



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

目 次

記 号

第1章 緒 論	1
1・1 ま え が き	1
1・2 従来の研究の概要	3
1・3 本研究の目的および概要	6
第2章 浮遊静止カプセルの抵抗係数	10
2・1 ま え が き	10
2・2 実験装置および方法	11
2・3 予 備 実 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・4・3 直径比の影響	24
2・5 カプセルの干渉抵抗係数	25
2・6 結 論	27
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	28
3・1 ま え が き	28
3・2 実験装置および方法	29
3・3 円筒形カプセル	34
3・3・1 流れ方向静圧分布	34
3・3・2 カプセル前後面上圧力分布	38
3・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・3・4 抵抗係数の理論解析	42
3・4 走行実験用カプセル	42

3・4・1	流れ方向静圧分布	46
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

第7章	2個のカプセルの走行特性	117
7・1	まえがき	117
7・2	実験装置および方法	118
7・3	信号処理方法	120
7・4	実験結果および考察	123
7・4・1	単一カプセル	123
7・4・2	2個のカプセル	126
7・5	結 論	134
第8章	走行カプセルの理論解析	135
8・1	まえがき	135
8・2	単一カプセル	136
8・2・1	解 析	136
8・2・2	実験値との比較検討	143
8・3	2個のカプセル	144
8・3・1	解 析	144
8・3・2	実験値との比較検討	147
8・4	結 論	147
第9章	総 括	148
謝 辞		151
参 考 文 献		152

記 号

- A : カプセルの断面積
- A_1 : カプセル本体の断面積
- A_p : 管断面積
- C_D : 抵抗係数
- C_D' : 干渉抵抗係数
- C_f : すき間の流れにおける摩擦係数
- c : カプセル走行速度
- c_0 : 停止区間へのカプセル突入速度
- D : 管内径
- $\bar{D}$: 代表管内径
- D_p : 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
- $E(f)$: パワースペクトル
- F : 偏平度
- F_c : カプセルに働く流体抵抗
- F_p : カプセルに働く圧力抵抗
- F_τ : 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
 $P(\dot{u})$: 確率密度関数
 p : 圧力
 p_1 : 急縮小損失
 p_2 : 急拡大損失
 Δp : 面積変化による静圧変化
 $\Delta p'$: 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
 Re_c : レイノルズ数 ($= \bar{U}d/\nu$)
 Re_H : レイノルズ数 ($= uH/\nu$)
 $Re_{p\max}$: レイノルズ数 ($= U_{p\max} Dp/\nu$)
 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
$\bar{U}$	: 平均空気速度
$U_{\max}$	: 最大空気速度
$\bar{U}_{\max}$	: 平均空気速度の最大値
$\bar{U}_p$	: ピトー管位置での平均空気速度
$U_{p\max}$	: ピトー管位置での最大空気速度
$\bar{U}_1$	: 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
u_2	: 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
$\langle u' \rangle$	: 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
V_1	: 停止区間内の空気の体積
V_2	: 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
ζ'	: 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
τ_w	: 壁面でのせん断応力
ϕ	: 速 度 比

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ってきた。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。

- (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，稼働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) 設計能力には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

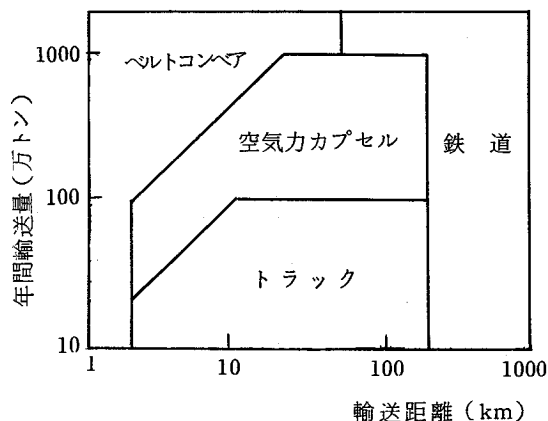


図1・1 各輸送法の適用分野

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

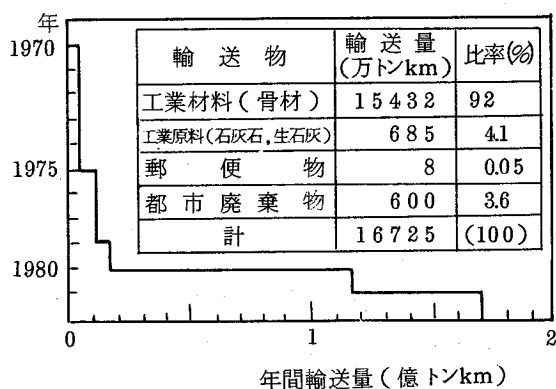


図1・2 カプセル輸送による輸送量の変化

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、カプセル輸送の実験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

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、アメリカのチューブエクス・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⁽³³⁾。システムの概要は、輸送距離 1.5 km, パイプ直径 914.4 mm, カプセル走行速度約 6 m/s, カプセルの投入間隔 30 s, 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礎理論の確認、基礎デー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⁽³⁴⁾。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 500 kg, カプセル走行速度 6~8 m/s, カプセルの投入間隔 60 s, 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⁽³⁵⁾。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

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 301.7 mm、全長 1.3 km 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⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾。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ーシュートし、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 60 m/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 余年の間になりに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

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ー損失の基礎として、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力カプセルを扱う。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 $\bar{D}=25, 50$ および 100 mm 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 Re_c を広範囲に変化させた ($0.50 \leq k \leq 0.96$, $5 \times 10^2 \leq Re_c \leq 10^5$)。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 ($k \leq 0.80$) 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 $\bar{D}$ 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、まず単一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。

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

働く流体抵抗を実測することによって抵抗係数を求め、種々のパラメータの影響について考察する。とくに本研究の場合には、パラメー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 $\bar{D}=25, 50$ および 100 mm の3種類の管路に対して測定を行った。最後に、 $\bar{D}=50\text{ mm}$ 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

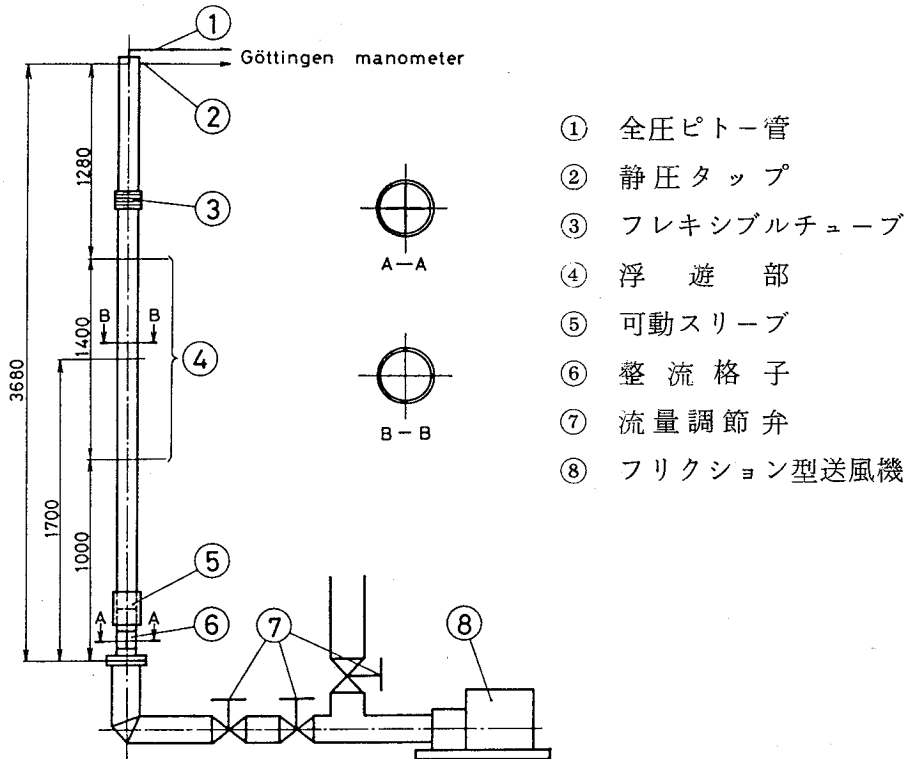


図 2・1 実験用管路 ($\bar{D}=25\text{ mm}$)

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 $\bar{D}=25\text{ mm}$ 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、ゲッチング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 3 m/s 以下)測定が困難であったため、管路の先端に内径 12 mm 、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 $\bar{D}=50\text{ mm}$ の管路の概略を示す。この管路は、全長が $\bar{D}=25\text{ mm}$ 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

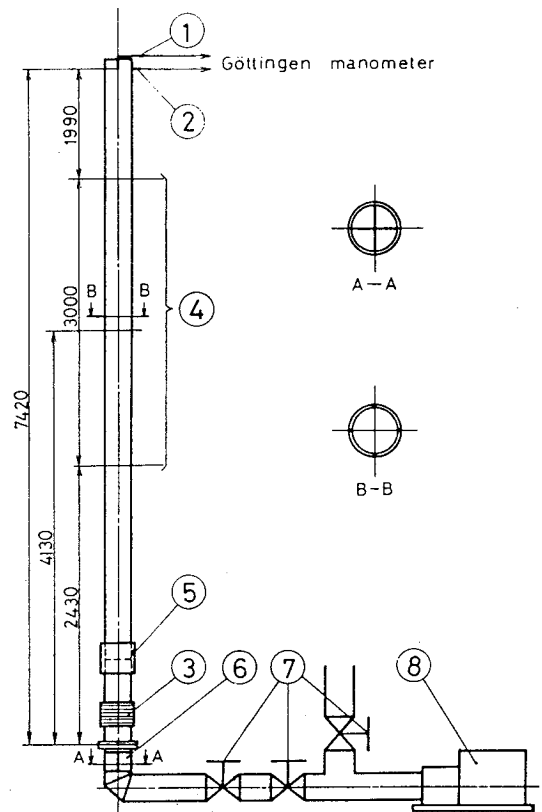


図2・2 実験用管路 ($\bar{D}=50\text{ mm}$)

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 $\bar{D}=100\text{ mm}$ 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 1000 mm ）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

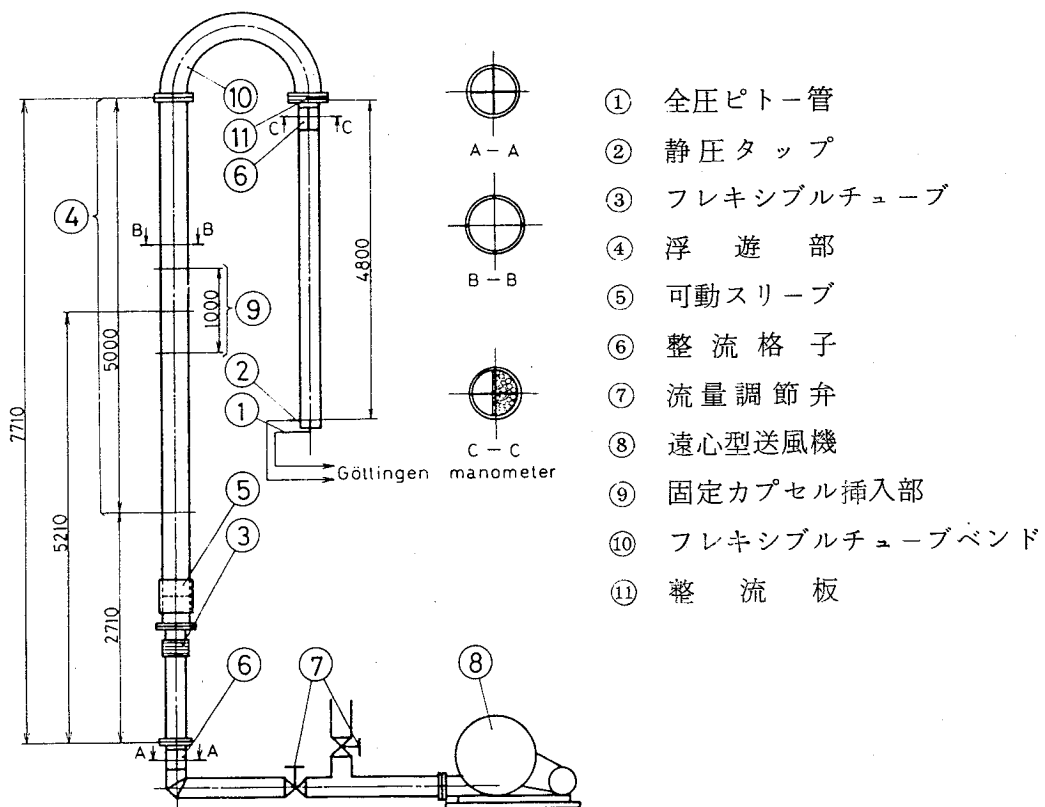


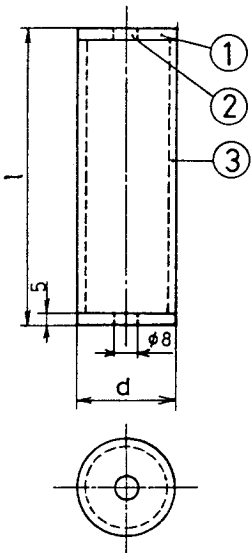
図 2・3 実験用管路 ($\bar{D}=100\text{ mm}$)

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 l と直径 d 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0.3 mm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

表 2・1 単一カプセルの諸元

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



- ① 端面
② パラフィン
③ 本体

図 2・4 アクリル製
カプセル

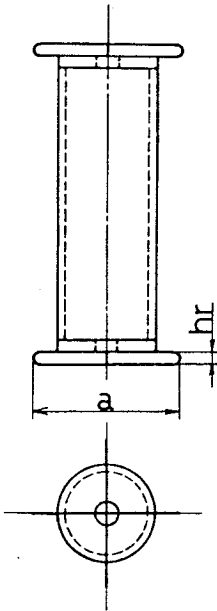


図 2・5 リブ付カ
プセル

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 0.3 mm 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 $\bar{D}$ の 0.93 倍である。また幅 h_r は、5～7 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 個ずつ用意した。

表 2・2 干渉カプセルの諸元

$\bar{D}$ mm	k	Mass kg	Material
50	0.50	$25.9 \cdot 10^{-3}$	Acrylic resin
	0.80	236	
	0.90	465	
	0.93	434	
	0.96	472	
	0.50	4.38	Aluminum
	0.80	22.8	
	0.90	13.0	
	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グ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、

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 l_c 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、ゲッチング型マノメータを用いた。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 l_c は、自由に変えることが可能である。

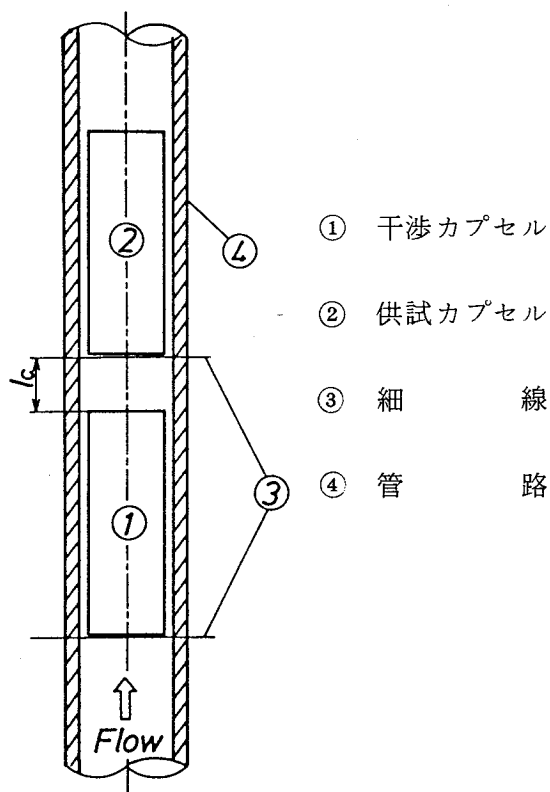


図 2・6 干渉実験方法

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。とくに市販の亚克力管の場合、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、

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

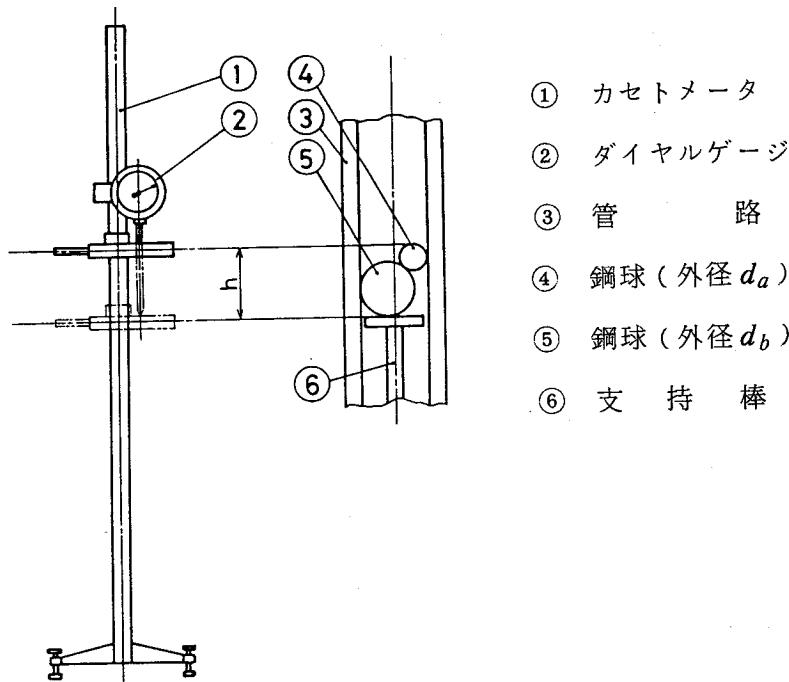


図 2・7 管内径測定装置

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、カセトメータ①およびダイヤルゲージ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

(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 dD/dh は

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

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ージの最小目盛りは0.01mmであることから、 D の値も

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

表2・3 鋼球の直径

$\bar{D}$ mm	25	50	100
鋼球小 d_a mm	10.0002	20.0000	20.0000
鋼球大 d_b mm	20.0000	41.2750	95.2400

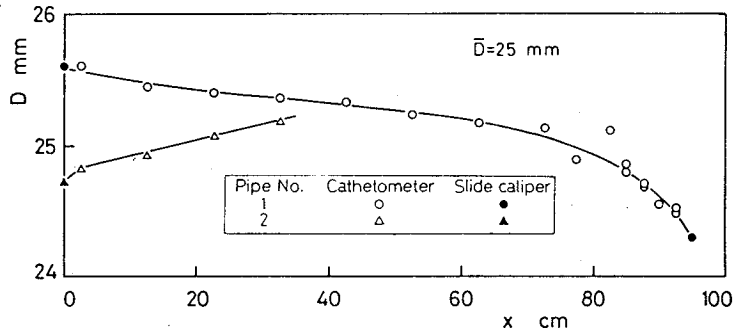
表2・4 測定精度

$\bar{D}$ mm	25	50	100
dD/dh	-1.04	-1.19	-0.88

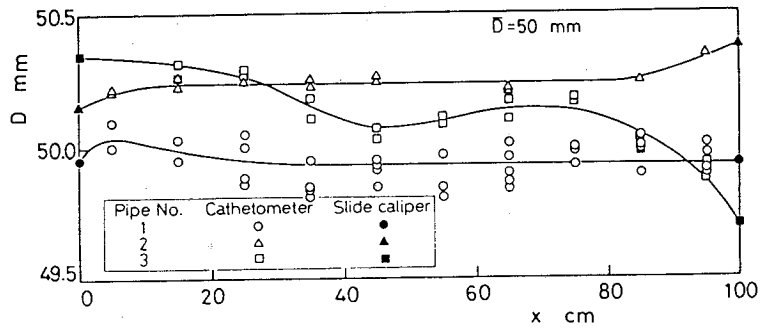
致し、また軸対称となっていることがわかる。そこでこの流速分布を積分することによって、体積流量 Q およびピット管位置での平均流速 $\bar{U}_p$ を求めた。ここでレイノルズ数 Re_{pmax} を

$$Re_{pmax} = \frac{U_{pmax} D_p}{\nu} \quad (2.3)$$

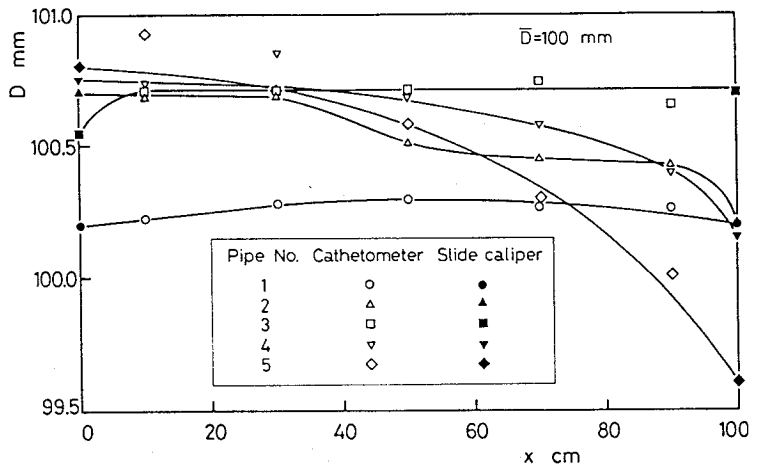
で定義する。ただし、 U_{pmax} および D_p はそれぞれピット管位置での最大流速ならびに管内径である。本実験では、流速測定に用いた4種類の管すべてについて、上述した方法で流量検定を行った。結果を図2・10に示す。縦軸には平均流速と最大流速の比 $\bar{U}_p/U_{pmax}$ を、横軸には式(2.3)で定義したレイノルズ数 Re_{pmax} を取っている。図より、いずれの測定点についても、同



(a) $\bar{D} = 25$ mm



(b) $\bar{D} = 50$ mm



(c) $\bar{D} = 100$ mm

図2・8 管内径の変化

一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

$$\bar{U} = (D_p/D)^2 \bar{U}_p \quad (2.4)$$

で得られる。

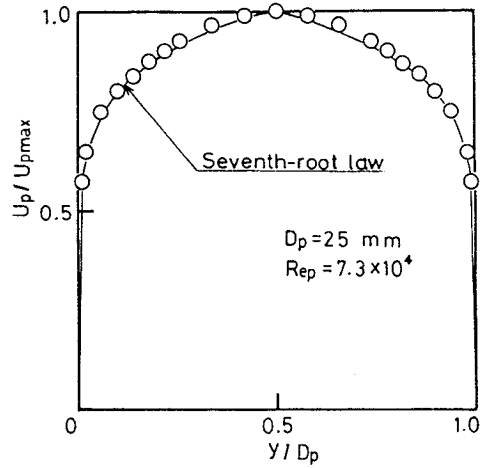


図 2.9 流速分布

2.4 単一カプセル の抵抗係数

抵抗係数 C_D を

$$C_D = F_c / (\rho \bar{U}^2 A / 2) \quad (2.5)$$

で定義する。ただし、 F_c はカプセルに働く流体抵抗、 ρ は空気の密度、 A はカプセルの断面積である。本実験では、 F_c はカプセル重量 gM と釣り合う。次に、レイノルズ数 Re_c を

$$Re_c = \frac{\bar{U} d}{\nu} \quad (2.6)$$

で定義する。 d はカプセルの直径である。

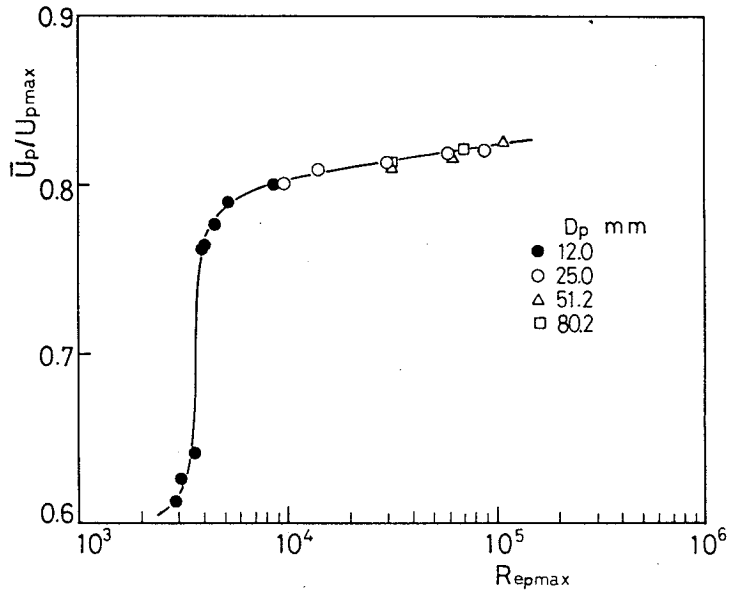


図 2.10 流量検定結果

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 $\bar{D} = 50 \text{ mm}$ ，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 Re_c 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 $\pm 30\%$ 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

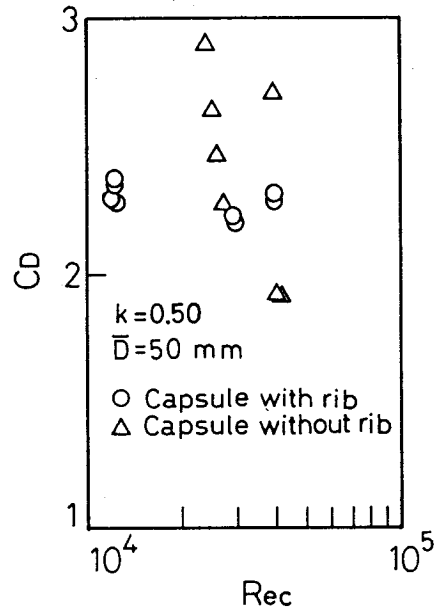


図 2・11 偏心の影響

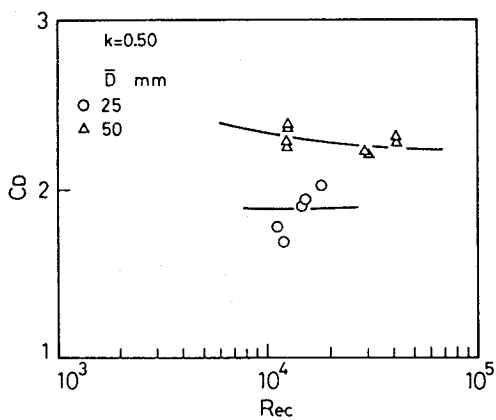
布を考慮すれば当然のことである。このようなカプセルの上下運動が、測定値に大きなばらつきを生じさせた原因であると考えられる。以下の測定結果には、直径比が小さい場合、すべてリブ付カプセルの値を用いた。

2・4・2 レイノルズ数の影響

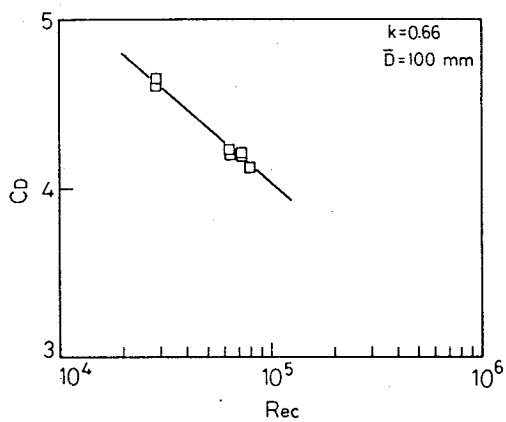
静止カプセルの流体抵抗に対する、直径比 k や長さ比 m の影響については、本研究の他にも実測例があるが⁽²⁷⁾⁽⁴⁰⁾，レイノルズ数の範囲が限られているため、その影響を示すには至っていない。また Carstens は、理論解析に用いた抵抗係数 C_D を

$$C_D = \{ 1 / (1 - k^2) - 1 \}^2 \quad (2 \cdot 7)$$

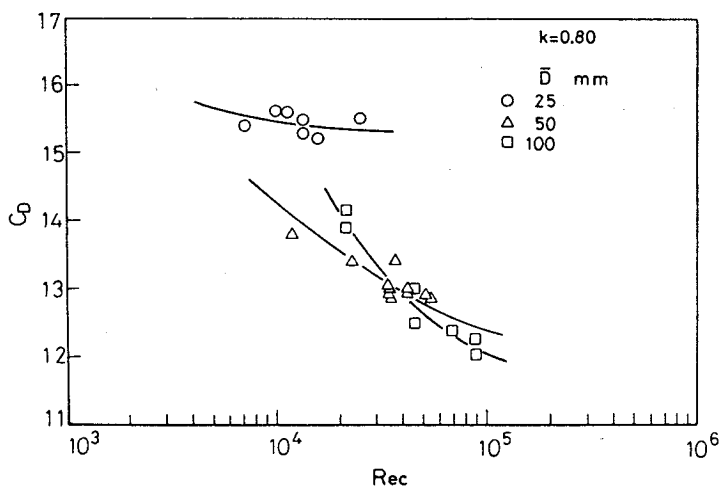
で表し、レイノルズ数の影響についてはまったく考慮していない⁽³¹⁾。図 2・12 に、本実験で得られた各直径比 k に対する抵抗係数 C_D とレイノルズ数 Re_c との関係を示す。図より、 Re_c の増加とともに、 C_D および C_D の変化の割合は減



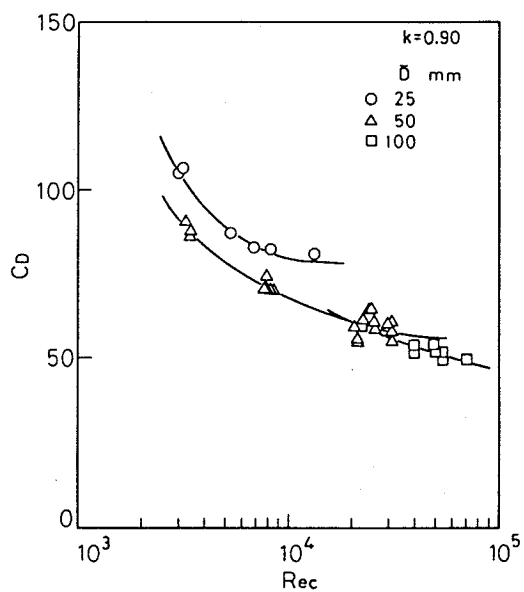
(a) $k = 0.50$



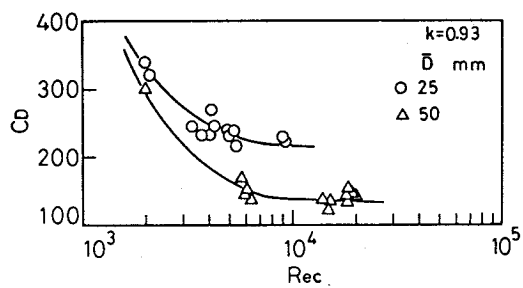
(b) $k = 0.66$



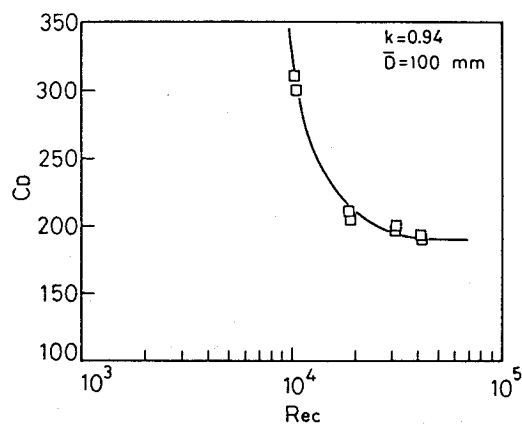
(c) $k = 0.80$



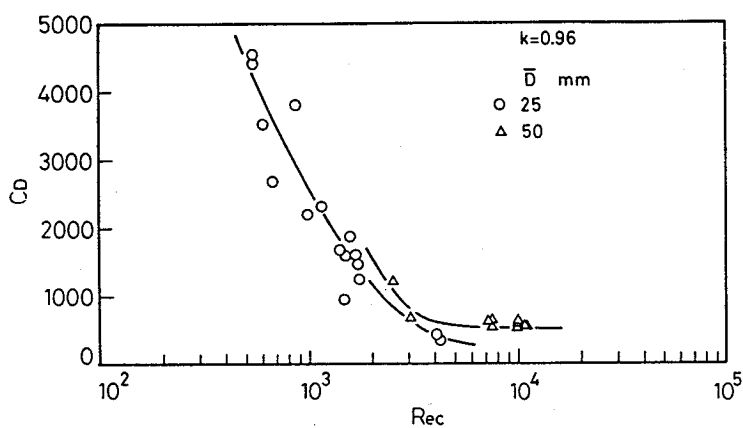
(d) $k = 0.90$



(e) $k = 0.93$



(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

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、 Rec 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、 $Rec > 10^3$ 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。 Rec 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、 Rec が一桁異なると、 CD 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 CD と直径比 k との関係を示したのが図 2・13 である。 CD 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 CD 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、 CD の変化は急激である。図において、 k が 0 に近づく

