

室内実験によるダウンバーストの 地上付近での動的挙動に関する研究

平成16年度

長田 泰一

目次	
記号表	iii
第1章 緒論	1
1.1. はじめに	1
1.2. ダウンバーストの観測例および従来の研究	2
1.3. ダウンバーストのメカニズム	4
1.4. 本研究の目的と論文の概要	5
第1章 図表	7
第2章 等密度渦輪モデル	11
2.1. まえがき	11
2.2. 等密度渦輪に関する従来の研究	13
2.2.1. 周方向不安定性について	13
2.2.2. 平板に衝突する渦輪について	14
2.2.3. 目的	14
2.3. 等密度渦輪に関する実験	15
2.3.1. 実験の概要	15
2.3.2. 実験装置	15
2.3.3. 可視化方法	16
2.3.4. 渦輪の特性値の算定	16
2.3.5. 速度場の計測	18
2.4. 衝突渦輪の挙動	22
2.4.1. 衝突渦輪の観察	22
2.4.2. 渦輪の諸特性	23
2.4.3. 渦核の軌跡	25
2.5. 衝突渦輪の速度場	28
2.5.1. 床面上に誘起される水平面内の速度場	28
2.5.2. 鉛直子午面内の速度場	29
2.6. 結論	32
第2章 図表	34
第3章 衝突重力流モデル	61
3.1. まえがき	61
3.2. 重力流に関する従来の研究	61
3.2.1. 鉛直重力流	61
3.2.2. 水平重力流	62
3.2.3. 衝突重力流	62
3.3. 衝突重力流モデルに関する実験	64

3.3.1. 実験の概要	64
3.3.2. 衝突重力流モデルについて	64
3.3.3. 実験装置・方法	66
3.4. 可視化結果	70
3.4.1. 衝突重力流輪郭の時間変化	70
3.4.2. レイノルズ数の影響	71
3.5. 速度場の統計的性質	73
3.5.1. アンサンブル平均速度場	73
3.5.2. 循環流の性質	75
3.5.3. 見かけのレイノルズ応力と乱流エネルギー	78
3.5.4. レイノルズ応力生成率	80
3.5.5. 高密度流体領域の同定とその体積、運動量の時間変化	84
3.6. 結論	87
第3章 図表	89
第4章 実現象との比較	127
4.1. はじめに	127
4.2. 流れ場の定性的比較	128
4.3. 流れ場の定量的比較	130
4.3.1. 比較対象となるダウンバーストの観測結果について	130
4.3.2. スケールの見積もり	131
4.3.3. 比較結果	132
4.4. 実現象への応用	134
4.4.1. 最適飛行経路算出のための速度場データ	134
4.4.2. <i>F-factor</i>	135
4.5. 結論	137
第4章 図表	138
第5章 総括と新たな課題	149
5.1. 結論	149
5.2. 本研究に関連する新たな課題	152
参考文献	155
付録	159
A. 気象観測ドップラーレーダー	159
B. レイノルズ方程式およびレイノルズ応力輸送方程式	161
C. <i>F-factor</i> について	163
D. 論文目録	165

記号表

A	: 速度場計測領域の面積
a	: Hill の球状渦の半径
C	: 定数係数
D	: 渦輪の直径
D_0	: オリフィスの直径
D_a	: 航空機の抗力
d	: 渦核直径
E_t	: 航空機的全エネルギー (ポテンシャル+運動エネルギー)
F	: <i>F-factor</i>
Fr	: フルード数
f_i	: 相関マトリックスの輝度
\bar{f}	: 相関マトリックスの平均輝度
G_{rr}	: 半径方向レイノルズ応力の浮力による生成
G_{zz}	: 鉛直方向レイノルズ応力の浮力による生成
G_{rz}	: せん断方向レイノルズ応力の浮力による生成
g_i	: 捜査マトリックスの輝度
\bar{g}	: 捜査マトリックスの平均輝度
g	: 重力加速度
H	: 初期高さ オリフィスから地面までの距離 (等密度渦輪モデルの場合) ポッド底面から地面までの距離 (衝突重力流モデルの場合)
k	: 乱流エネルギー
\mathbf{k}	: 鉛直上向きの単位ベクトル(0,0,1)
L_r	: 半径方向の長さスケール
L_θ	: 周方向の長さスケール
L_z	: 鉛直方向の長さスケール
l	: 大規模渦の長さスケール
\mathbf{M}	: 運動量ベクトル(M_r, M_θ, M_z)

M_t	: 高密度流体領域の体積
m_1	: 相関マトリックスの大きさ
m_2	: 捜査マトリックスの大きさ
N	: アンサンブル平均のサンプル数
n	: 渦輪の波状変形の波数
p	: 圧力
p_0	: 周囲の圧力 (静水圧)
P_{zz}	: 鉛直方向レイノルズ応力のせん断による生成率
P_{rr}	: 半径方向レイノルズ応力のせん断による生成率
P_{rz}	: せん断方向レイノルズ応力のせん断による生成率
P_k	: 乱流エネルギーの生成率
\mathfrak{R}	: 変動密度差の相関 $\overline{(\rho_f - \rho_0)^2}$ のスケールを \mathfrak{R}^2
R	: 渦輪の半径
R_0	: 高密度流体塊と同体積の球の半径
Re	: 衝突重力流モデルのレイノルズ数
$Re_{(z)}$: 等密度渦輪モデルの局所レイノルズ数
Re_0	: 渦輪の初期レイノルズ数
Re_{0M}	: ピストン平均移動速度に基づいた渦輪の初期レイノルズ数
Re_T	: 循環に基づいた渦輪のレイノルズ数
Re_T	: 乱流レイノルズ数
r_{fg}	: 画像の輝度値の相関係数
$r_{\rho z}$: ρ と v_z の相関係数
$r_{\rho r}$: ρ と v_r の相関係数
r_{zr}	: v_z と v_r の相関係数
S_g	: グリセリン水溶液の重量%濃度
S_p	: リン酸二水素カリウム水溶液の重量%濃度

T_0	: 代表時間
T_r	: 航空機の推力
t	: 時間
t_0	: 基準時刻
\hat{t}	: Latex 膜破裂を始点とする時間
t_c	: 渦輪の循環が減少し始める時刻
t'	: ダウンバーストに航空機が進入してからの時間経過
U	: 渦輪の進行速度
U_0	: 渦輪の初期進行速度 (等密度渦輪モデルの代表速度)
U_r	: 半径方向の代表速度
U_θ	: 周方向の代表速度
U_z	: 鉛直方向の代表速度
u	: 変動速度の相関 $\overline{v_i^2}$ のスケールを u^2
V_0	: 衝突重力流モデルの代表速度
V_a	: 航空機の対気速度
V_g	: 航空機の対地速度
V_m	: 速度の絶対値の空間平均
V_p	: ピストンの平均移動速度
V_x	: 航空機の進行方向に沿った風速(航空機の進行方向が正)
\mathbf{v}	: 速度ベクトル (v_r, v_θ, v_z)
W	: 航空機の質量
x_m	: 相関係数ピークの x 座標
y_m	: 相関係数ピークの y 座標

ギリシヤ文字

α : 連行係数

Γ : 循環

$\Gamma_{t^*=0}$: $t^* = 0$ での循環

δ : 境界層厚さ

μ_0 : 周囲流体の粘性係数

μ_g : グリセリン水溶液の粘性係数

μ_p : リン酸二水素カリウム水溶液の粘性係数

ν : 動粘性係数

ν_e : 渦粘性係数

ρ : 密度

ρ_0 : 周囲流体の密度

$\Delta\rho$: 初期密度差

ϕ : 速度ポテンシャル

ψ : ストークスの流れ関数

ω : 渦度ベクトル ($\omega_r, \omega_\theta, \omega_z$)

添え字等

max : 最大

$()^*$: 無次元量

\tilde{q} : 瞬時値 (\sim)

Q : アンサンブル平均値 (大文字)

q : 変動値 (小文字)

$$\tilde{q} = Q + q$$

ただし、 q : 圧力、速度ベクトル、渦度ベクトル ($q : p, \mathbf{v}, \omega$)

$\tilde{\rho}$: 瞬時密度 $\tilde{\rho} = \bar{\rho} + \rho_f$

$\bar{\rho}$: 平均密度

ρ_f : 変動密度

第1章 緒論

1.1. はじめに

メソスケールの異常気象現象の一つであるダウンバーストは、上空の積雲や積乱雲の中で冷やされた空気塊が強い下降気流となって地表に吹き降ろす現象である。図 1-1(a)は積雲の一例であるが、まだ成長過程の規模の小さな積雲である。これが発達すると(b)のような積乱雲に成長する。図 1-1(b)は地上から観察されたダウンバーストの一例である。積乱雲の雲底から降雨を伴った暗い柱状の下降気流が地面に衝突し、水平方向に向きを変えて発散していく様子が分かる。これがダウンバーストである。

一般的なダウンバーストの特徴は、毎秒数十メートルの突風が吹くこと、しかも局地的かつ突発的に発生するという点である。したがって、発生および被害の予測が難しく、発生時の急激な風速や風向の変化は離着陸中の航空機事故の原因となるほか、地上構造物や小型船舶等に突風被害をもたらす。

ダウンバーストのサイズは1 km 以下から数十 km に至るまで様々であり、強風域の水平方向の規模によりマクロバーストとマイクロバーストに分類されている[1]。

マクロバースト : 大型のダウンバーストで、風の吹き出しの直径は、水平方向に4km 以上のものを指す。強風は5分から30分続き、瞬間最大風速は60m/s に達することもある。

マイクロバースト : 小型のダウンバーストで、風の吹き出しの直径は、4km 以下のものを指す。強風は10分程度と短寿命であるが、瞬間最大風速75m/s に達することがある。

大野ら[2]の定義によると、ダウンバーストは、

1. 積雲または積乱雲下で、地面または地面付近に風の吹き出しがあり、吹き出しによる突風の最大風速が10m/s を超え、最大風速の吹き出しの水平スケールが15km 以内であること。
2. 積雲または積乱雲下の風の吹き出しをドップラーレーダーで見たとき、発散場を挟んで近づくドップラー速度が最大になる地点と遠ざかるドップラー速度が最大になる地点の間隔が15km 以下で、2つの最大値の差が10m/s 以上の時。

としている。

つまり、一般的な下降風との違いは、積雲または積乱雲下であるということと、水平方向の吹き出しまたは発散風場であること、その風速の大きさある閾値以

上、水平方向スケールが 15km 以下であることである。

マクロバーストに比べてマイクロバーストの方が発生は局所的でありまた突発的であるため予報が困難である上に、風速の変動が大きく、航空機にとってはより危険度が高い。このため、一般に問題視されているのはマイクロバーストであり、主要な空港では航空機の安全運行のために気象ドップラーレーダーを用いてマイクロバーストの発生状況を管制情報として活用している。しかし予報的中率は極めて低く、また発生時の速度場の詳細も不明なため航空機が遭遇した際の回避行動も確立されていないのが現状である。このため、発生の予測と発生した際の速度場の詳細を明らかにすることが求められている。

1.2. ダウンバーストの観測例および従来の研究

ダウンバーストは、Fujita[1]により 1970 年代後半になって初めて発見された。それまでは、下降気流が十分な速度を保ったまま地上に到達できるとは考えられておらず、突風による局地的な災害があっても、それは竜巻によるものであると考えられていた。しかし、Fujita は突風によって倒された倒木が、ある点を中心として放射状に倒れている写真に注目し、地面に衝突して放射状に発散するような強い下降気流が存在するのではないかという仮説を立てた。彼らは 1975 年 6 月 24 日、ニューヨークのジョン・F・ケネディ空港で発生した、イースタン航空 66 便の墜落事故を調査し、FDR（飛行データ記録装置）を解析した結果、事故当時航空機は発散風の中を飛行したと考え、この現象を「ダウンバースト」と名づけた。

これを期に、これまでにいくつかの大規模な観測計画が実施されてきた。米国で行われた研究観測 NIMROD（Northern Illinois Meteorological Research on Downburst, 1978）や JAWS（Joint Airport Weather Studies, 1982）では、数台の可搬式ドップラーレーダーを用いてダウンバーストの構造を解明する目的で、速度場の測定が行われた[1][3][4][5]。合計で 236 サンプルのデータが収集され、平均的なダウンバーストの速度場がある程度明らかになってきた。

図 1-2 は JAWS で 1982 年 7 月 14 日に観測されたマイクロバーストの瞬時速度場であり、3 台の可搬式ドップラーレーダーから求めたものである[6]。図 1-2(a) は高度 50–100m での水平方向速度の平均分布である。等高線はレーダー反射強度分布であり、降水の強さを表している。図中 A および B で示した等高線は降水の強い領域である。これらを中心として二つのマイクロバーストによる放射状の速度場が形成されていることが分かる。また、図 1-2(b) は図(a)中の C-D を通る鉛直断面内の速度分布である。(a)の 5 分前の状態である。下降流に伴って E

および F で示される互いに反転する一対の循環流が形成されていることが分かる。

図 1-3 は JAWS で観測された平均的ダウンバーストの鉛直断面速度場の時間変化のスケッチ[6]で、時刻 T は地上で初めて発散風が観測される時間を表している。 $(T-5)$ 分には下降流は高度 2km 以上にある。 $(T-2)$ 分には、下降流は高度 1km 以下に達し、下部が水平方向に発散し始める。また、水平分の領域には循環流が見られる。 T 分では下降流の速度が 10m/s に達し、その下降流の直径は 1 km 程度である。 $(T+5)$ 分では、下降流の速度は 12m/s に達し、発散風は 4km 程度に広がる。また、水平速度の大きな領域が発散風中の循環流の下部地面付近に見られる。 $(T+10)$ 分には下降流の直径は 2-3km に広がり、速度も弱くなる。また、発散流も 6-8km に広がり速度も弱くなる。図 1-4 に示すように、Hjelmfelt ら[7]は、JAWS で観測された最盛期のダウンバーストについてまとめている。それによると、下降流の速度は高度 1.5km で 12m/s、幅は 1.8km である。水平方向最大速度は 12m/s であり、半径位置は下降流の中心から 1.5km、高さは 80m である。このとき、発散流の先端は下降流の中心から 2.0km まで広がっており、上方に巻き上がっている。発散流の厚さは 0.7km である。

上述のように、下降流にはほぼ例外なく循環流が伴っていることがわかっている。Fujita[8]はこの循環流を渦輪に結びつけて考えている。図 1-5 はダウンバーストで発生する渦輪の概念図で、1984 年 7 月 7 日にテネシー州で発生したマイクロバーストによる船舶転覆事故調査結果をもとに描かれたものである。渦輪が下降流および発散風に伴って発生しているということが説明されている。しかし、このような渦輪の発生機構や速度場との関係はわかっていない。

このように、ドップラーレーダーによる速度場観測により、ダウンバーストの概要はある程度定量的に分かってきている。しかし、ドップラーレーダーの空間分解能は高々 50m 程度であり、観測対象のダウンバースト（マイクロバースト）の水平規模は 4km 程度、鉛直規模は 1km 程度に比べて十分な分解能があるとはいえない。また、時間についても、時間分解能は 2 分程度に対して、ダウンバーストは 10 分程度であるため、観測では十分な分解能は得られない。したがって、速度場の三次元構造や変動特性の詳細についてはわかっていない。

日本では、1995 年以降主要な空港（成田空港、羽田空港、関西空港、新千歳空港）に航空気象ドップラーレーダーの設備が整備されており、観測例がいくつかある[2]が、観測点が固定されているため、可搬式レーダーを用いる米国に比べても特に時空間分解能は低い。また、空港では航空機の安全運行のために、ドップラーレーダーで風速変動が大きな場所をダウンバーストとして検知して、航空機を回避させるという処置をしている。しかし、実際のマイクロバーストの風速変動の定量的なデータベースがないため、予報精度が悪いという問題を

抱えている。

実際に遭遇した場合のパイロットの対応策として、安全な飛行経路の最適解を求めるという回避システムの研究もされている[9]。しかし、条件として与えられるダウンバーストの速度場は、今のところ、下降風と水平風を一次元的に組み合わせて仮定した極めて単純なものである。したがって、この回避システムの性能向上のためには、三次元速度場の平均および標準偏差の情報が必要である。

以上から、実験室モデルによる実験または数値解析を用いて、速度場の三次元構造や平均および変動特性について詳細に調べることが求められている。

1.3. ダウンバーストのメカニズム

ダウンバースト発生のメカニズムは次の様に説明されている[1]。積雲や積乱雲のような対流性の雲では、初めは暖かい空気塊が浮力により上昇し成長を続けるが、雲頂の気温が低くなってくると、上昇流の領域の上部に降水粒子や雹が成長し、その重さと蒸発による冷却によって上昇気流は減衰し、場合によっては下降気流に転じる。この下降気流が循環流を伴って地表まで到達し、水平方向に向きを変えて発散する。これがダウンバーストである。

これらの過程を大きく4つの段階に分けることができる。上空の積乱雲で空気塊の落下が始まる発生期、それが下降気流として発達する下降期、地面に衝突し下降気流から水平発散風へ移行する衝突期、そして水平発散風となって減衰する発散期である。発生を予測し、ダウンバーストのとの遭遇を回避するという立場では、発生期を扱う必要があるが、地面付近の速度場情報から遭遇時の対処方法を検討する立場では、地面付近の下降期・衝突期・発散期を扱うことが重要となる。本研究では、後者の立場をとる。

これら一連の過程で、どのような物理過程が現象を支配しているかを考えると、以下に示すように、ダウンバーストの物理的な特徴として以下の6つの要素を挙げることができる。

- (1) 降水：流れは雹、降水を伴う。
- (2) 相変化：蒸発や昇華または凝固する「相変化」を伴う。
- (3) 熱移動：周囲との温度差や相変化に伴って「熱移動」がある。
- (4) 浮力：温度差によって空気塊には「浮力」が駆動力として作用する。
- (5) 渦輪：下降気流に伴って地面と平行な渦度の軸を持つ「渦輪」がほぼ例外なく観測される。
- (6) 地表面：山岳地帯、森林地帯、平野、水面などさまざまな地形や地表面の状況が地上付近でのダウンバーストの挙動に影響を与える可能性が

ある。

1.4. 本研究の目的と論文の概要

ダウンバーストの警戒態勢確立と発生時の被害の低減のために、発生の予知精度の向上および発生した際の速度場の詳細を明らかにすることが求められている。しかし、大気観測に頼っているだけではサンプル数や時空間分解能の制限のために十分な情報が得られない。現在観測により分かっているダウンバーストの速度場の情報は、図 1-3 で示した程度のものであり、定性的な把握すら不十分な状況である。したがって、実験により速度場の定性的な解明を行うだけでも十分意義がある。このため、実験室モデルによる実験や数値解析を併用することが期待されている。

本研究は、ダウンバーストの被害の低減を最終目的として、地上付近での速度場の三次元構造や平均および変動特性について、実験室レベルでの再現実験により解明することを目的とする。実際のダウンバーストでは、下降流の周囲に随伴する渦輪が重要な役割を持っていることが指摘されているが、その発生過程および速度場との関連については全く不明のままである。そこで、実験室モデルとして、等密度渦輪モデルおよび衝突重力流モデルを検討する。これらのモデルは 1.3 節で述べた六つの要素のうち、降水、相変化、熱移動を考慮しないいわゆる「乾いたモデル」である。無視されているこの三つの要素は、ダウンバーストの発生期や下降初期には重要な役割を果たすと思われるが、一旦発生した下降流が地表面に到達して被害をもたらす時期の挙動には、二次的な効果しか持たないと考えられる。また 1.3 節で述べたように地表面の状況も地表付近の速度場に大きな影響を与えると考えられるが、本研究では種々雑多な地表条件のうちで最も単純で基本的な、水平な平滑面を研究対象として取り上げる。

また、実現象の観測結果と実験室レベルでの実験結果を比較する上で、問題となるのはそのスケールの違いである。長さスケールについて、実現象は数 km 程度、一方、実験は数センチメートルであり、 10^5 オーダーの違いがある。速度スケールも実現象は十数 m/s 程度に対して実験は 0.1m/s 程度であるので、 10^2 の違いがある。両実験モデルの無次元パラメータはレイノルズ数であるが、以上の差を考えると分子粘性を基準としたレイノルズ数は実現象のそれと 10^7 オーダーの違いがある。そこで、実現象と実験とを結びつけるための考え方として、渦粘性の仮定を導入する。地球流体のようなすでに乱流になっている大規模な流れでは、分子の熱運動による運動量拡散ではなく、乱流の渦運動による運動量拡散が支配的である。従って前者から生じる分子粘性を後者から生じる渦粘性に置き換えるという考え方である。済州島の風下に発生するカルマン

