変化による流動 状態の変化が大きな比較的低速部で断面内の粒子速度分布および濃度分布を求め た。本章において得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 管断面内での粒子濃度分布において等濃度線は断面全体に渡ってほぼ水平な ものとなり、鉛直方向には重力の影響により濃度が下部に偏った指数関数的 な分布とななる。また、気流速度が小さいほど鉛直方向の濃度勾配は大きく なる。混合比が増加すると管底部付近への粒子集中の度合が増加する。
- (2) 管断面内の粒子速度分布は、気流速度が大きいほど、また混合比が小さなほど一様に近いが、混合比の増大および気流速度の減少にともなって管底部付近の粒子速度は減少し、分布は大きくゆがんだものとなる。混合比が大きな場合には、管の下部での水平方向の粒子速度の変化は小さい。
- (3) 管底部では粒子集中の度合 ρ_p/ρ_p の増加によって粒子速度比 v_p/U は直線的に減少する結果が得られた。
- (4) 粒子濃度の鉛直方向分布から求められたv²は平均粒子速度に比例する傾向を示した。また、その値の大きさは辻ら⁽¹³⁾による測定結果と比較してほぼ妥当なものとなった。

第3章 鉛直管内固気二相流の粒子流動の測定

3.1 まえがき

定常な流れに限れば、鉛直管内の流れは軸対称となるので半径方向の分布のみを考えればよく、この点に関しては水平管内の流れに比べて取扱は容易である。しかしながら、粒子の濃度分布に関して従来得られている知識は水平管の場合に比べて混乱している。1.2.1 節で述べたように、水平管では粒子濃度は重力の影響により管の下部に集中し、少なくとも定性的にそれと逆の測定結果は得られていないが、鉛直管の場合には濃度分布に関して明確な結論が得られていない。従来得られている濃度分布形状では粒径や混合比などの条件によって、断面内で一様な場合、管の中心に濃度が集中する場合、あるいは壁面付近に集中する場合のあることが報告されている(14)-(19)。ところが濃度分布に関するこれらの相違に対し、粒径や混合比などのパラメータがどの様に影響するかについては従来の報告は一致しておらず明確にはなっていない。

鉛直管内の濃度分布に関する上に述べたような多様性は、例えば水平管の場合の重力のように、濃度分布に対する決定的な支配要因の欠如に起因している。さらに、固気二相流が固体粒子などに関する多くのパラメータをもつことが、数少ない測定例からの現象の把握を妨げている。管内の粒子の濃度分布に影響を与える因子として考えられるものは、乱流拡散、管壁との不規則反発による混合、粒子間衝突による混合、半径方向の気流の分布に起因する揚力、管壁との流体力学的相互作用などである。この様に複雑な現象の機構を解明するには数値シミュレーションに依る他はないであろう。

そこで本章では、鉛直管内固気二相流の粒子の流動に関する新たな知見を得ることと、次章で述べる数値シミュレーションによる粒子の流動機構の解明のためのデータを得ることを目的として、第2章において述べたものと同様の光ファイバプローブを用いて粒子速度と濃度分布の測定を行い、さらにピトー管により気流速度分布を求めた。

3.2 実験装置および方法

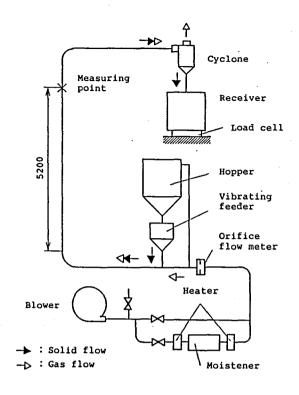
3.2.1 光ファイパプローブおよび信号処理

本章の測定に用いた光ファイバプローブは、2章で述べたものと構造や原理は同じものであるが若干の変更が加えられている。用いられた光ファイバはクラッド径が 0.125mm のプラスチック光ファイバであり、コア径はクラッド径にほぼ等しい。また、2章では粒子速度の測定のために 2.5 周期の信号を用いたが、ここでは投光用ファイバと受光用ファイバをさらに 1 組増やして 3 周期の信号が得られるようにした。さらに流れ中に挿入した際の流れへの影響をより小さなものとするため、光ファイバプローブの直径を 2.4mm に縮小した。信号処理および粒子速度、濃度分布の求め方については 2.2 節で述べたものと同じである。

3.2.2 輸送管路および測定部

管路系の概略を図 3.1に示す。固体粒子は水平管路部において振動式フィーダを通して輸送管路内に供給される。粒子供給点から下流の管路は、鉛直部を含めすべて内径 40mm の透明アクリル製円管が用いられている。水平から鉛直上方に流れを変えるベンドの出口部には内径 36mm の絞り板が設置されており、これによりベンドにおける粒子濃度の偏りが分散され、ベンドの下流への影響領域が短縮される。粒子速度および濃度の測定はベンド出口から 5.2m(管内径比 130) 下流で行われた。

測定部の概略を図 3.2 に示す。気流速度は粒子速度測定部から 350mm 下流でピトー管により測定される。ピトー管としては、固体粒子の侵入を防ぐため、先端開口部を細いスリット状に加工したものが用いられた。ピトー管先端開口部のスリット幅は約 0.2mm であり、先端部の外形は 1mm×0.5mm の長方形である。このピトー管により得られる動圧の測定には、差圧変換器を用いることにより良好な測定系の動特性が得られるようにした。



実験装置 図 3.1

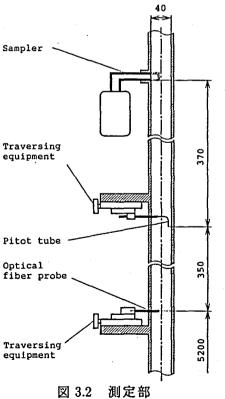


図 3.2

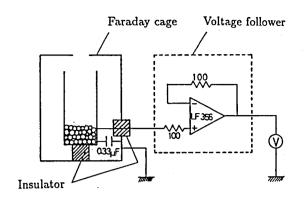


図 3.3 粒子帯電量の測定法

図 3.1におけるオリフィス流量計の上流部に設けられた加湿器は輸送中の粒子に発生する帯電量をコントロールするためのものであり、粒子の帯電の影響を調べるために用いられる。帯電量測定時には図 3.2 の粒子捕集装置により輸送中の粒子が捕集され、粒子の帯電量は図 3.3に示すファラデーケージによって測定された。

実験中の空気流量および固体粒子流量はそれぞれ圧力変換器を用いたオリフィス流量計およびロードセルを用いて測定され、レコーダに記録される。この結果から、測定中の空気流量および粒子流量に変動がなく一定と見なされる場合のデータのみが採用された。

3.2.3 固体粒子

固体粒子としては2章で用いたのと同じ平均粒径 0.406mm の球形ポリスチレン粒子 (0.4mm 粒子) に加えて、さらに図 3.4に示されるような粒径分布をもつ平均粒径が 1.50mm の球形ポリスチレン粒子 (1.5mm 粒子) が用いられた。表 3.1 に 1.5mm 粒子の特性を示す。表において、終速度、動摩擦係数および最大静止摩擦係数は、2.3.2 節で述べた方法で求めた。

3.3 実験結果および考察

3.3.1 相反する2つの測定結果について

表 3.1 粒子の特性
平均粒径 $d_p(mm)$ 1.50
密度 $\rho_s(kg/m^3)$ 1032
終速度 (m/s) 5.62
動摩擦係数 0.279
最大静止摩擦係数 0.372

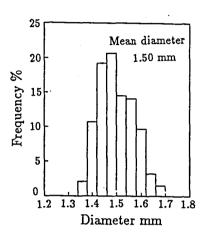


図 3.4 粒径分布

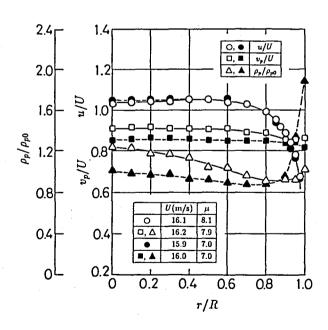


図 3.5 2 種類の測定結果(●▲■: 2月の測定,○△□: 8月の測定)

本実験を進める過程で、図 3.5に示すように測定時期によりまったく異なる 2 種類の測定結果が安定的に得られた。ここで Rは管の半径、rは管の中心からの距離を表す。図において黒く塗りつぶされたプロット点は 2 月に得られたものであり、粒子濃度は管壁に集中している。これは同じ時期の測定結果に共通の傾向である。これに対して白抜きのプロット点は同じ年の 8 月に得られたもので、2 月の結果とは逆に粒子濃度は管の中央で高くなっている。これらはまったく同じ実験装置を用いて同じ粒子により行われたものである。粒子濃度が管壁近くに集中しているのが空気の乾燥する 2 月に得られていることから、本研究ではこれらの差の原因として粒子の帯電の影響を考えた。図 3.5 の測定が行われた段階では、実験装置には加湿器や粒子帯電量測定のための設備も備えられていなかったが、これらの設備を新しく付加して帯電の影響を調べた。

3.3.2 帯電の影響に関する検討

一般に管内固気二相流では粒子と管壁面との接触により管および粒子に帯電が生じる。Sooと Trezek⁽⁵²⁾は水平管内において、平均粒径が30µmの酸化マグネシウム粒子の場合に静電気の影響を検討し、粒子の帯電が壁面への濃度集中をもたらすことを実験的に示した。鉛直管の場合には、水平管の場合の重力のように流れに垂直方向に働く支配的な力が存在しないため、大きな粒子であっても粒子の帯電が測定結果に影響を及ぼすことが考えられる。そこで図3.5に示した測定結果の差の原因を調べるため、本研究における通常の実験条件において発生する静電気が実験結果に影響するかどうかの確認を行なった。ただし、本研究では荷電装置を用いた強制的な荷電はなされておらず、以下に示す結果はすべて粒子と管壁の衝突による自然帯電によるものである。

図 3.5には気流速度、粒子速度および粒子濃度の分布が示されているが、その中で季節による差がもっとも顕著なのは濃度分布であり、Soo と Trezek (52)の測定でも同様である。そこで、粒子の帯電量を変えたときの粒子濃度分布の比較

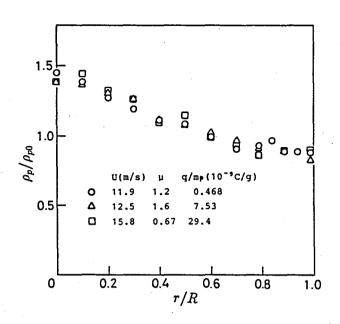


図 3.6 濃度分布に対する帯電の影響

を行なった。図 3.6に結果を示す。ここで qは粒子 1 個当りの平均帯電量、m は粒子の平均質量である。 $q/m=0.468\times 10^{-9}$ C/g の場合には補集された粒子の挙動に帯電の影響は観察されなかったが、本実験で記録された最大の帯電量である $q/m=29.4\times 10^{-9}$ C/g の場合には、捕集用容器の内面に粒子が付着するなど、捕集後の粒子の挙動に顕著な帯電の影響が観察された。図に示されている最も帯電量の大きなものは気流速度が他と異なっているが、後で述べるように 0.4mm 粒子の混合比が小さな場合には濃度分布は気流速度によらずほぼ一定の分布となったので比較のために示した。

図に示すように q/m が 0.468×10^{-9} C/g から 29.4×10^{-9} C/g と大きく変化しても 濃度分布に変化はみられなかった。実験において再び図 3.5 の壁面に粒子が集中した結果が得られなかったため、これらの異なる結果が得られた原因は明らかにできなかったが、この結果から少なくとも帯電の効果の確認以後の測定については 帯電の影響は無視してもよいと判断した。

帯電量の測定を行った際に壁面に粒子が集中した結果が得られなかった原因と しては、管内壁面の特性の変化が考えられる。本研究では、実験管路を新しいア

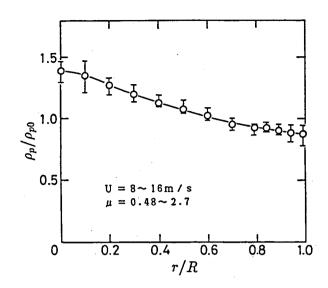


図 3.7 粒子濃度分布 (0.4mm 粒子, 低混合比)

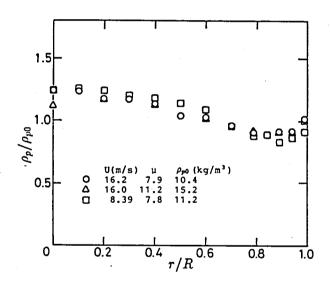


図 3.8 粒子濃度分布 (0.4mm 粒子, 高混合比)

クリル管で作製し実験を始めた。図 3.5に示した結果のうち壁面付近に粒子濃度が集中しているものは製作後間もない実験管路で測定されたものである。実験を繰り返す内に、粒子との摩擦や汚れの付着などにより表面特性が変化し、粒子および管壁面の帯電量が減少した可能性が考えられる。

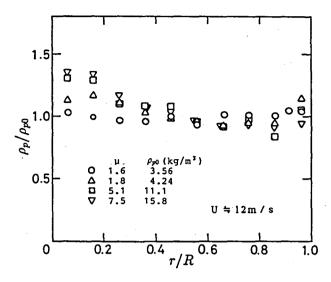


図 3.9 粒子濃度分布 (1.5mm 粒子,U ~12m/s)

3.3.3 濃度分布

図 3.7 から 3.10 に濃度分布の測定結果を示す。一般的な傾向としては管の中心部で濃度が高くなるという結果が得られた。この傾向は粒径の小さな 0.4mm 粒子の場合に顕著である。さらに詳しく図を観察すると混合比および気流速度と濃度分布の関係についても粒子の種類による差がみられる。

まず 0.4mm 粒子の場合には、低混合比ではいくぶん分布にばらつきはみられるが、気流速度に関係なく管の中心部で濃度が高くなるほぼ一定の分布形状を示し、そのときの管中心での濃度は平均濃度の約 1.4 倍となっている。混合比が高くなると中心付近の分布が平坦化する傾向がある。また、高混合比の場合に壁面近くでも濃度が高くなる傾向がみられる。

 $1.5 \mathrm{mm}$ 粒子では、 $U=16 \mathrm{m/s}$ の場合には測定範囲内では混合比によらずほぼ一定の分布を示すのに比べ、 $U=12 \mathrm{m/s}$ の場合には $0.4 \mathrm{mm}$ 粒子の場合とは逆に、低混合比の場合に濃度分布が平坦で、混合比とともに管中央での濃度が増大するという結果が得られた。また、 $U=12 \mathrm{m/s}$ の場合に壁面近くでも濃度が高くなる傾向がみられる。

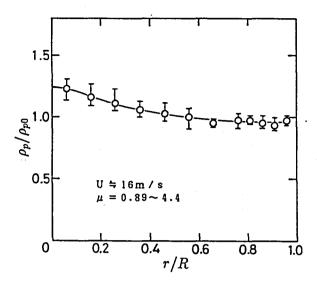


図 3.10 粒子濃度分布 (1.5mm 粒子,U ~16m/s)

濃度分布形状の従来の測定との比較

以上に述べたように、本測定の範囲内でもいくつかの特徴的な分布形状が得られた。従来からの報告のように、粒子は管の中央にも壁面にも集中する傾向があるようである。本研究では、まず従来から報告されている濃度分布形状と今回得られた濃度分布形状について粒子の慣性パラメータやフルード数などによる整理を試みたが明らかな傾向は得られなかった。そこで、ここではこの様な濃度の分布形状の変化に対する個々のパラメータの影響について本研究の結果と従来の測定との簡単な比較を行うことにする。詳しい実験条件は1.2.1 節に記されている。

Vollheim⁽¹⁴⁾の結果 (D=101mm、 $d_p=1.1$ mm~4.5mm、 $\mu=1$ ~17) では、管の中央に粒子が集中する傾向があり、その傾向は粒径が小さいほど強いという点に関して本測定結果と一致する。濃度の影響に関しては、濃度が大きいほど中心への集中は大きくなっている。同様の傾向は本測定結果においても 1.5mm 粒子のU=12m/s の場合にみられる。Zenker⁽¹⁵⁾の結果 (D=411mm、 $d_p=5\mu$ m~300 μ m、U=5m/s~30m/s、 $\mu=0.0003$ ~0.015) のうち粒径が 180μ m 以上の大きな粒子の場合には本研究と同様に粒子流量は管の中央に集中している。Doig と Roper⁽¹⁶⁾の測定