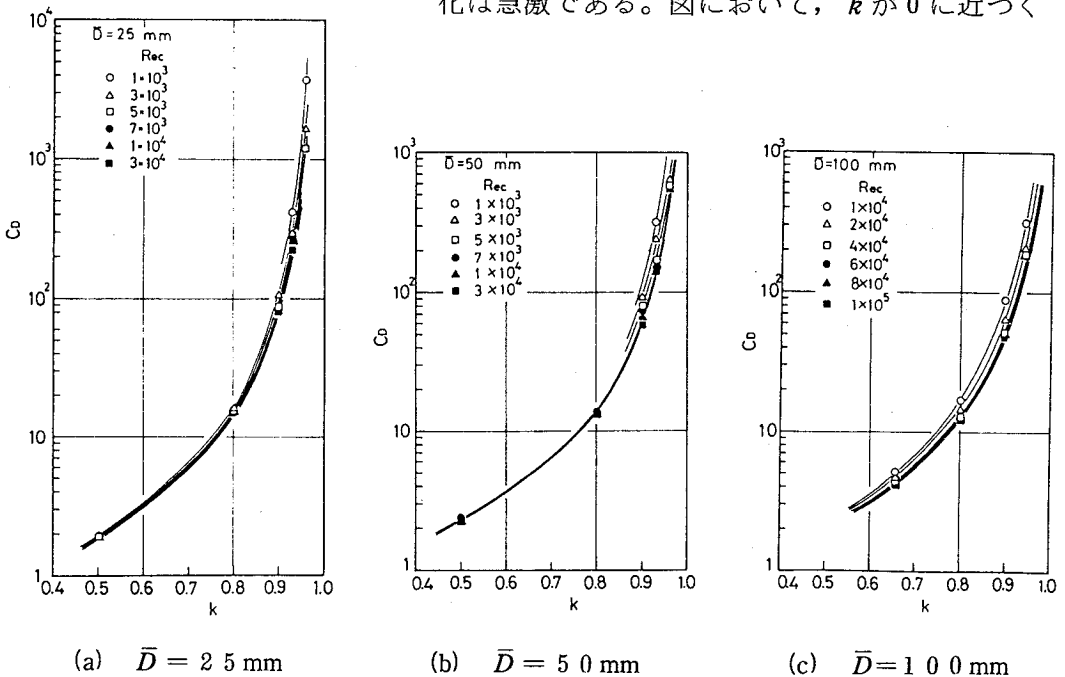


図 2・13 抵抗係数と直径比との関係

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 $Re_c = 3 \times 10^3$ および 3×10^4 に対し、各代表管内径 $\bar{D}$ 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。 $\bar{D} = 100$ 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、 $Re_c = 3 \times 10^3$ 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、 Re_c が等しい場合、 C_D は $\bar{D}$ 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。

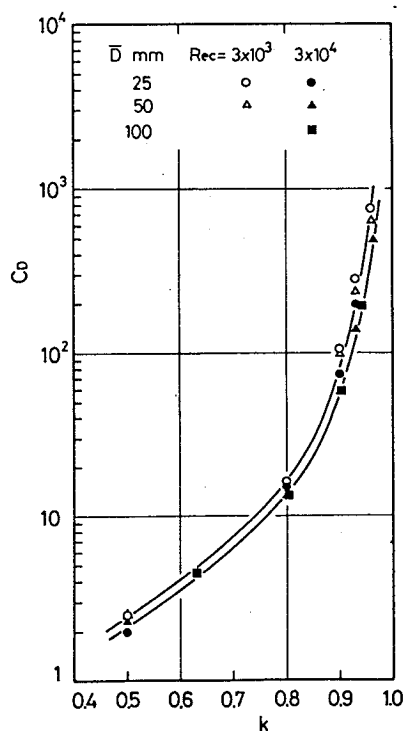


図 2・14 管径の影響

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 $\bar{D} = 50$ 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、

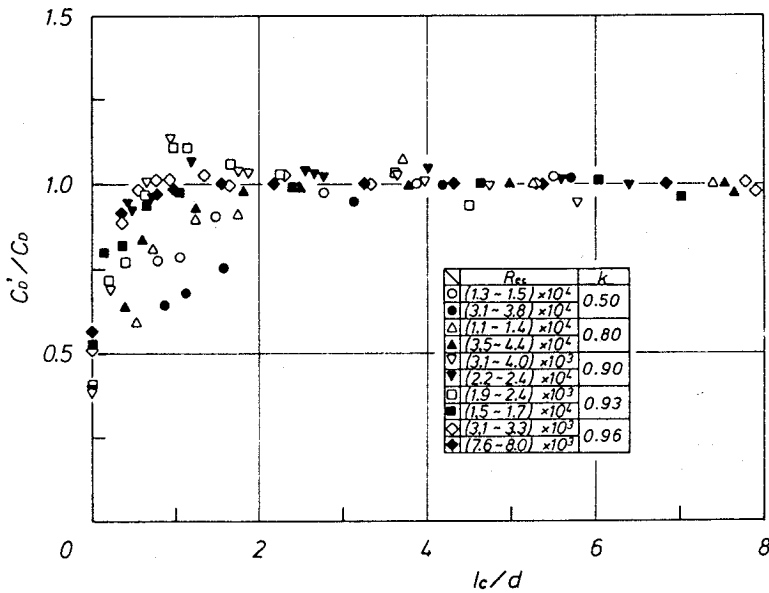


図 2・15 干渉抵抗係数

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、 $l_c/d = 0$ 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、 $l_c/d = 2$ 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 $l_c/d = 3 \sim 4$ 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 l_c 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⁽²⁹⁾。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、 $k = 0.90$ 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、 $k = 0.85, 0.90, 0.93$ 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 $D = 99.7 \text{ mm}$ 、カプセル外径は $d = 90.1 \text{ mm}$ 、カプセル長さは $l = 270 \text{ mm}$ 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 10 mm の垂鉛引鉄板を、カプセル端面から 30 mm 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

表 3・1 周方向静圧の検定結果

x mm	周 方 向 静 圧 (ゲージ圧) Pa			
20	2.11×10^3	2.04×10^3	2.15×10^3	—
110	1.50×10^3	1.52×10^3	1.49×10^3	1.50×10^3
250	3.10×10^2	3.38×10^2	3.06×10^2	3.24×10^2

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

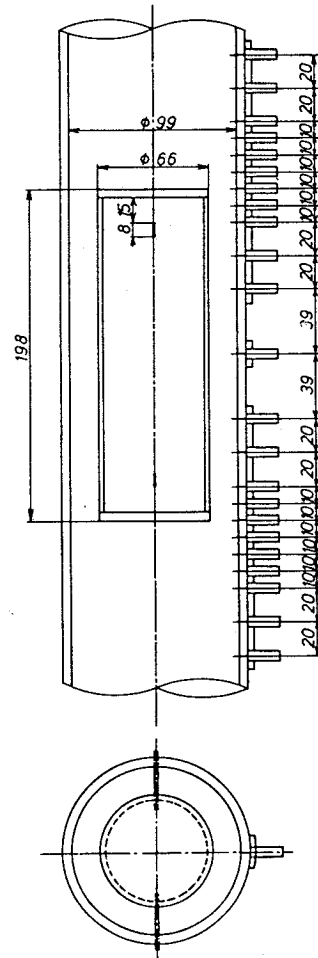


図 3・2 円管とカプセルの一体模型 ($k = 0.67$)

セルの固定方法は、 $k = 0.90$ の場合と同様に、2本の垂鉛引鉄板を用いた。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 $\bar{D}=100\text{mm}$ 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、ゲッチング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、 $\bar{U} = 2.80, 5.37, 8.08, 10.8\text{m/s}$ 、 $Re_c = 1.63, 3.09, 4.61, 6.18 \times 10^4$ 、 $k=0.67$ の場合、 $\bar{U} = 4.06, 7.84, 11.7, 15.6\text{m/s}$ 、 $Re_c = 1.65, 3.09, 4.60, 6.13 \times 10^4$ 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 $D=125.6\text{mm}$ 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、

$k=0.85$ の場合, $\bar{U}=2.46, 6.68\text{ m/s}$, $Re_c=1.70, 4.53 \times 10^4$, $k=0.90$ の場合, $\bar{U}=2.39, 7.88\text{ m/s}$, $Re_c=1.70, 5.58 \times 10^4$, $k=0.93$ の場合, $\bar{U}=2.50, 6.70\text{ m/s}$, $Re_c=1.79, 4.81 \times 10^4$, $k=0.96$ の場合, $\bar{U}=2.49, 5.87\text{ m/s}$, $Re_c=1.86, 4.20 \times 10^4$ 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 3.4 ならびに図 3.5 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 p_i を基準として動圧 $\rho \bar{U}^2/2$ 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

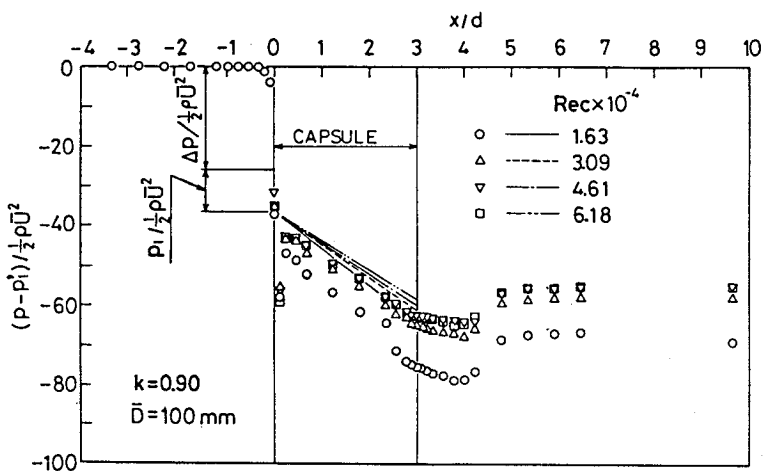


図 3.4 流れ方向静圧分布 ($k=0.90$)

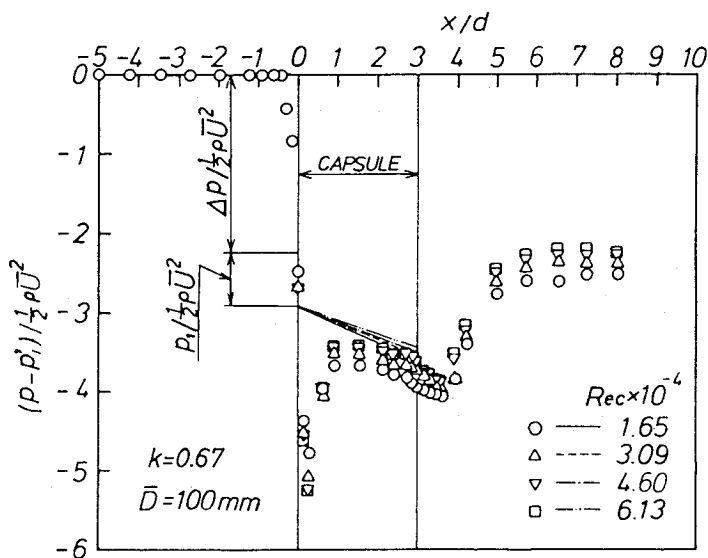


図 3・5 流れ方向静圧分布 ($k=0.67$)

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はほぼ一定である。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 $2d \sim 3d$ 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 $2d \sim 3d$ 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、ベルヌーイの式を用いて

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} (u^2 - \bar{U}^2) \quad (3 \cdot 1)$$

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

$$u = \frac{1}{1-k^2} \bar{U} \quad (3 \cdot 2)$$

と表される。式(3・2)を式(3・1)へ代入すれば

$$\Delta p = \left\{ \frac{1}{(1-k^2)^2} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 3)$$

を得る。一方急縮小損失 p_1 を

$$p_1 = \frac{\zeta}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 4)$$

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 $Re_H = uH/\nu < 10^4$ の乱流に対して

$$C_f = 0.0376 Re_H^{-1/6} \quad (3 \cdot 5)$$

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

$$\tau_w = C_f \frac{\rho}{2} u^2 \quad (3 \cdot 6)$$

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

合，圧力勾配 $\Delta p' / l$ と

$$\tau_w = \frac{H}{2} \frac{\Delta p'}{l} \quad (3 \cdot 7)$$

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 $(3 \cdot 5) \sim (3 \cdot 7)$ を用いて整理すれば

$$\Delta p' / (x/d) = \frac{0.150k}{(1-k)(1-k^2)^2} Re_H^{-1/6} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 8)$$

となる。レイノルズ数 Re_H と Re_c の関係は

$$Re_H = \frac{1}{2k(1+k)} Re_c \quad (3 \cdot 9)$$

で与えられる。式 $(3 \cdot 8)$ および式 $(3 \cdot 9)$ 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 $(3 \cdot 3)$ で与えられる。後者を p_2 とすれば，Borda-Carnot の公式より

$$p_2 = \left(\frac{k^2}{1-k^2} \right)^2 \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 10)$$

と表される⁽⁴⁵⁾。カプセル後面部における測定値および式 $(3 \cdot 3)$ 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 $(3 \cdot 10)$ 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積りに、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。

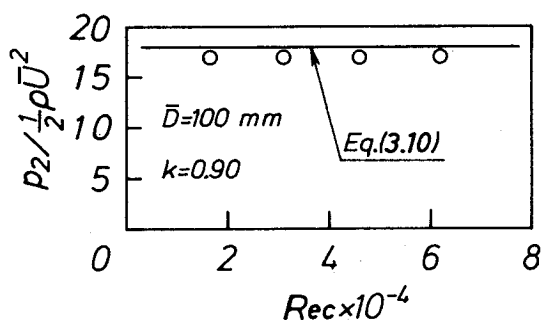


図 3・6 急拡大損失 ($k=0.90$)

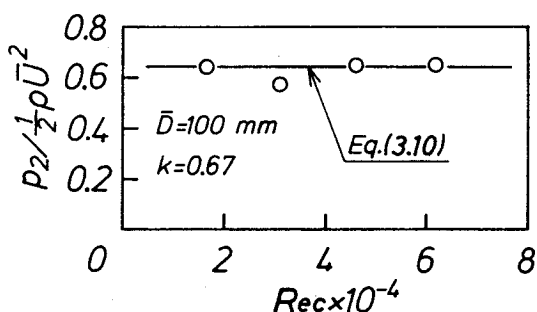


図 3・7 急拡大損失 ($k=0.67$)

3・3・2 カプセル前後面上圧力分布

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 $k=0.90$ の場合についてのみ行われた。図 3・8 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 $\rho \bar{U}^2/2$ 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 Rec に対してほぼ同じ値を取ったので、 $Rec=1.63 \times 10^4$ 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 C_D および C_D 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。

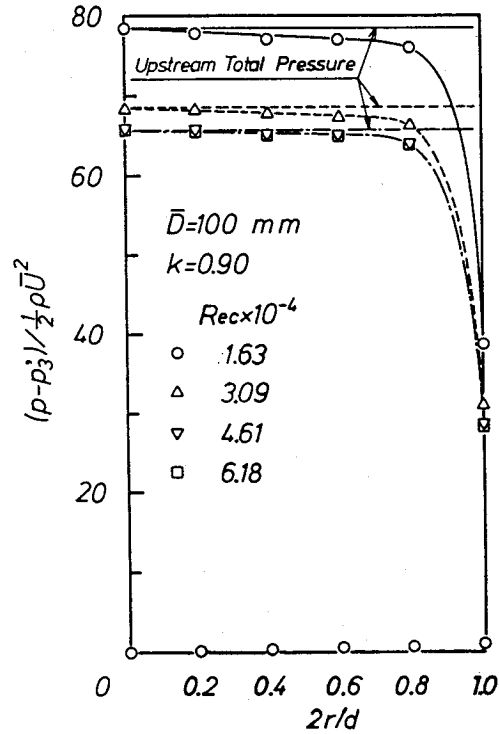


図 3・8 前後面上圧力分布

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_τ の和として、

$$F_c = F_p + F_\tau \quad (3 \cdot 11)$$

と表される。ここで、 F_p および F_τ はそれぞれ

$$F_p = 2\pi \int_0^{d/2} r (p_f - p_r) dr \quad (3 \cdot 12)$$

$$F_\tau = \tau_w \pi d l \quad (3 \cdot 13)$$

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

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

表 3・2 流体抵抗値 ($k=0.90$)

Rec	1.63×10^4	3.09	4.61	6.18
F_p N	2.13	6.70	14.5	26.2
F_r N	0.100	0.283	0.619	1.12
F_p/F_r	21.3	23.7	23.4	23.6

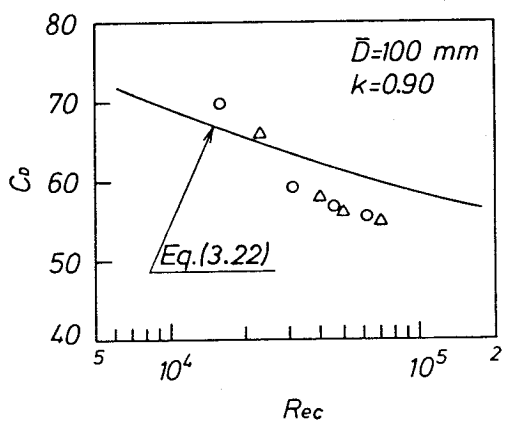


図 3・9 抵抗係数 ($k=0.90$)
〔○：圧力分布，△：浮遊実験〕

め、 $k=0.90$ の場合のように式(3・12)を用いて圧力抵抗 F_p 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 F_p 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 F_p と F_τ の値を表3・3に示す。表より、 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るれば、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

表 3・3 流体抵抗値 ($k=0.67$)

Rec	1.65×10^4	3.09	4.60	6.13
F_p N	0.159	0.554	1.23	2.15
F_τ N	0.0107	0.0356	0.0738	0.125
F_p/F_τ	14.9	15.6	16.6	17.1

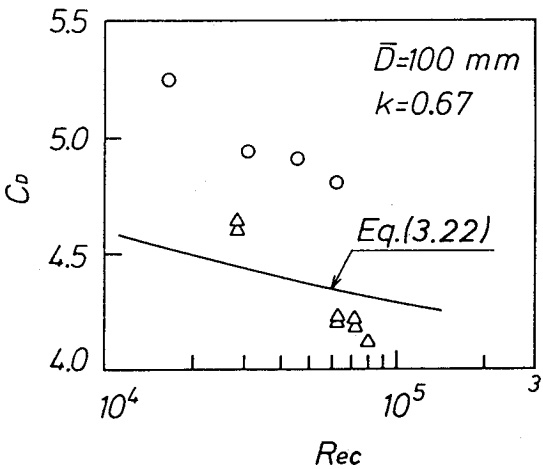


図 3・10 抵抗係数 ($k=0.67$)
〔○：圧力分布，△：浮遊実験〕

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るれば、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 C_D は

$$C_D = \frac{F_p + F_r}{A(\rho \bar{U}^2 / 2)} \quad (3 \cdot 14)$$

と表される。ここで、圧力

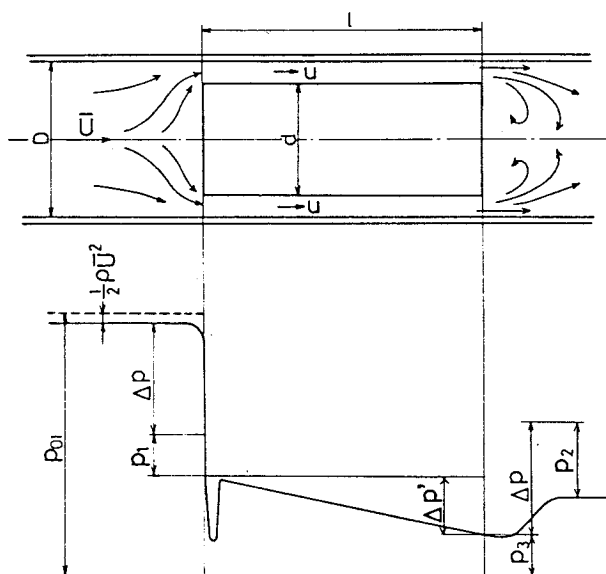


図 3・11 流れ方向静圧分布の模式図
(円筒形カプセル)

抵抗 F_p と摩擦抵抗 F_r について個々に考察する。

(i) 圧力抵抗 F_p

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

$$F_p = (p_{01} - p_3) A \quad (3 \cdot 15)$$

となる。ここで図 3・11 を参考にすれば、圧力差 $(p_{01} - p_3)$ は

$$p_{01} - p_3 = \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 + \Delta p + p_1 + \Delta p' \quad (3 \cdot 16)$$

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

$$\tau_w = \frac{C_f}{(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 17)$$

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

$$\tau_w = \frac{D-d}{4} \frac{\Delta p'}{l} \quad (3 \cdot 18)$$

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

$$\Delta p' = \frac{4 C_f k m}{(1-k)(1-k^2)^2} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 19)$$

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

$$F_p = \left\{ 1 + \zeta + 4 C_f k m / (1 - k) \right\} / (1 - k^2)^2 \cdot \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 A \quad (3 \cdot 20)$$

で与えられる。

(ii) 摩擦抵抗 F_r

摩擦抵抗 F_r は、式 (3・13) で表される。式 (3・17) を式 (3・13) へ代入すれば

$$F_r = \frac{4 C_f m}{(1 - k^2)^2} \cdot \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 A \quad (3 \cdot 21)$$

が得られる。

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

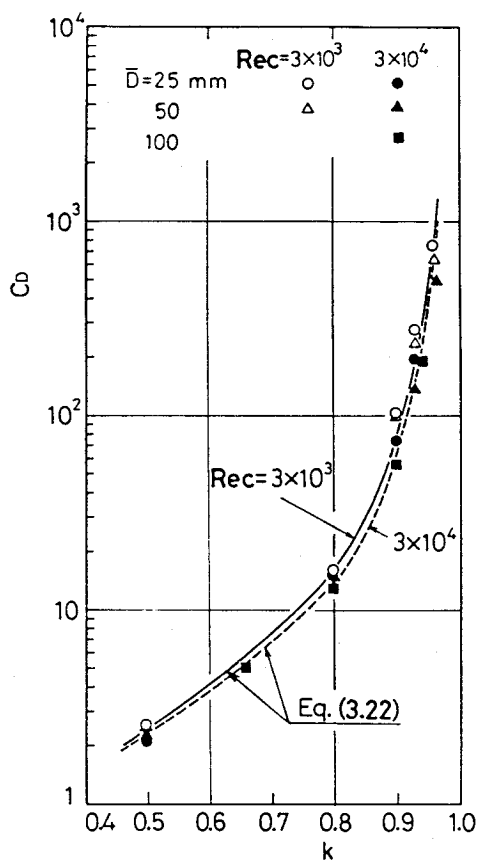


図 3・12 抵抗係数の計算値

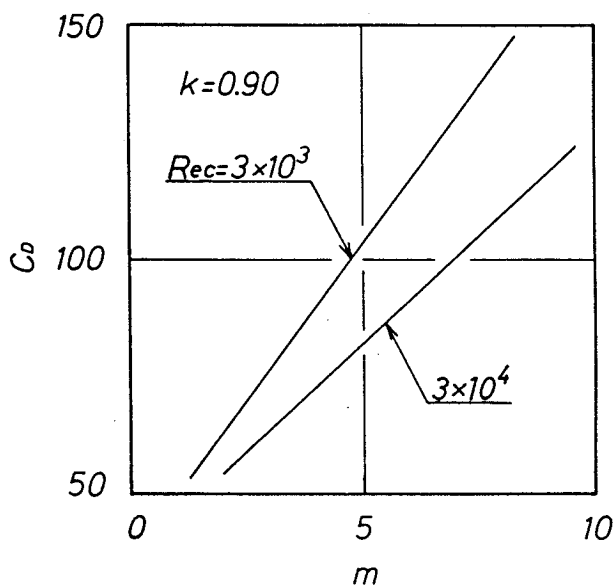


図 3・13 長さ比 m の影響

$$C_D = \{1 + \zeta + 4 C_f m / (1 - k)\} / (1 - k^2)^2 \quad (3 \cdot 22)$$

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。

$$\zeta = \left(\frac{1}{C_a} - 1 \right)^2 \quad (3 \cdot 23)$$

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

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 Re_c との関係を、図3・12は $Re_c = 3 \times 10^3$ および 3×10^4 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 C_D 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

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

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

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

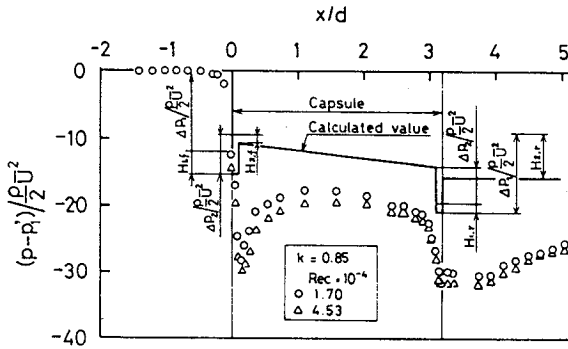
$$\Delta p_1 = \left\{ \frac{1}{(1-k^2)^2} - 1 \right\} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 27)$$

$$\Delta p_2 = \left\{ \frac{1}{(1-k^2)^2} - \frac{1}{(1-k_1^2)^2} \right\} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 28)$$

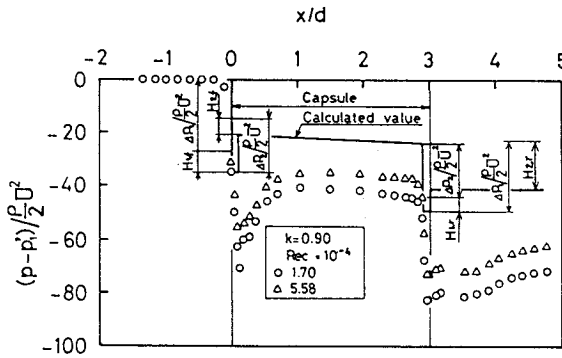
で与えられる。ただし、式 (3・25), (3・26) において、 $\zeta_{1,f}$ には Weisbach による値を⁽⁴³⁾, $\zeta_{2,f}$ には Borda-Carnot の式⁽⁴⁵⁾を適用する。また式 (3・28) における k_1 は、カプセル本体と管の直径比であり、 Δp_2 は管と受圧板のすき間と管とカプセル本体のすき間に対してベルヌーイの式と連続の式を用いることによって簡単に得られる。管とカプセル本体のすき間については、前節と同様に、二次元平行平板間の流れで近似する。すき間の圧力勾配を $\Delta p'/l$ とすれば

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

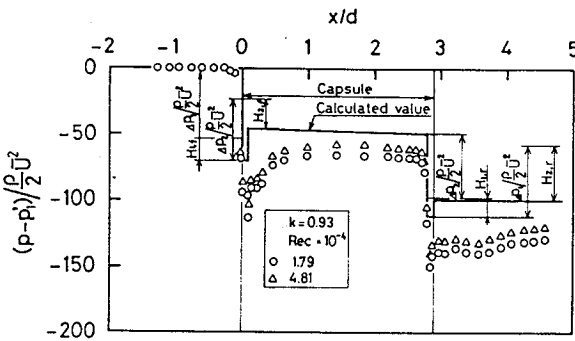
と表される。ただし、 H はすき間の距離であり、 C_f は式 (3・5) で与えられる摩擦係数である。カプセル後面部においては、前面部での縮小と拡大の変化が逆に対応することを考慮すればよい。ただし、急縮小および急拡大損失については、式 (3・25), (3・26) における添字 f を r に変更する。



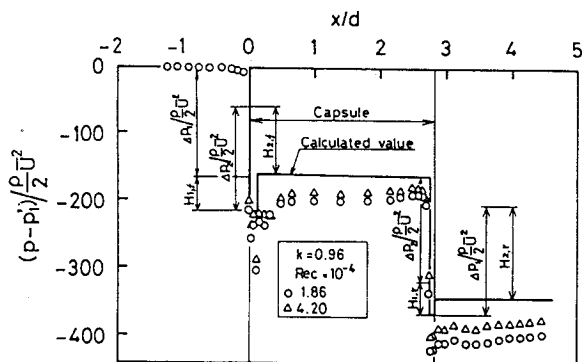
(a) $k = 0.85$



(b) $k = 0.90$



(c) $k = 0.93$



(d) $k = 0.96$

図 3・15 流れ方向
静圧分布

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 $\rho \bar{U}^2/2$ 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

$$H_{i,f} = \frac{p_{i,f}}{\rho \bar{U}^2/2} \quad (3 \cdot 30)$$

$$H_{i,r} = \frac{p_{i,r}}{\rho \bar{U}^2/2} \quad (3 \cdot 31)$$

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

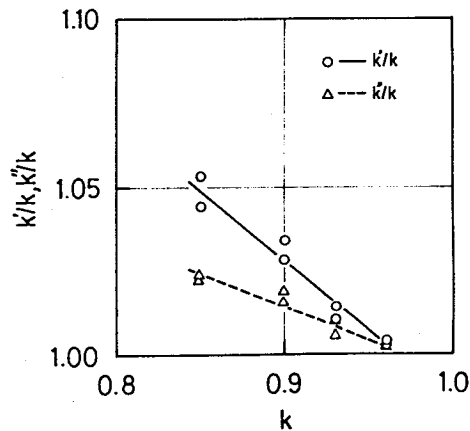


図 3・16 仮想直径比

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、ベルヌー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

$$k'/k = -4.18 \times 10^{-1} k + 1.40 \quad (3 \cdot 32)$$

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

で近似する。したがって、式 (3・26) で表された急拡大損失 $p_{2,f}$ は

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

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

$$p_{2,r} = \frac{\zeta''_{2,r}}{\{1 - k^2 (1.19 - 1.95 \times 10^{-1} k)^2\}^2} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 35)$$

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

$$F_c = F_p \quad (3 \cdot 36)$$

と近似し得る。式 (3・15) および式 (3・36) より

$$F_c = (p_{01} - p_3) A \quad (3 \cdot 37)$$

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

$$p_{01} - p_3 = \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 + \Delta p_1 + p_{1,f} - \Delta p_2 + p_{2,f} + \Delta p' + \Delta p_2^* + p_{1,r} \quad (3 \cdot 38)$$