渦列の例が有名で、同様の考え方で説明されている[10]。地球流体の乱流は非等方的であるため、方向によって渦粘性係数は異なる。大気の鉛直方向の渦動粘性係数は一般に $10 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度とされている[10]。本研究でもダウンバーストの渦粘性としてこの値を用いる。標準状態の空気の分子動粘性係数は約 $1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ であるから、これと比べると地球流体の渦動粘性係数は 10^6 オーダー大きい。さらに本実験で用いた水の場合は分子動粘性係数約 $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ と比べると 10^7 オーダー大きい。したがって、この渦粘性を使って実現象のレイノルズ数を見積もると、実験でのレイノルズ数と同程度のオーダーとなる。従って定性的な比較は可能である。

第2章では、等密度渦輪モデルについて論じる。このモデルでは、等密度の渦輪が自己誘導速度により鉛直方向に進行し、水平面に衝突し発散しながら崩壊していく過程を扱う。このモデルではダウンバーストの下降期以降において渦輪が重要な役割を持っている点に注目し、降水、相変化、熱移動のほかに浮力も無視した最も単純なモデルである。第2章で述べるように、渦輪は周方向に波状変形する性質があり、これが水平な地面に衝突する時の速度場にも影響することが予想される。そこで、渦輪の衝突時の周方向不安定性について可視化実験により検討した上で、粒子画像流速計 (PIV: Particle Image Velocimetry) を用いて鉛直子午面内の速度場および地面上の水平面内の速度場について検討する。その際、地面に衝突せずに自由空間を運動する自由渦輪と比較して、地面への衝突がどのような変化をもたらすかにも注目する。

第3章では衝突重力流モデルについて論じる。このモデルでは、静止した低密度流体中に一定量の高密度流体を解放し、形成されたサーマル (高密度流体塊) が落下し、水平面に衝突した後に半径方向に発散するという過程を扱う。衝突渦輪モデルと異なり、負の浮力により駆動される鉛直重力流に渦輪が随伴される点に特徴がある。この過程を繰り返し再現し、PIVにより鉛直子午面内のアンサンブル平均速度や渦度を計測する。これらを用いて最大速度の位置および発生時期や渦輪の発生原因と挙動について検討する。また、レイノルズ応力、乱流エネルギーの分布を計測し、下降期、衝突期、発散期における乱流統計量の分布の特徴について検討する。さらに、この乱流場の生成には平均流のせん断および浮力が寄与していると考えられるので、これらの乱流生成について検討する。

第4章では、以上のモデルの結果を実際の大気観測結果と比較することによりモデルの妥当性について検討する。また、実験データを用いた実現象への応用についても検討する

第5章では、前章までの結論を総括し、今後の課題について述べる。

第1章 図表

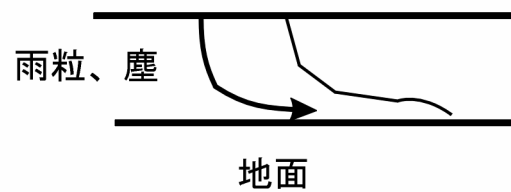


(a) 発達中の積雲

雲底



雲



(b) ダウンバースト

図1-1 (a)ダウンバーストを発生させる発達中の積雲。(b)ダウンバースト。積乱雲雲底より降雨を伴う下降気流が降りてきて、地面に衝突して発散する様子がわかる。規模としては小さい(水平1 km程度)。[1997年米国ネバダ州 MINDEN にて著者撮影。]

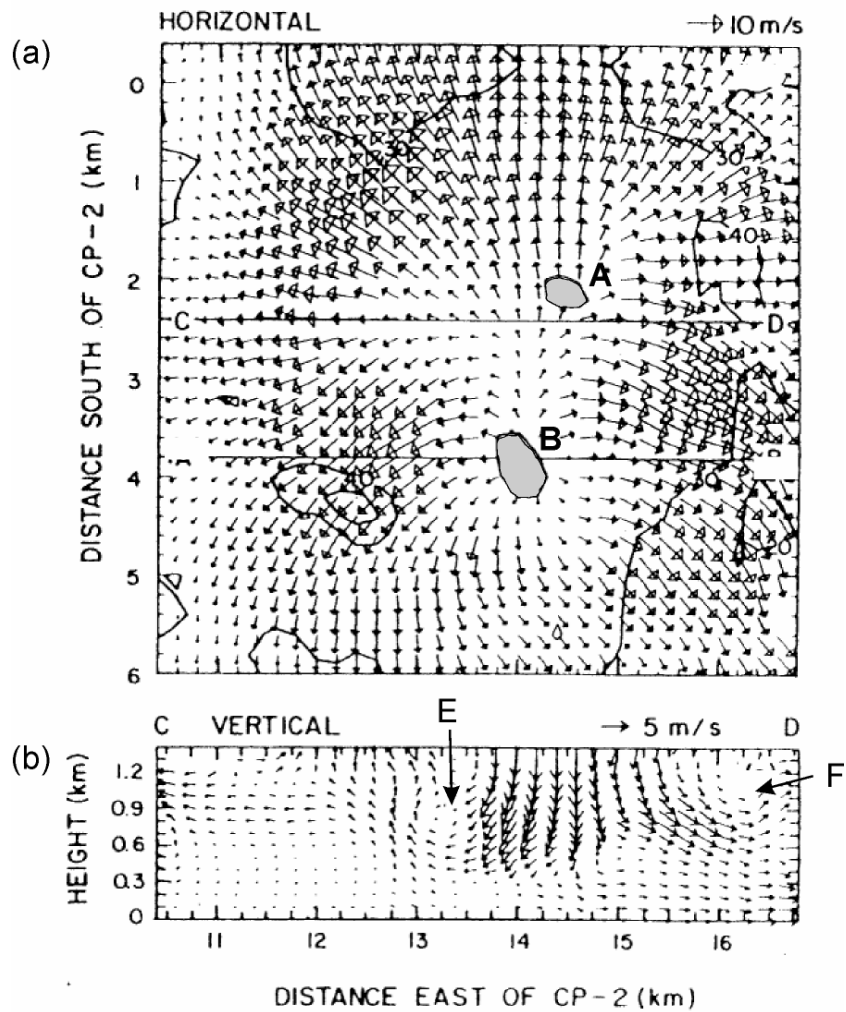


図1-2 JAWSで1982年7月14日にドップラーレーダー(CP-2)により観測されたのマイクロバーストの瞬時速度場。(a)高度50-100mでの発散風の分布。等高線は降水の強さを表す。(b)図(a)のC-Dを通る鉛直断面内の速度分布。Wilsonら[6]より。

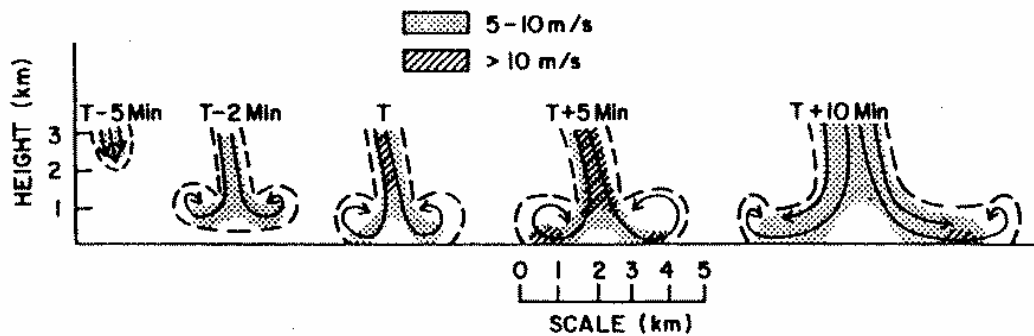


図1-3 JAWS で観測された平均的ダウンバーストの鉛直断面速度場の時間変化のスケッチ。時刻 T は地上で初めて発散風が観測された時刻。Wilson ら[6]より。

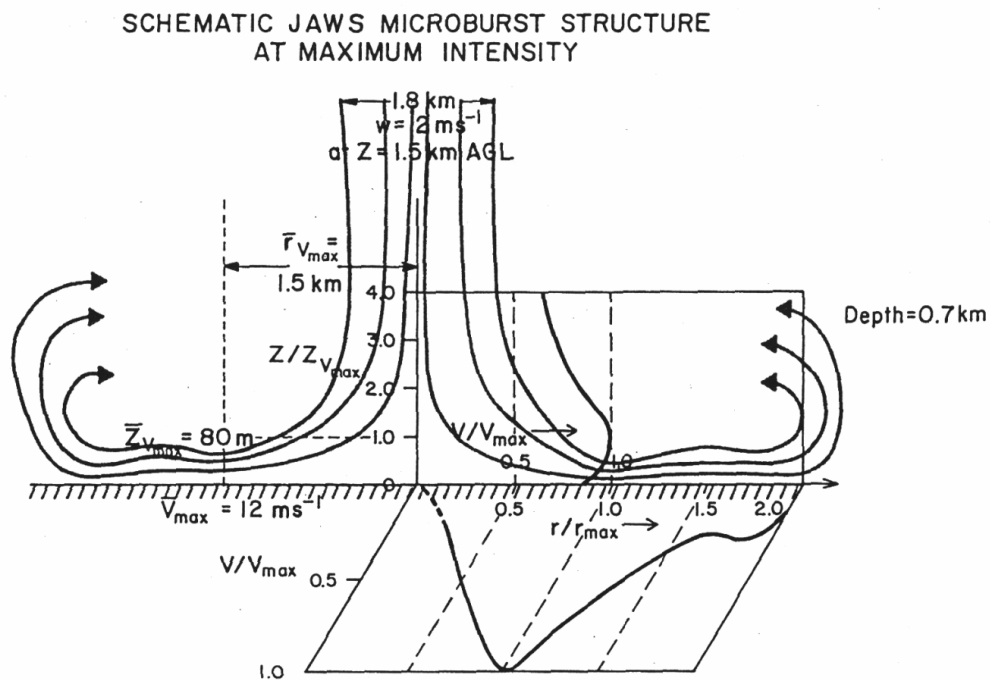


図1-4 JAWS で観測された最盛期のマイクロバースト鉛直構造の見取り図 (Hjelmefelt[7]より)

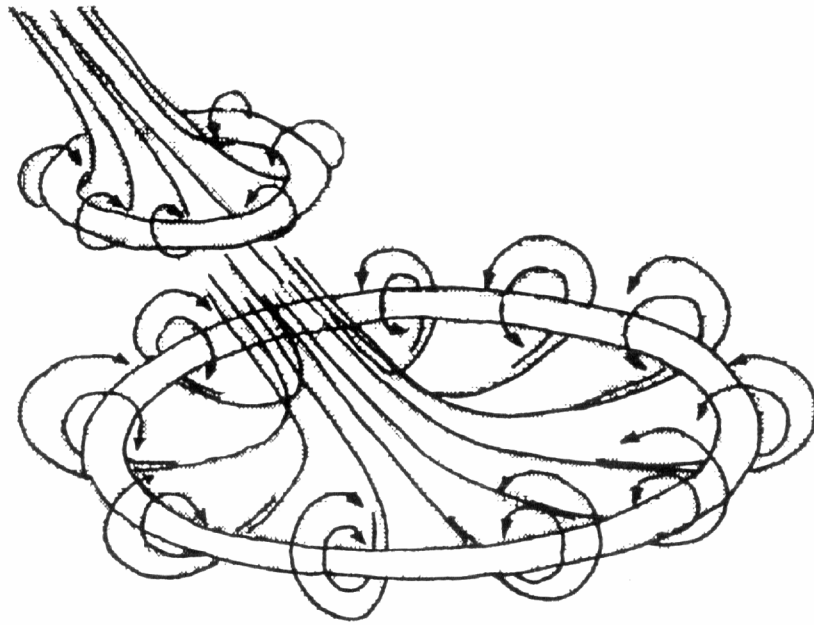


図1-5 ダウンバーストで発生する渦輪の概念図。1984年7月7日にテネシー州で発生したマイクロバーストによる船舶転覆事故調査結果からの概念図（Fujita [8]より）

第2章 等密度渦輪モデル

2.1. まえがき

ダウンバーストの一連の現象においては、下降流の周囲に随伴される渦輪が大きな役割を持っていることが指摘されている[8]。発散流の先端に渦輪が存在するため、流れ場が三次元的で複雑なものとなっている。また、発散流は軸対称ではなく、周方向の位置によって水平方向の速度が異なることが観測されているが[6]、これは後述する渦輪の周方向不安定性が関連していることが推測される。

本研究ではこのダウンバーストと渦輪の関係に注目し、実験室モデルとして、円形のオリフィスより発生させた等密度渦輪の地表面への衝突について実験を行った。この流れ場の駆動力は、密度差による浮力ではなく、渦輪発生初期のみに与えられる力積であり、渦輪発生後は渦輪自身が持つ循環である。これは、降水、熱移動、浮力、相変化を伴わないという点で、ダウンバーストの最も単純なモデルと言える。

渦輪とは、何本もの渦糸の束（渦管）が円管状になったものである[11]。図 2-1 に渦輪の構造を示す。渦管の両端がつながって、ドーナツのような形状をしている。渦管の断面は渦度 ω の渦核から形成される。非粘性を仮定すると、渦度 ω の渦核内の速度分布は渦核中心からの距離に比例して増大し、渦核よりも外側の渦なし領域では反比例する。このような渦は Rankin 渦として知られている。実際には、渦無しとの境界は、粘性の影響で滑らかに変化する。その場合、速度変化の頂点を渦核の範囲として定義する。渦核の直径を d とする。渦核の中心を結ぶ円の直径を渦輪の直径 D 、半径を R として定義する。また、渦輪の循環 Γ は渦核の循環で定義される。渦輪の特徴としては、自己誘起速度によって自ら進行するという性質があげられる。これは、渦によって誘起される速度についての Biot-Savart の定理から説明できる。循環 Γ の渦輪の自己誘起速度 U は、渦核の直径を d とすると、 $d/D \ll 1$ の時、次式で近似することができる[12]。

$$U = \frac{\Gamma}{2\pi D} \left\{ \log\left(\frac{8D}{d}\right) - 0.25 \right\} \quad (2-1)$$

渦輪の誘起速度は、循環が大きいほど大きく、また、渦輪の直径や渦輪の直径と渦核の比によって決まることが分かる。

実験で渦輪を発生させるには、円形開口部を持つノズルやオリフィスから粘性流体を短時間噴出する方法がある。噴出させるとノズルやオリフィスエッジにおいて自由せん断層が形成され、それが巻き上がることによって、渦輪が形成

される[13]。発生した単独の渦輪は、前述の自己誘起速度により自由空間を中心軸方向に進行する。これを自由渦輪と言う。

次節で詳しく述べるように、等密度場の自由渦輪は進行するに従い渦核の波状変形を伴う周方向不安定を呈するようになる[14]。この波の節の数（波数）については、渦輪の初期レイノルズ数および、発生からの距離により決まるという報告がある[15][16][17]。このような渦輪が進行方向に垂直な平板に接近すると、渦輪が衝突前に持っている不安定性が強調されて現れ、複雑な流れパターンを形成する[18][19][20]。これを衝突渦輪と呼ぶ。周方向不安定性は、衝突渦輪の速度場にも影響を与えると考えられる。近年、DNSによる解析もされている[21]が、実験に関しては、詳細な速度データを測定した例はない。

そこで本研究では、まず、渦輪の初期速度及び渦輪発生点から衝突平板までの距離を系統的に変化させ、煙可視化法によるビデオ撮影を行う。これらの画像から、渦輪が平板に衝突する際に現れる周方向不安定波数の変化について系統的に調べる。また、濃度パターン相関法に基づく PIV を用いて、渦輪の衝突により床面上に誘起される水平面内の速度場および鉛直子午面内の速度場について検討する。その際、地面に衝突せずに自由空間を運動する自由渦輪と比較して、地面への衝突がどのような変化をもたらすかにも注目する。

2.2. 等密度渦輪に関する従来の研究

2.2.1. 周方向不安定性について

自由空間を進行する自由渦輪は、レイノルズ数が小さい場合は軸対称を保つが、臨界値を越えると渦核に最初は微少な正弦波的な変化が生じ、そして、それが成長し、非軸対称渦輪に変化する。このような周方向の波状変形を Widnall 不安定という[14]。この変形は、進行するにつれて振幅が増大し、やがて周方向の規則性が崩れると、渦輪は急速に乱流化し崩壊する。

この周方向の波状変形の波数 n について、いくつかの研究がなされている。

Widnall ら[14]は、渦各直径 d が渦輪直径 D に比べて十分に小さいという仮定のもとに解析を行い、無次元化した初期進行速度 $U_0/(\Gamma/4\pi R)$ が大きくなるに従って波数も増加することを示した。ここで、 U_0 は初期進行速度、 Γ は循環、 R は渦輪の半径である。

Liess ら[15]や Maxworthy[16]は、ノズルからピストンにより水を水槽に押し出して自由渦輪を発生させて可視化実験を行った。そして、渦輪の不安定波数と初期レイノルズ数との関係を調べた。ノズルからの噴出速度をもとにした初期レイノルズ数 Re_{0M} の定義は、

$$Re_{0M} = \frac{V_p D_0}{\nu} \quad (2-2)$$

である。ここで、 V_p はピストンの平均移動速度、 D_0 はノズル直径、 ν は動粘性係数である。その結果、 $1 \times 10^4 < Re_{0M} < 7 \times 10^4$ の広範囲において、不安定波数は初期レイノルズ数に依存しており、初期レイノルズ数が増加するにつれて波数も増加することを示した。

さらに内藤ら[17]は、作動流体に空気を用い、初期レイノルズ数が 2600 において、進行していく渦輪の詳細な観察を行った。この初期レイノルズ数は、噴出速度の代わりに、渦輪の初期進行速度をもとに定義したものである。その結果、渦輪の不安定波数が発生からの距離の増加に伴って連続的に減少していくことを明らかにした。

このように、渦輪の周方向不安定波数 n は、1) 初期レイノルズ数、及び 2) 発生からの距離によって変化することが分かっているが、1) および 2) を系統的に変化させて、波数を整理した例はない。

2.2.2. 平板に衝突する渦輪について

Yamada ら[18]は渦輪の初期進行速度に基づいた初期レイノルズ数 480 の渦輪を進行方向に直角な平板に衝突させる可視化実験を行った。そして、誘起渦輪発生メカニズムおよび、その振舞いについて定性的な観察を行い、二次渦輪が主渦輪の周りを回り込むように移動し、その周方向に主渦輪よりもはつきりと波状変形が現れることを示している。また、周方向波状変形の波数は、自由渦輪の波数と完全に一致することを明らかにした。また、Walker ら[19]も渦輪の初期進行速度に基づいた初期レイノルズ数 564 において同様の観察を行い、図 2-2 に示すように、渦輪が壁面に衝突する際の次のような挙動を観察により明らかにした。図 2-2(a)主渦輪の接近に伴って壁面上に誘起された境界層が、圧力上昇を受けて剥離する。(b) 剥離した境界層が主渦輪と反対方向の渦度を持った二次渦輪を形成。(c) 二次渦輪は主渦輪との相互作用により主渦輪の周りを回り込む。この際、二次渦輪との相互作用で主渦輪が壁面から少し上昇するという、リバウンドという現象が起きる。続いて、同様のメカニズムで三次渦輪が発生し移動する。このように、渦輪が平板に衝突する場合（衝突渦輪）には、壁面との相互作用により誘起渦輪が発生する。誘起渦輪は発生した後、もともとの主渦輪との相互作用により、主渦輪の周りを回り込み渦輪の中心付近に移動する。また、この時渦輪が衝突前に持っている不安定性が強調されて現れ、複雑な流れパターンを形成すると言われている。

