

Title	カプセル空気輸送に関する基礎的研究
Author(s)	蝶野,成臣
Citation	大阪大学, 1984, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/653
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

カプセル空気輸送に関する 基礎的研究

昭和59年5月

蝶野成臣

次

	2	一号			
9	₿1章	緒	論		1
	$1 \cdot 1$	まえな	がき		1
	$1 \cdot 2$	従来の	研究の	概要	3
	$1 \cdot 3$	本研究	の目的	1および概要	6
je J	72章	浮遊静	止カフ	。セルの抵抗係数	10
	2 · 1	まえた	がき		10
	$2 \cdot 2$	実験装	置およ	び方法	11
	$2 \cdot 3$	予備員	疺 験		17
	2 · 4	単一カ	プセル	の抵抗係数	20
	2 · 4	• · 1	偏心の)影響	21
	2 · 4	↓ · 2	レイノ	ルズ数の影響	21
	$2 \cdot 4$	• 3	直径出	の影響	24
	$2 \cdot 5$	カプセ	ルの干	涉抵抗係数	25
	$2 \cdot 6$	結	論		27
25	第3章	静止カ	プセル	の周辺の圧力分布および抵抗係数の理論解析	28
	$3 \cdot 1$	まえな	がき		28
	3 • 2	実験装	置およ	び方法	29
	$3 \cdot 3$	円筒形	カプセ	עני ••••••	34
	3 • 5	3 · 1	流れ方	向静圧分布	34
	3 • 8	3•2	カプセ	ル前後面上圧力分布	38
	3•8	3•3	カプセ	ルに働く流体抵抗および抵抗係数の計算	39
	3 • 8	3 · 4	抵抗係	数の理論解析	42
	$3 \cdot 4$	走行実	験用た	プセル	42

9.4.1 法わち向共正公在	16
3·4·1 流化力问册上分布	40
3・4・2 抵抗係数の理論解析	50
3・5 結 論	52
第4章 静止カプセル周辺の流速分布	54
4・1 まえがき	54
4・2 実験装置および方法	54
4 · 3 信号処理方法	59
4 4 計算方法	61
4・5 カプセル前後の平均流速分布	67
4・6 後流域の平均速度ベクトル	70
4・7 カプセル後方の流れ場	73
4・8 結 論	83
第5章 車輪の摩擦抵抗	85
5・1 まえがき	85
5・2 実験装置および方法	85
5・3 実験結果および考察	88
5・4 結 論	91
第6章 単一カプセルの走行特性	92
6・1 まえがき	92
6・2 実験装置および方法	93
6·3 信号処理方法	98
6・4 実験結果および考察	101
6・4・1 加速区間の走行特性	101
6・4・2 停止区間の走行特性	104
6・5 静止および走行時の抵抗係数の比較	114
6 · 6 結 論	115

- ii -

第7	'章	2 個	のカフ	プセル	レの走	行特	性	••••	• • • • • •	•••••	· • • • • • • •	•••••	•••••	•••••	117	1
7	• 1	まえ	えがき	¥	•••••		••••	• • • • • •	•••••	• • • • • • •	•••••	•••••	•••••	•••••	117	,
7	• 2	実験	装置者	さよて	ド方法	÷	••••	• • • • • •	• • • • • •	• • • • • • •		•••••	•••••	•••••	118	;
7	• 3	信号	処理フ	方法	· • • • •		••••	• • • • • •	•••••	• • • • • • •	••••	•••••	••••••	•••••	120)
7	• 4	実験	結果は	およて	バ考察	< ···	••••	•••••	• • • • • • •		••••	•••••	••••••	•••••	128	;
	7·	$4 \cdot 1$	単-	ーカフ	^ル セル	•••	••••	• • • • • •	• • • • • • •		•••••	•••••	• • • • • • •	•••••	123	}
	7·	$4 \cdot 2$	2 佰	固のナ	カプセ	ル	••••	• • • • • •	• • • • • •		••••••	•••••	• • • • • • •	•••••	126	i
7	• 5	結		슮 ··	• • • • • •		•••••	• • • • • • •	• • • • • •	• • • • • • •	•••••	•••••	•••••	•••••	134	ŀ
第8	音	走行	カプォ	ミルの	D理論	解析									135	5
8	· 1	まえ	えがき	ž	•••••							•••••	•••••		135	j
8	• 2	単−	・カプィ	セル	••••		••••	•••••	• • • • •	• • • • • • •		•••••	•••••		136	;
	8.	$2 \cdot 1$	解		析	••••	••••	• • • • • •	• • • • • • •			•••••	•••••	•••••	136	3
	8 ·	2 • 2	実駒	剣値 と	この比	較検	討				· • • • • • • • •	•••••		•••••	143	3
8	• 3	2 個	のカフ	プセル			••••	• • • • • •	• • • • • • •	•••••	•••••	•••••	••••••	•••••	144	ŀ
	8 ·	$3 \cdot 1$	解		析	••••	••••	•••••	•••••	•••••	••••	•••••	• • • • • • • •	•••••	144	ŀ
	8•	$3 \cdot 2$	実験	食値 と	この比	較検	討	••••	•••••	•••••	• • • • • • • •	•••••	•••••	•••••	147	7
8	• 4	結	1	슈 ··	• • • • • •		••••	• • • • • •	• • • • • •	• • • • • • •	· • • • • • • • •	•••••	•••••	•••••	147	7
第9) 章	総	扌	舌	••••	• • • • • • •						•••••	•••••	•••••	148	3
謝			辞	•••••	•••••	• • • • • • •		••••	•••••	••••	• • • • • • •	••••	••••		151	•
参	考	文	献	• • • • • • •				• • • • • • •					••••	• • • • • • • • • •	152	2

- A : カプセルの断面積
- A1 : カプセル本体の断面積
- A_b:管断面積
- C_D:抵抗係数
- Cb : 干涉抵抗係数
- Cf : すき間の流れにおける摩擦係数
- *c* : カプセル走行速度
- c₀:停止区間へのカプセル突入速度
- D:管内径
- D : 代表管内径
- *D*_b : ピトー管位置での管内径
- **d** : カプセルの直径
- d': カプセル前面部での仮想直径
- d": カプセル後面部での仮想直径
- *d*₁ : カプセル本体の直径
- - F:偏平度
- Fc : カプセルに働く流体抵抗
- F_p : カプセルに働く圧力抵抗
- F₇ : カプセルに働く摩擦抵抗
- f: 周 波 数
- *g* : 重力の加速度
- *H* : すき間の距離
- k: 直径比(=d/D)
- **k**': 仮想直径比(=d'/D)

- k": 仮想直径比(=d"/D)
- k_1 : 直 径 比 (= d_1 / D)
- *L* : 停止区間の長さ
- *l* : カプセルの長さ
- *l*_c : カプセル間距離
- M : カプセル質量
- m : 長 さ 比(=l/d)
- *m*₁ : 図 5 · 1 に示される模型の質量
- N_f : 垂直抗力
- P(u): 確率密度関数
 - **p**: 圧 力
- *p*1 : 急縮小損失
- **p**₂ : 急 拡 大 損 失
- *△p* : 面積変化による静圧変化
- *△p'*: すき間の圧力降下
 - Q:送風機の吐出流量
 - **R**: 単一の車輪の摩擦力
- R_c : カプセルに働く車輪の摩擦力
- $R(\tau)$: 自己相関関数
- R_{ec} : レイノルズ数(= $\overline{U}d/\nu$)
- R_{eH} : レイノルズ数(=uH/v)
- $R_{e\,pmax}$: レイノルズ数(= $U_{pmax} D_p / \nu$)
 - **r** : 管中心からの距離
 - $r(\tau)$: 自己相関係数
 - S:ゆがみ度
 - T: 荷重変換器によって測定される張力
 - T_i : パルスの時間間隔

 T_l : 2個のカプセルの発進時間間隔

- **t**:時間
- U:空気速度
- *Ū* : 平均空気速度
- Umax : 最大空気速度
- Ūmax : 平均空気速度の最大値
 - *Ū_b* : ピトー管位置での平均空気速度
- Upmax : ピトー管位置での最大空気速度
 - *Ū*₁ : バイパス部から流出する平均空気速度
 - *u*: 円筒形カプセルにおけるすき間の平均空気速度
 - u': 変動成分
 - **u**₁: 走行実験用カプセルにおける管と受圧板のすき間の平均空気速度
 - u₂: 走行実験用カプセルにおける管とカプセル本体のすき間の平均空気速度
 - <u'> : 式(4・22)で定義される乱れ強さの断面平均値
 - $\sqrt{u^2}$: 乱れ強さ
 - V: 車輪の回転数に対応したカプセル走行速度
 - V1 : 停止区間内の空気の体積
 - V2 : 流出した空気の体積
 - X : 密 度 比
 - *x* : 管軸方向距離
 - y : 管壁からの距離
 - ζ : 急縮小損失係数
 - *と*': バイパス弁の損失係数
 - λ : 管摩擦係数
 - ν : 空気の動粘度
 - *ξ* : 式(5・4)で定義される車輪の摩擦係数
 - ρ : 空気の密度
 - τ: 遅れ時間
 - *𝐾* : 壁面でのせん断応力

第1章 緒

論

1・1 まえがき

わが国においては,経済の急速な成長に伴い輸送需要は増大の一途をたど。 てきた。このため,陸・海・空を問わず交通混雑は激化し,排気ガス,粉塵, 騒音,振動,交通事故および自然破壊などの輸送公害が社会問題化している。 近年,輸送体制の抜本的改善の必要性が論じられているが,道路や鉄道建設の ための用地取得はいっそうむずかしくなってきているため,従来の輸送手段の 改良による解決は非常に困難な状況にある。

上記の輸送公害を発生しない輸送手段として,古くからパイプラインによる 空気輸送が種々の工業分野で広く利用されてきた。通常のパイプライン輸送で は,粉粒状の物質を飛翔させて輸送するが,このような方法は装置各部の摩耗 が大きく,輸送物が破損しやすい,また効率が悪いなどの欠点を持っている。 これらの欠点を持たない輸送手段として,カプセル輸送が注目されている。カ プセル輸送の構想そのものは非常に古く,19世紀初めにさかのぼるが,近年カ プセル輸送に対する関心が再び高まってきたのは,この輸送法が長距離大量輸 送に拡張可能であることおよび上述した輸送公害を発生しないことによる。そ のため,1960年代より各国でさかんに研究が進められている。

カプセル輸送システムとは、輸送物を積載したカプセルをパイプライン内を 流れる搬送流体中に、一定の時間間隔で次々に投入し、各カプセルの前後に生 ずる圧力差を推力として、連続的に推進走行させるシステムである。とくに、カ プセルとパイプの間に有限のすき間を設けることにより、カプセルの動きを緩 やかに制動し、重量物の輸送を行うことができる。したがって、従来から使用 されているエアシュータのような、完全に管を閉塞するシリンダ的物体、しか もごく限られた大きさの物を搬送するという圧送原理に基づくものではない。 ここで、カプセル輸送システムの特徴について考える。まず長所としては、

(1) 設置場所,交通事情または天候などに左右されない。

-1-

- (2) 粉塵の飛散,排気ガス,騒音などの公害問題が少ない。
- (3) 管路の途中にブースタステーションを設けることにより,長距離輸送が 可能である。
- (4) 自動化が容易で運転計画の確実性も高く、稼動率も高いので大量の物質を効率的に輸送できる。
- (5) カプセルは複雑な機構を持たず,そのうえ種々の機器はカプセル発着点 に集中しているため,保守が容易である。
- (6) 輸送対象物としては、土砂、工業原料、廃棄物、工業製品および一般消費材など、ほとんどすべての固形物のみならず、容器に収納された液体や気体など、きわめて広い範囲の物が挙げられ、そのうえ輸送物が破損することは非常に少ない。
- などが挙げられる。一方短所としては,
 - (1) システム建設の初期投資が大きい。
 - (2) カプセルの質量が異なる場合や長距離ラインでは、カプセルの衝突が起こる可能性が高く、防止策の考慮が必要である。
 - (3) 逆送用のパイプラインおよび逆送に要する動力が必要である。
 - (4) 設計能力にほぼ等しい輸送量が無いと,システムの効率的な運行ができ ない。
 - (5) システム規模(輸送量,輸送経路,輸送物)を途中で変更することが困 難である。

といったことが挙げられ,輸送量,輸送距離などの慎重な設定および輸送物の 性状を十分把握したうえで,カプセルの構造ならびにハンドリング機構などを 設計することが必要である。図1・1 および表1・1 に,それぞれ久光による各 輸送法の適用分野ならびに所要動力を示す⁽¹⁾⁽²⁾。図1・1 は,作動流体として空 気を用いた場合の空気力カプセルについて示されている。図より,カプセルの 輸送距離はベルトコンベアと鉄道輸送の中間に適しており,数 km~数百 km程 度となっている。また,トラック輸送と同様の輸送距離を示しているが,年間

-2 -



図1・1 各輸送法の適用分野



図1・2 カプセル輸送による輸送量の変化

表1・1 各輸送法の所要動力

輸送方法	所要動力 (kw h/t km)
トラック	0.419
鉄道	0.124
内 航	0.098
ベルトコンベア	1.24
空気力カプセル	0.320
水力カプセル	0.221

輸送量は多く,数百万トンとなっ ている。所要動力についてみれば, 表1・1より従来の輸送手段と比較 して,平均的な値を取っているこ とがわかる。

図1・2 に,カプセル輸送システ ムによる世界の輸送量を示す⁽¹⁾。 図から明らかなように,カプセル による輸送量は近年急激な伸びを

示し、これからの大規模物流システムとして期待は大きい。

1・2 従来の研究の概要

カプセル輸送に関する研究は、1960年頃からHodgson, Charles によって 始められ⁽³⁾,その後各国でさかんに行われてきた。したがって,研究論文も今 ではかなりの数にのぼり,最近それらをまとめた資料も出版されている⁽⁴⁾。

作動流体として液体(多くの場合水を用いるので,以後水力カプセルと呼ぶ) を用いる場合については、カナダのアルバータ研究機関(Research Council

of Alberta)における一連の研究が系統的かつ広範囲なことでよく知られてい る^{(5)~(22)}。そこでは、カプセル輸送における時間当たりの輸送量や所要動力な どに関し直接的な資料を得るため、カプセル速度と管の全圧力損失を中心に実 験が進められた。しかも、カプセル形状として円筒と球の場合、単一および連 結された場合、流体速度の影響、カプセルの径や長さの影響、カプセルの質量 や表面粗さの影響など、カプセル輸送の実際面において必要な要素はほとんど 網羅されている。また理論面については、無限に長いカプセルを想定し、管内 の流れが層流である場合の解析を行い、カプセルの径や偏心の影響について調 べている。水力カプセルに関する研究は、アルバータ研究機関のほかでもいく つか行われている。Lazarus は水平管内に偏心して置かれた静止カプセルが動 き始める瞬間の流速を測定し、実際にカプセルを輸送する場合に必要な動力に ついて考察している^{(23)~(25)}。一方 Round らは球形のカプセルを取り扱い, レイ ノルズ数とカプセル径が圧力降下に及ぼす影響を実験的に明らかにしている (26) また、鉛直管内に単一および複数の球カプセルを浮遊させ、圧力降下とカプセ ルの抵抗係数を測定している⁽²⁷⁾。その結果,球カプセルの個数の増加とともに, 抵抗係数も増大するが,カプセルが9個以上であれば,1個当たりの抵抗係数は ほぼ一定値を取り、また圧力降下は、3~4個以上のカプセルに対して、カプ セルの個数とともに線形的に増加すると報告されている。立花らは Lazarus が 行った円柱状カプセルの初期運動に関連し、カプセルによる損失特性を層流か ら乱流にわたる広範囲において実験的に明らかにし、損失の近似算定式を提示 している⁽²⁸⁾。理論面についていえば, Garg がカプセル外壁と円管内壁間の環状 流に対する解析を行っている⁽²⁹⁾。また最近では、カプセルが流れ方向に角度を 持つ場合にまで拡張されている⁽³⁰⁾。

一方,空気を作動流体として用いる空気力カプセルの場合,カプセルの密度 が流体密度に比して極端に大きな値をとるため,通常は車輪を必要とし,また 加速や減速の特性が水力カプセルの場合と異なる。場合によっては空気の圧縮 性なども考慮しなければならない。したがって,水力カプセルの場合,ほとん

- 4 -

ど問題とされていない非定常運動に関する解析および実験がいちはやく行われた。

Carstens は空気と個々のカプセルの運動が,定常および非定常の場合に対し て解析を行い、両解析結果を比較することによって、定常解析の妥当性につい て検討している⁽³¹⁾。その結果,たとえば送風機を選択する場合のように,シス テムの仮の設計時においては、定常解析は有用であるという結論が得られてい る。一方この研究は、カプセル輸送をカプセルの運動のみでなく、送風機の特 性をも考慮した一つのシステムとして取り扱う必要のあることを理論的に示し た最初の論文で、カプセル輸送の解析方法の指針を与えるものとして意義があ る。Cudlin, Harman は管内の流れを断熱準定常と仮定し数値計算を行い,自 ら行った実験値とよく一致した解析結果を得ている⁽³²⁾。一方国内では、いくつ かの企業によって比較的大がかりな研究が始められた。たとえば大福機工は, アメリカのチュ-ブエキス・システムズ社と技術提携を結び,昭和47年にテ ストパイプラインを建設した⁽⁸⁸⁾。システムの概要は,輸送距離1.5 km,パイプ 直径9144mm,カプセル走行速度約6m/s,カプセルの投入間隔30s,時間 当たりの輸送量30トンである。ここでは、Carstens によって確立された基 磁理論の確認,基礎デ-タの収集および走行・耐久テストなどが行われている。 新日鉄と大福機工はカプセル空気輸送の実用性を実証する目的で,昭和52年 新日鉄室蘭製鉄所内に,生石灰搬送用のパイプラインを建設した⁽⁸⁴⁾。システム の概要は、輸送距離1.4 km,パイプ直径609.6 mm,貨物積載時のカプセル質 量500kg,カプセル走行速度6~8m/s,カプセルの投入間隔60s,時間当 たりの輸送量28トンである。このシステムは、理論考証とともに、 カプセル 空気輸送の実際的な在り方を示すものとして注目することができる。比較的基 礎的な研究として、大滝はカプセル輸送の空気力学的特性を調べる目的で、カ プセル質量、カプセル投入間隔を変化させ、数台のカプセルが同時に走行する 場合について解析し、システム全体が安定する条件について検討している⁽⁸⁵⁾。 その結果、同質量・同形状のカプセルを順次投入した場合、数台のカプセル投

- 5 -

入後は、システム全体が定常状態に落ち着くという結論が得られている。久光 らは, 内径301.7mm, 全長1.3kmのパイプラインおよび端面に空気漏れを防 ぐためのシールブラシが設けられたカプセルを用いて走行実験を行い、カプセ ル径の影響や摩擦抵抗の値ならびにシール性能について考察している⁽³⁶⁾。また、 カプセル発進時に一定の角度カプセルを回転させておき、走行距離と回転角度 を測定することにより、カプセルの復元性について実験的に明らかにしている。 比較的新しい研究として、富田らは一定圧力を瞬時にかけた場合の、空気の流 れおよびカプセルの運動や前後差圧について、理論的ならびに実験的に解析し ている(87)(88)。とくに理論解析においては、特性曲線法を用いることにより、圧 力波とカプセルの運動の関係を詳細に調べている。しかしながらこの解析は、 管とカプセルのすき間を無視し、カプセルを質点とみなしている。また管入口 でのゲージ圧力が,大気圧または大気圧の1.5倍程度と非常に高いため,カプ セル速度は一度オーバシュートし、その他徐々に増加するという結果が得ら れている。とくに,カプセル速度の最大値はおよそ60m/sにも達し,通常の カプセル輸送の場合に比して非常に大きい。したがって、この研究は前節で簡 単に触れたエアシュータの運動の解析に適用されるものと考えられる。

1・3 本研究の目的および概要

前節で従来の研究経過について簡単に振り返ってみたが,20余年の間にか なり多くの研究がなされていることがわかる。これらの諸研究について注目す べき点は,研究当初においては,時間当たりの輸送量や所要動力に関する研究 が非常に多く,カプセルの運動の基礎である流体抵抗や,カプセルの管内流に 対する影響などを扱った研究は少ない。当時のこのような傾向は,カプセル輸 送が新物流システムとして,将来開発可能であるかどうかを実験的または理論 的に立証するための現れであったと考えられる。したがって,カプセル輸送を 流体力学的な見地から取り扱った研究は,数年前から始まったといえる。この ため,上述したような基礎データの把握は十分なされておらず,また公表され

-6-

た資料も少ない。

そこで本研究では、まずカプセルの運動やエネルギ損失の基礎として、円管 軸と同心状に設定された静止カプセルの流体力学的特性について調べ、つづい て実験にカプセルを走行させることによって、カプセルの走行特性を明らかに することを目的とした。ただし本研究では、作動流体として空気を用いた空気 カカプセルを扱う。以下に本論文の概要を述べる。

第1章は緒論で,カプセル輸送に関する従来の研究の概要と,本研究の目的 を述べる。

第2章から第4章までが静止カプセルに関する部分で,第5章から第8章までが走行カプセルを扱った内容である。

まず第2章では、カプセルを管内に浮遊静止させ、カプセルに働く流体抵抗 を実測して、抵抗係数を求めた。従来の研究においても抵抗係数の測定例はい くつかあるが、パラメータの範囲が限られており、また測定精度も十分ではな い。本研究では、管内径の変化[%]やカプセルの偏心の影響など、考えられる誤 差の原因に対し、独自の工夫を試みることによって、十分な精度の測定を可能 とした。また抵抗係数の相似性について考察するため、代表管内径 \overline{D} =25.50 および100mmの3種類の管路を用い、カプセルと管の直径比kならびにレイ ノルズ数 R_{ec} を広範囲に変化させた(0.50 $\leq k \leq 0.96$, 5×10² $\leq R_{ec} \leq 10^5$)。 とくに直径比に関しては、実用上あまり意味の無い小さな直径比のカプセル(k ≤ 0.80)についても測定を行うことにより、流体力学的な取り扱いを容易にし た。次に、同寸法のカプセルを2個用いて、相互干渉下にあるカプセルの抵抗 係数を求め、干渉の及ぶ範囲およびその程度を定量的に明らかにした。

第3章では,円管軸と同心状に固定されたカプセル周辺の圧力分布を測定し, カプセルの存在が管内流に及ぼす影響を明らかにする。また圧力分布の測定結 果を参考にして,静止カプセルの抵抗係数を与える式を理論的に導く。実験は,

[※] 第2章第3節で詳しく述べるように、製作した管路の内径は軸方向にわずかながら変化している。そこで本論文では、管路の呼び名に代表管内径 Dを用いることにする。

第2章で用いられたカプセルと同形状の円筒形カプセルと,第6章で用いた走 行実験用カプセルに対して行われた。円筒形カプセルについては,直径比 *k* = 0.90 および 0.67 の2 種類の大きさのカプセルについて,管壁に沿った流れ方 向の静圧分布ならびにカプセル前後面上の圧力分布を測定した。走行実験用カ プセルについては,抵抗係数およびカプセルの存在による付加圧力損失を与え る式を導くことに重点を置いたが,これは流れ方向の静圧分布から得ることが できる。そこで,第6章で示す走行管路の一部にカプセルを固定し,管壁に沿 った流れ方向の静圧分布のみを測定した。直径比は *k* = 0.85, 0.90, 0.93 お よび 0.96 の4 種類である。

第4章では,第3章で圧力分布の測定結果から明らかにされた流れ場を,カ プセル周辺の流速分布を測定することによって,より詳細に把握することを目 的とした。またカプセル後方の流れについては,第2章で得られた相互干渉の 影響を解析するための一資料になる。そこで,円筒形カプセルの圧力分布の測 定装置を用いて,静止カプセルの前方および後方の流速分布を測定した。前方 の流れ場は比較的単純であるのに対し,後方は渦を伴う非常に複雑な流れ場で ある。そのため後方の流れ場の測定には,ピトー管,2孔管,タフトおよび熱 線風速計を用いた。また,熱線風速計からの信号をディジタル処理し,さまざ まな統計量を算出した。これらの値を通常の管内乱流の場合と比較することに より,カプセルの存在が管内の流れに及ぼす影響を明らかにした。

第5章では、カプセル走行実験および解析の基礎として、走行カプセルに取 り付けた車輪の摩擦力の測定方法ならびにその結果について述べる。カプセル に働く力は、流体力と車輪の摩擦力から成る。したがって、摩擦力の見積りは カプセルの走行状態を解析する際に非常に重要である。しかしながら従来の研 究では、摩擦力に関する詳細な測定はなされておらず、この値を軽視した論文 が多い。本研究では、カプセルから車輪のみを取り出すことにより、車輪にか かる荷重と回転速度を自由に変化させた測定を可能とした。この測定装置およ び方法について説明し、得られた結果に対して考察を加える。また、カプセル に働く車輪の摩擦力の表現式を求める。

第6章および第7章では、車輪を有する模型カプセルならびに走行実験用管 路を製作し、実際にカプセルを走行させた場合の走行特性について述べる。ま ず第6章では、単一カプセルの走行状態を、発進から定常走行に至るまでの加 速区間および停止区間について実験的に解析し、種々のパラメータが及ぼす影 響を明らかにする。とくにカプセルの停止には、終端を閉鎖した管路にカプセ ルを突入させることにより、空気の圧縮性を利用する方法を用いた。また運動 方程式を通じて、走行状態にあるカプセルの抵抗係数を算出し、第3章で求め た静止カプセルの抵抗係数と比較することにより、第2章から第4章で得られ た静止カプセルに対するデータの妥当性について考察する。第7章では、複数 カプセルの走行を取り扱うための基礎として、2個のカプセルの走行特性を実 験的に明らかにする。とくに、カプセルの発進時間間隔の影響や、両カプセル の直径比が異なる場合に注目し、個々のカプセルの運動や空気速度および送風 機の吐出圧力の変化について解析する。また第6章、第7章では、マイクロコ ンピュータを中心とした信号処理系を用いたが、この信号処理方法についても 詳しく述べる。

第8章では,走行カプセルの理論解析方法および計算結果について述べる。従 来の研究においても,走行の解析を扱った論文はいくつか見られるが,カプセル に働く流体力および車輪の摩擦力の見積りの精度が満足でないため,個々のカ プセルの運動については十分明らかにされていない。本研究では,第5章および第 6章で車輪に働く摩擦力と抵抗係数があらかじめ求められた。そこで,まず単 ーカプセルの走行特性を,加速区間および停止区間について理論的に解析する。 加速区間においては,送風機の特性を考慮した計算を行い,停止区間について は,空気の圧縮性を利用した停止方法の解析を行う。つづいて,単ーカプセル に対して用いた理論を,2個のカプセルの場合に拡張して解析する。ただし2個の カプセルについては,加速区間のみを扱う。得られた計算結果を,第6章および第7 章の実験結果と比較することにより,本解析法の適用性について考察する。