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

$$p_{01} - p_3 = \left[\frac{\zeta_{1,f} + \zeta_{1,r}}{(1 - k^2)^2} + \frac{2 C_f l}{H (1 - k_1^2)^2} + \frac{\zeta'_{2,f}}{\{1 - k^2 (1.40 - 4.18 \times 10^{-1} k)^2\}^2} + \frac{1}{\{1 - k^2 (1.19 - 1.95 \times 10^{-1} k)^2\}^2} \right] \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 39)$$

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

$$C_D = \frac{\zeta_{1,f} + \zeta_{1,r}}{(1 - k^2)^2} + \frac{2 C_f l}{H (1 - k_1^2)^2} + \frac{\zeta'_{2,f}}{\{1 - k^2 (1.40 - 4.18 \times 10^{-1} k)^2\}^2} + \frac{1}{\{1 - k^2 (1.19 - 1.95 \times 10^{-1} k)^2\}^2} \quad (3 \cdot 40)$$

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・14 より Δp_c は、

$$\begin{aligned} \Delta p_c &= \Delta p_1 + p_{1,f} - \Delta p_2 + p_{2,f} + \Delta p' + \Delta p_2 + p_{1,r} - \Delta p_1 + p_{2,r} \\ &= p_{1,f} + p_{2,f} + \Delta p' + p_{1,r} + p_{2,r} \end{aligned} \quad (3 \cdot 41)$$

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

$$\Delta p_c = \left[\frac{\zeta_{1,f} + \zeta_{1,r}}{(1-k^2)^2} + \frac{2C_f l}{H(1-k_1^2)^2} + \frac{\zeta'_{2,f}}{\{1-k^2(1.40-4.18 \times 10^{-1}k)^2\}^2} \right. \\ \left. + \frac{\zeta''_{2,r}}{\{1-k^2(1.19-1.95 \times 10^{-1}k)^2\}^2} \right] \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \quad (3 \cdot 42)$$

が得られる。ただし、右辺の動圧に用いている空気速度 $\bar{U}$ 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。
- (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いよい。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。しかしながら従来の研究では、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 $\bar{D}=100\text{ mm}$ 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 $\bar{D}=100\text{ mm}$ 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、ピトー管およびI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、右側が熱線プローブである。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

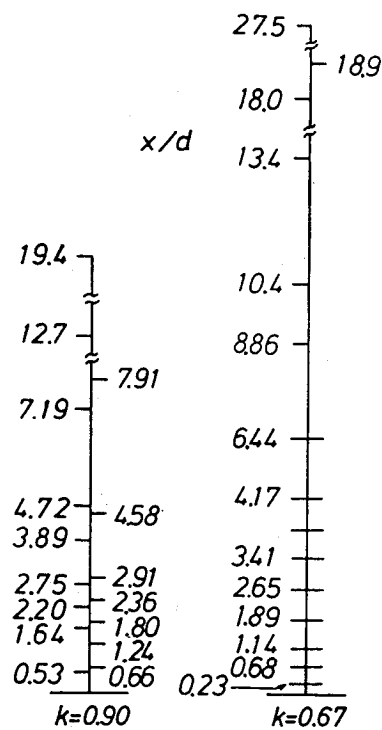


図4・1 ピトー管、熱線プローブによる測定位置

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20 mm、直径約1.5 mm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5 mm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

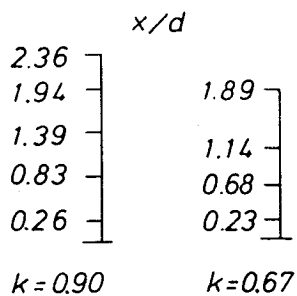


図 4・2 2孔管，タフト
による測定位置

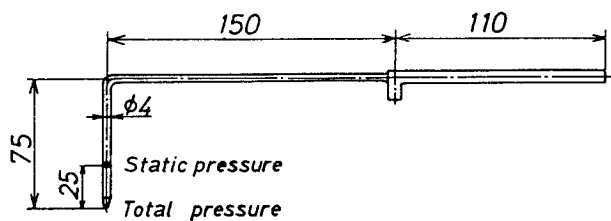


図 4・3 ピトー管

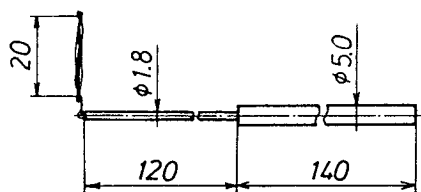


図 4・4 タフト

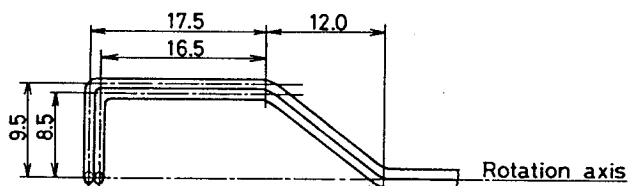
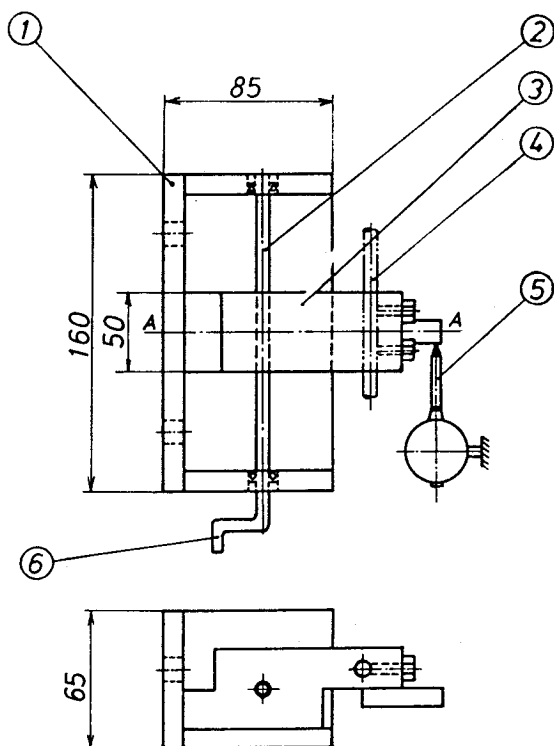


図 4・5 2 孔 管



- ① 本 体
- ② シャフト
- ③ プローブ取り付け部
- ④ プローブ
- ⑤ ダイヤルゲージ
- ⑥ 回 転 棒

A-A

図 4・6 ピトー管，熱線プローブのトラバース装置

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1 mm、内径0.7 mmのステンレスパイプ2本を組み合わせる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倍の斜管マン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がスムーズに移動する。ストロークは80 mm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。管路の横には、管軸から200 mmの位置に、管軸と平行に長さ3600 mm、幅50 mm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。つまり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

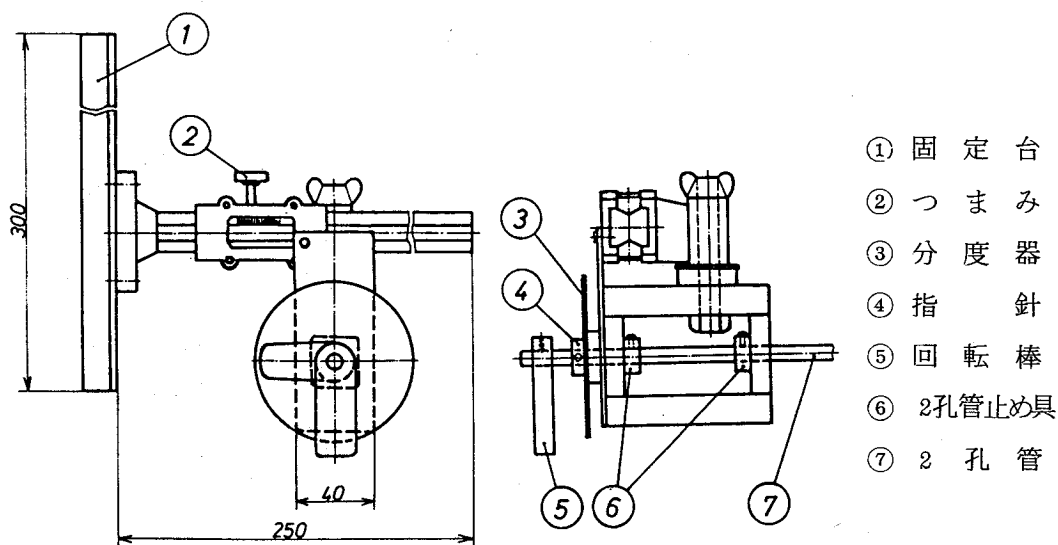


図4・7 2孔管のトラバース装置

られる。

ピトー管を用いた測定は、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 50 mm の 9 点に対して行われた。設定平均流速 $\bar{U}$ ならびにレイノルズ数 Re_c は、直径比 $k=0.90$ の場合、 $\bar{U}=10.8$ m/s, $Re_c=6.43 \times 10^4$ および $\bar{U}=5.28$ m/s, $Re_c=3.09 \times 10^4$ の 2 種類、 $k=0.67$ の場合は、 $\bar{U}=9.89$ m/s, $Re_c=4.15 \times 10^4$ 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、斜管マノメータの読みが 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。 $\bar{U}$ および Re_c は、 $k=0.90$ の場合、 $\bar{U}=10.5$ m/s, $Re_c=5.77 \times 10^4$ 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、 $\bar{U}=11.9$ m/s, $Re_c=6.23 \times 10^4$, $k=0.67$ の場合、 $\bar{U}=9.89$ m/s, $Re_c=4.12 \times 10^4$ 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 50 m/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一になる。そこで King の式⁽⁴⁶⁾から、最大流速よ

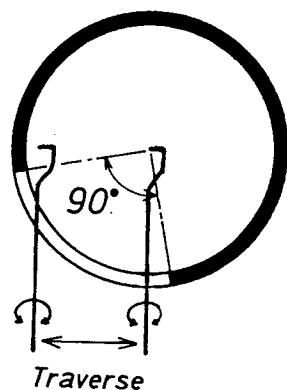


図 4・8 トラバース
方法

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。

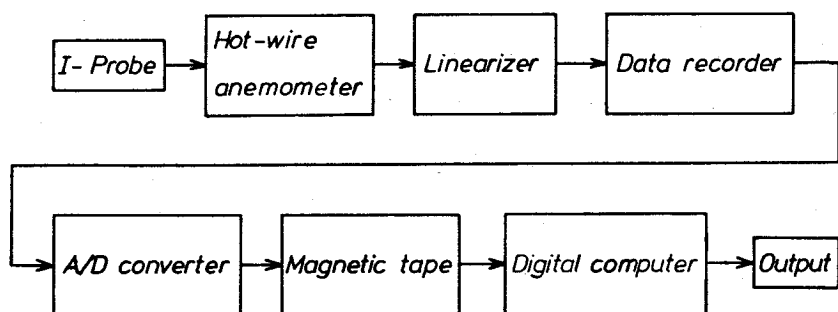


図 4・9 信号処理のブロック線図

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。

(1) サンプリング周波数

図 4・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 20 kHz までの信号を

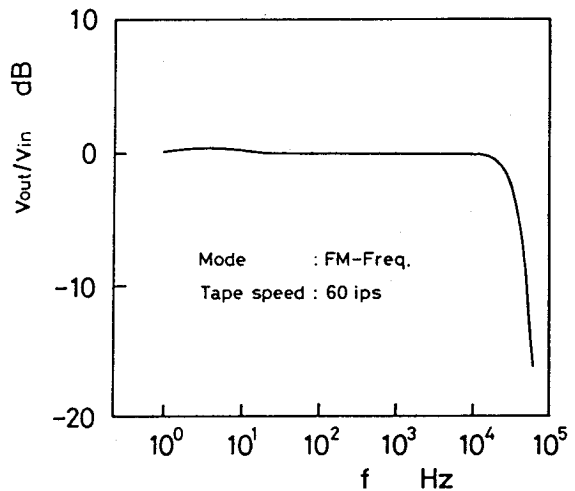


図 4・10 周波数特性

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，40 kHz でサンプルすることにした。ところで 40 kHz でサンプルした場合，元の時系列データに 20 kHz 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，20 kHz 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 2^n 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，1 Hz 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 2^n で表され，かつ 4 万個を超える最小の値，すなわち $2^{16} = 65536$ 個とした。

(3) デ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、 $-2048 \sim +2047$ 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 $0 \sim +2047$ 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 $-1000 \sim +2047$ 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、 $0 \sim 10\text{V}$ 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、

$$U_i = \frac{x_i - C_1}{C_2 - C_1} U'_{\max} \quad (4.1)$$

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 $\sqrt{u'^2}$ 、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

$$U_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i \quad (4.2)$$

で表される。乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ は、変動成分 u' のRMS値であることから

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

となる。また、ゆがみ度 S および偏平度 F はそれぞれ

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

$$F = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_i - U_m)^4 \right\} / (\sqrt{u'^2})^4 \quad (4 \cdot 5)$$

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

$$\Delta u' = \frac{u'_{\max N} - u'_{\min N}}{32 \sqrt{u'^2}} \quad (4 \cdot 6)$$

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

$$P(\Delta u') = \frac{n}{N} \quad (4 \cdot 7)$$

である。したがって、この区間の平均的な確率密度 $P(u')$ は

$$P(u') = \frac{P(\Delta u')}{\Delta u'} = \frac{n}{N \Delta u'} \quad (4 \cdot 8)$$

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 $-T/2 \sim +T/2$ についてフーリエ解析を行うということは，長い生のデータに

$$W_u(t) = \begin{cases} 0 & (t < -T/2) \\ 1 & (-T/2 \leq t \leq T/2) \\ 0 & (t > T/2) \end{cases} \quad (4 \cdot 9)$$

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ースペクトルは，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

$$a_k = 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_j \cos \frac{2\pi k j}{2N} \quad (k=0, 1, \dots, N) \quad (4 \cdot 10)$$

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

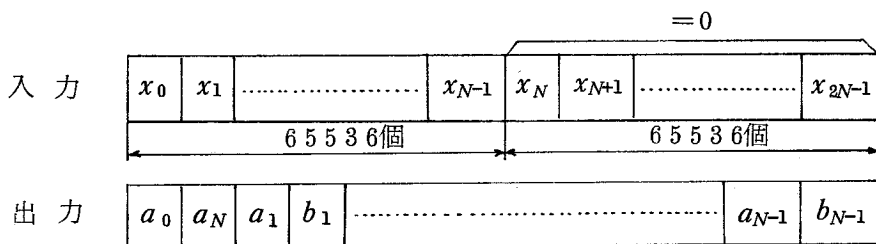


図 4・11 サブルーチン RFT の入出力関係

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エ成分 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 E_k は

$$E_k = \frac{2 h_t}{N} (A_k^2 + B_k^2) = \frac{h_t}{2N} (a_k^2 + b_k^2) \quad (4 \cdot 14)$$

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

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

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、300 Hz 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、300 Hz ～ 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。

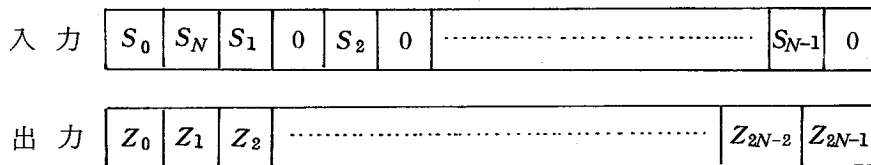


図4・12 サブルーチンRFT（逆変換）の入出力関係

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

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

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

$$R^c(rh_t) = \frac{1}{2N} \sum_{k=0}^{2N-1} S_k \exp\left(i \frac{2\pi k r}{2N}\right) \quad (r=0, 1, \dots, 2N-1) \quad (4 \cdot 17)$$

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

$$R^c(rh_t) = \frac{Z_r}{2N} \quad (4 \cdot 18)$$

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、

$$R^c(rh_t) = \begin{cases} (N-r)R(rh_t)/N & (r=0, 1, \dots, N-1) \\ 0 & (r=N) \\ (r-N)R((2N-r)h_t)/N & (r=N+1, \dots, 2N-1) \end{cases} \quad (4 \cdot 19)$$

の関係がある。式(4・19)において、 $r \geq N$ 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

$$R(rh_t) = \frac{N}{N-r} R^c(rh_t) = \frac{Z_r}{2(N-r)} \quad (4 \cdot 20)$$

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

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

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、 $R(\tau)$ を $R(0)$ で無次元化した値 $r(\tau)$ 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。

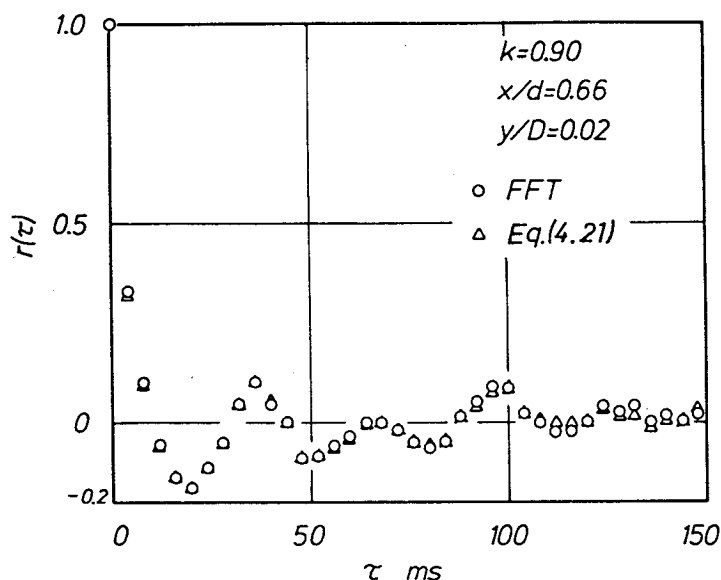


図 4・13 自己相関関数の比較

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 $\bar{U}$ 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 を、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 $\bar{U}$ の5倍程度にまで達している。

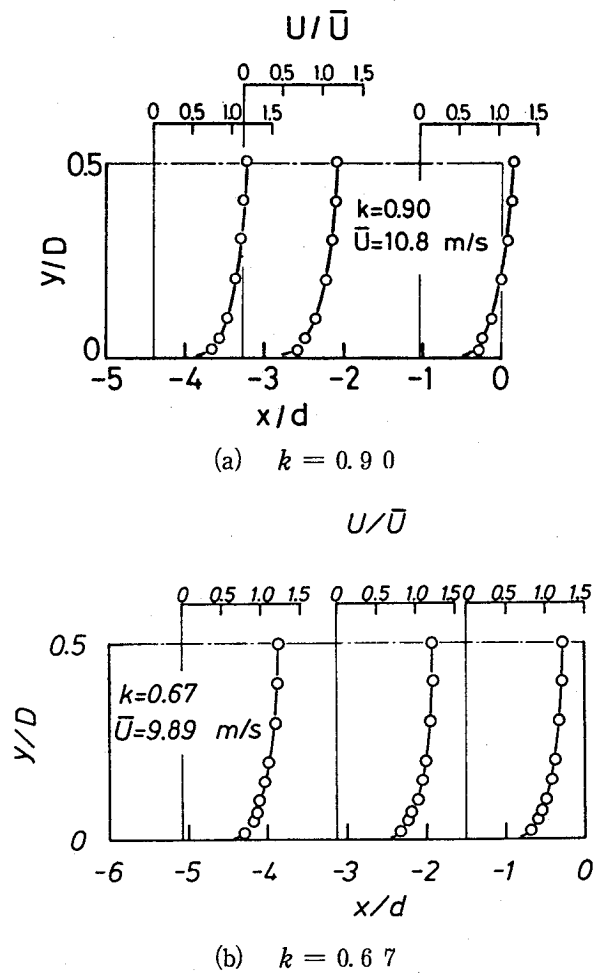
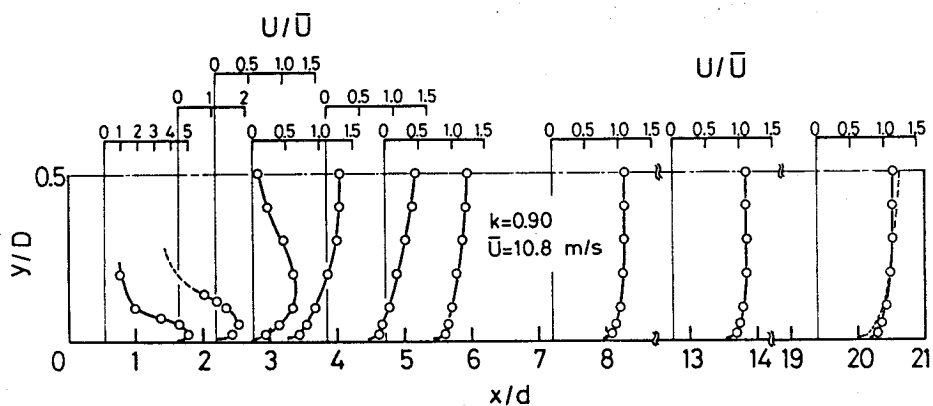
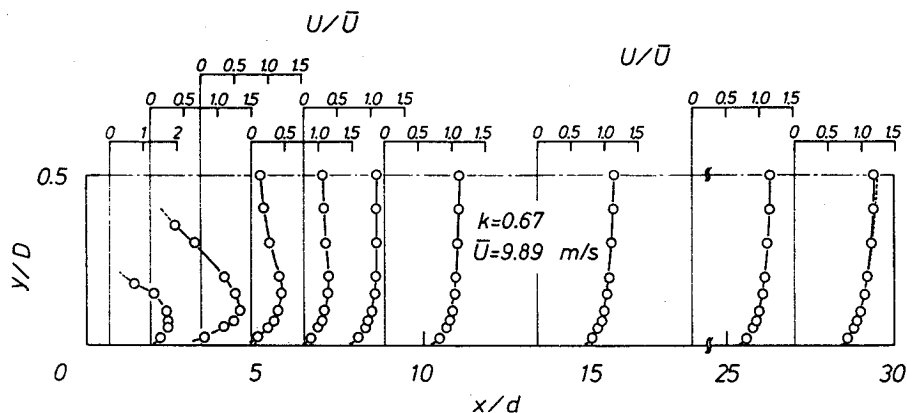


図4・14 前方の流速分布



(a) $k = 0.90$



(b) $k = 0.67$

図 4・15 後方の流速分布

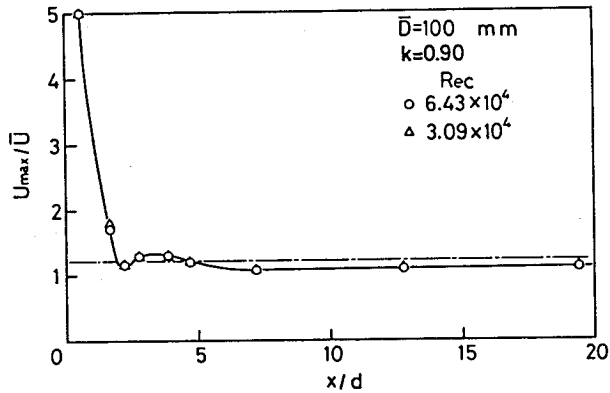
また逆流域の存在は、 x/d がおおよそ2付近まで見られる。管軸上で速度が最大となるのは、 $x/d=2.5 \sim 2.7$ 付近である。一方 $k=0.67$ では、すき間の面積が比較的大きいため、壁面噴流の最大値はそれほど大きくない。逆流域の存在は、 $k=0.90$ と同様 $x/d=2$ 付近まで認められる。また $x/d=6$ 付近で、平坦ではあるが、管軸上に最大速度を有する分布になっている。 $k=0.67$ の場合、流速分布はこれから後方では、十分発達した管内流の分布に単調に漸近している。ただしその変化は非常に緩慢である。一方 $k=0.90$ の場合、 $x/d=3$ 付近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

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坦な形状となり、 $k=0.67$ 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。

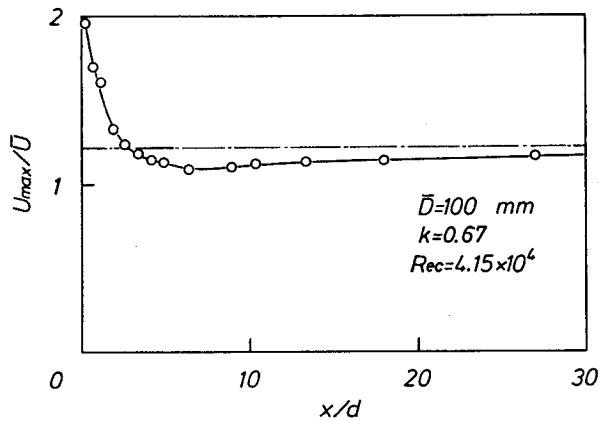
上述した分布形状の変化を定量的に表すため、図 4・16 にカプセル後方における最大速度の流れ方向の値を示す。図中の一点鎖線は、十分発達した管内流の場合の値である。図のように $k=0.90$ の場合、

$U_{\max}/\bar{U}$ 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、 $x/d=2\sim6$ の間であり、 $k=0.67$ のように直径比が小さい場合には、 $U_{\max}/\bar{U}$ の値は単調に減少し、その後平坦ではあるが、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、一度オーバーシュートした後 $k=0.67$ 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



(a) $k=0.90$



(b) $k=0.67$

図 4・16 最大速度の流れ方向の変化

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ータを示し、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

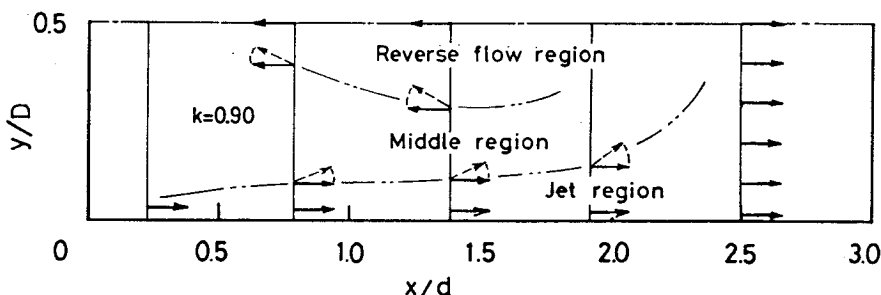


図4・17 タフトによる測定結果 ($k=0.90$)

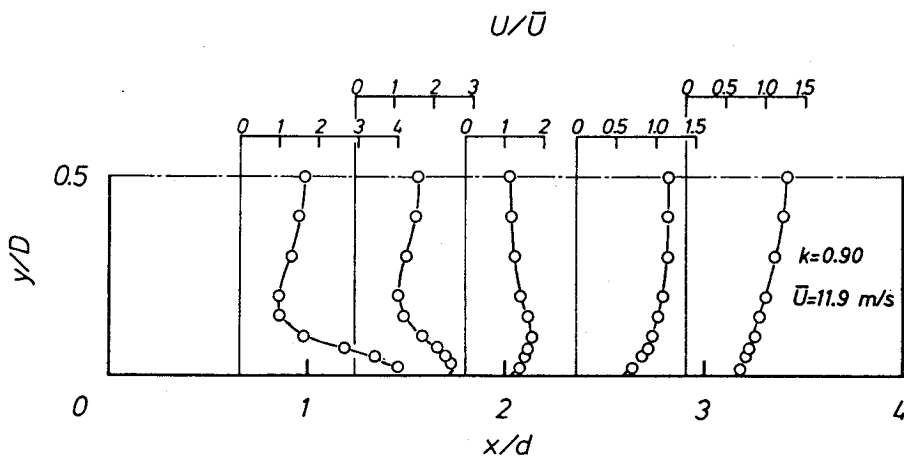


図4・18 熱線風速計による測定結果 ($k=0.90$)

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 $\bar{U}$ 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、 $x/d=1.80 \sim 2.36$ の間に存在するといえる。そこで、 $x/d=0.26 \sim 2.36$ 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ため、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、測定点の一部抜けている。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

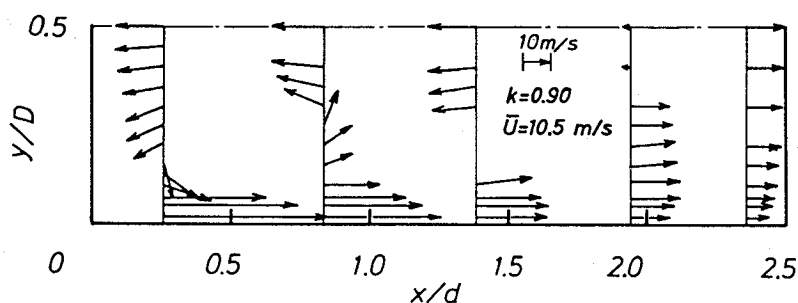


図4・19 平均速度のベクトル図 ($k=0.90$)

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、 $x/d=1.89\sim1.97$ 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、熱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

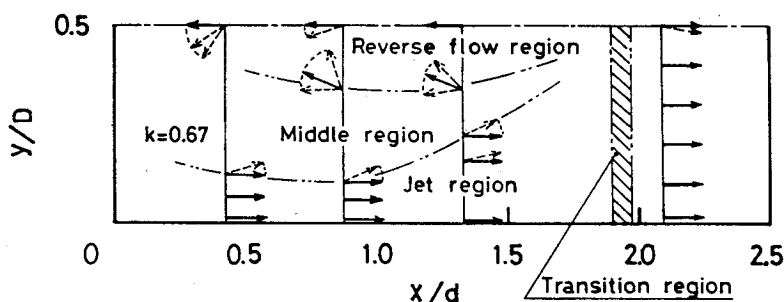


図4・20 タフトによる測定結果 ($k=0.67$)

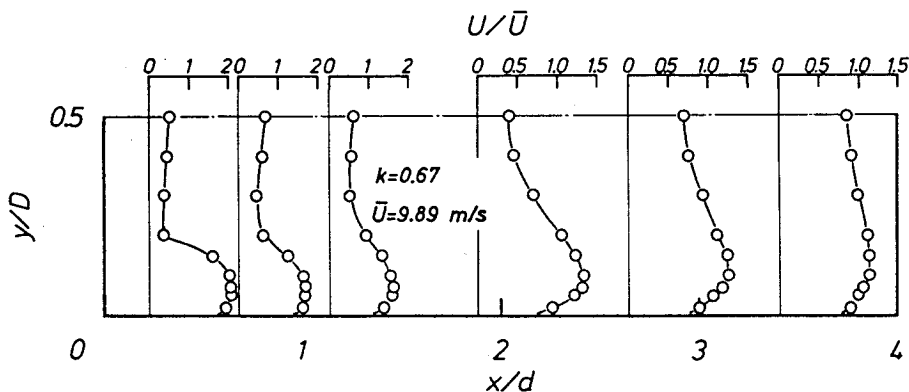


図4・21 熱線風速計による測定結果 ($k=0.67$)

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、パラメー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 $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ の分布を示す。ただし、 u' は変動成分、 $\bar{U}$ 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