Orlandi ら[21]は、渦輪の初期進行速度に基づいた初期レイノルズ数 1250 において、渦輪の不安定変形を考慮した三次元の数値解析（DNS）を行っている。そこでは、誘起渦輪の発生や不安定変形などについて、Walker ら[19]の観察結果と定性的に良く一致した結果を得ている。また得られた速度場から循環の時間変化を見積もっている。しかし、速度場の計測結果がないため、解析結果の定量的な評価はされていない。

2.2.3. 目的

以上まとめると、渦輪の周方向不安定性がどのようなパラメータで評価できるのかということやその臨界値についてはわかっておらず、また、衝突渦輪の速度場への周方向不安定性の影響についてもわかっていない。そこで、ダウンバーストの速度場調査の観点から、可視化による渦輪の周方向不安定波数の測定および、衝突渦輪の速度場計測に関する実験を実施する。

2.3. 等密度渦輪に関する実験

2.3.1. 実験の概要

ダウンバーストの最も単純なモデルとして、等密度場において発生させた渦輪が平板に衝突する際の流れ場を明らかにすることを目的として以下の実験を実施した。渦輪の初期速度及び渦輪発生点から衝突平板までの距離を系統的に変化させ、煙可視化法によるビデオ撮影を行った。そして、衝突前後における渦輪の形状の変化、進行速度・渦輪直径・渦核直径・循環などの特性値、渦輪の不安定化による周方向変形の波数について検討した。さらに、渦輪の衝突により地面上に誘起される速度場および地面に垂直な面内の速度場を PIV を用いて測定した。局所レイノルズ数 Re は以下のように定義した。

$$Re_{(z)} = \frac{D_{(z)}U_{(z)}}{\nu} \quad (2-3)$$

ここで、 $D_{(z)}$ 、 $U_{(z)}$ は渦輪発生からの距離に応じた渦輪の直径および進行速度、 ν は動粘性係数である。

以下には、使用した実験装置、可視化および PIV 手法のほか、進行速度、特性値、周方向波数の算定方法について述べる。

2.3.2. 実験装置

実験装置は図 2-3 に示すように渦輪発生部と測定部からなっている。測定部は 600mm×600mm、高さ 1500mm の透明アクリル容器である。渦輪発生部は内径 200mm の円筒形で、下面に内径 50mm のオリフィス(エッジの角度は 45 度)が、また上面には口径 200mm のラウドスピーカーが取り付けられている。ラウドスピーカーにファンクションジェネレーターからのステップ電圧を加えると、オリフィスエッジから剥離せん断層が巻き上がり渦輪が形成され[13]、自己誘導速度で下降し床面に衝突する。座標系はオリフィス中心を通る鉛直方向に z の軸をとり、床面との交点を原点とし、水平方向に r - θ 面をとる。渦輪を衝突させる床面は下面からの観察を可能にするために透明アクリル製とし、オリフィス面からの距離を H として、床面を移動することにより $100 \leq H \leq 800$ mm の範囲で任意の位置に固定できる。作動流体は、常温常圧の空気である。ラウドスピーカーに印加する電圧を変化させて、渦輪の初期循環値を変化させることにより、

渦輪の初期進行速度を変化させ、結果的に渦輪の初期レイノルズ数、

$$Re_0 = \frac{U_0 D_0}{\nu} \quad (2-4)$$

を 450 から 2200 の範囲に設定した。ここで、 U_0 は渦輪の初期進行速度、 D_0 はオリフィスの直径 (50mm) である。ただし、便宜上、渦輪の初期進行速度は $H=2D_0$ の位置での進行速度で定義したものである。これは、オリフィス直近では、オリフィスからのせん断層の巻き上がりによる渦輪形成過程であるため、渦輪は観測することはできないためである。したがって、可視化により渦輪が観測できる最もオリフィスに近い位置での進行速度で定義した。

2.3.3. 可視化方法

渦輪の可視化により渦輪の挙動の観察及び特性測定を行った。可視化は煙によって行った。煙はスモークマシン (米 JEM 社製) によりエチレングリコールを加熱することにより発生させる。熱対流を避けるために、一度タンク (20L、ポリタンク) に溜め、しばらく放置して室温程度まで冷却した後、渦輪発生装置の円筒容器の中に充填させる。煙の色は白である。オリフィスから噴出した流体中に煙の粒子が混合しているため、渦輪の循環領域 (渦核のまわりを循環しつつ、渦輪と共に進行する流体部分) 全体がマークされ、渦輪の外形が捉えられる。

進行方向に垂直な地面に衝突する渦輪の挙動を観察するため、測定部全体を照明し、進行方向及び側方から、2 台のデジタルビデオカメラ (SONY 社製 DCR-VX1000、NTSC 方式、640×480 画素) を用いて煙で可視化された衝突渦輪を同時撮影した。

2.3.4. 渦輪の特性値の算定

式 (2-1) の渦輪の自己誘起速度 (=渦輪の進行速度) の関係式から分かるように、渦輪の特性を表す値としては、渦輪の進行速度、渦輪の直径、渦核の直径、循環がある。さらに、渦輪の不安定化に伴う周方向波状変形の波数も渦輪の特性を表す重要な量である。以下では、可視化実験結果から、これらを算定する方法について述べる。

渦輪の進行速度は、渦輪の側方写真から測定した。測定部全体を照明し、側方よりデジタルビデオカメラで渦輪を撮影する。デジタルビデオカメラの映像をデジタルの静止画 (480×640 ピクセル (画素)) としてコンピュータに取り込んだ。図 2-4 にこの方法によって取得された渦輪の側方写真の例を示す。白く移っ

ているのが煙で、これは渦輪の外形を表している。この写真から白い部分の下端の位置を目視により読み取った。ビデオを数フレーム進めて、同様に、静止画像から下端の位置を読み取り、この 2 時刻間での z 方向位置の差を、渦輪の移動距離として、渦輪の進行速度を測定した。ビデオのフレーム間隔は $1/30$ 秒である。ビデオカメラの設置位置を、オリフィスからの距離 $2 < H < 16 D_0$ の間で変化させて、各位置での渦輪の進行速度を求めた。

渦輪の直径は、渦輪の水平断面写真から測定した。測定部を遮光し、水平方向に厚さ 5mm のスリット光を照射し、そこを渦輪が通過する際の様子を、測定部の下方からデジタルビデオカメラにより撮影することによって水平断面写真を取得した。図 2-4 の側方写真の場合と同様に、コンピュータに取り込んだ静止画像を処理した。図 2-5 に渦輪の水平断面写真の例を示す。白く写った部分が渦輪の断面である。この写真から、目視により白い部分の境界を読み取り、渦輪の直径 D および渦核の直径 d を測定した。スリット光の位置を、オリフィスからの距離 $2 < H < 16 D_0$ の間で変化させて、各位置での渦輪の直径および渦核の直径を求めた。

以上のような可視化画像による測定では、目視により境界を判断するため、10 ピクセル程度の読み取りばらつきが発生する。しかし、1 ピクセルのずれは、 $5 \times 10^{-3} D_0$ 程度にしかならないため、目視による測定でも今回の測定の目的にとっては十分な精度であると判断した。

渦輪の循環は、測定した渦輪の自己誘起速度、渦輪の直径および渦核の直径から、式 (2-1) より見積もった。

渦輪の周方向波状変形の波数は、地面に衝突する渦輪の可視化画像により測定した。自由渦輪は周方向不安定性 (Widnall 不安定) [14]により多角形状に変形するが、そのような自由渦輪が地面に衝突すると、前述のように、その不安定性が強調されて表れることが知られており、波数も同じであることが報告されている。図 2-6 (a) は初期レイノルズ数 $Re_0=1000$ でオリフィスからの距離が $6D_0$ の自由渦輪を下方から撮影した写真である。渦輪を示す白い部分が多角形状に変形しているのがわかる。この場合、波数 n は 7 である。(b) は同じ初期レイノルズ数で、オリフィスからの距離 $6D_0$ の位置に設置された水平アクリル板に衝突する渦輪を板の下方から撮影した写真である。自由渦輪の場合よりも、波状変形の振幅が大きいため、波数が測定しやすい。波数は(a)と同様 7 である。本実験での自由渦輪の波数は、同条件で地面に衝突する渦輪の波数を計測し、その値を用いている。

本実験では、以上のような一連の測定を、渦輪の初期レイノルズ数を変化させて行った。初期レイノルズ数は式 (2-5) で定義される。本実験では渦輪の初期進行速度 U_0 を変化させることにより設定し、噴出速度はスピーカーの印加電圧

を変えることにより調整した。渦輪の特性値の測定では、初期レイノルズ数を 800 から 2200 の間で段階的に変化させた。なお、オリフィス直径 D_0 は 50mm で一定とした。

2.3.5. 速度場の計測

(1) PIV システム

渦輪の衝突により床面上に誘起される速度場および平板に垂直な面内の速度場について、PIV を用いて計測した。前節で述べた可視化画像をもとに、以下に述べる画像処理を行うことによって二次元の速度ベクトル場を再構成した。

PIV 計測システムの概要を図 2-7 に示す。このシステムは、照明装置および CCD カメラ、画像記録装置および同期信号発生器から構成されている。また、照明装置は、光源およびシート光を照射するための光学系から構成されている。

地面上に誘起される速度場を計測する際には、光源はキセノンストロボ、およびシート光はビームスプレッダーを用いた。地面に垂直な面内の速度場を計測する際は、光源は 25mW の He-Ne レーザー、およびシート光はレーザー光線をロッドレンズに通すことにより発生させた。参考のために、表 2-1 に使用した機材の製造者および製品名を示す。

(2) 画像の取得

PIV を行うにあたり、重要となるのは処理する元の画像の質である。濃度パターン相関法を用いる場合、特に画像のコントラストが十分あることが必要であり、そのためには光源やカメラ、画像取り込みの段階で工夫が必要となる。

本実験では、渦輪の発生方法および煙による可視化方法については、前項の特性値を測定した時と同様の方法を用いたが、光源および画像の撮影方法については改良を加えた。

地面上に誘起される速度場の場合には、図 2-7 に示すように照明はキセノンストロボを光源として、ビームスプレッダーによりシート状にして測定部に照射した。ストロボ光源は半値幅 $22 \mu s$ のフラッシュ光が 1/60 秒間隔で点灯 (1.6J/Flash) するように設定されている (カタログデータ)。ビームスプレッダーは光ファイバとシリンドリカルレンズから構成されており、キセノンストロボからの光を光ファイバーで伝達し、シリンドリカルレンズでシート光を照射する装置である。 $H=6D_0$ の位置にガラス板を置き、その壁面上に厚さ 5mm のシート光を水平に照射した。これは、渦核の直径 (15mm 程度) と比較して 1/3 程

度であり、シート光としては厚いといえる。これは、壁面上の速度場は三次元的であり、 z 方向の速度が大きいいため、薄いシート光では、PIVでパターンマッチングする2時刻の画像を比べた際に、煙粒子がシート光から出てしまい、パターンマッチングが困難であるという、PIV計測上の制約である。したがって、この場合の速度場は、壁面上から5mmの高さの平均速度ということになる。また、周方向不安定の速度場への影響を見るために、初期レイノルズ数は周方向不安定性が現れる条件である $Re_0=1150$ とした。撮影用のCCDカメラは白黒640×480画素の解像度のものを用いた。NTSC方式で、1秒間に30フレーム撮影される。1フレームは1/60秒ごとに切り替わる2フィールド（奇数および偶数フィールド）から構成されている。ストロボ光の使用に伴い、CCDカメラのフィールド切り替えのタイミングとフラッシュ点灯のタイミングを同期させる必要が出てくる。そのため、本実験では同期信号発生器を用いた。その信号をトリガーとしてストロボを発光させ、カメラ側にも垂直同期信号を送ることにより、カメラとストロボを60Hzで同期させた。また、CCDカメラより出力されるアナログ画像信号を、PCに取り付けたフレームグラブボードを通してリアルタイムでPCに取り込む。フレームグラブで信号を取り込む際に、ゲインとオフセットを調整し、デジタル化される前にコントラストをつける。PCに取り込まれる画像は、8bitで量子化される。つまり、640×480画素256階調のグレースケールのフレーム画像としてPCに記録される。画像の記録開始とファンクションジェネレーターが実験制御ソフト上で同期されており、渦輪の衝突前後の様子が撮影できるよう、画像取得開始時刻を調整している。

地面に垂直な面内の速度場計測の場合には、図2-8に示すように平板に垂直な面内の速度場を計測する際は、光源は25mWのHe-Neレーザーを用い、シート光はレーザー光線をロッドレンズに通すことにより発生させた。レーザーは連続光であるので、CCDカメラのフィールド切り替えのタイミングと同期は不要なため、同期信号発生器は使用しない。ロッドレンズを通して厚さ2mmのシート光を作り、渦輪の中心を含む垂直断面に照射した。 θ 方向の速度成分は、 $r-z$ 方向の速度成分に対して十分小さいと考えられるので、シート光は薄くしている。シート光が薄い方が、コントラストのあるPIVに適した画像が撮影できる。渦輪を衝突させるガラス板の位置は $H=6D_0$ である。撮影用のカメラおよびフレームグラブボードを用いたシステムは床面上の速度場計測と同様である。

透明ガラス板に衝突する渦輪の板面に垂直な断面内の速度場は、渦輪の周方向不安定性が現れている場合は、その周方向の位置によって異なると考えられる。しかし、一方、この周方向の位置再現性はなく、実験毎に異なってしまうため、撮影している断面の周方向位置を特定することはできない。したがって、本実験での初期レイノルズ数は、なるべく周方向不安定変形が現れない条件として、

800 とした。

また、この場合、煙は渦輪発生部の円筒容器及び測定部全体の両方に充填する。これは、渦輪だけでなく渦輪により誘起される周囲の流れ場を可視化するためである。PIV 処理の都合上、渦輪本体と周囲との間に煙濃度が不連続とならないように、渦輪と周囲の煙の濃度が同じ程度になるように煙の充填量を調整した。

(3) PIV 計測のアルゴリズム

連続した二時刻の画像間での濃度パターンの移動量を算出することにより局所的な速度ベクトルが求められる。そこで、この濃度パターンの判断方法として相関を用いる方法が濃度パターン相関法である[22]。図 2-9 に示すように、時刻 $t = t_0$ における画像 1 と $t = t_0 + \Delta t$ における画像 2 の 2 つの画像を考える。まず、画像 1 上の点 $p(x_0, y_0)$ に着目し、点 p を中心とする $m_1 \times m_1$ マトリックスの小領域(相関マトリックス)を考える。このマトリックス内の輝度値を各セル毎に $f_1, f_2, \dots, f_i, \dots, f_{m_1^2}$ とする。今回の相関法に用いた画像では、1 画素あたりの情報量が 8bit つまり、輝度値は 0 から 255 の間の整数値を取る。一方、画像 2 上のわずかに離れた点 $q(x = x_0 + \Delta x, y = y_0 + \Delta y)$ を中心とする同じ大きさの $m_1 \times m_1$ マトリックスの小領域を取る。この相関マトリックス内の輝度値を $g_1, g_2, \dots, g_i, \dots, g_{m_1^2}$ と添え字が画像 1 のマトリックスと対応するようにする。2 つの相関マトリックス間の輝度値についての相関係数は次式となる。

$$r_{fg}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_{i=1}^{m_1^2} (f_i - \bar{f})(g_i - \bar{g})}{\left[\sum_{i=1}^{m_1^2} (f_i - \bar{f})^2 \sum_{i=1}^{m_1^2} (g_i - \bar{g})^2 \right]^{1/2}} \quad (2-5)$$

\bar{f}, \bar{g} は相関マトリックス内の輝度の平均である。相関値は、 $-1 \leq r_{fg} \leq 1$ となる。

点 p を中心とする $m_2 \times m_2$ マトリックス(捜査マトリックス)内のセルに相関マトリックスの中心を合わせ、各セル毎にこの計算を行う。相関係数のピーク的位置、点 $q_m(x_m = x_0 + \Delta x_m, y_m = y_0 + \Delta y_m)$ が点 p を始点とする濃度パターンの終点と対応することになる。すなわち、点 p における画像面内の二次元速度ベクトル (v_x, v_y) は次のように求まる。

$$v_x = \Delta x_m / \Delta t \quad (2-6)$$

$$v_y = \Delta y_m / \Delta t \quad (2-7)$$

また、空間分解能向上のためサブピクセル補間[22]を行った。これは、相関マトリックス内の相関係数値のピークを、周囲の相関係数の分布を正規分布であると仮定して予測する手法である。この処理をしない場合は、前述の Δx_m 及び

Δy_m は 1 ピクセル単位の整数値を取る。サブピクセル補間では、周囲 4 近傍の相関係数からガウシアンフィッティングにより補正量を補間してピーク位置を見積もりものであるため、1 ピクセル未満の値をとることが可能となり、空間分解能が向上する。本実験でも 1 ピクセルは速度に換算して 30%程度に相当することからこの処理が必要である。

(4) 過誤ベクトルの処理方法

PIV 計測においては、濃度パターンのマッチングの精度が問題となる。濃度パターン相関法の原理では、2 時刻目の画像で参照される濃度パターンが変化せずに捜査マトリックス範囲内に存在すると仮定しているが、実際の流れでは並進運動の他にせん断変形や回転の影響があり、パターンが変形してしまうことがある。変化がある程度以上大きくなると、相関が取れなくなり実際のパターンの移動とかけ離れたところにベクトルが引かれる可能性が大きくなる。そのような誤った対応付けがされたベクトルを過誤ベクトルと言い、それをいかに減らすかが PIV 計測の精度向上の課題となる。相関マトリックスの大きさや、捜査マトリックスの範囲、及び画像間でのダイナミックレンジを調整することによりある程度過誤ベクトルを減らすことができる。しかし、流れ場を測定する上で必要な空間解像度及び時間解像度との兼ね合いもあり、完全に排除することは難しい。

そこで、本実験では以下の方法により過誤ベクトルを修正した。まず、相関係数のピークを求める際に、相関マトリックスとそれぞれの捜査マトリックスでの相関係数を上位 5 個まで記憶させておく。そして、一度すべての対応付けを行いベクトルを求めた後、周囲 8 近傍の移動量の平均値と比較する。平均値とのずれが平均値の 6 割以上であった場合、相関係数の順位を下げていき、さらに比較を行い収束するまで繰り返す。5 番目の順位の対応付けでも、平均値との差が 6 割未満にならない時は、周囲 8 近傍の平均値で置き換えた。

2.4. 衝突渦輪の挙動

2.4.1. 衝突渦輪の観察

図 2-10 に垂直な壁に衝突する渦輪（衝突渦輪）の挙動を、進行方向及び側方から、2 台の DV カメラを用いて同時撮影した結果を示す。この時の初期レイノルズ数 Re_0 は 1000、オリフィスと床面の距離 $H=6D_0$ である。画像の時間間隔は 0.13 秒である。

壁に衝突する直前の(a)では、平面写真に規則的な正七角形のパターンが認められる。衝突の瞬間(b)では、側面写真に渦輪の進行方向への圧縮と半径方向への拡大が見られるが、平面写真から分かるように、周方向パターンには変化が見られない。衝突直後の(c)では、周方向パターンに節が現れ（図中 a）、同時に側面写真に鍵状の腕のようなものが現れる（図中 b）。この形は、Yamada ら[18]や Walker ら[19]のスケッチ（図 2-2(b),(c)）と類似している。(d)では側面写真で、渦輪が壁面から跳ね上がるリバウンド現象がみられ、平面写真では節の部分が内側に伸びているのが分かる。その内側に伸びる節の先の部分には、縦渦と見られる一対の小さな円状の部分がある（図中 c）。(e)では、これらがさらに成長し崩壊に近づいている。これらの衝突過程において周方向波数(この場合は 7)は変わらない。

以上のような挙動は、2.2.2 項で述べた Yamada ら[18]、Walker ら[19]および内藤ら[20]の観察結果と定性的に一致する結果である。平板に衝突する渦輪には周方向に規則性を持った特徴的なパターンが表れること、また、三次元的な構造をしていることが確認された。

この構造は、自由渦輪が潜在的に持っている周方向の不安定性の延長上にあるものと考えられる。本実験でも、初期レイノルズ数が小さく、周方向に変形が見られないような渦輪を平板に衝突させたところ、渦輪は半径方向に拡大するのみで、周方向に規則的な変形は見られなかった。つまり、渦輪が平板に衝突し崩壊する過程では、渦輪が衝突前に持つ周方向の不安定性が重要な役割を持っていると言える。