第9章は、本研究で得られた結論の総括である。

-9-

第2章 浮遊静止カプセルの抵抗係数

2・1 まえがき

カプセルに働く流体抵抗は走行時における推進力であるため、カプセルの運 動を支配するもっとも重要な量である。したがって、従来から流体抵抗または 無次元化された抵抗係数に関する研究は数多くなされている⁽²⁷⁾⁽³⁵⁾⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾。とこ ろで,発達した管内乱流中に置かれた円筒形物体の抵抗係数は,物体の大きさ およびレイノルズ数の関数として与えられると予想される。しかしながら上述 した研究の多くは、カプセルと管の直径比ならびにカプセルの長さと直径の比 が抵抗係数に及ぼす影響について注目し、レイノルズ数の影響を示すには至っ ていない。そのうえ後述するように、これらの研究では、管とカプセルのすき 間の見積りが満足でないため、十分な測定精度を有しているものは少ない。ま た実際のカプセル輸送では、種々の大きさの管路が用いられるが、管径による 影響について明らかにした研究は見当たらない。一方,相互干渉の影響につい ても考慮する必要がある。すなわち、実際の輸送時においては、空気動力を有 効に利用するため,複数のカプセルが同時に輸送される。この場合,カプセル が互いに近づくと、一方のカプセルの後流域に入るカプセルの流体抵抗は、単 一の場合と異なることが予想される。定性的にはこのことは理解できるが、定 量的にはその程度についてほとんど知られていない。どの程度の距離において、 相互干渉の影響が出始めるのか、また抵抗値はどのように変化するのかといっ た問題は、多数のカプセルを連結または連続的に輸送する場合には、把握すべ き基礎データの一つといえる。

そこで本章では、浮遊静止状態にあるカプセルの抵抗係数について、単一カ プセルの場合および相互干渉下にある場合について述べる。ただし、浮遊実験 を行うための予備実験として、まず流量検定および実験に用いた管路の内径の 詳細な測定方法ならびに結果について簡単に触れる。とくに管内径の測定は、 カプセルと管の直径比を十分な精度で求めるために行ったものである。つづい て単一カプセルの場合について、カプセルを管内に浮遊静止させ、カプセルに

-10-

働く流体抵抗を実測することによって抵抗係数を求め,種々のパラメ-タの影響について考察する。とくに本研究の場合には,パラメ-タを広範囲に変化させることに重点を置いた。すなわち,直径比に関しては,実用上あまり意味の無い小さなカプセルについても測定を行い,また質量の非常に小さなアルミニウム製のカプセルから,質量の大きい中実の鉄製のものまで用いることによって,レイノルズ数の広範な変化を可能とした。また単一カプセルの場合には,幾何学的条件を同一にすれば,一つのレイノルズ数のみによって,抵抗係数に相似性が成立するかどうかを検証するために,代表管内径 \overline{D} =25,50 および100mmの3種類の管路に対して測定を行った。最後に, \overline{D} =50mmの管路を用いて,2個のカプセル間の距離を変化させ,相互干渉下にあるカプセルの抵抗係数を測定して,干渉の影響が及ぶ範囲およびその程度について実験的に明らかにした。

2・2 実験装置および方法



-11-

本実験には 3 種類の大きさの管路を用いた。いずれも鉛直に固定されており, 送風機,流量調節弁,浮遊部および流量測定部から成っている。カプセル挿入 部から浮遊部までは,透明なアクリル管でできている。また浮遊部には,細線 を通すための小孔が流れ方向に多数設けられている。図 2・1 に,代表管内径 \overline{D} = 2 5 mmの管路の概略を示す。送風機⑧からの空気は,流量調節弁⑦を通過 して管路へ導かれる。発達した基準流れを得るため,十分な助走区間を経た位 置に浮遊部が設けられている。管路下流端には,全圧ピトー管①および静圧タ ップ②が固定されている。両者から得られた圧力は,ゲッチンゲン型マノメー タへ導かれる。全圧ピトー管は管中心に設定されているため,中心流速すなわ ち最大流速と平均流速の関係を,あらかじめ校正しておく必要がある(次節で 述べる)。管内流速が比較的小さ

い場合(本実験では約3m/s 以 下)測定が困難であったため,管 路の先端に内径12mm,長さ780 mmの細い管を取り付け, 空気速 度を増すことによって測定を容易 にした。カプセルの出し入れは, 管路下部にある可動スリーブ⑤を 移動させ、フレキシブルチューブ ③を曲げることによって行うこと ができる。図2・2に,代表管内径 $\bar{D} = 50 \, \text{mm} \, \mathcal{O}$ 管路の概略を示す。 この管路は、全長が \overline{D} =25mmの 場合の約2倍であるが、構成につ いてはほぼ同じであるので、詳細 については省略する。個々の装置 および各部の名称についても、図 2・1と同様である。また, カプ



図 2 · 2 実験用管路(D = 50 mm)

-12 -

セルの出し入れも同じ方法で行われる。図2・3に、代表管内径 \overline{D} =100mm の管路の概略を示す。上述した2種類の装置に用いられた送風機は、吐出流量 が比較的少ないため、本装置では高流速が得られない。そこで、遠心型送風機 ⑧を使用した。流量測定部は、場所的な制約から、図2・3に示したように、浮 遊部④の後フレキシブルチューブベンド⑩によって管路を180°曲げ、十分な 助走区間を経た位置に設けられている。ただしベンドの部分では、外側の流速 が大きいため、速度分布は軸対称にならない。そこでこのゆがみを是正するた め、図2・3の断面C-Cに示すように、外側半円部に整流板⑪が取り付けられ ている。本装置の浮遊部の一部⑨(長さ1000mm)は、取りはずしが可能であ る。この部分に、円管とカプセルの一体模型を取り付けることにより、カプセ



図 2 · 3 実験用管路(D = 100 mm)

ル周辺の圧力および流速分布の測定を行うことができる(次章で説明する)。

浮遊実験に用いたカプセルは,長さと直径の比m=l/dがすべて3で,形状 は円筒である。表2・1に,単一カプセルの実験に用いたカプセルの寸法,質 量および材質を示す。できるだけ広範囲にカプセル質量を変化させるため,厚 さ0.3mmのアルミニウム板を,アクリル製円板のまわりに巻き付けて製作した

ものから,中実の鉄製カプセルまで用意 した。中間の質量については,アクリル 製の中空カプセルを製作し,内部に鋼球 を入れることによって質量を調節した。 したがって,アクリル製カプセルは,端



図2・4 アクリル製 図2・5 リブ付カ カプセル プセル 表2・1 単一カプセルの諸元

D mm	k	Mass kg	Material	
-	0.50	2.61 - 9.65 ^{*10⁻³}		
	0.80	9.79 - 55.4		
	0.90	13.5 - 80.9	Acrylic resin	
	0.93	16.9 - 85.4		
25	0.96	19.9 - 98.8		
	0.50	35.5		
	0.80 147			
	0.90	209	Iron	
	0.93	232		
	0.96	256		
	0.50	22.0 - 60.0		
	0.80	87.8 - 424		
	0.90	58.4 - 735	Acrylic resin	
8	0.93	71.3 - 744		
50	0.96	90.9 - 766		
	0.50	4.38		
	0.80	22.8	Aluminum	
	0.90	13.0	Alouinom	
	0.93	13.7		
	0.66	196 - 259		
	0.80	649 - 1035		
100	0.90	340 - 3038	ACTYLIC TESIN	
100	0.94	376 - 3948		
	0.66	45.0		
	0.80	74.5	Aluminum	

-14-

面の一方は本体に接着されているが他方は取りはずしが可能になっている。 図2・4に,アクリル製カプセルの概略を示す。図のように,端面①の中心部 には加工の際にあけた穴があり、パラフィンによって充てんされている。比較 的直径比の小さなカプセル(本実験の場合,直径比 $k = d/D \leq 0.90$)の場合, 管軸に対し偏心しないように浮遊させるため、カプセルに小さなリブを取り付 けた。このリブは,長さが0.3mm程度の非常に薄いものであり,リブがカプセ ルの流体抵抗に及ぼす影響は無視できると判断した。図2・5に,リブ付カプセ

ルの概略を示す。リブの長さ*a*は,代 表管内径 D の 0.9 3 倍である。 また幅 h_r は、 $5 \sim 7 \, \text{mm}$ 程度である。 直径比 が大きいカプセルでは、ほぼ同心状態 で安定して浮遊したので、リブを取り 付ける必要はないと考えた。表2・2 に、干渉実験に用いたカプセルの寸法、 質量および材質を示す。干渉実験の場 合にも、比較的直径比の小さなカプセ ルには、リブが取り付けられている。 また表2・2に示したカプセルについ ては,同寸法のものを2個づつ用意し to

	表 2	• 2	干渉カ	プセノ	レの諸元
--	-----	-----	-----	-----	------

D mm	k	Mass kg	Material
	0.50	25.9 *10⁻³	
	0.80	236	
	0.90	465	Acrylic resin
	0.93	434	
50	0.96	472	
	0.50	4.38	
	0.80	22.8	Aluminum
	0.90	13.0	nioainoa
	0.93	13.7	

実験方法としては、まず単一カプセルの場合、カプセル浮遊位置上方に、あ らかじめ細線を通しておく。その後管路内にカプセルを挿入し、浮遊位置に到 達するまで流量を増す。到達後浮遊位置下方にも細線を通し、流量を調節して 上下の細線の間でカプセルを浮遊静止させた。そのときの動圧をゲッチンゲン 型マノメータで読み取ることによって、空気速度を求めた。細線をカプセルの 上下に通したのは、カプセルを流れ方向の同じ位置で浮遊させるためおよびカ プセルの上下の動きが制限されることによって、流量調節を容易にするためで ある。カプセルが浮遊静止している状態で流量を一定にし、細線がある場合と

ない場合のカプセルの挙動を比較 した結果、両者に差はまったく見 られなかった。このことから,細 線の存在は、カプセルの流体抵抗 に影響を及ぼさないと判断した。 図 2・6 に,干渉実験の方法を示す。 カプセルに作用する流体力は、カ プセル前後面に働く圧力差による 力と, 側面に働くせん断力から成 っている。ところで、次章で説明 するように,カプセル前後面間の 圧力差は、前面部での急縮小によ る圧力変化と,環状部で生ずる圧 力損失の和として与えられ、後面 部の圧力は環状部出口の静圧と等 しい。以上のことを考慮すれば、 二つのカプセルが直列にある場合,



図 2 · 6 千渉実験方法

上流側のカプセルの前面部や環状流部に,後方のカプセルが影響を及ぼすとは 考えられない。したがって相互干渉の影響は,もっぱら下流側のカプセルにの み現れると考えてよい。そこで,図2・6に示した方法を用いて,下流側の カプセルの抵抗係数を求めた。すなわち,質量の大きい干渉カプセル①を上流 側に置き,細線③で支える。次に,供試カプセル②を適当な距離 lc だけ離し, 同様に細線で支え,空気流量を調節して供試カプセルを浮遊させた。空気速度 の測定には,単一カプセルの場合と同様に,ゲッチンゲン型マノメ-タを用い た。供試カプセルを支える細線の位置は,流れ方向に多数設けられた小孔によ って選ぶことができるので,カプセル間距離 lc は,自由に変えることが可能で ある。

2.3 予備実験

カプセルに働く流体抵抗は、カプセルと円管内壁のすき間が小さいほど大き くなるので、できるだけ小さなすき間、すなわち大きな直径比のカプセルで輸 送する方が有利である。したがってカプセル輸送の研究においては、比較的大 きな直径比の場合が重要となる。直径比が大きい場合、次節で示すように、直 径比のわずかな差が定量的に流体抵抗に非常に大きな影響を及ぼす。そこで本 研究では、直径比またはすき間の値を正確に知る必要が生じた。とくに市販の アクリル管の場合、1 mの長さにおいて、±0.5 mm程度の差は珍しくない。し たがって本実験では、管入口から離れた任意の場所における内径を測定するた め、図2・7 に示す方法を用いた⁽⁴¹⁾。図において、管は鉛直に固定されている。 管内径Dは、管内に入れられた2 個の鋼球④、⑤の距離 h を用いて、

$$D = \frac{d_a + d_b}{2} + \sqrt{(d_a + d_b) h - h^2}$$
 (2 · 1)



図 2 · 7 管内径測定装置

で得られる。ただし、 d_a 、 d_b は鋼球の直径である。距離hの測定には、カセ トメ – タ①およびダイヤルゲ – ジ②を用いた。表 2・3 に、鋼球の直径を示す。 測定位置は、代表管内径 \bar{D} =25.

50mmの場合10cm間隔, \bar{D} = 100mmの場合は20cm 間隔 とした。管の両端の測定には, ノギスを用いた。ここで,式

衣~・3 婀球の固住	表 2	• 3	鋼球の直径
------------	-----	-----	-------

\overline{D} mm	25	50	100
鋼球小damm	10.0002	20.0000	20.0000
鋼球大dbmm	20.0000	41.2750	95.2400

(2.1)によって与えられる管内径 D の精度について考察する。測定値 h に対 する D の変化率 d D/d h は

$$\frac{dD}{dh} = \frac{d_a + d_b - 2h}{2\sqrt{(d_a + d_b)h - h^2}}$$
(2.2)

と表される。測定時に用いた d_a , d_b の値および測定値 h を式(2·2)に代入して計算した結果を表 2·4 に示す。表より, dD/dh の値はいずれの管径についても約-1 であり,式(2·1)によって得られた管内径 Dの誤差は,実測値 hの誤差と同程度であると

いえる。 h の測定に用いたダイ ヤルゲ – ジの最小目盛りは0.01 mm であることから, D の 値 も

圭	0		1	洲山	4	本王	臣王
X	4	•	4	(枳)	Æ	不見	泛

\overline{D} mm	25	50	100
d D∕d h	- 1.04	- 1.1 9	- 0. 8 8

0.01mm程度の精度を有することがわかる。式(2・1)によって求めたDの値 を図2・8に示す。横軸には、 管下端を基準とした管軸方向の距離xを取って いる。また図中の管番号は、測定部に使用した管の順序を示す。図より、管内 径の変化は単純に直線的であるとは限らないことがわかる。装置製作時には、 測定部中程に、できるだけ一定内径の管を用いるようにした。

前節で述べたように、本研究では空気速度の測定にピトー管を用いた。そこで、管内平均流速と最大流速との関係をあらかじめ求めておけば、管中心の動 圧すなわち最大流速を測定するのみで、ただちに平均流速を得ることができる。 図2・9に、流速分布の一例を示す。図より、流速分布は1/7乗法則と十分一

-18 -

致し,また軸対称となっていることがわかる。 そこでこの流速分布を 積分することによって, 体積流量 Qおよびピト - 管位置での平均流速 \bar{U}_p を求めた。ここで レイノルズ数 R_{epmax} を



で定義する。ただし、 Upmax および Dp はそ れぞれピト – 管位置で の最大流速ならびに管 内径である。本実験で は, 流速測定に用いた 4種類の管すべてにつ いて、上述した方法で 流量検定を行った。結 果を図2・10に示す。 縦軸には平均流速と最 大流速の比*Ūp/Upmax* を, 横軸には式(2・3) で定義したレイノルズ 数 Repmax を取ってい る。図より,いずれの 測定点についても,同



-19-

ー曲線上にあることがわかる。したがっ て、この曲線上の点を内挿することによ って、最大流速を測定するのみで、平均 流速を得ることができる。カプセル静止 位置における平均流速 \bar{U} は、連続の条件 から \bar{U}_p を用いて

 $\bar{U} = (D_p / D)^2 \bar{U}_p$ (2・4) で得られる。





釣り合う。次に、レイノルズ数 Recを

$$R_{ec} = \frac{Ud}{v} \tag{2.6}$$

で定義する。dはカプセルの直径である。

2・4・1 偏心の影響

直径比が比較的小さいカプセルでは、リブ が無い場合,抵抗係数 C_D の値にかなりばら つきが見られた。一例として,代表管内径 \overline{D} = 50 mm,直径比k = 0.50の場合の、リブ 付カプセルおよびリブの無いカプセルに対す る測定結果を図2・11に示す。縦軸には C_D を,横軸には R_{ec} を取っている。図より、リ ブの無いカプセルの測定値は、リブ付カプセ ルの測定値の±30%の範囲でばらついてい ることがわかる。リブの無いカプセルの浮遊 状態を観察した結果、カプセルが管中心付近 に位置すると上昇し、偏心すると下降すると いう挙動が見られた。これは、管内の速度分



図2・11 偏心の影響

布を考慮すれば当然のことである。このようなカプセルの上下運動が,測定値 に大きなばらつきを生じさせた原因であると考えられる。以下の測定結果には, 直径比が小さい場合,すべてリブ付カプセルの値を用いた。

2・4・2 レイノルズ数の影響

静止カプセルの流体抵抗に対する,直径比kや長さ比mの影響については, 本研究の他にも実測例があるが⁽²⁷⁾⁽⁴⁰⁾,レイノルズ数の範囲が限られているた め,その影響を示すには至っていない。また Carstens は, 理論解析に用いた 抵抗係数 *Cp* を

$$C_D = \{ 1 / (1 - k^2) - 1 \}^2$$
(2.7)

で表し、レイノルズ数の影響についてはまったく考慮していない⁽³¹⁾。図2·12 に、本実験で得られた各直径比kに対する抵抗係数 C_D とレイノルズ数 R_{ec} との関係を示す。図より、 R_{ec} の増加とともに、 C_D および C_D の変化の割合は減



(a) k = 0.50

(b) k = 0.66



(c) k = 0.80

-22-



(f) k = 0.94



(g) k = 0.96

図2・12 抵抗係数とレイノズル数との関係

-23 -

少していることがわかる。この傾向は、kが大きいほど著しい。換言すれば、 kが小さい場合、とくにk = 0.50の本実験結果では、 R_{ec} による変化がほと んど見られない。これは、一様流中に置かれた円柱の抵抗係数が、 $R_{ec} > 10^3$ に対して、ほとんどレイノルズ数の影響を受けないことに対応するものと考え られる。 R_{ec} の影響は、次項で示すkの影響ほど極端ではないが、kが比較的 大きい場合、 R_{ec} が一桁異なると、 C_D に数倍程度の差が生じ、著者の予想を はるかに上回る大きな影響のあることが明らかにされた。

2・4・3 直径比の影響

図2・12より,各代表管内径に対して,レイノルズ数をパラメータとし,抵抗係数 Co と直径比 k との関係を示したのが図2・13 である。 Co にもっとも大きな影響を与えるパラメータは k であり, k が 0.50 から 0.96 の範囲に対し,本測定では Co は約2 から最大 4500 までの値を取った。図のように,実用上

重要と考えられるk > 0.90に対して、 C_D の変化は急激である。図において、kが0に近づく



図 2・13 抵抗係数と直径比との関係

極限は、円管の中心速度に等しい一様流中 に、カプセルが存在する場合に相当すると 考えられる。一様流中のカプセルの抵抗係 数は、長さ比が3の場合0.86である⁽⁴²⁾。中 心速度を平均速度に換算して抵抗係数を修 正すれば、 $C_D = 1.34$ となる。この値は、 k = 0における本測定結果の外挿点にほぼ 等しい。

次に管径による差を見るため、2種類の レイノルズ数 $R_{ec} = 3 \times 10^{3}$ および 3×10^{4} に対し、各代表管内径 Dをパラメータと して、 C_{D} と k の関係を示したのが図2·14 である。 $\overline{D} = 100$ mm の場合、低レイノル ズ数における実験が困難であったため、 R_{ec} = 3×10^{3} における測定値が欠けている。 しかしながら図より判断して、 R_{ec} が等し



い場合, *C_D* は *D*に無関係で, *k* のみの関数であるといえる。すなわち, 発達 した管内乱流中に置かれた円筒形カプセルの抵抗係数は, カプセルの幾何学的 条件を同一にすれば, 一つのレイノルズ数のみによって決定される。

2・5 カプセルの干渉抵抗係数

前節で、カプセルの抵抗係数に相似性が成立することを確認した。本節では、 代表管内径 $\overline{D} = 50 \text{ mm}$ の管路を用いて測定された、相互干渉下にあるカプセ ルの抵抗係数 C_D' について考察する。図 2 · 15に測定結果を示す。縦軸には干 渉抵抗係数 C_D' と単一カプセルの抵抗係数 C_D との比 C_D'/C_D を、横軸にはカ プセル間距離 l_c をカプセルの外径 d で除した無次元距離 l_c/d を取っている。 図中の $l_c/d = 0$ の点は、計算によって求めた。すなわち、次章で説明 するように、 $l_c/d = 0$ の場合、下流側カプセルの前面部には、急縮 小による圧力変化が無くなるため、カプセル前後面に作用する圧力差は、

-25-



図 2·15 干涉抵抗係数

環状部で生ずる圧力損失による項のみとなる。したがって、カプセルの抵抗に 寄与する項は、この圧力差と側面のせん断応力である。この両者を次章で述べ る方法によって計算し、lc/d = 0の場合の抵抗係数を求めた。図より、いく ぶん測定値にばらつきは見られるが、直径比が大きいほど、干渉の及ぶ範囲は 小さいことがわかる。たとえば、直径比が比較的大きい場合、干渉による抵抗 係数の減少は、lc/d = 2以下で起こり、その変化は急激である。一方直径比 が小さい場合、とくにk = 0.50の場合では、抵抗係数の減少はlc/d = 3 - 4付近で生じ、他の結果に比してやや例外的である。ただし、相互干渉の及ぶ範 囲を、長さの絶対値lcで比較すれば、他のカプセルの場合と大差は無い。ま た図より、レイノルズ数の影響はほとんど見られない。さらに興味深いことは、 kが大きい場合、 $l_c/d = 1$ 付近で単一カプセルの抵抗係数よりも大きな値を示 している。同じ測定を繰り返したが、この傾向は変わらなかった。ただし、そ の増加量は高々数%程度であり、定量的にはそれほど大きくはない。

以上の結果より,実際の輸送では,カプセル外径の数倍程度離して輸送され ている限り,カプセルの抵抗係数は単一カプセルの場合と同じであると断定で きる。ただし,カプセル間距離がカプセル外径の2倍程度よりも小さくなれば、 前方のカプセルの抵抗係数が急激に減少するため,必ず衝突するともいえる。

2.6 結 論

あらかじめ詳細に内径を測定した3種類の大きさの管路を用いて,直径比お よびレイノルズ数を広範囲に変化させ,浮遊静止状態にある単一カプセルの抵 抗係数を測定した。また得られた結果から,抵抗係数の相似性について考察し た。さらに,相互干渉下にあるカプセルの抵抗係数を測定し,単一カプセルの 抵抗係数と比較することにより,干渉の及ぶ範囲およびその程度について実験 的に明らかにした。得られた結果を要約して以下に示す。

- (1) 直径比の影響は非常に大きく、とくに実用上意味のある k > 0.90に対して 抵抗係数の変化は急激である。
- (2) レイノルズ数が抵抗係数に及ぼす影響は比較的大きく、レイノルズ数の増加とともに、抵抗係数およびその変化の割合は減少する。この傾向は、直径比が大きいほど著しい。
- (3) カプセルの抵抗係数は、カプセルの幾何学的条件を同一にすれば、一つの レイノルズ数のみによって相似性が成立する。
- (4) 相互干渉が及ぶ範囲は、直径比が大きいほど小さく、実用上意味のある k
 >0.90に対して、干渉による抵抗係数の減少は、カプセル間距離がカプセル
 外径の約2倍よりも小さいところで起こる。

第3章 静止カプセル周辺の圧力分布 および抵抗係数の理論解析

3・1 まえがき

実際にカプセル輸送システムを設計する場合には,流体速度や個々のカプセ ルの走行速度を把握しておくだけでなく,管路全体の圧力損失の見積りも重要 である。管摩擦や曲がり部などでの流体による損失については,水力学の分野 で非常に詳しい研究が行われてきたが,カプセルの存在による付加圧力損失に ついては,十分明らかにされていない。Lazarus らは作動流体として水を用い て,カプセルが管内に完全に偏心して置かれている場合の,流れ方向静圧分布 の測定を行っている⁽²³⁾。しかしながら,作動流体とカプセルの密度差が非常に 大きい空気力カプセルでは,カプセルに車輪が取り付けられるため,カプセル は管とほぼ同心状態になるように設定される。したがって,彼らによって得ら れた結果を,そのまま空気力カプセルに適用することはできない。一方,物体 に働く流体抵抗は,一般に圧力抵抗と摩擦抵抗より成る。前章で,静止カプセ ルが受ける流体力を浮遊実験から求めたが,カプセル周辺の圧力分布を得るこ とができれば,両者の関係を詳しく知ることができ,これはそのままカプセル の抵抗係数を理論的に導く際の参考になる。

そこで本章では、円管軸と同心状に固定されたカプセル周辺の圧力分布の測 定結果を示し、カプセルの存在が管内流に及ぼす影響を、圧力分布の立場から 明らかにする。またこの結果を参考にして、静止カプセルの抵抗係数を与える 式の解析方法について述べる。本章では、2種類の形状のカプセルに対して、 実験および理論解析を行った。すなわち、前章の浮遊実験に用いられたカプセ ルと同じ形状の円筒形カプセルと、第6章で示す走行実験に用いたカプセルで ある。走行実験に用いたカプセルは、カプセル本体の両端に、本体よりもいく ぶん径の大きい受圧板を有する形状のものであり、また8個の車輪が取り付け られている。本章においては、便宜上前者を円筒形カプセル、後者を走行実験 用カプセルと呼び区別する。まず円筒形カプセルについては、代表管内径
$\bar{D} = 100 \, \text{mm}$ の管路を用いて,直径比k = 0.90および 0.67の2種類の大きさ のカプセルに対し,カプセル前後面上の圧力分布および管壁に沿った流れ方向 の静圧分布を測定し考察する。ただし,カプセル前後面上の圧力分布の測定は, $k = 0.90 \, \text{のカプセルについてのみ行われた。また,圧力抵抗と摩擦抵抗の値を$ 計算し,両者の比較を行い,さらに流れ方向の静圧分布から円筒形カプセルの抵抗係数を与える式を理論的に導く。走行実験用カプセルについては,第6章で示す走行管路の一部にカプセルを固定し,流れ方向の静圧分布のみを測定した。この結果を参考にして,走行実験用カプセルの抵抗係数および付加圧力損失を与えるための式を導く。測定に用いられたカプセルの直径比は,<math>k = 0.85, 0.90,0.93ならびに0.96の4種類である。

3・2 実験装置および方法

まず,円筒形カプセルについて説明する。直径比 k=0.90の場合の,円管と 固定カプセルの一体模型を図 3・1 に示す。図(a)は装置全体の概略, 図(b)はカ プセル周辺の詳細である。この模型はすべてアクリルでできている。管内径は D = 99.7 mm, カプセル外径はd = 90.1 mm, カプセル長さはl = 270 mmで, 直径比k = 0.90, 長さ比m = 3.0となっている。カプセルは, 厚さ0.5 mm, 幅10mmの亜鉛引鉄板を,カプセル端面から30mmの位置に,カプセル側面 と円管壁に対し串ざし状に2本通すことによって、円管に固定されている。カ プセル前後面上の圧力分布を測定するため,図(b)に示されているように,カプ セルの片側の端面に、中心から半径方向に 9 mm 間隔で 5 点 静圧孔が設けられ ている。カプセル側面には、カプセル内から円管の外まで、外径1 mm, 内径 0.7 mmのステンレスパイプが5本通されており,カプセル端面上の静圧孔とこ のステンレスパイプは、カプセル内でビニルチューブによって連結されている。 したがって、カプセル端面上の圧力は、流れをほとんど妨げることなく、円管 の外側へ導かれるようになっている。流れ方向の静圧分布を測定するため、図 (a)に示したように、円管内壁に多数の静圧孔を設けた。すなわち、カプセル上 流側に11点,下流側に12点,カプセル固定位置に12点である。静圧孔の間