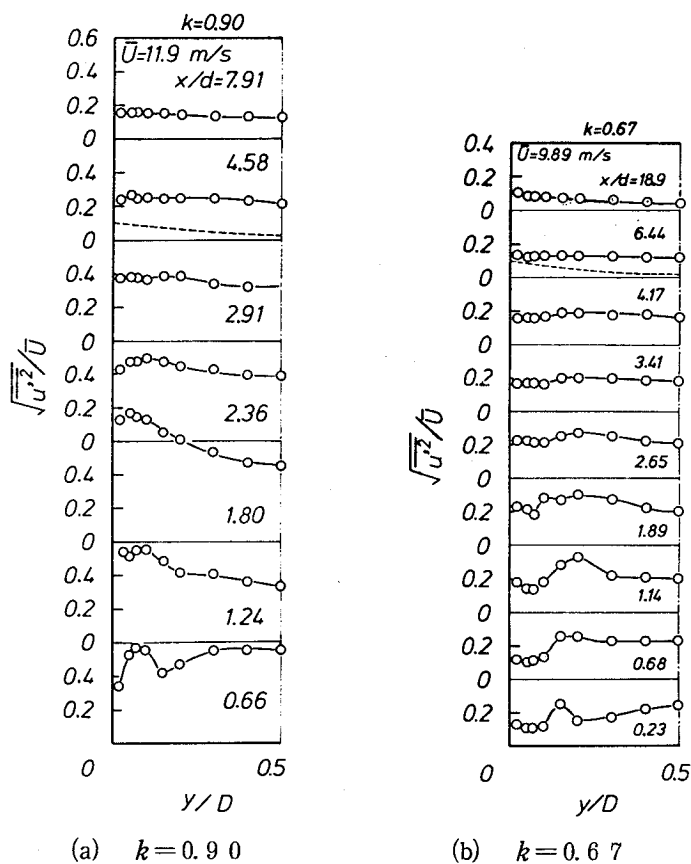


図 4・22 乱れ強さの分布

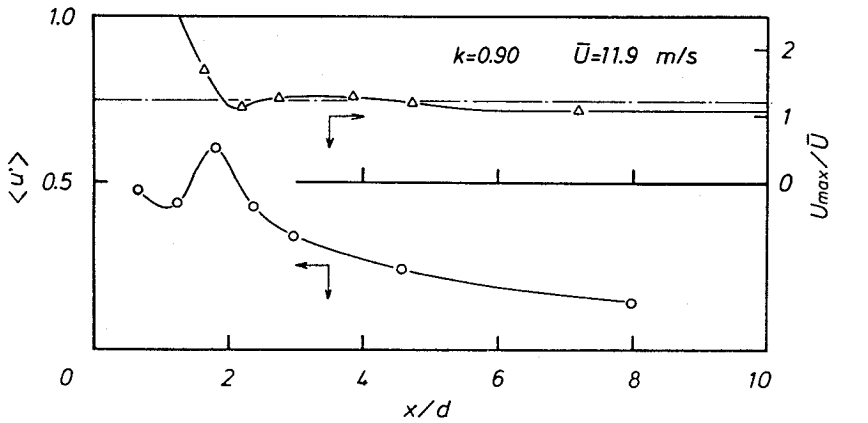
場合に比して、全般的に小さいが、上述した Laufer の値と比較すれば、やはり大きい。以上のことから、カプセル直後の非一様な分布形から、円管乱流の標準的な分布へ移行する区間では、乱れ強さは $k=0.90$ および 0.67 の場合ともに、断面にわたって一様である。しかも、通常の管内乱流における乱れ強さの分布に比して、かなり大きいことが明らかにされた。乱れが強いことは、乱れによる混合作用が顕著であることを意味し、その結果図 4・15 で示したように、平均流速分布が平坦化されている。また乱れの流れ方向における変化がゆるやかであるのは、一般に乱れの減衰が、特別な外力を加えない限り、急激には起こり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

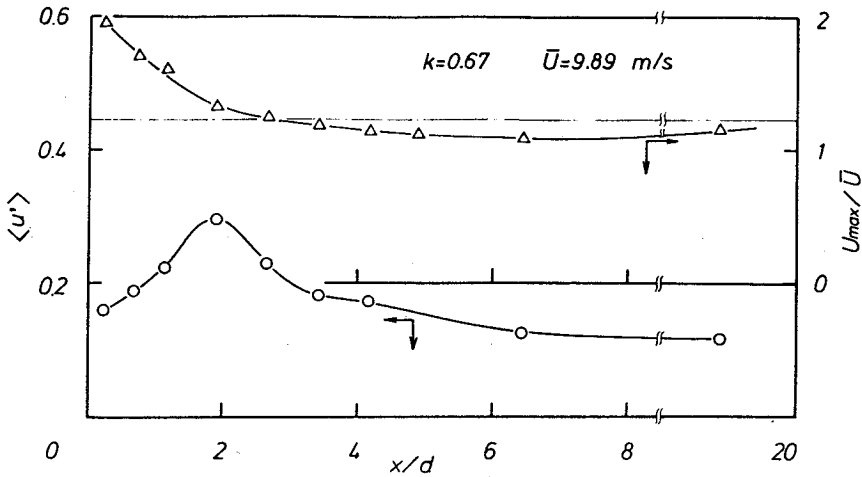
乱れ強さの流れ方向の変化を見るため、

$$\langle u' \rangle = \int_0^{D/2} \sqrt{u'^2} 2\pi r dr / (\pi D^2 \bar{U} / 4) \quad (4 \cdot 22)$$

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△印は、図4・16で示した最大速度 $U_{\max}$ と管平均速度 $\bar{U}$ の比 $U_{\max}/\bar{U}$ である。速度比 $U_{\max}/\bar{U}$ 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、 $U_{\max}/\bar{U}$ が大



(a) $k=0.90$

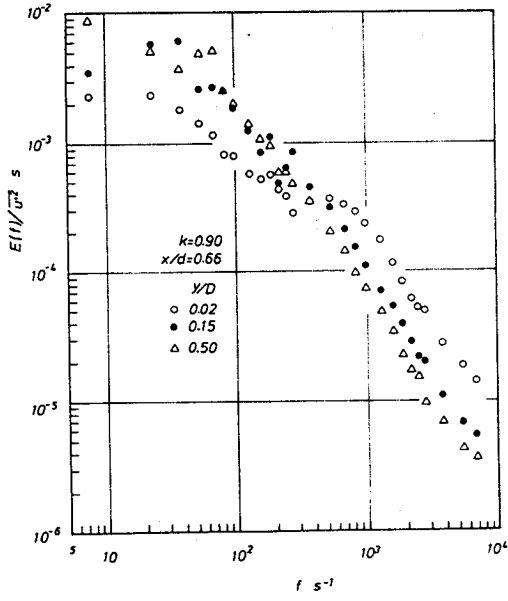


(b) $k=0.67$

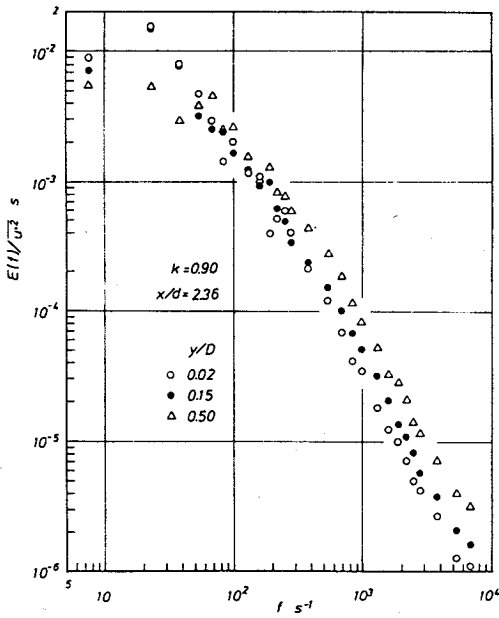
図 4・23 乱れ強さの断面平均値

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坦となる。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、 $k = 0.90$ と 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 $U_{\max}/\bar{U}$ 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。

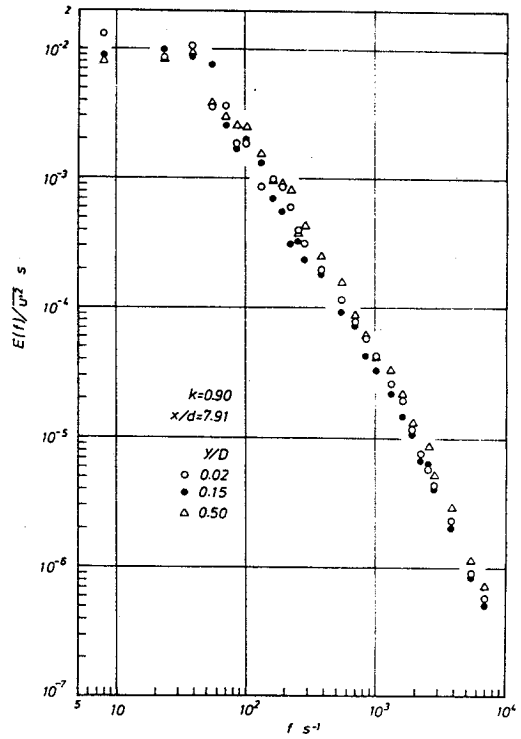
以上で、カプセル後流の乱れの平均的性質が明らかにされた。さらに詳しくその性質を見るため、種々の統計量について考察する。図 4・24 に、直径比 $k = 0.90$ のカプセル後流部におけるパワースペクトルを $\overline{u'^2}$ で正規化して示す。横軸には周波数 f を取っており、最大 7 kHz までのデータがプロットされている。図に選ばれた測定断面 $x/d=0.66$ 、 2.36 および 7.91 は、それぞれ逆流部を伴う断面、逆流部直後の断面ならびに通常の円管流に漸近しつつある下流側断面に対応する。図より、 $x/d=0.66$ の壁近く、すなわち $y/D=0.02$ 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、 $x/d=0.66$ 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 $x/d=0.66$ 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。



(a) $x/d=0.66$

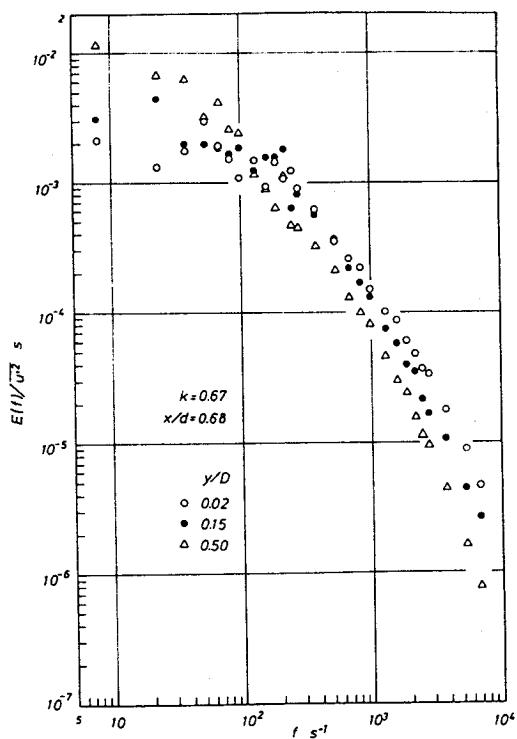


(b) $x/d=2.36$

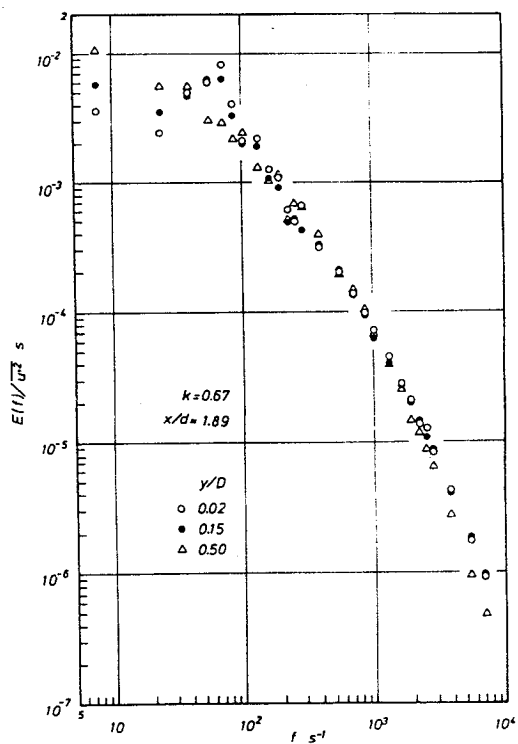


(c) $x/d=7.91$

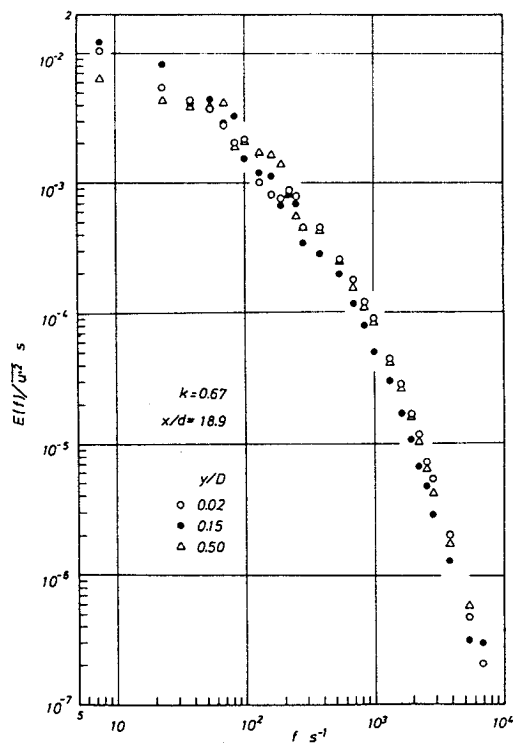
図 4.24 パワースペクトル ($k=0.90$)



(a) $x/d=0.68$



(b) $x/d=1.89$



(c) $x/d=18.9$

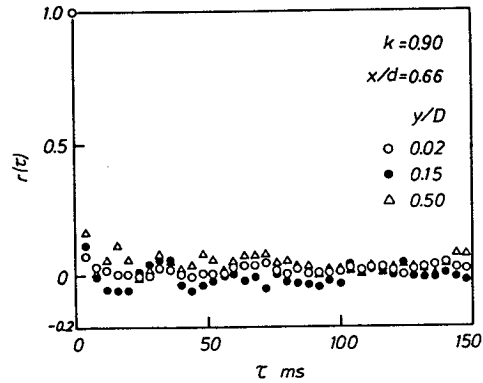
図 4.25 パワースペクトル ($k=0.67$)

自己相関係数 $r(\tau)$ を

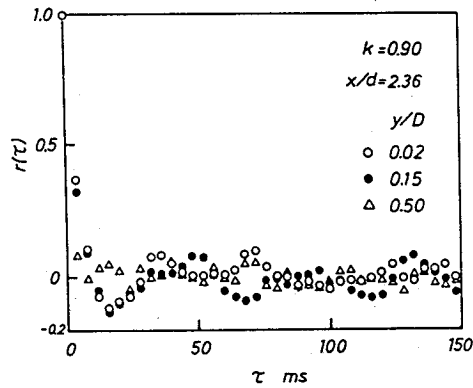
$$r(\tau) = \frac{R(\tau)}{R(0)} \quad (4 \cdot 23)$$

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 $r(\tau)$ 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 30 Hz 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。

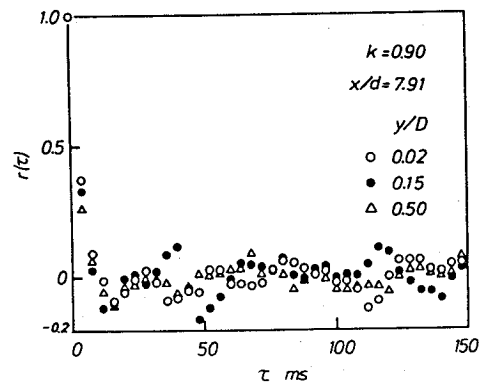
図 4・28 に、直径比 $k=0.90$ の場合の確率密度関数 $P(u')$ を示す。横軸には、変動成分 u' を乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ で無次元化した値を取っている。また図中の実線は、正規分布を示す。一方、正規分布からのずれを定量的に表す量として、ゆがみ度 S および



(a) $x/d=0.66$

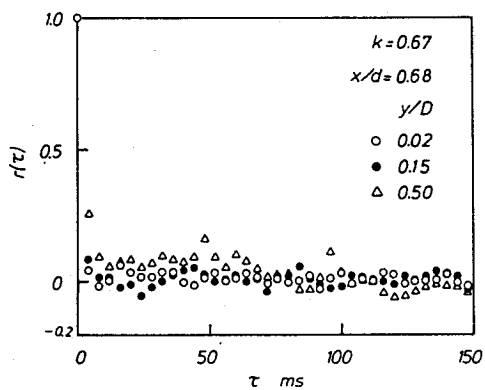


(b) $x/d=2.36$

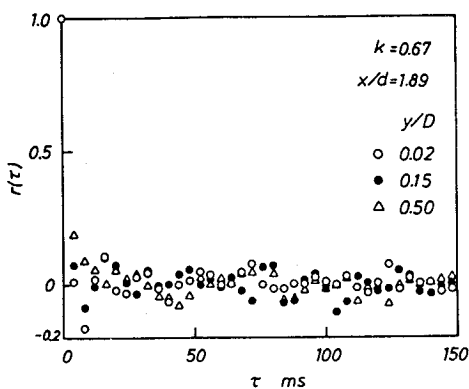


(c) $x/d=7.91$

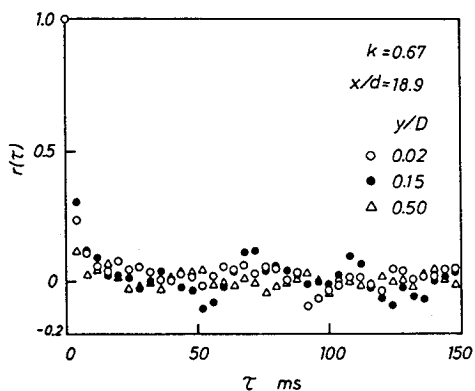
図 4・26 自己相関係数 ($k=0.90$)



(a) $x/d=0.68$

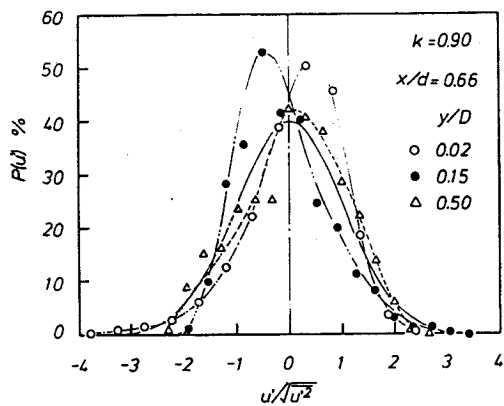


(b) $x/d=1.89$

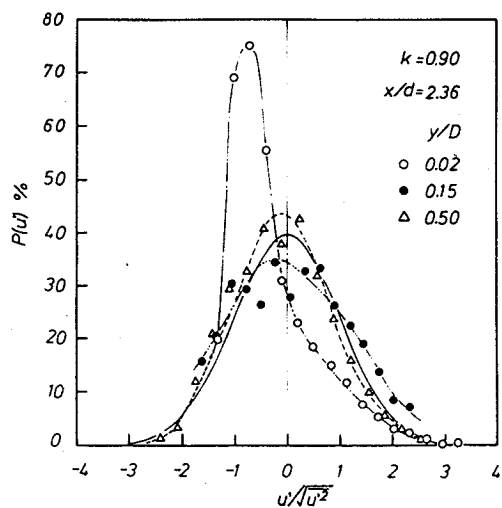


(c) $x/d=18.9$

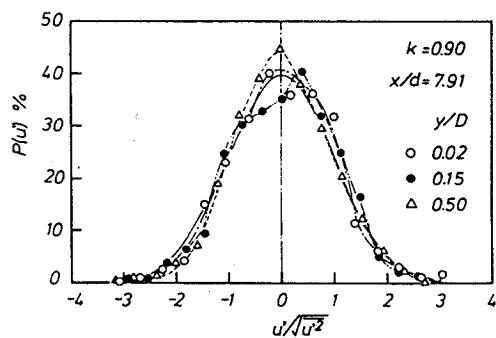
図4・27 自己相関係数 ($k=0.67$)



(a) $x/d=0.66$



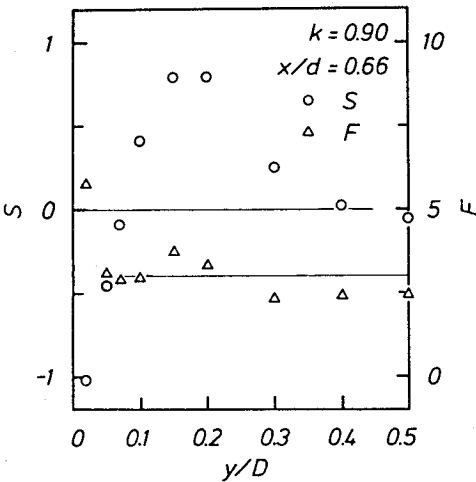
(b) $x/d=2.36$



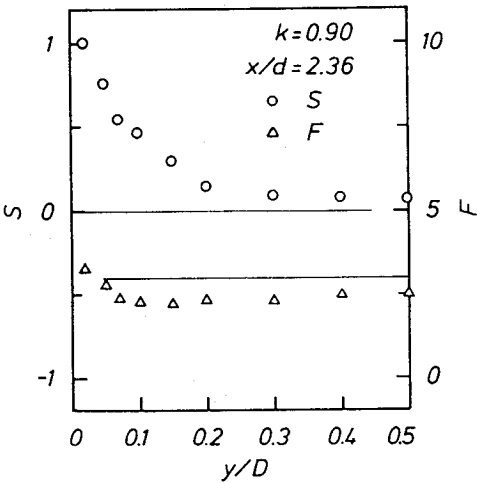
(c) $x/d=7.91$

図4・28 確率密度関数 ($k=0.90$)

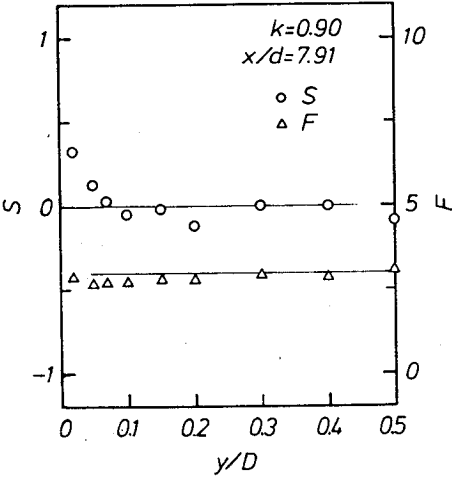
偏平度 F がある。確率密度関数が正規分布となる場合、 S および F はそれぞれ 0 と 3 の値を取る。ゆがみ度 S は分布の非対称性の尺度であり、偏平度 F は尖頭状の波形が現れる場合、大きな値を取ると理解してよい。図 4・29 に、 S お



(a) $x/d=0.66$



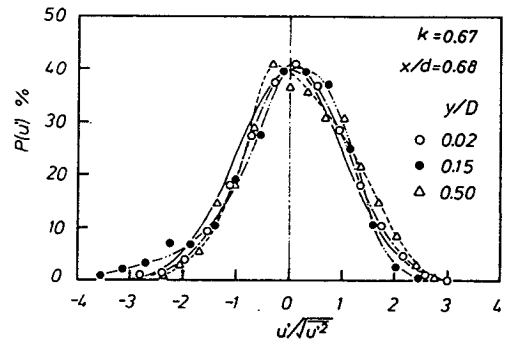
(b) $x/d=2.36$



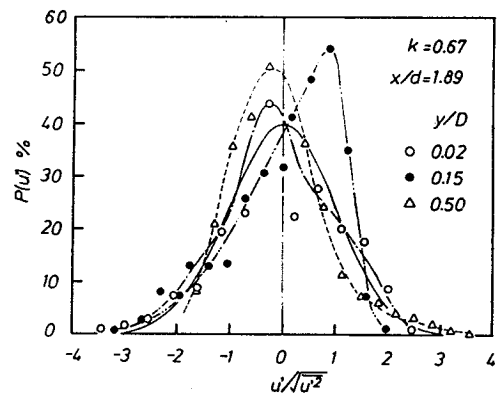
(c) $x/d=7.91$

図 4・29 ゆがみ度および偏平度 ($k=0.90$)

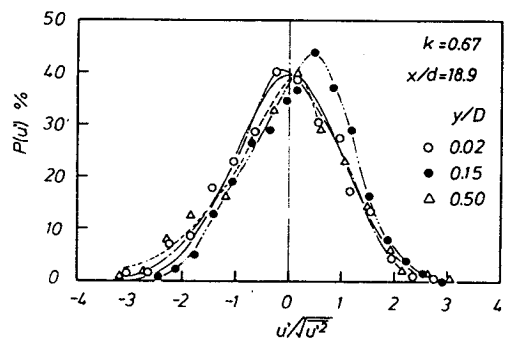
よび F の分布を示す。これらの図より、比較的カプセルから離れた場所、すなわち $x/d=7.91$ の測定位置では、確率密度はほぼ正規分布とみなせる形状で、ゆがみ度と偏平度もそれぞれ 0 と 3 のまわりに小さく散らばる程度である。しかしながらカプセルに近い位置では、これらの値は大きく変化し、また確率密度の分布も、正規分布とかなり異なっている。図 4・30 および 4・31 に、 $k=0.67$ の場合の確率密度関数およびゆがみ度、偏平度を示す。図より、 $x/d=1.8.9$ の位置では、 $k=0.90$ の場合と同様に、正規分布に近い結果が得られている。一方カプセルに近くなると、 S 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。



(a) $x/d=0.68$

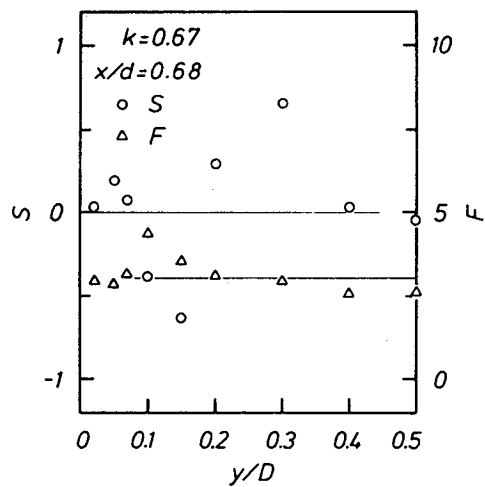


(b) $x/d=1.89$

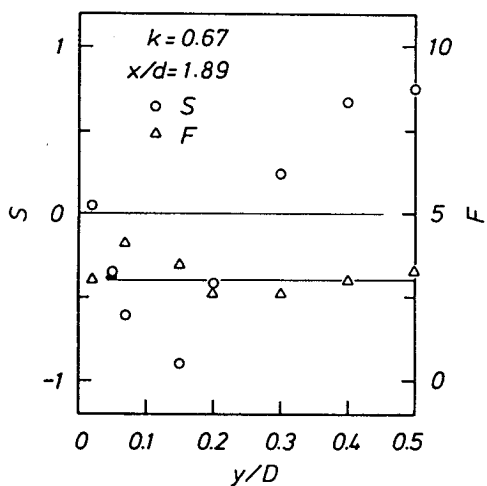


(c) $x/d=18.9$

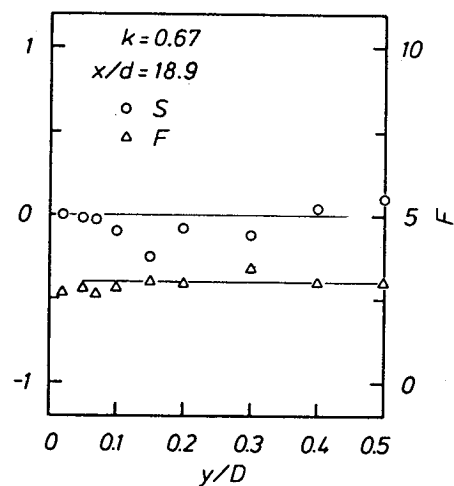
図 4・30 確率密度関数 ($k=0.67$)



(a) $x/d=0.68$



(b) $x/d=1.89$



(c) $x/d=18.9$

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

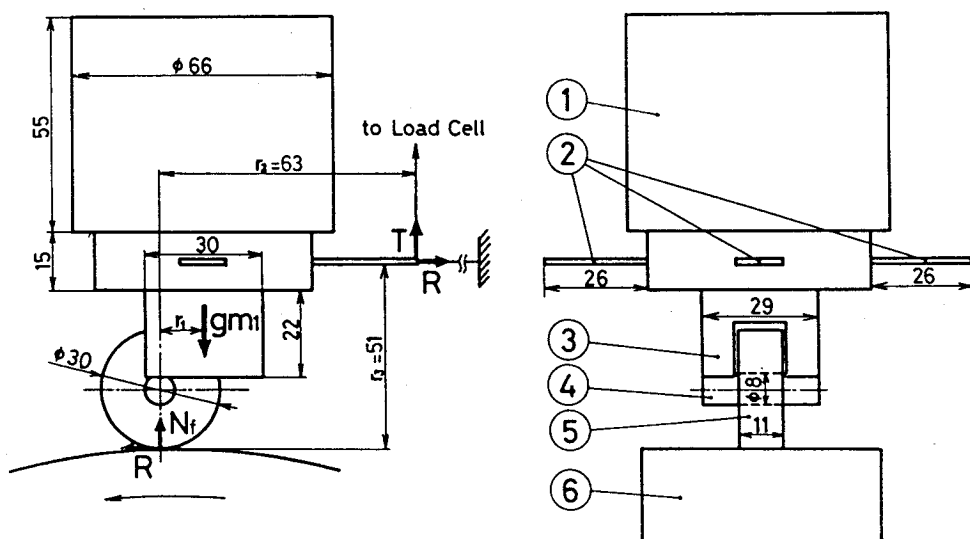
走行カプセルが受ける流体抵抗値は、直接測定することが比較的困難であるため、一般に運動方程式を通じて算出される場合が多い。一方、空気を作動流体として用いる空気力カプセルでは、カプセルの密度が、流体密度に比して非常に大きいため、通常は車輪を必要とする。本研究でも、次章で述べるように、車輪付きのカプセルを用いて走行実験を行った。したがって、運動方程式には、慣性項および流体抵抗力項のほかに、車輪と管壁との間に働く摩擦力項が加わる。このため、運動方程式を通じて流体抵抗を求めるには、あらかじめ車輪の摩擦力を測定しておく必要がある。しかしながら車輪の摩擦力は、車輪表面の材質や管路の粗さなどに左右され、普遍的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い⁽³⁵⁾⁽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⁽³⁶⁾、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

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, 11 mm 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ーズに回転する。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 330 mm 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。



- | | | |
|---------|------|---------|
| ① おもり受け | ② 金具 | ③ 車輪受け |
| ④ 車軸 | ⑤ 車輪 | ⑥ FRP 管 |

図 5・1 摩擦力測定用模型

図 5・1において、力の釣り合いから摩擦力 R は

$$R = \frac{Tr_2 - gm_1 r_1}{r_3} \quad (5 \cdot 1)$$

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。 r_2 、 r_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、プーリが回転していない場合の張力 T_0 から

$$r_1 = \frac{T_0 r_2}{gm_1} \quad (5 \cdot 2)$$

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、 r_1 の測定を容易にするためである。図 5・1 から明らかに、垂直抗力 N_f は

$$N_f = gm_1 - T \quad (5 \cdot 3)$$

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 No. 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 $V = 2.2 \sim 9.0 \text{ m/s}$ 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 3 mm 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。