2.4.2. 渦輪の諸特性

前項で述べたような、周方向の不規則性は、速度場にも影響することが考えられるため、この不規則性についてよく調べる必要がある。そこで、この周方向の不規則性は、波状変形の波数として現れることから、波数が何によって決まるのかという疑問が生じる。

この波数については、2.2.1 項で述べたように、初期レイノルズ数 Re_0 の増加とともに波数は増加するという報告[15][16]と、発生からの距離が離れるにしたがって波数は減少するという報告[17]がある。しかし、実際のダウンバーストでは、渦輪の初期状態を特定することは不可能である、つまり初期レイノルズ数や発生してからの距離の情報は得ることができない。したがって、これらの従来研究のパラメータを用いて波数を予測することは実際のダウンバーストではできない。

そこで、式(2-3)に示したように、発生後のある位置における渦輪の進行速度と直径から定義した局所レイノルズ数によって波数が予測できないか調べた。

局所レイノルズ数は、前述のように、次式で定義される。

$$Re_{(z)} = \frac{D_{(z)}U_{(z)}}{\nu} \quad (2-3)$$

ここで、 $D_{(z)}$ 、 $U_{(z)}$ は渦輪発生からの距離に応じた渦輪の直径および進行速度、 ν は動粘性係数である。 ν は発生時から変化しない。したがって、局所レイノルズ数を見積もるためには、局所の渦輪の進行速度および直径を求める必要がある。

(1) 渦輪の進行速度

図 2-11 に渦輪の進行速度とオリフィスからの距離の関係を示す。渦輪の進行速度は発生点からの距離が離れるにしたがって減少することが分かる。また、初期レイノルズ数の増加に合わせて、進行速度も一様に増加することが分かる。

(2) 渦輪の直径

図 2-12 は渦輪の直径とオリフィスからの距離の関係を示している。距離とともに直径は大きくなっていく傾向が見られる。また、同図で初期の渦輪の直径が、オリフィスの直径 D_0 よりも小さく、オリフィス直径の約 0.4~0.6 倍となっているのは、オリフィスから煙が噴出される際の縮流の影響であると考えられる。

(3) 渦輪の循環

式 (2-1) を用いて、渦輪の進行速度 U 、渦輪の直径 D 、渦核の直径 d から循環を推定することができる。循環は渦輪の特性を示す重要なパラメータである。循環を用いて運動方程式を無次元化し、レイノルズ数を循環で定義している文献もある[21]。図 2-13 に、循環と発生点からの距離の関係を示す。循環は初期レイノルズ数の増加とともに一様に増加し、発生点からの距離の増加とともに減少することが分かる。

(4) 局所レイノルズ数

渦輪の直径と進行速度は、発生からの距離に応じて変化するが、その変化は反対の傾向を示すことがわかった。式 (2-4) に従って、局所レイノルズ数を計算した。局所レイノルズ数とオリフィスからの距離の関係を図 2-14 に示す。すべての初期レイノルズ数において、局所レイノルズ数はオリフィスから離れるに従って減少することがわかる。このことは、局所レイノルズ数の定義から考えると、渦輪直径の変化よりも、渦輪進行速度の変化のほうが支配的であることを示している。

(5) 波数

渦輪の波数について、他の研究との比較を行う。まず、初期レイノルズ数と波数との関係について、Liess ら[15]や Maxworthy[16]の結果と比較したものを図 2-15 に示す。本研究結果の波数は、 $H = 4D_0$ の位置での波数を用いている。これは、本実験で渦輪が完全に形成される位置である。彼らは、作動流体に水を用いた実験を行っており、ノズルから水を噴出することにより渦輪を発生させている。なお、彼らのデータは、ピストン平均速度を代表速度としたレイノルズ数で整理されている。図 2-15 から、初期レイノルズ数の増加とともに、波数は増加する傾向があることがわかる。本研究の初期レイノルズ数は、彼らよりも低い領域であるが、彼らは波数がゼロとなる初期レイノルズ数については言及していない。本研究では、初期レイノルズ数 450 では波状変形は観察されなかった。また、同じ初期レイノルズ数に対して波数は本研究の方が大きい。これは、先程述べたように、レイノルズ数の定義の違いが原因であると考えられる。渦輪進行速度を表した図 2-11 より、オリフィス出口直後の渦輪の進行速度をグラフから予測し、それを用いて初期レイノルズ数を見積もった場合を図中○でプロットした。このシフトしたプロットで比較すると、彼らの結果に近づく傾向がある。

次に、発生点から距離と波数の関係について、内藤ら[17]の結果と比較したものを図 2-16 に示す。同じ初期レイノルズ数の渦輪をみると、発生点からの距離

が増えるにしたがって不安定波数は単調に減少していくことが分かる。彼らは、初期レイノルズ数が 2600 の渦輪に関して実験的に観察しているが、本実験の結果と同様の傾向を示している。同じ発生点からの距離で比べれば、初期レイノルズ数が増加するほど波数も増加する傾向があることが確認できる。

以上のように、本研究の渦輪の波数は、従来の研究である Liess ら[15]や Maxworthy[16]および内藤ら[17]と同様の傾向を示していると言える。

(6) 局所レイノルズ数と波数の関係

この波数について、本実験で求めた局所レイノルズ数との関係を図 2-17 に示す。局所レイノルズ数が増加すると不安定波数も増加する。一つの局所レイノルズ数について波数バラツキが大きいものの、全体的に見れば局所レイノルズ数の増加にしたがって、波数も増加する傾向があることがわかる。

(7) 臨界レイノルズ数

図 2-15 で示したように、初期レイノルズ数 450 では、波状変形は観察されなかった。また、図 2-17 に示したように、局所レイノルズ数が 500 では波状変形が観察されているが、300 以下では波状変形は発生しなかった。図 2-16 の初期レイノルズ数 $Re_0=800$ のプロットを見ると、波数は $H=12D_0$ でゼロになっていて、初め存在していた不安定性が消滅している。初期レイノルズ数 450 の場合の、オリフィスから発生した直後は不安定性があったものが、 $H=4D_0$ では消滅したものと推測される。つまり、いったん発生した不安定性が下流へ行くにつれ、局所レイノルズ数が低下することによって安定化し波数が消滅したと考えられ、この臨界局所レイノルズ数が 300 であると言える。

2.4.3. 渦核の軌跡

図 2-18 に地面に衝突する渦輪の地面に垂直な断面 (r - z 断面) での可視化写真を示す。初期レイノルズ数 Re_0 は 800 で、発生点 (オリフィス) からの距離は $6D_0$ である。局所レイノルズ数 Re は 600 である。左図 (a) は渦輪発生器内にだけ煙を充填して渦輪のみを可視化したもので、周囲流体は透明である。これに対して右図 (b) は全体に煙を充填し、渦輪とその周囲の流れを可視化したものである。内藤ら[20]は、一対の白い円形の領域は、渦核とその周りを回転する渦なし流の一部で、渦輪と共に移動する循環領域全体を表していると述べている。写真下部に見られる水平の白い線は地面板であり、渦輪は上から下に向かって進行し、地面に衝突する。白い煙の外縁は何を表しているのかは明確ではないが、便宜的にこの白黒の境界で衝突の瞬間を定義した。時間 t^* は衝突の瞬間か

らの経過時間を示しており、 D_0/U_0 で無次元化したものである。衝突前後の一連の過程を $\Delta t^*=1.02$ 間隔で示している。後述する速度場の PIV 測定の場合では、衝突の瞬間を最大速度 (r - z 面内の速度の絶対値の最大値) が測定される時刻で定義するが、PIV の元画像から判断すると、前者と後者の定義による衝突の瞬間はほぼ一致する。また、白い円形の領域の中にある黒い部分は、渦核の中心領域であると考えられる。渦輪発生の際、オリフィスエッジから渦輪発生器内の煙とともにせん断層が巻き上がり渦核を形成する時に、オリフィス出口付近の煙を含まない周囲流体を巻き込むことで、この黒い部分が形成されたと推測される。これは、煙による渦輪の可視化実験を行っている他の研究結果[18][19]でも同様に見られるが、渦核の中心に煙が混入されない理由は説明されていない。

自己誘起速度により進行してきた渦輪 (図 2-18 の $t^*=-1.02$) は、地面に衝突し半径方向に拡大する (図 2-18 の $t^*=0$)。図 2-18 (a) の $t^*=1.02, 2.04$ では、渦に回り込むように突起状のパターン(図中*1)が見られるが、これは渦輪によって誘起された壁面境界層が剥離してできた二次渦輪であると思われる[18][19]。これは、図 2-10 の可視化写真でも見られた突起 (図 2-18(b)) とも対応している。図 2-18 (a) では渦輪生成時に渦核に取り込まれた煙のみが見えているため、渦輪により周囲に誘起される流れ場の様子はあられていない。一方、右図では、全体を可視化したことにより、渦輪によって誘起され、渦に巻き込まれる流れ場の様子が示されている。特に、渦輪により渦輪中心付近に強い下降風が形成されていることが推測される(図中*2)。実際のマイクロバーストにおいて、渦輪によって下降風が強められるという報告[8]があるが、このことはそれを裏付けている。

図 2-19 に可視化画像から求めた渦核中心の軌跡を示す。地面からの高さ $z/R_0 > 0.94$ では、渦核は地面に直角に直線的に進行する。衝突の直前から、地面の影響によって、半径方向外側に徐々に移動し始める。そして、衝突後は急激に外側に拡大し、一時地面から離れるリバウンドが見られる (図中 a)。 $t^*=0.77 \sim 1.54$ (図中 b) では、リバウンドした位置にとどまり、その後、徐々に下降するが、半径位置はほとんど変化しない。

さらに、図 2-20 には、Yamada ら[18]、Walker ら[19]、Orlandi ら[21]による衝突渦輪の実験および数値解析結果と本実験の結果が比較されている。パラメータとして、Walker らと Orlandi らでは初期レイノルズ数が用いられており、本実験の初期レイノルズ数と同オーダーである。一方、Yamada らは地面の位置での渦輪の直径と進行速度を用いた局所レイノルズ数を用いている。本研究の場合の局所レイノルズ数は 600 であり、Yamada らは 480 である。これらを比較すると、初期の下降から半径方向への転向やリバウンドの発生、その後の停滞の様子など、いずれも 3 者は定性的に一致している。彼らの報告には、主渦輪によ

って誘起される二次渦輪の軌跡も示されており、それらの相互作用の結果として、主渦輪のリバウンドが起こることが説明されている。本実験でもリバウンドが起こっていることから、二次渦輪は発生しているものと推定できる。

実際のダウンバーストでは、渦核の軌跡そのものは観察されていない。しかし、本実験で見られた、渦核のリバウンドや、リバウンド後の滞留は実際には見られない。実際のダウンバーストでは地面への衝突後は、重力流により半径方向外側に移動し続ける。これについては、第3章で述べる。

2.5. 衝突渦輪の速度場

2.5.1. 床面上に誘起される水平面内の速度場

図 2-21 に初期レイノルズ数 1150 の時の、 $H=6D_0$ に設置した平板に衝突する渦輪の地面板上の速度ベクトルの時間変化を示す。局所レイノルズ数は 980 である。地面板面上に平行に設置した厚さ 5mm のシート光による画像から得られたものである。z 方向速度が最大となる時刻を衝突の瞬間と定義し、衝突の瞬間から渦輪がほぼ崩壊するまでを示した。この衝突の定義は 2.4 節で述べた定義と異なる。速度ベクトル図の左下に示した上向きのベクトルは、衝突直前での渦輪の進行速度 U の大きさを示す。また、時間 t^* は衝突の瞬間からの経過時間を示しており、 D_0/U_0 で無次元化した。

速度場の様子は時間的に次の三段階に分類できる。初期段階 ($t^* < 4.29$) では放射状流が支配的で、例えば図 2-21 の $t^*=1.43$ に顕著に見られるように、渦輪の中心付近には中心方向を向くベクトル群、外周部分には外向きのベクトル群、そして、その間に空白の領域がある。中期段階 ($4.29 \leq t^* < 7.15$) では周方向にベクトル群の歪みが生じて非軸対称性が顕著になる。そして後期段階 ($t^* \geq 7.15$) では全体的に速度が減少し、渦輪は崩壊過程をたどる。

Orlandi ら[21]は初期レイノルズ数が 1250 の渦輪の平板への衝突について、渦輪の波状変形を考慮した三次元非軸対称の DNS を行っている。その結果では、 $t^* \approx 6$ 付近から周方向変形があらわれ、 $t^* \approx 12$ 付近から崩壊が始まっている。これらの結果は本実験の結果と定性的に一致している。彼らの DNS では、非軸対称となる段階で、中心付近の二次渦輪は垂直方向にも波状変形し、ヘアピン渦のような z 方向の渦度を持つ垂直方向の構造ができることを示している。本実験でも、図 2-21 の $t^*=4.29$ 以降に見られるように、渦輪の内側でベクトル群の歪みが大きくなっており、図 2-10 (d) の可視化写真で典型的に見られた内側に向かって伸びる節の部分に対応している。しかし、Orlandi らは、二次渦輪にあらわれる波状変形の波数は主渦輪の波数よりも大きくなるとしているが、本実験では図 2-10 の可視化画像からもわかるように、波数に関しては主渦輪と二次渦輪の不安定波数は等しく、彼らの結果と異なっている。

上述の初期段階における速度ベクトル場の特徴について考察するために、図 2-22 に衝突直後の地面に垂直な断面内での主渦輪 (P) と二次渦輪 (S) の位置関係を可視化画像と模式図を示す。可視化画像は $t^*=1.43$ 、局所レイノルズ数 980 で速度場計測と同じである。主渦輪によって誘起される境界層が剥離し、壁

面上に主渦輪とは反対の渦度を持つ二次渦輪を作り、これが主渦輪の外周をまわり再び壁面に接近する時、主渦輪と二次渦輪の境界付近では、壁面に向かって吹き降ろす速度域が形成される。その結果、主渦輪による半径方向外向き流、二次渦輪による半径方向内向き流、および吹き降ろしによるベクトルの空白領域があらわれたものと考えられる。

次に、衝突後の地面上の速度の時間変化について述べる。初期から後期に至る一連の段階で、平板面内の最大風速は衝突の瞬間に観測され、その大きさは、衝突前の渦輪進行速度の 30%程度であった。図 2-23 は速度の絶対値の空間平均値

$$V_m = \frac{\iint \sqrt{V_r^2 + V_\theta^2} dr d\theta}{A} \quad (2-6)$$

を、時間に対してプロットしたものである。ただし、 A は測定領域の面積である。一連の段階を通して衝突の瞬間が $V_m=0.086U_0$ で最大となる。初期段階 ($t^* < 4.29$) で一度上昇傾向が見られるが、初期段階の終わりには衝突時の 60%程度まで減少する。中期段階 ($4.29 \leq t^* < 7.15$) では、なだらかに速度は増加する。増加量は小さく、衝突時の最大速度の 5%程度である。後期段階 ($t^* \geq 7.15$) では再び減少傾向になり、一様に減少する。衝突後 $t^*=11$ の段階で衝突時の 40%程度にまで減少する。

初期段階で見られる二つのピークは、前述の二次渦輪が主渦輪の外周をまわり再び壁面に接近する時期と一致している。二次渦輪による半径方向内向き流れの影響があらわれたものと考えられる。また、中期段階での増加は、二次渦輪の変形により渦輪の中心付近に現れるベクトル群の影響であると考えられる。

2.5.2. 鉛直子午面内の速度場

図 2-24 に衝突渦輪の鉛直子午面内の速度ベクトルの時間変化を示す。初期レイノルズ数 $Re_0=800$ で、地面はオリフィスからの距離 $H=600D_0$ に設置されている。したがって局所レイノルズ数 $Re=600$ 程度である。流れ場全体に煙を充填しており、渦輪だけでなく、渦輪によって誘起される周囲全体の速度場が計測されている。右下に示した上向きの矢印の長さは、渦輪の初期進行速度 U_0 の大きさを表している。z 方向速度の最大値が測定された時刻を衝突の瞬間と定義し、衝突の瞬間から渦輪がほぼ崩壊するまでを示した。この定義による衝突の時刻は可視化画像 (図 2-8) から求めた時刻とほぼ一致している。

$t^*=0.00$ では、互いに反転する一対の渦があるのがわかり、これは渦輪に対応

している。中心軸付近には渦輪から離れた位置でも下降流が見られる。これは、渦輪の通過によって誘起された速度場、すなわち渦輪の後流である。また、渦輪の上部では、周囲の流体が渦に取り込まれている様子がわかる。渦輪から離れた、 $r/D_0 > 1$ の領域では少なくとも $t^* = 10.0$ までの時間帯ではまだ流れは誘起されていない。最大速度は衝突時に観測され、子午面内の速度ベクトルの大きさの最大値は渦輪の初期進行速度 U_0 の 30% 程度であった。これは、前項で述べた地面上の速度場の場合と同程度である。渦輪が上下対称でなくなり渦輪と地面に挟まれた領域で特に強い発散風が観察される。 $t^* = 2.56$ では、衝突時よりは弱まっているが、まだ下降風が存在しており、渦もはっきりと認識できる。 $t^* = 5.12$ では、渦が崩れてきている様子がわかる。そして、 $t^* = 10.0$ ではすでに下降風は認められず、渦の部分でのみ速度が残っている。大気中のダウンバーストとの比較は、第 4 章で詳しく述べるが、Wilson ら[6]のドップラーレーダーによるダウンバースト鉛直断面の風速場の観測データには、互いに反転する一対の循環流が示されており、衝突時の渦輪中心軸付近の下降流や周囲流体が循環領域に取り込まれる様子など、大気中で観測される実際のダウンバーストと大規模な流れ場の構造は定性的に類似していると言える。

次に、図 2-21 や図 2-24 に見られたように、衝突後、時間が経過するにつれて渦輪は減衰している。この点を定量的に評価するために、測定した速度場から全体の循環を求めた。線積分は $0 \leq r \leq 1.5D_0$, $0 \leq z \leq 2.0D_0$ の長方形領域の外周上で行った。地面上ではすべりなし条件を考慮して速度はゼロとした。図 2-25 に循環の時間変化を示す。図には Orlandi[21]の DNS の結果を実線で示しているが、本実験の結果と良く一致している。

一般に、自由空間における単独の渦輪について、粘性を考慮した循環の時間変化は次のような式であらわすことができる、

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_{t^*=0}} = 1 - \exp\left(\frac{-C \text{Re}_0}{t^*}\right) \quad (2-7)$$

ここで、 C は定数である[23]。図 2-25 において、循環が減少しはじめる時刻を t_c^* とする。式 (2-7) の t^* を $(t^* - t_c^*)$ に置き換えると、図 2-25 の循環の値は式 (2-7) にあてはめることができる。本実験では $C = 1.35 \times 10^{-3}$ 、Orlandi ら[21]の DNS では $C = 1.11 \times 10^{-3}$ となる。このように、壁に衝突する渦輪の場合でも式 (2-7) を用いて循環の変化を予想できることがわかる。式 (2-7) は、自由空間を進行する渦輪が周囲流体とのせん断によって減衰することを意味している。地面に衝突する渦輪の場合は、周囲流体とのせん断に加えて、地面との境界層によるせん断が減衰に寄与している。この効果は、周囲流体とのせん断による効果よりも大きいと考えられ、式 (2-7) における係数 C の大小として評価できることを示している。衝突初期($t^* < 1.3$)で、循環が変化しない時期があるが、これは壁面境

界層の効果がまだ小さく、周囲流体とのせん断による減衰効果のみが現れているため、見た目上変化がないように見えるだけであるとも推測できる。つまり、渦核の粘性による減衰に比べて、地面との摩擦による減衰が非常に大きいことを示している。ただし、これらのことを確認するには、衝突前の渦輪の循環の時間変化を求め、同様に式 (2-7) から係数 C を算出し、地面に衝突後の変化と比較する必要がある。しかし、本研究では衝突前は速度場計測がなされておらず、確認することはできなかった。