-29-



図 3・1 円管と固定カプセルの一体模型(k=0.90)

隔は、図(b)のようにカプセル端面付近では比較的細かい。カプセル側面上には、 静圧孔は設けられていないが、同心の環状流で直径比が比較的大きい場合、カ プセルと管内壁間はほぼ平行流であるとみなすことができるので、管内壁上と カプセル側面上の静圧は等しいと考えた。カプセル固定位置では、静圧孔は周 方向に4点設けられている。これは、カプセルが円管に対し、同心状に固定さ れていることを検定するためである。とくに本装置のように、管とカプセルの すき間が5 mm程度と非常に狭い場合、微小な取り付け誤差が結果に大きく影響

x mm	周 方 向 静 圧(ゲ-ジ圧) Pa				
2 0	2.11×10 ³	2.04×10^{8}	2.15×10^{3}	-	
110	1.50×10^{8}	$1.5 2 \times 10^{8}$	1.4 9×1 0 ³	$1.5 \ 0 \times 1 \ 0^{3}$	
250	3.10×10^{2}	3.38×10^{2}	3.06×10^{2}	$3.2 4 \times 10^{2}$	

表 3・1 周方向静圧の検定結果

する。表3・1に,カプセル前面から管 軸方向距離 x = 20, 110, 250 mm の3点に対する検定結果を示す。表より, いずれの測定位置においても,周方向の 静圧はほぼ同じ値を示しており、カプセ ルが円管に対して同心状に固定されてい ることが確認された。したがって,実際 の測定においては,周方向の3点を閉鎖 し, 残り1点からの静圧を, その位置で の代表値とした。直径比 k = 0.67 の場 合の,円管と固定カプセルの一体模型を 図 3 · 2 に示す。装置全体の概略につい ては,図3・1(a)とほぼ同じであるの で省略する。 この模型もすべてアク リルでできている。 管内径 D=99.0 mm, カプセル外径 d = 66.0 mm, カプ セル長さl = 198 mmで,直径比k =0.67,長さ比m = 3.0となっている。カプ



図3・2 円管とカプセルの 一体模型(k=0.67)

-31-

セルの固定方法は、k = 0.90の場合と同様に、2本の亜鉛引鉄板を用いた。 ただし,カプセル端面から15mmの位置に通されている。図のように,k=0.67 の場合,カプセル端面上には静圧孔が設けられていない。これは以下の理由に よる。すなわち,まず k=0.90の模型を用いて測定を行ったところ,後述する ように,カプセル前後面上の圧力分布は非常にゆるやかで,また流れ方向の静 圧分布から,この値を予測し得ることが明らかにされた。k=0.67の場合,k = 0.90に比して,明らかに流れの変化は緩慢であると予想されるため,流れ方 向の静圧分布を測定するのみで十分であると考えた。また k=0.67の場合,カ プセルが比較的小さいため,装置製作の際に,カプセル端面上に静圧孔を設け ることが困難であった。以上のことから、端面上には静圧孔が設けられていな い。流れ方向については、カプセル上流側に10点、下流側に11点、カプセル 固定位置に11点静圧孔を設けた。本装置においても,カプセルと管内壁間は平 行流であると考え,円管内壁に静圧孔が設けられている。また,k=0.90の場 合に比して、カプセルを円管に対し同心状に固定することが容易であり、その うえ微小な取り付け誤差も結果にそれほど影響しない。そこで、円管内壁の静 圧孔は,カプセル固定位置においても周方向に1点のみとした。

上述した 2 本の一体模型は、前章図 2・3 で示した代表管内径 \bar{D} =100mmの 管路の固定カプセル挿入部⑨に、スリーブで固定される。直径比 k=0.90にお けるカプセル端面上の圧力分布については、まずカプセル前面上の圧力を測定 した後、一体模型の上下の向きを逆にして、再び管路に取り付け、同一実験条 件のもとで後面上の測定を行った。圧力の測定には、ゲッチンゲン型マノメー タと多管式マノメータを併用した。実験は流速を4段階に変化させ、k=0.90 の場合、 \bar{U} = 2.80、5.37、8.08、10.8 m/s、 R_{ec} =1.63、3.09、4.61、6.18 ×10⁴、k=0.67の場合、 \bar{U} = 4.06、7.84、11.7、15.6 m/s、 R_{ec} =1.65、 3.09、4.60、6.13×10⁴ について行われた。

次に,走行実験用カプセルについて述べる。図3・3(a)に装置の概略を,同図 (b)に詳細を示す。円管はアクリル製で,内径 D=125.6 mmである。管内のカプ セルには,第6章図6・4で示す走行実験用カプセルを用いた。図のように,







詳 細 (b)

図3・3 走行実験用カプセルの静圧分布測定装置

管内部にはカプセル後面部の位置に,外径10mmのアクリル製丸棒が固定され ており、これによってカプセルの運動は阻止される。静圧孔は、カプセル上流側 に9点,下流側に11点,カプセル固定位置に21点設けられている。カプセル固定 位置においては、周方向に4点設けられているが、これは前述した偏心の影響 ならびにカプセルに取り付けられている車輪の影響による、周方向の静圧差を 平均化するためである。図3・3に示された装置は、第6章図6・1におけるフ レキシブルチューブ(2)および V バンド継手(3)を取りはずし,この部分に挿入さ れスリ-ブで固定される。圧力測定には、前述した円筒形カプセルの場合と同 様、ゲッチンゲン型マノメータと多管式マノメータを用いた。実験は、直径比 を4段階に変化させ、各々の直径比に対し、2種類の流速について行われた。

k=0.85の場合, $\overline{U}=2.46$, 6.68 m/s, $R_{ec}=1.70$, 4.53×10⁴, k=0.90の場合, $\overline{U}=2.39$, 7.88 m/s, $R_{ec}=1.70$, 5.58×10⁴, k=0.93の場合, $\overline{U}=2.50$, 6.70 m/s, $R_{ec}=1.79$, 4.81×10⁴, k=0.96の場合, $\overline{U}=2.49$, 5.87 m/s, $R_{ec}=1.86$, 4.20×10⁴ である。

3・3 円筒形カプセル

3・3・1 流れ方向静圧分布

直径比k=0.90および0.67の場合の,管壁に沿って測定した流れ方向の静 圧分布を,それぞれ図 $3\cdot4$ ならびに図 $3\cdot5$ に示す。両図ともに,横軸にはカ プセル前面から管軸方向の距離xをカプセル外径dで無次元化した値を,縦軸 にはカプセル上流側の静圧piを基準として動圧 $\rho \overline{U^2}/2$ で除した値を取ってい る。また図中の2本の縦線は,カプセルの存在範囲を示す。図より,管内流中 の静止カプセルの存在は,前面で急縮小流れ,後面で急拡大流れ,その中間は 環状流とみなせる流れ場を作っている。したがって,静圧はカプセル上流側で はカプセル前面の非常に近い位置までほぼ一定であるが,縮流を伴う前面付近 で急激に低下し,その後いくぶん回復した後,ほぼ一定勾配で減少している。 カプセル後面を過ぎた後,静圧は増加するが拡大損失のため,前面での変化量 に比べると少ない。また静圧はただちに回復せず,しばらく降下を続ける傾向



図 3・4 流れ方向静圧分布(k=0.90)

-34 -



図 3 · 5 流れ方向静圧分布(k=0.67)

を示している。これは、カプセル後面直後では、流れが壁面噴流となっており、 壁面付近の静圧が減少しているためである。上述した傾向は、直径比やレイノ ルズ数によっても変化しないことがわかる。とくに同一直径比においては、縮 流部の流れ方向の長さや、カプセル後面から静圧が回復するまでの距離につい ても、レイノルズ数に無関係でほぼ一定である。たとえば直径比k=0.90の場 合、縮流部の長さは約0.2d、静圧が回復するまでの距離は2d~3dであり、k= 0.67の場合、縮流部の長さはk=0.90の場合に比して大きく約1d、静圧が 回復するまでの距離はk=0.90とほぼ同じで2d~3dとなっている。

上述したように,カプセル周辺の流れ場を,カプセル前面部,環状流部およ びカプセル後面部の3者に分けることができる。そこで,個々の流れ場におけ る静圧変化を解析し,実験値と比較する。

まずカプセル前面部においては,断面積変化による静圧変化と急縮小損失の 和から成っていると考えられる。前者を *Δp*,後者を *p*₁ とする。 *Δp*について は、ベルヌ – イの式を用いて

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} (u^2 - \bar{U}^2)$$
 (3.1)

となる。ただし, uは管とカプセルのすき間の平均流速である。連続の条件から, uは

$$u = \frac{1}{1 - k^2} \overline{U} \tag{3.2}$$

と表される。式(3・2)を式(3・1)へ代入すれば

$$\Delta p = \left\{ \frac{1}{(1-k^2)^2} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2$$
 (3.3)

を得る。一方急縮小損失 p1 を

$$p_1 = \frac{\zeta}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2$$
 (3.4)

と表し、**ζ**には Weisbach による値⁽⁴³⁾を適用する。式(3・3)および式(3・4) によって算出された値を図3・4,3・5に示す。図から明らかなように、いず れの直径比の場合も、計算値と実験値とはほぼ一致していることがわかる。

次に、環状流部における圧力降下について考察する。比較的直径比の大きな カプセルの場合、環状流は二次元平行平板間の流れと大差は無い。また、二次 元流れとして扱うことができれば、解析を進める場合便利である。そこで、本 実験のすき間の流れと比較的レイノルズ数の近い範囲でなされた二次元平行平 板間の流れの結果と比較する。Patel と Head は $R_{eH} = uH/\nu < 10^4$ の乱流に 対して

$$C_f = 0.0376 R_{eH}^{-1/6}$$
(3.5)

を与えている⁽⁴⁴⁾。ただし,*H*およびuはそれぞれ平行平板間の距離および平均 流速である。ところで C_f は

$$\tau_w = C_f \frac{\rho}{2} u^2 \tag{3.6}$$

で定義される摩擦係数である。*w* は壁面でのせん断応力であり,二次元流の場

-36 -

合, 圧力勾配 △p'/l と

$$\tau_w = \frac{H}{2} \frac{\Delta p'}{l} \tag{3.7}$$

の関係にある。そこで,カプセルと管のすき間の距離(D-d)/2をH に対応 させ,式(3・5)~(3・7)を用いて整理すれば

$$\Delta p' / (x/d) = \frac{0.150k}{(1-k)(1-k^2)^2} R_{eH}^{-1/6} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \qquad (3\cdot8)$$

となる。レイノルズ数 R_{eH} と R_{ec} の関係は

$$R_{eH} = \frac{1}{2 k (1+k)} R_{ec} \qquad (3 \cdot 9)$$

で与えられる。式(3・8)および式(3・9)より計算した圧力勾配を,図3・4 ならびに図3・5に斜線で示す。図3・4より,直径比k = 0.90の場合,実験 値と計算値は十分一致していることがわかる。図3・5におけるk = 0.67の場 合には,縮流部の割合が比較的大きいため,すき間の前半部についての比較は 困難であるが,後半部のみについて検討すれば両者はほぼ一致している。以上 のことから,k = 0.90のみでなくk = 0.67のように比較的小さな直径比の場合 にも,カプセルと管のすき間を二次元平行平板間の流れとして取り扱うことが できる。

最後に、カプセル後面部における静圧変化について考察する。カプセル後面 部では、流路面積の拡大による静圧増加と急拡大損失の和から成っている。前 者は式(3・3)で与えられる。後者を p_2 とすれば、Borda – Carnot の公式よ り

$$p_{2} = \left(\frac{k^{2}}{1-k^{2}}\right)^{2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^{2}$$
(3.10)

と表される⁽⁴⁵⁾。 カプセル後面部における測定値および式(3・3)から,急拡 大損失 *p*2 を求めて図 3・6 ならびに図 3・7 に示す。図中の直線は,式(3・10) によって求めた値である。図より,いずれの直径比についても,実験値と計算 値はよく一致していることがわかる。

以上の結果から, 流れ方 向の静圧分布に関しては, 簡単な解析で十分予測し得 ることが明らかにされた。 とくに注目すべき点は、急 縮小および急拡大損失の見 **者**り
に 、
流
れ
の
変
化
が
幾
何 学的にはまったく異なる断 面積が急変する円管の場合 の結果を用いたにもかかわ らず,計算値と実験値に満 足な一致が得られたことで ある。以上の諸式を用いれ ば,カプセルの存在によっ て生ずる付加圧力損失を, 比較的簡単に見積ることが できる。



図 3 · 7 急拡大損失(k=0.67)

3・3・2 カプセル前後面上圧カ分布

前述したように、カプセル前後面上の圧力分布の測定は、直径比k=0.900場合についてのみ行われた。図 $3\cdot8$ に測定結果を示す。 横軸にはカプセル中 心からの無次元距離2r/dを、縦軸にはカプセル後面上の中心における圧力 p'_3 を基準として、動圧 $p\overline{U}^2/2$ で無次元化した値を取っている。 カプセル後面上 の圧力分布については、4種類のレイノルズ数 R_{ec} に対してほぼ同じ値を取っ たので、 $R_{ec}=1.63\times10^4$ の場合を代表値として示した。図中2r/d=1.0に おける測定点は、すき間の入口および出口での管内壁における静圧である。ま た水平直線は、カプセル上流側の全圧を示す。図のように、前面および後面上 の圧力分布は、レイノルズ数にかかわらず半径方向にゆるやかに変化している

が, 近似的にはほぼ一定とみなす ことができる。すなわち、カプセ ル前面上の圧力は上流側全圧,後 面上はカプセルと管のすき間出口 での円管内壁における静圧と等し いと考えてよい。また、レイノル ズ数の増加とともに、カプセル前 面上の圧力は減少し、しかも差が 小さくなっている。これは, カプ セル後面上の圧力がいずれのレイ ノルズ数の場合も、ほぼ同じ値で あることを考慮すれば, レイノル ズ数の増加とともに抵抗係数 CD および Cp の変化の割合が減少する という前章で得られた結果に対応 するといえる。



図 3 · 8 前後面上圧力分布

3・3・3 カプセルに働く流体抵抗および抵抗係数の計算

前項までにおいてカプセル周辺の圧力分布が得られたが、これらの結果を用いると、カプセルの抵抗係数が求まるだけでなく、カプセルに働く流体抵抗について考察することができる。すなわち、カプセルに働く流体抵抗を F_c とすれば、 F_c はカプセル前後面間の圧力差による圧力抵抗 F_p と、カプセル側面に働くせん断応力による摩擦抵抗 F_c の和として、

$$F_c = F_p + F_\tau \tag{3.11}$$

と表される。ここで、 F_{p} および F_{τ} はそれぞれ

$$F_{p} = 2\pi \int_{0}^{d/2} r (p_{f} - p_{r}) dr \qquad (3 \cdot 12)$$

 $F_{\tau} = \tau_w \pi d l \qquad (3 \cdot 13)$

-39-

で与えられる。ただし,式(3・12) における($p_f - p_r$)はカプセル 前面と後面の圧力差であり,式 (3・13)における τ_w は壁面で のせん断応力で,式(3・7)か らすき間の圧力勾配より求まる。 直径比k = 0.90の場合には,カ

プセル前後面間の圧力差($p_f - p_r$)が実測されているので、 図 3・8 に示された圧力分 布を 積分することによって圧力抵抗 F_p が得られる。摩擦抵抗 F_r は、 図 3・4 および式(3・7), (3・13)から計算される。表 3・2 に, k=0.90の場合の計 算結果を示す。表より,圧力抵 抗 F_p は摩擦抵抗 F_r の 21~24

表 3 · 2 流体抵抗值(k=0.90)

Re c	1.6 3 ^{×10⁴}	3.09	4.61	6.18
Fp N	2.13	6.70	14.5	26.2
$F_{ au}$ N	0.100	0.283	0.619	1.12
F_{p} / F_{τ}	2 1.3	23.7	23.4	2 3.6



〔○:圧力分布,△:浮遊実験〕

倍で、 F_r はほとんど無視できる大きさであることがわかる。 ただし、すき間の摩擦抵抗による流れ方向の圧力降下は、カプセル前後面間の圧力差に加えられるので、間接的にはすき間の摩擦の寄与は大きい。たとえば本実験の場合、 k=0.90においては前後差圧の約40~50%は、図3・4から明らかなようにすき間の圧力降下からきている。カプセルが長くなれば、この圧力降下の果たす役割はいっそう大きくなることはいうまでもない。表3・2に示した F_p および F_r の値を、式(3・11)ならびに式(2・5)に代入して抵抗係数 C_D を求めた。図3・9に結果を示す。図には、浮遊実験から得られた C_D の値も示されている。図のように、両者は完全に一致しており、浮遊実験による測定結果が正しいことが確認される。

直径比 k=0.67の場合,カプセル前後面上の圧力分布が測定されていないた

-40 -

め, *k*=0.90の場合のように式 (3・12)を用いて圧力抵抗F_b を正確に求めることはできない。 しかしながら前項で明らかにさ れたように、カプセル前面上の 圧力は上流側全圧,後面上はカ プセルと管のすき間出口での円 管内壁における静圧と等しいと 近似できる。この結果はk=0.90 の場合に得られたが, k=0.67 の場合にもこの関係が適用でき ると仮定すれば,流れ方向静圧 分布から, 圧力抵抗 Fp が求ま る。摩擦抵抗 F_{τ} の計算につい ては, k=0.90の場合と同様で ある。図3・5から求めたFoと F_{τ} の値を表 3・3 に示す。表よ

表 3 · 3 流体抵抗值(k=0.67)

Rec	1.65 ^{×104}	3.09	4.60	6.13
F_p N	0.159	0.554	1.23	2.1 5
F_{τ} N	0.0107	0.0356	0.0738	0.125
F_{p} / F_{τ}	1 4.9	1 5.6	1 6.6	17.1





り、 F_{p}/F_{τ} は約15~17の値を取り、k=0.90の場合に比べるといくぶん小 さいが、やはり F_{τ} はほぼ無視できる大きさであることがわかる。また、 F_{τ} の 間接的な寄与は前後差圧の約12~14%で、k=0.90の場合に比べると1/4程 度になっている。つまり、カプセルに働く全流体抵抗に対する摩擦抵抗の割合 は、k=0.90と0.67の間にそれほど大差は見られないが、摩擦によって生ず るすき間の圧力損失が占める割合については、k=0.90の方が0.67の場合に 比してかなり大きい。これは、式(3・7)において τ_{w} がほぼ一定であるとす れば、圧力勾配 $\Delta p'/l$ は管とカプセルのすき間が小さいほど大きくなるとい うことに他ならない。k=0.90の場合と同様に、表3・3から抵抗係数 C_D を求 め図3・10に示す。図のように、圧力分布から求めた値は浮遊実験値よりもい くぶん大きい。これは、カプセル前面上の圧力をカプセル上流側の全圧に等し く一定と置いたためである。つまり図3・8から明らかなように,圧力分布は正 確にはカプセル中心から半径方向にゆるやかに降下しており,この降下分を考 慮に入れていないため,図3・10に示された差が生じたと考えられる。ただし, 前章で明らかにされたように,直径比のわずかな変化で,抵抗係数に数倍程度 の差が生じることを考えれば,この差は小さいといえる。したがって,流れ方 向の静圧分布からカプセルの抵抗係数を見積ることができる。以上の手法は, そのまま抵抗係数を解析的に求める手順となる。次項でその解析について述べ る。

3・3・4 抵抗係数の理論解析

静止カプセルの抵抗係数を与える式を導くにあたり,次のような仮定を置く。 (1) 流れは非圧縮性である。

- (2) 急縮小の損失に対しては、Weisbachの結果を適用する。
- (3) カプセルと管のすき間の流れは十分発達しており,摩擦に関しては平行平 板間の場合の結果を適用する。
- (4) カプセル上流側の圧力損失は無視する。

図 3・11 に,カプセルまわ りの流れおよび上の仮定に基 づく流れ方向静圧分布を模式 的に示す。式(2・5)および 式(3・11)より,抵抗係数 *Cn*は

$$C_D = \frac{F_p + F_\tau}{A \left(\rho \, \overline{U}^2 \, / \, 2 \right)}$$

$$(3 \cdot 14)$$

と表される。ここで、圧力



図 3・11 流れ方向静圧分布の模式図 (円筒形カプセル)

抵抗 F_{p} と摩擦抵抗 F_{τ} について個々に考察する。

(i) 圧力抵抗 F_b

カプセル前後面上の圧力分布の測定結果より、カプセル前面上での圧力はカ プセル上流側での全圧に、またカプセル後面上での圧力はカプセルと管のすき 間出口の静圧に等しいことが明らかにされた。したがって、図3・11より圧力 抵抗 *F*_p は

 $F_{p} = (p_{01} - p_{3}) A \qquad (3 \cdot 15)$

となる。ここで図3・11を参考にすれば,圧力差(**p**₀₁-**b**₃)は

$$p_{01} - p_3 = \frac{\rho}{2} \, \overline{U}^2 + \varDelta \, p + p_1 + \varDelta \, p' \qquad (3 \cdot 16)$$

と表される。式(3・16)における右辺第2項は、断面積変化による静圧変化で、式(3・3)で与えられる。また、右辺第3項は急縮小損失を示し、式(3・4)で表され、第4項は管とカプセルのすき間における圧力降下である。 カプセル側面に働く摩擦応力 τ_w は式(3・6)で与えられるが、式(3・2)を用いてuを消去すれば

$$\tau_w = \frac{C_f}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \tag{3.17}$$

となる。ここで、カプセルと管のすき間の流れを平行平板間の流れで近似し、 式(3・7)におけるHを(D-d)/2 と置けば

$$\tau_w = \frac{D-d}{4} \frac{\Delta p'}{l} \tag{3.18}$$

と表される。式(3・17)および式(3・18)より、 τ_w を消去して整理すれば

$$\Delta p' = \frac{4 C_f km}{(1-k) (1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \qquad (3 \cdot 19)$$

が得られる。ただし, mは長さ比 *l* / *d* である。したがって,式(3·15),(3·16), (3·3),(3·4)および式(3·19)より,圧力抵抗 *F*_pは

$$F_{p} = \left\{ 1 + \zeta + 4 C_{f} k m / (1 - k) \right\} / (1 - k^{2})^{2} \left\{ \frac{\rho}{2} \overline{U}^{2} A (3 \cdot 20) \right\}$$

で与えられる。

(jj) 摩擦抵抗 F_τ

摩擦抵抗 F. は,式(3・13)で表される。 式(3・17)を式(3・13)へ 代入すれば

$$F_{\tau} = \frac{4 C_f m}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 A \qquad (3 \cdot 21)$$

が得られる。

したがって,抵抗係数*CD*は式(3・20)および式(3・21)を式(3・14) へ代入して



$$C_D = \{ 1 + \zeta + 4 C_f m / (1 - k) \} / (1 - k^2)^2$$
(3.22)

と表される。ただし、上式の ζ に対してはWeisbachによる値を適用し、 C_f については二次元平行平板間の流れに対して得られた式(3・5)を用いればよい。参考のため、 ζ を与える式を以下に示す。

$$\zeta = \left(\frac{1}{C_a} - 1\right)^2 \tag{3.23}$$

$$C_a = 0.582 + 0.0418 / (1.1 - \sqrt{1 - k^2}) \qquad (3 \cdot 24)$$

式(3・22)によって計算した結果を図3・9,3・10および図3・12 に示 す。図3・9,3・10は、それぞれ直径比k = 0.90および0.67の場合の、抵抗 係数 C_D とレイノルズ数 R_{ec} との関係を、図3・12は $R_{ec}=3\times10^3$ および3× 10⁴における C_D とkとの関係を示す。図3・12におけるプロットは、前章の 浮遊実験で得られた値である。図3・12のように C_D を対数目盛りで見る限りは、 計算値と実験値は十分一致していることがわかる。図3・9および図3・10 で は、計算値と実験値との間にわずかな差が見られる。これは、カプセル前面上 の圧力を一定と仮定し、またカプセルと管のすき間入口における縮流部の損失 を無視したためである。しかしながら、これらを考慮することによって式を複 雑にするよりも、図3・12に示されている程度の精度を有していれば、式(3・22) のように単純な表現方法の方が工学的には有用であると考えられる。

本研究では、長さ比mの値を変えた実験を行っていないが、式(3・22)を 用いれば、mの影響を見ることができる。一例として、直径比k=0.90の場合 の計算結果を図3・13に示す。環状部の流れの助走区間が問題となるような極 端に短いカプセルでは、長さ比mの影響は複雑かもしれないが、カプセルがあ る程度以上長い場合、図のようにmは単に抵抗係数Cpがmに比例して増加す る影響しかもたないことがわかる。

3・4 走行実験用カプセル

前節では、円筒形カプセル周辺の圧力分布を測定し、流れ方向の静圧分布を

参考にすることによって、実験値と満足に一致する抵抗係数の計算式が導かれ た。第6章でカプセルを実際に走行させることにより、走行状態にあるカプセ ルの抵抗係数が求まる。したがって、静止および走行カプセルの抵抗係数の相 違が定量的に明らかにされ、これによって静止カプセルに対して得られたデー タの適応性について考察することができる。しかしながら本章の第1節で述べ たように、走行実験に用いられたカプセルは、完全な円筒形でなく、しかも車 輪を有する。このため、静止カプセルの抵抗係数として、前節で得られた式 (3・22)を用いることはできない。したがって、走行実験用カプセルが静止 状態にある場合の抵抗係数を求める必要がある。また第8章で示すように、カ プセルの走行特性を理論的に解析するためには、抵抗係数および付加圧力損失を 与えるための計算式をあらかじめ求めておけば便利である。そこで本節では、 前節にならい走行実験用カプセルの流れ方向静圧分布を測定することにより、 このカプセルの抵抗係数ならびにカプセルの存在による付加圧力損失を与える 式を導く。

3・4・1 流れ方向静圧分布

前節で測定された流れ 方向の静圧分布から,カ プセル周辺の流れは急縮 小,急拡大および環状部 から成っていることが明 らかにされた。この結果 に基づき,第6章図6・4 に示される走行実験用カ プセルの流れ方向静圧分 布を推測して,図3・14 に模式的に示す。以下に は,カプセル前面部,環



図 3・14 流れ方向静圧分布の模式図 (走行実験用カプセル)

-46-

状部および後面部に分けて説明を行う。図より,カプセル前面部での圧力変化 は,管断面積 A_p から,管と受圧板のすき間の面積 ($A_p - A$)に至る流路面積の 急縮小による静圧変化と,($A_p - A$)の面積から,管とカプセル本体のすき間 の面積 ($A_p - A_1$)に至る流路面積の急拡大による静圧変化から成っていると 考えられる。カプセル前面部での急縮小損失,急拡大損失をそれぞれ $p_{1,f}$, $p_{2,f}$ とし,面積変化による静圧変化を Δp_1 および Δp_2 と表せば,前面部に おける個々の静圧変化はそれぞれ

$$p_{1,f} = \frac{\zeta_{1,f}}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \qquad (3 \cdot 25)$$

$$p_{2,f} = \frac{\zeta_{2,f}}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \qquad (3 \cdot 26)$$

$$\Delta p_1 = \left\{ \frac{1}{(1-k^2)^2} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2$$
 (3.27)

$$\Delta p_{2} = \left\{ \frac{1}{(1-k^{2})^{2}} - \frac{1}{(1-k^{2})^{2}} \right\} \frac{\rho}{2} \overline{U}^{2} \qquad (3 \cdot 28)$$