条件 (D=43mm、 $d_p=756\mu$ m、U=11m/s、 $\mu=0.5,5$) は本測定条件に近く、彼らの実験ではガラス粒子が用いられているので、粒子の密度差を考慮すれば 1.5mm 粒子の気流速度が 12m/s の場合が比較の対象となる。彼らの結果は、混合比が 0.5 では粒子は管壁面に集中し、混合比が 5 では粒子濃度は管中央で最大となっている。混合比の変化にともなうこの変化は、1.5mm 粒子の気流速度が 12m/s の場合の結果に近い。Kramer と Depew($^{(17)}$ の測定 ($D=12.7\sim25.4$ mm、 $d_p=62\mu$ m, 200μ m、 $R_e=5670\sim50000、<math>\mu=1\sim5$) では、 62μ m の粒子ではすべてのレイノルズ数に対して管の中央で濃度は最大となっている。 200μ m の粒子では低レイノルズ数では傾向は 62μ m の粒子と同じであるがレイノルズ数の増大とともに分布形状は平坦化し、さらに大きなレイノルズ数では濃度は管壁付近で最大となっている。Kramer と Depew の結果は濃度が管の中央で最大となるものについては本測定の結果と一致するが、濃度分布の気流速度への依存性に関しては一致しない。彼らは、濃度分布が管壁で大きくなる結果の原因として静電気力の影響の可能性についても論文中で言及している。

3.3.1 節で述べたように、本実験の過程でも粒子が管壁に集中する結果が得られている。本研究ではその原因が明らかにはされていないが、粒子や管の帯電が濃度分布などに影響を及ぼす可能性は考えられる。従来の鉛直管の測定例では静電気の影響などについて検討されているものは稀であり、特に管壁近くに粒子濃度が集中しているものについては、粒子の帯電の影響のある可能性もある。いずれにしても実験結果がまだまだ不足しており、粒子の帯電の影響を考慮にいれた注意深い実験データの蓄積が必要である。

3.3.4 粒子速度分布

図 3.11 から 3.14 に粒子速度の分布を示す。本実験で使用した粒子の場合、その速度分布は気流の速度分布に比べて平坦な分布を示す。また、粒径による分布形状の差はあまりない。いずれの粒子についても混合比による大きな分布の変化は

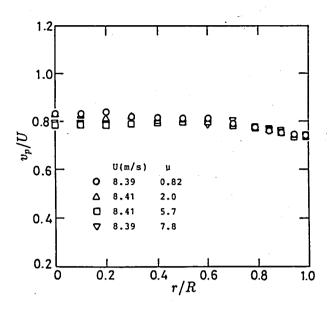


図 3.11 粒子速度分布 (0.4mm 粒子,U ~8.4m/s)

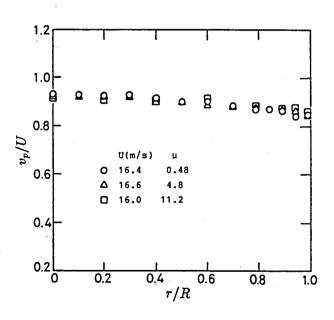


図 3.12 粒子速度分布 (0.4mm 粒子,U ~16m/s)

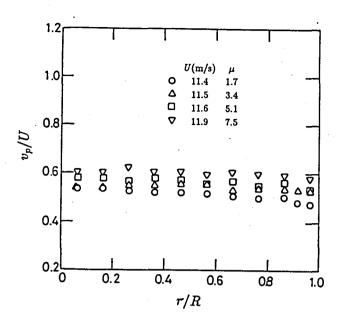


図 3.13 粒子速度分布 (1.5mm 粒子,U ~12m/s)

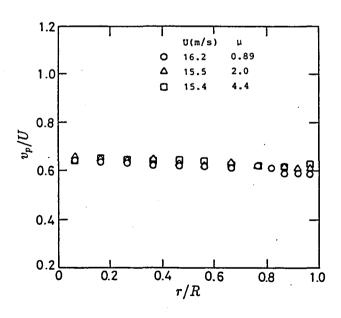


図 3.14 粒子速度分布 (1.5mm 粒子,U ~16m/s)

みられないが、混合比の増加によりさらに平坦化する傾向がある。このような混合比の増加にともなう粒子速度分布の平坦化は後で述べる気流速度分布の平坦化によるものである。

1.5mm 粒子の気流速度が約 12m/s の場合には混合比の増加により粒子速度が増加する傾向がある。これは図 3.9 の濃度分布の変化と関連して興味深い現象である。つまり、気流速度の大きな管の中央での濃度の増大が粒子速度の増加をもたらしたものと考えることができる。

3.3.5 気流速度分布への粒子の影響

混合比を変えた場合の気流速度分布の変化を図 3.15および図 3.16 に示す。ここで u は気流速度を表す。従来から報告されているように、いずれの条件についても粒子濃度の増大により気流速度の分布は平坦化する。また、0.4mm 粒子の場合には高濃度の場合に管中央部で気流速度の凹形分布が得られた。このような凹形の気流速度分布形状は Vollheim(14)や辻ら(23)によっても測定され報告されている。この原因は 3.3.3 節で示したように気流に比べ速度の低い粒子の濃度が管の中央部で高くなるためと考えられる。

図 3.15および図 3.16によると気流速度分布の変化は混合比の増加に比例して徐々に起こるのではなく、混合比がある程度の大きさを超えると分布の変化が進行するようである。従来からの報告では気流速度や混合比を変えた場合の気流速度の変化が示されているだけのものが多く、気流速度分布に対する粒子の影響を定量的に整理したものは見あたらない。ここでは気流速度分布の変化を定量的に記述するため、境界層における排除厚さを参考に、次式により排除厚さがを定義し、これによる整理を試みた。

$$u_c(R-\delta^*)^2 = \int_0^R 2rudr \tag{3.1}$$

ここで u_c は管中心での気流速度である。 δ^* と濃度との関係を調べると図 3.17のような結果が得られた。濃度が同じ場合、粒子の種類により影響の大きさにはかな

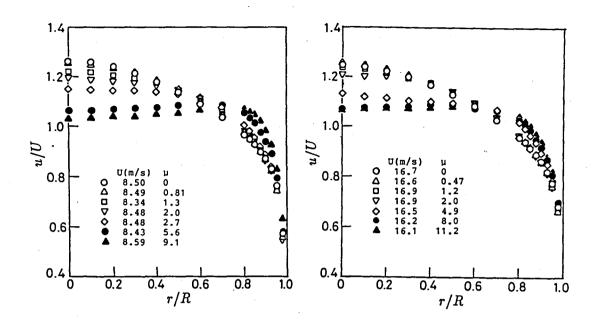


図 3.15 気流速度分布 (0.4mm 粒子)

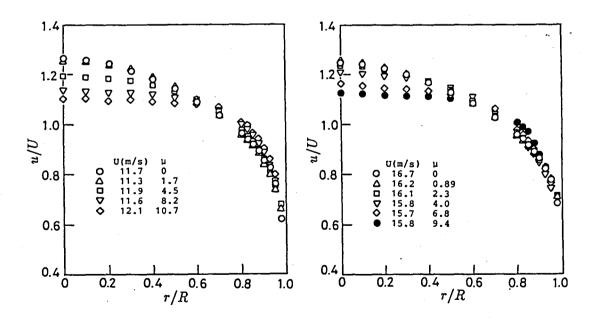


図 3.16 気流速度分布 (1.5mm 粒子)

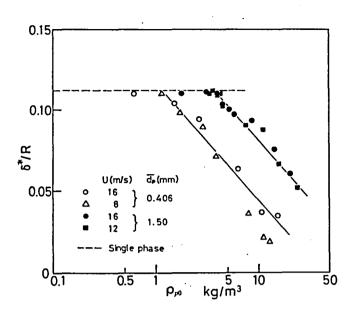


図 3.17 排除厚さと濃度の関係

りの差が認められる。 δ^*/R が小さな領域を除けば、気流速度の大きさの影響はほとんどみられず、 δ^*/R は粒子濃度の対数に関して直線的に減少し、その勾配はそれぞれの粒子についてほぼ等しい。また粒子濃度の増加に対する δ^*/R のこのような減少は粒子濃度が極めて小さな場合には認められない。すなわち、0.4mm 粒子では $\rho_{p0} < 1$ kg/m³、1.5mm 粒子では $\rho_{p0} < 4$ kg/m³の範囲では気流速度分布への粒子の影響はない。

気流速度分布に対する影響が粒子の種類により異なる以上の結果に対し、粒子 と流体の相互作用として最も重要な運動量交換に注目して考察を行った。単一の 粒子に対する流体抵抗に局所的な数密度 n を乗じて

$$W_D = C_D \frac{1}{2} \rho_f(u - v_p) |u - v_p| A_p n$$
 (3.2)

を求め、この W_D の管断面内の分布について結果を示す。ここで C_D は抵抗係数、 ho_f は空気の密度、 A_p は粒子の投影面積である。上式の W_D は、流体の運動方程式を記述する際、流体が粒子に及ぼす力、すなわち流体が粒子によって失う運動量に対応する項として登場する。十分発達した流れでは W_D を管断面について積分し

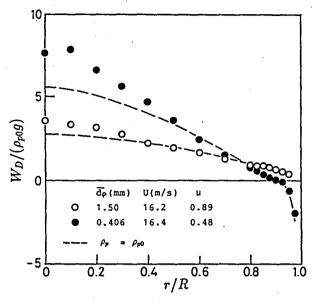


図 3.18 流体抵抗力分布

た値は、管の単位長さ当りの粒子群に働く重力と、粒子と管壁との間の衝突により粒子が受ける摩擦抵抗の和に等しい。一般に乱流中における抵抗係数は乱れの影響により標準抵抗係数と異なった値を取ることが知られているが、実験条件により定性的な傾向もまちまちであり、現時点でははっきりとしたことはわかっていない。そこでここでは抵抗係数として標準抵抗係数を仮定して計算を行った。ただし、u、 v_v 、n には実測値を用いた。

気流速度分布に粒子の影響が現れた状態では比較が行いにくいので、以下では 気流速度分布が単相とあまり差のない場合について検討を行なう。図 3.18に ρ_{pog} で 無次元化された W_D の分布を示す。いずれの分布も管壁付近を除いて、管の中央で 最大となる直線状の分布となっているが、粒子の種類により分布に大きな差がみ られ、1.5mm 粒子に比べて0.4mm 粒子の方が管の中心付近でより大きな流体抵抗 力が働いている。気流速度の平坦化には管の中央部における流体抵抗が強く影響 すると考えられるので、このような流体抵抗力の分布の差により、気流速度分布 への影響の大きさに差が現れたものと考えられる。 上述の $W_D/(\rho_{sog})$ の分布の 差は、直接的には式 (3.2) をみれば分かるように、濃度分布および個々の粒子に働く流体抵抗力の分布の差に起因することは明らかである。前述の濃度分布の測定結果によれば、0.4mm粒子の方が管中央に集中する傾向が強く、 $W_D/(\rho_{p0}g)$ の分布の差の原因として考えられるが、これに比べて以下に述べるように個々の粒子に働く流体抵抗力の分布の差の影響が重要であることがわかった。各々の粒子について管断面内で濃度が一様で平均値に等しい値をとると仮定して $W_D/(\rho_{p0}g)$ の分布を求めてみた。その結果は図 3.18に破線で示されている。この分布についても、1.5mm粒子に比べ 0.4mm粒子の方が明らかに管中央で大きな W_D を示し、粒子の種類による分布の差については実際の結果と傾向は変わらない。したがって、個々の粒子に働く流体抵抗力の断面内の分布に大きな差があることが分かる。

図 3.18の分布を比較すると、 $W_D/(\rho_{p0}g)$ は管の中央では 1.5mm 粒子に比べて 0.4mm 粒子の方が大きいが、r/R>0.8 では大小関係に逆転を生じ、0.4mm 粒子の 場合には管壁の近くで $W_D/(\rho_{p0}g)$ が負の値をとる領域が存在している。この様な 分布形状の差は、粒子と気流との相対速度の差により次のように説明することが できる。すなわち、粒子の相対速度が小さいほど粒子速度が気流速度と一致する 位置が管壁から遠ざかり、管壁付近で負の流体抵抗力を受ける領域が広がり、これを補う形で管中央部における流体抵抗力が増大すると考えられる。したがって、終速度の大きな粒子ほど気流速度への影響が小さいことになる。ただし、粒子の 浮遊速度が小さくなるに従い粒子速度分布は気流速度分布に近付くので、この様な 議論が適用できるのは粒子速度の分布形状が気流速度分布に対してある程度平 坦な場合に限られる。

前田ら⁽²¹⁾は内径が 56mm および 38mm のアクリル管と粒径が 45μm と 136 μm の ガラスおよび 93μm の銅の球形粒子について LDV を用いて両相の速度分布の測定を行い、終速度の大きな粒子ほど気流速度分布を平坦化させる傾向が強いという結果を示している。この結果は、本研究で得られたものとは逆のものであるが、その理由としては用いられた粒子の終速度はそれぞれ 0.17m/s、0.88m/s およ

び1.40m/s と本研究で用いられた粒子に比べて小さく、終速度が小さくなるにつれて粒子速度分布は気流速度分布に近づいており、このため流体抵抗力分布が一様化することが考えられる。

辻ら⁽²³⁾により内径が30.1mmのアクリルパイプと粒径の異なるポリスチレンの球形粒子との組合せについてLDVを用いて気流速度と粒子速度が測定されている。用いられた球形粒子の平均粒径は2.78mm、1.42mm、0.501mmおよび0.243mmの4種類であり、密度は本研究で用いたものとほぼ同じである。濃度が測定されていないので濃度による比較はできないが、同じ混合比で比較すれば、気流速度分布に対する影響は0.501mmの場合が最大となっている。

以上の結果から気流速度の平坦化に対して影響が最大となるような粒径および密度の粒子が存在することになる。

3.4 むすび

光ファイバプローブを用いて、鉛直管内固気二相流の粒子速度および濃度を測定し、さらにピトー管により気流速度の測定を行った。本実験を進める過程で、測定時期の違いにより粒子濃度が管壁に集中したものと、粒子濃度が管中央へ集中したもののまったく異なる2種類の結果が得られた。この原因として粒子の帯電の影響が調べられたが、管壁に濃度が集中した結果は再び得られず、2種類の分布の原因を明らかにすることはできなかった。ただし、それにより本実験に示した結果の範囲では粒子の帯電の影響は無視できることが確認できた。得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 粒子濃度分布は管の中央で最大値を示す凸形分布となる。粒子濃度の管中心 への集中の度合は 0.4mm 粒子の方が 1.5mm 粒子よりも強い。
- (2) 粒子速度分布は気流速度分布に比べて非常に平坦な分布となり、混合比の増加とともにより平坦化は進む。

- (3) 気流速度分布の粒子による変化の評価の方法として排除厚さによる整理を 提案した。それぞれの粒子に対して排除厚さは気流速度によらず濃度の対数 に対して直線的に減少する。0.4mm 粒子では $\rho_{p0} < 1$ kg/m³、1.5mm 粒子では $\rho_{p0} < 4$ kg/m³の濃度の小さな領域では気流速度分布への粒子の影響はない。
- (4) 粒子の濃度が同じ場合、気流速度分布に対する影響は粒子により大きな差が 認められた。本研究では、0.4mm 粒子の方が1.5mm 粒子より気流速度分布に 与える影響が大きく、それは粒子に働く流体力の分布によるものであること が確かめられた。