2.6. 結論

ダウンバーストの実験室モデルとして、円形オリフィスより発生させた渦輪の地面への衝突について実験を行った。

煙による可視化観察を行った結果、平板に衝突する渦輪には周方向に規則性を持った特徴的なパターンが表れること、また、三次元的な構造をしていることが確認された。Yamada ら[18]、Walker ら[19]および内藤ら[20]の従来知見と定性的に一致する結果である。

渦輪の諸特性について計測した結果、以下のことがわかった。

- 渦輪の進行速度は発生点からの距離が離れるにしたがって減少する。また、初期レイノルズ数の増加に合わせて、進行速度も一様に増加する。
- 渦輪の直径は、発生点からの距離とともに大きくなる。
- 循環は、発生点からの距離の増加とともに減少し、初期レイノルズ数の増加とともに増加する。
- 渦輪の進行速度と直径および動粘性係数から $D_{(z)}U_{(z)}/\nu$ で定義される局所レイノルズ数は、発生点から離れるにつれて減少する。
- 衝突渦輪に見られる周方向変形の波数は、初期レイノルズ数が増加すると波数も増加し、同じ初期レイノルズ数について見れば、発生点からの距離の増加とともに減少する。

局所レイノルズ数で整理すると、局所レイノルズ数の増加とともに波数は増加する傾向がある。一旦発生した不安定性は下流へ行くにつれ、局所レイノルズ数が低下することによって、いずれ安定化し波数は消滅する。この臨界値は局所レイノルズ数 $Re_{(z)}=300$ である。

渦核の軌跡について検討した結果、初期の下降から半径方向への転向やリバウンドの発生、その後の停滞の様子など、Yamada ら[18]、Walker ら[19]および内藤ら[20]結果と良く一致した。しかし、実際のダウンバーストでは、リバウンドや滞留は報告されておらず、このモデルでは考慮していない重力流の効果の影響を評価する必要があることがわかった。

また、濃度パターン相関法による PIV を用いて、地面板上の瞬時速度場を計測した。その結果、渦輪の衝突により誘起される二次渦輪の発達に伴う速度場の変化の様子が捉えられ、ベクトルが放射状に分布している初期段階、周方向にベクトル群の歪みが生じて非軸対称になる中期段階、そして、全体的に速度が減少する後期段階に分けられることがわかった。これは、Orlandi ら[21]の DNS

の結果と定性的に一致している。

さらに、同様に地面上の鉛直子午面内の瞬時速度場を計測した。渦輪とそれに誘起される流れ場全体の様子が捉えられた。衝突時の渦輪中心軸付近の下降流や周囲流体が循環領域に取り込まれる様子など、大気中で観測される実際のダウンバーストと大規模な流れ場の構造は定性的に類似していることがわかった。

また、渦輪が衝突する際の最大風速は、衝突の瞬間に観測され、その大きさは、渦輪が衝突する前の進行速度の 30%程度であることがわかった。

第2章 図表

表2-1 PIVシステム構成品の詳細

装置	製造者	製品名
ストロボコントローラー	ネクサス	SA-100A
キセノンランプハウス	ネクサス	LH1A-SA1m
ビームスプレッター	ネクサス	特注品
CCDカメラ	SONY	XC-75
カメラレンズ	Nikon	Micro-Nikkor 55mm F2.8s
フレームグラッバー	National Instruments	PCI-IMAQ-1408
同期信号発生器	ビクター	Dg-101

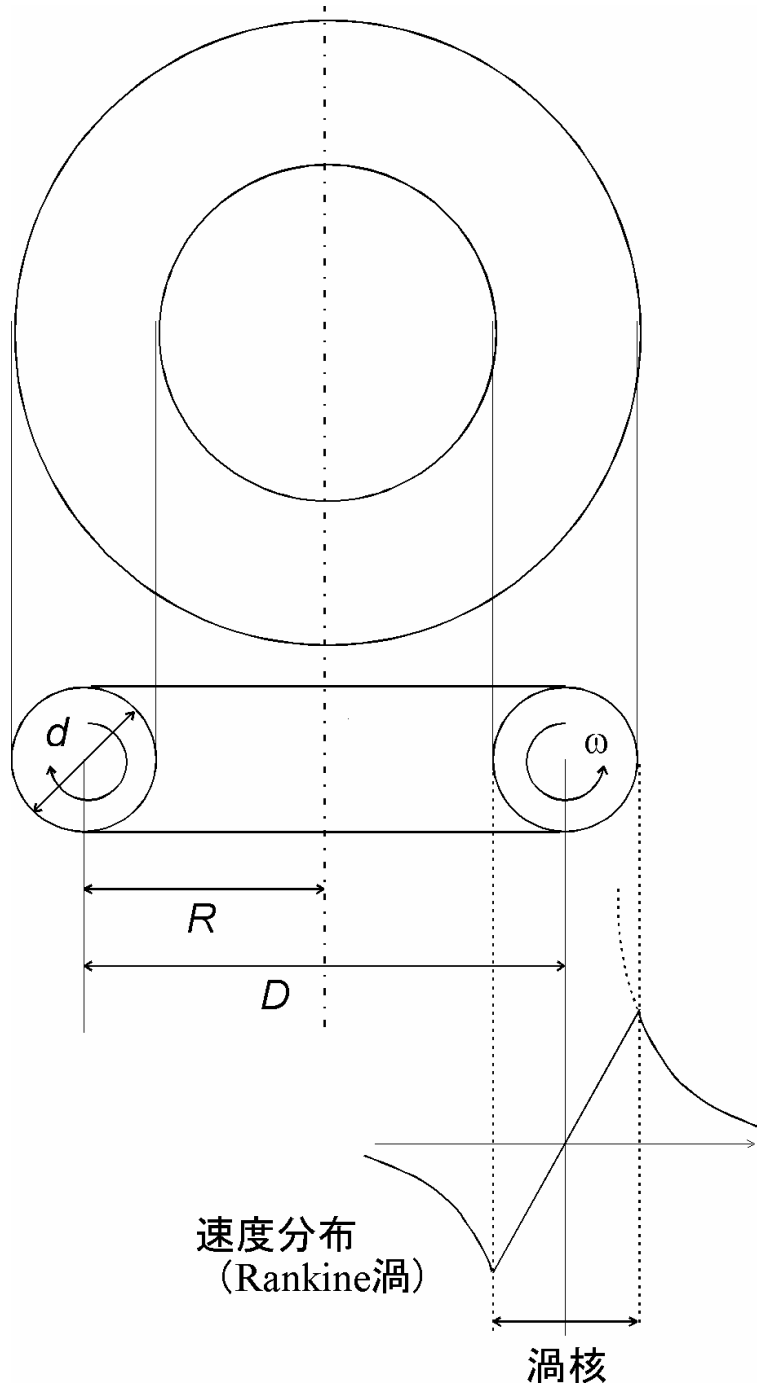


図 2 - 1 渦輪の構造。渦管の両端が円形につながった形状。断面は渦度 ω の渦核で構成される。渦核の外側は渦なしである。 D : 渦輪の直径、 R : 渦輪の半径、 d : 渦核の直径、 a : 渦核の半径。

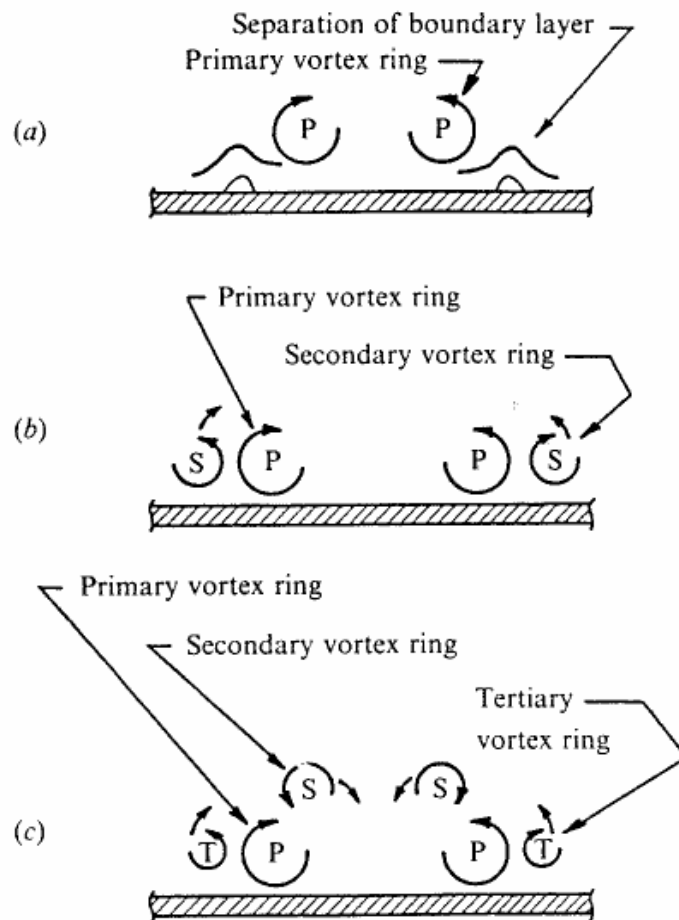


図 2 - 2 渦輪の壁面への衝突によって発生する誘起渦輪の概念図 Walker ら[19]より。P:主渦輪 (Primary vortex ring)、 S:二次渦輪 (Secondary vortex ring)、 T:三次渦輪 (Tertiary vortex ring)。

(a)主渦輪の接近に伴って壁面上に誘起された境界層が剥離する。(b)剥離した境界層が二次渦輪を形成。(c)二次渦輪は主渦輪の周りを回り込む。続けて、同様のメカニズムで三次渦輪が発生、移動する。