で与えられる。ただし,式(3・25),(3・26)において, $\zeta_{1,f}$ にはWeisbach による値を⁽⁴³⁾, $\zeta_{2,f}$ にはBorda – Carnotの式⁽⁴⁵⁾を適用する。また式(3・28) における k_1 は,カプセル本体と管の直径比であり, Δp_2 は管と受圧板のすき 間と管とカプセル本体のすき間に対してベルヌーイの式と連続の式を用いるこ とによって簡単に得られる。管とカプセル本体のすき間については,前節と同 様に,二次元平行平板間の流れで近似する。すき間の圧力勾配を $\Delta p'/l$ とす れば

$$\frac{\Delta p'}{l} = \frac{2 C_f}{H (1 - k_1^2)^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \qquad (3 \cdot 29)$$

と表される。ただし、Hはすき間の距離であり、 C_f は式(3・5)で与えられる摩擦係数である。カプセル後面部においては、前面部での縮小と拡大の変化が逆に対応することを考慮すればよい。ただし、急縮小および急拡大損失については、式(3・25)、(3・26)における添字fをrに変更する。



(a)
$$k = 0.85$$





$$\begin{array}{c} x/d \\ -2 & -1 & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ 0 & & & & & \\ -50 & & & & & \\ -50 & & & & & \\ \hline & & & & \\ -50 & & & & & \\ \hline & & & & \\ -50 & & & & \\ \hline & & & & \\ -100 & & & & \\ -150 & & & & \\ -150 & & & & \\ -200 & & & & \\ -200 & & & & \\ \end{array}$$



(b)
$$k = 0.90$$

(c) k = 0.93

(d) k = 0.96

図 3・15 流れ方向 静圧分布

-48-

図 3・15 に,流れ方向静圧分布の実験値と,式(3・25)~(3・29)から計 算した値を併記する。横軸には,カプセル前面での位置を基準とした無次元距 離 x/dを,縦軸には,カプセル前方における静圧 p_1 を基準として,動圧 $\rho \overline{U}^2/2$ で除した値を取っている。図中の記号 $H_{i,f}$, $H_{i,r}$ (i=1, 2)は,それぞれ

$$H_{i,f} = \frac{p_{i,f}}{\rho \overline{U}^2 / 2} \tag{3.30}$$

$$H_{i,r} = \frac{p_{i,r}}{\rho \, \overline{U}^2 / 2} \tag{3.31}$$

である。図において,実験値は2種類のレイノルズ数について示してある。一 方,計算値にはレイノルズ数による差がほとんど生じなかった。このため,レ イノルズ数の小さい場合についてのみ示されている。いずれの図においても, 計算値は実験値に比して静圧変化が小さい。個々の静圧変化について両者を詳 細に比較したところ,急拡大損失 *p*2,*f*, *p*2,*r* に差が見られた。これは以下の 理由によるものと考えられる。すなわち,急縮小部では流れは角を曲がるため 一般に渦が生じ,急縮小部の流れは実際の面積より狭いところを通過する。走 行実験用カプセルの受圧板付近のように,急拡大部がこの急縮小部に近い場合, 渦によって狭まった流路に近い位置から流れが拡大すると考えられるので,拡 大の割合が幾何学的な割合よりも

大きくなる。従来,このような流 れ場の圧力分布に関する研究はな されておらず,また参考にすべき 理論式や実験式なども見当たらな い。そこで図3・15に示した実験 値から,みかけの拡大の割合を見 積ることにする。すなわち,前面 部および後面部に対して,それぞ れ仮想直径比 k'=d'/D, k"=d'/D を定義する。d', d"は受圧板の仮



-49-

想直径である。たとえば, k' は図 3 ・15 におけるカプセル前面の受圧板位置 と, 縮流によって静圧が極小値を取る位置に対して, ベルヌ – イの式と連続の 式を用いることによって求まる。 k" についても同様にして得ることができる。 図 3・16 に, 仮想直径比 k' および k" と, 直径比 k との関係を示す。 図のよ うに, 前面部の方が後面部に比して縮流は大きく, また k が大きいほど縮流の 割合は小さいことがわかる。実験値を, 図中の 2 直線

$$k' / k = -4.18 \times 10^{-1} k + 1.40$$
 (3.32)

$$k'' / k = -1.95 \times 10^{-1} k + 1.19 \qquad (3 \cdot 33)$$

で近似する。したがって,式(3・26)で表された急拡大損失 p2.fは

$$p_{2,f} = \frac{\zeta'_{2,f}}{\{1 - k^2 (1.40 - 4.18 \times 10^{-1} k)^2\}^2} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 \qquad (3 \cdot 34)$$

と変更される。ただし、 $\zeta'_{2,f}$ は式(3・32)によって得られる仮想直径比k'を, Borda – Carnot の式に用いた場合の急拡大損失係数である。 $p_{2,r}$ についても同様にして

$$p_{2,r} = \frac{\zeta_{2,r}^{"}}{\{1-k^2 (1.19-1.95\times 10^{-1} k)^2\}^2 \frac{\rho}{2} \overline{U}^2} \qquad (3\cdot 35)$$

と表される。

3・4・2 抵抗係数の理論解析

前節で述べたように、カプセルに働く流体抵抗 F_c は、カプセルの前後差圧に よる圧力抵抗 F_p と、カプセルの側面に働く摩擦抵抗 F_r から成り、式(3・11) で表される。しかしながら走行実験に用いたカプセルは、本体部分の直径が 比較的小さいため、 F_r は F_p に比して無視できる。そこで式(3・11)より

$$F_c = F_b \tag{3.36}$$

と近似し得る。式(3・15)および式(3・36)より

$$F_{c} = (p_{01} - p_{3}) A \qquad (3 \cdot 37)$$

となる。ところで静圧 p_3 は、カプセル後面部の受圧板上の圧力であるため、 後面部における縮流を考慮した値でなければならない。したがって、カプセル の前後差圧から F_p を求める場合には、図 3・14における後面部で、静圧変化 Δp_2 に仮想直径比k"を用いる必要がある。そこでこの静圧変化を Δp_2^* とす れば、 Δp_2^* は式(3・28)においてk = k"を代入すれば得られる。以上のこ とを考慮すれば、図 3・14より圧力差($p_{01} - p_3$)は

$$p_{01} - p_{3} = \frac{\rho}{2} \overline{U}^{2} + \varDelta p_{1} + p_{1,f} - \varDelta p_{2} + p_{2,f} + \varDelta p' + \varDelta p_{2}^{*} + p_{1,r}$$

$$(3 \cdot 38)$$

と表される。 式(3・25), (3・27)~(3・29)および式(3・34) を式 (3・38)へ代入して整理すれば

$$p_{01} - p_{3} = \left[\frac{\zeta_{1,f} + \zeta_{1,r}}{(1-k^{2})^{2}} + \frac{2C_{f}l}{H(1-k^{2})^{2}} + \frac{\zeta_{2,f}}{(1-k^{2}(1.40-4.18\times10^{-1}k)^{2})^{2}} + \frac{1}{(1-k^{2}(1.40-4.18\times10^{-1}k)^{2})^{2}} + \frac{1}{(1-k^{2}(1.19-1.95\times10^{-1}k)^{2})^{2}} \right] \frac{\rho}{2} \overline{U}^{2} \qquad (3\cdot39)$$

を得る。式(3・39)を式(3・37)へ代入し,前章式(2・5)の抵抗係数 C_Dの定義式を用いれば,抵抗係数 C_Dは

$$C_{D} = \frac{\zeta_{1,f} + \zeta_{1,r}}{(1-k^{2})^{2}} + \frac{2C_{f}l}{H((1-k_{1}^{2})^{2}} + \frac{\zeta_{2,f}}{\{1-k^{2}(1.40-4.18\times10^{-1}k)^{2}\}^{2}} + \frac{1}{\{1-k^{2}(1.40-4.18\times10^{-1}k)^{2}\}^{2}} + \frac{1}{\{1-k^{2}(1.19-1.95\times10^{-1}k)^{2}\}^{2}}$$
(3.40)

と表される。一方,カプセルの存在による付加圧力損失を Δp_c とすれば, 図 3・1 4 より Δp_c は,

$$\Delta p_{c} = \Delta p_{1} + p_{1,f} - \Delta p_{2} + p_{2,f} + \Delta p' + \Delta p_{2} + p_{1,r} - \Delta p_{1} + p_{2,r}$$

= $p_{1,f} + p_{2,f} + \Delta p' + p_{1,r} + p_{2,r}$ (3 · 41)

である。式(3・41)に式(3・25),(3・29),(3・34)および式(3・35) を代入すれば

$$\Delta p_{c} = \left[\frac{\zeta_{1,f} + \zeta_{1,r}}{(1-k^{2})^{2}} + \frac{2C_{f}l}{H(1-k^{2})^{2}} + \frac{\zeta_{2,f}}{\{1-k^{2}(1.40-4.18\times10^{-1}k)^{2}\}^{2}} \right]$$

$$+\frac{\zeta_{2,r}^{"}}{\left\{1-k^{2}\left(1.19-1.95\times10^{-1}k\right)^{2}\right\}^{2}}\right]\frac{\rho}{2}\overline{U}^{2} \qquad (3\cdot42)$$

が得られる。ただし、右辺の動圧に用いている空気速度 Ūは、走行状態にある カプセルに適用する場合、カプセル速度との相対速度にする必要がある。

3 · 5 結 論

本章では,まず静止円筒形カプセル周辺の圧力分布を測定し,カプセルが管 内流に及ぼす影響を明らかにした。つづいて,測定結果から圧力抵抗と摩擦抵 抗の関係について考察を行い,さらに円筒形カプセルの抵抗係数を与える式を 導いた。次に,第6章で用いられる走行実験用カプセルの流れ方向静圧分布を 測定し,抵抗係数および付加圧力損失を与えるための式を求めた。得られた結 果をまとめて以下に示す。

- (1) 管内流中における円筒形カプセルの存在は、カプセル前面で急縮小流れ、
 後面で急拡大流れ、その中間は環状流とみなせる流れ場を作る。またこのような流れ場に対する静圧変化に関しては、簡単な解析によって十分予想できる。
- (2) カプセル前後面上の圧力分布は、半径方向にゆるやかに変化しているが、近似的にはほぼ一定とみなすことができる。すなわち、カプセル前面上の圧力は上流側 今斤、後面上はカプセルと管のすき間出口での円管内壁における静圧と等しい。
- (3) カプセルに働く流体抵抗,すなわち圧力抵抗と摩擦抵抗を圧力分布から計算 した結果,本実験範囲内では摩擦抵抗はほとんど無視できる大きさであるこ とがわかった。
- (4) 流れ方向静圧分布の測定結果を参考にして、実験値と満足に一致する抵抗 係数を与える式〔式(3・22)〕を導いた。またこの式を用いて、長さ比m の影響を理論的に明らかにした。
- (5) 受圧板の直径がカプセル本体の直径よりも大きい走行実験用カプセルの流 れ方向静圧分布を測定し、円筒形カプセルの場合と同様な手法によって予想

した静圧変化と比較した。その結果,カプセル前面部および後面部における 急拡大損失に差が見られた。本研究では,仮想直径比を定義することによっ て,実験値と理論値の一致を得た。

(6) 上述した仮想直径比を用いることにより,走行実験用カプセルの抵抗係数 および付加圧力損失を与える式〔式(3・40)〕,〔式(3・42)〕を導 いた。

第4章 静止カプセル周辺の流速分布

4・1 まえがき

第3章では静止カプセル周辺の圧力分布が測定され,カプセル前面部では急 縮小流れ,後面部においては急拡大流れ,そして環状部では二次元平行平板間 の流れで近似し得ることが実験的に明らかにされた。本章では,このような流 れ場をカプセル周辺の流速分布を測定することによって,より詳細に把握する ことを目的とした。圧力分布および流速分布を知ることができれば,カプセル が管内流に及ぼす影響については,ほぼ明らかにされたといってよい。とくに カプセル後方の流れについては,第2章で得られた相互干渉の影響を,流速分 布の立場から考察するための一資料になると予想される。しかしなから従来の 研究では,このようなカプセル周辺の流速分布に関するデータはまったく得ら れていない。

そこで本研究では、代表管内径 **D**=100mmの管路を用いて、円管と同心状 に設定された静止カプセル周辺の流速分布を測定した。用いたカプセルは、直 径比 k=0.90および 0.67の2種類である。環状部の流速分布については、二 次元平行平板間の流れで近似し得ることが明らかにされたので、測定する必要 は無いと判断した。カプセル前方の流れについては、ピトー管を用いて平均流 速分布のみを測定した。一方、カプセル後方の流れは非常に複雑であるため、 平均流速分布を測定した後、2 孔管、タフトおよび熱線風速計を用いてカプセ ルの後流域における平均速度ベクトルを求めた。また、熱線風速計からの信号 をディジタル処理することによって、乱れ強さ、パワースペクトル、自己相関 係数、確率密度関数、ゆがみ度および偏平度などの統計量を計算した。パワー スペクトルおよび自己相関係数の算出には、高速フーリエ変換(FFT)を用い た。

4・2 実験装置および方法

用いた管路は、代表管内径 \overline{D} =100mmである。カプセルは、圧力分布の測

定に用いたものと同一で,直径比が0.90および0.67の2種類である。また, 管とカプセルの一体模型は,スリーブによって管路に取り付けられる。カプセ ル周辺の管路には,ピトー管,タフトおよびI型熱線プローブを挿入するため の内径5 mmの小孔が,流れ方向に多数設けられている。またカプセル後方に は,2孔管をトラバースするための幅5 mmのスリットを4段または5段設け

ている。図4・1に, ピト-管および 1型 熱線プローブによる測定位置を示す。図に おいて、各直径比の左側がピトー管、右側 が熱線プロ-ブである。図4・2に,2孔管 およびタフトの測定位置を示す。また図4・3 に、カプセル前方および後方における平均 流速分布の測定に用いたピトー管を示す。 図のように,本実験に用いたピトー管は, 全圧孔と静圧孔の位置が流れ方向にずれて いるため,同一断面における全圧と静圧を 測定することはできない。しかしながら, カプセル前方および後面部から比較的離れ た後方では、流れ方向静圧分布の変化は非 常にゆるやかであることから、両者の差は 無視できると考えられる。ただしカプセル 後面直後では、逆流を伴う複雑な流れ場で あることが予想されるので、この部分で得



られた測定値については参考程度にとどめるべきである。ピトー管からの圧力 は、ベッツ型マノメータへ導かれる。カプセル後流域の風向を調べるために用 いたタフトおよび2孔管をそれぞれ図4・4、4・5に示す。タフトは外径1.8 mmのステンレスパイプの先に、長さ20mm、直径約1.5mmの毛糸を糸で結 び付けたものである。ステンレスパイプは、外径5mmのサポート用黄銅パイ プに取り付けられている。速度の方向を定量的に測定するには、通常3孔管や



図4・6 ピトー管,熱線プローブのトラバース装置

-56-

5 孔管が用いられるが、カプセル後方の流れは軸対称であり、またプローブの 寸法をできるだけ小さくするために、本実験では図4・5に示した2孔管を用い た。これは、外径1mm、内径0.7mmのステンレスパイプ2本を組み合わせて 製作したものである。ステンレスパイプの先端は,互いに逆方向にほぼ 45°の 面になっている。2孔管からの圧力は、倍率10倍の斜管マノメータへ導かれ る。図4・6に、ピトー管および I型熱線プローブ用のトラバース装置を示す。 図において、回転棒⑥を回転させることにより、プローブ取り付け部③がスム - ズに移動する。ストロ-クは80mmで,円管の半径にわたってトラバースが 十分可能である。半径方向移動距離の測定には、ダイヤルゲージ⑤を用いた。 管路の構には、管軸から200mmの位置に、管軸と平行に長さ3600mm,幅 50mmのL型鋼が設けられており、このL型鋼に図4・6で示した装置が取り 付けられる。この取り付け位置を変えることによって、流れ方向のトラバース を行うことができる。図4・7に、2 孔管用のトラバース装置を示す。つまみ ②を回転させることにより、2孔管を半径方向にトラバースすることができる。 流れ方向のトラバースについては、上述したL型鋼に取り付けられる固定台① の位置を変えることによって行われる。速度の方向は、分度器③の読みから得



図4・7 2孔管のトラバース装置

られる。

ピト-管を用いた測定は、図4・1に示した各測定位置について、管壁から 2, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 40 および 50mm の 9 点に対して行われた。 設 定平均流速 \overline{U} ならびにレイノルズ数 R_{ec} は,直径比k=0.90の場合, $\overline{U}=10.8$ m/s, $R_{ec} = 6.43 \times 10^{4}$ および $\overline{U} = 5.28$ m/s, $R_{ec} = 3.09 \times 10^{4}$ の2種類, k=0.67の場合は、 $\overline{U}=9.89 \text{ m/s}$ 、 $R_{ec}=4.15 \times 10^4$ の1種類とした。次に 2 孔管による測定方法について述べる。まず, 2 孔管を管壁近くに設定し, 斜 管マノメ-タの読みが0となるように2孔管を回転させる。管壁付近では流れ は管軸と平行であると考えられるので、この操作によって2孔管の初期設定を 行うことができる。この時の回転角が0度となるように、分度器の指針を調節 する。以後,任意の測定位置において,斜管マノメータの読みが0となるよう に2孔管を回転させ、その時の角度を読み取った。トラバースの方法を図4・8 に示す。図のように、スリットは円管の1/4を切り取ったもので、2孔管を半 径方向に平行移動することによって、トラバースを行うことができる。半径方 向の測定位置は、ピトー管の場合と同じである。 \overline{U} および R_{ec} は、k=0.90の場 合, $\bar{U}=10.5\,\mathrm{m/s}$, $R_{e\,c}=5.7\,7 imes10^4$ の1種類である。また後述するように, k=0.67の場合には、2孔管による測定ができなかった。ただしタフトによる 測定は、2孔管と同一点で行った。熱線風速計による測定は、k=0.90の場 合, $\overline{U}=11.9 \text{ m/s}$, $R_{ec}=6.23 \times 10^4$, k=0.67 の場合, $\overline{U}=9.89 \text{ m/s}$, R_{ec}

=4.12×10⁴ について行われた。 半径方向の測 定位置は、2孔管の場合と同じである。熱線の検 定は、別に検定部を設けず測定部で行った。これ は、カプセル後流部とくにk=0.90の場合では、 流速が50m/sにも達する位置が存在し、このよ うな高流速を実現し得る検定装置を製作するのが 困難であったためである。その結果、信号を線形 化するための検定流速は、測定値の最大流速と同 ーになる。そこでKingの式⁽⁴⁶⁾から、最大流速よ



りもいくぶん大きい流速に対応する電圧を求め、この値を設定電圧とした。この方法で予備実験を行った結果、流速と電圧の関係は十分直線性を示し、検定に用いた値もこの直線上の値と一致した。

4·3 信号処理方法

本節では、熱線風速計から得られた信号の処理方法について説明する。熱線 風速計から出力される信号は、アナログ量であるため、統計処理には目的ごと に工夫した特別な回路を必要とする。そのうえアナログ解析では、正確な位相 解析を行うことができない。そこで本研究では、熱線風速計からの出力信号を ディジタル量に変換し、種々の計算を行った。ディジタル解析では、計算のプ ログラムを変更するのみで、複雑な統計量を容易に求めることができる。



図4・9 信号処理のブロック線図

図4・9に,信号処理のブロック線図を示す。図のように,熱線風速計からの 信号は,リニアライザ部を通過することによって,0~10Vの範囲で線形化さ れ,データレコーダに入力される。入力モードはFM周波数変調で,入力時の テープスピードは60 ips である。 この場合のデータレコーダの周波数 特性を 図4・10 に示す。データレコーダから出力された信号は,A/D 変換器(京都 大学大型計算機センター,U-200システム)でディジタル量に変換され,磁 気テープに記録される。そして大型計算機(京都大学大型計算機センター,M-200 システム)によって種々の数値計算を行った。A/D変換器を使用する場 合、サンプリング周波数、 データの全サンプル数およびディジタル数値の展開幅 をあらかじめ決定しておく 必要がある。これらの諸量 について以下に示す。

 サンプリング周波数
 34・10で示された周 波数特性から明らかなように、データレコーダは 約20kHzまでの信号を



記録することができる。そこで本研究では、この周波数までの解析を目標とした。一方、元の時系列データの周波数成分を正しく再現するためには、すくなくとも目標とした最大周波数の2倍の周波数でサンプルする必要がある。 そこで本研究の場合、40kHzでサンプルすることにした。ところで40kHz でサンプルした場合、元の時系列データに20kHz以上の信号が存在する場 合には、エイリアシング(aliasing)が生ずる。通常エイリアシングを防 ぐために、あらかじめフィルタなどによって、関心のある最大周波数以上の データを除去しておくが、本実験の場合には、上述したように、20kHz と いう値はデータレコーダの周波数特性の限界値である。したがって、エイリ アシングの問題については、考慮する必要は無いと判断した。

(2) 全サンプル数

後述するように、本研究ではパワースペクトルおよび自己相関関数の算出 に、FFT法を用いた。この方法を用いる場合には、データの個数は2ⁿで 表される値であることが望ましい。一方、周波数領域での分解能は、1Hz で十分であると考えた。そこでこれらの2点を考慮して、全サンプル数は2ⁿ で表され、かつ4万個を超える最小の値、すなわち2¹⁶=65536個とした。 (3) ディジタル数値の展開幅

本研究で用いたU-200システムの最大展開幅は, -2048~+2047であ る。熱線風速計からの出力信号は負の値を持たないため,実質的には0~+ 2047の展開幅となる。そこでデータレコーダから信号を出力する場合には, 0点を負の方向に100%シフトし,かつ出力電圧がU-200 システムの入 力許容電圧を超えない程度にまで出力レベルを上げることによって展開幅を 広くした。この結果,展開幅は約-1000~+2047に拡張された。

計算機内で数値計算を行う場合には,A/D変換された値を再び流速に換算し なければならない。熱線風速計からの出力電圧が、0~10Vの範囲内であるこ とから、データレコーダには測定データのほかに、校正用電圧として0および 10Vが記録されている。この値についても、測定データと同様にA/D変換を 行った。

4·4 計算方法

A/D変換された数値の中で、校正用電圧0および10Vに対応する値を、そ れぞれ C_1 , C_2 とする。また、熱線風速計からの最大出力電圧10Vに対応す る流速を U_{max} とすれば、A/D変換後の任意のディジタル値 x_i に相当する流 速 U_i は、

$$U_{i} = \frac{x_{i} - C_{1}}{C_{2} - C_{1}} U'_{\max}$$
(4 · 1)

で得られる。以下に、種々の統計量の計算方法について示す。

(1) 平均流速 U_m ,乱れ強さ $\sqrt{u^{2}2}$,ゆがみ度Sおよび偏平度F平均流速 U_m は、全データの個数をNとすれば

$$U_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} U_i \qquad (4 \cdot 2)$$

で表される。乱れ強さ $\sqrt{u^{n_2}}$ は、変動成分u'のRMS 値であることから

-61 -

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (U_i - U_m)^2 \right\}^{1/2}$$
 (4 · 3)

となる。また、ゆがみ度 S および偏平度 F はそれぞれ

$$S = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (U_i - U_m)^3 \right\} / (\sqrt{\overline{u'_2}})^3$$
 (4 · 4)

$$F = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (U_i - U_m)^4 \right\} / (\sqrt{\overline{u'^2}})^4$$
 (4.5)

から求まる。

(2) 確率密度関数 P(u')

全データ数N個の中から最大値 $U_{\max N}$ と最小値 $U_{\min N}$ を求め、両者の差 ($U_{\max N} - U_{\min N}$)または($u'_{\max N} - u'_{\min N}$)を $2^5 = 32$ 等分した。1区間 の大きさを、乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ で無次元化した値を $\Delta u'$ とすれば

$$\Delta u' = \frac{u_{\max N} - u_{\min N}}{3 \, 2 \sqrt{\overline{u'^2}}} \tag{4.6}$$

となる。任意の1区間 ($u'_{\min N} / \sqrt{u'^2} + i \Delta u', u'_{\min N} / \sqrt{u'^2} + (i+1) \Delta u'$)に入る データの個数をn, 全データの個数をNとすれば, この区間に入る確率 $P(\Delta u)$ は

$$P(\Delta u') = \frac{n}{N} \tag{4.7}$$

である。したがって、この区間の平均的な確率密度 P(u)は

$$P(u') = \frac{P(\Delta u')}{\Delta u'} = \frac{n}{N \Delta u'}$$
(4.8)

で与えられる。

(3) パワースペクトルE(f)および自己相関関数 $R(\tau)$

本研究では、パワースペクトルおよび自己相関関数を高速フー リエ 変換 (FFT)によって求めた。数値計算に用いた京都大学の大型計 算機センター には、FFTのプログラムとしてサブルーチン RFTを備えているので、計算 にあたっては, RFTを引用するのみでよい。以下に, RFTを使用する場合の,入出力関係およびパワースペクトルと自己相関関数の計算方法について述べる。

自己相関関数は,パワースペクトルの逆フーリエ変換によって求まるが, この方法によると通常の相関関数ではなく,循環相関関数を算出することに なる。この問題は,元のデータに0を付け加えることによって解決される。 とくに元のデータと同数の0を付け加えれば,循環相関関数は完全に二つの 部分に分離され,真の自己相関関数を求めることができる。そこで前処理と して,元のデータ(65536個)に同数の0を加え,全データ数を131072個 とした。ただし,この処理のためにパワースペクトルは真の値の2倍になる。 一方,データの有限区間,たとえば-T/2~+T/2についてフーリェ解析を 行うということは,長い生のデータに

$$W_{u}(t) = \begin{cases} 0 & (t < -T/2) \\ 1 & (-T/2 \le t \le T/2) \\ 0 & (t > T/2) \end{cases}$$
(4.9)

というデータウィンドを掛けることに相当する。このままで計算されたパワ -スペクトルは,真の値に比してひずむことになる。そこで元のデータの両 端10%の範囲に,余弦テーパを掛けることによってひずみを是正した。 た だし,この場合には,テーパのついたデータの分散が元のデータの場合に比 して小さくなるため,得られたパワースペクトルを修正値0.875で除してお く必要がある。

図 4・11 に、サブルーチン RFT を用いて、 パワースペクトルを求める場合の入出力関係を示す。図における出力値 a_k , b_k はそれぞれ

$$a_{k} = 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_{j} \cos \frac{2 \pi k j}{2N} (k=0, 1, \dots, N)$$
 (4.10)

$$b_{k} = 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_{j} \sin \frac{2 \pi k j}{2 N} (k=1, 2, \dots, N-1) \qquad (4 \cdot 11)$$

-63-



図4・11 サブルーチン RFT の入出力関係

によって得られた値である。一般に、k番目の周波数におけるフーリェ成分 A_k , B_k はそれぞれ

$$A_{k} = \sum_{j=0}^{N-1} x_{j} \cos \frac{2 \pi k j}{2N} \quad (k=0, 1, \dots, N) \quad (4 \cdot 12)$$

$$B_{k} = \sum_{j=0}^{N-1} x_{j} \sin \frac{2 \pi k j}{2N} \quad (k=1, 2, \dots, N-1) \quad (4 \cdot 13)$$