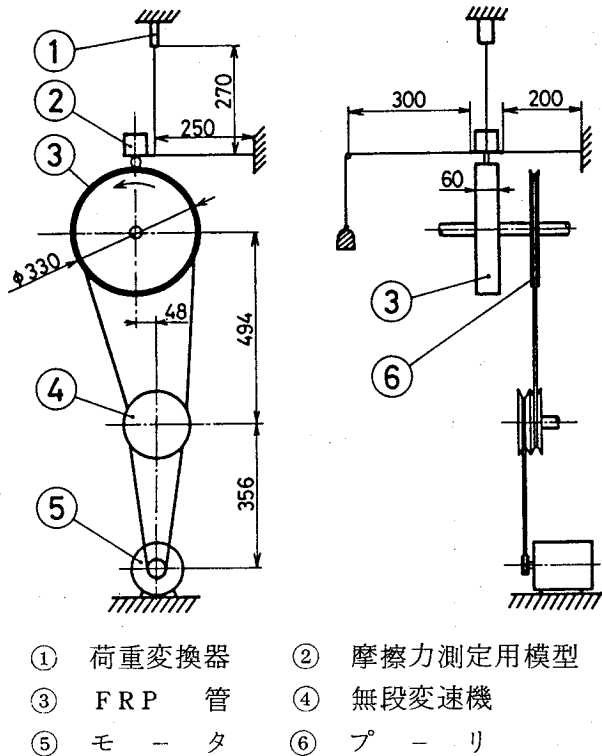


図 5・2 摩擦力測定装置

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 No. 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。

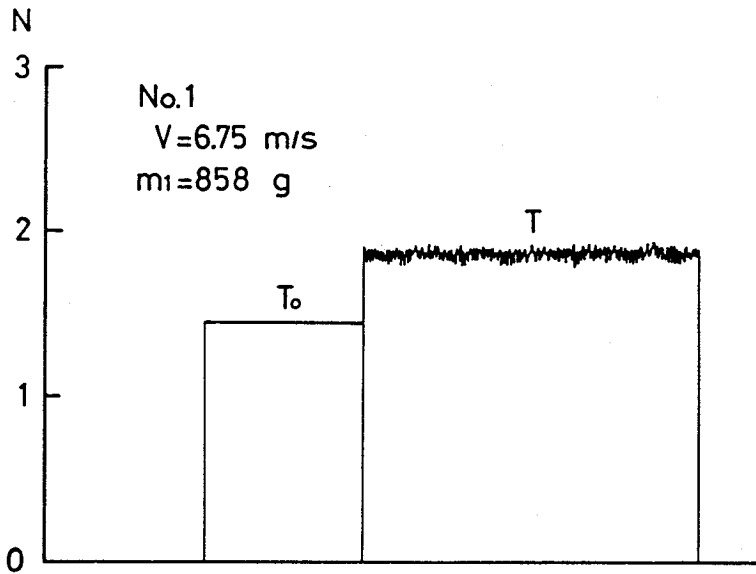


図 5・3 出力波形の一例

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 ξ とすれば、摩擦力 R は

$$R = \xi N_f + R_0 \quad (5 \cdot 4)$$

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

$$R = \xi N_f \quad (5 \cdot 5)$$

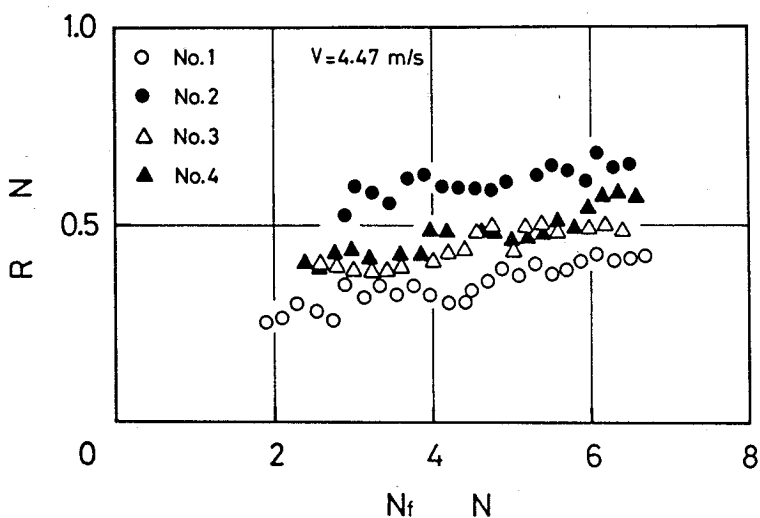


図 5・4 垂直抗力 N_f と摩擦力 R との関係

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.	ξ	R_0 (N)
1	$3.25 \cdot 10^{-2}$	$2.03 \cdot 10^{-1}$
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 7 N 程度であるのに対し、用いた車輪の許容荷重は約 200 N 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、 N_f 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

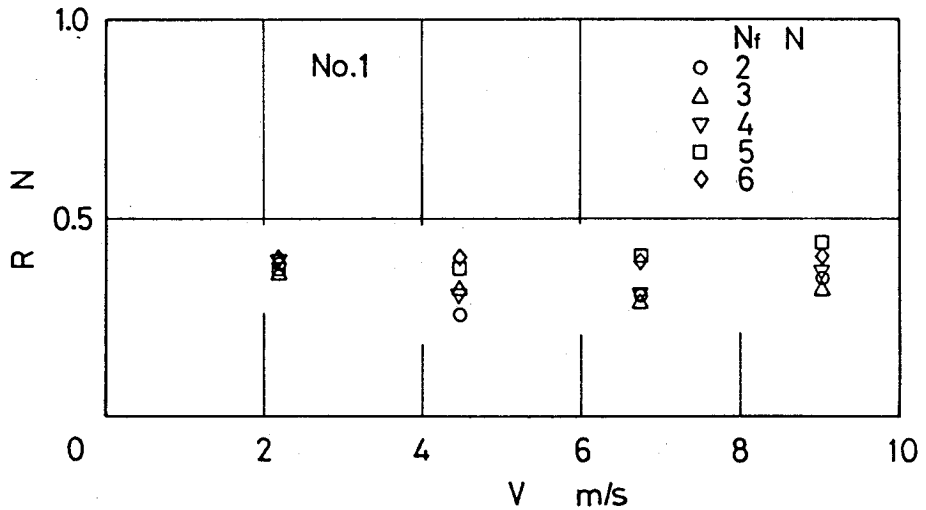


図 5・5 走行速度 V と摩擦力 R との関係

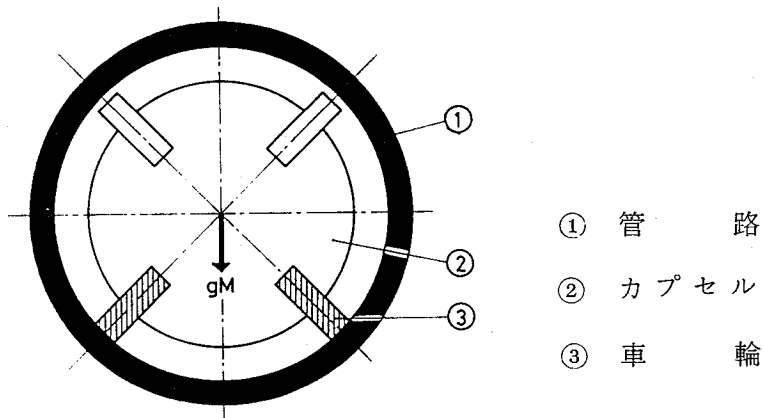


図 5・6 車輪の取り付け角度

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 N_f は

$$N_f = \frac{\sqrt{2}}{8} g M \quad (5 \cdot 6)$$

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

$$R_c = 2.35 \times 10^{-2} gM + 1.26 \quad [\text{N}] \quad (5 \cdot 7)$$

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 R_0 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ー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⁽³⁵⁾、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。

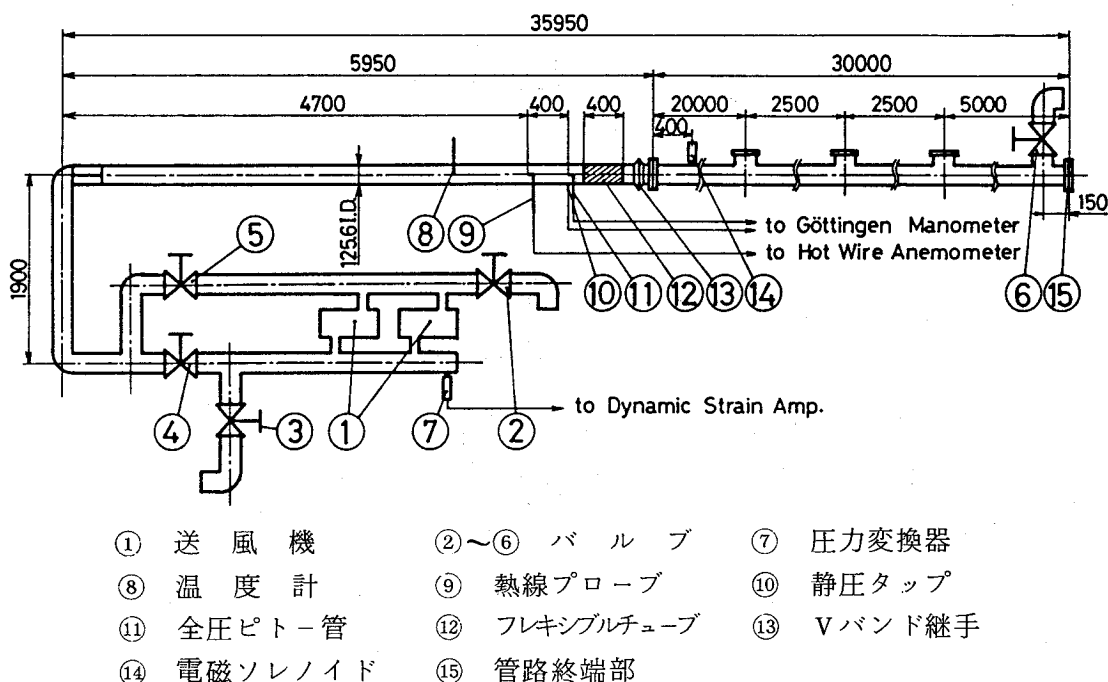


図 6・1 走行実験用管路

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 ($D=125.6 \pm 0.2 \text{ mm}$) よりできている。走行部の長さは 30 m 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、ゲッチング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④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 30 mm 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

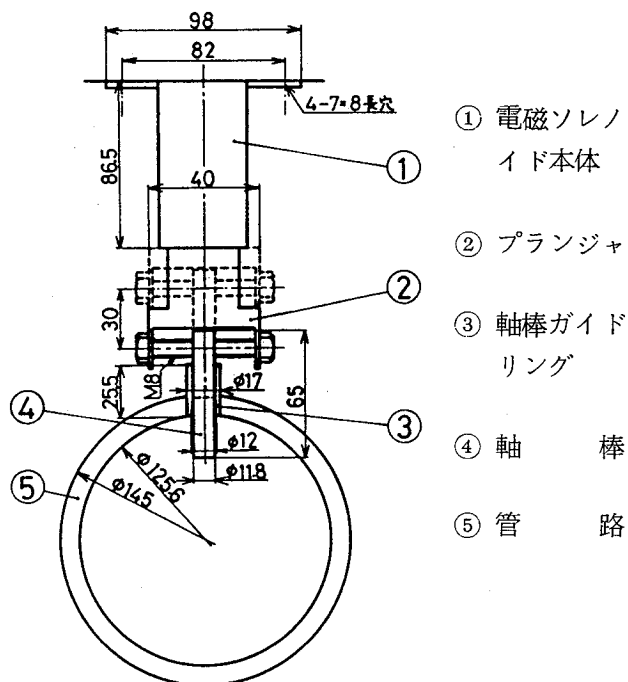


図 6・2 発進部詳細

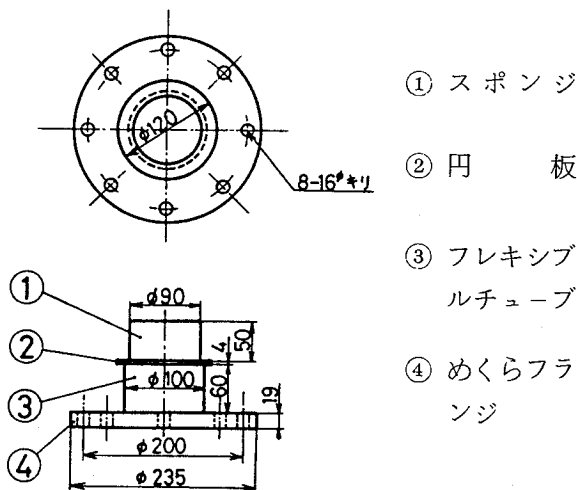


図 6・3 緩衝器

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⑮ からそれぞれ 5, 7.5, 10 m 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 15 mm 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 20～30 cm、他の部分では 1 m 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

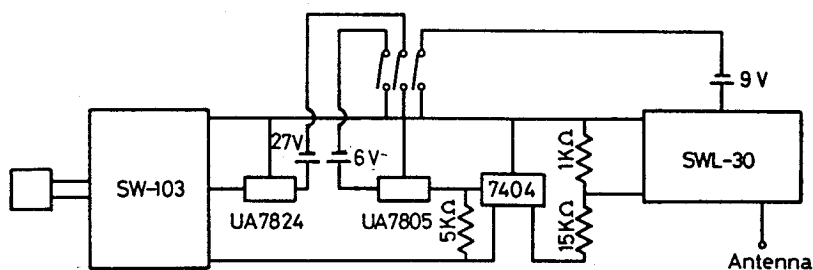


図 6・6 送 信 機

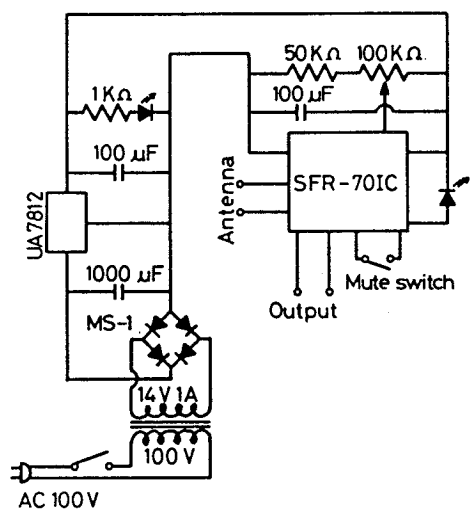


図 6・7 受 信 機

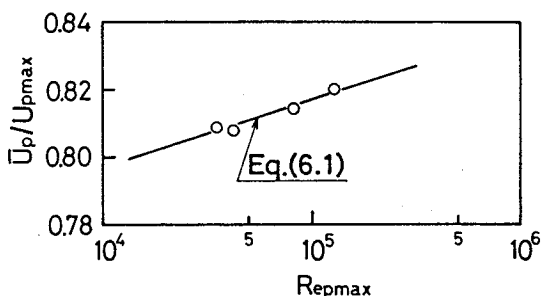


図 6・8 流 量 検 定

ットを積載している。磁気近接スイッチは、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 $\bar{U}_{max}$ 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 $\bar{U}_{max}$

$\approx 4, 8, 12 \text{ m/s}$, カプセル質量 $M=2.78, 3.77, 4.77 \text{ kg}$ (比重 $\sigma=1.02, 1.38, 1.75$) 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ー管を用いたため、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ぼ一直線上にある。そこでこの直線

$$\bar{U}_p/U_{p\max} = 2 \times 10^{-2} \log Re_{p\max} + 7.17 \times 10^{-1} \quad (6 \cdot 1)$$

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

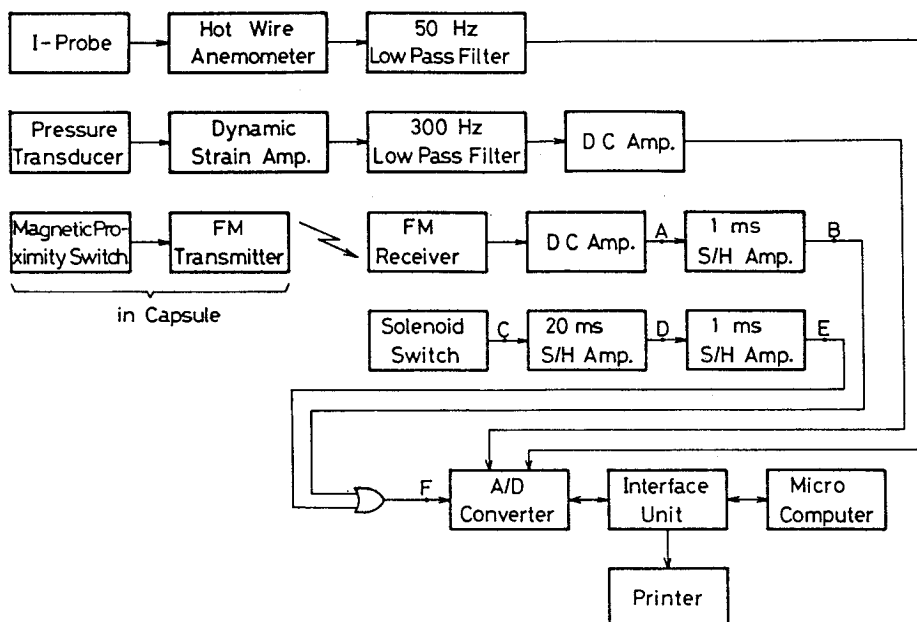


図 6・9 信号処理のブロック線図

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1 ms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 msおよび1 ms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

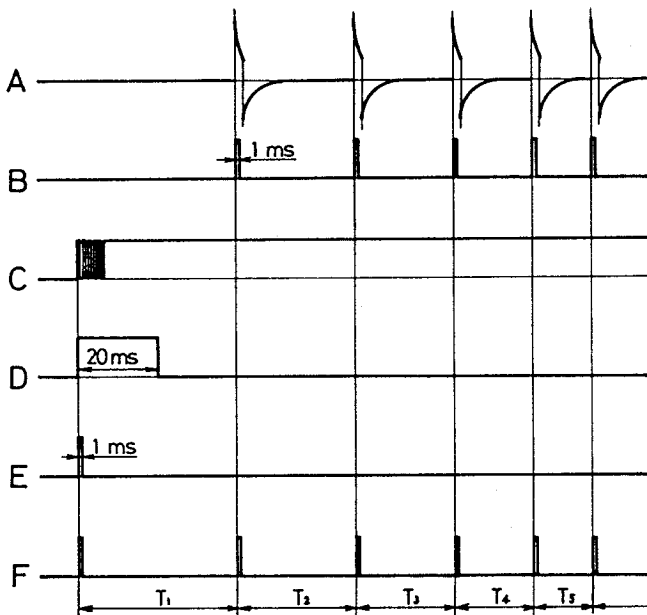


図6・10 信号のタイムチャート

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 $182\mu\text{s}$ 、 $50.5\mu\text{s}$ である。したがって、繰り返し数を n とすれば T_i は

$$T_i = 50.5n + 182 \quad [\mu\text{s}] \quad (6.2)$$

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ーフローした場合、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20~30 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 inputs 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 $M=2.78 \text{ kg}$ ，最大空気速度 $\bar{U}_{\max} \approx 12 \text{ m/s}$ ，停止区間の長さ $L=10 \text{ m}$ 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 $\bar{U}$ および送風機の吐出圧力 p を取っている。図より， $t=2.7 \text{ s}$ 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。 $t=2.7 \text{ s}$ 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。

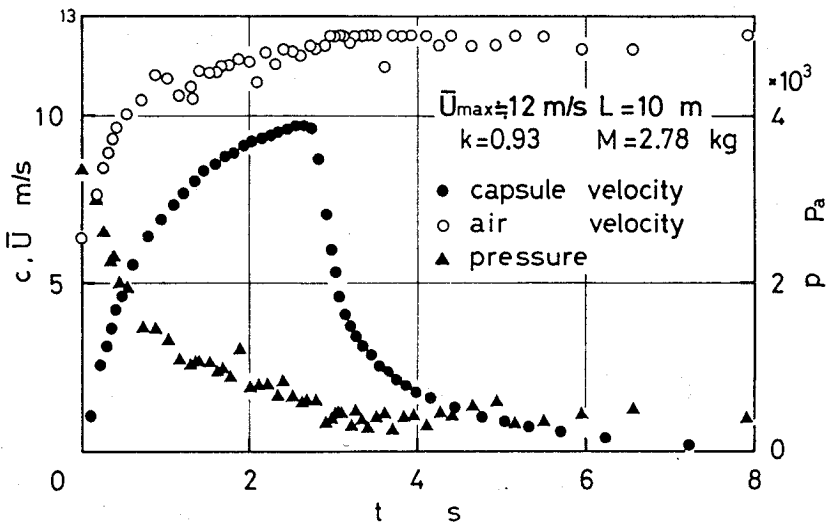
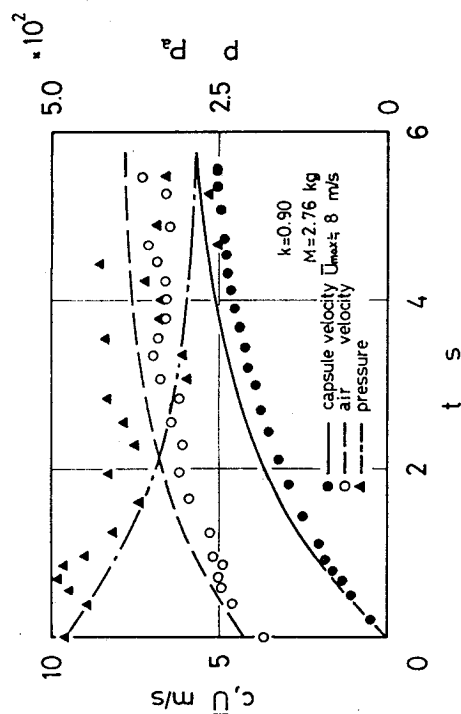


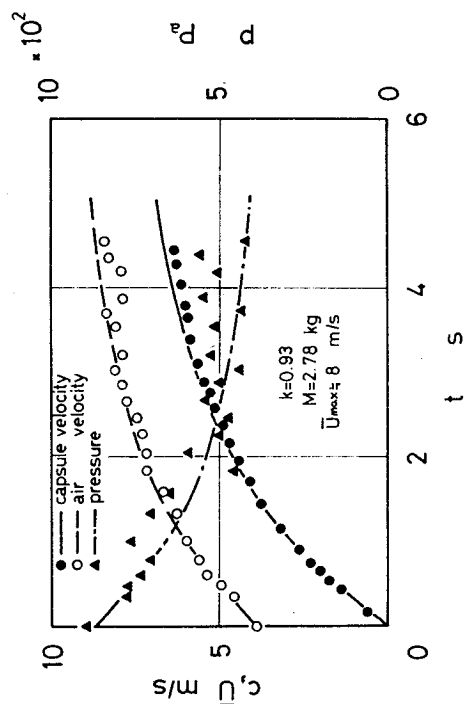
図 6・11 測定結果の一例

6・4・1 加速区間の走行特性

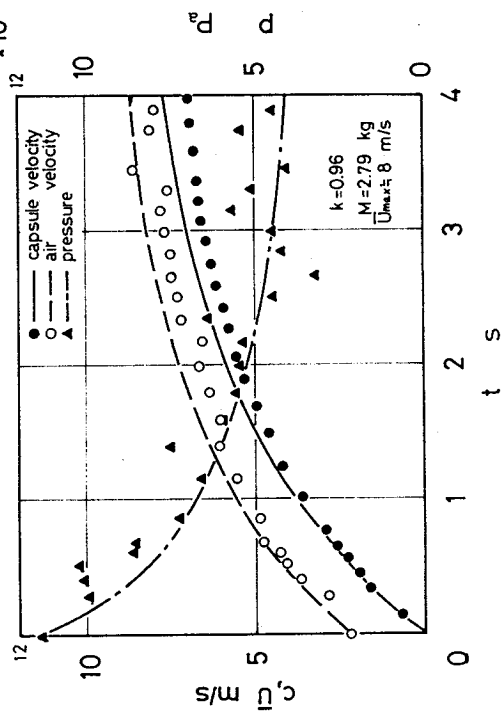
図 6・12 (a)～(h) に，種々の実験条件における加速区間のカプセル速度，管内空気速度および送風機の吐出圧力を示す。図中の曲線は，第 8 章の理論解析によって求められた計算値である。いずれの図においても，カプセル速度の測定



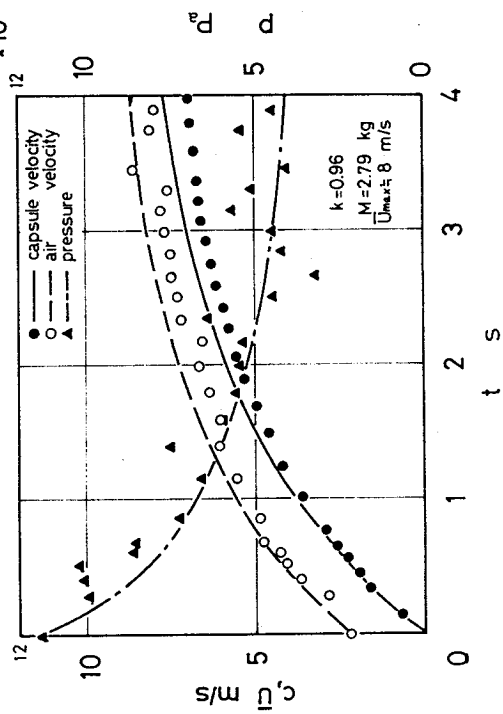
(a) $k=0.85$, $M=2.73$ kg, $\bar{U}_{\max}=8$ m/s



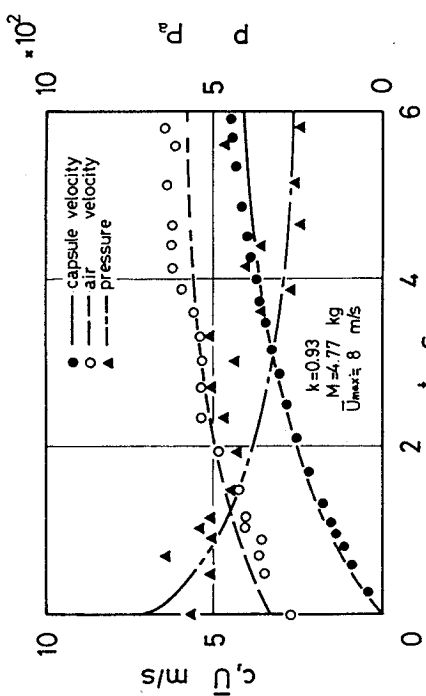
(b) $k=0.90$, $M=2.76$ kg, $\bar{U}_{\max}=8$ m/s



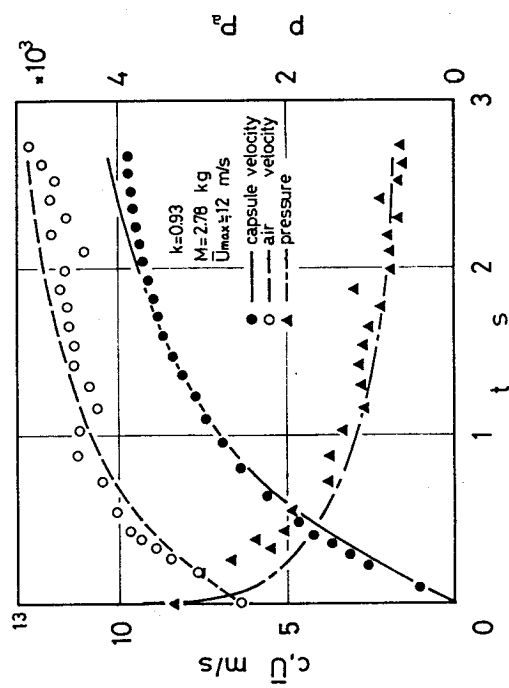
(c) $k=0.85$, $M=2.73$ kg, $\bar{U}_{\max}=8$ m/s



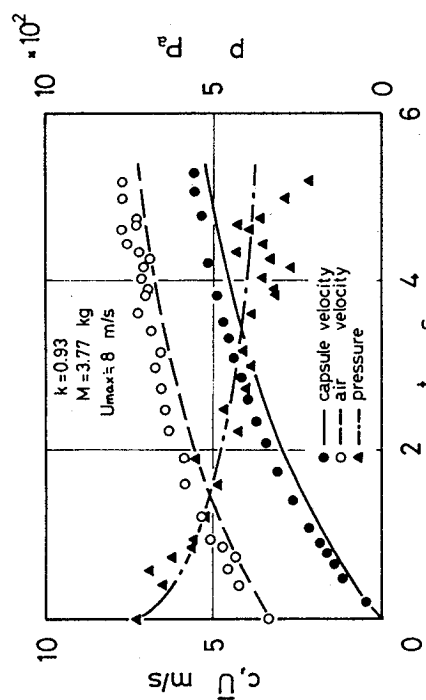
(d) $k=0.96$, $M=2.79$ kg, $\bar{U}_{\max}=8$ m/s



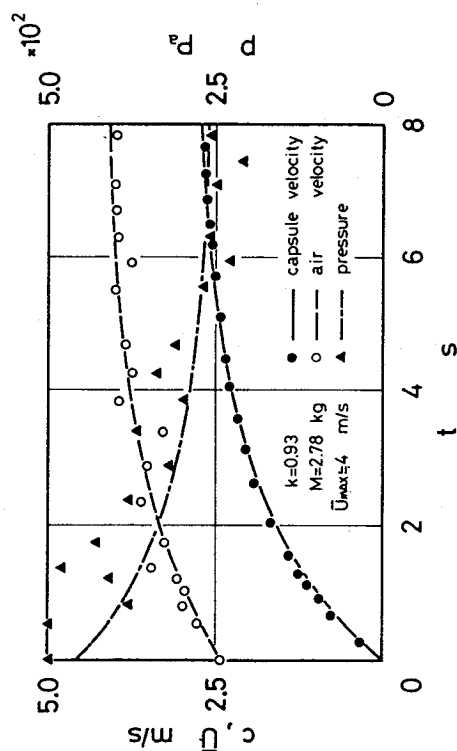
(f) $k=0.93$, $M=4.77$ kg, $\bar{U}_{\max}=8$ m/s



(h) $k=0.93$, $M=2.78$ kg, $\bar{U}_{\max}=12$ m/s



(e) $k=0.93$, $M=3.77$ kg, $\bar{U}_{\max}=8$ m/s



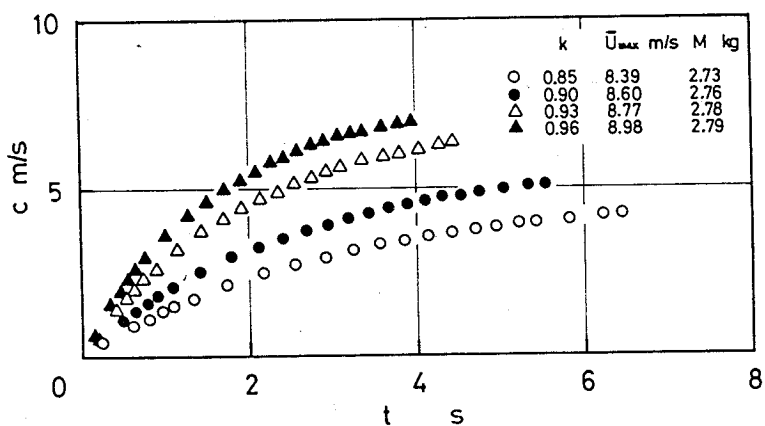
(g) $k=0.93$, $M=2.78$ kg, $\bar{U}_{\max}=4$ m/s

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変換器によるデータのサンプルが、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 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 $\bar{U}_{\max}$ 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、 $\bar{U}_{\max}$ の影響は非常に大きい。