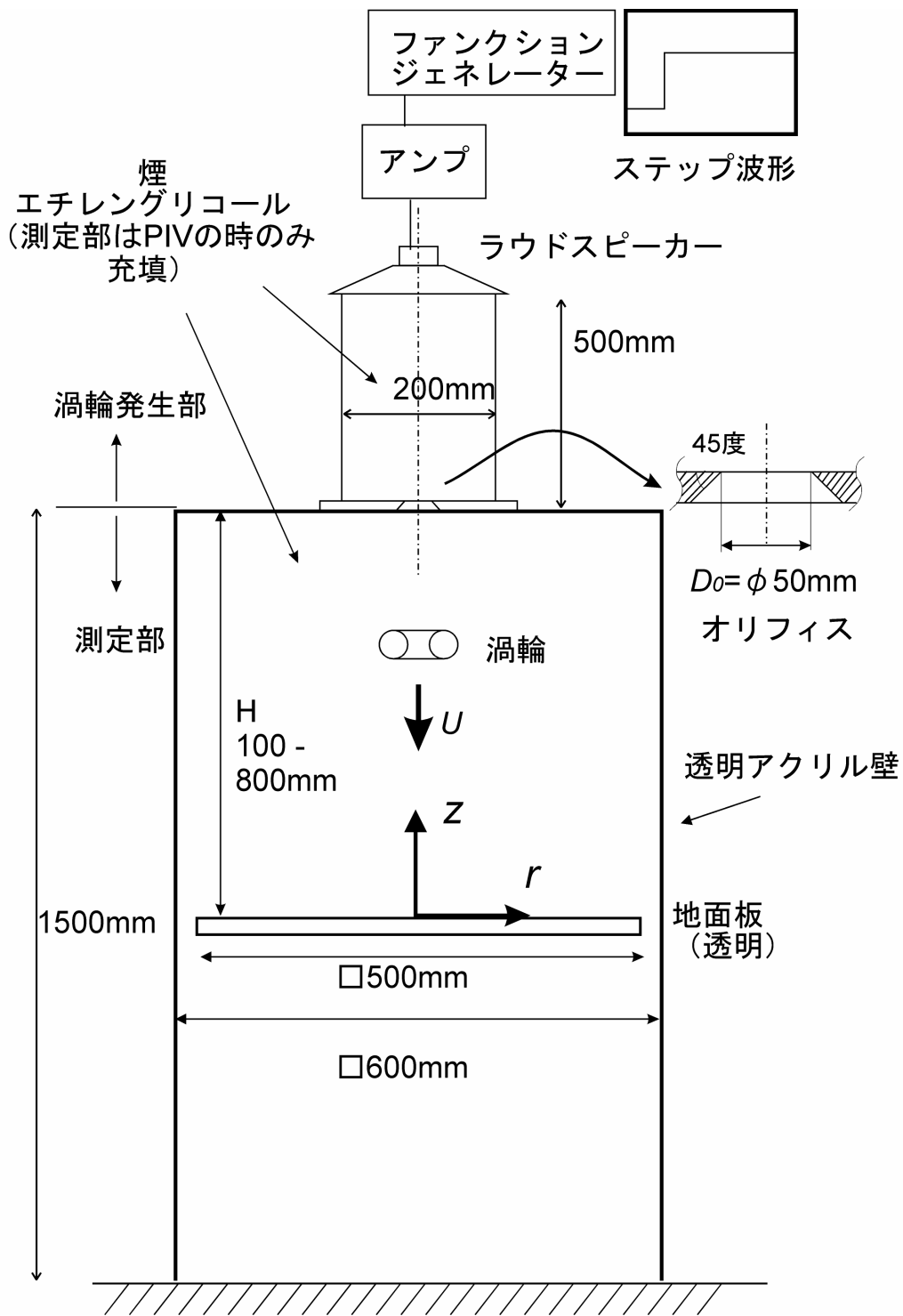


図 2 - 3 等密度渦輪モデル実験装置

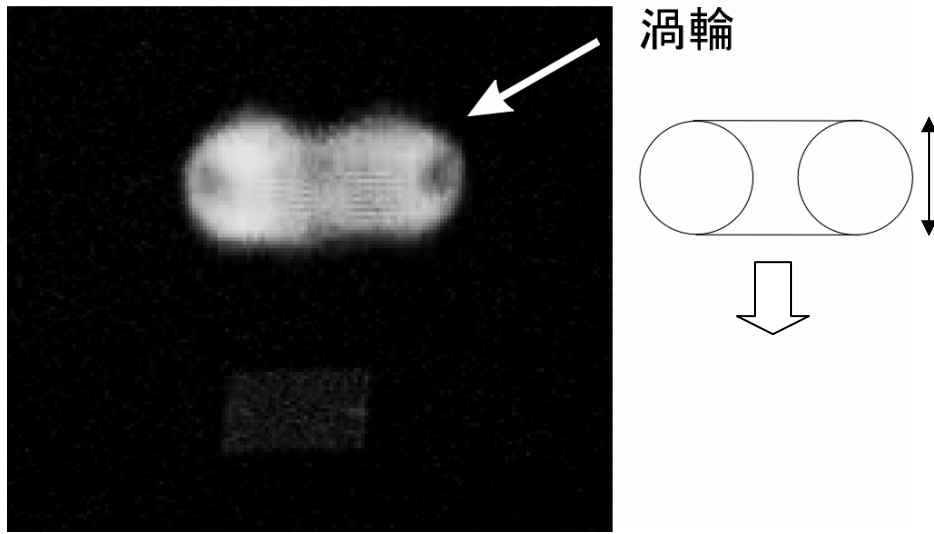


図 2 - 4 渦輪の側方写真

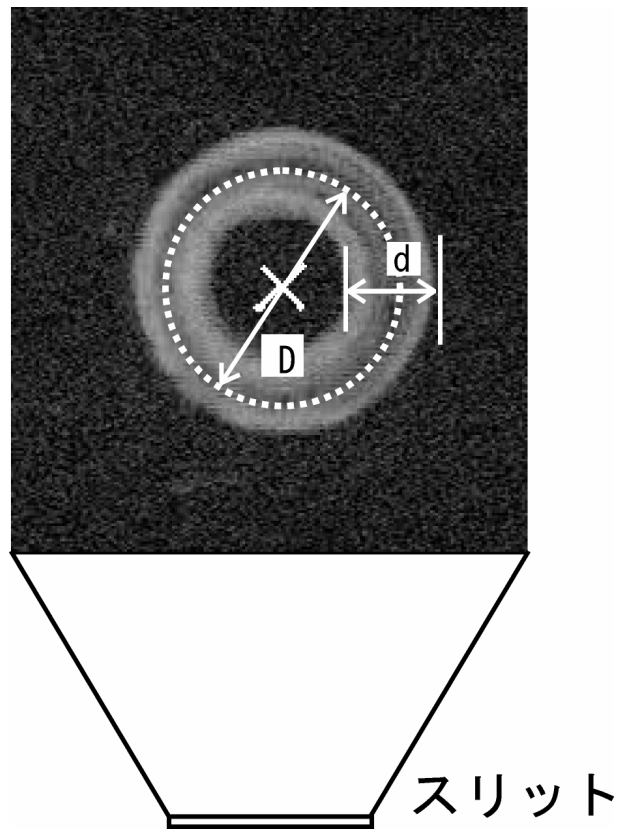


図 2-5 渦輪の水平断面写真、スリット光厚さ 5mm

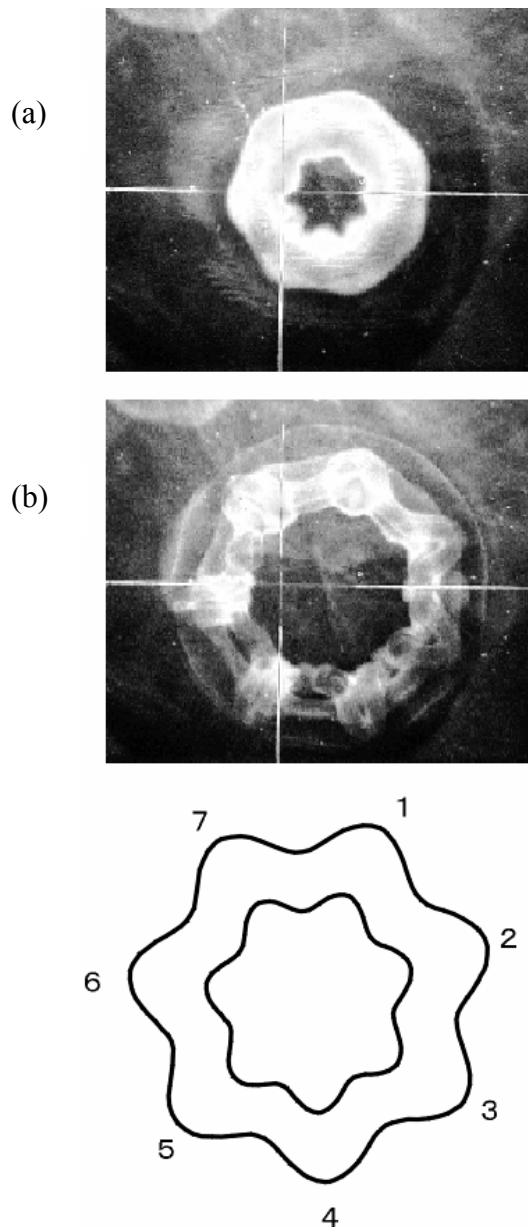


図 2 - 6 波数の測定方法、(a) 自由渦輪の周方向波状変形。(b)同じ条件での、壁面に衝突する渦輪の波状変形、波数 $n=7$ は同じ

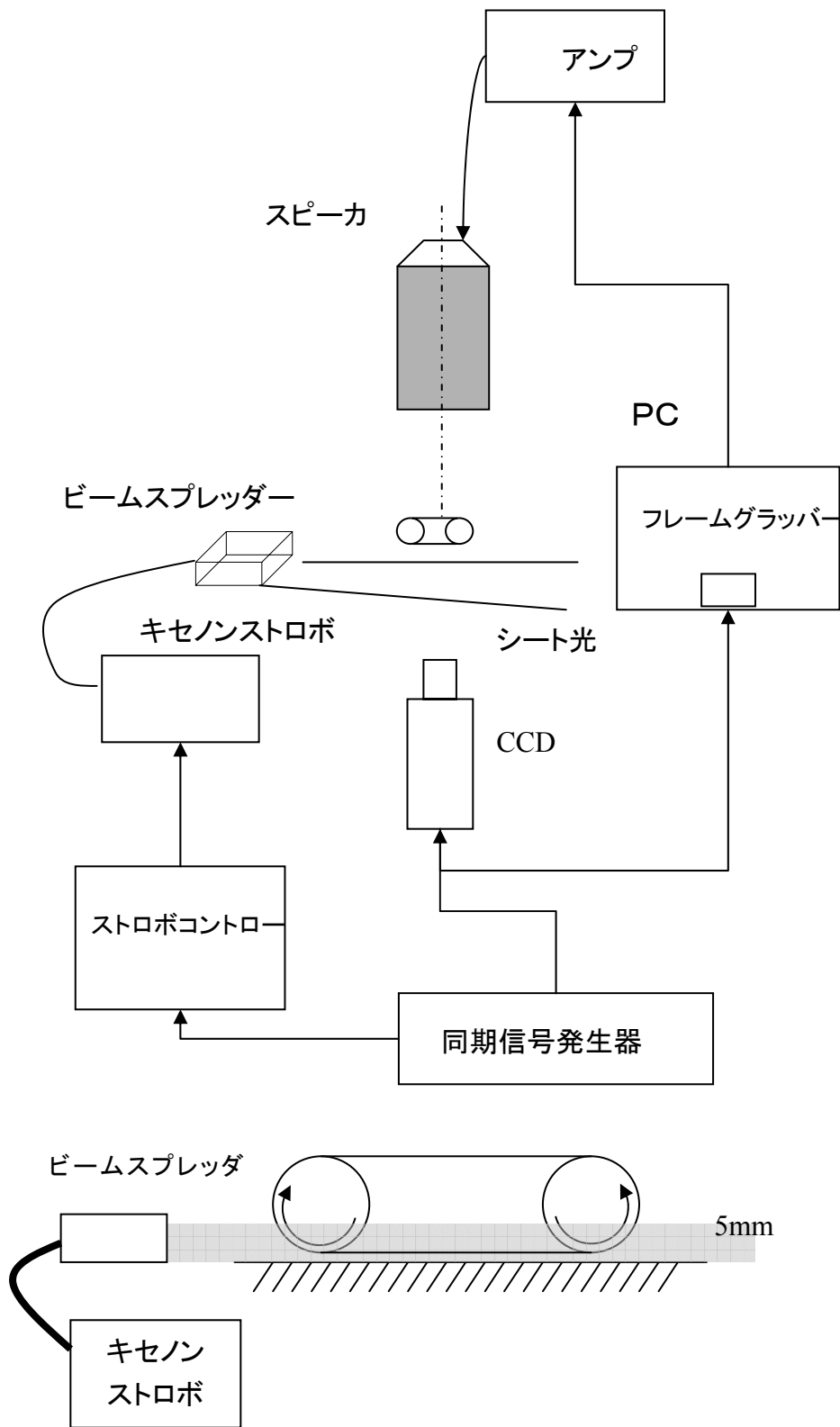


図 2-7 PIV システム概要、地面上の速度場計測の場合

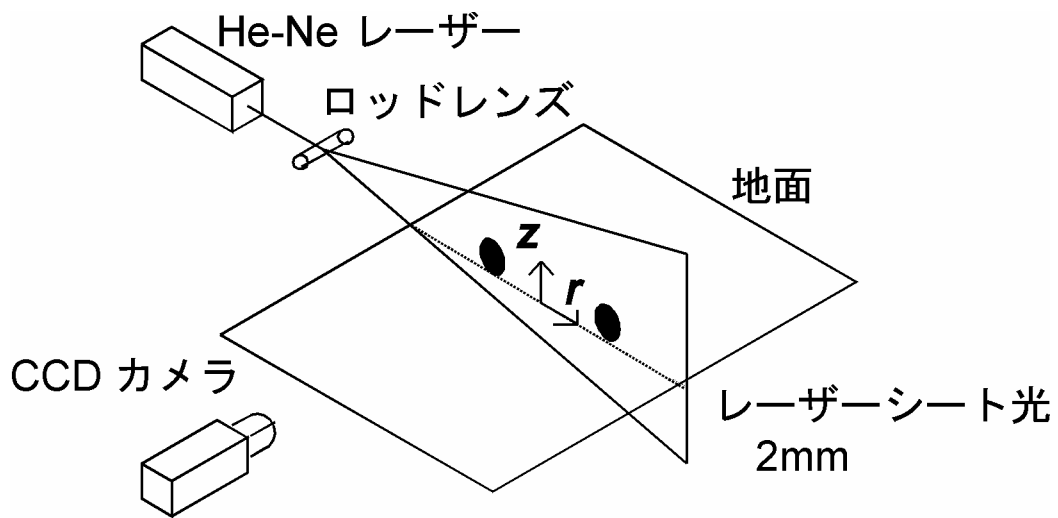


図 2-8 PIV システム概要。地面に垂直な面内の速度場計測の場合。地面上の速度場計測の場合と照明装置が異なる。その他のシステム構成は図 2-7 と同様。

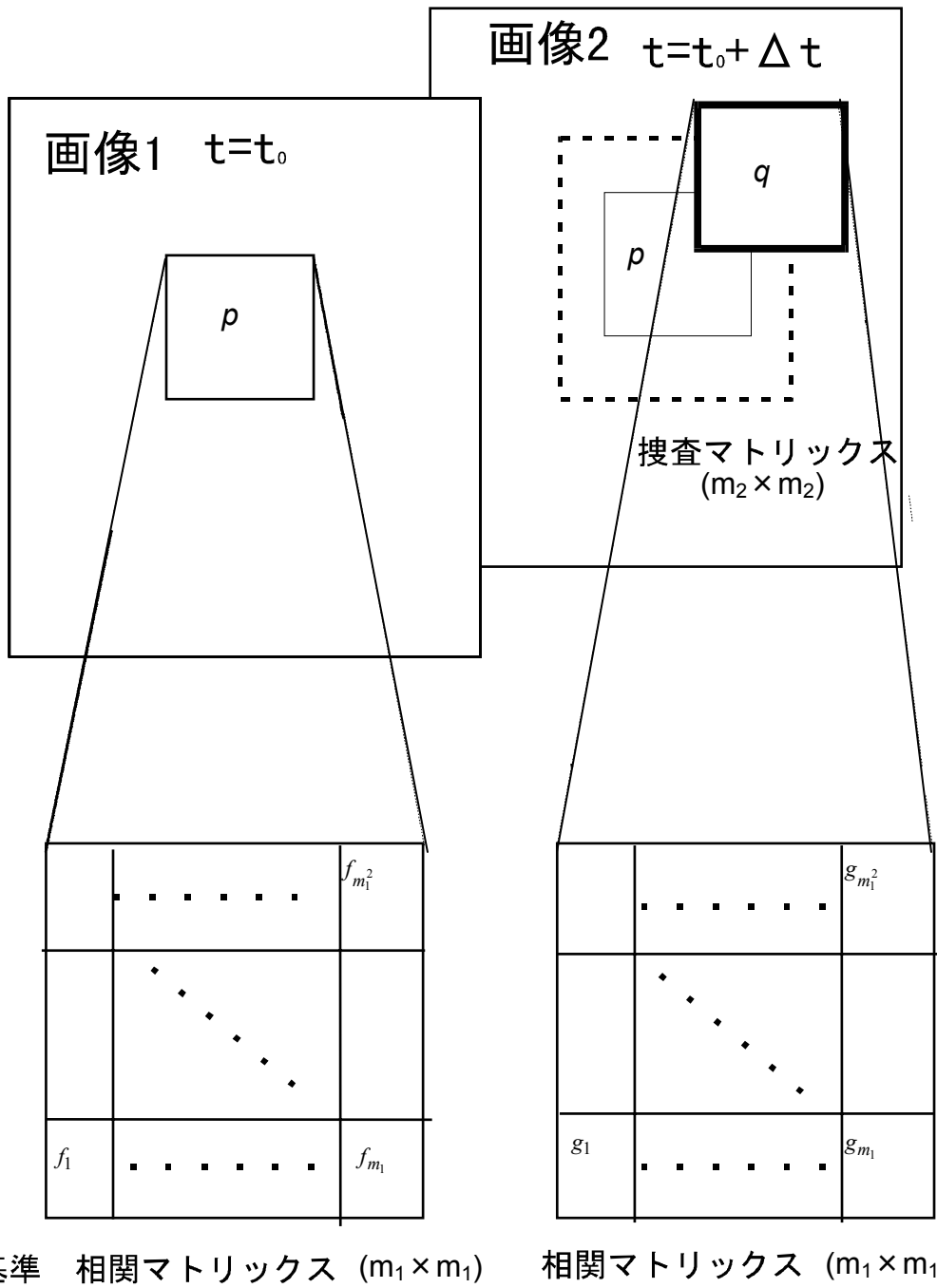


図 2-9 濃度パターン相関法

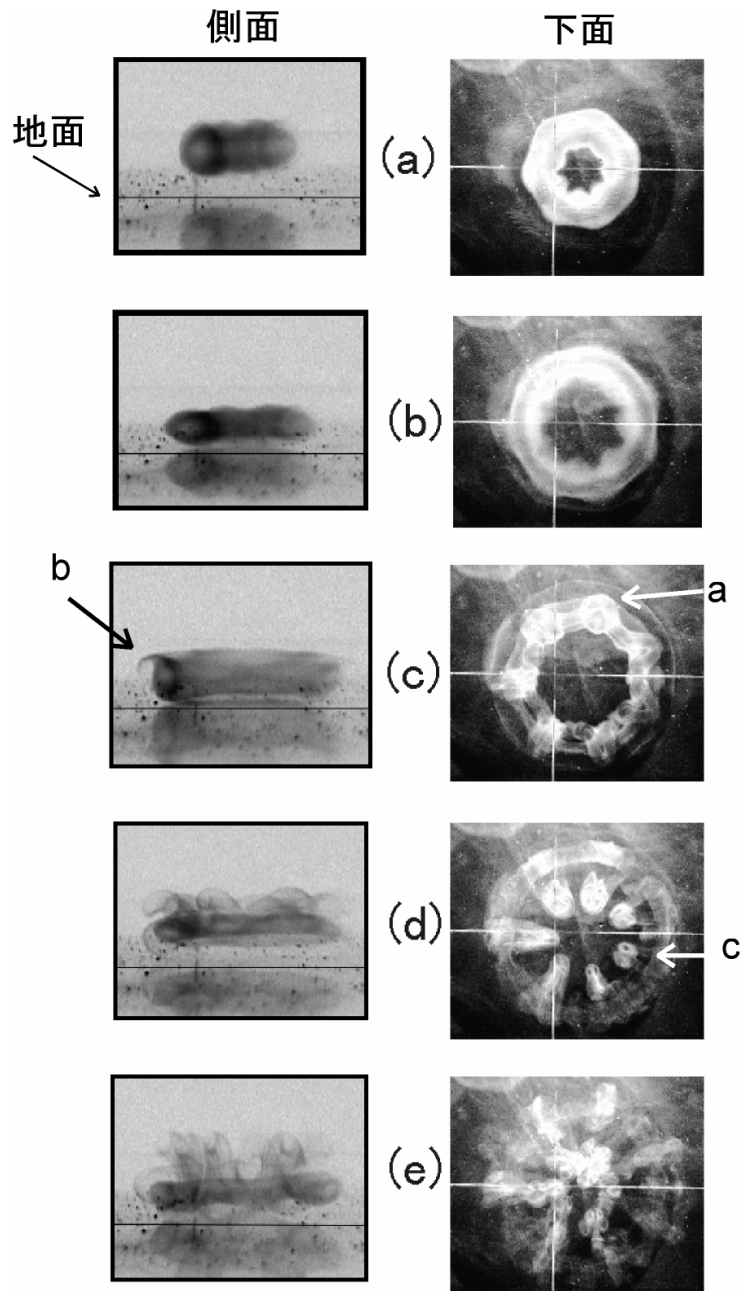


図 2 - 1 0 地面に衝突する渦輪の挙動、側面からと下面からの同時撮影、渦輪の初期レイノルズ数 $Re_0=1000$ 、オリフィスから地面までの距離 $H=6D_0$ 、各画像の時間間隔は 0.13 s