で与えられる。したがって,式(4・10)~(4・13)より明らかなように, サブルーチンRFTによって得られた値は,真のフーリエ成分の2倍であるこ とがわかる。したがって, k番目の周波数におけるパワースペクトル Ek は

$$E_{k} = \frac{2 h_{t}}{N} (A_{k}^{2} + B_{k}^{2}) = \frac{h_{t}}{2 N} (a_{k}^{2} + b_{k}^{2}) \qquad (4 \cdot 14)$$

で得ることができる。ただし、 h_t はサンプル時間間隔である。 またk番目の周波数を f_k とすれば、 f_k は

$$f_k = \frac{k}{2T} = \frac{k}{2Nh_t} = \frac{k}{2 \times 65536/40000} = 0.305k \qquad (4 \cdot 15)$$

で与えられる。一般に, FFT法で計算されたパワースペクトルは安定度が悪く, とくに高周波数領域で曲線が非常に乱れる。そこで, 式(4・14) で得られた値を周波数領域で平滑化した。すなわち, 300Hz までの領域においては, 50個ずつの値を算術平均したものを, その区間での中心周波数におけるパワースペクトルとした。同様に, 300Hz ~ 3 kHz までは 500個を,
3~20 kHz までは 5000 個について平滑化を行った。



図4・12 サブルーチンRFT(逆変換)の入出力関係

図 4・12 に、サブルーチン RFT(逆変換)を用いて自己相関関数を求める 場合の入出力関係を示す。図において、入力値 S_k は上で得られたパワース ペクトル E_k の 1/2 である。また本サブルーチンでは、 S_k を虚部が0 であ る複素数とみなしている。出力値 Z_r は

$$Z_r = \frac{\sum_{k=0}^{2N-1} S_k \exp \left(i \frac{2\pi kr}{2N} \right) \quad (r=0, 1, \dots, 2N-1) \quad (4 \cdot 16)$$

によって得られた値である。ただし $i = \sqrt{-1}$ である。 ところで自己相関関数の循環量 $R^c(rh_t)$ は

$$R^{c}(rh_{t}) = \frac{1}{2N} \sum_{k=0}^{2N-1} S_{k} \exp\left(i \frac{2\pi k r}{2N}\right) \quad (r=0, 1, \dots, 2N-1)$$

$$(4 \cdot 17)$$

で与えられる。したがって,式(4・16)および式(4・17)より, $R^{c}(rh_{t})$ は

$$R^{c}(rh_{t}) = \frac{Z_{r}}{2N} \tag{4.18}$$

と表される。一方,自己相関関数の循環量 $R^{c}(rh_{t})$ と真の自己相関関数 $R(rh_{t})$ との間には,

$$R^{c}(rh_{t}) = \begin{cases} (N-r)R(rh_{t})/N & (r=0, 1, \dots, N-1) \\ 0 & (r=N) \\ (r-N)R((2N-r)h_{t})/N & (r=N+1, \dots, 2N-1) \end{cases}$$

$$(4 \cdot 19)$$

-65-

の関係がある。式(4・19)において, $r \ge N$ に対して得られた値は考慮する必要がない。したがって,真の自己相関関数 $R(rh_t)$ は,式(4・18)および式(4・19)より

$$R(rh_t) = \frac{N}{N-r} R^c(rh_t) = \frac{Z_r}{2(N-r)}$$
(4.20)

で与えられる。ただし、rht は遅れ時間 τ に相当する。一方,自己相関関数 $R(\tau)$ は

$$R(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u'(t) u'(t+\tau) dt \qquad (4 \cdot 21)$$

で定義される。パワースペクトルの逆フーリエ変換によって求めた値と,式 (4・21)から直接求めた値を比較して図4・13に示す。縦軸には, R(t)を R(0)で無次元化した値r(t)を取っている。図のように両者は十分一致してお り,自己相関関数のみならず,パワースペクトルの算出過程にも誤りの無い ことがわかる。したがって,前述したように本研究では計算時間短縮のため, パワースペクトルの逆フーリエ変換によって自己相関関数を求めることにした。





4・5 カプセル前後の平均流速分布

図4・14に、ピトー管によって測定されたカプセル前方の平均流速分布を示 す。縦軸には、管壁からの距離yを、管内径Dで無次元化した値を、横軸には、 下流方向を正として、カプセル前面から測った距離xを、カプセル外径dで無 次元化した値をとっている。流速分布は、管内平均流速Ūで無次元化された副座 標に対してプロットされている。図のように、いずれの直径比についても、カ プセルの非常に近い所まで、通常の管内流と同じ速度分布が得られており、カ プセルの影響はそれほど遠くには及ばないことがわかる。

図4・15に,カプセル後方の平 均流速分布を示す。横軸には、カ プセル後面から測った距離 $x \varepsilon$, カプセル外径 d で無次元化した値 を取っている。他の座標軸につい ては,図4・14と同じである。図 中の右端に示されている破線は, 1/7乗則である。図のように,カ プセル後方の流れ場は, 前方に比 して非常に複雑である。まず、流 れはカプセルと円管壁のすき間か ら、いわゆる壁面噴流となって噴 出し, 管軸側に逆流域を伴いなが ら厚さを増す。やがて周辺部から 成長した壁面噴流は合体し、管軸 上に最大速度を有する分布が示さ れる。図を細かく見ると、まず直 径比k=0.90の場合,壁面噴流に おける流速の最大値は, 管内平均 流速豆の5倍程度にまで達している。





図4・14 前方の流速分布



(a) k = 0.90



図 4・15 後方の流速分布

また逆流域の存在は、x/dがおよそ2付近まで見られる。管軸上で速度が最大となるのは、 $x/d=2.5\sim2.7$ 付近である。一方k=0.67では、すき間の面積が比較的大きいため、壁面噴流の最大値はそれほど大きくない。逆流域の存在は、k=0.90と同様x/d=2付近まで認められる。またx/d=6付近で、平担ではあるが、管軸上に最大速度を有する分布になっている。k=0.67の場合、流速分布はここから後方では、十分発達した管内流の分布に単調に漸近している。ただしその変化は非常に緩慢である。一方k=0.90の場合、x/d=3付近から中心部の速度が大きな、通常の管内流の分布に比べると、とがった形状を

-68-

示している。そして,x/d=6付近からは,通常の管内流の 場合よりも平担な形状となり, k=0.67の場合と同様,この 分布形状の流れ方向の変化は 非常に緩慢である。本実験の 測定区間内では,いずれの直 径比についても,十分発達し た管内流の分布を確認するこ とはできなかった。とくにk=0.90の場合,2種類の流速 について実験を行ったが,結 果は同じであった。

上述した分布形状の変化を 定量的に表すため,図4・16 にカプセル後方における最大 速度の流れ方向の値を示す。 図中の一点鎖線は,十分発達 した管内流の場合の値である。 図のように *k*=0.90の場合,



図4・16 最大速度の流れ方向の変化

 $U_{\max} \sqrt{U}$ の変化は単調でないことがわかる。両直径比を比較すると、逆流域を 伴う部分や通常の管内流の分布に単調に漸近し始める位置などはほぼ同じであ る。両者に差が見られるのは、 $x/d=2\sim 6$ の間であり、k=0.67のように直 径比が小さい場合には、 $U_{\max} \sqrt{U}$ の値は単調に減少し、その後平担ではあるが、 管軸上に最大速度を有する分布形状に漸近している。一方k=0.90の場合は、 この変化が急激であるため、一度オーバシュートしその後k=0.67の場合と同 様な分布形状に落ち着く。

以上2種類の直径比について,平均流速分布の立場から検討を行ったが,逆

流域の構造およびカプセル後方における流速分布の回復が非常に緩慢であるという原因については,明らかにされなかった。そこで,次節以降において,カ プセル後方の流れ場に対して得られた詳細なデ – タを示し,カプセルが管内流 に及ぼす影響について解析する。

4・6 後流域の平均速度ベクトル

前節で明らかにされたように,カプセルの後流は大規模な渦を伴う流れ場で あるので,その平均速度ベクトルの方向は,場所によって大きく変化する。そ こで,タフトによって後流域の概略についてまず把握し,その後2孔管および 熱線風速計を用いて,後流域の平均速度ベクトルを測定した。つまり,速度の 方向は2孔管により求め,絶対値については熱線風速計によって得た。

直径比 k=0.90の場合の,タフトによって測定された後流域の概略を図4·17





図4・17 タフトによる測定結果(k=0.90)



-70 -

に示す。図より、逆流域の限界は、x/d=1.39と2.50の間に存在することが わかる。とくに、x/d=1.93の管中心付近では、乱れが非常に強く、方向性 をまったく示さなかった。したがって、この測定位置付近が、逆流の存在する 限界であると考えられる。図4・18に、熱線風速計によって求めた平均流速分 布を示す。当然のことながら、本実験で用いた I 型プローブでは、あらゆる方 向の速度を検出するため、図のように逆流域においては、管壁から離れるにし たがって、減少した速度が再び増加する傾向を示す。すなわち、このような分 布を示す領域では、流れは逆流しているか、または管軸と平行ではないと考え られる。図より, x/d=2.36 では, 流れは順方向成分のみを持つと考えられ る。一方 x/d=1.80では、逆流の様相を呈していないように見えるが、測定 値はすべて管内平均流速 Ūよりも大きく,連続の条件を考慮すれば,管中心付 近は負の値でなければならない。したがって,逆流域の限界は,x/d=1.80 -2.36の間に存在するといえる。そこで, x/d=0.26-2.36の範囲について, 2 孔管による測定を行った。図4・19に、平均速度のベクトル図を示す。 速 度の絶対値は、図4・18から得た。2孔管をトラバースするためのスリットを, あまり多く設けることができなかったので、図のように流れ方向の測定点の数 は多くないが、少なくともx/d=0.26の測定点と、x/d=0.83の測定点の 間に, 渦の中心があることがわかる。x/d=1.39の位置では, 測定点が一部 抜けている。これは、2孔管で測定した際、流れの方向がまったく定まらなか ったためである。ただし連続の条件から考えれば、順方向成分を持つ必要があ



図4・19 平均速度のベクトル図(k=0.90)

-71 -

る。また逆流域については、この位置でも明瞭に認められる。x/d=1.94の 測定位置では、管中心付近にわずかながら逆流域が残っているが、速度の大き さはほぼ 0 に等しい。x/d=2.36の測定点では、逆流域は完全に消えており、 流速分布も通常の円管乱流型となっている。したがって逆流域は、x/d=2付 近の位置まで存在することがわかる。

次に,直径比k=0.67の場合について考察する。図4.20に、タフトによる 測定結果を示す。図のように、逆流域はx/d=1.33の位置で認められるが、 x/d=2.10の測定点では、順方向成分のみの流れとなっている。また、x/d=1.89~1.97の間に、遷移領域(逆流→順流)の存在することが明らかにさ れた。すなわち、x/d<1.89の位置では、管中心付近でタフトは逆方向を示 すが、x/d>1.97では、すべての半径位置で順方向を示し、両者の間におい ては、乱れが非常に強く、方向性をまったく示さなかった。図4・21に、執線 風速計によって測定された結果を示す。k=0.67の場合についても、2 孔管を



図4・20 タフトによる測定結果(k=0.67)



用いて風向の測定を行ったが,逆流域と考えられる場所では,2孔管をあらゆ る方向に向けても,圧力の平衡点を見出すことが困難な場合が多く,明確なベ クトル図を示すことができなかった。しかしながら,図4・20および図4・21 で判断する限り,逆流域の大きさはk=0.90の場合と同様に,x/d=2前後ま でであると考えられる。

2種類の直径比に対し、逆流域の大きさを中心に考察してきたが、いずれの 場合も、x/d=2付近まで存在することが明らかにされた。ところで第2章で 述べたように、相互干渉の影響は直径比が小さな場合を除くと、l_c/d=2以 下で見られ、下流側のカプセルの抵抗係数は減少する。以上のことを考え合わ せれば、干渉の及ぶ範囲は、上流側カプセルの存在によって生じた逆流域の大 きさにほぼ等しいといえる。

4・7 カプセル後方の流れ場

本節では、熱線風速計から得られた信号の計算結果について述べる。乱れ強 さ以外の統計量については、パラメ – タの代表値を示すことにする。

図4・22に、x方向速度成分の乱れ強さ $\sqrt{u^{22}}$ / \overline{U} の分布を示す。ただし,u'は変動成分, \overline{U} は管内平均速度である。まずk=0.90の場合, x/d=0.66, 1.24および1.80では、図4・19から明らかなように、平均流速分布は順流部 と逆流部より成っている。とくにx/d=0.66では、乱れの分布もこの二層構 造を反映して、y/D=0.15付近で極小値を示している。x/d=1.80では,乱 れは上流側より増加し、その分布は壁近くで非常に大きな値となっている。x/d=2.36の測定点以後では、乱れの分布は断面にわたって一様化し、その大きさ はしだいに小さくなっていることがわかる。ただし、図中の破線で示したLaufer による十分発達した管内乱流に対する乱れ強さの分布⁽⁴⁷⁾に比べるとかなり大き く、x/d=7.91の測定点においても、この傾向は変わらない。一方k=0.67 の場合、k=0.90に比して分布の形状は異なり、壁から離れた場所で乱れ強さ は最大値を示している。ただしx/d=2.65の測定点以後では、k=0.90の場 合と同様、断面にわたって一様な分布が見られる。乱れの強さは、k=0.90の



図4・22 乱れ強さの分布

場合に比して,全般的に小さいが,上述した Laufer の値と比較すれば,やはり 大きい。以上のことから,カプセル直後の非一様な分布形から,円管乱流の標 準的な分布へ移行する区間では,乱れ強さは k=0.90 および 0.67 の場合とも に,断面にわたって一様である。しかも,通常の管内乱流における乱れ強さの 分布に比して,かなり大きいことが明らかにされた。乱れが強いことは,乱れ による混合作用が顕著であることを意味し,その結果図 4・15で示したように, 平均流速分布が平担化されている。また乱れの流れ方向における変化がゆるや かであるのは,一般に乱れの減衰が,特別な外力を加えない限り,急激には起 こり得ないことに対応している。平均流速分布の標準形への回復がゆるやかで あることは、このためと考えられる。

乱れ強さの流れ方向の変化を見るため,

$$< u' > = \int_{0}^{D/2} \sqrt{\overline{u'^{2}}} \, 2 \, \pi \, r \, d \, r \, / \, (\pi \, D^{2} \, \overline{U} \, / \, 4 \,) \qquad (4 \cdot 22 \,)$$

で定義される乱れ強さの断面平均値を図4・23に示す。図中の \triangle 印は,図4・16 で示した最大速度 U_{max} と管平均速度 \overline{U} の比 $U_{\text{max}}/\overline{U}$ である。速度比 $U_{\text{max}}/\overline{U}$ は、単に平均流速分布の形状を示すために用いる。すなわち、 $U_{\text{max}}/\overline{U}$ が大





きい場合流速分布はとがった形状を示し、小さい場合分布は平担となる。乱れ 強さについては、カプセル直後の壁面噴流部または逆流部を伴う場所で、 $k = 0.90 \ge 0.67$ の場合で傾向が異なるが、x/d = 2付近で最大値を取り、あとは 徐々に減少する点では両者は共通である。ただし、定量的にはすべての測定位 置で、k = 0.90の方が値は大きい。乱れ強さと速度比 $U_{\rm max}/\overline{U}$ を比較すれば、 両者の変化に対応が見られる。また、逆流域がx/d = 2付近まで存在すること から、図で示される非単調性は、渦を伴う領域と、その下流側とで流れの構造 が大きく異なることに原因すると考えられる。

以上で、カプセル後流の乱れの平均的性質が明らかにされた。さらに詳しく その性質を見るため、種々の統計量について考察する。図4・24に、直径比k =0.90のカプセル後流部におけるパワ-スペクトルを u'2 で正規化して示す。 横軸には周波数fを取っており,最大7 kHz までのデータがプロットされ て いる。図に選ばれた測定断面 x/d=0.66, 2.36および 7.91は, それぞれ逆流 部を伴う断面,逆流部直後の断面ならびに通常の円管流に漸近しつつある下流 側断面に対応する。図より, x/d=0.66の壁近く, すなわちy/D=0.02の 測定位置では、スペクトル分布における高周波数成分が、他の位置に比して明 らかに大きい。x/d=2.36の位置では,高周波数成分の大小の順序が,x/d = 0.660の場合と逆になり、x/d = 7.91では、半径位置による差はほとんど見 られず、ほぼ相似な分布形が得られている。通常の管内乱流では、管壁から生 じた剝離渦が管中心に近づくにしたがって細分化されるため、管中心で比較的 高周波数成分が大きい。したがって, x/d=2.36および7.91では, これと同 様な傾向が示されていることがわかる。一方 x/d=0.6.6 における y/D=0.02の位置は、カプセルと円管のすき間の流れの噴出口に近い。つまりそこでの乱 流は、細かい渦より形成されているすき間の乱流の性質を残しているため、通 常の管内乱流の場合と異なったスペクトル分布が得られたと考えられる。図 4・25 に, *k*=0.67の場合のパワースペクトルを示す。図のように,*k*=0.90 の場合と同様の傾向が見られる。ただし、各測定断面における半径位置の差は、 k = 0.90の場合に比して小さい。



図 4・24 パワースペクトル (k=0.90)

-77-



図 4・25 パワースペクトル (k=0.67)

自己相関係数 r(τ) を

$$r(\tau) = \frac{R(\tau)}{R(0)}$$
 (4 · 23)

で定義する。ただし、 $R(\tau)$ は自己相 関関数である。図4・26 に,直径比 k=0.90の場合の,遅れ時間 τ に対 してプロットされた自己相関係数 r(r)を示す。図より,いずれの測定断 面においても、ランダム変動中にわ ずかながら周期性が見られる。また この周期性は,半径方向 測定位置 y/D=0.15で比較的強い。遅れ時 間 τ の値から,変動の周期を求めた 結果,いずれの場合も約30Hz で あった。この周期変動は、管とカプ セルのすき間から流出する吐き出し 渦によるものと考えられる。図4・27 に, k=0.67の場合の自己相関係数 を示す。k=0.90の場合と同様,い くぶん周期性は見られるが、ほぼラ ンダム変動といえる。

図4・28に、直径比k=0.900場 合の確率密度関数P(u')を示す。横軸 には、変動成分u'を乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ で無次元化した値を取っている。ま た図中の実線は、正規分布を示す。 一方、正規分布からのずれを定量的 に表す量として、ゆがみ度Sおよび



図 4 · 26 自己相関係数(k=0.90)



- 80 -

偏平度 Fがある。確率密度関数が正規分布となる場合, Sおよび Fはそれぞれ
0と3の値を取る。ゆがみ度 Sは分布の非対称性の尺度であり, 偏平度 Fは尖
頭状の波形が現れる場合,大きな値を取ると理解してよい。図4・29に, Sお







図 4・29 ゆがみ度および偏平度(k=0.90)

よび F の分布を示す。これらの図 より、比較的カプセルから離れた 場所, すなわち x/d=7.91 の測 定位置では,確率密度はほぼ正規 分布とみなせる形状で,ゆがみ度 と偏平度もそれぞれ0と3のまわ りに小さく散らばる程度である。 しかしながらカプセルに近い位置 では、これらの値は大きく変化し, また確率密度の分布も、正規分布 とかなり異なっている。図4・30 および4・31 に, k=0.67の場合 の確率密度関数およびゆがみ度, 偏平度を示す。図より, x/d= 18.9 の位置では, k = 0.90の場 合と同様に,正規分布に近い結果 が得られている。一方カプセルに 近くなると, SおよびFの値に変 化は見られるが, k = 0.90との間 にはその変化に共通点が少ない。 したがって,乱れの細部について 比較した場合には,カプセルの大 きさによって,後流の構造がかな り異なることがわかる。



図 4·30 確率密度関数(k=0.67)





図4・31 ゆがみ度および偏平度(k=0.67)

4·8 結 論

直径比の異なる2種類のカプセルに対して,カプセル周辺の流速分布ならび に後方の流れ場を詳細に測定し,カプセルが管内流に及ぼす影響について実験 的に解析した。得られた結果を要約して以下に示す。

- (1) カプセル前方の流れは、カプセルに非常に近い位置まで、通常の管内乱流 と同様である。
- (2) カプセル後方は、大規模な渦を伴う複雑な流れ場であり、カプセル後面から、カプセル直径の約2倍離れた位置まで逆流域が存在する。またこの値は、 第2章で明らかにされた干渉の影響が及ぶ範囲と一致する。
- (3) カプセル後方では、乱れの強さが非常に大きく、また減衰がゆるやかである。このため、通常の管内乱流への平均流速分布の回復が緩慢である。
- (4) カプセル後面に近い位置では、乱れのパワースペクトルは、管壁付近で高 周波数成分が強い。これは、管とカプセルのすき間から流出する細かい渦に よるものと考えられる。
- (5) 乱れの細部について比較すると、カプセルの大きさによって、後流の構造はかなり異なる。

第5章 車輪の摩擦抵抗

5・1 まえがき

走行カプセルが受ける流体抵抗値は,直接測定することが比較的困難である ため、一般に運動方程式を通じて算出される場合が多い。一方,空気を作動流 体として用いる空気力カプセルでは,カプセルの密度が,流体密度に比して非 常に大きいため,通常は車輪を必要とする。本研究でも,次章で述べるように, 車輪付きのカプセルを用いて走行実験を行った。したがって,運動方程式には, 慣性項および流体抵抗力項のほかに,車輪と管壁との間に働く摩擦力項が加わ る。このため,運動方程式を通じて流体抵抗を求めるには,あらかじめ車輪の 摩擦力を測定しておく必要がある。しかしながら車輪の摩擦力は,車輪表面の 材質や管路の粗さなどに左右され,普遍的なデータとなりにくい。したがって, 従来から摩擦力に関する詳細な測定はなされておらず,実際にカプセルをけん 引し,そのときにかかる力から求めた値のみを記述している論文が多^{(%)(36)(38)}。 このような方法では,実際の走行に近い速度での摩擦力を求めることは困難で, また測定精度が十分であるとはいえない。とくに,摩擦係数が速度の増加に伴 って増大するといった報告もなされており⁽³⁸⁾,速度の依存性についても検証す る必要がある。

そこで本研究では、次章で述べる走行実験の基礎として、走行カプセルに取 り付けた車輪の摩擦力を詳細に測定した。とくに、カプセルから車輪のみを取 り出すことにより、車輪にかかる荷重と回転速度を、自由に変化させて測定す ることが可能となった。本章では、まずこの実験装置について詳しく説明し、 つづいて、得られた結果に対して簡単な考察を加える。最後に、カプセルに働 く車輪の摩擦力の表現式を求める。

5・2 実験装置および方法

図 5・1に,摩擦力測定用の車輪の模型を示す。図のように,この模型は1個の車輪⑤と車輪受け③およびおもり受け①から成っている。車軸④は外径8mm

-85-

の磨き棒で,圧入によって車輪に固定されている。車輪の外径および幅は,そ れぞれ30,11mmで,車輪表面の材質はポリウレタンゴムである。図には示 されていないが,車輪の中心にはベアリングが設けられており,車軸のまわり にスム – ズに回転する。図5・2に,摩擦力測定装置の概略を示す。図のように, モータ⑤により得られた回転は,無段変速機④によって適当な回転数に調節さ れ,プーリ⑥へ伝えられる。プーリの回転軸には,次章で述べる輸送管と同じ 材質のFRP管③が,プーリと同心状に設けられており,その上を図5・1に示 した模型の車輪が回転する。FRP管の外径は330mmであり,車輪の外径に 比してかなり大きいことから,車輪に対してFRP管の曲率はほぼ無視できる。 したがって,平面上を回転している場合と大差は無いと考えた。模型の釣り合 いを保つため,図に示すように,糸を用いて適当な大きさの張力が加えられて いる。図5・1に示している金具②は,この糸を結び付けるためのものである。 車輪とFRP管の間には,すべりが無いものと仮定し,車輪の回転速度はプーリ の回転数測定より求めた。



図 5・1において,力の釣り 合いから摩擦力Rは

$$R = \frac{Tr_2 - gm_1 r_1}{r_3}$$

によって与えられる。ただし, *m*₁ は模型の質量, *T*は図5・2 の荷重変換器①によって測定 される張力である。ア2, ア3は, 図5・1に示された既知の値で ある。重心位置 r_1 の値は,プ - リが回転していない場合の 張力*T*₀から



によって求まる。本実験で、荷重変換器を摩擦力が直接得られる水平方向に取 り付けなかったのは、 r1 の測定を容易にするためである。図5・1から明らか なように, 垂直抗力 Nf は

 $N_f = q m_1 - T$ $(5 \cdot 3)$

によって与えられる。

測定は、任意に選んだ4個の車輪について行われた。各々を車輪№1~4と 呼ぶことにする。実験においては、車輪の回転数を1400~5730 rpm の範囲 で変化させたが、これはカプセル走行速度 V=2.2~9.0 m/s に対応する。以下 の結果の表示においては、走行速度Vの値をパラメータとして用いる。模型の 質量は, $m_1 = 258 \sim 858 \text{ g}$ の範囲で変化させた。これは、図 5・1に示したお もり受けに,直径3mm程度の鋼球を入れることによって行われた。荷重変換 器からの出力信号は、動ひずみ計を経てペンレコーダに入力される。

-87 -

5・3 実験結果および考察

図 5・3 に、荷重変換器からの出力波形の一例を示す。図のように、比較的変動成分の小さい安定した波形が得られた。すべての実験について、 T_0 の値を式(5・2)に代入し、得られた r_1 の値を算術平均したところ、車輪N0.1 ~ 4 に対して、それぞれ $r_{11}=1$ 1.3、 $r_{12}=1$ 0.9、 $r_{13}=1$ 0.9、 $r_{14}=1$ 1.5 mm であった。



図5・3 出力波形の一例

図 5・4 に、V=4.47 m/sの場合の垂直抗力 N_f と摩擦力Rとの関係を示す。 図より、車輪の摩擦係数を ϵ とすれば、摩擦力Rは

$$R = \xi N_f + R_0 \tag{5.4}$$

によって表すことができる。図の結果から,最小二乗法を用いて ξ および R_0 を 求めた。表 5・1 に,各々の車輪に対する結果を示す。表より,各車輪の摩擦 力の差は,おもに R_0 から生じていることがわかる。車輪に働く垂直抗力 N_f が 十分大きい場合,摩擦力は

$$R = \xi N_f \tag{5.5}$$



図5・4 垂直抗力Nf と摩擦力Rとの関係

と近似し得る。すなわち,カプセ ルの模型が十分大きく,したがっ てその質量も大きい場合,摩擦力 は式(5・5)で表現できるが,次 章で説明するように比較的小さな 模型を用いる場合, *R*₀ の項が支 配的となる。このような結果は, ベアリングの許容荷重に比してき