第4章 鉛直管内固気二相流の数値シミュレーション

4.1 まえがき

1.2.2 節で述べたように、これまで固気二相流中の粒子の拡散運動に対する支配要因としてはおもに管壁面における不規則反発と乱流拡散が検討されてきた。しかし粗大粒子の管内固気二相流に関しては乱流拡散は支配要因とはならず、これまで壁面での不規則反発に着目しておもに水平流れに対するシミュレーションが行われてきている(27)-(35)。それらの結果は実験結果と比較され、不規則反発により実験結果に近い濃度分布が得られることが示されている(27)-(29),(32),(35)。しかし、このようにして計算される粒子速度は測定値に比べて小さくなる傾向がある(27)-(29),(32),(35)。

不規則反発による粒子分散は、気流により与えられた粒子の主流方向の運動エネルギーがそれに垂直方向の運動エネルギーに変換されることにより実現される。したがって不規則反発の程度を大きくすればするほど、粒子速度は小さくなることになる。不規則反発により測定結果に近い濃度分布を実現すれば粒子速度が測定よりも小さくなった、という上記の結果は不規則反発以外の機構が粒子分散に影響を及ぼしているということを示唆している。

不規則反発以外に粒子分散に影響を及ぼす機構としては粒子間衝突が考えられる。上記のシミュレーションにおいて比較の対象とされている実験は混合比が1程度のものであり、空気輸送では一般的に低濃度とされる領域であるが、粒子間衝突が無視できるという明確な指標は与えられておらず、条件をよく調べれば粒子間衝突が無視できない流れである可能性が強い。粒子間衝突を考慮したシミュレーションもとくに最近になって行われるようになってきており、粒子の拡散などに対する影響が調べられている(36)-(39),(41)-(44)。

慣性の大きな粗大粒子の場合については希薄気体力学で用いられるクヌッセン数 K_n (=粒子の平均自由行程/代表長さ)を粒子間衝突の影響を見積もるための一

つの尺度と考えてよいであろう。分散状態の流れの場合に、粒子が壁面との衝突を経験してから次の壁面との衝突までに要する平均流に垂直方向の移動距離は管径のオーダーであるから、管径を代表長さとして定義されるクヌッセン数は粒子壁面衝突頻度の粒子間衝突頻度に対する比を表すことになる。壁面との衝突の効果に比べて粒子間衝突が無視できるためにはこのクヌッセン数が1に比べて十分大きい必要がある。

本章では3章で実験結果が示された鉛直管内の流れに関する数値シミュレーションについて述べる。3章における実験の場合に例えば0.4mm粒子が平均気流速度16m/s、混合比1で輸送されたときのクヌッセン数 K_n は約1であり、少なくとも壁面との衝突に比べて粒子間衝突が無視できない条件であることが容易に予想できる。

粒子濃度の幅広い範囲のシミュレーションを行うためには、気流の流れ場についても粒子との相互作用を考慮して計算しなければならないが、本章ではまず粒子間衝突の効果について焦点を絞るため、粒子による気流速度分布の変化が無視できる比較的低濃度の場合のみに範囲を限定した。本研究では、鉛直管内の十分発達した流れを対象とするため、周期境界を用いることにより計算領域を短縮した。この計算領域の短縮による粒子数の減少により、粒子間衝突の決定論的方法による取扱いが容易となった。計算アルゴリズムへの粒子間衝突の導入は、各時間進行における粒子の自由な運動と粒子間衝突を分離して行なった。本章では、粒子間衝突の頻度の変化によって粒子の運動状態がどのように変わるかということを調べるため、粒子濃度や速度分布および変動速度分布を粒径と濃度を変えて求めた。さらに3章に示した測定結果との比較を行なった結果を示す。

4.2 粒子運動の計算

4.2.1 計算の概要

本計算では計算領域内に含まれるすべての粒子の運動が粒子間衝突を考慮して 求められた。粒子間衝突の発生は4.2.4節に述べられる決定論的方法により判定さ れた。ここでは、粗大粒子の濃度の希薄な流れを対象とするため、粒子運動に関 して以下のような仮定を行った。

- (1) 気流の速度分布に対する粒子の影響は無視できる。
- (2) 粒子の拡散運動に対する乱流拡散の影響は、粒子間衝突による拡散作用に比べて小さく、無視できる。
- (3) 粒子間の相互作用は粒子間衝突のみにより発生する。すなわち、粒子の慣性が大きいため、流体を通じての間接的な粒子間相互作用は無視できる。
- (4) 粒子間衝突における三体衝突以上の多体衝突は無視できる。
- (5) 粒子が衝突に関与する時間は、衝突と衝突の間の時間に比べて無視できるほど小さい。
- (6) 粒子間衝突において流体力学的相互作用は無視できる。

したがって、粒子の運動は流体中における運動方程式と、粒子間衝突および壁面 との衝突を表す衝撃方程式により記述されることになる。

ある衝突はそれ以後の衝突に影響を及ぼすため、粒子間衝突を厳密に扱うためには、個々の衝突の時刻ごとにそれ以後の衝突の判断を行えばよいものと考えられる。このためには少なくとも衝突発生ごとに粒子運動の積分のための時間を刻む必要がある。しかし、このように衝突発生ごとに時間を刻めば、扱う粒子数が大きく衝突発生の頻度が大きいときには時間刻みは非常に小さなものとなり、あまり実用的とはいえない。そこで、本計算では希薄気体の直接シミュレーション法で用いられる分子運動と分子間衝突の分離の手法(40)を粒子運動の計算に適用した。この方法では時間ステップΔtの間に粒子が複数の衝突を経験する確率が十分

小さいものとして運動方程式の積分と粒子間衝突が分離して計算される。すなわち、各時間ステップについて粒子間衝突を無視して運動方程式が解かれ、次にその間に粒子間衝突を起こすと判定された粒子について衝撃方程式が解かれる。このような取扱いのためには Δt を粒子の平均自由時間(粒子が経験する粒子間衝突の平均時間間隔)より十分小さく選ばなくてはならない。平均自由時間 τ_c は粒子の局所的平均乱れ速度 $\sqrt{v_n'^2}$ を用いて次式で見積もられる。

$$\tau_c = \lambda / \sqrt{\bar{v_p'^2}} \tag{4.1}$$

計算の手順は以下の通りである。

- (1) 各粒子について時刻tにおける状態から4.2.3節で述べる運動方程式の積分により Δt 時間後の位置、速度および角速度を求める。その間に壁面と衝突する粒子については4.2.6節で示すモデルに基づき壁面との衝突処理を行う。
- (2) 4.2.4 節で述べる方法にしたがって、手続き (1) で行なったΔt の時間進行に対して粒子間衝突の判定を行う。粒子間衝突を起こす粒子の内、手続き (1) で壁面と衝突したもので壁面との衝突前に他の粒子と衝突する粒子 (A 粒子) とそれ以外の粒子 (B 粒子) とでは衝突の取扱が異なる。A 粒子については (3) の手続きが、B 粒子に対しては (4) の手続きが取られる。
- (3) A粒子の場合には、時間進行前の時刻 t の速度および角速度を用いて衝撃方程式を解き、速度および角速度を衝突後のものに置き換えて時刻 t の位置から、粒子間衝突を無視して新たにΔt 時間の運動方程式の積分をやり直す。その際、壁面との衝突は考慮する。
- (4) B粒子の場合には、手続き (1) で求められたΔt 時間進行後の速度および角速度を衝突前の速度として衝撃方程式を解く。

以上の手続きを繰り返すことにより粒子の運動が解かれる。

粒子間衝突の判定において計算領域内の粒子数が大きな場合、計算領域内の他の全ての粒子との間で衝突判定を行うことは非常に大きな計算時間を要する。そこで本計算では、領域内を立方体のセルに分割し、判定を行う粒子の含まれるセルおよびそのセルに隣接したセル内の粒子との間で衝突判定を行うことにより判定に要する時間を短縮した。

4.2.2 計算領域

計算領域内のすべての粒子の運動を求める本計算では、実際に用いられるような長い管路を想定したシミュレーションを行うには膨大な数の粒子を取り扱う必要があり、計算機の計算時間および記憶容量の制約からこのような計算は困難である。しかし、計算の対象を十分発達した定速領域に限れば、以下に述べる周期境界を用いることにより粒子数を比較的少数に限定することができる。図 4.1に計

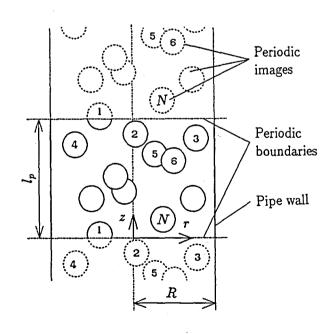


図 4.1 計算領域

算領域を示す。図のように上流境界および下流境界を周期境界とした。一方の周期境界を横切って領域外に飛び出した粒子は他方の周期境界から断面内の同じ位置と速度をもって領域内に投入される。したがって計算では一定数の粒子を取り扱えばよいことになる。

前章までの粒子濃度の実験結果の表示には分散密度 ρ_p が用いられたが、粒子間衝突に対する効果を考えるには体積分率の方が適切であるので本章では濃度を表すのに粒子の体積分率 α_p を用いることにする。 α_p と ρ_p の関係は粒子材質の真密度 ρ_s を用いて次式で与えられる。

$$\rho_p = \rho_s \alpha_p \tag{4.2}$$

計算領域内の粒子の平均体積濃度αροは次式で与えられる。

$$\alpha_{p0} = \left(\sum_{i=1}^{N} V_{pi}\right) / (\pi R^2 l_p) \tag{4.3}$$

ここで V_{pi} はi番目の粒子の体積、Nは計算領域内の粒子数、Rは管の半径、そして I_p は周期境界の間隔である。

一般的に z方向の粒子の平均速度は変動速度に比べて大きく、z方向の移動量が大きくなる。1 回の時間ステップでの移動量が大きいと 4.2.1 節で述べた粒子間衝突判定のためのセルの寸法を大きくする必要があり、粒子間衝突に要する時間が長くなる。粒子間衝突を考える場合には粒子間の相対運動が重要であり、平均的な運動は問題とはならない。そこで、周期境界内における粒子の運動は z方向の平均粒子速度を減じて記述された。これは、周期境界を z方向に平均粒子速度で移動させることと同じ意味をもつ。

周期境界近傍の粒子については粒子間衝突が起こるかどうかの判定は粒子の周期像に対しても行なわれた。ここで、周期像とは図4.1において破線で示されている周期境界外の周期的な粒子像のことである。

計算では定常状態が対象とされているので、粒子の初期条件は適当に与えられ、 時間を進行させた結果として定常状態を得た。粒子速度分布および濃度分布は、 定常状態に達した後の一定時間ごとにサンプリングされたデータの平均により 求められた。これらのマクロな量の統計的なばらつきの大きさはデータ数に依存 し、ばらつきを小さくするためには粒子数と時間平均の回数の積で決まるデータ 数を大きくとる必要がある。計算に要する時間は粒子数 Nと時間進行量の積で決まるので、要求されるデータ数に対して、定常状態に達した後の計算時間はほぼ 一定ということになる。しかし、与えられた初期状態から定常状態に至るまでに 要する時間進行は粒子数に関係なく一定であるので、粒子数 Nが小さいほど計算 は軽減される。さらに粒子数 Nが小さくできることは計算機の記憶容量の制限に 対しても有利である。したがって、同じ濃度に対する計算では周期境界間隔 Ipが小さな方が有利である。しかし Ipが極端に小さくなると計算結果に影響することが 考えられるので、Lの計算結果に対する影響について検討を行った。

本計算と同様の周期境界を用いた粒子流動のシミュレーションが、Campbell と Brennen $^{(53)}$ によっても行われている。Campbell と Brennen が対象としたのは傾斜平面上を重力により落下する粒子流であり、その粒子濃度は非常に高く、本計算で扱っている希薄な場合の粒子運動の性質とはかけ離れているため、その結果を直接参考にするには注意を要するが、彼らは、 l_p が粒径の5倍程度以上あれば l_p の影響はほとんどないと報告している $^{(53)}$ 。本計算において粒子流動に対して周期境界間隔 l_p が影響を及ぼすのは、粒子間相互作用を通してである。したがって、本研究では粒径を基準とするのではなく、粒子間衝突に関する特徴的な長さである平均自由行程 λ を基準に、 l_p の影響について調べた。平均自由行程 λ は次式で与えられる。

$$\lambda = \frac{1}{(\sqrt{2}\pi \ d_n^2 n)} \tag{4.4}$$

ここで d_p は粒径、nは次式で与えられる計算領域内の平均数密度である。

$$n = N/\left(\frac{\pi}{4}D^2l_p\right) \tag{4.5}$$

式 (4.5) を式 (4.4) に代入すると次式を得る。

$$l_p/\lambda = 4\sqrt{2}(d_p/D)^2N \tag{4.6}$$

この式から l_p/λ がNに比例することが分かる。本計算では l_p/λ 、すなわちNを変えて計算を行い、その結果から l_p の影響がないようにNを決定した。

4.2.3 粒子の運動方程式

4.2.1 節で述べたように、本研究では慣性が大きな粒子を対象とし、衝突による拡散に比べて乱流拡散の影響は十分小さいと考え、粒子の乱流拡散を無視した。 運動中の粒子に働く流体力は粒子を球形として求めた。本計算では粒子濃度が小さな場合を考えているので、気流速度分布として単相流の速度分布を用いた。気流中における粒子の並進運動に対する運動方程式は次式により与えられる。

$$m\frac{dv_p}{dt} = C_D \frac{1}{2} \rho_f u_R |u_R| A_p + C_{LR} \frac{1}{2} \rho_f |u_R| \frac{u_R \times \omega}{|\omega|} A_p + F_{LG} + F_g$$
(4.7)

ここでmは粒子の質量、 v_p は粒子の速度、 C_D は抵抗係数、 ρ_f は空気の密度、 A_p は粒子の投影面積、 C_{LR} は粒子の回転による揚力係数、 ω は粒子の角速度、 u_R は粒子に対する相対気流速度である。式 (4.7)の右辺は順に流体抵抗力、粒子の回転による揚力、速度勾配による揚力 F_{LG} 、重力 F_a を表す。

C_Dに対しては Morsi と Alexander (54)により与えられた次式を用いた。

$$C_D = C_0 + \frac{C_1}{Re_p} + \frac{C_2}{Re_p^2} \tag{4.8}$$

ここで、 C_0 、 C_1 および C_2 は粒子レイノルズ数 $Re_p = |u_R|d_p/\nu$ の値の範囲により決まる定数である。表 4.1に各定数の値を示す。

 C_{LR} は中間から高レイノルズ数の実験データ $^{(55),(56),(57)}$ をもとに次式のように与えた。

$$C_{LR} = \min[0.5, 0.5 \frac{a\omega}{|\boldsymbol{u}_R|}] \tag{4.9}$$

ここでaは粒子の半径である。速度勾配による揚力 F_{LG} は、Saffman の式 $^{(58)}$ に従って、r方向成分のみについて次式で与えた。

$$F_{LGr} = 1.62 u_{Rz} d_p^2 \sqrt{\rho_f \mu} \frac{du_{Rz}/dr}{\sqrt{|du_{Rz}/dr|}}$$
(4.10)

表 4.1 球の抵抗係数の定数(54)

AC III WO MINON WO NOW						
Re_p	C_0	C_1	C_2			
$Re_p < 0.1$	0	24.0	0			
$0.1 < Re_p < 1$	3.69	22.73	0.0903			
$1 < Re_p < 10$	1.222	29.1667	-3.889			
$10 < Re_p < 10^2$	0.6167	46.5	-116.67			
$10^2 < Re_p < 10^3$	0.3644	98.33	-2778.0			
$10^3 < Re_p < 5 \times 10^3$	0.3571	148.62	-47500.0			

ここで u_{Rz} は u_R のz方向成分である。よく知られているように、この速度勾配による Saffman の揚力はレイノルズ数が非常に小さな場合について理論的に求められたものであり、本研究で扱うような乱流でレイノルズ数が大きな場合に与えられたものではない。しかしながら $Hall^{(59)}$ による測定結果はレイノルズ数がある程度大きな場合にも Saffman の揚力が適用可能であることを示している。

粒子の回転運動に対する方程式は次式で与えられる。

$$I\frac{d\omega}{dt} = -\left(\frac{C_{T1}}{R_{eR}^{1/2}} + \frac{C_{T2}}{R_{eR}} + C_{T3}R_{eR}\right) \frac{1}{2}\rho_f a^5 |\omega| \omega \tag{4.11}$$