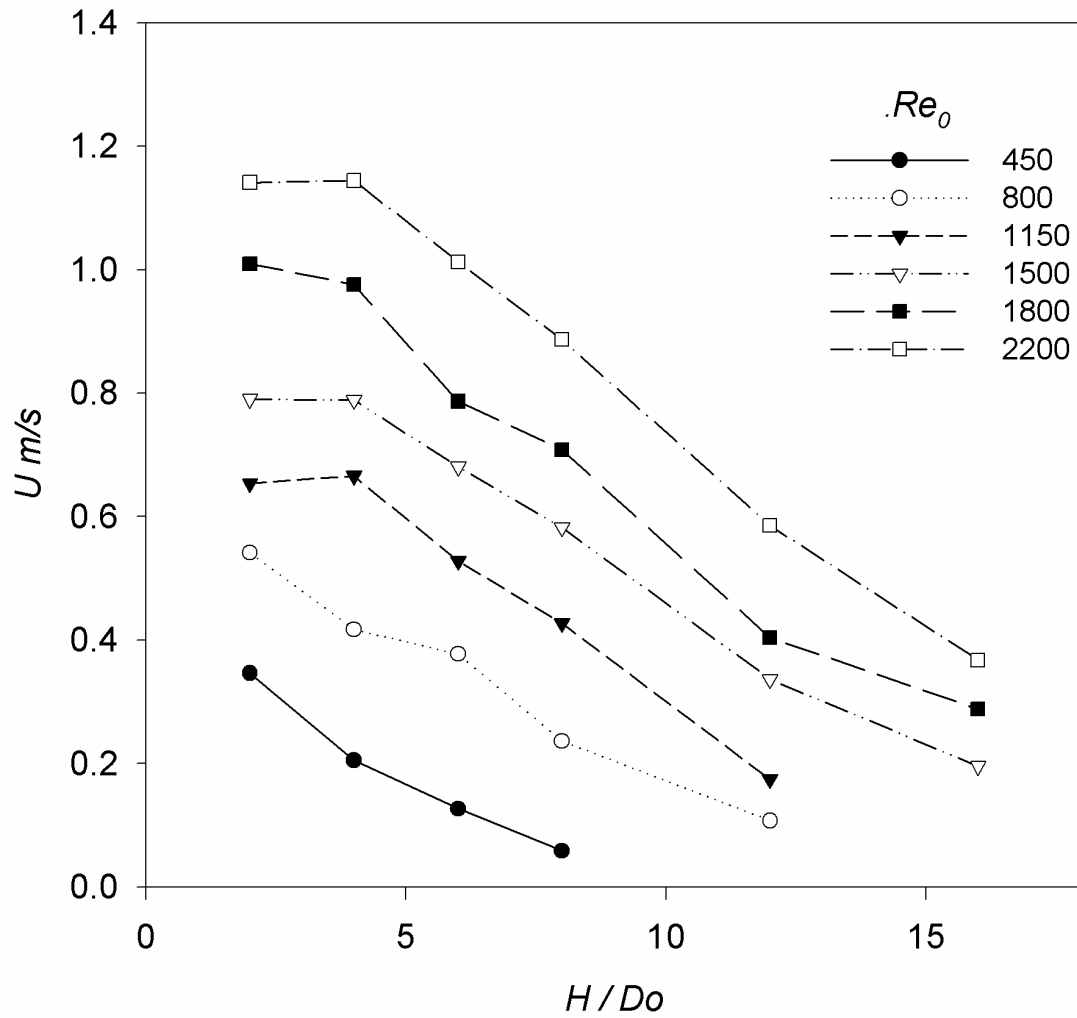


図 2-11 渦輪進行速度と発生点からの距離の関係。

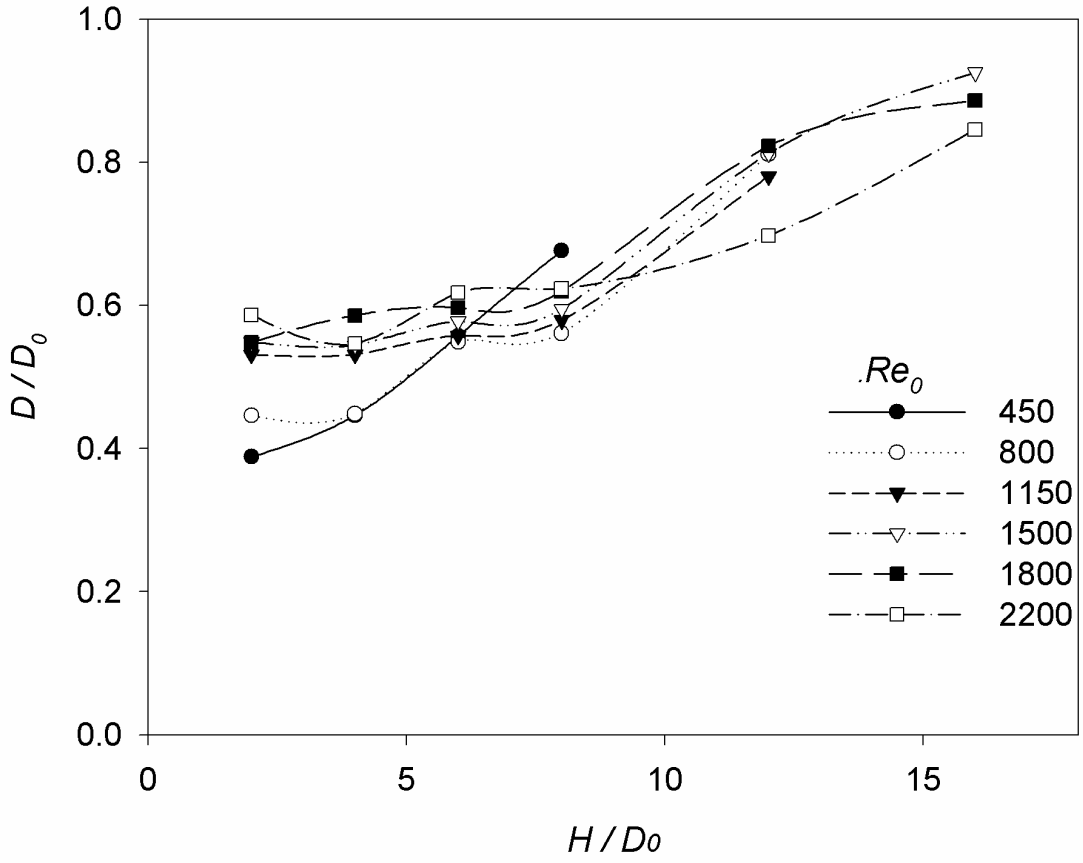


図 2-12 渦輪直径と発生点からの距離の関係

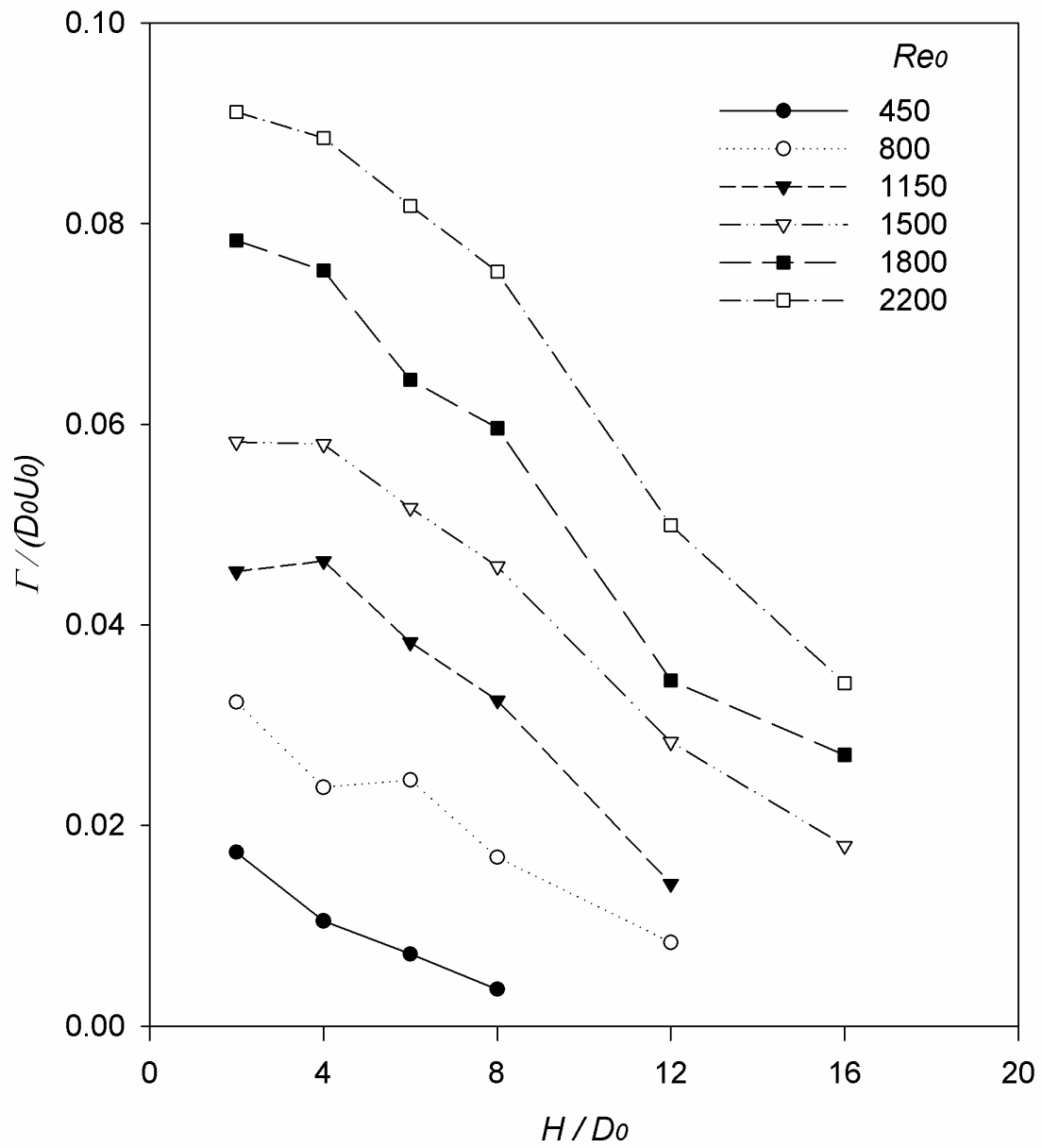


図 2-13 循環と発生点からの距離の関係

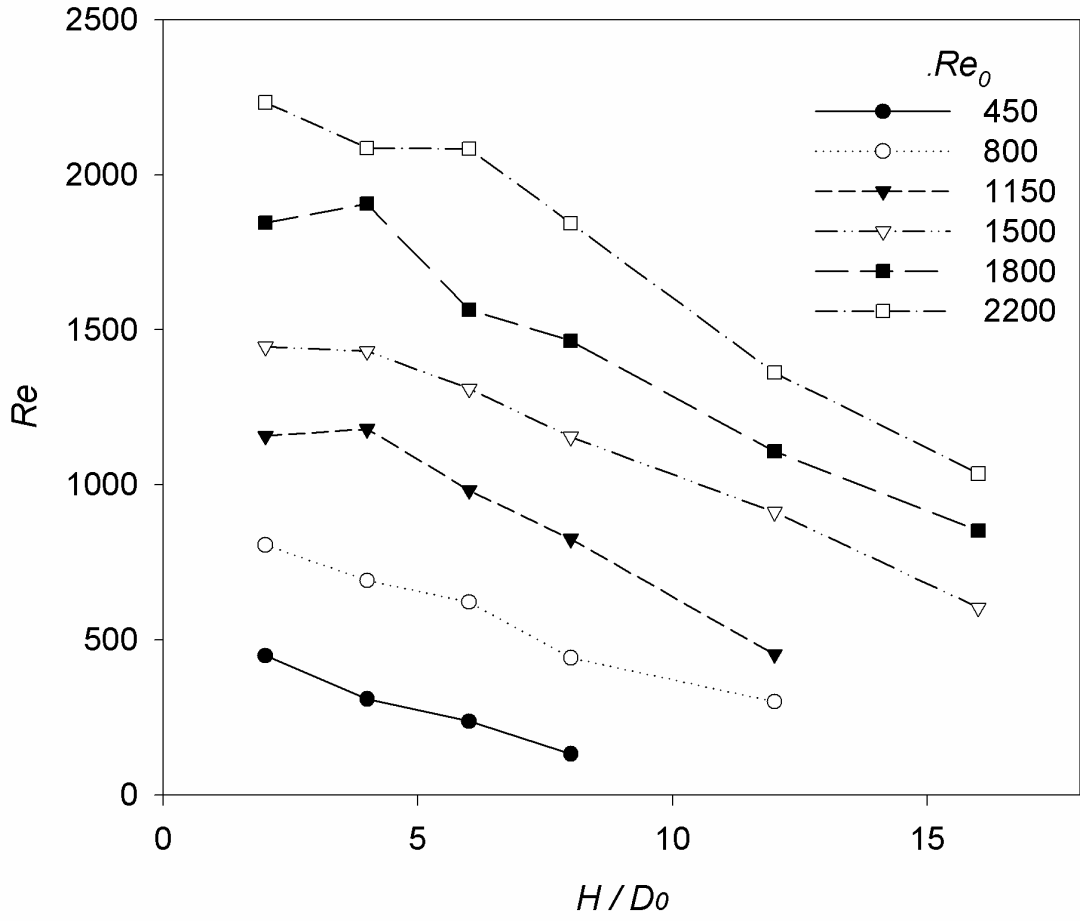


図 2-14 局所レイノルズ数と発生点からの距離の関係

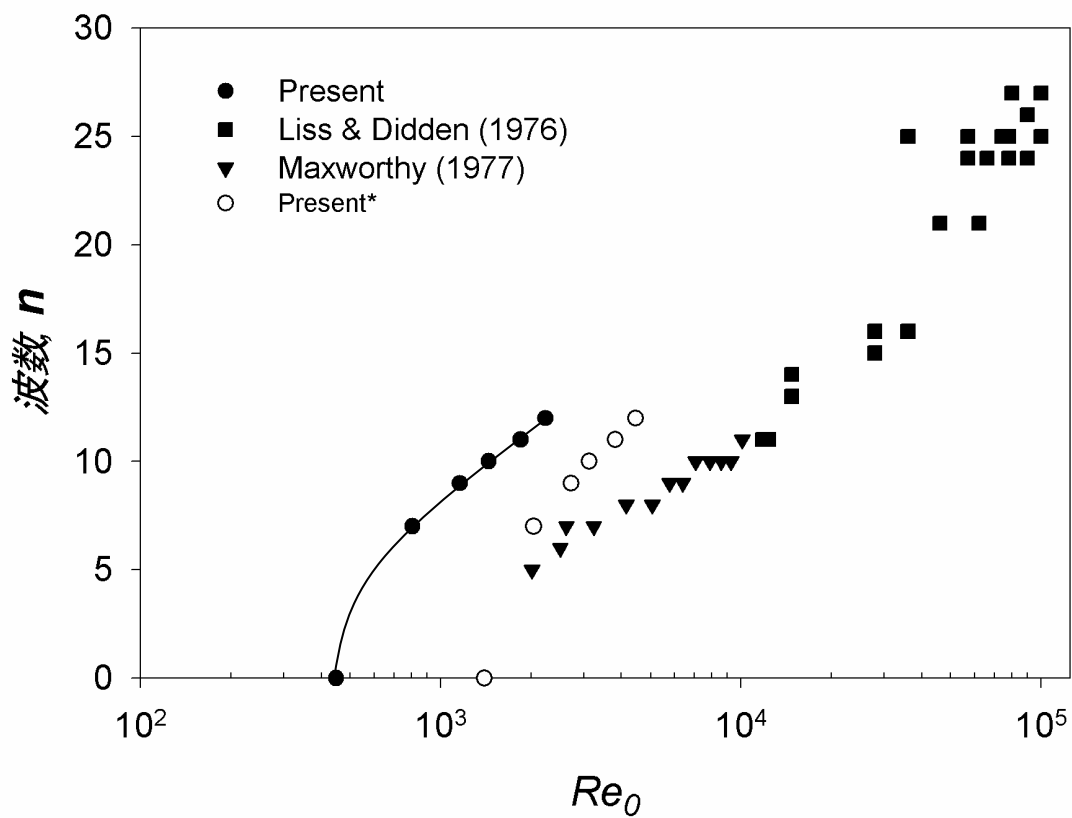


図 2-15 渦輪の波数と初期レイノルズ数の関係。Liss and Didden[15]および Maxworthy[16]との比較。ただし、Present(1)は、渦輪の初期進行速度に基づいた初期レイノルズ数を見積もったもの（通常通り）。Present(2)は、初期進行速度のグラフ（図 2-11）から外挿してオリフィスからの噴出速度を予測して噴出速度に基づいた初期レイノルズ数を見積もった場合を示す。

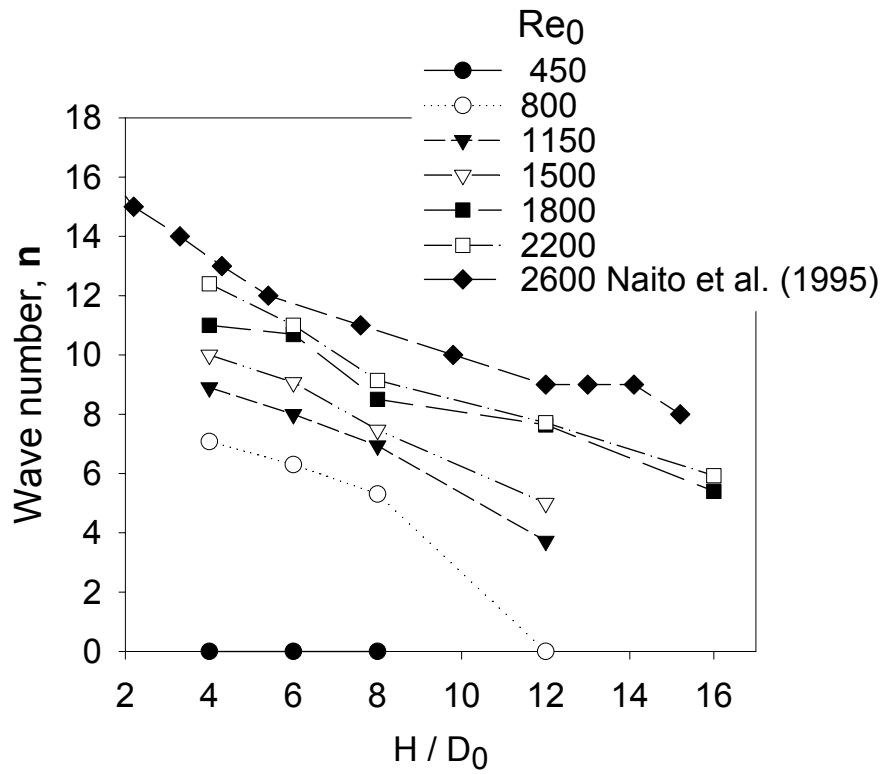


図 2 - 1 6 渦輪の波数と発生点からの距離の関係。内藤ら[17]との比較

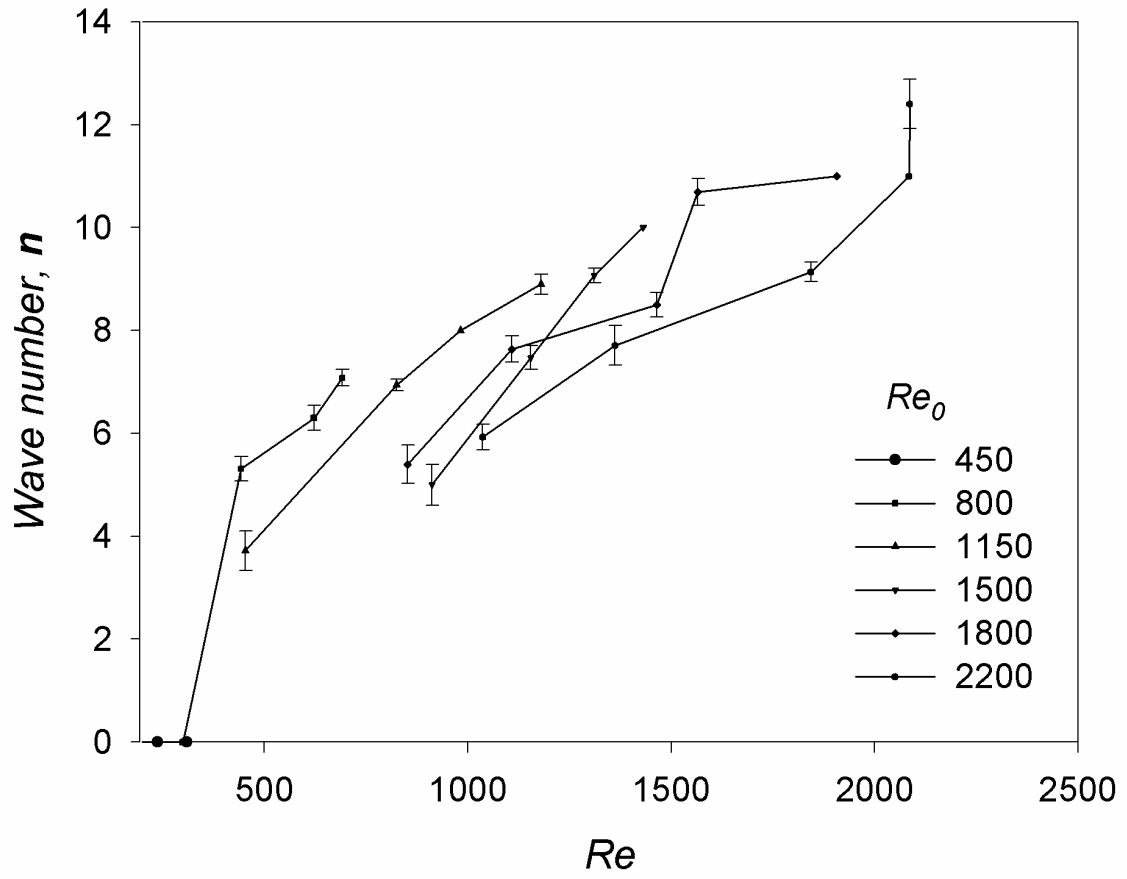


図 2-17 渦輪の局所レイノルズ数と波数との関係

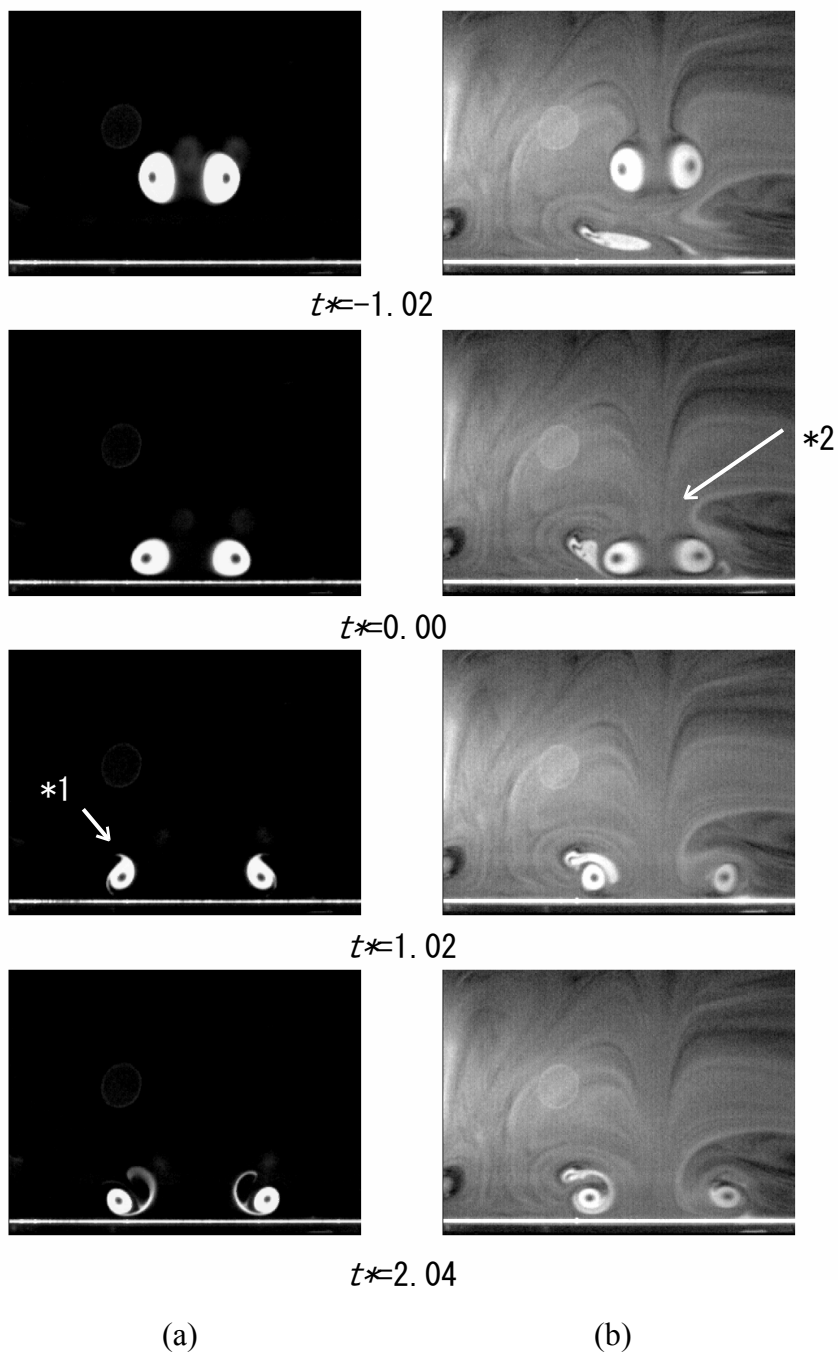


図 2-18 衝突渦輪の地面に垂直な断面での可視化写真、初期レイノルズ数 800、発生点からの距離 $6D_0$ 、(局所レイノルズ数 600。) $t^*=t/(D_0/U_0)$ 、(a) 渦輪のみを煙で可視化したもの、(b)渦輪と周囲全体を煙で可視化したもの

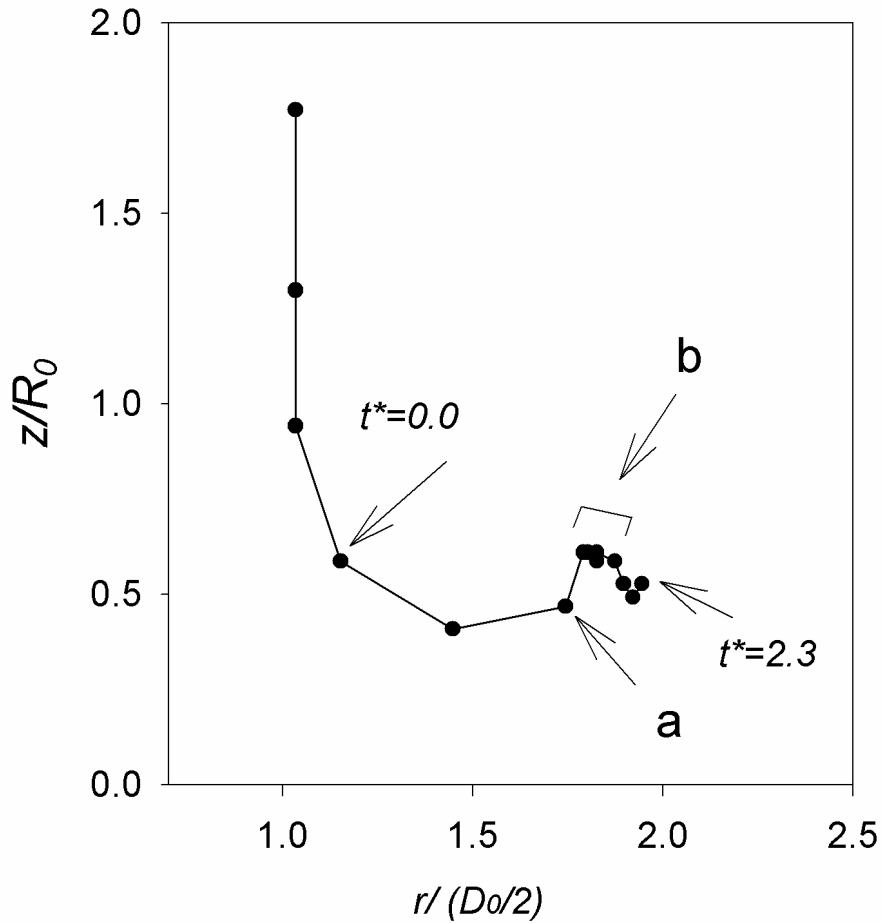


図 2-19 渦核中心の軌跡。初期レイノルズ数 800、発生点からの距離 $6D_0$ 。
 (局所レイノルズ数 600), $t^*=t/(D_0/U_0)$ 。 $t^*=0.0$ は渦輪が地面に衝突した瞬間
 を示す。各プロットの時間間隔 $\Delta t^*=0.26$ 。 $D_0/2$: オリフィスの半径。