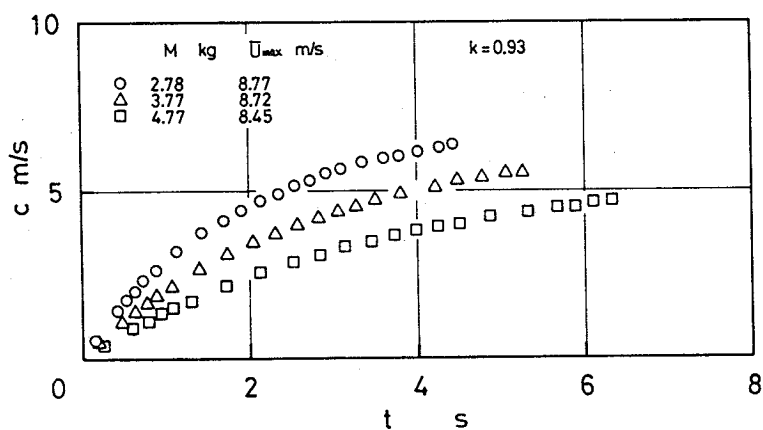
種々のパラメータの影響を定量的に明らかにするため、カプセル速度の変化を比較して、図6・13(a)~(c)に示す。図より当然のことながら、 k および $\bar{U}_{\max}$ が大きいほど、また M が小さいほど、加速の割合は大きい。ただし本実験範囲内では M の影響は他のパラメータに比して小さい。

6・4・2 停止区間の走行特性

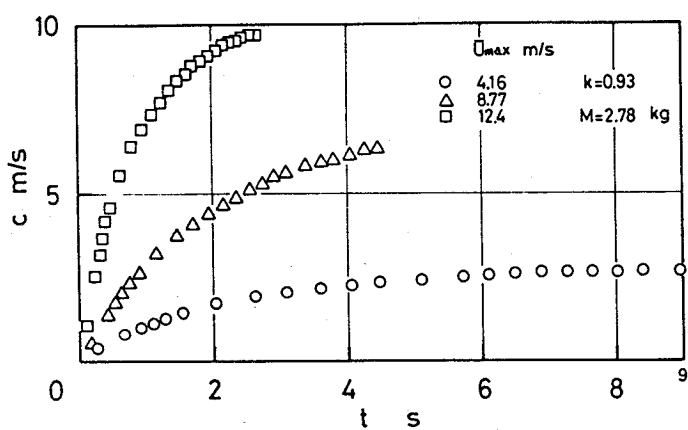
図6・14(a)~(j)に、種々のパラメータにおける停止区間の、カプセル速度および走行距離を示す。ただし、カプセル速度は停止区間への突入速度 c_0 で、走行距離は停止区間の長さ L でそれぞれ無次元化されている。図中の曲線は、第8章で得られた計算結果である。図のように、カプセルは非常に滑らかに減速されていることがわかる。ただし、図(d)における直径比 $k=0.96$ の場合には、他の結果に比して減速の割合はかなり大きい。図(a), (d), (j)では、測定点が途中で切れている。図(a)の場合は、 $k=0.85$ と比較的直径比が小さいことから、減速の割合も小さいため、カプセルが管路終端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、



(a) 直径比の影響



(b) カプセル質量の影響

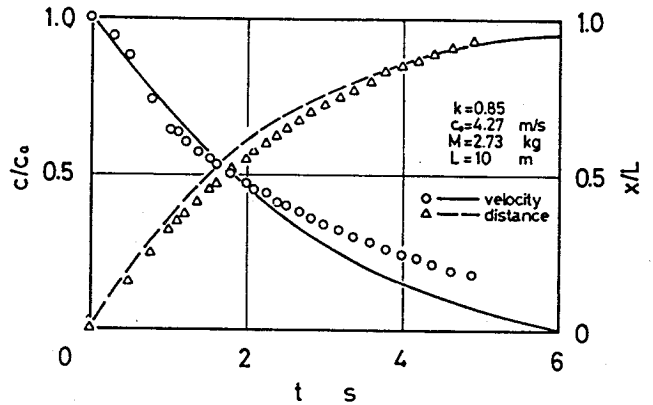


(c) 最大空気速度の影響

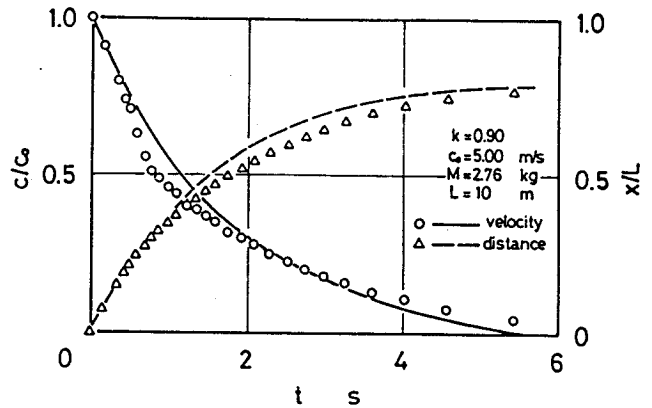
図 6・13 加速区間における各種パラメータの影響

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、 $t=1\sim 2$ s 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、これらのパラメー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。

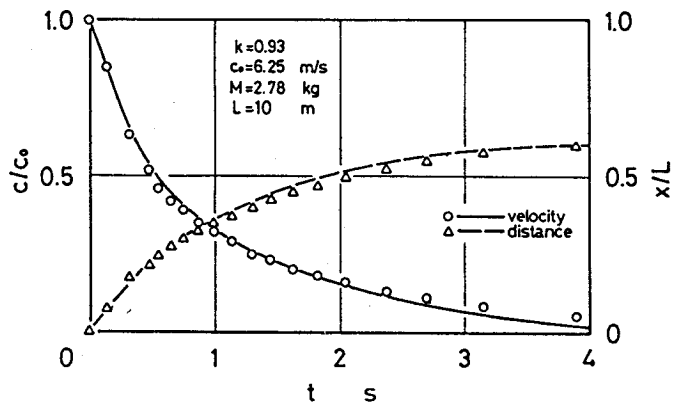
図 6・15 (a)~(l)に、停止区間内の圧力変化の測定結果を示す。横軸には、カプセル突



(a) $k=0.85$, $c_0=4.27$ m/s,
 $M=2.73$ kg, $L=10$ m

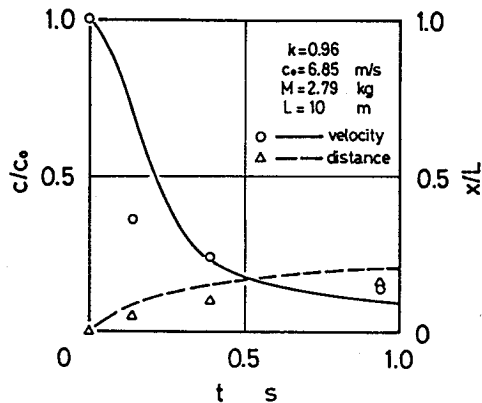


(b) $k=0.90$, $c_0=5.00$ m/s,
 $M=2.76$ kg, $L=10$ m

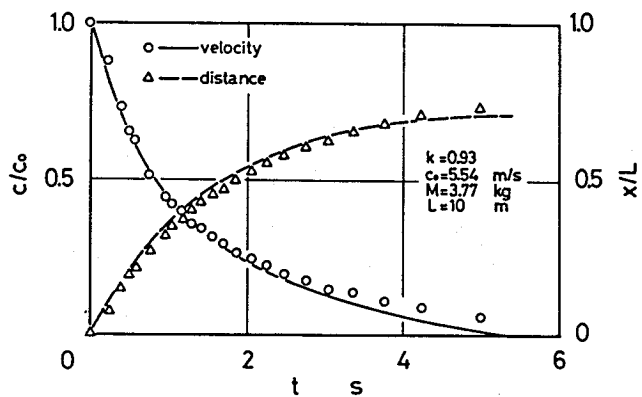


(c) $k=0.93$, $c_0=6.25$ m/s,
 $M=2.78$ kg, $L=10$ m

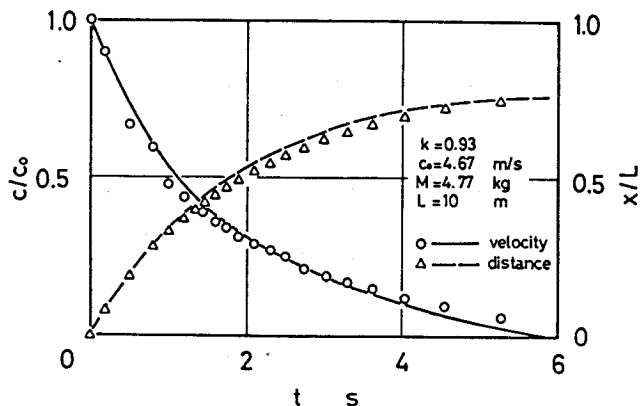
入時刻を基準とした時間 t を、縦軸には、停止区間内のゲージ圧力 p を取っている。各図において、上の波形は管路終端部と空気吐出孔の間における測定値で、下の波形は終端部の値である。また図中の曲線は、第8章における計算結果である。いずれの図においても、圧力 p が特徴的な変化を示すのは、 $t = 0.4 \sim 0.5$ s 程度までであり、非常に短い時間に、圧力の増加および減少が起こることがわかる。ところで図から明らかなように、圧力の変化は階段状になっており、またこの形状は直径比が大きいほど顕著に表れている。これは、カプセルが停止区間に突入した際に生じた圧縮波が、カプセル前面部と管路終端部との間で、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、管とカプセルの間には、すき間が存在するため、管路終端部においては、



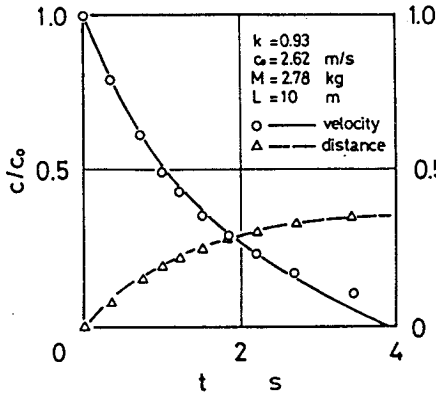
(d) $k=0.96$, $c_0=6.85$ m/s
 $M=2.79$ kg, $L=10$ m



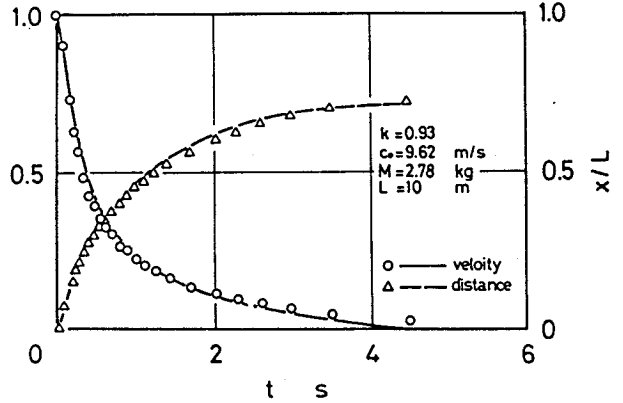
(e) $k=0.93$, $c_0=5.54$ m/s
 $M=3.77$ kg, $L=10$ m



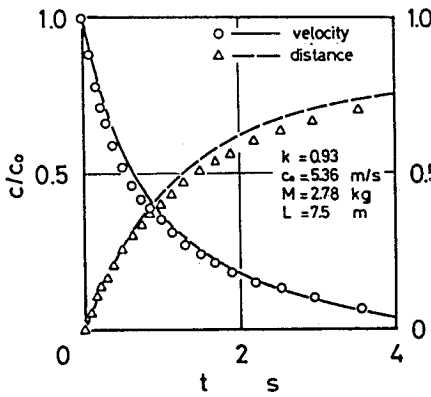
(f) $k=0.93$, $c_0=4.67$ m/s
 $M=4.77$ kg, $L=10$ m



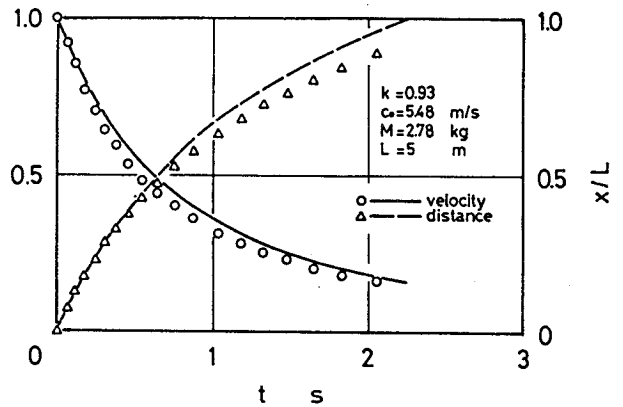
(g) $k=0.93$, $c_0=2.62\text{ m/s}$,
 $M=2.78\text{ kg}$, $L=10\text{ m}$



(h) $k=0.93$, $c_0=9.62\text{ m/s}$,
 $M=2.78\text{ kg}$, $L=10\text{ m}$

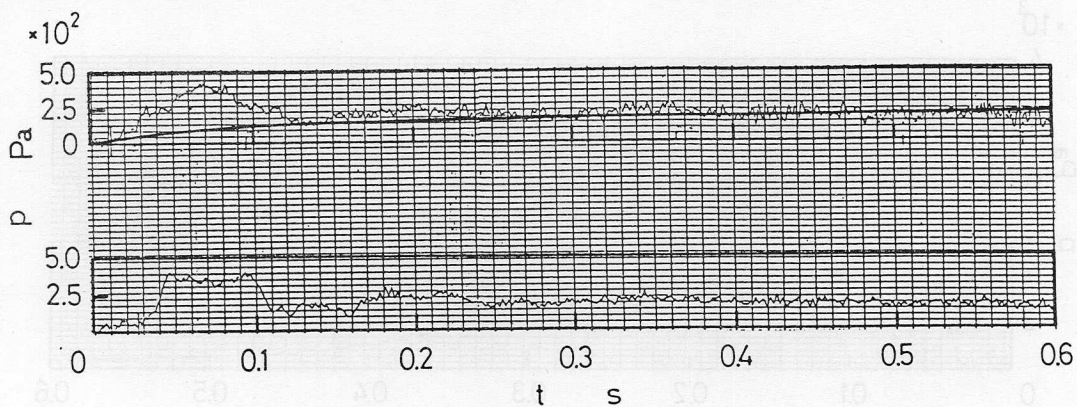


(i) $k=0.93$, $c_0=5.36\text{ m/s}$
 $M=2.78\text{ kg}$, $L=7.5\text{ m}$

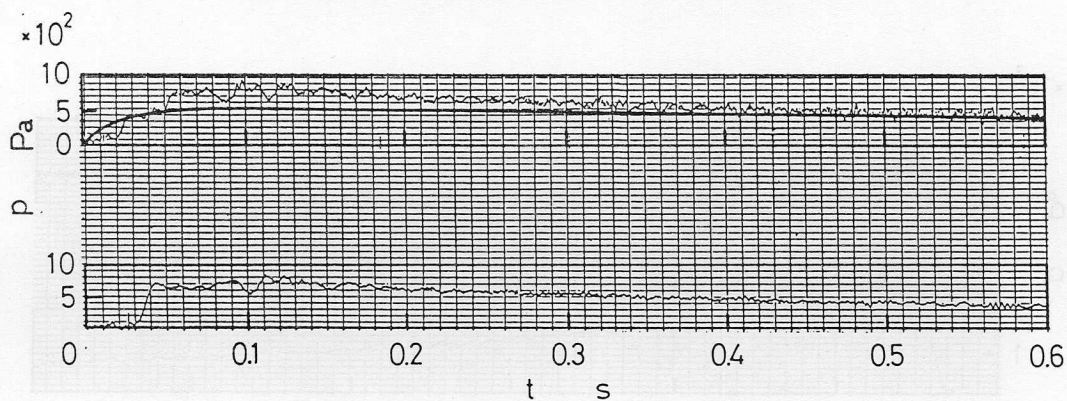


(j) $k=0.93$, $c_0=5.48\text{ m/s}$
 $M=2.78\text{ kg}$, $L=5\text{ m}$

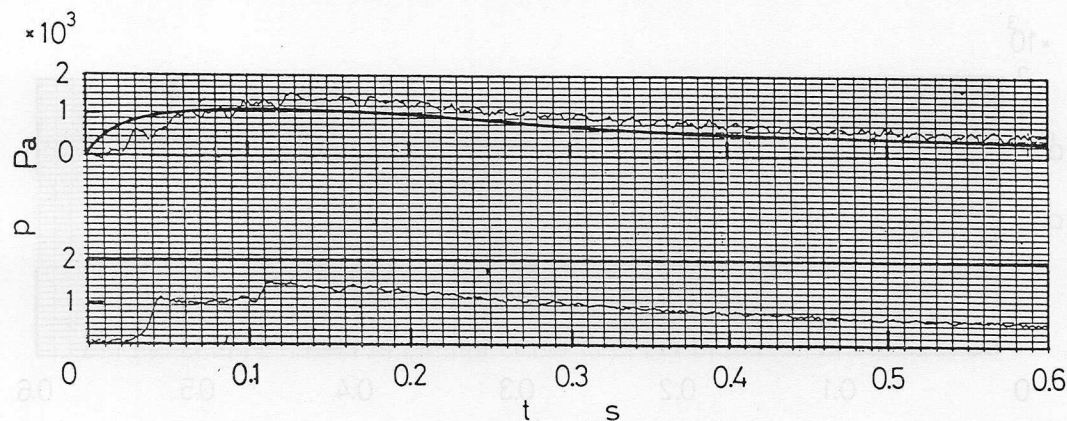
圧縮波はほぼ同じ大きさで反射するのに対し、カプセル前面部では、反射波は入射波に比して小さくなる。図における波形の立ち上がりの大きさがしだいに小さくなっているのは、このためである。図を細かく見ると、カプセルが停止区間に突入した瞬間から若干の時間遅れの後、圧力は急激に増加している。たとえば $L=10\text{ m}$ の測定結果では、この時間遅れは管路終端部の位置で約 0.029 s 、中間の位置では約 0.014 s となっている。これは、カプセル突入時に生じた圧縮波が、各測定位置まで伝播するのに要する時間である。この値から、圧縮波の伝播速度を算出すれば、それぞれ $345, 357\text{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



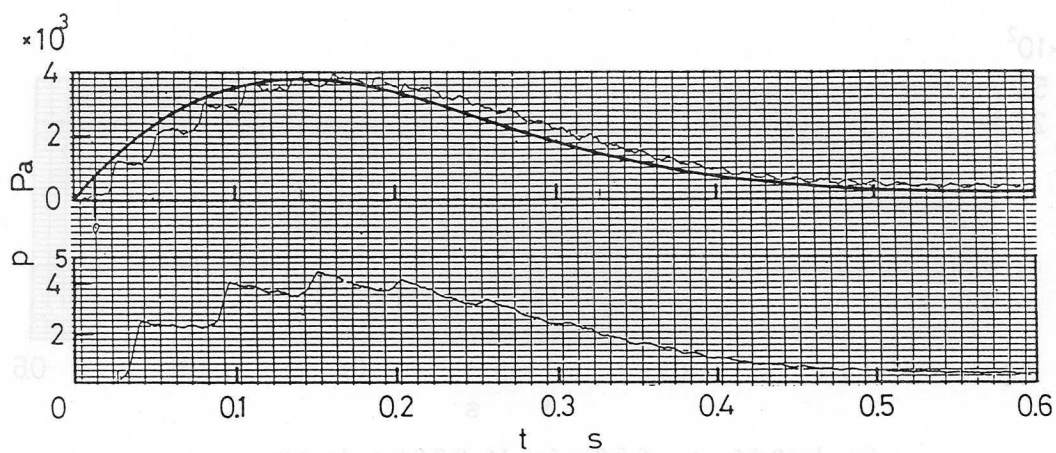
(a) $k=0.85$, $c_0=3.89\text{ m/s}$, $M=2.73\text{ kg}$, $L=1.0\text{ m}$



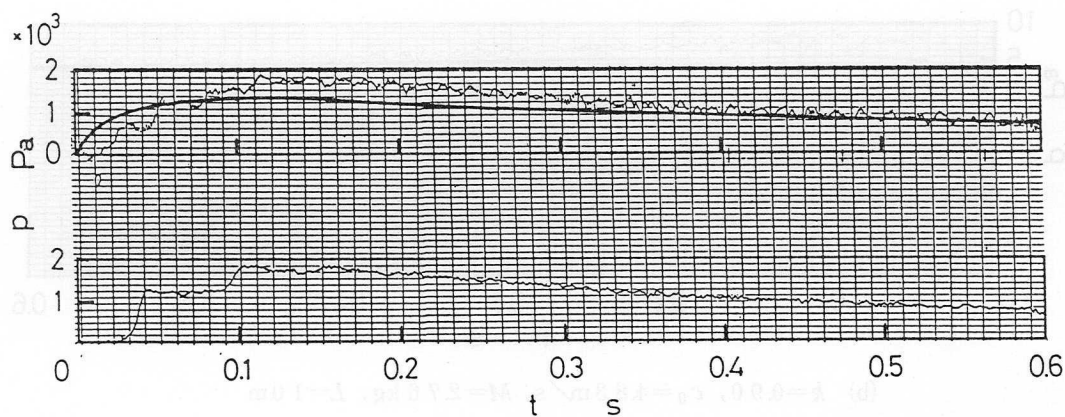
(b) $k=0.90$, $c_0=4.83\text{ m/s}$, $M=2.76\text{ kg}$, $L=1.0\text{ m}$



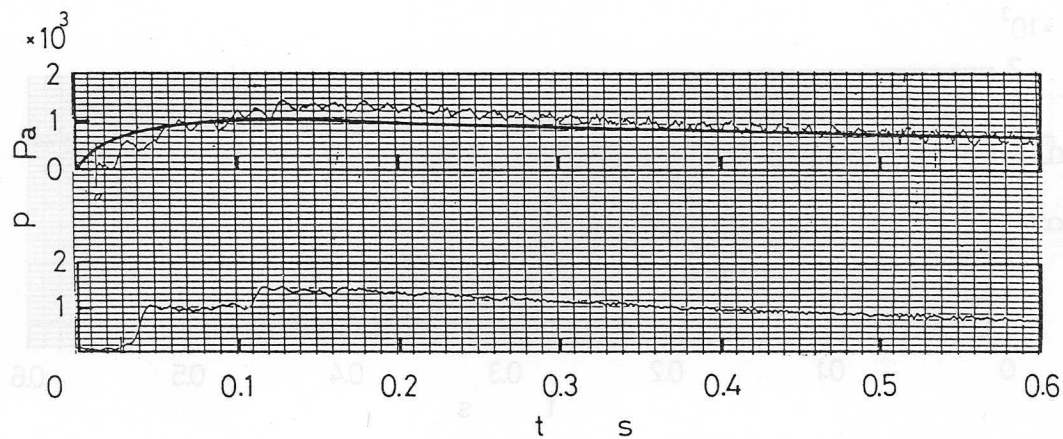
(c) $k=0.93$, $c_0=4.74\text{ m/s}$, $M=2.78\text{ kg}$, $L=1.0\text{ m}$



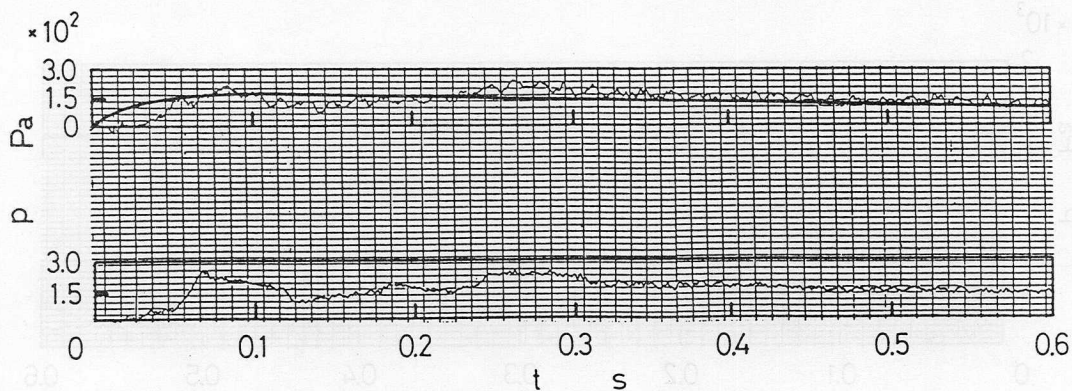
(d) $k=0.96$, $c_0=5.88\text{ m/s}$, $M=2.79\text{ kg}$, $L=10\text{ m}$



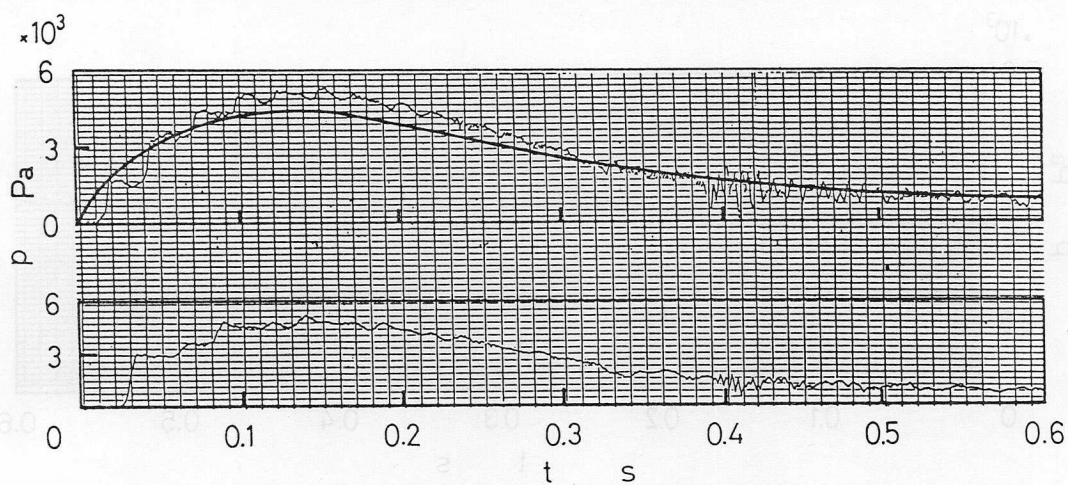
(e) $k=0.93$, $c_0=5.35\text{ m/s}$, $M=3.77\text{ kg}$, $L=10\text{ m}$



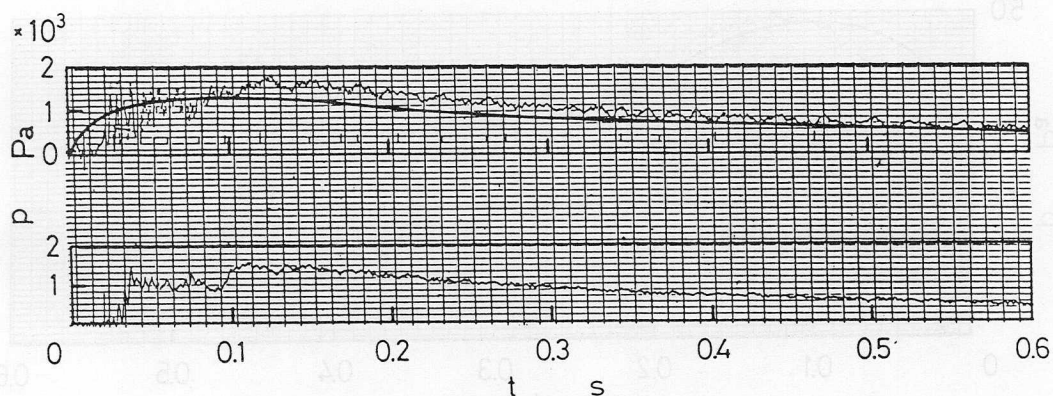
(f) $k=0.93$, $c_0=4.55\text{ m/s}$, $M=4.77\text{ kg}$, $L=10\text{ m}$



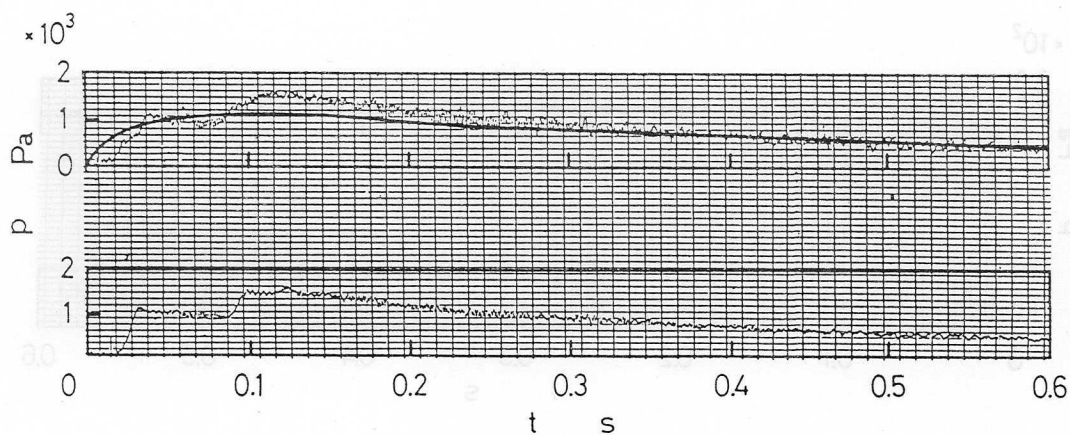
(g) $k=0.93$, $c_0=1.82$ m/s, $M=2.78$ kg, $L=1.0$ m



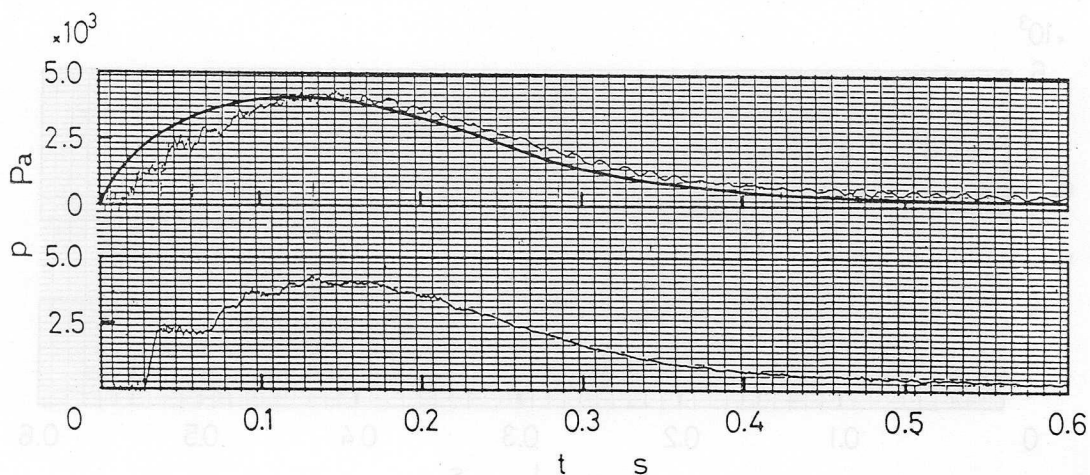
(h) $k=0.93$, $c_0=1.00$ m/s, $M=2.78$ kg, $L=1.0$ m