表 5・1 ξ および R_0 の値

Wheel No.	Ę	Ro (N)
1	3.25*10-2	2.03*10-1
2	2.49	4.84
3	3.45	2.84
4	4.12	2.82

わめて小さな荷重下で、ベアリングを車輪として用いる場合に生じやすい。た とえば本実験の場合、車輪にかかる荷重の最大値がおよそ7N程度であるのに 対し、用いた車輪の許容荷重は約200Nである。通常、カプセルの運動方程式 においては、式(5・5)が摩擦力の表現式として用いられるが、以上のことか ら、そのような表現法をそのまま模型実験に適用することが許されないことに 注意する必要がある。図5・5に、Nfをパラメータとして、速度Vと摩擦力R との関係を示す。図より、本測定範囲内では、速度に対する有意差は見られな い。すなわち、走行実験に用いた車輪の摩擦力は、速度に無関係であると仮定



図5・5 走行速度Vと摩擦力Rとの関係



図5・6 車輪の取り付け角度

できる。

以上の結果から,走行実験に用いたカプセルに働く車輪の摩擦力の表現式を 求める。次章で示すカプセル模型においては,上で試験した4個の車輪が図5・6 において斜線を施された車輪のように,カプセルの前後に取り付けられている。 カプセルの車輪が,図に示すような角度で壁面に接しながら走行すると仮定す れば,1個の車輪に働く垂直抗力*Nf*は

$$N_f = \frac{\sqrt{2}}{8} gM \tag{5.6}$$

-90 -

と表される。ただし, *M*はカプセルの質量である。式(5・6)を式(5・4) へ代入し,表 5・1 の値を用いれば,カプセルに働く車輪の摩擦力*R*_c は

 $R_c = 2.35 \times 10^{-2} gM + 1.26$ 〔N〕 (5・7) として与えられる。

5・4 結 論

カプセル走行実験および解析の基礎として,カプセルを支える車輪と壁面と の間の摩擦力を測定した。とくに,カプセルから車輪のみを取り出すことによ り,車輪にかかる荷重と回転速度を自由に変化させた測定が可能となった。得 られた結果をまとめると次のようになる。

- (1) 本実験に用いた車輪においては、荷重が比較的小さい場合、摩擦力は式
 (5・4)で表さねばならないことが明らかにされた。また各車輪の摩擦力の差は、式(5・4)のRoからおもに生じている。
- (2) 車輪の摩擦力は、本実験範囲内では、回転数すなわち速度に無関係である。
- (3) 走行実験に用いたカプセルに働く車輪の摩擦力の表現式〔式(5・7)〕を 導いた。

第6章 単一カプセルの走行特性

6・1 まえがき

第2章から第4章までにおいて、管内流中に静止したカプセルの流体抵抗お よび圧力・流速分布が測定され、さらにカプセル後流の乱れ構造や、二つのカ プセルの干渉など、広範囲にわたって静止カプセルに対する基礎的な特性が明 らかにされた。実際のカプセル輸送においては、管壁とカプセルとの間に相対 運動が生じる。そのうえ、空気力カプセルは車輪を必要とするため、車輪と管 壁との間には摩擦抵抗が存在する。したがって、第4章までに得られた静止カ プセルに対するデ – タの適応性が問題となってくる。とくにカプセルが受ける 流体抵抗は、カプセルの運動を解析する際に、もっとも重要な量であるため、 静止と走行の場合の相違を、定量的に明らかにする必要がある。前章では、カ プセルを支える車輪の摩擦力が、カプセルから車輪のみを取り出すことによっ て詳細に測定され、摩擦力に対する表現式が得られた。カプセルの走行を支配 する運動方程式は、加速度項、流体抵抗力項および車輪の摩擦力項より成る。 したがって、加速度項が求まれば、走行状態にあるカプセルの流体抵抗値が、 運動方程式を通じて算出され得る。車輪を有するカプセルの走行実験に関して は、すでに報告例があるが⁽⁸⁵⁾、車輪の摩擦力の見積りが満足でないため、上 述した相違を明らかにし得るデータは得られていない。また、カプセル走行速 度の測定点がかなり粗いため、種々の実験条件に対するカプセルの走行状態が 十分明らかにされていない。

本章では,車輪を有する模型カプセルを実際に走行させることによって,カ プセルの走行特性および静止と走行における流体抵抗値の相違を明らかにする。 まず,走行実験のために設置した装置と,マイクロコンピュータを利用した走 行実験のデータ処理方法について説明する。つづいて,加速区間および停止区 間におけるカプセルの走行状態に,カプセル径,カプセル質量など種々のパラ メータが及ぼす影響を実験的に明らかにする。最後に,走行カプセルの抵抗係 数と第3章で得られた静止カプセルの抵抗係数との比較検討を行う。



6・2 実験装置および方法

図 6・1 に,走行実験用管路の概略を示す。カプセルの走行部は直線で,かつ 水平に設置されている。流量測定部および調節部には,それぞれ透明アクリル 管ならびに塩化ビニル管が用いられている。一方カプセル走行部は,比較的内 径変化の小さい FRP 管(*D*=125.6±0.2 mm)よりできている。走行部の長さ は30mである。流量測定部は,十分な助走区間を経た位置に設けられている。 ここには,管内空気速度の測定に用いた I型熱線プローブ⑨および熱線風速計 の検定に使用した全圧ピトー管⑪と静圧タップ⑩が取り付けられている。全圧 ピトー管および静圧タップからの圧力は,ゲッチンゲン型マノメータへ導かれ る。また,送風機①の吐出圧力を測定するため,ひずみゲージ式圧力変換器⑦ が設けられている。カプセルの投入および回収は,Vバンド継手⑬を取りはず し,フレキシブルチューブ⑫を曲げることによって簡単に行われる。本実験で は,送風機を作動させた後に,カプセルを発進させた。静止状態からのカプセ

ルの発進は,電磁ソレノイ ド国により駆動される金属 棒の引き上げによってなさ れる。図6・2に,発進部の 詳細を示す。図において、 実線で示された軸棒④およ びプランジャ(2)がカプセル 発進前の状態で、発進時に は破線の位置に変化する。 電磁ソレノイドのストロー クは30mmである。また, 軸棒ガイドリング③の内径 および軸棒の外径は、それ ぞれ12, 11.8 mmで,空気 の漏れを防ぐため,両者の すき間は液体パッキンによ って充てんされている。と ころで, 回収部でカプセル を停止させるには、機械的 ブレーキによるよりも、空 気の圧縮性を利用する方が 消耗部が少ないので好まし い。そこで本実験では、終 端を閉鎖した管路にカプセ



ルを導き,管内の圧力の上昇によって停止させる方法を採用した。この停止区 間の長さを変化させるために,図6・1に示したように,管路終端部⑤からそ れぞれ5,7.5,10mの位置に空気吐出孔が設けられている。また図には示さ れていないが,カプセルが停止区間に突入した際の,停止区間内の圧力変化を 測定するため、管路終端部および終端部と空気吐出孔の中間位置に圧力変換器 を設けた。比較的直径比の小さなカプセルは、停止区間内で十分に減速しない ため、管路終端部に衝突する。そこで、衝突時のカプセルに及ぼされる衝撃を 緩和するため,図6・3に示すように, 終端部には緩衝器が取り付けられてい る。停止区間にあるカプセルは、図6・1におけるバルブ②,④~⑥を操作す ることによって発進部へ戻される。すなわち、カプセル発進時においては、バ ルブ②は全開で、バルブ⑤、⑥は全閉である。したがって、送風機から送られ た空気は、一部はバルブ③を経て大気に開放され、他は主管へ導かれる。一方 カプセル返送時には、バルブ③、⑤、⑥を全開し、バルブ④および空気吐出孔 を全閉する。これにより、バルブ⑥から吸い込まれた空気は、主管を通りバル ブ⑤を経て、送風機によってバルブ③から大気に開放されるため、カプセルの 返送が可能となる。ところで、従来の走行実験の多くは、管路外に取り付けた センサ(光電管など)の間を、カプセルが通過するのに要する時間から、カプ セル速度を求めている。多数のセンサを用いれば測定精度は上がるが、装置が 高価になるため、この方法を用いた研究では、測定点は比較的粗い。そこで本 研究では、センサとして磁気近接スイッチをカプセル内部に積載し、図6・1 には示されていないが、カプセル走行管路の外周に幅15mmのゴム磁石を取り 付けた。この方法によれば、カプセル速度の測定点の数は、ゴム磁石の数に相 当するため、多数の測定点を有する装置を比較的安価に、また容易に製作でき る。そのうえ、ゴム磁石の取り付け位置の変更が簡単であるため、実験条件に 柔軟に対応することができる。測定方法の詳細については,次節で述べる。ゴ ム磁石の取り付け間隔は、カプセルの速度変化が比較的大きい加速および停止 区間で20~30cm,他の部分では1m程度とした。本実験には,59個のゴム 磁石を用いた。

一般に、できるだけ大きな直径比のカプセルで輸送する方が有利であるが、 輸送管内径およびカプセル外径の製作誤差や曲がり管の存在のため、あまり大 きな直径比のカプセルを用いることはできない。そのため実際のカプセル輸送 では、カプセル本体の直径比を 0.8~0.9程度とし、空気力を有効に利用するた



めに,カプセル本体の両端に, 本体よりもいくぶん径の大きい 受圧板を有する形状のカプセル が用いられている。本研究でも, 同様の形状を有する模型を製作 した。図6・4に,走行実験用カ プセルの概略を示す。この模型 は,透明なアクリル管と板を用 いて作られている。カプセル本 体の外径は100mmである。ま



図6・5 車輪の詳細

た長さは340mmで,直径比k=0.90の場合に,長さ比m=3となる。直径比 の変化は,受圧板①を交換することによって行われる。カプセルには,片側に 4個,計8個の車輪②が取り付けられており,管壁と接するカプセル下部の4 個が,前章で摩擦力を測定した車輪である。車輪の詳細を図6・5に示す。カプ セル内部には,磁気近接スイッチ,FM送信機および数個の電池を納めたユニ





図6·7 受信機

は,ゴム磁石から発する磁界を検出する ためのもので, FM送信機によって磁気

近接スイッチからの出力信号は、管路外のFM受信機へ送信される。図6・6, 6・7に、それぞれFM送信機およびFM受信機と周辺のインターフェース回路 を示す。送信周波数は76MHzとした。カプセル質量の変化は、カプセル内部 の空間に鉛を入れることによって行われる。

本実験における走行部は十分な長さをもたないため、カプセルは定速状態に 落ち着く前に、停止区間に突入する結果となった。カプセル速度の増加ととも に、空気速度も増加するが、空気速度はカプセルが停止区間に突入した後に最 大値に達する。本研究では、この最大空気速度 \overline{U}_{max} を代表速度に選んでデー タを示す。測定は、直径比k=0.85、0.90、0.93、0.96、最大空気速度 \overline{U}_{max} … 4, 8, 12 m/s, カプセル質量 M=2.78, 3.77, 4.77 kg(比重 σ=1.02,
 1.38, 1.75)について行われた。

第2章第3節の予備実験のところで述べたように,管内平均流速と最大流速 との関係をあらかじめ求めておけば,管中心の動圧を測定するのみで,ただち に平均流速が求まる。本実験においても,熱線風速計の検定にピト-管を用い たため,流量検定を行う必要が生じた。図6・8に,検定結果を示す。本実験は レイノルズ数の値が比較的大きい範囲で行われたため,図のように測定点はほ ぽー直線上にある。そこでこの直線

 $\overline{U}_{p}/U_{pmax} = 2 \times 10^{-2} \log R_{epmax} + 7.17 \times 10^{-1}$ (6・1) から,管内平均流速を求めた。

6·3 信号処理方法

本研究では、マイクロコンピュータを中心とした信号処理系を用いた。図6・9 に、信号処理のブロック線図を示す。熱線風速計および圧力変換器からのアナ



図 6・9 信号処理のブロック線図

ログデータは、ローパスフィルタならびに直流増幅器を経て、A/D変換器のデ ータチャンネルに入力される。A/D変換器の分解能は8ビットであり、データ 取り込みは両チャンネル同時に行われる。本研究におけるカプセル速度および カプセル走行に伴う空気速度と送風機吐出圧力の変化は、比較的緩慢である。 したがって、カプセルがゴム磁石の位置を通過するときにデータをサンプルす るのみで、十分にそれらの変化を検出することができる。図6・10に、信号の タイムチャートを示す。信号AはFM受信機からの出力であり、カプセルがゴ ム磁石を通過したことを示す。この信号は、ホールド時間が1msのサンプル・ ホールドアンプを経て信号Bとなる。信号Cは、電磁ソレノイドを作動させた 瞬間に出力されるスイッチ信号であり、カプセルの発進時刻を意味する。図の ように、信号Cはチャタリングを含むため、ホールド時間が20および1msの サンプル・ホールドアンプを通過して信号Eとなる。信号Bと信号Eの論理和 を取った信号Fが、A/D変換器の外部トリガ端子に入力される。この外部トリ ガ端子は、マイクロコンピュータの割り込み入力端子およびA/D変換器内部の



図6・10 信号のタイムチャート

サンプル・ホールドアンプとつながっている。このため、外部トリガ端子にパルスが入力されたとき、A/D変換器のデータチャンネルに入力されている信号は、サンプルかつA/D変換され、マイクロコンピュータ内のメモリに格納される。

カプセル走行速度は、信号 F のパルスの時間間隔 T_i から求まる。本研究で は、この T_i をソフトウェアを工夫することによって得た。すなわち、i-1番 目のパルスが入力された瞬間 A/D変換を行い、データをメモリに格納する。 つづいてマイクロコンピュータ内で単純な繰り返し計算をさせておく。そして i番目のパルスが入力された瞬間、繰り返し計算を終了し、繰り返し数をメモ リに格納した後、次のA/D変換に移る。この結果、A/D変換に要する時間と 繰り返し数から、 T_i を求めることができる。本研究では、A/D変換に要する 時間および繰り返し計算1回に要する時間は、それぞれ182µs、50.5µsであ る。したがって、繰り返し数を n とすれば T_i は

 $T_i = 50.5 n + 182 \qquad (\mu s) \qquad (6 \cdot 2)$

で与えられる。一方本実験では、カプセルの停止位置および停止時刻を、あらかじめ詳細に知ることはできない。そこで、繰り返し数 n を格納している 2 バイトのメモリがオーバフローした場合、すなわち n = 65536 になったとき、カプセルは停止したとみなし、サンプリングを終了することにした。式(6・2)から明らかなように、 n = 65536 の場合、 $T_i = 3.3 \text{ s}$ になる。前節で述べたように、停止区間では、ゴム磁石を 2 0 ~ 3 0 cm 程度の間隔で設けているため、3.3 s はカプセル速度が約 6 ~ 9 cm/s に相当し、十分に小さい。サンプリング終了後におけるマイクロコンピュータの計算時間は、長い場合で約 1.5 s 程度であった。

停止区間内の圧力の変化はかなり急激であるため、上述した信号処理方法で は満足なデータを得ることができなかった。そこで停止区間内の圧力測定につ いては、動ひずみ計からの出力信号をビジグラフに入力し、波形を直接得るこ とにした。またビジグラフには、カプセルが停止区間に突入した時刻を求める ために、FM受信機からの出力信号も入力した。
6・4 実験結果および考察

図 6・11に,一例として直径比 k=0.93,カプセル質量 M=2.78 kg,最大空 気速度 $\overline{U}_{max} = 12$ m/s,停止区間の長さ L = 10 mの場合の測定結果を示す。 横軸には時間 t を,縦軸にはカプセル速度 c,管内空気速度 \overline{U} および送風機の 吐出圧力 pを取っている。図より、t=2.7 s まではカプセルは滑らかに加速 され、それに伴って管内空気速度は増加し、送風機の吐出圧力は減少している のがわかる。t=2.7 sでカプセルは停止区間に突入し、1 s 足らずの間に急激 に減速され、発進から 7 s 後にはほぼ停止している。また図をよく見ると、カ プセルが停止区間に突入した瞬間、わずかながら管内空気速度の増加が認めら れる。これは、カプセルの存在による付加圧力損失が無くなると、送風機の吐 出圧力が減少し、吐出流量が増加するためである。以下においては、加速区間 および停止区間に分けて、結果を示し考察を加える。



図 6·11 測定結果の一例

6・4・1 加速区間の走行特性

図 6・12(a)~(h)に,種々の実験条件における加速区間のカプセル速度,管内 空気速度および送風機の吐出圧力を示す。図中の曲線は,第8章の理論解析に よって求められた計算値である。いずれの図においても,カプセル速度の測定





-102 -







点には、ほとんどばらつきは見られない。一方、空気速度および送風機の吐出 圧力については、いくぶんばらつきが見られる。これは、A/D変換器によるデ - タのサンプルが、瞬時の値について行われたためである。図(a)のように直径比<math>kが小さい場合、カプセル速度の増加に伴う空気速度と送風機の吐出圧力の 変化は非常に小さい。また、空気速度とカプセル速度の差は比較的大きいこと がわかる。一方図(d)におけるk=0.96の場合には、これらの変化は大きく、ま た空気とカプセルの相対速度はかなり小さい。図(e)、(f)は、カプセル質量Mが 大きい場合の結果である。図(c)と比較して、Mが大きいほどカプセル速度のみ ならず、空気速度および吐出圧力の変化も小さいことがわかる。図(g)、(h)は、 最大空気速度 \overline{U}_{max} が極端に異なる場合の測定結果である。図から明らかなよ うに、 \overline{U}_{max} の影響は非常に大きい。

種々のパラメータの影響を定量的に明らかにするため、カプセル速度の変化 を比較して、図 $6 \cdot 13$ (a)~(c)に示す。図より当然のことながら、k および \overline{U} max が大きいほど、またMが小さいほど、加速の割合は大きい。ただし本実験範囲 内ではMの影響は他のパラメータに比して小さい。

6・4・2 停止区間の走行特性

図 6・14 (a)~(j)に、種々のパラメータにおける停止区間の、カプセル速度お よび走行距離を示す。ただし、カプセル速度は停止区間への突入速度 c_0 で、走 行距離は停止区間の長さ L でそれぞれ無次元化されている。図中の曲線は、第 8章で得られた計算結果である。図のように、カプセルは非常に滑らかに減速 されていることがわかる。ただし、図(d)における直径比 k=0.9 6の場合は、他 の結果に比して減速の割合はかなり大きい。図(a)、(d)、(j)では、測定点が途中 で切れている。図(a)の場合は、k=0.85と比較的直径比が小さいことから、減 速の割合も小さいため、カプセルが管路終端に衝突したと考えられる。図(d)に おいては、上述したように、減速の割合が大きいので、図に示されている最後 の測定点に対応するゴム磁石と、次のゴム磁石の間で、カプセルが急速に 停止したためである。図(j)の場合は、停止区間の長さが短いことから、









図6・13 加速区間における各種パラメータの影響

図(a)と同様に、カプセルが管 路終端にまで達したためと考 えられる。図(d)以外の結果に おいては, t=1~2s付近か ら, c/c_0 の値はほぼ一定勾 配で減少しているとみなすこ とができる。したがって,空 気の圧縮性による制動が支配 的であるのは、本実験範囲内 では, t=1 s程度までであり, それ以後は車輪に働く摩擦力 によって,カプセルは停止す るものと考えられる。本研究 では、カプセルの停止に空気 の圧縮性を利用した方法を採 用し、実験を行ったが、以上 の図から明らかなように、こ の方法によるカプセルの停止 は、十分可能であるといえる。 また、種々の実験条件に対し て,カプセルの停止状態がか なり異なることから、これら のパラメ-タをうまく組み合 わせることによって、カプセ ルの円滑な停止を得ることが できる。

図 6・15(a)~(1)に,停止区 間内の圧力変化の測定結果を 示す。横軸には,カプセル突



-106 -

入時刻を基準とした時間 t を, 縦軸には、停止区間内のゲージ 圧力りを取っている。各図にお いて、上の波形は管路終端部と 空気吐出孔の中間における測定 値で、下の波形は終端部の値で ある。また図中の曲線は,第8 章における計算結果である。い ずれの図においても, 圧力 pが 特徴的な変化を示すのは、t =0.4~0.5 s程度までであり,非 常に短い時間に, 圧力の増加お よび減少が起こることがわかる。 🔮 0.5 ところで図から明らかなように、 圧力の変化は階段状になってお り、またこの形状は直径比が大 きいほど顕著に表れている。こ れは,カプセルが停止区間に突 入した際に生じた圧縮波が、カ プセル前面部と管路終端部との 間で,往復運動を繰り返すこと によるものと考えられる。すな わち,前の圧力に,反射してき た圧力が重ね合わさることによ り、図のような波形が得られた といえる。ただし, 管とカプセ ルとの間には, すき間が存在す るため, 管路終端部においては,



-107 -



圧縮波はほぼ同じ大きさで反射するのに対し,カプセル前面部では,反射波は 入射波に比して小さくなる。図における波形の立ち上がりの大きさがしだいに 小さくなっているのは,このためである。図を細かく見ると,カプセルが停止 区間に突入した瞬間から若干の時間遅れの後,圧力は急激に増加している。た とえば L=10mの測定結果では,この時間遅れは管路終端部の位置で約0.029 s,中間の位置では約0.014sとなっている。これは,カプセル突入時に生じ た圧縮波が,各測定位置まで伝播するのに要する時間である。この値から,圧 縮波の伝播速度を算出すれば,それぞれ345,357m/sとなり,音速で伝わっ ていることがわかる。すなわち,停止区間内の空気の状態変化は断熱変化であ































(h) k=0.93, $c_0=10.0 \text{ m/s}$, M=2.78 kg, L=10 m







-112 -

るといえる。また, kが大き い場合の測定結果で明瞭に認 められるが,管路終端部の測 定位置における波形の周期は、 中間点の場合のちょうど2倍 になっている。これは、圧縮 波が停止区間内を1往復する 間に,中間点を2回通過する ためである。以上のことから, 圧縮波の運動によって停止区 間内の圧力は、比較的複雑に 変化することがわかる。しか しながら図 6・14 で示された ように,カプセルは非常に滑 らかに減速されていることか ら, 圧縮波の存在はカプセル の走行状態にはまったく影響 を及ぼさないといえる。急激







に上昇した圧力は,おもに管とカプセルのすき間から空気が流出することによって減少するが,減少時の変化は上昇時に比して緩慢であることがわかる。最 大圧力の大きさは,当然のことながら直径比 k および突入速度 co が大 きいほ ど大きく,質量 M および停止区間の長さ L の影響は比較的小さい。

図 6・16 (a)~(d)に,種々のパラメータの影響を示す。縦軸には,カプセル速度比 c/c_0 を取っている。図(a),(b)から明らかなように,直径比 k および質量 Mの影響については,予想通りの結果が得られている。図(c)より,停止するまでの時間は,いずれの場合も4 s 程度となっており,突入速度 c_0 による影響をあまり受けない。これは, c_0 が大きい場合,カプセルは急激に減速され,逆に c_0 が小さい場合,減速の割合も小さいためである。また図(d)から明らかなように,停止区間の長さ Lの影響をまったく受けていないのも注目すべきことである。

6.5 静止および走行時の抵抗係数の比較

静止状態にあるカプセルの抵抗係数は,すでに第3章で求められた。走行カ プセルの抵抗係数については,運動方程式

$$M\frac{d c}{d t} = C_D A \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c)^2 - R_c \qquad (6 \cdot 3)$$

に基づいて,間接的に 得ることにする。式 (6・3)において,*C*D を除くすべての項が, 摩擦力の測定および走 行実験から求まってい る。管路が十分長けれ ば,カプセルは定速走 行となり,流体抵抗と 車輪の摩擦力が釣り合 う。しかしながら,本



図6・17 走行カプセルの抵抗係数

-114 -

実験では管路がそれほど 長くないため,式(6・3) の左辺の加速度項をも実 験より見積った。図6・17 に、一例としてk = 0.93, $\overline{U}_{\text{max}} = 4 \text{ m/s}, M = 2.78$ kg の場合の抵抗係数Cn を示す。図において散ら ばりが大きいが、これは A/D 変換された瞬時の 空気速度を用いて計算し たためと考えられる。図 のように、 C_n の値は一定 の傾向を示していない。 すなわち,カプセルの加 速状態によって,抵抗係 数は変化しないといえる。



図6・18 抵抗係数の比較

そこで、これらの値を単に算術平均して、走行カプセルの抵抗係数とした。図 6・18 に、静止および走行カプセルの抵抗係数を示す。図中のプロットが走 行カプセル、曲線が静止カプセルの値である。図のように、いずれの直径比に ついても、走行カプセルの方が約20%大きな抵抗係数を与えることがわかる。 しかしながら、直径比のわずかな変化で、抵抗係数には数倍程度の差が生じる ことを考慮すれば、上の差はわずかといってよい。したがって、抵抗係数の観 点から考えれば、静止状態と走行状態の間に大差は無い。

6.6 結 論

カプセル走行実験装置およびマイクロコンピュータを利用した,カプセル走 行速度,管内空気速度および送風機吐出圧力の計測系を完成させ,単一カプセ

-115-

ルの走行特性を実験的に解析した。得られた結果を要約して以下に示す。

- (1) 加速区間においては、当然のことながら直径比および最大空気速度が大きいほど、またカプセル質量が小さいほど加速の割合は大きい。ただし、本実験範囲内ではカプセル質量の影響は比較的小さい。
- (2) カプセルの停止には、終端を閉鎖した管路にカプセルを導き、空気の圧縮 性によって停止させる方法を採用した。この結果、直径比が大きいほど、ま たカプセル質量が小さいほど減速の割合は大きい。停止区間への突入速度が 異なっても、カプセルが停止するまでの時間はほぼ同じである。また、停止 区間の長さの影響はほとんど見られない。
- (3) 停止区間内の圧力は、階段状の波形となって急激に増加し、その後ゆるやかに減少する。ただしこの変化は、本実験範囲内では 0.4~0.5 s 程度の時間内に起こり非常に短い。階段状の波形は、カプセルの突入によって生じた圧縮波が、管路終端部とカプセル前面との間を往復運動することによって生じたものである。
- (4) 静止状態にあるカプセルの抵抗係数と,運動方程式を通じて得られた走行 状態のカプセルの抵抗係数とを比較した結果,走行カプセルの抵抗係数が,約20%大きな値を取ることが明らかにされた。したがって,抵抗係数を比較した限りでは,静止状態と走行状態の間に大差は無い。

第7章 2個のカプセルの走行特性

7・1 まえがき

前童では単一カプセルの走行実験を行い、加速および停止区間におけるカプ セルの走行状態に、種々のパラメ – タが及ぼす影響を明らかにした。とくに加 速区間においては、カプセルの走行に伴い空気速度や送風機の吐出圧力も変化 する。したがって、管内のカプセルの運動のみでなく、送風機をも含めた管路 系全体のシステムとして、カプセル輸送を取り扱う必要のあることがわかった。 一方実際の輸送では、空気動力を有効に利用するため、複数のカプセルが同時 に走行する。したがって、単一カプセルの場合に比して、個々のカプセルの運 動によって、空気速度や送風機の吐出圧力も複雑に変化することが予想される。 とくに、単一カプセルの走行実験で明らかにされたように、カプセルの発進時 において、これらの変化は大きいことから、複数カプセルの場合、後発カプセ ルの発進が作動流体を媒体として先行カプセルの走行状態に大きく影響を及ぼ すことは容易に想像される。このため、一定の時間間隔でカプセルを管内に投 入したにもかかわらず、実際のカプセル間距離は、それぞれ異なったものとな り,場合によってはカプセル輸送でもっとも避けるべき要因の一つであるカプ セルの衝突が起こることも考えられる。したがって,実際の輸送時においては, 複数カプセルの走行挙動を必ず把握しておかなければならない。しかしながら 従来の研究では、上述したような、個々のカプセルまたはカプセルと空気速度 および送風機の吐出圧力などの相互の関連について、十分明らかにされている とはいえない。大滝は複数カプセルの走行状態を実験および理論的に解析し, システム全体の安定性について検討している⁽³⁵⁾。しかしその実験は,数個のカ プセルが管内に投入された後は、空気速度がほぼ一定に落ち着くという理論解 析結果を仮定とし、空気速度が常に一定となるように設定された管路へ、1個 のカプセルを投入した場合の走行状態を測定しているもので、複数カプセルを 取り扱ったものではない。