ここで Iは粒子の慣性モーメントである。式 (4.11) の右辺は回転に対する粘性によるトルクを表し、 C_{T1} , C_{T2} および C_{T3} は粒子回転レイノルズ数 $Re_R = |\omega|d_p^2/(4\nu)$ の値の範囲により決まる定数である。表 4.2に各定数の値を示す。表において $Re_R < 1$ の範囲に対するものはストークス近似の理論解、 $1 < Re_R < 10$ は $Takagi^{(60)}$ により、 $10 < Re_R < 100$ は $Takagi^{(61)}$ により与えられたものである。

表 4.2 球の回転抵抗力の定数(60),(61)

Re_R	C_{T1}	C_{T2}	C_{T3}
$Re_R < 1$	0	16π	0
$1 < Re_R < 10$	0	16π	0.0418
$10 < Re_R < 20$	5.32	37.2	0
$20 < Re_R < 50$	6.44	32.2	0
$50 < Re_R < 100$	6.45	32.1	0

4.2.4 粒子間衝突の判定

粒子間衝突が発生するかどうかの判別は以下のようにして行なった。図 4.2に示されるような、 Δt の時間進行の間の粒子iと粒子jの衝突を考える。図は粒子iに対する粒子jの相対運動を示している。 r_{Ro} は時刻t における相対位置ベクトル、 $r_{R\Delta t}$ は運動方程式を積分して得られた Δt 時間後の相対位置ベクトルとする。添え時i'i' とi'j' をそれぞれの粒子に関する量に付けることにする。それぞれの粒子が Δt 時間の間、等速直線運動するものとして衝突の判別は行なわれた。図 4.2において r_{R} ($=r_{i}$ - r_{i}) は相対位置ベクトルである。

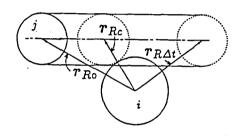


図 4.2 粒子間衝突の判定

時刻 t からの時間進行を Δt で無次元化し、これを kで表すと、kを用いてこれらの粒子の中心間距離の変化は $|r_{RO}+k(r_{R\Delta t}-r_{Ro})|$ と表される。 Δt の時間内に衝突が起きるための条件は、kに関する 2 次方程式

$$|\mathbf{r}_{R0} + k(\mathbf{r}_{R\Delta t} - \mathbf{r}_{Ro})|^2 = (a_i + a_j)^2$$
 (4.12)

が 2 つの実数解 k_1 、 k_2 $(k_1 < k_2)$ をもち、 k_1 が $0 \le k_1 < 1$ の条件を満たすことである。衝突時の相対位置ベクトルは次式で与えられる。

$$\boldsymbol{r}_{Rc} = \boldsymbol{r}_{R0} + k_1 (\boldsymbol{r}_{R\Delta t} - \boldsymbol{r}_{Ro}) \tag{4.13}$$

粒子間衝突が発生すると判別された粒子対は以下に示す衝撃方程式を解くこと により衝突後の速度が求められる。

$$\boldsymbol{v}_{pi}^{\star} = \boldsymbol{v}_{pi} + \boldsymbol{J}/m_{i} \tag{4.14}$$

$$\boldsymbol{v}_{pj}^* = \boldsymbol{v}_{pj} - \boldsymbol{J}/m_j \tag{4.15}$$

$$\boldsymbol{\omega}_{i}^{*} = \boldsymbol{\omega}_{i} + a_{i}\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{J}/I_{i} \tag{4.16}$$

$$\omega_j^* = \omega_j + a_j \mathbf{n} \times \mathbf{J}/I_j \tag{4.17}$$

ここでn は $n = r_{Rc}/(a_i + a_j)$ で与えられる粒子iの中心から粒子jの中心に向かう法線方向単位ベクトル、Jは粒子iに働く衝撃力であり、衝突後の状態には*が添えられている。図 4.3に衝突の状態を示す。4.3.1 節で述べた基準に従って時刻t あるいは $t + \Delta t$ における粒子速度および角速度が衝突前の速度 v_p 、 ω として用いられる。衝撃力J が得られれば、衝撃方程式 $(4.14)\sim(4.17)$ よりそれぞれの粒子について衝突後の速度および角速度が求められる。

4.2.5 粒子間衝突モデル

衝撃力 Jは以下のような仮定に基づいて求められる。

- (1) 衝突時の粒子の変形は無視できる。
- (2) 反発係数は衝突の条件に関係なく一定である。
- (3) 衝突の過程において接触点での滑りがある期間、粒子間の摩擦力はクーロンの法則に従う。

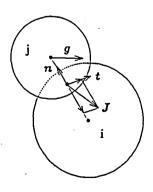


図 4.3 粒子間衝突

(4) 衝突の過程において接触点での滑りがいったん停止すれば、それ以後再び滑ることはない。

以上の仮定は、辻⁽⁶²⁾による粒子の壁面衝突のモデルと同様のものである。 まず、**J**を次のように法線方向と接線方向の成分に分割する。

$$J = J_n n + J_t t \tag{4.18}$$

ここでtは接線方向の単位ベクトルである。

衝突前の粒子iに対する粒子jの相対速度をgとすると、衝突前後の相対速度gとg*の法線方向成分の間には、反発係数をe。として、次式の関係がある。

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{g}^* = -e_n(\mathbf{n} \cdot \mathbf{g}) \tag{4.19}$$

式 (4.14)、(4.15)、(4.18) および式 (4.19) より J_n は次式のように求められる。

$$J_n = (1 + e_v)Mn \cdot g \tag{4.20}$$

ここで Mは次式で与えられる。

$$M = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \tag{4.21}$$

次に、接線方向に働く摩擦力 J_i を考えるために、接触点での滑り速度を求める。 衝突前の粒子iに対する粒子jの接触点での滑り速度 g_{tc} は

$$g_{fc} = g - (g \cdot n)n - a_i \omega_i \times n - a_j \omega_j \times n$$
(4.22)

で与えられる。摩擦力が衝突前の滑り速度の方向に働くとすると t は次式のようになる。

$$t = g_{fc}/|g_{fc}| \tag{4.23}$$

式 (4.14)~(4.18) および (4.22) より衝突後の滑り速度は、次式のようになる。

$$g_{fc}^* = \alpha t \tag{4.24}$$

$$\alpha = |g_{fc}| - \frac{7J_t}{2M} \tag{4.25}$$

接触点でのすべりがある場合には次式に示すクーロンの法則により摩擦力を与 える。

$$J_t = -\mu_{fp} J_n \tag{4.26}$$

ここで μ_{fp} は粒子間の動摩擦係数である。式 (4.26) が適用できるのは α が正の場合のみである。したがって式 (4.25) に式 (4.26) を代入し、 $\alpha \geq 0$ として得られる

$$J_n \ge -\frac{-2M|g_{fc}|}{7\mu_{fp}} \tag{4.27}$$

の条件が満足されるとき式 (4.26) により J_i が求められる。式 (4.27) の条件が満たされないとき、接触点でのすべりは衝突過程において一旦停止することになる。ここですべりが止んだ後は再びすべらないと仮定すると、式 (4.25) において $\alpha=0$ として J_i は次式で与えられる。

$$J_t = \frac{2}{7} M |g_{fc}| (4.28)$$

以上に述べた衝撃力Jの解法の手続きを整理すると以下のようになる。

- (1) 式 (4.20) により Jnを求める。
- (2) J.が式(4.27)を満足するかどうかを調べ、
- (3) 式(4.27)を満足する場合には式(4.26)により、
- (4) 式 (4.27) を満足しない場合には式 (4.28) によって みを求める。

4.2.6 粒子と管壁面との衝突

一般に管路内を輸送される粒子の形状は真球ではなく、たとえ球形粒子と呼ばれるものであっても球形からのわずかな偏差によって不規則反発が発生し、このような不規則反発が水平管路内の流れにおいて粒子の運動に大きな影響を及ぼすことが Matsumoto ら(29)や沈ら(35) により指摘されている。また、1.2.2 節で述べた

ように、このような不規則反発を表すためこれまでに多くのモデルが提案されている。本研究では壁面との不規則反発を考慮するため、図 4.4に示すように粒子と壁面との接触点の位置を粒子の重心から壁面に下ろした垂線から任意の方向に角度 $\Delta\theta$ だけずらせることにより不規則反発を表した。 $\Delta\theta$ の値は 0 から $\Delta\theta_{max}$ までの範囲で一様乱数により与えた。ここで $\Delta\theta_{max}$ は粒子のいびつさの程度によってきめられる。本研究では $\Delta\theta_{max}$ が小さな場合を考えているので、重心と接触点の距離は粒子の半径として一定とした。衝撃方程式の解法は沈ら $^{(35)}$ のものと同様である。

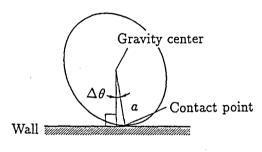


図 4.4 壁面との衝突

4.3 計算結果

4.3.1 計算条件

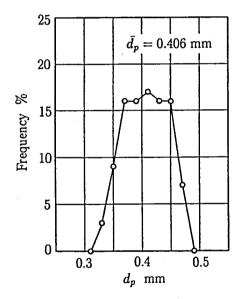
表 4.3に計算条件を示す。3章における鉛直管での実験結果との比較を行うため条件を実験に合わせた。粒子と管壁との反発係数および摩擦係数は測定により求められたが、粒子間の反発係数および摩擦係数については測定が困難なため粒子と管壁との値に等しいものと仮定した。計算では実験で用いられた粒子の粒径分布に合わせて図 4.5のように粒径分布を与えた。 $\Delta\theta_{max}$ の値については、滑らかな水平面上に落下する粒子の反発運動を計算し、その結果と実験により観察される粒子の不規則反発との比較から与えた。

本計算では乱流拡散を無視するが、その妥当性について考察を行う。乱流拡散の効果は次式で定義される乱流拡散に関するストークス数で評価できる。

$$S_{tT} = \frac{\tau_r}{\tau_T} \tag{4.29}$$

表 4.3 計算条件

2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2				
時間ステップ Δt (s)				
管内径 D(mm)	D(mm) 40			
空気密度 $\rho_f(kg/m^3)$	1.205			
動粘度 ν(m ² /s)	1.515×10^{-5}			
平均粒径 $d_p(mm)$	0.406	1.50		
粒子密度 ρ _s (kg/m³)	1038	1032		
粒子間反発係数 e _p	0.94	0.94		
壁面との反発係数	0.94	0.94		
粒子間動摩擦係数 μfp	0.325	0.279		
粒子壁面間動摩擦係数	0.325	0.279		
$\Delta \theta_{max} (\mathrm{deg})$	2	2		
粒子数 N	800	200		
l_p/λ	0.466	1.59		
緩和時間 T _r (s)	0.173	0.573		



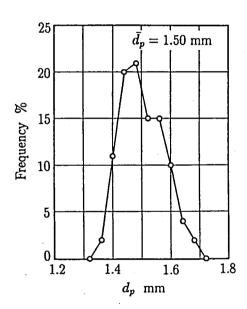


図 4.5 粒径分布

ここで τ_r は粒子の緩和時間であり τ_T は一つの乱流渦との相互作用に関わる時間である。鉛直管内における粒子と気流との相対速度は終速度 v_t のオーダーであるので、緩和時間 τ_r は次式で評価できる。

$$\tau_{\mathbf{r}} = \frac{v_t}{q} \tag{4.30}$$

粒子の乱流拡散に関しては最大スケールの渦の影響を考えればよいので、これを

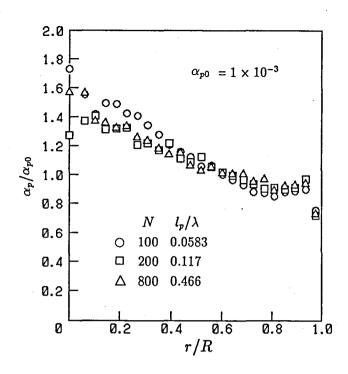


図 4.6 周期境界間隔の影響 (0.4mm 粒子, U = 16m/s)

管径 Dとすれば、 $\tau_T = D/v_t$ と見積もることができる。 S_{tT} が 1 に比べて十分大きければ、乱流渦は粒子に影響を与えない。表 4.3の条件に対して S_{tT} を求めると、0.4mm 粒子では 7.4、1.5mm 粒子では 81 となる。これより、本計算の条件において乱流拡散の影響は小さいものと考えられる。

4.3.2 周期境界間隔の影響

 l_p/λ の濃度分布に対する影響を図 4.6に示す。 l_p/λ が小さな場合には粒子は管の中央に集中している。この濃度分布が管中央で大きくなる傾向は、次節で述べる濃度が小さな場合の傾向と一致している。この原因としては次のような理由が考えられる。周期境界条件ではある粒子の衝突の対象となるのは、当然のことではあるが、他の粒子およびその周期像であって、その粒子自身の周期像との衝突は起こらない。したがってその分だけ衝突の頻度が減り、粒子間衝突に関して粒子濃度

が減少したのと同じ効果が現れる。このような効果はλに比べて l₂が大きければ無 視できるものと予想される。

このような l_p/λ の影響は、0.4mm 粒子の場合には $l_p/\lambda > 0.1$ で、また 1.5mm 粒子の場合には $l_p/\lambda > 0.3$ で観測されなかった。これらの結果を考慮して式 (4.6) に基づいて表 4.1 に示したように Nの値を決めた。

4.3.3 濃度分布

平均濃度の影響

図 4.7および 4.8に U=16m/s の場合の濃度分布の計算結果を示す。ここで α_p は粒子の体積分率、 α_{p0} は計算領域全体における空間平均された体積分率である。いずれの粒子についても α_{p0} が小さな場合粒子は管の中心に集中する傾向がある。これは壁面の近傍を除いて速度勾配による揚力が管の中心に向かって働いているためである。粒子間衝突を無視した計算を比較のために行ってみたが、本計算条件ではすべての粒子がr=0 に集中する結果が得られた。水平管では粒子は重力により持続的に壁面との衝突を繰り返すため不規則反発による拡散の効果は維持されるが、本シミュレーションでは壁面との衝突は持続せず、不規則反発のみでは粒子の拡散に対する影響は見られなかった。これらの結果から、鉛直管内の流れではたとえ混合比が 0.1 程度の非常に低濃度の場合であっても粒子間衝突による拡散は重要な因子であることが分かる。

平均濃度の増大による分布の変化は粒径により異なっている。 $0.4 \,\mathrm{mm}$ 粒子の場合 α_{p0} が 1×10^{-3} 以下では濃度の増大により分布はより平坦な分布に近づくが、それ以上では大きな変化はなく、管の中心の濃度は平均濃度の約1.4 倍の値となっている。 $1.5 \,\mathrm{mm}$ 粒子では α_{p0} が 1×10^{-4} から 4×10^{-4} の間に濃度分布は管中心に集中した状態から管壁付近に集中した状態へと急激に変化している。それ以上の濃度では逆に濃度の増大により再び管の中心での濃度が増大している。これらの変化は次節で述べるように粒子間衝突による管断面内の変動粒子速度の変化に対応している。

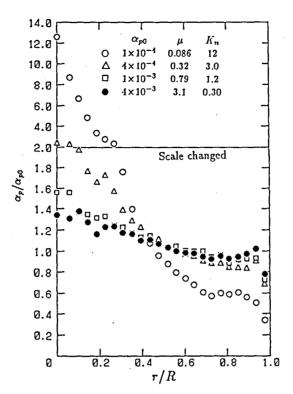


図 4.7 濃度分布に対する平均体積濃度の影響 (0.4 mm 粒子, U = 16 m/s)

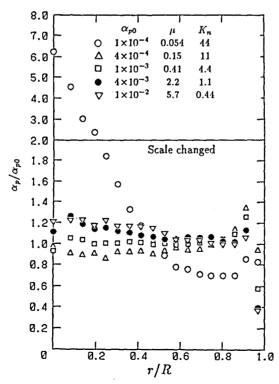


図 4.8 濃度分布に対する平均体積濃度の影響 (1.5 mm 粒子, U = 16 m/s)