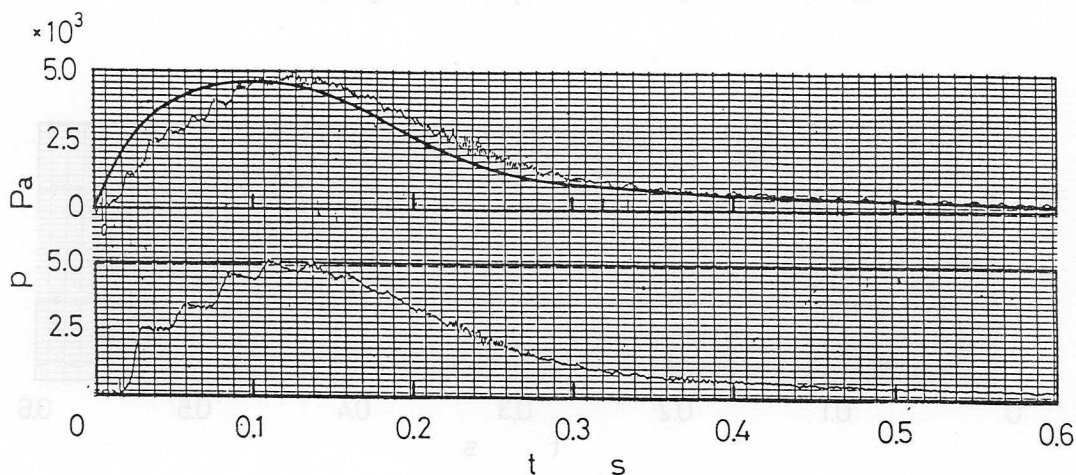
(i) $k=0.93$, $c_0=5.12$ m/s, $M=2.78$ kg, $L=7.5$ m



(j) $k=0.93$, $c_0=4.86 \text{ m/s}$, $M=2.78 \text{ kg}$, $L=5 \text{ m}$



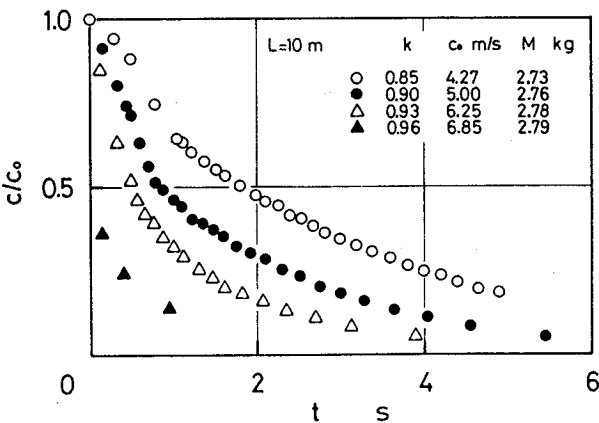
(k) $k=0.96$, $c_0=6.00 \text{ m/s}$, $M=2.79 \text{ kg}$, $L=7.5 \text{ m}$



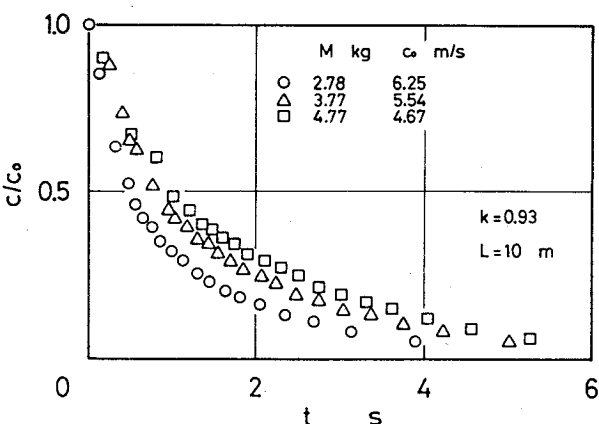
(l) $k=0.96$, $c_0=6.01 \text{ m/s}$, $M=2.79 \text{ kg}$, $L=5 \text{ m}$

図 6・15 停止区間内の圧力変化

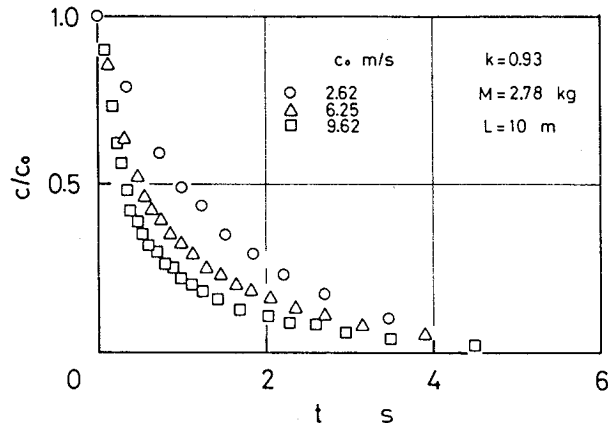
るといえる。また、 k が大きい場合の測定結果で明瞭に認められるが、管路終端部の測定位置における波形の周期は、中間点の場合のちょうど2倍になっている。これは、圧縮波が停止区間内を1往復する間に、中間点を2回通過するためである。以上のことから、圧縮波の運動によって停止区間内の圧力は、比較的複雑に変化することがわかる。しかしながら図6・14で示されたように、カプセルは非常に滑らかに減速されていることから、圧縮波の存在はカプセルの走行状態にはまったく影響を及ぼさないといえる。急激



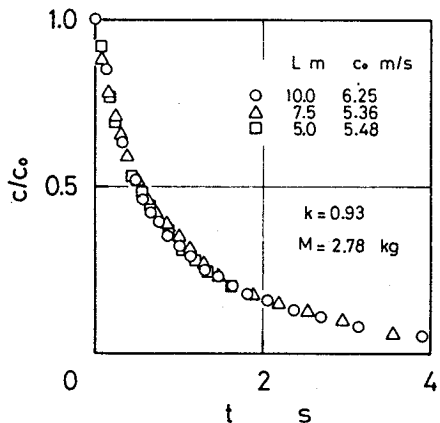
(a) 直径比の影響



(b) カプセル質量の影響



(c) 停止区間への突入速度の影響



(d) 停止区間の長さの影響

図6・16 停止区間における各種パラメータの影響

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 c_0 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

$$M \frac{dc}{dt} = C_D A \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c)^2 - R_c \tag{6・3}$$

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

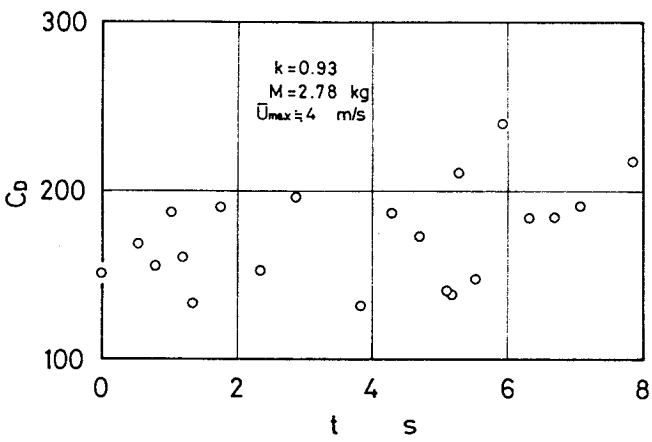


図 6・17 走行カプセルの抵抗係数

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 $k=0.93$ 、 $\bar{U}_{\max} \doteq 4 \text{ m/s}$ 、 $M=2.78 \text{ kg}$ の場合の抵抗係数 C_D を示す。図において散らばりが大きいのが、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_D 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。

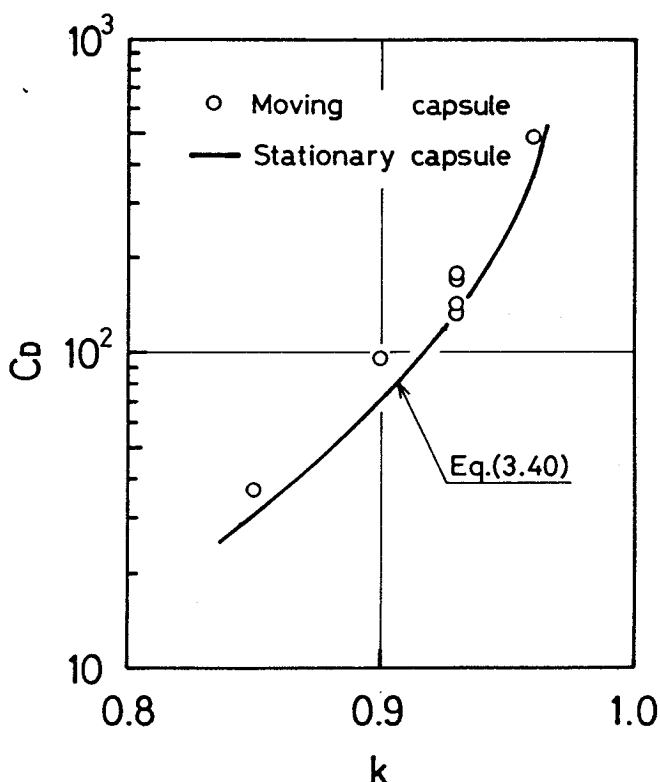


図6・18 抵抗係数の比較

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

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

前章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，種々のパラメー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おり、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

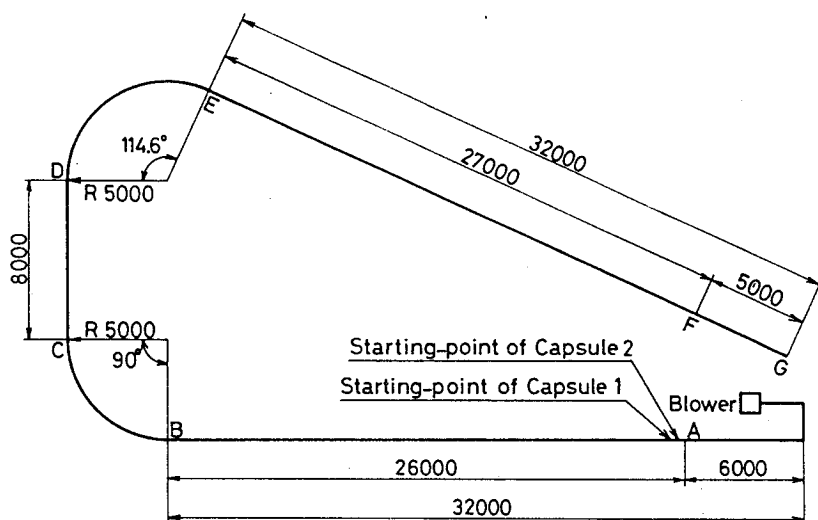
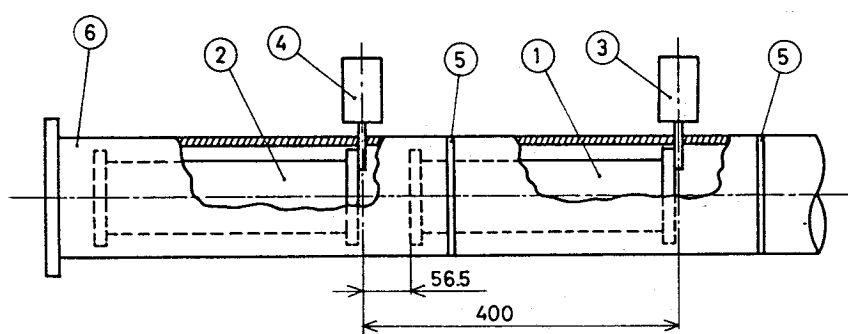


図 7・1 走行実験用管路

で、内径は $125.6 \pm 0.2 \text{ mm}$ である。場所的な制約から、カプセル走行部には曲率半径 5 m 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 60 mm 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ー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 $20 \sim 30 \text{ cm}$ 、その後図7・1における点Bまでは 1 m 、BE間は 2 m 、最後の直線部のEF間は 1 m 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 80 MHz である。



- | | | |
|------------|----------|------------|
| ① カプセル 1 | ② カプセル 2 | ③ 電磁ソレノイド1 |
| ④ 電磁ソレノイド2 | ⑤ ゴム磁石 | ⑥ 管路 |

図7・2 カプセル発進部の詳細

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 をパラメータとして行われた。空気速度は1種類のみとし、前章で定義した最大空気速度 $\bar{U}_{\max}$ が約 8 m/s となるように設定した。便宜上、先発カプセルには添字 1 を、後発カプセルには 2 を付けて両者を区別する。

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 A_1 は、カプセル 1 に

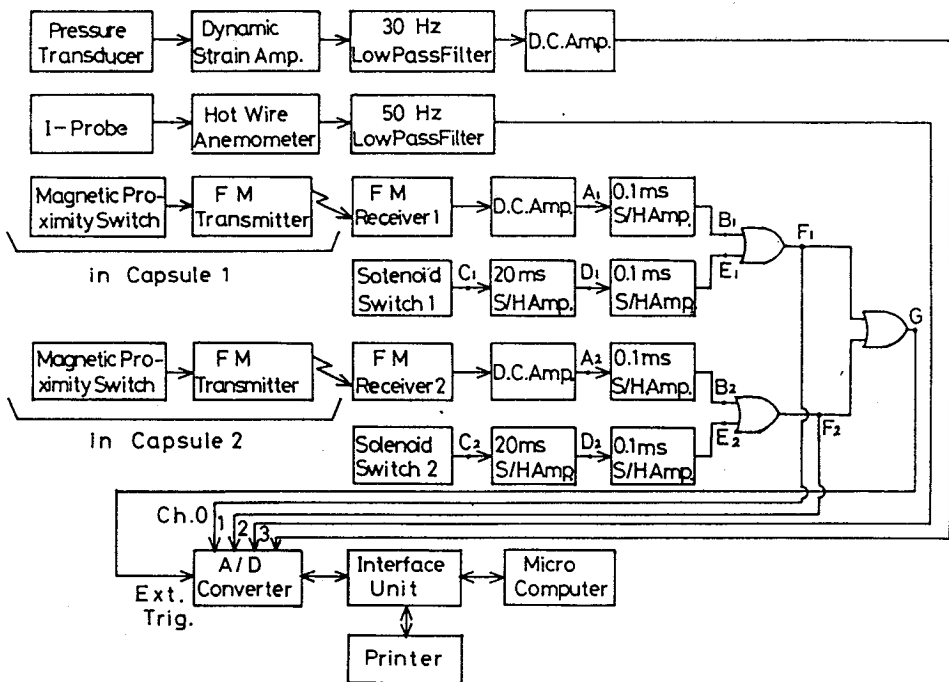


図 7・3 信号処理のブロック線図

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0.1ms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20msおよび0.1ms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} ($i=1, 2, \dots$)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

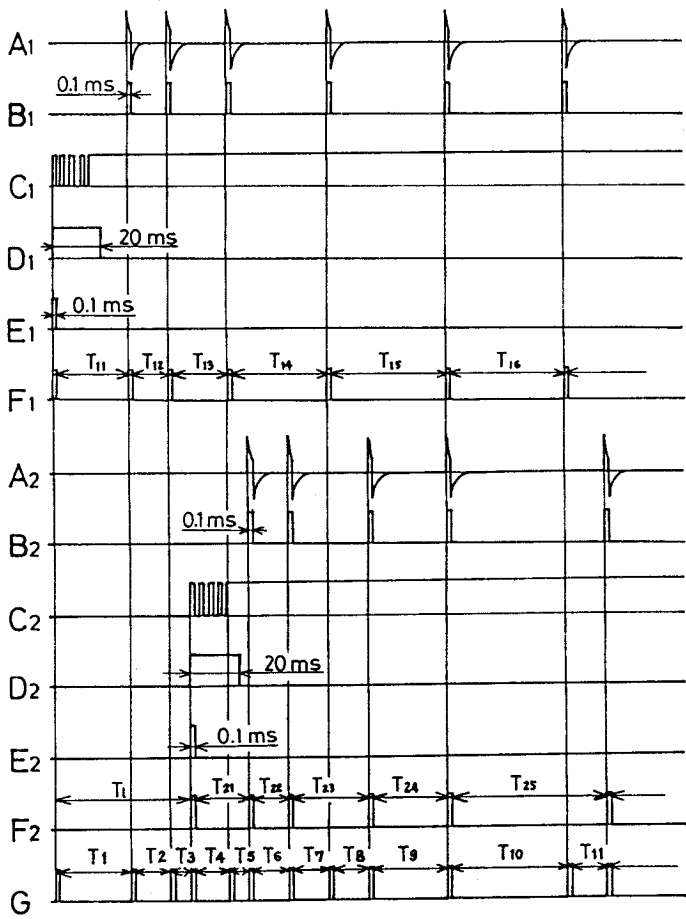


図 7・4 信号のタイムチャート

プセル 1 と同様の処理を行い、信号 F_2 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 F_1 と信号 F_2 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 F_1 および信号 F_2 から、 T_{1i} 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 ($i = 1, 2, \dots$) 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 T_i を算出し、その後 T_{1i} と T_{2i} を得ることにした。すなわち、図 7・4 に示したように、信号 F_1 と信号 F_2 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 F_1 ならびに信号 F_2 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 (2~3 V) 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_{1j} ($j = 1, 2, \dots$) 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、 $T_{1j} = T_i + T_{i+1} + T_{i+2} + T_{i+3}$ 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 ($< 0.137 \text{ ms}$) 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 $\bar{U}$ 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 ϕ を

$$\phi = c / \bar{U} \quad (7 \cdot 1)$$

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

$$C_D A \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c)^2 = R_c \quad (7 \cdot 2)$$

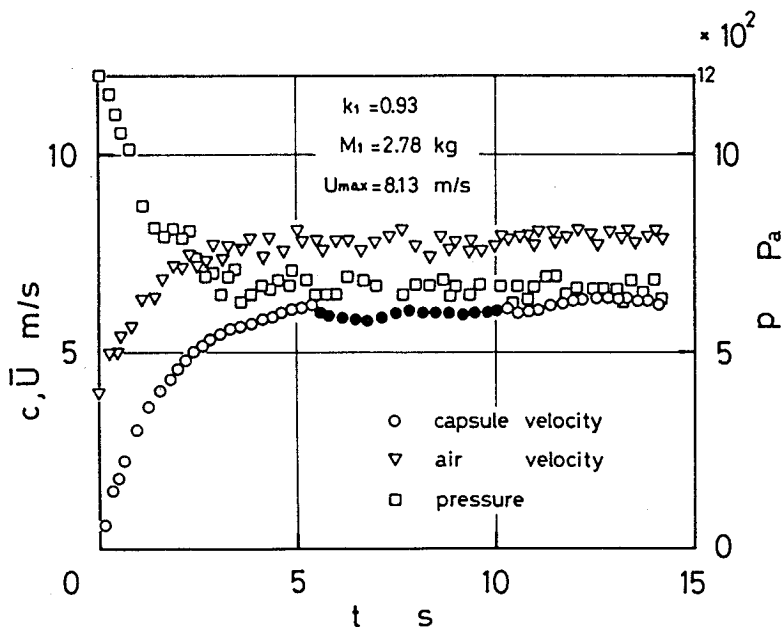


図 7・5 単一カプセルの走行結果

となる。式(7・2)に式(7・1)

を代入し整理すれば

$$\phi = 1 - \sqrt{\frac{2 R_c}{C_D A \rho}} / \bar{U} \quad (7 \cdot 3)$$

を得る。式(7・3)において、直径比 k および質量 M がわかれば、 R_c 、 A ならびに C_D は求まる。したがって、 $\bar{U}$ をパラメータとして ϕ を算出することができる。図7・6に、直径比 k に対する速度比 ϕ の値を示す。図は、 $M=2.78 \text{ kg}$ の場合である。

図中のプロットは実験値を示し、プロットの横の数字は $\bar{U}$ 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 ϕ の値も大きくなることがわかる。一方実験値と

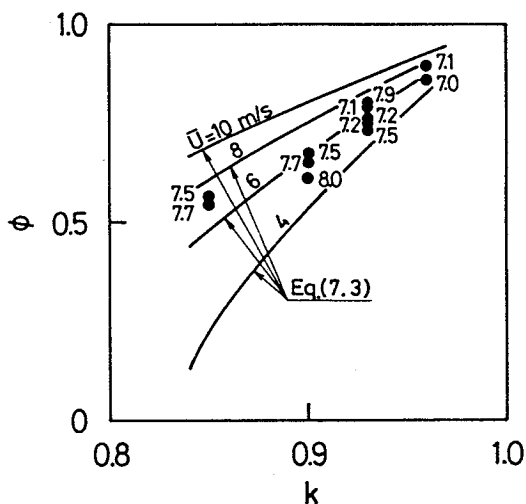


図 7・6 速度比

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 を0.90とし、質量 $M=2.75$, 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

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

となる。 $\bar{U}$ 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

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

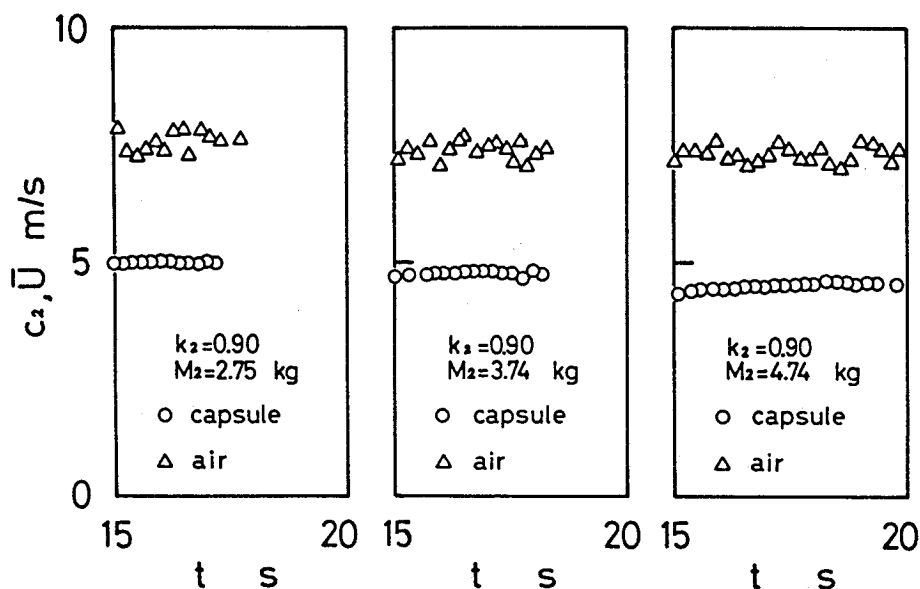


図7・7 定常走行部におけるカプセルおよび空気速度

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 R_{c1} は

$$R_{c1} = 2.35 \times 10^{-2} g M_1 + 1.26 \quad [\text{N}] \quad (7.6)$$

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と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。

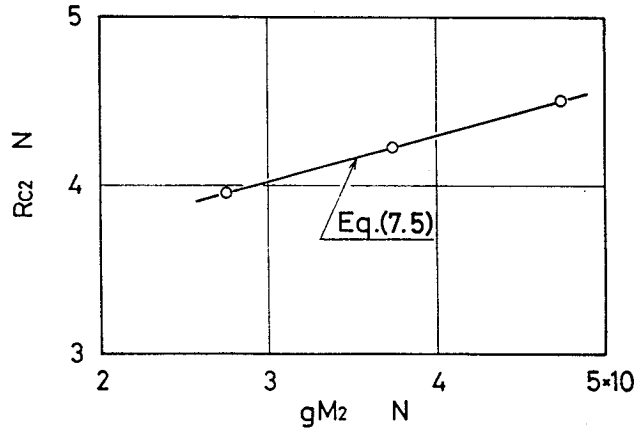


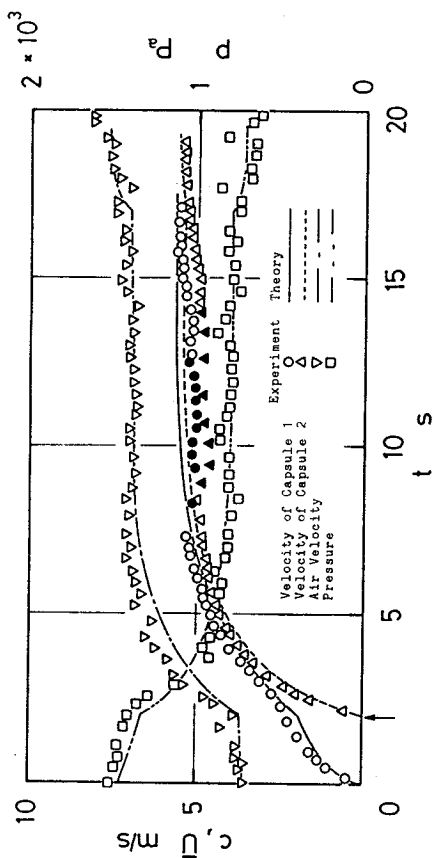
図 7・8 カプセル 2 の車輪の摩擦力

7・4・2 2個のカプセル

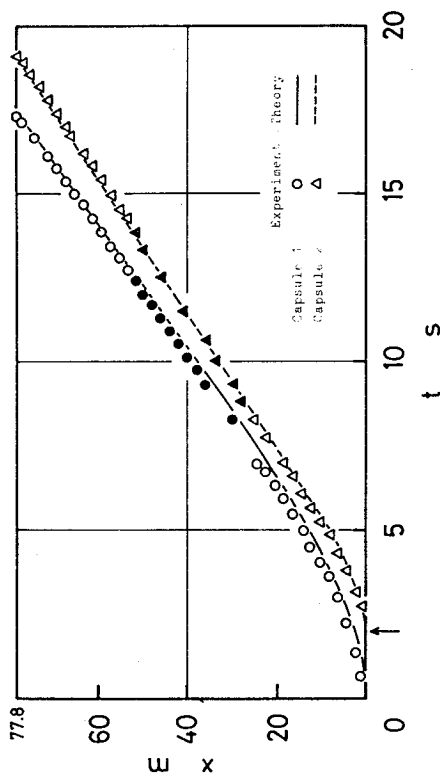
本節においては，カプセル速度 c ，空気速度 $\bar{U}$ ，送風機の吐出圧力 p およびカプセルの走行距離 x などの結果を，すべて時間 t に対しプロットして示す。図 7・9 に，直径比 $k_1 = k_2 = 0.93$ ，カプセル質量 $M_1 = 2.78 \text{ kg}$ ， $M_2 = 2.76 \text{ kg}$ ，発進時間間隔 $T_l = 2.03 \text{ s}$ の場合の結果を示す。図中黒塗りの点は，図 7・5 と同様曲がり管部におけるカプセル速度を表す。横軸の途中に示されている矢印は，カプセル 2 が発進した時刻である。また図中の曲線は，第 8 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_l 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 T_l 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

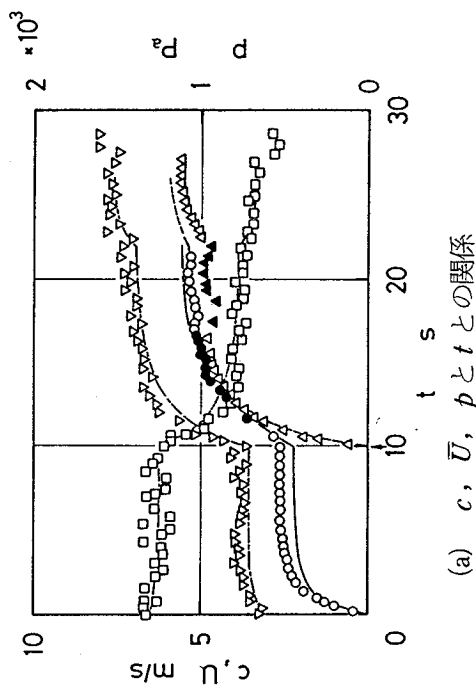


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

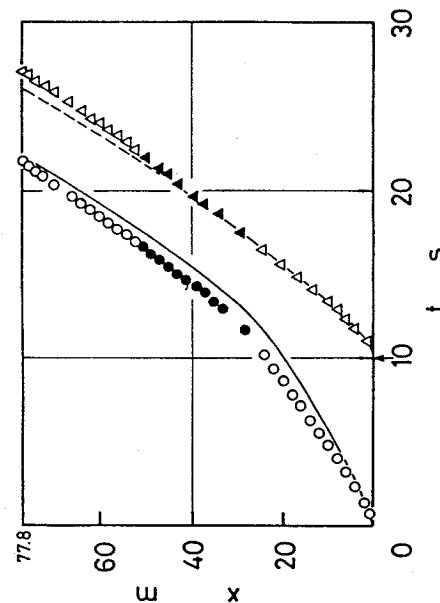


(b) x と t の関係

図 7・9 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.93$,
 $M_1=2.78 \text{ kg}$, $M_2=2.76 \text{ kg}$, $T_l=2.03 \text{ s}$)

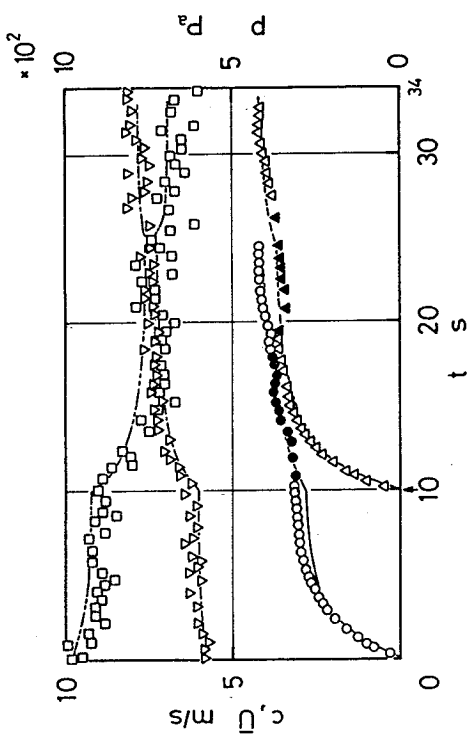


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

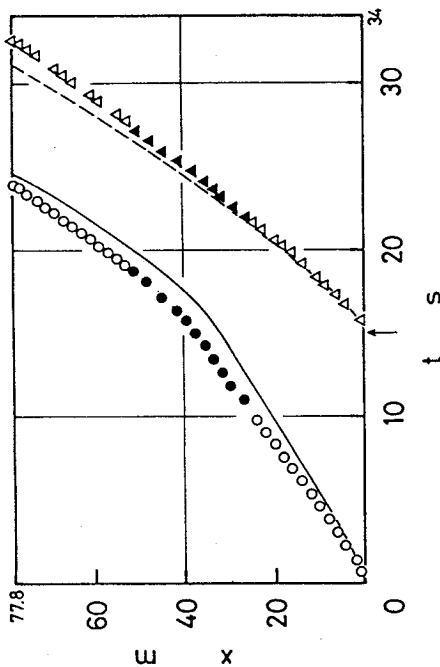


(b) x と t の関係

図 7・10 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.93$,
 $M_1=2.78 \text{ kg}$, $M_2=2.76 \text{ kg}$, $T_l=9.98 \text{ s}$)

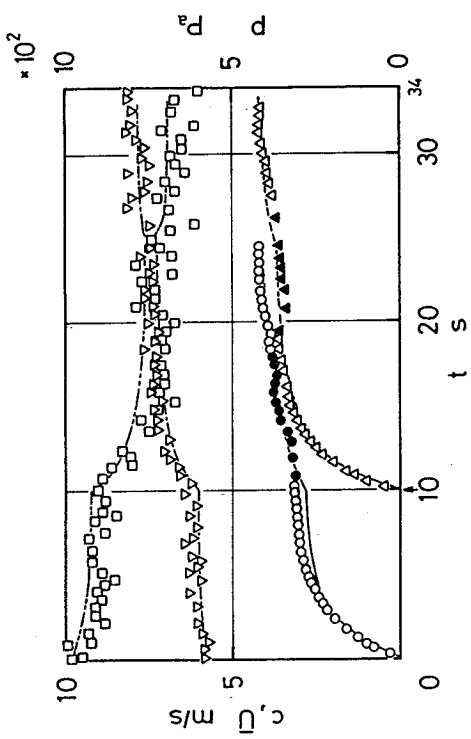


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

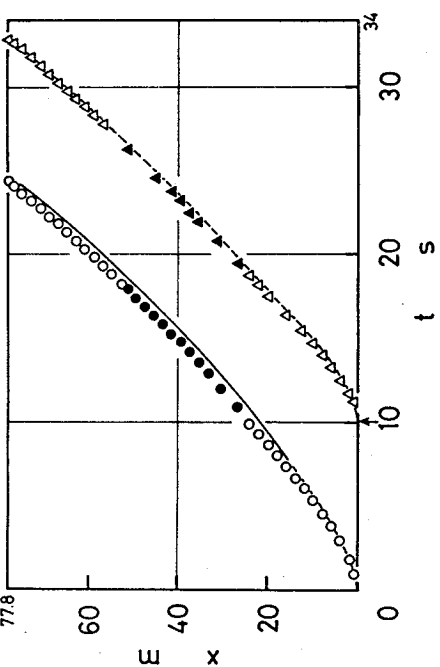


(b) x と t の関係

図7・11 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.93$, $M_1=2.78 \text{ kg}$, $M_2=2.76 \text{ kg}$, $T_l=15.1 \text{ s}$)