そこで本章では、複数カプセルの走行を取り扱うための基礎として、2個の

カプセルの走行特性を実験的に明らかにする。ただし,実験は加速区間につい てのみ行われた。まず,走行実験用装置について説明し,つづいて前章と同様 に,マイクロコンピュータを利用したデータ処理方法について述べる。最後に, 2個のカプセルの走行特性を,単一カプセルの場合と比較し検討を加える。ま た,直径比,カプセル質量およびカプセルの発進時間間隔など種々のパラメー タが,システム全体に及ぼす影響や,両カプセルの直径比,質量が異なる場合 の走行状態について考察する。

7・2 実験装置および方法

前章の単一カプセルの実験で用いた管路は、カプセル走行部が比較的短いた め、2個のカプセルを走行させた場合、各カプセルの挙動を詳細に知ることは できない。そこで本実験では、図7・1に示すような全長約90mの管路を製作 した。この管路は水平に設置されている。図において、カプセル走行部はAG 間で、長さは84mである。点Fに空気吐出孔が設けられてあり、FG間の5m をカプセルの停止区間として用いた。図6・1の管路と同様、走行部はFRP 管



図 7·1 走行実験用管路

で,内径は125.6±0.2mmである。場所的な制約から,カプセル走行部には曲 率半径5mの曲がり管が図のように2か所設けられている。送風機から点Aに 至るまでの流量調節部および測定部については,図6・1とまったく同じである ので省略する。図7・2に,カプセル発進部の詳細を示す。図のように,発進 時のカプセル間距離は約60mmである。カプセルの発進は,前章の場合と同様 に、電磁ソレノイド③および④を作動させると、カプセルの前面に取り付けら れている軸棒が引き上げられることによってなされる。本実験では、2個のカ プセルを必要としたが,1個については前章の実験で用いたものを使い,他の 1個については,図6・4で示したカプセルと形状および大きさともまったく 同じものを製作した。管内空気速度は熱線風速計で、送風機の吐出圧力はひず みゲ-ジ式圧力変換器によって測定した。カプセル走行速度については,前章 と同様に、走行管路の外周に設けられているゴム磁石間を、カプセルが通過す るのに要する時間から求めた。ゴム磁石は、図7・1においてAF間に取り付け られている。取り付け間隔は、カプセルの速度変化が比較的大きい発進部付近 で20~30 cm, その後図7・1 における点Bまでは1m, BE間は2m, 最後 の直線部のEF間は1mとし、合計69個のゴム磁石を用いた。カプセル内部に は磁気近接スイッチとFM送信機が積載されている。2個のカプセルにおける 送信周波数はそれぞれ76および80MHzである。



実験は、2個のカプセルの発進時間間隔 T_l 、カプセル質量Mおよび直径比 $k & c \\ n & j \\ d & - g \\ e \\ l & - g \\ e \\ l & l \\ l & l$

7.3 信号処理方法

各カプセルに積載されている FM 送信機からの出力信号の処理方法は,前章 で示した単一カプセルの走行実験の場合と基本的には同じである。本実験では, カプセル1とカプセル2の信号の判別方法に重点を置いて改良を加えた。 図 7・3に,信号処理のブロック線図を示す。動ひずみ計および熱線風速計からの 信号は,それぞれ A/D変換器のデータチャンネル2,3に入力される。用いた A/D変換器は,前章と同様分解能は8ビットで,全データは同時にサンプル される。図7・4に,信号のタイムチャートを示す。信号 A1 は,カプセル1に



図7・3 信号処理のブロック線図

積載されている FM 送信機の出力で,カプセル1 がゴム磁石の取り付け位置を 通過したことを示す。この信号は,ホールド時間が 0.1 ms のサンプル・ホール ドアンプを経て,信号 B1 に整形される。信号 C1 は,カプセル1 が発進した瞬 間に出力されるスイッチ信号で,チャタリング除去のために,ホールド時間が 20 および 0.1 ms のサンプル・ホールドアンプを通過して,信号 E1 となる。 信号 B1 と信号 E1 の論理和を取った信号 F1 が,カプセル1 の走行速度を決定 するための基本信号である。すなわち,信号 F1 の時間間隔 T_{1i} (i=1, 2,…) から,カプセル1 の走行速度が簡単に算出される。カプセル2 についても,カ



図7・4 信号のタイムチャート

プセル1と同様の処理を行い,信号F2を得る。本実験では,カプセルが発進ま たはゴム磁石の位置を通過した瞬間に、データをサンプルすることにした。こ のため,信号 F1 と信号 F2 の論理和を取った信号 Gが, A/D変換器の外部ト リガ端子に入力されている。本実験では,信号 F1 および信号 F2 から, T1i と T_{2i} を直接かつ同時に求めることはできない。一方,信号 G の時間間隔 T_i (i=1,2,……)は,前章の信号処理で試みた方法と同様に,ソフトウェアを工 夫することによって求まる。そこで本実験では、まず*Ti*を算出し、その後*Thi* とT21 を得ることにした。すなわち,図7・4に示したように,信号 F1と信号 F2 をそれぞれ A/D変換器のデータチャンネル 0,1 に入力した。この結果, 信号Gのパルスが、外部トリガ端子に入力されるごとに、動ひずみ計および熱 線風速計からの出力信号のみならず,信号 F1 ならびに信号 F2 をもサンプルす る。全データのA/D変換とマイクロコンピュータ内のメモリへの格納が終了 すると同時に、チャンネル0および1から入力された電圧が、あらかじめ設定 されている敷居値(2~3V)を超えているか否かの判断を行う。たとえば,信 号Gの*i*番目のパルスが入力された瞬間における,チャンネル 0 からの入力電 圧が敷居値を越えていれば、このパルスはカプセル1からの出力信号であると 判断する。次に, i+1番目のパルスもカプセル1からの出力信号であると判 断した場合,時間間隔 T_i を T_{1i} ($j=1, 2, \dots$)に対応させる。i番目のパ ルスはカプセル1の出力信号で,i+1番目はカプセル2の出力信号である場 合,時間間隔 T_i は一時的に記憶され,i + 2番目以降のパルスについて,カプ セル1からの出力信号であるものを探す。仮に, i+4番目のパルスが, カプ セル1の出力信号であると判断した場合, $T_{1i} = T_i + T_{i+1} + T_{i+2} + T_{i+3}$ とし て算出される。カプセル2についても同様の処理が行われる。本実験に用いた プログラムにおいても、時間間隔 T_i は式(6・2)で与えられる。ところで、 A/D変換器の外部トリガ端子にパルスが入力された後,4種類の信号をサンプ ル, A/D変換およびメモリ内へ格納するまでに最低 0.137ms を要する。した がって、一方のカプセルから出力されたパルスが、外部トリガ端子に入力され た後, 0.137ms以内に他方のカプセルから出力されたパルスは,認知されない

という欠点がある。ただし本実験範囲内では、上述した原因によるデータの欠 損は起こらなかった。図 6・7に示したサンプル・ホールドアンプのホールド時 間が1 ms であるのに対し、図 7・3 で示されているように、この値を 0.1 ms (<0.137ms)に設定したのは、上述したデータ欠損がホールド時間に起因す ることを防ぐためである。全データをサンプルした後、マイクロコンピュータ が計算に要した時間は、約 40 s程度であった。

7・4 実験結果および考察

図 7・1に示した走行管路においては,カプセルの定常走行状態を得ることが できた。そこで,後述する2個のカプセルの実験結果と比較する意味も含めて, まず単一カプセルの結果について簡単に触れ,その後2個のカプセルの結果に 対して考察する。

7・4・1 単一カプセル

図7・5に、単一カプセルの走行結果の一例を示す。横軸には時間tを、縦軸にはカプセル速度c,管内の平均空気速度 ひおよび送風機の吐出圧力pを取っている。図中黒塗りの点は、図7・1のBE間におけるカプセル速度を表す。 図のように、曲がり管内でカプセル速度はいくぶん低下するが、定量的にはこの変化は小さい。空気速度および送風機の吐出圧力については、曲がり管部においてほとんど変化は見られない。曲がり管部を出た後、カプセル速度は増加し、最終的に定常状態に落ち着いていることがわかる。

ここで、定常走行時における速度比について考える。速度比。を

$$\phi = c / \overline{U} \tag{7.1}$$

で定義する。一方カプセルの運動方程式は,式(6・3)で表されるが,本実験 では定常走行を得ることができたので,式(6・3)の左辺を零とすれば

$$C_D A \frac{\rho}{2} \left(\overline{U} - c \right)^2 = R_c \qquad (7 \cdot 2)$$



図7・5 単一カプセルの走行結果

となる。式(7・2)に式(7・1) 1.0 を代入し整理すれば $\phi = 1 - \sqrt{\frac{2 R_c}{C p A c}} / \overline{U}$ $(7 \cdot 3)$ ↔ 0.5 を得る。式(7・3)において,直 Eq.(7.3) 径比kおよび質量Mがわかれば, Rc, Aならびに CD は求まる。し 0 たがって, 豆をパラメータとして 0.8 0.9 1.0 ♦を算出することができる。図7・6 k に, 直径比 k に対する速度比 ø の 図7・6 速度 比

合である。図中のプロットは実験値を示し、プロットの横の数字は Ūを表す。 図より、同一直径比においては、流速が大きいほど、また流速が同じであれば 直径比が大きいほど、速度比 ø の値も大きくなることがわかる。一方実験値と

値を示す。図は, M=2.78 kgの場

計算値を比較すれば, *k*=0.90の場合両者にいくぶん差は見られるが,全体としては十分一致している。

ところで、次章で示す理論解析を行うためには、車輪の摩擦力を求めておく 必要がある。2個のカプセルのうち、1個は第5章ですでに求められた。そこ で他方(カプセル2)については、定常状態におけるカプセル速度と空気速度 から、運動方程式を通じて得ることにした。図7・7に、定常走行部におけるカ プセルおよび空気速度を示す。図のように、実験は直径比 $k \ge 0.90 \ge 0.4$ の M = 2.75, 3.74および 4.74 kg の3種類について行われた。式(7・2)より、 カプセル2の摩擦力 R_{c2} は

$$R_{c2} = C_{D2} A_2 \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c_2)^2 \qquad (7 \cdot 4)$$

となる。 \overline{U} および c_2 については、図 7・7に示されている値を単に算術平均して得た。図 7・8に、式(7・4)を用いて求めた R_{c2} の値とカプセル2の重量 gM_2 との関係を示す。図のように、3点は一直線上にある。そこでこの直線



 $R_{c2} = 2.76 \times 10^{-2} gM_2 + 3.13 \qquad (N) \qquad (7 \cdot 5)$

図7・7 定常走行部におけるカプセルおよび空気速度

-125 -

を,カプセル2の車輪の摩擦力を与える式として用いることにする。ところで 第5章より,カプセル1の車輪の摩擦力 Rc1 は



で表される。まったく異な った方法で両式を導出した にもかかわらず,式の傾き すなわち車輪と壁面とのこ ろがり摩擦係数については, 満足な一致が得られている。 両式の差は,定数項すなわ ち車輪のベアリング部にお ける固有の摩擦力の違いか ら生じている。



7・4・2 2個のカプセル

本節においては、カプセル速度 c,空気速度 \overline{v} ,送風機の吐出圧力 p および カプセルの走行距離 x などの結果を、すべて時間 t に対しプロットして示す。 図7・9 に、直径比 $k_1 = k_2 = 0.93$ 、カプセル質量 $M_1 = 2.78$ kg、 $M_2 = 2.76$ kg 発進時間間隔 $T_l = 2.03$ s の場合の結果を示す。図中黒塗りの点は、図7・5 と 同様曲がり管部におけるカプセル速度を表す。横軸の途中に示されている矢印 は、カプセル 2 が発進した時刻である。また図中の曲線は、第8章の理論解析 によって得られた計算値である。図(a)のように、カプセル1の加速は比較的緩 慢であり、それに伴う空気速度および送風機の吐出圧力の変化も小さい。一方 カプセル 2 の加速の割合は、カプセル1に比して大きく、短時間にカプセル1 の走行速度とほぼ等しくなっている。カプセル1は、カプセル2の走行に伴っ て再加速され、空気速度および送風機の吐出圧力の変化も、カプセル1の発進 時に比して大きい。図7・5 と同様、曲がり管部で両カプセルの速度はいくぶん

低下しているが,定量的にはこの変化は小さく,カプセル1の発進から10 s後 には、システム全体はほぼ定常に落ち着いていることがわかる。約17 s 後に は、カプセル1は停止区間に突入し、このためカプセル2の走行速度と空気速 度の増加および吐出圧力の減少がわずかながら見られる。図(b)においては、両 カプセルの走行距離は時間とともに滑らかに増加し、特異な傾向は示されてい ない。図7・10 および図7・11 に,それぞれ $T_{l}=9.98$,15.1 sの場合の結果 を示す。他のパラメータおよび図中の記号は、図7・9と同じである。図のよう に比較的*T*」が大きい場合,カプセル2の発進前で,すでにシステム全体は定常 状態になっている。また図7・9に比して,カプセル2の発進が,カプセル1 の走行速度および空気速度ならびに送風機の吐出圧力の変化に及ぼす影響は大 きい。とくに図(b)においては、図 7・9(b)と異なり、カプセル2の発進時刻の位 置で,カプセル1のプロットの勾配が急に増加していることがわかる。ただし, 図 7・10 と図 7・11 を比較した場合,両者は単にカプセル 2の発進および発進 による他の測定値の変化の時刻が異なっているのみで、意味のある差異は見ら れない。したがって、システム全体が定常に至っていないときにカプセル2が 発進した場合には,図7・9のような結果となり,システムが定常状態に落ち 着いているときにカプセル2が発進した場合には,図7・10または図7・11の ような結果が得られる。以上のことから、2個のカプセルの実験を特徴付ける パラメータ T1は、システム全体に比較的大きな影響を及ぼすことがわかる。一 方,図7・5で示した単一カプセルの実験では、定常状態に至るまでに、およそ 5 sを要しているが,図7・10 および図7・11 では3 s程度となっている。こ れは、カプセル2が静止していると、管路全体の圧力損失が大きく、空気の定 常速度が単一カプセルの場合に比して低くなる。この結果,定常状態に至るま でに要する時間は短くなると考えられる。

次に,直径比の影響について考察する。図7・12,7・13,7・14に,それ ぞれk=0.85,0.90および0.96の結果を示す。これらの図において T_l の値 が異なっているのは,直径比によって,カプセルが定常走行に至るまでの時間 に,違いがあるためである。まずk=0.85の場合,カプセル2の発進がシステ



-128 -





-129 -



-130 -





-131 -



-132-

ムに及ぼす影響は非常に小さく、単にカプセル2が加速するのみである。k = 0.90の場合には、この影響はかなり大きくなっているが、k = 0.93の場合た とえば図7・10と比較すれば小さいといえる。一方k = 0.96については、カプ セル2の発進の影響は非常に大きく、システム全体の変化に対して、カプセル 2の走行が支配的である。ここで、k = 0.85と0.96について、カプセル2の 発進前後における、カプセル1の定常速度の比について比較すれば、k = 0.85ではほぼ1であるのに対し、k = 0.96ではおよそ3倍にも達している。前章の 単一カプセルの実験において、直径比kの影響が比較的大きいことがすでに明 らかにされたが、以上のことから、2個のカプセルの場合にも、この傾向は顕 著に現れている。また、前述した T_1 の影響は、kが大きいほど著しい。

図7・15,7・16に、2個のカプセルの質量がまったく異なる場合の結果を示す。図7・15は、 $M_1=2.78$ kg、 $M_2=4.75$ kg、図7・16は、 $M_1=4.77$ kg、 $M_2=2.76$ kgである。当然のことながら、質量の大きいカプセルは、加速の割合が小さいため、図7・15ではカプセル1の速度はカプセル2の速度を上回り、図7・16では曲がり管に突入する以前において、カプセル2の方が速度は大きい。ただし、両カプセルの速度差はわずかであり、本実験範囲内では質量Mの影響は小さい。

図 7・17, 7・18に、両カプセルの直径比が異なる場合の結果を示す。 図 7・17, $k_1 > k_2$ の場合の例として、 $k_1 = 0.96$, $k_2 = 0.85$, $\boxtimes 7 \cdot 18$ は, $k_1 < k_2$ の例として, $k_1 = 0.90$, $k_2 = 0.93$ である。 $\boxtimes 7 \cdot 18$ のほかにも, $k_1 = 0.85$, $k_2 = 0.96$ の組み合わせについて試みた。しかし, $k_1 < k_2$ で $k_1 \geq k_2$ の差が大きい場合には、カプセル2から生ずる死水域の影響をカプセル1が強く受け、本実験ではカプセル1が発進しなかった。 $\boxtimes 7 \cdot 17$ より、カプセル2 の発進時において、カプセル1の走行速度、空気速度および送風機の吐出圧力は、まったく変化しておらず、カプセル2の発進はシステムに影響を及ぼさないことがわかる。したがって、カプセル2の発進はシステムに影響を及ぼさないことがわかる。したがって、カプセル2に比して、カプセル1の直径比が極端に大きい場合、カプセル1の走行が支配的になる。同図(b)においても、カプセル1のプロットの勾配には何の変化も見られず、両カプセルの距離が増加す

-133-

るのみである。図7・18では,カプセル2の走行速度の方が大きいため,カプ セル1が発進してから約8s後に両カプセルは衝突している。つまり,図(a)にお いて,カプセル1の速度のプロットが,わずかながら急に増加しているのが認 められる。その後,カプセル2がカプセル1を押すような状態で,両カプセル は連なって走行しているものと考えられる。そのため,衝突後についてはカプ セル2のプロットは示されていない。

7 · 5 結 論

本章では、全長およそ90mの管路と、マイクロコンピュータを中心とした2個の カプセルの走行速度の同時測定が可能な信号処理系を用いて、複数カプセルの走 行の取り扱いの基礎である、2個のカプセルの走行特性を実験的に解析した。ま た本装置では、カプセルの定常走行状態を得ることができたので、単一カプセル に関して簡単な実験を行った。得られた結果をまとめると以下のようになる。

- (2) カプセル2の車輪の摩擦力 Rc2 を、単一カプセルの定常走行実験と運動方 程式から求めた結果、Rc2 は式(7・5)で与えられる。第5章で得られたカ プセル1の車輪の摩擦力 Rc1 を与える式と比較した結果、まったく異なった 測定方法にもかかわらず、車輪と壁面とのころがり摩擦係数については両者 はほぼ一致した。
- (3) 2個のカプセルの走行実験においては、カプセル2の発進とともに、カプセル 1は再加速され、また空気速度の増加ならびに送風機の吐出圧力の減少が生じる。
- (4) 2個のカプセルの走行を特徴付ける両カプセルの発進時間間隔*T*₁は,システム全体に比較的大きな影響を及ぼす。またこの影響は,直径比が大きいほど著しい。
- (5) 本実験範囲内では、カプセル質量 Mの影響は比較的小さい。
- (6) カプセル1の直径比がカプセル2に比して大きい場合,カプセル2の発進の影響は比較的小さく,カプセル1の走行が支配的となる。一方カプセル2の直径比が大きい場合,カプセル間距離は徐々に短くなり,発進時間間隔が小さいときには,両カプセルは途中で衝突し,その後連なって走行する。

第8章 走行カプセルの理論解析

8・1 まえがき

第5章では、カプセル走行実験の基礎として、カプセルを支える車輪の摩擦 力を測定し、摩擦力を与える式が導かれた。第6章では、単一カプセルの走行 実験を行い,種々のパラメ-タがカプセルの走行特性に及ぼす影響を明らかに した。また、走行状態のカプセルの抵抗係数と、静止状態のカプセルの抵抗係 数を比較した結果,走行カプセルの抵抗係数が約20%大きな値を取ることが 確認された。第7章においては、2個のカプセルの走行特性が実験的に明らか にされた。車輪に働く摩擦力と抵抗係数がわかれば、カプセルの走行状態を計 算によって求めることができる。走行の解析に関しては、すでにいくつか報告 されている⁽³¹⁾⁽³⁵⁾。これらの研究は、複数のカプセルを順次管路内に投入した場 合の,カプセルの走行速度および管内空気速度の変化を計算するもので,カプ セルの加速から定常走行への移行に伴うシステム全体の変化に注目している。 しかしながら、カプセルに働く流体抵抗および車輪の摩擦力の見積りの精度が 満足でないため,個々のカプセルの運動については,十分明らかにされていな い。たとえば文献(35)では、計算値と実験値との間に満足な一致が得られて いない。また文献(31)では、実験値との比較がなされていないため、用いら れた解析法が実際の輸送に適用し得るか明らかでない。

本章では,走行カプセルの解析方法および計算結果について述べる。まず単 ーカプセルの走行特性を,発進から定常走行へ至るまでの加速区間と停止区間 について理論的に解析する。加速区間においては,送風機の特性を考慮した計 算を行い,停止区間については,第6章の停止の実験で用いられた,空気の圧 縮性を利用した方法の解析を行う。つづいて,単一カプセルに対して用いた理 論を,2個のカプセルの場合に拡張して数値計算を行う。ただし,2個のカプ セルの解析については,加速区間のみを扱う。第6章および第7章で,それぞ れ単一カプセルならびに2個のカプセルの走行特性について,種々のパラメー タの影響などが実験的に明らかにされた。そこで本章では,本計算の適用性を 調べることを目的とし、得られた計算結果を実験結果と比較して考察を加える。

8・2 単一カプセル

8 · 2 · 1 解 析

まず,加速区間について解析を行う。第6章で示した走行実験では,カプセ ル発進時における管内圧力の上昇を緩和するために,管路の途中にバイパス部 が設けられている。本解析においては,送風機の特性およびこのバイパス部か ら流出する空気量の変化をも考慮に入れて,カプセル走行速度,管内空気速度 および送風機の吐出圧力の数値計算を行う。大滝は,管路内の空気流にオイラ -の運動方程式を適用して,理論解析を行っている⁽⁸⁵⁾。本研究では,カプセル に働く流体抵抗やカプセルの存在による付加圧力損失など,基本的な諸量が流 れ方向の静圧分布から予想され得ることが明らかにされた。そこで本解析にお いても,この手法でシステム全体の定式化を行うことにする。図8・1に,カプ セル走行速度が*c*,走行管路内の空気速度が*v*,バイパス部からの空気の流出



Distance

図8・1 管内静圧分布の概略(単一カプセル)
速度が \overline{U}_1 および送風機の吐出圧力が p である場合の, 管内静圧分布の概略を 示す。図において, 点 C, D は大気開放である。図のように, 主管 B D では, 静圧は管摩擦のために一定勾配で降下するが, カプセルの存在位置で大きく減 少した後,再び一定勾配で降下して大気圧に至る。一方バイパス部については, バイパス弁の損失のために静圧は急激に減少し,その後一定勾配で降下して大 気圧に至るものと考えられる。以下に,このような静圧変化について解析を行 う。まず, B D 間の静圧差 Δp_{BD} は

$$\Delta p_{BD} = \lambda \frac{L_1 - l}{D} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 + \Delta p_c \qquad (8 \cdot 1)$$

である。ただし、 L_1 および lはそれぞれ BD間の管路長ならびにカプセルの長 さである。また、 λ は管摩擦係数であり、Blasiusの公式

$$\lambda = 0.3164 R_e^{-1/4} \tag{8.2}$$

を適用する。Reは、管内平均流速および管内径で定義されたレイノルズ数で

$$R_e = \frac{\overline{U}D}{\nu} \tag{8.3}$$

である。また *△pc* は, 第3章式(3・42)より

$$\Delta p_c = \zeta_T \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c)^2 \qquad (8 \cdot 4)$$

と表される。ただし、 ζ_T は式(3・42)の右辺の括弧内の値である。一方、バ イパス弁の損失係数を ζ' とすれば、BC間の静圧差 Δp_{BC} は

$$\Delta p_{BC} = \zeta \cdot \frac{L_{3}}{D} \frac{\rho}{2} \overline{U}_{1}^{2} + \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \overline{U}_{1}^{2} \qquad (8 \cdot 5)$$

となる。ただし、 L_3 はバイパス管の長さである。また λ は バイパス管での管摩擦 係数であり、式(8・3)の \overline{U} に \overline{U}_1 を用いることによって、式(8・2)から算 出される。CもDもともに大気開放点を表すので、 Δp_{BD} と Δp_{BC} は等しい。 したがって、式(8・1)と式(8・5)を等置して式(8・4)を代入すれば

$$\lambda \frac{L_1 - l}{D} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 + \zeta_T \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c)^2 = (\lambda' \frac{L_3}{D} + \zeta') \frac{\rho}{2} \overline{U}_1^2 \qquad (8 \cdot 6)$$

を得る。第6章の走行実験に用いられた送風機の性能曲線を図8・2に示す。図 中の破線は、2次の近似式

$$p = \alpha Q^{2} + \beta Q + \gamma \qquad (\alpha = -3.8 \ 4 \times 1 \ 0^{-1}, \ \beta = 4.1 \ 8 \times 1 \ 0^{4}, \gamma = -1.0 \ 3 \times 1 \ 0^{5}) \qquad (8 \cdot 7)$$

である。ただし、Qは送風機の吐出流量で、単位は m^3 /min である。前述した ように、第6章の実験では、バイパス部が設けられたため、カプセルの直径比 および空気速度が大きい場合でも、送風機の吐出圧力は 5×10^3 Pa 程度にしか 達しなかった。そのため、図のように低圧力の範囲に対する近似式を用いた。 式(8・7)の適用範囲は $Q \ge 6$ である。ところで、送風機は並列に 2 台用いら れたので、式(8・7)にお $*10^4$

ける**Q**は*Ū*,*Ū*1 および管 断面積 Ap を用いて

 $Q = A_p (\overline{U} + \overline{U}_1) 60/2$ $(8 \cdot 8)$

と表される。図8・1より, 送風機の吐出圧力**p**から, AB間の管摩擦による圧力 損失を減じたものが,点B の圧力である。AB間の管 摩擦係数を λ"とすれば, 式(8・5)および式(8・7) より



$$\alpha Q^{2} + \beta Q + \gamma - \lambda^{"} \frac{L_{2}}{D} \frac{\rho}{2} (\overline{U} + \overline{U}_{1})^{2} = (\lambda \frac{L_{3}}{D} + \zeta') \frac{\rho}{2} \overline{U}_{1}^{2} \qquad (8 \cdot 9)$$

を得る。 λ "については、 λ と同様に式(8・2)および式(8・3)から求まる。 式(8・6)、(8・8)、(8・9)より、 \overline{U}_1 を消去して整理すれば

$$B_{1}\overline{U}^{2}+B_{2}(\overline{U}-c)^{2}+B_{3}\overline{U}+(B_{4}\overline{U}+B_{3})\sqrt{B_{5}\overline{U}^{2}+B_{6}(\overline{U}-c)^{2}}+B_{7}=0$$
(8 \cdot 10)