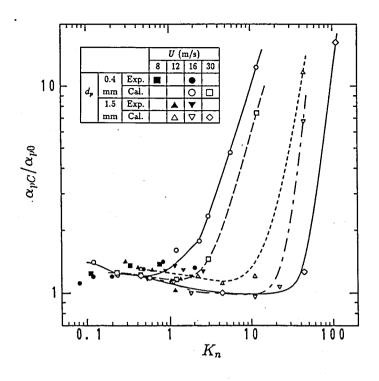


図 4.9 管の中心への濃度集中と K_nの関係

管壁の近くでも濃度が高くなる傾向が見られる。この理由としては 0.4mm 粒子の場合、粒子速度が気流速度よりも大きくなることにより速度勾配による揚力が壁方向に働くことが考えられる。1.5mm 粒子では気流との相対速度が大きいため壁面付近の速度の逆転領域の範囲が小さいにも関わらず、壁面への大きな粒子の集中が見られる。この 1.5mm 粒子の濃度が低い場合に顕著にみられる壁面付近で濃度が高くなる現象の原因について調べるため、個々の粒子の断面内の運動を追跡してみた。大きな周方向速度をもつ粒子は管壁との衝突を繰り返すと非弾性衝突のため半径方向速度成分を失い、壁面に沿って螺旋運動をするような傾向がある。平均自由行程が小さな場合には粒子間衝突によってすぐに螺旋運動から解放されるが、平均自由行程が大きい場合には螺旋運動を続ける粒子が多く、このため壁面付近の濃度が高くなる。同じ体積濃度では平均自由行程は粒径に比例するのでこの現象は 1.5mm 粒子の場合に顕著に現れる。これは、次節で述べる粒子速度にも大きな影響を及ぼす。

気流速度による影響を見るため、Uを変えた場合についても計算を行った。図 4.9に粒子濃度の管の中心への集中の度合 α_{pC}/α_{p0} とクヌッセン数 K_n との関係を示す。図から分かるように気流速度が変わっても、 K_n の変化に伴う粒子濃度分布形状の変化の傾向には大きな差はない。 $K_n < 1$ ではいずれの条件でも粒子間衝突の粒子濃度分布に対する影響はほぼ飽和しているが、 $K_n > 1$ では粒径および気流速度により異なっている。特に粒径による影響が大きい。粒子濃度分布に対する粒径および気流速度の影響については 4.3.5 節で考察を行う。

実験結果との比較

本計算では気流速度分布に対する粒子の影響が考慮されていないので、実験との比較を行う際にはこの点に留意する必要がある。3章の図3.17によれば、0.4mm粒子では $\alpha_{p0}<1\times10^{-3}$ 、 $\alpha_{p0}<4\times10^{-3}$ では気流速度分布の変化は無視できるが、それ以上の濃度については気流速度分布の変化を考慮する必要がある。また、粒子の平均濃度を変えて行なった一連の計算の中から実験に近い条件のものを選んで比較を行ったために、濃度および混合比の条件は完全には一致していない。

図 4.10 に 0.4mm 粒子の実験結果との比較を示す。混合比が約 1 の場合には計算と実験はよく一致している。一番小さな混合比の場合に管中央部での計算結果が少し高くなっているが、図 4.7および図 4.9から分かるようにこの程度の濃度では平均濃度の変化による濃度分布の変化は大きく、このことを考慮に入れればその差は大きくはないであろう。混合比が $4\sim5$ の条件では実験結果がより平坦な分布になっている。3章の図 3.15 によれば、U=16m/s、 $\mu=5$ 程度の条件では気流速度分布の平坦化が進んでおり、管の中央では速度勾配による揚力が減少するため、測定結果がより平坦となったものと考えられる。

図 4.11 は 1.5mm 粒子についての実験結果との比較を示している。1.5mm 粒子の 場合には全般的に濃度分布は平坦で、実験と計算の差は小さい。しかし、濃度が 小さな範囲では計算結果は測定結果に比べて分布はより平坦となる傾向がある。

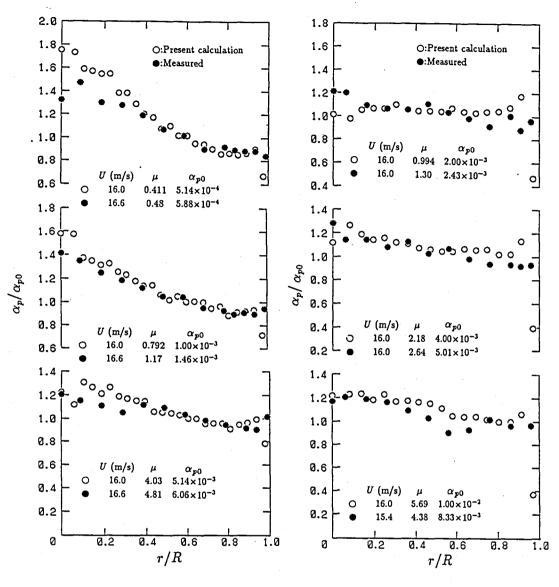


図 4.10 濃度分布の実験との比較 (0.4mm 粒子, U = 16m/s)

図 4.11 濃度分布の実験との比較 (1.5 mm 粒子, U = 16 m/s)

先に示した図 4.9中には実験結果も記入されている。0.4mm 粒子の場合 $K_n > 1$ では計算結果は K_n の増加とともに粒子の管中心への集中がみられるのに対して、測定結果では増加傾向は見られない。1.5 mm 粒子の U = 12m/s の場合にみられる、 K_n の減少により粒子の管中心への集中がわずかに増加する傾向は計算の結果に近

いものである。

3章に示した実験では通常の空気輸送装置などで問題とされる濃度を対象としたため、混合比が 0.4 以下の条件での測定は行われていない。しかし本章の計算結果では、混合比が 0.05 から 0.4 程度の比較的小さな混合比の範囲において濃度分布が大きく変化する結果が得られた。このような低濃度域における濃度分布変化に関する本計算結果を検証するためには、さらに小さな濃度での測定が必要である。

4.3.4 粒子速度

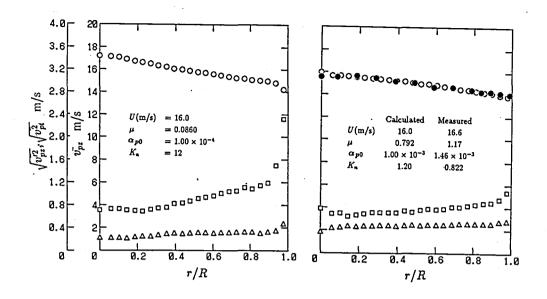
図 4.12 および 4.13 に流れ方向の局所平均粒子速度 v_{pz} とその変動速度 $\sqrt{v_{pz}^2}$ および流れに垂直方向の変動速度 $\sqrt{v_{pt}^2}$ の分布の計算結果を示す。 $\sqrt{v_{pt}^2}$ の大きさは流れに垂直方向の粒子の拡散の強さを表すものである。なお粒子速度については実験結果を比較のため示した。粒子の変動速度分布の変化の傾向を調べるため参考となるので、図には $\alpha_{p0}\simeq 1\times 10^{-2}$ の場合の計算結果も示した。しかし、図 3.17 より分かるようにこの条件では気流速度分布は大きく変形しているため、粒子速度分布の実験との比較はあまり意味はない。

変動速度分布

まず計算結果の傾向を調べると、いずれの粒径についても粒子濃度が非常に小さな場合 $\sqrt{v_{pt}^2}$ に比べ $\sqrt{v_{pt}^2}$ の値が大きい。粒子濃度が大きく、すなわち粒子間衝突の頻度が大きくなるに従って $\sqrt{v_{pt}^2}$ と $\sqrt{v_{pt}^2}$ は断面内でほぼ一様になり、差は小さくなる 1 。

以上の傾向は流れ方向の変動速度 $\sqrt{v_{pz}^2}$ の運動エネルギが粒子間衝突を通して流れに垂直方向の変動速度 $\sqrt{v_{pt}^2}$ に供給されている様子を示している。粒子間衝突に

 $^{1\}sqrt{v_{pt}^2}$ と $\sqrt{v_{pz}^{\prime 2}}$ の一致は粒子の変動速度の等方性を意味してはいない。 $\sqrt{v_{pt}^2}$ はr、heta 方向の速度よりなるため、もし速度変動が等方的であるならば $\sqrt{v_{pt}^2}$ は $\sqrt{v_{pz}^{\prime 2}}$ の $\sqrt{2}$ 倍にならなければならない。



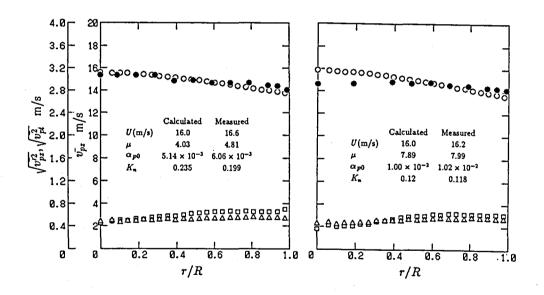
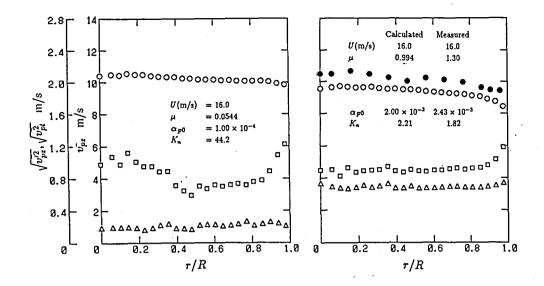


図 4.12 粒子速度および変動速度分布 (0.4mm 粒子,U=16m/s)本計算 $\bigcirc: v_{pz}^-, \bigcirc: \sqrt{v_{pz}^2}, \triangle: \sqrt{v_{pt}^2}$;測定結果 $\bullet: v_{pz}^-$



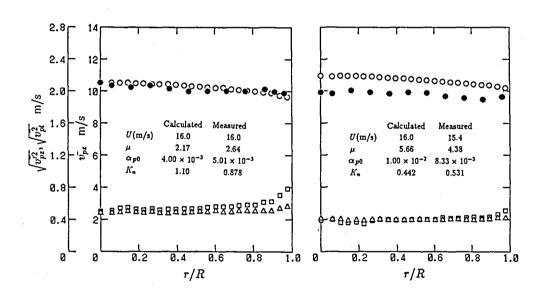


図 4.13 粒子速度および変動速度分布 (1.5mm 粒子, U=16m/s) 本計算 $\bigcirc: v_{pz}^{-}, \, \Box: \sqrt{v_{pz}^{-2}}, \, \triangle: \sqrt{v_{pt}^{-2}}$; 測定結果 $\Phi: v_{pz}^{-}$

よって発生した横方向の移動によって半径方向に速度分布をもつ粒子が混合されることにより流れ方向の大きな変動速度を生み出す。この様な効果は、とくに気流速度の変化が激しい壁面付近で大きい。こうして発生した大きな $\sqrt{v_{pz}^2}$ の運動エネルギが粒子間衝突により $\sqrt{v_{pz}^2}$ に与えられることになる。

1.5mm 粒子では比較的低濃度の場合に $\sqrt{v_{pt}^2}$ および $\sqrt{v_{pt}^2}$ はともに大きな値をとり、粒子速度は低下している。さらに濃度が増大すると $\sqrt{v_{pt}^2}$ と $\sqrt{v_{pt}^2}$ と $\sqrt{v_{pt}^2}$ はともに減少し、粒子速度は増大する。このような変動速度の減少は、粒子間衝突が非弾性衝突であるために粒子間衝突により変動速度のエネルギを失うことが原因として考えられる。

以上の $\sqrt{v_{pt}^2}$ の変化は図4.7および4.8で示した濃度分布の変化と密接に関係している。すなわち、 $\sqrt{v_{pt}^2}$ が小さく拡散の効果が弱い場合には、速度勾配による揚力の作用で粒子濃度は管の中心で高くなる。 $\sqrt{v_{pt}^2}$ が大きくなると濃度分布は一様化している。

粒子速度の実験との比較

次に本計算で得られた粒子速度と実験結果との比較について述べる。計算はすべて平均気流速度が16m/sの結果であるが、実験結果の平均気流速度にはばらつきがあるため速度の大きさの比較には注意を要する。

0.4mm 粒子の場合には分布形状はほぼ一致しているが平均気流速度の差を考慮すると計算結果は少し測定値に比べ大きくなっている。1.5mm 粒子では、 $\alpha_{p0}\simeq 2\times 10^{-3}$ の場合計算結果は測定よりもかなり小さいが、 $\alpha_{p0}\simeq 5\times 10^{-3}$ の程度の濃度では両者はほぼ一致している。

1.5mm 粒子の $\alpha_{p0} \simeq 2 \times 10^{-3}$ の場合に、粒子速度の計算結果が非常に小さくなっている。その理由は次のとおりである。個々の粒子の断面内の運動の観察によると、大きな周方向速度成分をもつ粒子は管壁との衝突を繰り返すと非弾性衝突のため半径方向速度成分を失い、壁面に沿って螺旋運動をするようになる傾向がある。 K_n が小さな場合には頻繁な粒子間衝突のため粒子はこのような螺旋運動に陥

ることはないが、 K_n が1に比べて大きい場合には螺旋運動から解放されるまでの時間が長くなり、壁面付近の濃度が高くなる。管壁に沿って螺旋運動をする粒子は壁面付近の小さな気流速度のために主流方向の速度が小さくなって大きな $\sqrt{v_{pl}^2}$ を生じるとともに粒子速度を引き下げる。さらに粒子間衝突により大きな $\sqrt{v_{pl}^2}$ を生み出す。したがって、以上のような螺旋運動をする粒子の影響が大きくなるためには次の2つの条件が必要である。まず1番目の条件は、大きな周方向速度をもつ粒子の割合が大きくなる必要があるため、粒子間衝突の影響が大きくなければならない。2番目の条件は K_n が1に比べて大きいことである。図4.9によれば1.5mm粒子はこれらの条件を満足している。0.4mm粒子の場合には、同じ K_n で比べれば粒子間衝突の影響は1.5mm粒子よりも小さくなっているため、このような現象は顕著ではない。0.4mm粒子の場合に粒子間衝突の影響が小さくなる理由は次節で考察する。

4.3.5 濃度分布形状のストークス数による整理

図 4.7、4.8 および 4.9によれば、 K_n の減少に伴って粒子間衝突により引き起こされる粒子濃度の一様化の傾向は粒径が大きいほど、また気流速度が大きいほど強い。特に粒径の影響が顕著である。このような差の原因としては次のような理由が考えられる。

粒径が小さくなると粒子は気流に追従しやすくなるため、衝突により粒子に変動速度が生じても流体抵抗によりその様な変動速度成分は減衰し易くなる。この効果は次式で定義される粒子間衝突に関するストークス数で評価できる。

$$S_{tc} = \frac{\tau_r}{\tau_c} \tag{4.31}$$

ここでταは式(4.1)で見積もられる平均自由時間である。

 $\sqrt{v_p^2}$ は計算の結果として求められるものであるが、ここでは物理的な考察から $\sqrt{v_p^2}$ の大きさを簡単な形で表し、それを用いて整理を行うことにする。低濃度に