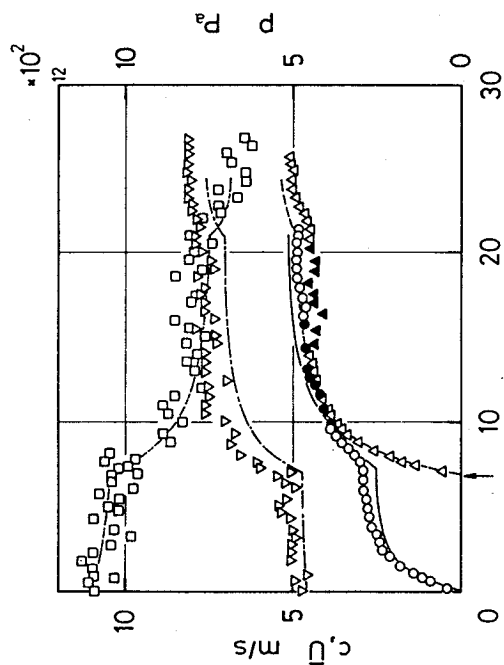


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

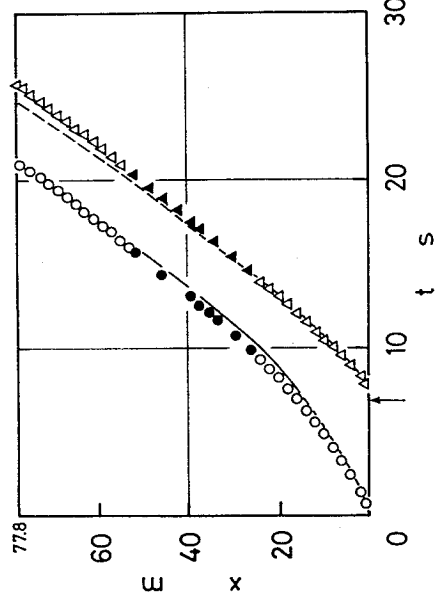


(b) x と t の関係

図7・12 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.85$, $M_1=M_2=2.73 \text{ kg}$, $T_l=10.0 \text{ s}$)

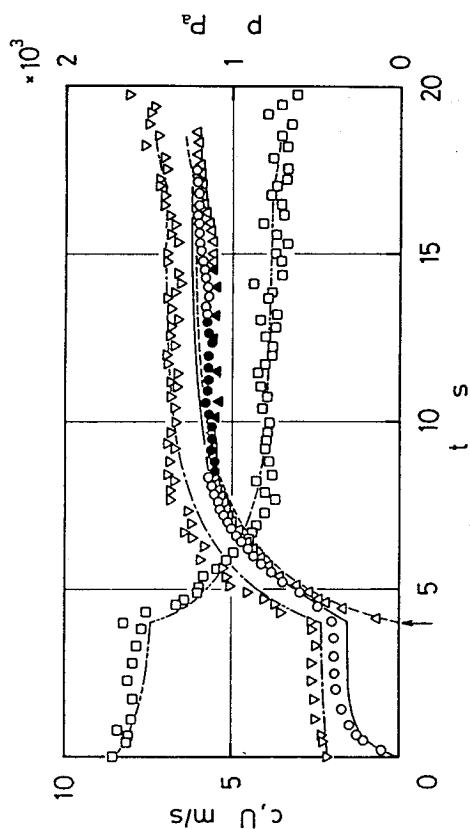


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

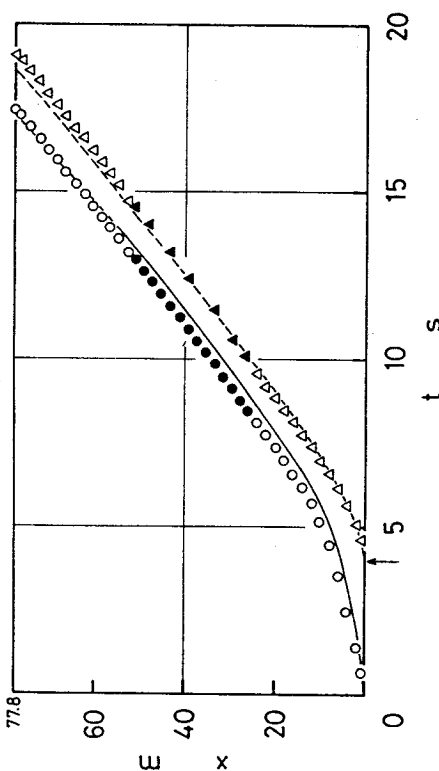


(b) x と t の関係

図7・13 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.90$, $M_1=2.76 \text{ kg}$, $M_2=2.75 \text{ kg}$, $T_l=6.93 \text{ s}$)

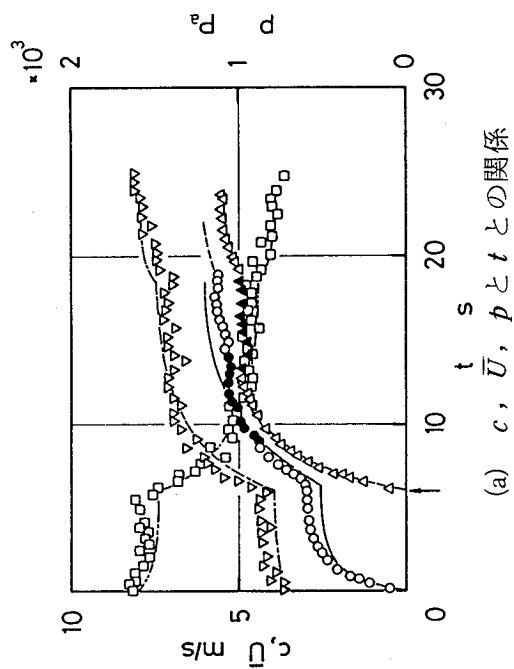


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

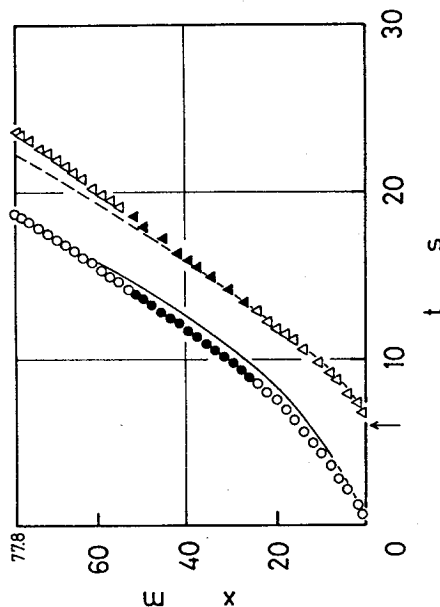


(b) x と t の関係

図7・14 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.96$, $M_1=2.79 \text{ kg}$, $M_2=2.78 \text{ kg}$, $T_l=4.00 \text{ s}$)

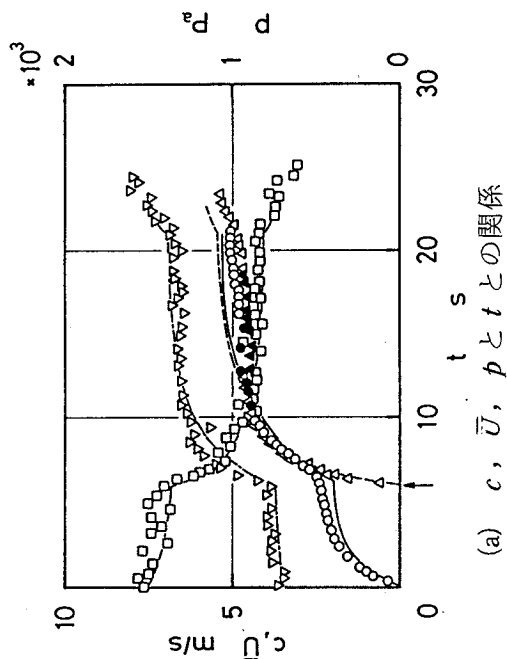


(a) $c, \bar{U}, p$ と t との関係

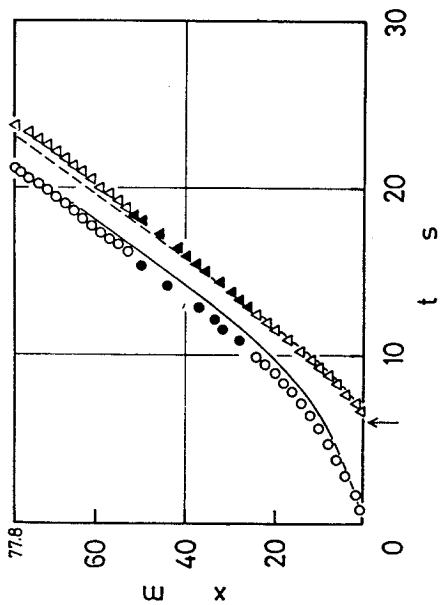


(b) x と t との関係

図7・15 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.93$, $M_1=2.78 \text{ kg}$, $M_2=4.75 \text{ kg}$, $T_l=6.03 \text{ s}$)

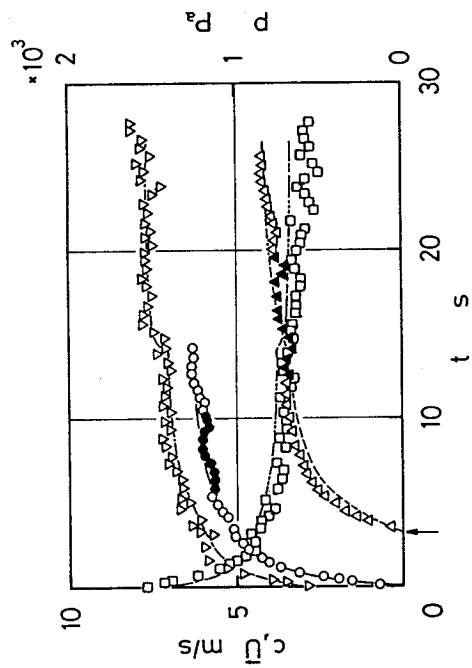


(a) $c, \bar{U}, p$ と t との関係

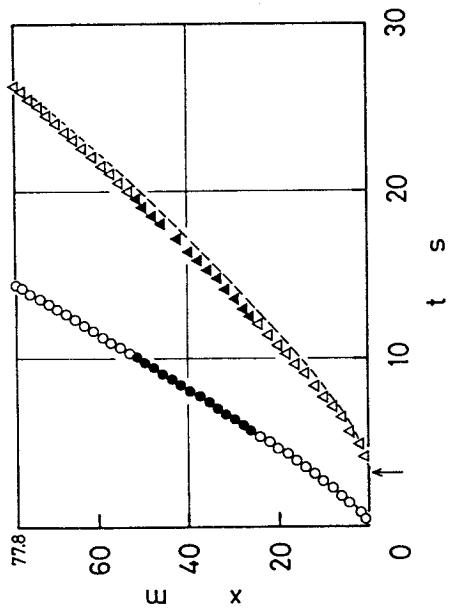


(b) x と t との関係

図7・16 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=k_2=0.93$, $M_1=4.77 \text{ kg}$, $M_2=2.76 \text{ kg}$, $T_l=5.98 \text{ s}$)

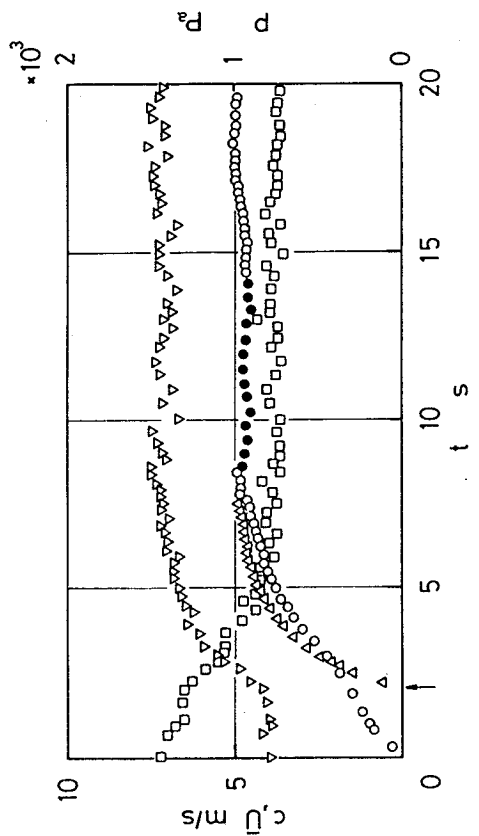


(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係

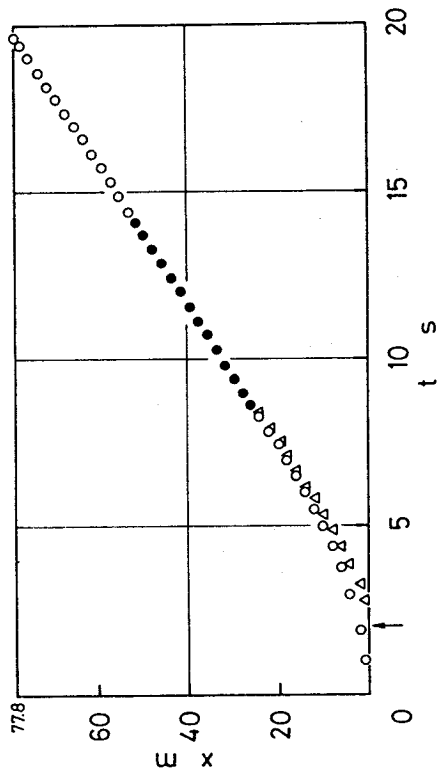


(b) x と t の関係

図 7・17 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=0.96, k_2=0.85, M_1=2.79 \text{ kg}, M_2=2.73 \text{ kg}, T_l=3.16 \text{ s}$)



(a) $c, \bar{U}, p$ と t の関係



(b) x と t の関係

図 7・18 2個のカプセルの走行特性 ($k_1=0.90, k_2=0.93, M_1=M_2=2.76 \text{ kg}, T_l=2.04 \text{ s}$)

ムに及ばず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、 $M_1 = 2.78 \text{ kg}$, $M_2 = 4.75 \text{ kg}$, 図 7・16 は、 $M_1 = 4.77 \text{ kg}$, $M_2 = 2.76 \text{ kg}$ 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 は、 $k_1 > k_2$ の場合の例として、 $k_1 = 0.96$, $k_2 = 0.85$, 図 7・18 は、 $k_1 < k_2$ の例として、 $k_1 = 0.90$, $k_2 = 0.93$ である。図 7・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 と 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。図 7・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 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

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 8 s 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 90 m 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ようになる。

- (1) 単一カプセルの定常走行実験において、カプセル速度と空気速度から速度比 ϕ を求めた結果、直径比および空気速度が大きいほどこの値も大きい。また、運動方程式から得られた計算値と実験値とは十分一致した。
- (2) カプセル 2 の車輪の摩擦力 R_{c2} 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、 R_{c2} 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 R_{c1} 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、車輪と壁面とのと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_I 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、種々のパラメー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。まず単一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ー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 $\bar{U}$ 、バイパス部からの空気の流出

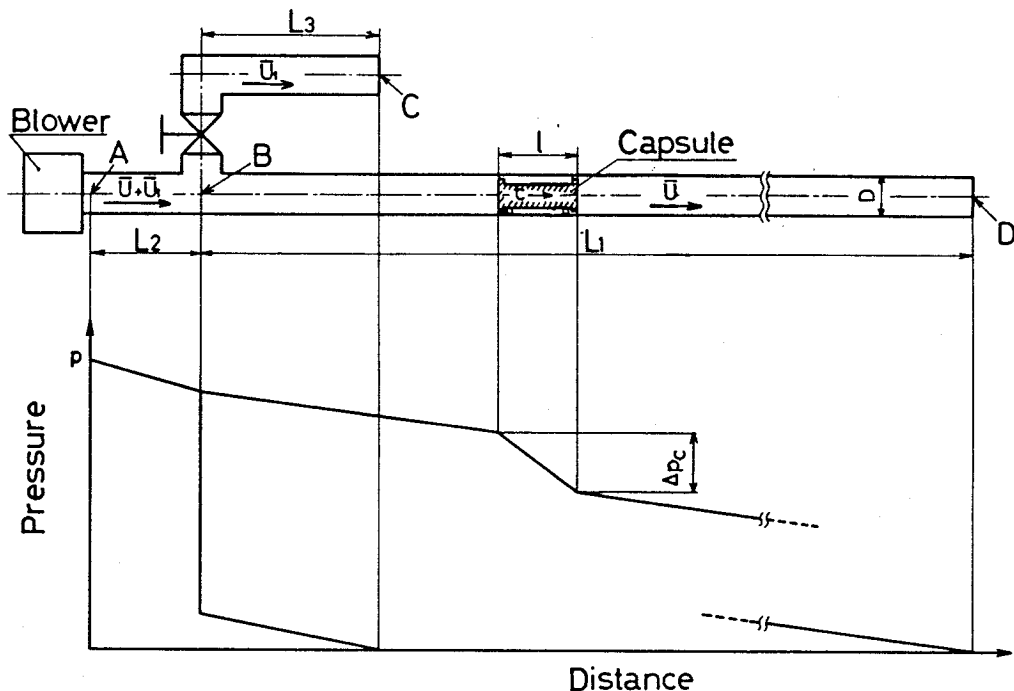


図8・1 管内静圧分布の概略（単一カプセル）

速度が $\bar{U}_1$ 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 BD 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、BD 間の静圧差 Δp_{BD} は

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

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

$$\lambda = 0.3164 R_e^{-1/4} \quad (8 \cdot 2)$$

を適用する。 R_e 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

$$R_e = \frac{\bar{U} D}{\nu} \quad (8 \cdot 3)$$

である。また Δp_c は、第 3 章式 (3・42) より

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

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

$$\Delta p_{BC} = \zeta' \frac{L_3}{D} \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 + \zeta' \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \quad (8 \cdot 5)$$

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 $\bar{U}$ に $\bar{U}_1$ 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

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

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

$$p = \alpha Q^2 + \beta Q + \gamma \quad (\alpha = -3.84 \times 10^{-1}, \beta = 4.18 \times 10^4, \gamma = -1.03 \times 10^5) \quad (8 \cdot 7)$$

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 $5 \times 10^3 \text{ Pa}$ 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 $Q \geq 6$ 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) における Q は $\bar{U}$ 、 $\bar{U}_1$ および管

断面積 A_p を用いて

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

と表される。図 8・1 より、送風機の吐出圧力 p から、A B 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。A B 間の管摩擦係数を λ'' とすれば、式 (8・5) および式 (8・7) より

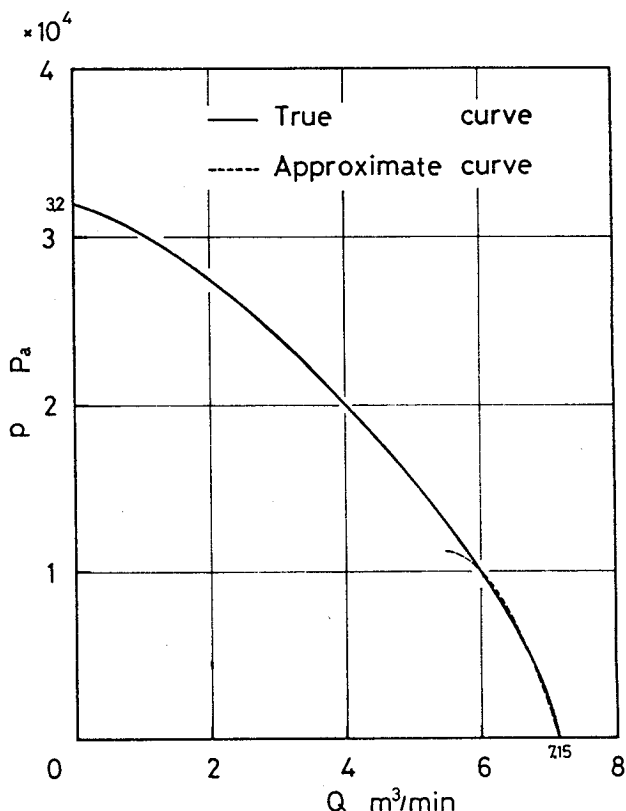


図 8・2 送風機の性能曲線

$$\alpha Q^2 + \beta Q + \gamma - \lambda'' \frac{L_2}{D} \frac{\rho}{2} (\bar{U} + \bar{U}_1)^2 = \left(\lambda \frac{L_3}{D} + \zeta' \right) \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \quad (8 \cdot 9)$$

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、 $\bar{U}_1$ を消去して整理すれば

$$B_1 \bar{U}^2 + B_2 (\bar{U} - c)^2 + B_3 \bar{U} + (B_4 \bar{U} + B_5) \sqrt{B_5 \bar{U}^2 + B_6 (\bar{U} - c)^2} + B_7 = 0 \quad (8 \cdot 10)$$

となる。ただし

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \frac{225\alpha\pi^2 D^4}{4} - \frac{\rho \{ \lambda (L_1 - l) + \lambda'' L_2 \}}{2D} \\ &\quad + \frac{\lambda (L_1 - l)}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \left(\frac{225\alpha\pi^2 D^4}{4} - \frac{\lambda'' \rho L_2}{2D} \right) \\ B_2 &= \frac{\zeta_T D}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \left(\frac{225\alpha\pi^2 D^4}{4} - \frac{\lambda'' \rho L_2}{2D} \right) - \frac{\zeta_T \rho}{2} \\ B_3 &= \frac{15\beta\pi D^2}{2} \\ B_4 &= \frac{225\alpha\pi^2 D^4}{2} - \frac{\lambda'' \rho L_2}{D} \\ B_5 &= \frac{\lambda (L_1 - l)}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \\ B_6 &= \frac{\zeta_T D}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \\ B_7 &= \gamma \end{aligned} \right\} \quad (8 \cdot 11)$$

である。一方、カプセルの運動方程式は

$$M \frac{dc}{dt} = C_D A \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c)^2 - R_c \quad (8 \cdot 12)$$

と表される。 C_D は抵抗係数であり、第 3 章式 (3・40) で与えられる。 R_c 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

$$R_c = 2.35 \times 10^{-2} gM + 3.06 \times 10^{-1} \quad [\text{N}] \quad (8 \cdot 13)$$

を用いた。実際には、第5章で求め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 $\bar{u}$ 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 c_0 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へ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 p_0, ρ_0 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

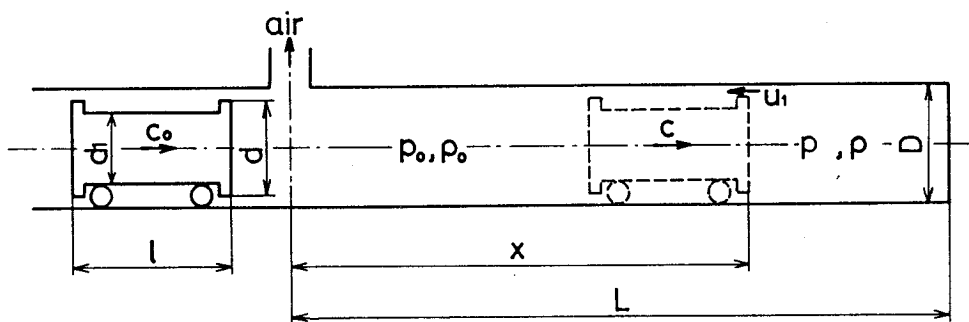


図8・3 停止区間における解析モデル

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

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

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

$$\bar{U} = (1 - k^2) u_1 \quad (8 \cdot 15)$$

を用いれば

$$M \frac{dc}{dt} = (p_0 - p) A + \left[\frac{\zeta_{2,r}'' (1 - k^2)^2}{\{1 - k^2 (1.19 - 1.95 \times 10^{-1} k)^2\}^2} - 2k^2 + k^4 \right] \frac{\rho}{2} u_1^2 A - R_c \quad (8 \cdot 16)$$

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，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

$$p/p_0 = (\rho/\rho_0)^{1.4} \quad (8 \cdot 17)$$

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して流出した空気の体積を V_2 とすれば，

$$\rho V_1 + \rho_0 V_2 = \rho_0 V_0 \quad (8 \cdot 18)$$

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

$$\frac{dV_1}{dt} = -Ac \quad (8 \cdot 19)$$

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

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

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

を得る。ただし

$$\begin{aligned} \zeta'_T = & \zeta_{1,f} + \zeta_{1,r} + \frac{\zeta'_{2,f} (1 - k^2)^2}{\{1 - k^2 (1.40 - 4.18 \times 10^{-1} k)^2\}^2} \\ & + \frac{\zeta''_{2,r} (1 - k^2)^2}{\{1 - k^2 (1.19 - 1.95 \times 10^{-1} k)^2\}^2} \end{aligned} \quad (8 \cdot 22)$$

であり、 L' は

$$L' = x \quad (x < l) \quad (8 \cdot 23)$$

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

$$x = \int_0^t c dt \quad (8 \cdot 25)$$

である。式(8・21)に式(8・17)を代入し、密度比 $\rho/\rho_0 = X$ と置けば

$$u_1 = \sqrt{\frac{2p_0(X^{1.4} - 1)}{\rho_0 X} / \left\{ \zeta'_T + \frac{2C_f L'}{H} \left(\frac{1 - k^2}{1 - k_1^2} \right)^2 \right\}} \quad (8 \cdot 26)$$

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、 $t=2$ s 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

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 Δp_{BD} は

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

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

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

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

と表される。 ζ_{T1} 、 ζ_{T2} 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 Δp_{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

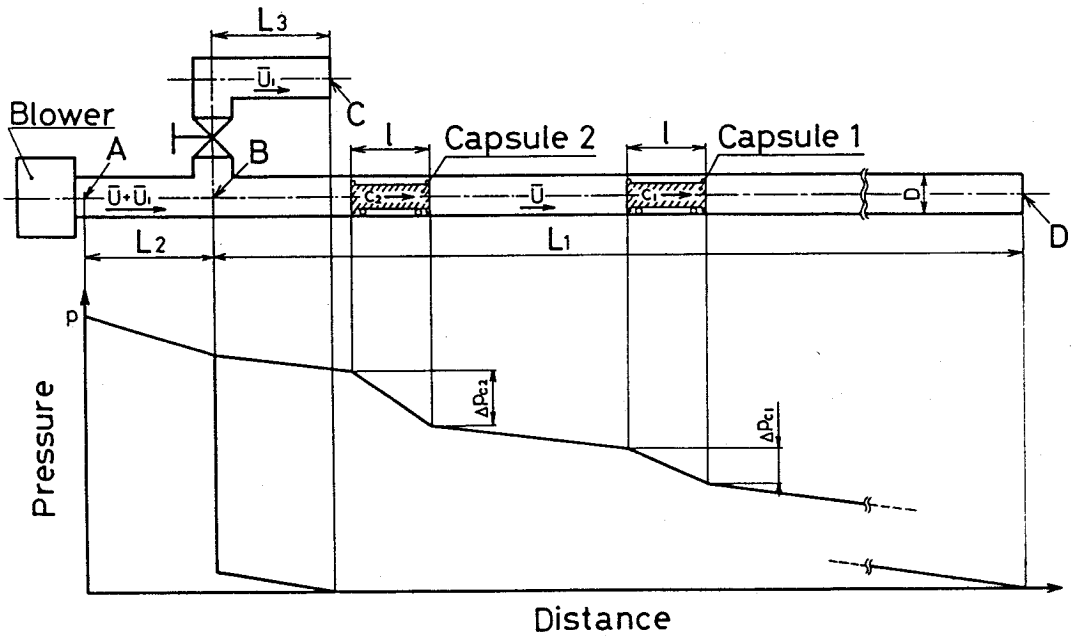


図 8・4 管内静圧分布の概略 (2 個のカプセル)

$$\lambda \frac{L_1 - 2l}{D} \frac{\rho}{2} \bar{U}^2 + \zeta_{T1} \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c_1)^2 + \zeta_{T2} \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c_2)^2$$

$$= \left(\lambda' \frac{L_3}{D} + \zeta' \right) \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \quad (8 \cdot 30)$$

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、 $\bar{U}_1$ を消去して整理すれば

$$C_1 \bar{U}^2 + C_2 (\bar{U} - c_1)^2 + C_3 (\bar{U} - c_2)^2 + C_4 \bar{U} + C_5$$

$$+ (C_6 \bar{U} + C_4) \sqrt{C_7 \bar{U}^2 + C_8 (\bar{U} - c_1)^2 + C_9 (\bar{U} - c_2)^2} = 0 \quad (8 \cdot 31)$$

となる。ただし

$$C_1 = \frac{225\alpha\pi^2 D^4}{4} - \frac{\lambda'' \rho L_2}{2D} + \frac{\lambda (L_1 - 2l)}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \left\{ \frac{225\alpha\pi^2 D^4}{4} \right.$$

$$\left. - \frac{\rho (\lambda' L_3 + \zeta' D + \lambda'' L_2)}{2D} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 C_2 &= \frac{\zeta_{T1} D}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \left\{ \frac{225 \alpha \pi^2 D^4}{4} - \frac{\rho (\lambda' L_3 + \zeta' D + \lambda'' L_2)}{2 D} \right\} \\
 C_3 &= \frac{\zeta_{T2} D}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \left\{ \frac{225 \alpha \pi^2 D^4}{4} - \frac{\rho (\lambda' L_3 + \zeta' D + \lambda'' L_2)}{2 D} \right\} \\
 C_4 &= \frac{15 \beta \pi D^2}{2} \\
 C_5 &= \gamma \\
 C_6 &= \frac{225 \alpha \pi^2 D^4}{2} - \frac{\lambda'' \rho L_2}{D} \\
 C_7 &= \frac{\lambda (L_1 - 2l)}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \\
 C_8 &= \frac{\zeta_{T1} D}{\lambda' L_3 + \zeta' D} \\
 C_9 &= \frac{\zeta_{T2} D}{\lambda' L_3 + \zeta' D}
 \end{aligned} \tag{8.32}$$

である。一方、カプセルの運動方程式はそれぞれ

$$M_1 \frac{dc_1}{dt} = C_{D1} A_1 \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c_1)^2 - R_{c1} \tag{8.33}$$

$$M_2 \frac{dc_2}{dt} = C_{D2} A_2 \frac{\rho}{2} (\bar{U} - c_2)^2 - R_{c2} \tag{8.34}$$

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 $\bar{U}$ が得られる。解法にはニュートン法を用いた。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。

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。

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、詳細なデー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、車輪と壁面とのと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。

謝

辞

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㈱ A R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, 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 C1, 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 G1, 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 C1, BHRA.

- (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 F1, BHRA.
- (28) 立花, 松本 : 機論, 46-410 (昭55), 1984.
- (29) Garg, V. K. & Round, G. F. : Inst. Mech. Engng., 184-1 (1970), 89.
- (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.