となる。ただし

$$B_{1} = \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\rho \left\{ \lambda \left(L_{1} - l \right) + \lambda^{*} L_{2} \right\}}{2 D} + \frac{\lambda \left(L_{1} - l \right)}{\lambda^{*} L_{3} + \zeta D} \left(\frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\lambda^{*} \rho L_{2}}{2 D} \right) \\ B_{2} = \frac{\zeta T D}{\lambda^{*} L_{3} + \zeta^{*} D} \left(\frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\lambda^{*} \rho L_{2}}{2 D} \right) - \frac{\zeta T \rho}{2} \\ B_{3} = \frac{1 5 \beta \pi D^{2}}{2} \\ B_{4} = \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{2} - \frac{\lambda^{*} \rho L_{2}}{D} \\ B_{5} = \frac{\lambda \left(L_{1} - l \right)}{\lambda^{*} L_{3} + \zeta^{*} D} \\ B_{6} = \frac{\zeta T D}{\lambda^{*} L_{3} + \zeta^{*} D} \\ B_{7} = \gamma \end{cases}$$

$$(8 \cdot 11)$$

である。一方, カプセルの運動方程式は

$$M\frac{d c}{d t} = C_D A \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c)^2 - R_c \qquad (8 \cdot 12)$$

と表される。*CD*は抵抗係数であり,第3章式(3・40)で与えられる。*Rc*は 車輪の摩擦力を示し,第6章の走行実験から得られた式

$R_c = 2.35 \times 10^{-2} \ qM + 3.06 \times 10^{-1} \qquad (N) \qquad (8)$	$5 \times 10^{-2} qM + 3.06 \times 10^{-1}$ (N)	$(8 \cdot 13)$	3)
--	---	----------------	----

を用いた。実際には、第5章で求まった車輪の摩擦力を与える式(式(5・7)) を用いる予定であったが、多数の予備実験を繰り返す間に、ベアリング部の固 有の摩擦力が、経時変化のために実験当初と異なった値を取る結果となった。 そのため、第7章で示したカプセル2の摩擦力の測定方法と同様に、運動方程 式を通じて走行実験結果から式(8・13)を求めた。式(8・12)を積分するこ とによって、カプセル速度を得ることができ、この値を式(8・10)に代入す れば、空気速度 \overline{U} が求まる。式(8・10)の解法には、ニュートン法を用いた。 送風機の吐出圧力pは、式(8・6)、(8・7)より得られる。数値計算を行う にあたって、各式における諸係数および初期値については、第6章の走行実験 で得られた値を用いた。

次に,停止区間における走行特性について解析を行う。第6章の停止の実験 で明らかにされたように,管内にはカプセルの運動に応じて圧縮波が生じる。 しかしながら本研究においては,取り扱いを簡単にするため,空気の運動はす べて準定常とみなして解析を進める。図8・3に,カプセルが停止区間に突入す る前後の様子を模式的に示す。停止区間の長さをL,カプセルの突入速度をco とし,カプセルの進入に伴って,空気は吐出口を通じて大気に開放されるもの とする。また,カプセルが突入する以前の,管内の圧力,密度は大気と等しく, それぞれ po, po とし,カプセル突入後,カプセル後方の空気も大気状態と等し



図8・3 停止区間における解析モデル

いものと仮定する。第3章図3・14における,カプセル後面部での静圧変化を 考慮すれば,図8・3の圧力pおよび p_0 を用いて,カプセルの運動方程式は

$$M\frac{dc}{dt} = (p_0 + p_{2,r} - \Delta p_1 - p) A - R_c \qquad (8 \cdot 14)$$

と表される。式(8・14)に第3章の式(3・27),(3・35)を代入し,連続の関係から得られる式

$$\overline{U} = (1 - k^2) u_1 \tag{8.15}$$

を用いれば

$$M\frac{dc}{dt} = (p_0 - p)A + \left[\frac{\zeta_{2,r}^{"}(1 - k^2)^2}{\{1 - k^2(1 + 19 - 1.95 \times 10^{-1}k)^2\}^2} - 2k^2 + k^4\right]\frac{\rho}{2}u_1^2 A - R_c$$
(8 \cdot 16)

となる。一方,停止区間内の空気の状態変化について考える。久光らは,状態 変化を等温と仮定して解析を行っている⁽⁴⁸⁾。しかしながら,第6章の図6・15 で明らかにされたように,カプセルの突入によって生ずる管内圧力の上昇は, 比較的短時間に起こるため,系外との熱の授受は無視し得ると考えられる。ま た,圧縮波の伝播速度が350m/s程度であったことからも,空気の状態変化 を断熱であると仮定する方が妥当である。そこで,状態方程式として

$$p/p_{0} = (\rho/\rho_{0})^{1.4} \tag{8.17}$$

を用いる。カプセル前方における停止区間内の空気の体積を*V*1, 管とカプセルのすき間を通って流出した空気の体積を*V2*とすれば,

$$\rho V_1 + \rho_0 V_2 = \rho_0 V_0 \tag{8.18}$$

の関係が得られる。ただし、 V_0 は停止区間全体の体積であり、 V_1 および V_2 はそれぞれ

$$\frac{dV_1}{dt} = -Ac \tag{8.19}$$

$$\frac{dV_2}{dt} = (A_p - A) u_1 \qquad (8 \cdot 20)$$

と表される。式(8・18)では,管とカプセルのすき間に存在する空気量は無 視されている。ところで,式(8・16),(8・20)に用いられているすき間の 空気速度 u_1 は,カプセル前後の圧力差から求まる。すなわち,図8・3におけ る圧力差($p-p_0$)は,カプセルの存在による付加圧力損失 Δp_c に等しい。し たがって,第3章式(3・42)および式(8・15)より

$$p - p_0 = \left\{ \zeta_T' + \frac{2 C_f L' (1 - k^2)^2}{H (1 - k_1^2)^2} \right\} \frac{\rho}{2} u_1^2 \qquad (8 \cdot 21)$$

を得る。ただし

$$\zeta_{T} = \zeta_{1,f} + \zeta_{1,r} + \frac{\zeta_{2,f} (1-k^{2})^{2}}{\{1-k^{2} (140-4.18\times10^{-1} k)^{2}\}^{2}}$$

$$+\frac{\zeta_{2,r}^{"}(1-k^{2})^{2}}{\{1-k^{2}(1.19-1.95\times10^{-1}k)^{2}\}^{2}}$$
(8.22)

であり, L'は

 $L' = x \quad (x < l)$ (8 · 23)

$$L' = l \quad (x \ge l) \qquad (8 \cdot 24)$$

$$x = \int_0^t c \, dt \tag{8.25}$$

である。式(8・21)に式(8・17)を代入し,密度比 ρ/ρο=Xと置けば

$$u_{1} = \sqrt{\frac{2 p_{0} (X^{1.4} - 1)}{\rho_{0} X}} \left\{ \zeta_{T}^{\prime} + \frac{2 C_{f} L^{\prime}}{H} \left(\frac{1 - k^{2}}{1 - k_{1}^{2}} \right)^{2} \right\} \qquad (8 \cdot 26)$$

を得る。以上の基礎式を,差分式に変形して数値計算を行った。加速区間にお ける計算の場合と同様に,諸係数および初期値については,第6章での実験値 を用いた。

8・2・2 実験値との比較検討

各種パラメータの影響については,第6章で実験的に明らかにされたので, 本章では本解析法の適応性を調べることを目的とし,個々の図に計算値と実験 値を併記して両者を比較する。

まず,加速区間の結果を第6章図6・12(a)~(h)に示す。図中のプロットは実 験値を示し,曲線は計算値を表す。図のように,いずれの条件の場合につい ても,計算値と実験値は十分一致している。とくにカプセル速度と空気速度に ついては,両者は完全に一致しているといえる。送風機の吐出圧力では,カプ セルおよび空気速度に見られる程度の一致は得られていないが,実験値のばら つきが比較的大きいことを考慮すれば,両者の一致は満足である。以上のこと から,バイパス部を含む管路全体の静圧分布を考慮することにより,カプセル 速度,空気速度および送風機の吐出圧力を十分な精度で予測し得ることが明ら かにされた。また本解析法の特徴として,複数個のカプセルを取り扱う場合に は,式(8・1)の右辺に,各カプセルの存在による付加圧力損失の項を加える のみでよい。複数個のカプセルの取り扱いの基礎である,2個のカプセルに対 して,本解析法を適用した場合の結果を次節で示す。

次に,停止区間の結果を図 6・14(a)~(j)および図 6・15(a)~(l)に示す。 図 6・14は、カプセル速度ならびに走行距離の比較であり、図 6・15は、停止区 間内の圧力の比較を示す。図 6・14において、比較的直径比の小さい k=0.85 の場合、t=2s付近から計算値と実験値との間に差は見られるが、他の条件の 場合については両者はよく一致している。次に、管内圧力の変化について考察 する。本理論は、空気の運動をすべて準定常とみなしていることから、実験値 のような階段状の波形は得られない。また当然のことながら、計算値において はt=0から圧力が上昇するため、実験値に対して、全体に左に寄った結果とな っている。このように図を細かく見た場合、実験値と計算値との間に差が認め られるが、圧力の増加および減少時における曲線の勾配ならびに圧力の最大値 などを比較する限りは、両者は十分一致している。波動方程式などを用いれば、 実験値のような階段状の波形を理論的に再現できるが、カプセルの運動につい

-143 -

て図 6・14 で示された程度の一致が得られていることから,工学的には十分意 義があると考えられる。したがって,第6章の実験で空気の圧縮性を利用した カプセルの停止方法が可能であることを明らかにしたが,本解析法はこの停止 方法によるカプセルの減速状態を十分予測し得るものであるといえる。

8・3 2個のカプセル

本節では,前節で用いた単一カプセルの理論を,2個のカプセルの場合に応 用して解析を行う。ただし,前章図7・1で示した管路の曲がり部については, カプセルの大きさに比して曲がり管の曲率半径が非常に大きいため,直管とみ なして解析する。

8·3·1 解 析

図8・4に、2個のカプセルが走行している場合の、管内静圧分布の概略 を 示す。静圧変化の詳細については、図8・1の場合とほぼ同じである。 図にお いて、点C、Dは大気開放である。まず、BD間の静圧差 *Δ p*_{BD} は

$$\Delta p_{BD} = \lambda \frac{L_1 - 2 l}{D} \frac{\rho}{2} \overline{U}^2 + \Delta p_{c1} + \Delta p_{c2} \qquad (8 \cdot 27)$$

である。ただし, Δp_{c1} および Δp_{c2} はそれぞれカプセル1, カプセル2 の存 在による付加圧力損失で, 第3章式(3・42)より

$$\Delta p_{c1} = \zeta_{T1} \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c_1)^2 \qquad (8 \cdot 28)$$

 $\Delta p_{c2} = \zeta_{T2} \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c_2)^2 \qquad (8 \cdot 29)$

と表される。*ζ*_{*T*1},*ζ*_{*T*2}は,式(3・42)の右辺の括弧内の値である。λは, 式(8・2),(8・3)より求まる。BC間の静圧差 Δ*p*BC については,式(8・5) と同じである。式(8・27)と式(8・5)を等置し,式(8・28),(8・29) を用いれば

-144-



Distance

図8・4 管内静圧分布の概略(2個のカプセル)

$$\lambda \frac{L_{1} - 2 l}{D} \frac{\rho}{2} \overline{U}^{2} + \zeta_{T1} \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c_{1})^{2} + \zeta_{T2} \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c_{2})^{2}$$
$$= (\lambda' \frac{L_{3}}{D} + \zeta') \frac{\rho}{2} \overline{U}_{1}^{2} \qquad (8 \cdot 30)$$

を得る。送風機の性能曲線には、式(8・7)を用いる。式(8・8),(8・9), (8・30)より、 \overline{U}_1 を消去して整理すれば

$$C_{1}\overline{U}^{2} + C_{2}(\overline{U} - c_{1})^{2} + C_{3}(\overline{U} - c_{2})^{2} + C_{4}\overline{U} + C_{5} + (C_{6}\overline{U} + C_{4})\sqrt{C_{7}\overline{U}^{2} + C_{8}(\overline{U} - c_{1})^{2} + C_{9}(\overline{U} - c_{2})^{2}} = 0 \quad (8 \cdot 31)$$

となる。ただし

$$C_{1} = \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\lambda^{"} \rho L_{2}}{2 D} + \frac{\lambda (L_{1} - 2 l)}{\lambda' L_{3} + \zeta' D} \left\{ \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\rho (\lambda' L_{3} + \zeta' D + \lambda^{"} L_{2})}{2 D} \right\}$$

-145-

$$C_{2} = \frac{\zeta_{T1} D}{\lambda' L_{3} + \zeta' D} \left\{ \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\rho \left(\lambda' L_{3} + \zeta' D + \lambda'' L_{2}\right)}{2 D} \right\}$$

$$C_{3} = \frac{\zeta_{T2} D}{\lambda' L_{3} + \zeta' D} \left\{ \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{4} - \frac{\rho \left(\lambda' L_{3} + \zeta' D + \lambda'' L_{2}\right)}{2 D} \right\}$$

$$C_{4} = \frac{15 \beta \pi D^{2}}{2}$$

$$C_{5} = \gamma$$

$$C_{6} = \frac{2 2 5 \alpha \pi^{2} D^{4}}{2} - \frac{\lambda' \rho L_{2}}{D}$$

$$C_{7} = \frac{\lambda \left(L_{1} - 2L\right)}{\lambda' L_{3} + \zeta' D}$$

$$C_{8} = \frac{\zeta_{T1} D}{\lambda' L_{3} + \zeta' D}$$

$$C_{9} = \frac{\zeta_{T2} D}{\lambda' L_{3} + \zeta' D}$$

1

である。一方, カプセルの運動方程式はそれぞれ

$$M_{1} \frac{d c_{1}}{d t} = C_{D1} A_{1} \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c_{1})^{2} - R_{c1} \qquad (8 \cdot 33)$$

$$M_2 \frac{dc_2}{dt} = C_{D2} A_2 \frac{\rho}{2} (\overline{U} - c_2)^2 - R_{c2} \qquad (8 \cdot 34)$$

と表される。 C_{D1} , C_{D2} は抵抗係数であり,第3章式(3・40)で与えられる。 R_{c1} , R_{c2} は車輪の摩擦力を示し,それぞれ式(8・13)および式(7・5)を用 いる。式(8・33),(8・34)を積分することによってカプセル速度 c_{1} , c_{2} が 求まり,この値を式(8・31)に代入すれば,空気速度 \overline{v} が得られる。解法には $= - トン法を用いた。ただし式(8・34)において, t \leq T_{l}$ では $c_{2} = 0$ であ る。送風機の吐出圧力pは,式(8・7),(8・30)より求まる。計算を行う にあたって,各式における諸係数および初期値については,前章の実験で得ら れた値を用いた。

-146 -

8・3・2 実験値との比較検討

前章図 7・9~7・17 に,計算結果を併記する。図 7・10~7・17 における記 号は,図7・9 と同じである。図7・18 については,カプセルが途中で衝突した ため,抵抗係数の見積りが困難となり,計算は行われていない。いずれの図に おいても,計算値と実験値は十分一致している。とくに,カプセル2の発進が カプセル1の走行速度,空気速度および送風機の吐出圧力に与える影響は,計 算曲線の勾配の急変化として端的に表されている。したがって,単一カプセル に対して用いられた解析法は,2個のカプセルの場合にも十分適用することが できる。このことは,本解析が複数のカプセルに対しても拡張可能であること を意味している。

8·4 結 論

本章では,カプセル輸送システムの基礎として,単一カプセルおよび2個の カプセルの走行特性を理論的に解析し,第6章,第7章で得られた実験値と比 較した。結果を要約して以下に示す。

- (1) 加速区間における単一カプセルの走行特性を、バイパス部から流出する空気流量および送風機の性能をも考慮して数値計算を行った。その結果、計算値と実験値に満足な一致が得られた。
- (2) 終端を閉鎖した管路に単一カプセルを突入させ、空気の圧縮性を利用して カプセルを停止させる場合について解析を行った結果、計算値と実験値は十 分一致した。
- (3) 単一カプセルに対して用いた加速区間の解析法を,2個のカプセルの場合 に応用して数値計算を行った結果,計算値と実験値に満足な一致が得られた。 したがって,本解析方法は複数のカプセルに対しても拡張可能である。

-147-

第9章 総 括

カプセル輸送は,従来の輸送手段に替わる新しい物流システムとして期待さ れ,20余年前からさかんに研究が進められてきた。しかしながらこれらの研 究では,カプセルの所要動力や時間当たりの輸送量の見積りに重点が置かれて おり,カプセルの流体抵抗やカプセルの管内流に対する影響および個々のカプ セルの走行状態を詳細に取り扱った研究は少ない。本研究は,これらの諸点を 明らかにする目的で行われたものである。ただし,作動流体として空気を用い た空気力カプセルを扱った。

第2章から第4章では,カプセルが管内に静止している場合について解析し た。カプセルを管内に静止させることによって、実験が容易になり、詳細なデ - タを得ることができた。まず第2章では、浮遊実験からカプセルの抵抗係数 を求めた。その結果,直径比の影響は非常に大きく,とくに k>0.90に対して 抵抗係数の変化は急激である。レイノルズ数の影響は、直径比の影響ほど極端 ではないが、比較的大きく、レイノルズ数の増加とともに抵抗係数およびその 変化の割合は減少する。また,抵抗係数には相似性が成立する。カプセルが互 いに近づくことによって生ずる相互干渉の影響は、直径比が大きいほどその範 囲は小さい。たとえば, k>0.90のカプセルに対して干渉による抵抗係数の減 小は、カプセル間距離がカプセル外径の約2倍よりも小さいところで起こる。 第3章では、まず静止カプセル周辺の圧力分布を測定し、カプセルが管内流に 及ぼす影響について明らかにした。すなわち、管内流中におけるカプセルの存 在は、カプセル前面で急縮小流れ、後面で急拡大流れ、その中間は環状流とみ なせる流れ場を作る。またカプセル前後面上の圧力は半径方向にゆるやかに変 化しているが、近似的にはほぼ一定である。次に、圧力分布の結果を参考にし て,実験値と満足に一致する静止カプセルの抵抗係数を与える式〔式(3・22)〕 を導いた。さらに、走行実験に用いたカプセルの抵抗係数および付加圧力損失 の表現式〔式(3・40)〕,〔式(3・42)〕を,流れ方向の静圧分布の測定結果 から導くことができた。第4章では、カプセル周辺の流速分布について、カプ

セル後方の流れに注目した測定を行った。まず,カプセル前方の流れは比較的 単純で,カプセルに非常に近い位置まで通常の管内乱流と同様の分布になって いる。一方,カプセル後方は渦を伴う複雑な流れ場であり,カプセル後面から カプセル径の約2倍離れた位置まで逆流域が存在する。この値は,第2章で明 らかにされた干渉の影響が及ぶ範囲と一致した。またカプセル後方では,乱れ の強さが非常に大きく,流れ方向の減衰がゆるやかである。このため,通常の 管内乱流への平均流速分布の回復が緩慢である。

第5章から第8章では、走行カプセルについて扱った。まず第5章では、走 行実験および解析の基礎として、車輪の摩擦力を測定した。とくに、カプセル から車輪のみを取り出すことによって、車輪にかかる荷重と回転速度を自由に 変化させた測定が可能となった。その結果,本実験に用いた車輪においては, 荷重が比較的小さい場合、車輪と壁面とのころがり摩擦力に比して、車輪のベ アリング部の摩擦力が支配的である。また本実験範囲内では、摩擦力は速度に 依存しない。これらのことを考慮して、カプセルに働く車輪の摩擦力を与える 式〔式(5・7)〕を導いた。第6章では,単一カプセルの走行特性を実験的に 解析した。まず加速区間においては,直径比および最大空気速度が大きいほど, またカプセル質量が小さいほど加速の割合は大きい。カプセルの停止には、空 気の圧縮性を利用する方法を用いた。注目すべき点は,停止区間への突入速度 が異なっても,カプセルが停止するまでの時間はほぼ同じで,また停止区間の 長さの影響はほとんど見られないことである。ところで第6章では,静止カプ セルに対して得られたデータの適応性について考察するため、静止カプセルと 走行カプセルの抵抗係数を比較した。その結果,走行カプセルの抵抗係数が約 20%大きな値を取ることが明らかにされた。したがって,抵抗係数を比較し た限りにおいては、静止状態と走行状態の間に大差は無い。第7章では、複数 カプセルの走行の取り扱いの基礎として、2個のカプセルの走行特性を実験的 に解析した。その結果,カプセル2の発進とともに,カプセル1は再加速され, また空気速度の増加および送風機の吐出圧力の減少が生じる。すなわち、両カ プセルの発進時間間隔が、システム全体に及ぼす影響は比較的大きい。また2

個のカプセルの直径比が異なる場合,直径比の大きいカプセルの運動が支配的 である。第8章では,単一カプセルおよび2個のカプセルの走行特性を理論的 に解析し,実験結果と比較した。単一カプセルの加速区間については,バイパ ス部から流出する空気流量および送風機の性能を考慮した解析を行い,停止区 間については,停止の実験と同様空気の圧縮性を利用した方法の計算を行った。 その結果,実験値と計算値は十分一致した。次に,単一カプセルに対して用い た加速区間の解析法を,2個のカプセルの場合に応用して数値計算を行った結 果,計算値と実験値の一致は良好であった。したがって,本解析法は複数のカ プセルに対しても拡張可能である。 本研究は,大阪大学工学部産業機械工学教室において行われたもの である。

研究頭初から今日まで,終始懇切,丁寧な御指導と御激励を賜った, 森川敬信教授,辻 裕助教授に深甚の謝意を表します。

また,御多忙の中,本論文の懇切な校閲を賜った大阪大学工学部の 三宅 裕教授,近江宗一教授に深く感謝致します。

また,本論文は著者の勤務先である福井大学工学部繊維工学教室に おいて執筆されたものである。

その間,家元良幸助教授からは終始あたたかい御支援と御激励を賜 った。ここに謹んで感謝の意を表します。

また,大阪大学工学部森川研究室の諸氏からは,実験装置製作の際 に多大の御援助をいただいた。とくに杉本周造,長谷川 徹,吉田 肇, 井前弘幸,吉川敏和の諸氏からは格別の御協力を賜った。あわせて厚 く謝意を表します。

おわりに,本研究を行うにあたり,有益な御助言をいただいた住友 金属工業㈱の久光脩文氏,小杉佐内氏,大福機工㈱AR本部の方々に 深く感謝致します。

昭和59年5月

蝶野成臣

参考文献

- (1) 久光 : 日本機械学会関西支部第90回講習会教材, (昭56), 49.
- (2) 久光, 小杉 : 住友金属工業㈱報告, 28-4 (昭51), 61.
- (3) Hodgson, G. W. & Charles, M. E. : Canad. J. Chem. Engng.,
 41 (1963), 43.
- (4) 日本機械学会編 : 管路・ダクトの流体抵抗,(昭54),190.日本機械学会.
- (5) Charles, M. E. : Canad. J. Chem. Engng., 41 (1963), 46.
- (6) Ellis, H. S. : Canad. J. Chem. Engng., 42 (1964), 1.
- (7) Ellis, H. S. : Canad. J. Chem. Engng., 42 (1964), 69.
- (8) Ellis, H. S. : Canad. J. Chem. Engng., 42 (1964), 155.
- (9) Newton, R., Redberger, P. J. & Round, G. F. : Canad. J. Chem. Engng. 42 (1964), 168.
- (10) Ellis, H. S. & Bolt, L. H. : Canad. J. Chem. Engng., 42 (1964), 201.
- (11) Round, G. F. & Bolt, L. H. : Canad. J. Chem. Engng., 43 (1965), 197.
- (12) Kruyer, J., Redberger, P. J. & Ellis, H. S. : J. Fluid Mech., 30-3 (1967), 513.
- (13) Jensen, E. J. & Bruce, J. G. : Hydrotransport 1 (1970), Paper Cl, BHRA.
- (14) Ellis, H. S. & Kruyer, J. : Hydrotransport 1 (1970), Paper C2, BHRA.
- (15) Kruyer, J. : Hydrotransport 2 (1972), Paper F2, BHRA.
- (16) Kruyer, J. & Garg, V. K. : Hydrotransport 2 (1972), Paper F3, BHRA.
- (17) Ellis, H. S. & Kruyer, J. : Hydrotransport 2 (1972), Paper F4, BHRA.
- (18) Jensen, E. J. : Hydrotransport 3 (1974), Paper Gl, BHRA.
- (19) Ellis, H. S. : Hydrotransport 3 (1974), Paper G3, BHRA.
- (20) Kruyer, J.: Hydrotransport 3 (1974), Paper G5, BHRA.
- (21) Ellis, H. S. : Hydrotransport 4 (1976), Paper Cl, BHRA.

-152-

- (22) Kruyer, J. & White, L. M. : Hydrotransport 4 (1976), Paper C2, BHRA.
- (23) Lazarus, J. H. & Kilner, F. A. : Hydrotransport 1 (1970), Paper C3, BHRA.
- (24) Lazarus, J. H. : Hydrotransport 3 (1974), Paper G4, BHRA.
- (25) Lazarus, J. H. : Hydrotransport 4 (1976), Paper C4, BHRA.
- (26) Round, G. F. & Tawo, E. N. : Hydrotransport 1 (1970), Paper C5, BHRA.
- (27) Round, G. F., Latto, B. & Anzenavs, R. : Hydrotransport 2(1972), Paper Fl, BHRA.
- (28) 立花,松本 : 機論, 46-410 (昭55), 1984.
- (30) Garg, V. K. : Trans. ASME, Ser. I, 99-4 (1977), 763.
- (31) Carstens, M. R. : Hydrotransport 1 (1970), Paper C4, BHRA.
- (32) Cudlin, J. J. & Harman, C. M. : Trans. ASME, Ser. I, 98-2 (1976), 224.
- (33) 安達 : 配管, (昭49), 5.
- (34) 吉谷, 中村 : 鉄鋼界, (昭52), 52.
- (35) 大滝 : 機械技術研究所所報, 30-6 (昭51), 306.
- (36) 久光,小杉,武石 : 全国地下資源関係学協会合同秋季大会分科研究会 資料, E-3 (昭53),8.
- (37) 安部,富田,上滝: 機論, 46-407 (昭55), 1281.
- (38) 富田, 安部, 上滝 : 機論, 47-413 (昭56), 59.
- (39) 柳井田,藤沢 : 長野地方講演論文集,315 (昭49), 165.
- (40) 柳井田,藤沢 : 機講論, No. 750-17 (昭50), 81.
- (41) 眞島,磯部 : 計測法通論, (昭52), 34, 東大出版.
- (42) 植松 : 水力学, 第2版, (昭50), 154, 産業図書.
- (43) 文献(42)の97ページ.
- (44) Patel, V. C. & Head, M. R. : J. Fluid Mech., 38-1 (1969), 181.
- (45) 文献(42)の95ページ.

(46) 平山 : 流体力学, (昭51), 191, 森北出版.

(47) Laufer, J. : NACA TR 1174 (1954), 417.

(48) 久光,小杉 : ターボ機械, 10-5 (昭57), 28.