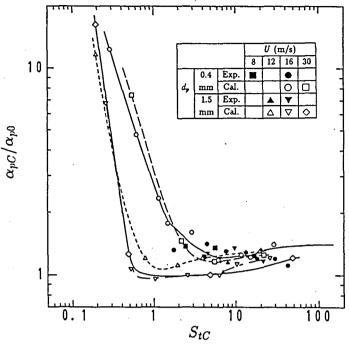


図 4.12 管中心への濃度集中と Stc の関係

おける粒子分散を問題にする場合、粒子の変動速度は気流の速度分布から与えられると考えられる。たとえば粒子間衝突の影響の非常に小さな低濃度の条件では、粒子速度は断面内の粒子の存在位置に依存するので粒子速度分布は気流速度分布に近いものとなるであろう。このような考察に基づいて、ここでは $\sqrt{v_p^2}$ をUに比例するものと考え、計算結果を参考にして $\sqrt{v_p^2}=0.05U$ とする。したがって、式(4.30)より式(4.31)は次のようになる。

$$S_{tc} = \frac{0.05Uv_t}{g\lambda} \tag{4.32}$$

図 4.12に、濃度の管の中心への集中の度合 α_{pC}/α_{p0} と S_{tc} の関係を示す。いずれの粒子についても S_{tc} が1の近くで濃度分布に対する粒子間衝突の効果はほぼ飽和状態に達している。また、それぞれの粒子に対して α_{pC}/α_{p0} と S_{tc} の関係に対する気流速度の影響は小さい。 S_{tc} の値の小さな所では S_{tc} の増加にともなって濃度の一様化の値のが非常に強い。これの原因は前節で述べたように、1.5mm 粒子の

場合には管壁に沿った螺旋運動に陥りやすい傾向があり、それにより粒子の拡散 が促されるためである。

4.4 むすび

周期境界を用いることにより粒子数を限定し、粒子間衝突を決定論的方法により考慮した鉛直管内固気二相流の定速部のシミュレーションを行なった。さらに3章で得られた粒子速度および濃度分布の測定結果との比較を行った。その結果得られた結論を要約すると以下のようになる。

- (1) 本計算の条件では、壁面との不規則反発のみでは粒子の分散に対する効果は 十分なものではなく、粒子間衝突を無視した場合には最終的にすべての粒子 は管の中心に集中した。
- (2) 混合比が 0.1 程度の非常に低濃度の場合であっても粒子間衝突の影響は大きく、管断面内の粒子拡散に対して重要な影響を及ぼす。
- (3) 粒子速度分布と濃度分布について実験結果との比較を行なったところ、 1.5mm 粒子の濃度が小さな場合を除いておおよそ良好な一致が得られた。
- (4) 粒子間衝突の粒子拡散への影響を式 (4.32) で定義される S_{tc} で整理した。その結果、 S_{tc} の値が1に比べて小さな領域では S_{tc} の増加にともなって濃度の一様化は進み、 S_{tc} が1の近くで濃度分布に対する粒子間衝突の効果はほぼ飽和状態に達することがわかった。

本章での計算の結果では、 S_{tc} の値が1に比べて小さな領域では粒子間衝突による粒子拡散の効果は急激に減少し、粒子の管中心への集中が進むという結果が得られた。しかし本研究ではこのような低濃度での実験が行われておらず、確認はなされていない。また、粒子の流動を理解する上で、粒子の変動速度が重要な役割をすることが示された。今後このような点に着目した実験的研究が重要である。

第5章 ベンドを通過する固気二相流の粒子流動の測定

5.1 まえがき

空気輸送装置においてベンドは通常欠くことのできない要素であるが、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1.2.1 節で述べたように、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まれである。さらに、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重要であるが、ベンド内の流動状態の変化に言及した報告ははほとんど見あたらない。

4章における鉛直管内の粒子運動のシミュレーションの結果を参考にすれば、非常に低濃度の場合と、濃度が高くなった場合では粒子間衝突の効果によって流動 状態が大きく変化することも予想される。

本章では実用上とくに問題の多い水平から鉛直上向きに流れの方向を変える90°ベンドを取り上げ、粒子の流動について測定を行った結果について述べる。まず2種類の曲率をもつベンドについて、気流速度と混合比の条件を変えて流動の観察を行い、流動様式の分類を行なった。

次に、光ファイバプローブを用いてベンド内での粒子速度の減速の状態を調べ、 流動様式とベンド内の粒子速度変化の関係を調べた。さらに、ここで分類された 各流動様式における粒子流動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調べた。

5.2 実験装置および方法

5.2.1 光ファイバプロープおよび信号処理

本研究で使用した光ファイバプローブは基本的に3章の鉛直管の測定に用いられたものと同じで、クラッド径125µmのプラスチックファイバが用いられており、得られる信号は3周期である。ただし、用いられた信号処理系はこれまでのものと異なっており、改良が加えられている。

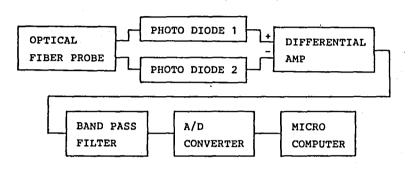


図 5.1 信号処理系プロック線図

図 5.1に信号処理系の概略を示す。ベンド部では非常に低濃度の場合を除いて、粒子はベンドの曲がりに対して外側の壁面上に集中し、濃度は局所的に非常に高くなる。そのため、外側壁面に取り付けられたプローブにより得られる信号は、プローブ先端付近の多数の粒子からの反射光信号が重なり合ったものとなり良好なスペクトル分布が得られにくい。そのため、まずバンドパスフィルタを通すことにより不用な周波数成分を除去し、粒子速度に比例した周波数をもつ正弦波状のバースト信号のみが得られるように差動増幅器からの波形が整形された。バンドパスフィルタからの出力はA/Dコンバータを介してマイクロコンピュータに入力され、さらに次のような選別が行われた。得られたバースト信号の中から、その強度が一定のしきい値を越えるものが選別され、さらに複数の粒子からの信号が重複したものは除かれた後、良好なバースト信号のみを有効信号とした。本実験では個々の有効信号をマイクロコンピュータでFFT 計算により周波数解析し、粒子速度を求めた。

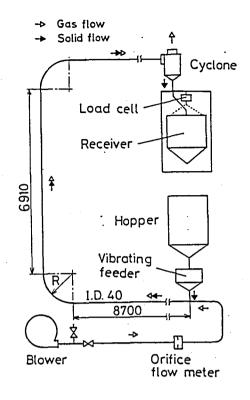


図 5.2 実験装置

5.2.2 輸送管路

実験で用いた管路系概略を図 5.2に示す。用いられた輸送管は、水平部、ベンド部および鉛直部とも内径 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_B と輸送管内径 Dとの比 R_B/D は 6 と 10 の 2 種類である。用いられた固体粒子は 2 章および 3 章で用いられたものと同じ平均粒径が0.406mm と 1.50mm の球形ポリスチレンペレットである。

図 5.3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 θ =0°、30°、60°、90° の断面上で測定がなされ、鉛直部ではベンド出口から z/D=86.4 の下流まで測定された。

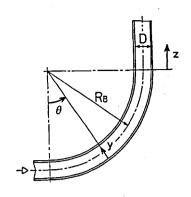


図 5.3 座標系

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。ただし、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。

5.2.3 濃度測定

粒子濃度は2章の方法と同様に求めたが、式(2.4)における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粒子カウント数 Npの値は一定という仮定を行った。この仮定は2章で求めた水平管内の濃度分布に基づいている。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、Np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、水平管と似かよった分布が予想される。

5.3 ベンド内の流動様式と粒子速度の流れ方向における変化

5.3.1 流動様式の分類

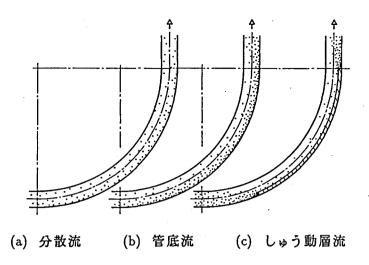


図 5.4 流動様式の分類

ベンド部における流動様式をストロボを用いて観察した結果、平均気流速度 Uを一定にして混合比を変化させた場合、流動様式が次のように変化することが分かった。図 5.4に観察された代表的な流動様式についてその模式図を示す。気流速度が大きく粒子流量が小さな場合には、粒子はベンドの断面内全体に分散して流れる (分散流)。この状態から粒子流量がある程度増えると、粒子のベンドの曲がりの外側の壁面付近への集中が急激に進展する (管底流)。さらに粒子流量が増大すると外側壁面付近の粒子濃度の増大の結果ベンド入口付近を除いてしゅう動層が形成され、ベンドの外側壁面に沿ってしゅう動する (しゅう動層流)。気流速度が比較的小さな場合さらに粒子流量を増すと、ベンド出口部に固定層が形成され、この固定層がベンド上流に向かって成長し閉塞にいたる。以上のような特徴的な流動様式は主にベンドの入口近傍を除く部分で観察されたものであるので、エルボのように R_B/D が極端に小さな場合にはこの様な分類は適用できないものと考えられる。直管内固気二相流の場合には、しばしばこのような流動様式の分類がさらに細かくなされるが、ベンド内の流れに対しては過去にその様な分類がなされた例は著者の知る限り見あたらない。

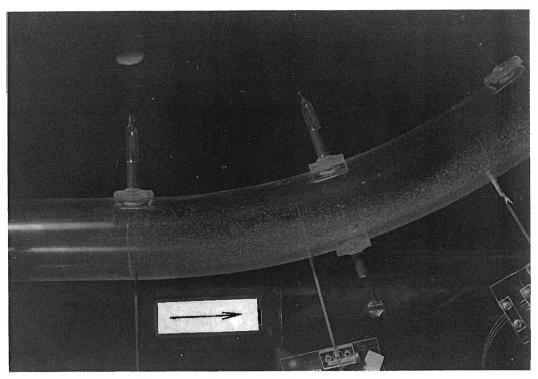


図 5.5 ベンド入口付近の粒子の流れ

上に述べたような流動様式の変化は次のように説明することができる。図 5.5にベンド入口付近の粒子の分布状態の写真を示す。水平管を流れてきた粒子は慣性のためベンドの曲率に関して外側壁面に向かって運動し、図のようにベンドの入口から少し下流において粒子の集中する領域が形成される。4章の結果から、このような領域では粒子間衝突の影響が大きいことは明らかである。4章において示したように、粒子濃度が小さな領域では大きな速度差をもつ粒子の衝突により粒子の拡散は促進されるが、粒子濃度がある程度大きくなると非弾性衝突によるエネルギ消散のため粒子間衝突は粒子の拡散を減衰させる働きをする。このような効果により分散流から管底流への遷移が起きるものと考えられる。さらに管底流の外側壁面付近の濃度が増大し、ついにはしゅう動層が形成される。

図 5.4に示した各流動様式が気流速度や混合比によってどのように変わるかを 図 5.6に示す。ここではベンド出口部に固定層が形成され始める状態をベンドの輸 送限界と定義した。いずれの流動様式もその境界はあまり明確なものではない。 1.5mm 粒子は 0.4mm 粒子に比べて分散する傾向が非常に強い。また 1.5mm 粒子で

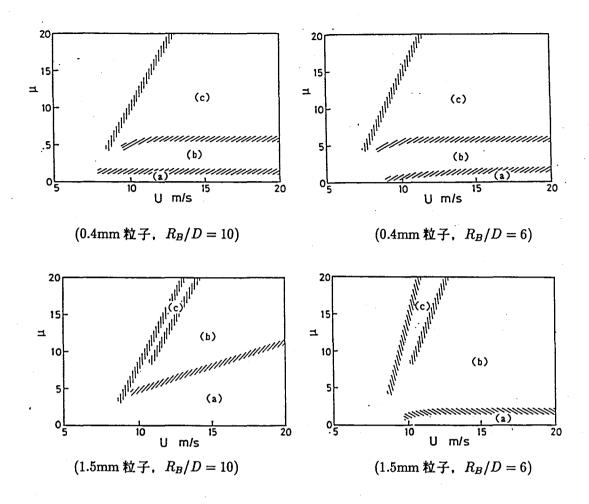


図 5.6 流動様式線図(記号は図 5.4 の流動様式を示す)

は曲率が大きい場合の方が分散する傾向が強い。本実験の範囲では、1.5mm 粒子の場合しゅう動層流は輸送限界付近でのみ観察され、安定したしゅう動層流は実現されなかった。これに対して 0.4mm 粒子では比較的低混合比で安定したしゅう動層流が実現された。

5.3.2 ベンドにおける粒子速度の変化

ベンド内の粒子速度変化

本章のまえがきで述べたように、ベンドにおける粒子速度の減少は圧力損失や 閉塞などに関連して重要な問題である。後で述べるように粒子速度は管断面内で 一様ではないが、ベンド内での粒子速度の変化の様子を調べるため管断面内での 代表点における粒子速度変化を調べた。管断面内での代表点は、一般にベンド内 での濃度が最大となる曲率に関して外側の壁面上とした。図5.7および図5.8に、壁 面に沿って測定された粒子速度の変化を示す。

まず、0.4mm粒子の結果について述べる。図において注目すべき点は分散流と他の流動様式の場合との間に粒子速度の減少の傾向には明確な差異が認められることである。分散流の場合には粒子速度の減少は他の場合と比べてわずかである。それに対して管底流およびしゅう動層流の場合には減速が著しく、壁面で大きな摩擦力が働いていることが予想される。また、管底流としゅう動層流の間には減速の傾向にあまり差は見られない。

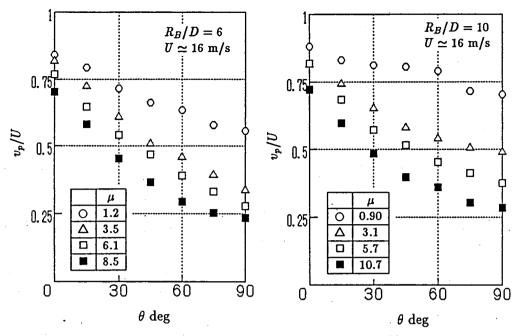
 $1.5 \mathrm{mm}$ 粒子の場合、 $R_B/D=6$ の場合には減速の様子にとくに差は見られないが、 $R_B/D=10$ の場合には $0.4 \mathrm{mm}$ 粒子と同様に管底流になると速度の減速率が大きくなっている。

ベンド入口・出口での粒子速度比

以上のようにベンドでの粒子速度の減衰は、流動様式などにより変化することが分かった。そこで次に、曲率に関して外側壁面上でのベンド入口粒子速度 v_{pi} に対するベンド出口粒子速度 v_{po} の比の混合比による変化を、気流速度を変えて調べてみた。その結果を図 5.9および図 5.10に示す。

いずれの粒子についても気流速度が8m/sのときには低混合比の領域で大きく出口速度が減少している。これは図5.6を見れば分かるように、輸送限界の混合比が小さなことと対応している。気流速度が大きな場合、いずれの粒子についても混合比の小さな領域では v_{po}/v_{pi} はあまり変化しないが、中間の混合比で混合比の増加にともなって減少し、さらに混合比が増加しても v_{po}/v_{pi} は変化していない。

0.4mm 粒子の場合、 v_{po}/v_{pi} の減少が始まるのは混合比がおよそ1 の付近であり、これは図5.6における流動様式が分散流から管底流に変わる混合比に対応している。 v_{po}/v_{pi} は管底流の領域で混合比と共に減少し、しゅう動層流では一定になる傾向がある。



(○:分散流, △:管底流, □■:しゅう動層流)

図 5.7 ベンド内の粒子速度変化 (0.4mm 粒子)

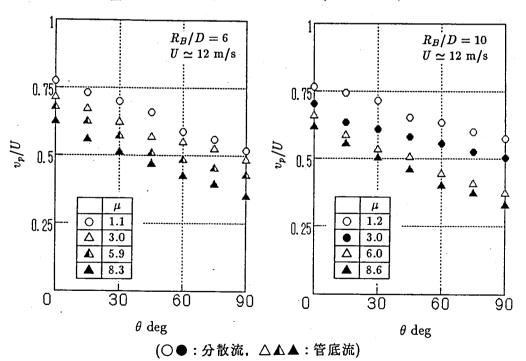


図 5.8 ベンド内の粒子速度変化 (1.5mm 粒子)

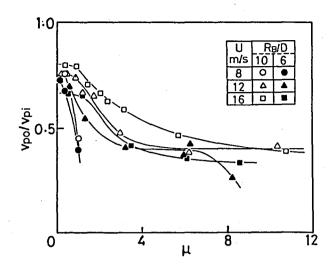


図 5.9 ベンド入口粒子速度に対する出口速度の比 (0.4mm 粒子)

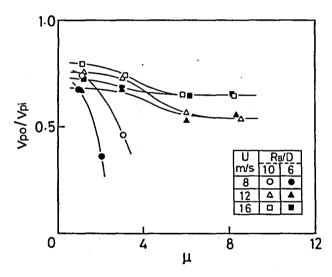


図 5.10 ベンド入口粒子速度に対する出口速度の比 (1.5mm 粒子)

1.5mm 粒子では混合比の変化による v_{po}/v_{pi} の変化は 0.4mm 粒子ほど顕著ではなく、変化の仕方も緩やかである。また図 5.7および図 5.8 で見られた傾向と同様に、 $R_B/D=6$ の場合には v_{po}/v_{pi} の変化と流動様式の対応は 0.4mm 粒子ほど明確ではないが、 $R_B/D=10$ の場合には流動様式と v_{po}/v_{pi} の変化との対応がみられる。 $R_B/D=10$ の場合、図 5.6によれば気流速度が $12\sim16$ m/s のとき分散流から管底流へと流動様式が変化する混合比は約 $6\sim8$ であり、おおよそ 0.4mm 粒子と同様の傾

向があると言える。

5.4 断面内における粒子速度および濃度分布

5.4.1 実験条件

各流動様式における粒子の流動の特徴をさらに詳しく調べるため、ベンド内およびベンド通過後の鉛直管内における粒子速度および濃度分布が測定された。測定は流動様式により粒子速度変化に大きな影響が現れる 0.4 mm 粒子に対して行われた。測定に用いられたベンドの曲率比 R_B/D は 6 である。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様式に対応する次の 3 種類の条件で行われた。

流動様式	U (m/s)	μ
分散流	12.0	0.54
管底流	12.2	2.45
しゅう動層流	12.0	6.25

以下では各実験条件を表すのに流動様式を用いることにする。

5.4.2 ベンド部の結果

速度分布

図 5.11から 5.13に粒子速度分布の変化を示す。まずベンド入口 (θ =0°) における粒子の流れは十分発達した水平管内固気二相流のものと差はないと考えられ、速度分布の特徴も 2章で述べたものと変わらない。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 (θ =0°) 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になって流れに垂直な方向の粒子運動が活性化され、管断面内での粒子の運動が平均化されることが原因と考えられる。管底流の場合には、 θ =0°~60°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。

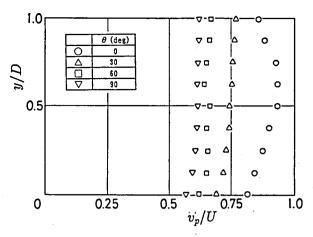


図 5.11 ベンド内粒子速度分布(分散流)

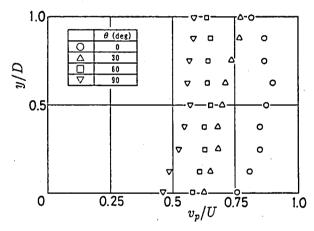


図 5.12 ベンド内粒子速度分布(管底流)

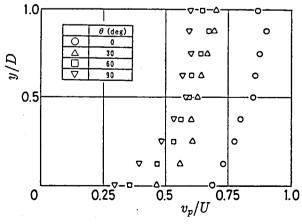


図 5.13 ベンド内粒子速度分布(しゅう動層流)

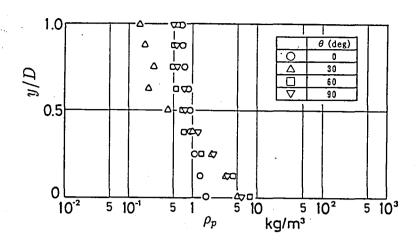


図 5.14 ベンド内濃度分布(分散流)

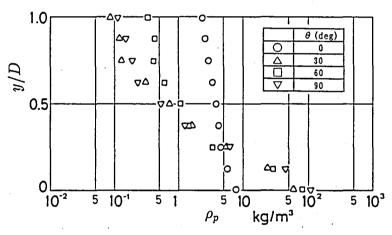


図 5.15 ベンド内濃度分布(管底流)

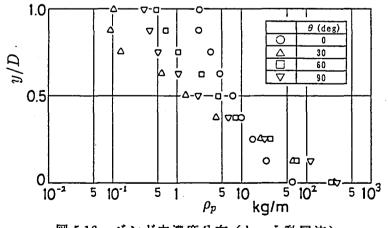


図 5.16 ベンド内濃度分布(しゅう動層流)

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。

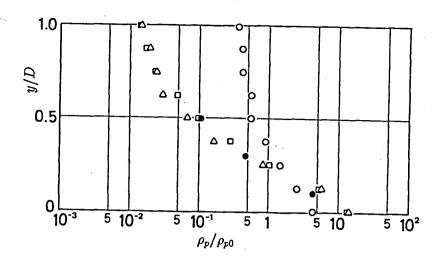
濃度分布

ベンド内における粒子濃度分布の変化を図 5.14から 5.16に示す。ここで ρ_p は単位体積あたりに含まれる粒子の質量を表す。まず $\theta=0$ ° 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 $\log \rho_p$ の間に線形関係がほぼ成立し、 ρ_p は y の指数関数で表される分布となっている。2 章の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 $\theta=0$ ° 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(θ =30°~90°)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徴としては、 $y/D \ge 0.5$ の分布については θ 方向の位置による差が大きいが、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 θ =30°において最小となっている。これは図 5.5に示したように、 θ =25°~30°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 5.16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 $250\sim300$ kg/m³の値となっている。ここで使用された粒子のかさ密度は 647kg/m³ 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堆積層の $1/3\sim1/2$ 程度の濃度となっている。

濃度分布形状の比較



(○:分散流, △:管底流, □:しゅう動層流, ●:植松と森川(24))

図 5.17 ベンド出口における濃度分布の比較

図 5.17に、断面内平均値 ρ_{P0} で無次元化した θ =90° における濃度分布の各流動状態についての比較を示す。y/D=0 での濃度のy/D=1 での濃度に対する比は分散流がおよそ 10 であるのに対し、管底流およびしゅう動層流ではおよそ 1000 となる。したがって濃度分布の偏りは分散流から管底流になると約 100 倍にも達することになる。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分かる。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、2 章におけ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(4)。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。ただし、図 5.11および5.12によれば $\theta \le 60$ ° 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⁽²⁴⁾により写真撮影で測定された濃度分布を比較のため図 5.17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) 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。

5.4.3 ベンド下流部の結果

濃度分布

図5.18および図5.19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でここでは省略する。いずれの流動状態についてもベンド出口では前節で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。

速度分布

図 5.20から図 5.22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

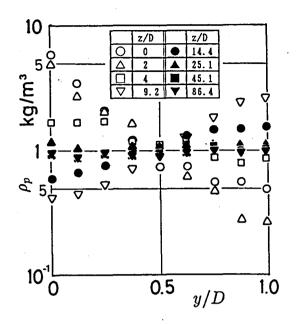


図 5.18 鉛直管内濃度分布(分散流)

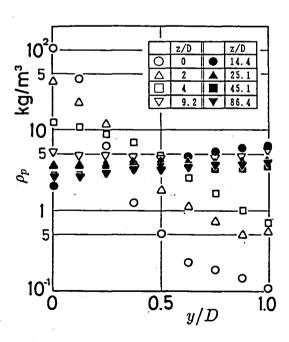


図 5.19 鉛直管内濃度分布(管底流)

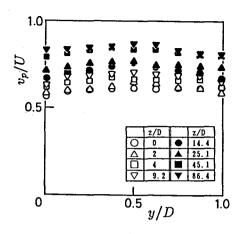


図 5.20 鉛直管内粒子速度分布(分散流)

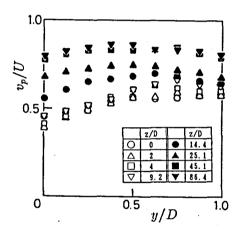


図 5.21 鉛直管内粒子速度分布(管底流)

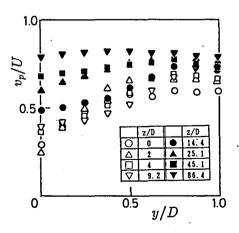


図 5.22 鉛直管内粒子速度分布(しゅう動層流)

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。管底流およびしゅう動層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。

一次元理論との比較

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てみた。鉛直管内の流れを気流速度U、粒子速度 \bar{v}_p 、濃度 ρ_{p0} の断面内での分布が一様な一次元流れであるとすると、微小区間 Δz 内の粒子群の運動方程式は

$$\rho_{p0}A\frac{d\bar{v}_{p}}{dt} = C_{D}\frac{1}{2}\rho_{f}(U - \bar{v}_{p})^{2}A_{p}nAdz - \lambda_{z}^{*}\frac{1}{2}\rho_{p0}\bar{v}_{p}^{2}A\frac{dz}{D} - g\rho_{p0}Adz$$
 (5.1)

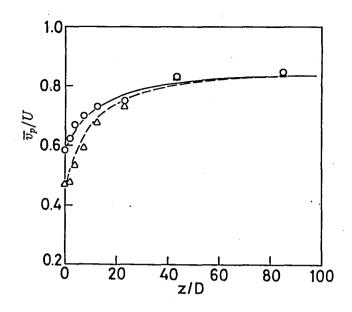
となる。ここで、A は管の断面積、 C_D は粒子の抵抗係数、 A_p は粒子の投影面積、n は粒子の数密度、 ρ_f は流体の密度、 λ_z^* は粒子と管壁との摩擦による損失係数 $^{(63)}$ 、g は重力加速度である。式 * (5.1) において右辺第1項は流体抵抗力、右辺第2項は管壁との間の摩擦力、第3項は重力を表す。式 * (5.1) を整理すると次のようになる。

$$\bar{v_p} \frac{d\bar{v_p}}{dz} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_f (U - \bar{v_p})^2}{\rho_s} - \lambda_z^* \frac{\bar{v_p}^2}{2D} - g$$
 (5.2)

ここで,ρ,は粒子の真密度である。濃度分布の実験結果より、管断面内の平均粒子 速度は次式により求めた。

$$\bar{v_p} = \frac{\int_F \rho_p v_p dF}{\int_F \rho_p dF} = \frac{Q_p}{\int_F \rho_p dF}$$
 (5.3)

ここで Q_s は粒子の質量流量であり、積分は管断面にわたる積分を意味する。この積分は、 ρ_p の分布をベンドの曲率方向には指数関数で補間し、これと垂直な方向には一定として行なった。式 (5.3) より求めた断面内平均速度の変化を図 5.23に示す。



(○, — :分散流; △, ---:管底流)

図 5.23 ベンド通過後の粒子速度の変化

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 5.2を数値積分したものである。なお C_D としては式 (4.8) で与えられる球の標準抵抗係数を、 λ_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 $^{(64)}$ 。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による粒子速度の変化の予測が妥当な結果を与えることが分かった。

5.5 むすび

水平から鉛直上方に流れを変える90°ベンドについて、まずストロボを用いた視覚的な観察により流動様式の分類を行ない、次に光ファイバプローブを用い

てベンドでの粒子速度の変化を調べた。さらに、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 い、各流動様式の特徴が明らかされた。本章において得られた結果を要約すると 以下のようになる。

- (1) ベンド内の粒子の流動様式を分散流(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)に分類した。それぞれの粒子とベンドの曲率に対する流動様式は、気流速度と混合比の条件により図 5.6のようになった。
- (2) ベンド内の粒子速度変化は粒子の流動様式により異なり、分散流では速度の 損失が小さいのに対し、管底流およびしゅう動層流では分散流に比べて速度 損失は大きくなる傾向がある。
- (3) 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。
- (4) 濃度分布はベンド流入後、遠心力により曲率に関し外側壁面への集中を増す。ベンド出口での曲率に関し内側と外側の濃度比は、分散流では 10 倍程度であるのに対し、管底流およびしゅう動層流では約 1000 倍に達した。 y/D < 0.5 における濃度分布は $\theta = 30$ $^{\circ} \sim 90$ $^{\circ}$ の区間であまり変化はみられない。
- (5) 分散流および管底流の場合に、ベンド通過後、内側壁面に濃度が集中する濃度分布の反転現象が観測された。

(6) 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一様性にも関わらず、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理論による 予測とほぼ一致した。

以上の結果から、最初に粒子流動の観察によって分類した各流動様式の特徴がある程度明らかになった。断面内での濃度分布の測定結果から、分散流と管底流の間で粒子の流動に大きな変化が生じていることが分かった。このような濃度分布に見られる大きな変化が何によって引き起こされるかは本研究の範囲では明らかにされていないが、粒子間衝突の影響などが原因として考えられる。管底流としゅう動層流を比較すれば、濃度分布形状に大きな差は見られず、速度分布についても本質的な差は見られなかった。このことからしゅう動層流は、管底流において粒子流量を増加させた結果ベンドの曲率に関して外側壁面での濃度の増加によりしゅう動層が形成されたものとみなすことができる。

第6章 総 括

本研究では、管内固気二相流に関する現象を理解するために基本的に重要な固体粒子の流動についての知見を得ることを目的として、局所的な粒子濃度が高い場合にも測定可能な光ファイバプローブによる測定システムを開発し、これにより管路内の粒子速度および濃度分布の測定を行った。測定は十分発達した水平管内の流れ、十分発達した鉛直管内の流れ、水平から鉛直上向きに流れを変える90°ベンドを通過する流れについて行われた。さらに、十分発達した鉛直管内の流れについては数値シミュレーションにより粒子間衝突の影響が詳しく調べられ、さらに測定結果との比較がなされた。

第1章において、管内固気二相流の実験および数値シミュレーションに関する従来の研究と問題点を概説し、本研究の意義と目的を明らかにした。

第2章では、本研究で開発された光ファイバプローブの測定原理を概説し、その特性を示すとともに、光ファイバプローブにより十分発達した水平管内固気二相流における粒子速度と濃度の分布の特性を管断面にわたって調べた。その結果、水平方向の濃度分布の変化は垂直方向の変化に比べて十分小さく、垂直方向の濃度分布が重力により管の下部に偏った指数関数で表される分布となることが分かった。また鉛直方向の濃度勾配は気流速度が小さいほど大きくなり、混合比が増加すると管底部付近への粒子集中の度合が増加することが分かった。管断面内の粒子速度分布は、気流速度が大きいほど、また混合比が小さなほど一様に近いが、混合比の増大および気流速度の減少にともなって管底部付近の粒子速度は減少した。混合比が大きな場合には、管の下部での水平方向の粒子速度の変化は小さい。また、重力作用下の分子数密度の平衡分布とのアナロジーに基づいて鉛直方向の粒子濃度分布から求められた粒子変動速度は、平均粒子速度に比例することが確かめられた。

第3章では、光ファイバプローブを用いて十分発達した鉛直管内固気二相流の 粒子速度および濃度が測定され、さらにピトー管により気流速度の測定が行われ た。粒子濃度分布は管の中央で最大値を示す凸形の分布形状となる傾向のあることが明らかにされた。本実験の条件の範囲では粒子濃度の管中心への集中の度合は粒径の小さな場合の方が大きかった。粒子速度分布は気流速度分布に比べて非常に平坦な分布となり、混合比の増加とともにより平坦化は進んだ。次に、気流速度分布形状の粒子による変化の大きさを評価するため排除厚さによる整理を提案した。その結果、それぞれの粒子に対して排除厚さは気流速度によらず濃度の対数に対して直線的に減少し、0.4 mm 粒子では $\rho_{p0} < 4 \text{kg/m}^3$ の濃度の小さな領域では気流速度分布への粒子の影響はないことが確かめられた。さらに、0.4 mm 粒子の方が1.5 mm 粒子より気流速度分布に与える影響が大きく、それは粒子に働く流体力の分布によるものであることが確かめられた。

第4章では、第3章で測定が行われた鉛直管内固気二相流の定速部の流れに対して、周期境界を用いて粒子間衝突を決定論的方法により考慮したシミュレーションが行なわれた。計算は気流速度分布への粒子の影響が小さな低濃度域に対して行なわれ、とくに粒子間衝突が粒子流動に及ぼす影響について詳しく調べられた。その結果、速度勾配による揚力のため粒子は管の中央に集中する傾向があるが、その揚力と粒子間衝突による拡散の効果のバランスにより濃度分布が決定される様子が明らかにされた。また、粒子が大きく、濃度が小さな場合には管壁に沿う螺旋運動のために壁面付近に粒子が集中する場合のあることも分かった。たとえ混合比が 0.1 程度の非常に低濃度の場合であっても粒子間衝突の影響は大きく、管断面内の粒子拡散に対して重要な影響を及ぼすことが明らかにされた。さらに、粒子速度分布と濃度分布について第3章で得られた実験結果との比較を行なったところ、1.5mm 粒子の濃度が小さな場合を除いておおよそ良好な一致が得られた。

第5章では、水平から鉛直上方に流れを変える90°ベンドについて、ベンド内部での粒子の流動と、ベンド下流の鉛直管内の粒子の流れに対するベンドの影響が光ファイバプローブにより調べられた。まず、ベンド内における粒子流動の観察

から、流動様式を分散流(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) に分類し、粒子とベンドの曲率の組合せに対して気流 速度と混合比による流動様式の変化を調べた。次に、各流動様式の特徴を明らか にするため、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、ベンド内の粒子速 度変化は粒子の流動様式により大きく異なり、分散流では速度の損失が小さいの に対し、管底流およびしゅう動層流では速度損失は大きくなることが分かった。べ ンド内の粒子速度分布は、分散流ではベンド流入により断面内で一様化されるの 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ことが明らかにされた。ベンド出口での曲率に関し内側 と外側の濃度比は、分散流では10倍程度であるのに対し、管底流およびしゅう動 層流では 1000 倍に達することが分かった。ベンド下流の鉛直管内では、分散流お よび管底流の濃度分布についてはベンド通過後、ベンドの曲率に関して内側壁面 に濃度が集中する反転現象が観測された。さらに、分散流および管底流の場合に、 その粒子速度および濃度分布の非対称性にも関わらず、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ことが分かった。

以上に述べたように、本研究を通して、管内固気二相流における粒子の流動特性に関して多少の知見を得ることができた。また粒子間衝突をかなり厳密に扱うことで、数値シミュレーションにより鉛直管内の流れについて、測定結果に近い結果が得られた。固気二相流研究の今後の発展には、ミクロな視点に立った数値シミュレーションによる研究が重要な役割を果たすものと考えられる。本研究結果が固気二相流の流動機構の理解と、数値シミュレーションモデルの発展に寄与することを祈念する。

参考文献

- (1) Gasterstädt, J., "Die experimentelle Untersuchumg des pneumatischen Fördervorganges", Forsch. -Arb. Ing. -Wes., Heft 265 (1924).
- (2) 植松・森川・趙・森国・朝田・山本,"粒体の鉛直空気輸送",日本機械学会論文集,30-219 (1964), pp. 1317-1322.
- (3) 森川敬信,"流体-固体二相流(空気輸送と水力輸送)",日刊工業新聞社,(1979) p.24.
- (4) 植松・森川,"粒体の空気輸送における粒体の運動ならびに流体の速度分布に関する実験的研究",日本機械学会論文集,26-171 (1960),pp. 1522-1527.
- (5) Welschof, G., "Pneumatische Förderung bei großen Fördergutkonzentrationen", VDI-Forschungsheft 492 (1962).
- (6) 上滝具貞, "粉粒体の空気輸送(新版)", 日刊工業新聞社 (1974), p. 140.
- (7) 武川・狭間・長畑・田中,"水平管内固・気二相流の流動特性(第1報,損失係数と粒子挙動の関係)",日本機械学会論文集,44-388 (1978), pp. 4225-4233.
- (8) 池森・越智・池森,"水平管内固気二相流における粒子濃度の分布",粉体工学会誌, 19-12 (1982), pp 714-718.
- (9) Soo, S. L., Ihrig Jr., H. K., and EL Kouh, A. F, "Experimental Determination of Statistical Properties of Two-Phase Turbulent Motion", Trans. ASME J. Basic Eng., 82D (1960), pp. 609-621.
- (10) Min, K., "Intensity of Particle Motion in Solid-Gas Suspension Flow", J. Appl. Phys., 38-2 (1967), pp. 564-567.
- (11) 前田・猪飼,"固気二相流の研究 (第1報,水平管輸送における相対速度ならびに粒子と 管壁の摩擦に関する研究)",日本機械学会論文集,36-283 (1970), pp. 407-414.
- (12) 辻・森川・髙橋・上地・潮海,"レーザ流速計による水平管内固気二相流の測定(粗大粒子の場合)",日本機械学会論文集,47-417 (1981), pp.801-811.
- (13) 辻・森川・上地・川崎・関口,"レーザ流速計による水平管内固気二相流の測定(気流および粒子の速度同時測定)",日本機械学会論文集,48-434 (1982),pp.1901-1909.
- (14) Vollheim, R., "Die Förderung von Festkörper-Luft-Gemiscen in Rohren", Maschinenbautechnik, 14-9 (1965), pp. 455-460.
- (15) Zenker, P., "Untersuchungen über die Staubverteilung turbulent strömender Staub-Luft-Gemische in Rohrleitungen", Staub-Reinhalt. Luft, 32 (1972), pp. 1-9.
- (16) Doig, I. D. and Roper, G. H., "Air Velocity Profile in the Presence of Cocurrently Transported Particles", I.& E.C. Fundamentals, 6-2 (1967), pp. 247-256.
- (17) Kramer, T. J. and Depew, C. A., "Experimentally Determined Mean Flow Characteristics of Gas-Solid Suspensions", Trans. ASME J. Basic Eng., 94-2 (1972), pp. 492-499.
- (18) Wolny, A. and Kabata, M., "Mixing of Solid Particles in Vertical Pneumatic Transport", Chem. Eng. Sci., 40-11 (1985), pp.2113-2118.

- (19) 沈・辻・森川,"鉛直管内上昇流における粒子の運動とその影響因子に関する基礎研究", 日本機械学会論文集, 55-512, B (1989), pp. 1045-1053.
- (20) 前田・猪飼・右近,"固気二相流の研究(第2報,垂直輸送における相対速度ならびに粒子と管壁の摩擦に関する研究)",日本機械学会論文集,39-326(1973),pp. 3091-3098.
- (21) 前田・菱田・古谷,"鉛直円管内の固気混相流動に関する研究(粒子が搬送空気の流速分布におよぼす影響)",日本機械学会論文集,46-412 (1980),pp. 2313-2320.
- (22) Lee, S. L. and Durst, F., "On the Motion of Particles in Turbulent Duct Flows", Int. J. Multyphase Flow, 8-2 (1982), pp. 125-146.
- (23) 辻・森川・潮海, "レーザ流速計による鉛直管内固気二相流の測定", 日本機械学会論文集, **50**-452, B (1984), pp. 1000-1008.
- (24) 植松・森川,"粒体の空気輸送における曲管部の圧力損失",日本機械学会論文集,26-171 (1960),pp. 1528-1535.
- (25) Kliafas, Y. and Holt, M., "LDV Measurements of a Turbulent Air-Solid Two-Phase Flow in a 90° bend", Experiments in Fluids, 5 (1987), pp. 73-85.
- (26) 辻, "固気二相流のモデリングと数値シミュレーション(管内流と噴流)", 第5回混相流シンポジウム講演論文集, (1986), pp. 23-46.
- (27) Matsumoto, S., and Saito, S., "On the Mechanism of Suspension of Particles in Horizontal Pneumatic Conveying: Monte Carlo Simulation Based on the Irregular Bouncing Model", J. Chem. Eng. Japan, 3-1 (1970), pp. 83-92.
- (28) Matsumoto, S., and Saito, S., "Monte Carlo Simulation of Horizontal Pneumatic Conveying Based on the Rough Wall Model", J. Chem. Eng. Japan, 3-2 (1970), pp. 223-230.
- (29) Matsumoto, S., Saito, S. and Maeda, S., "Simulation of Gas-Solid Two-Phase Flow in Horizontal Pipe", J. Chem. Eng. Japan, 9-1 (1976), pp. 23-28.
- (30) 辻・森川・大嶋,"空気輸送に関する数値実験",日本機械学会論文集,49-445,B (1983),pp. 1850-1858.
- (31) 辻・関・森川, "空気輸送の数値実験 (分岐部を有する場合)", 粉体工学会誌, 20-5, (1983), pp. 270-279.
- (32) 辻・森川・田中・中務・中谷: 水平チャネル内の固気二相流の数値シミュレーション,日本機械学会論文集, 53-488, B (1987), pp. 1240-1246.
- (33) 沈・辻・森川,"粒子と平板の衝突に対する数値計算および空気輸送への応用",日本機械 学会論文集,53-493, B (1987), pp. 2785-2790.
- (34) 沈・辻・森川,"水平チャネル内固気二相流の数値シミュレーション(粒子ソース項のモデリングおよび反発モデルの改良)",日本機械学会論文集,54-508, B (1988), pp. 3424-3431.
- (35) 沈・辻・森川,"水平円管内固気二相流の数値シミュレーション",日本機械学会論文集, 55-516,B (1989),pp. 2293-2301.
- (36) Lourenco, L., Riethmuller, M. L., and Essers, J. A., "The Kinetic Model for Gas Particle Flow and Its Numerical Implementation", Proceedings, Int. Conf. Physical Modeling of Multi-Phase Flow, BHRA Fluid Engineering, Cranfield, U.K. (1983), pp. 501-525.

- (37) 富田・沈, "水平流れにおける空気輸送の数値実験", 日本機械学会論文集, **52**-474, B (1986), pp. 790-794.
- (38) 田代・富田,"管内固気二相流の数値実験(第1報,水平管における粒子間衝突の取扱に 関する一案)",日本機械学会論文集,56-526,B (1990),pp. 1611-1614.
- (39) 田代・富田,"管内固気二相流の数値実験 (第2報,鉛直上昇管における粒子間衝突の影響)",日本機械学会論文集,56-526,B (1990),pp. 1615-1618.
- (40) Bird, G. A., "Molecular Gas Dynamics", Clarendon, Oxford, (1976).
- (41) Kitron, A., Elperin, T., and Tamir, A., "Monte Carlo Simulation of Gas-Solids Suspension Flows in Impinging Streams Reactors", Int. J. Multiphase Flow, 16-1 (1990), pp. 1-17.
- (42) 下水木・足立・田中・辻, "DSMC 法を用いた矩形曲がりダクト内の固体粒子の運動", 日本機械学会論文集, 59-563, B (1993) pp.2121-2128.
- (43) 田中・米村・霧林・辻,"固気二相流のクラスター形成と流動の不安定化 (DSMC 法による鉛直チャネル内流れの数値シミュレーション), 日本機械学会論文集, **59**-565, B (1993) pp.2982-2989.
- (44) Oesterle, B. and Petitjean, A., "Simulation of Particle-to-Particle Interactions in Gas-Solid Flows", Int. J. Multiphase Flow, 19-1 (1993), pp. 199-211.
- (45) Oki, K., Akehata, T. and Shirai, T., "A New method for Evaruating the Size of Moving Particles with a Fiber Optic Probe", *Powder Technology*, 11 (1975), pp. 51-57.
- (46) Petrak, D. and Hoffmann, A., "Ergebnisse bei der Anwendung einen Messverfahrens zur Bestimmung der Geschwindigkeit, Konzentration und Grösse der Teilchen in Pneumatischen Förderanlagen", Proc. 2nd Conf. Pneum. Conveying, B22 (1978), pp. 225-230.
- (47) Patrose, B. and Caram, H. S., "Optical Fiber Probe Transit Anemometer for Particle Velocity Measurements in Fluidize Beds", AIChE J., 28-4 (1982), pp. 604-609.
- (48) 大木・明畠・白井,"光学繊維を用いる固体粒子速度の一測定法",化学工学,37-9 (1973), pp,965-967.
- (49) 内藤・狼・小林, "空間フィルタによる速度計測", 計測と制御, 7-11 (1968), pp. 761-772.
- (50) 石田・小川・白井・西脇,"空間フィルタ法を利用した固体粒子の速度測定法",化学工学論文集,5-5 (1979), pp. 487-492.
- (51) 例えば,池田,"統計熱力学",共立出版,(1975) p.27.
- (52) Soo, S. L. and Trezek, G. J., "Turbulent Pipe Flow of Magnesia Particles in Air", I.&E.C. Fundamentals, 5-3 (1966), pp. 388-392.
- (53) Campbell, C. S. and Brennen, C. E., "Chute Flows of Granular Material: Some Computer Simulations", ASME J. Applied Mech., 52 (1985), pp. 172-178.
- (54) Morsi, S. A. and Alexander, A. J., "An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow System", J. Fluid Mech., 55, Part.2 (1972), pp. 193-208.
- (55) Maccoll, J. H., "Aerodtnamics of a Spinning Sphere", J. Roy. Aeronautical Soc., 32 (1928), pp. 777-798.

- (56) Davies, J. M., "The Aerodynamics of Golf Balls", J. Appl. Phys., 20-9 (1949), pp. 821-828.
- (57) 谷, "野球のカープについて", 科学, 20-9 (1950), pp. 405-409.
- (58) Saffman, P. G., "The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow", J. Fluid Mech., 22, Part 2 (1965), pp. 385-400; 31 (1968), p. 624.
- (59) Hall, D., "Measurements of the Mean Morce on a Particle Near a Boundary in Turbulent Flow", J. Fluid Mech, 187 (1988), pp. 451-466.
- (60) Takagi, H., "Viscous Flow Induced by Slow Rotation of a Sphere," J. Phys. Soc. Japan, 42 (1977), pp. 319-325.
- (61) Dennis, S. C. R., Singh, S. N. and Ingham, D. B., "The Steady Flow due to a Rotating Sphere at Low and Moderate Reynolds Numbers", J. Fluid Mech., 101, part 2 (1980), pp. 257-279.
- (62) 辻 裕,"空気輸送の基礎",要賢堂 (1984), p. 45.
- (63) Barth, W., "Strömungsvorgänge beim Transport von Festteilchen und Flüssigkeitsteilchen in Gasen mit besonderer Berücksichtigung der Vorgänge bei pneumatischer Förderung", Chem.-Ing.-Tech., 30-3 (1958), pp. 171-180.
- (64) 高木, "光ファイバプローブによる鉛直管内固気二相流の研究", 大阪大学修士論文, (1987), p. 85.

関連発表論文

- (1) 森川・辻・田中,"光ファイバプローブによる水平管内固気二相流の測定(粒子速度および濃度)",日本機械学会論文集(B編),51-467,(1985),pp. 2321-2329.
- (2) 田中・石橋・白鳥・辻・森川,"ベンドを通過する固気二相流(流動状態と粒子速度),日本機械学会論文集(B編)",54-498,(1988),pp. 367-373.
- (3) 田中・高木・辻・森川, "鉛直管内固気二相流の測定", 日本機械学会論文集 (B編), **55**-516, (1989), pp. 2302-2309.
- (4) 田中・石橋・辻・森川,"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)",日本機械学会論文集 (B編), 55-518, (1989), pp. 2951-2959.
- (5) 田中・門野・辻, "鉛直管内固気二相流の数値シミュレーション(粒子間衝突の影響について)", 日本機械学会論文集(B編), 56-531, (1990), pp. 3210-3216.

謝辞

本研究は昭和57年4月より大阪大学工学部産業機械工学科設備装置工学講座で行われたものであります。その間、大阪大学の森川敬信名誉教授、辻 裕教授には終始懇切なご指導と有益なご助言を賜りました。また、辻 裕教授には本論文の執筆に際しても綿密なご校閲をいただきました。

さらに、大阪大学工学部の三宅 裕教授、高城敏美教授には本論文をまとめるに あたり、ご校閲と有益なご討論をいただきました。

大阪大学工学部産業機械工学科設備装置工学研究室の皆様からは多大のご支援をいただきました。とくに、吉岡宗之助教授、川口寿裕助手、上村満子事務官、大 梶佳子事務官には種々のご助力をいただきました。また、本研究の遂行にあたって 本研究室に在籍した西田 茂、白鳥哲也、高木康志、黒河由起夫、石橋秀樹、武原 弘明、鳥越研児、谷川佳隆、清水威史、門野啓一郎の諸氏のご協力をいただきま した。

各位に謹んで感謝の意を表します。