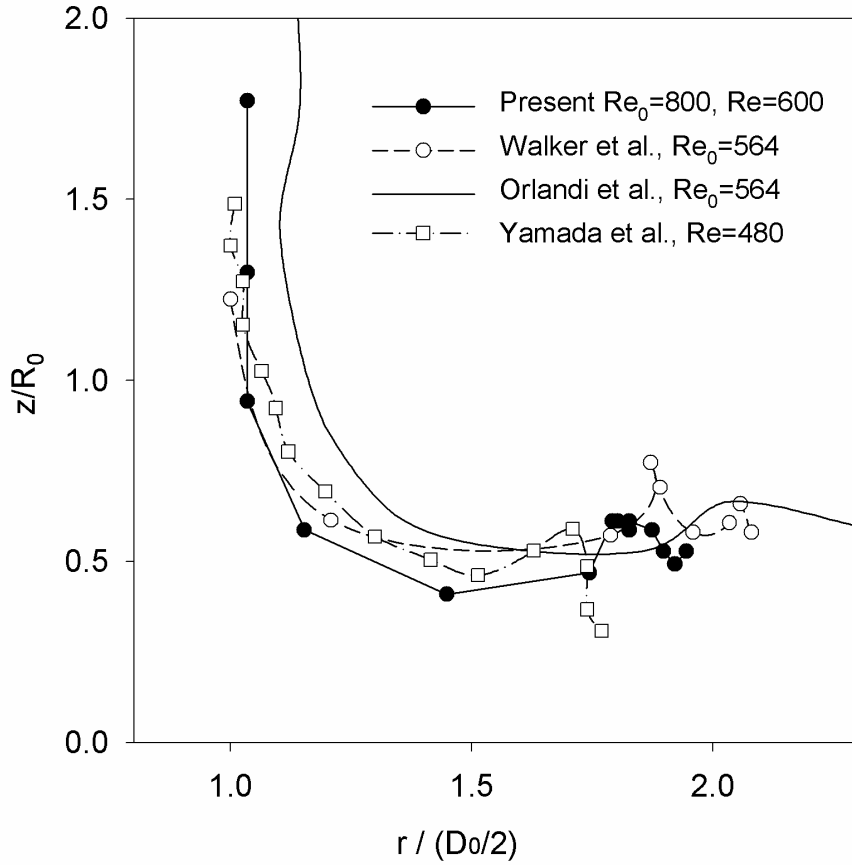
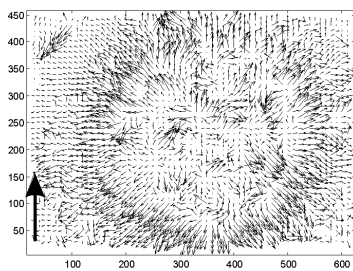
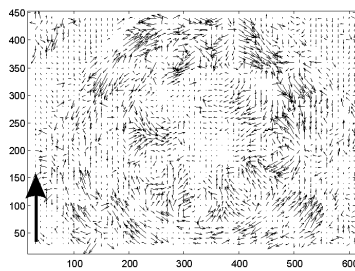


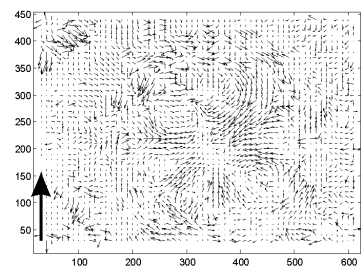
図 2-20 渦核中心の軌跡 (他の研究との比較)。Walker ら[19]、Yamada ら [18]、および Orlandi[21]による衝突渦輪の実験および数値解析結果と本実験の結果を比較



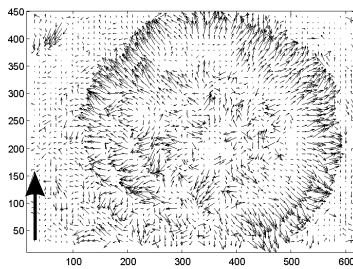
$t^*=0.00$



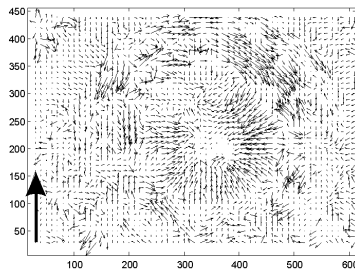
$t^*=4.29$



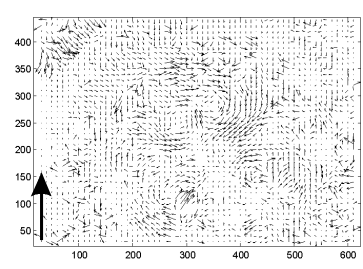
$t^*=8.58$



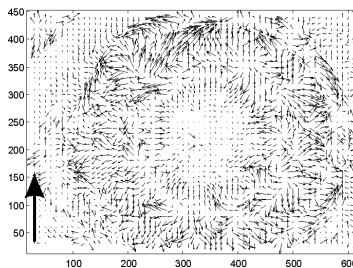
$t^*=1.43$



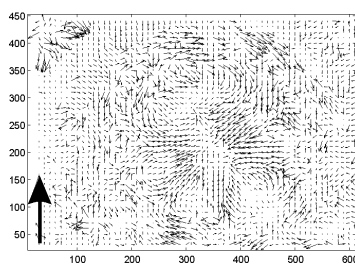
$t^*=5.72$



$t^*=10.0$



$t^*=2.86$



$t^*=7.15$

図 2-21 地面に衝突する渦輪の地面板上の速度ベクトル。初期レイノルズ数 $Re_0=1150$ 、 $H=6D_0$ 。局所レイノルズ数 $Re=980$ 。 $t^*=t/(D_0/U_0)$ 、 $1\text{pixel}=0.18\text{mm}$ 。左下の太い矢印の長さは、 U_0 の大きさを示す。

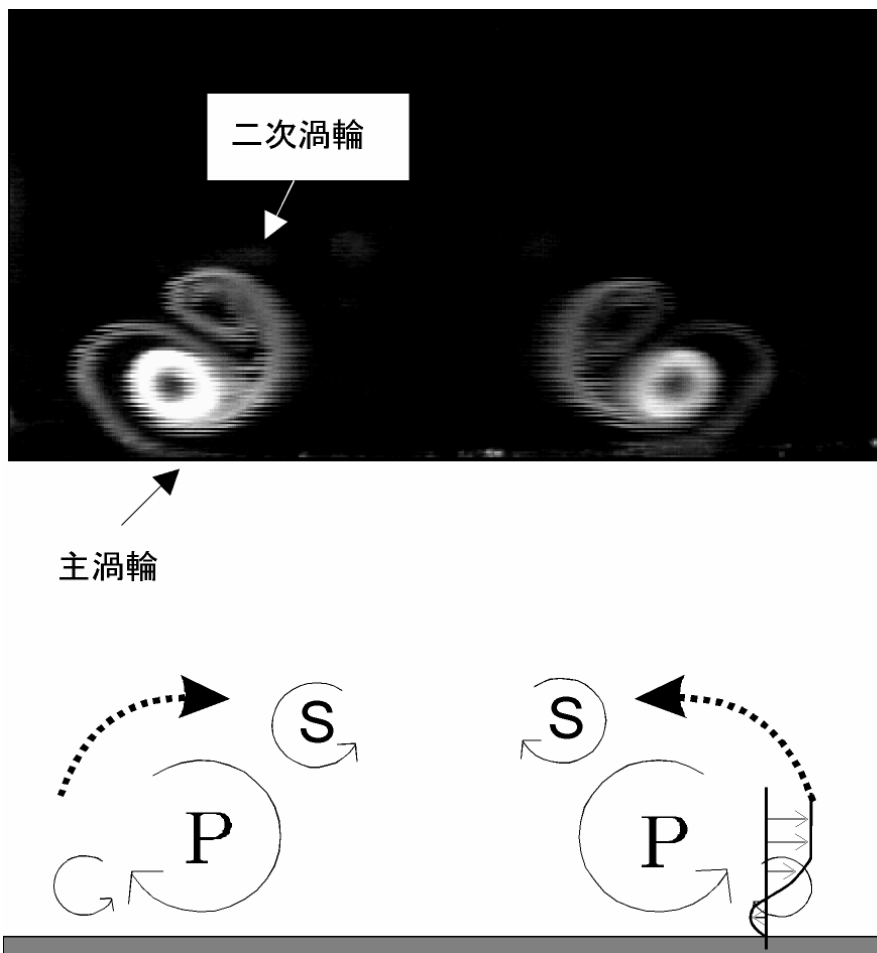


図 2-22 衝突直後の地面に垂直な断面内の可視化写真、および主渦輪 (P) と二次渦輪 (S) の位置関係の概念図。局所レイノルズ数 $Re=980$ で、図 2-21 と同じ条件。

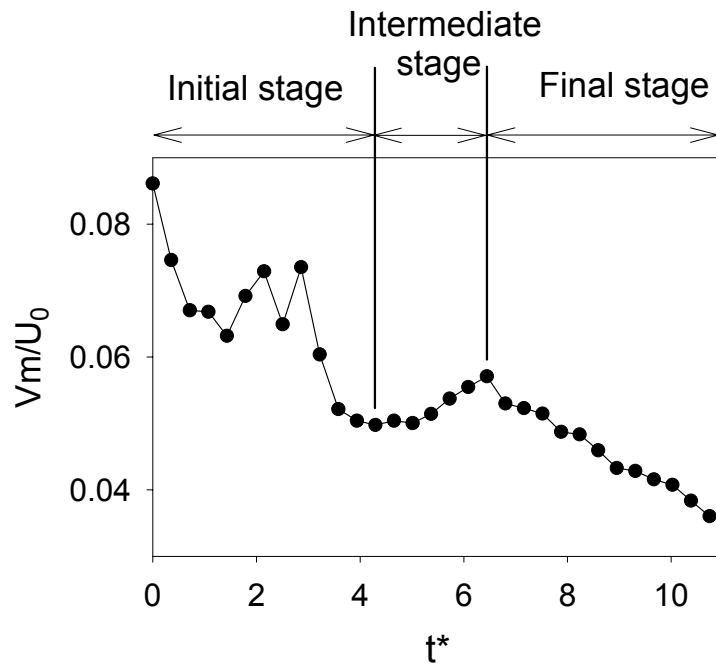


図 2 - 2 3 地面上速度の絶対値の空間平均 V_m の時間変化。初期レイノルズ数 $Re_0=1150$ 、 $H=6D_0$ 。局所レイノルズ数 $Re=980$ 。 $t^*=t/(D_0/U_0)$ 。図 2-21 の速度場から算出した。初期段階(Initial stage) ($t^* < 4.29$)、中期段階(Intermediate stage) ($4.29 \leq t^* < 7.15$)、および後期段階(Final stage) ($t^* \geq 7.15$) に分類される。

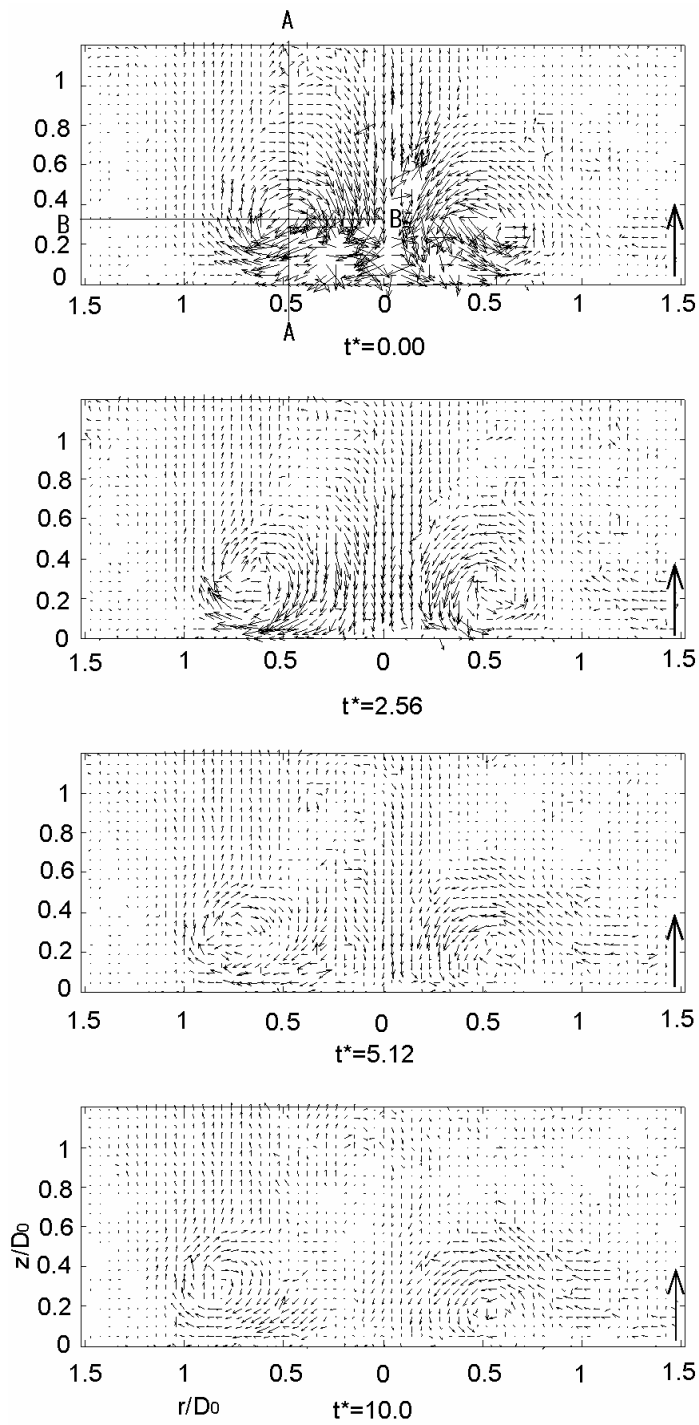


図 2-24 衝突渦輪の鉛直子午面内の速度場。初期レイノルズ数 $Re_0=800$ 、 $H=6D_0$ 。衝突直前の局所レイノルズ数 $Re=600$ 。 $t^*=t/(D_0/U_0)$ 。右下の太い矢印の長さは、 U_0 の大きさを示す。

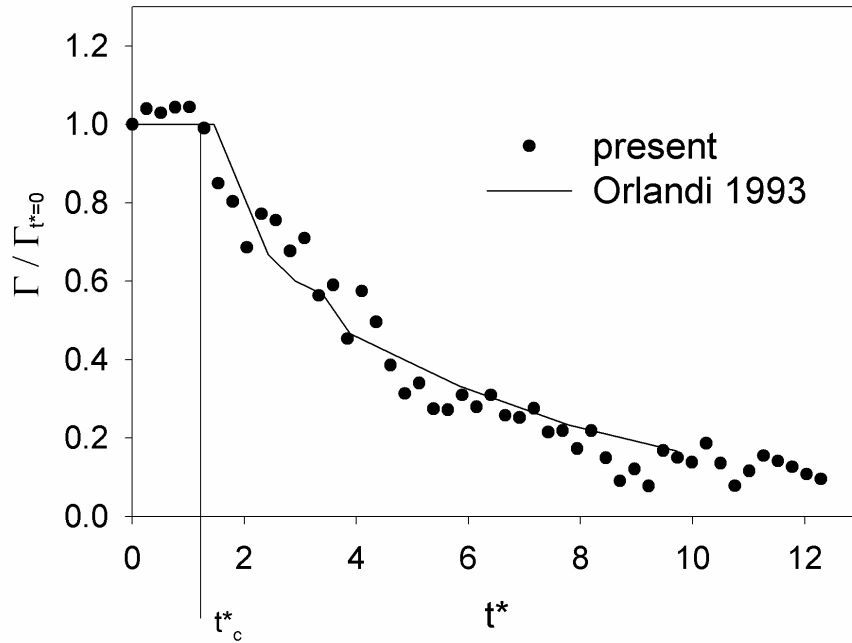


図 2-25 循環の時間変化。初期レイノルズ数 $Re_0=800$ 、 $H=6D_0$ 。局所レイノルズ数 $Re=600$ 。 $t^*=t/(D_0/U_0)$ 。 $\Gamma_{t^*=0}$ は衝突時の循環。 t_c^* は循環が減少し始める時刻。図 2-24 の測定領域全体の循環を、領域境界線上での速度を周回積分することにより求めた。Orlandi[21]の数値解析 (DNS) 結果を重ねて示す。

第3章 衝突重力流モデル

3.1. まえがき

ダウンバーストの実験室モデルとして、鉛直重力流が地面に衝突して水平に発散するモデルを考え、これを「衝突重力流モデル」と呼ぶ。ダウンバーストの地面への衝突前後の状況を研究対象としているため、本章でもダウンバースト初生段階において重要になるとと思われる降水、熱移動、相変化は考慮しない。浮力が駆動力である点が第2章の等密度渦輪モデルと異なる。

重力流とは一般に、重力場において浮力によって駆動される流れをいい、3.2項で述べるように主な運動の方向によって、鉛直重力流と水平重力流に分けられる。さらに鉛直重力流は **Plume** (プルーム) と **Thermal** (サーマル) に分類される。本研究では鉛直重力流の一種である **Thermal** が地面に衝突し、水平重力流に移行していく流れを扱っている。

重力流に関する研究は、鉛直および水平のどちらかに特化したものが多く、地面との衝突を扱った衝突重力流の研究例は少なく、衝突時の速度場の詳細や、特にアンサンブル平均速度場、レイノルズ応力分布、乱流エネルギーおよび乱流エネルギー生成率などの乱流統計量については従来まったく報告されていなかった。

そこで、本章では、静止した低密度流体中を高密度流体塊が落下し、水平面に衝突した後に半径方向に発散するという一連の過程を繰り返し実現し、アンサンブル平均の速度場や乱流統計量の分布について明らかにすることを目的としている。

3.2. 重力流に関する従来の研究

3.2.1. 鉛直重力流

鉛直重力流は、重力場で浮力によって駆動される流れのうち、煙突の煙やキノコ雲などに見られるような、流体の運動が鉛直方向に支配的な流れを言う。浮力は周囲との密度差によって生じるが、周囲と異なる密度を持った流体が継続的に供給され、開いた系を構成している場合を「**Plume**」プルーム (図 3-1a)、異なる密度の流体が限られた体積に限定され、閉じた系を構成している場合を「**Thermal**」サーマル (図 3-1b) と呼ぶ。本研究の対象であるダウンバーストは、

下降段階では負の浮力により駆動されるサーマルに相当している。

鉛直重力流の先端部の流動特性について多くの研究がなされている。前述の図 3-1 に示したように、プルームにしてもサーマルにしても、先端部は楕円形状に膨らんだ特長ある形となり、プルームの場合は後流と区別してフロントと呼ばれる。後続する流れのない場合がサーマルである[24]。従来の研究は、フロント（またはサーマル）に流入する周囲流体の速度とフロント（サーマル）の移動速度の比例定数である連行係数について議論されることが多い。[25][26][27][28][29][30][31][32][33]。これらは、高密度流体領域を積分した系の動力学を議論するものであり、巨視的な見方であるといえる。航空機の安全運行や地上構造物被害などの風害の観点からすると、速度分布の情報が重要であり、微視的な見方が必要である。しかし、プルームおよびサーマル共に、速度場や乱流統計量を実験的に計測した例はない。

3.2.2. 水平重力流

水平重力流は、鉛直重力流と同様に密度差による浮力が駆動力となるが、界面の制約を受けて、流体の運動が水平方向に支配的な流れをいう。静止した真水の中に進入する塩水、積乱雲に伴う冷気外出流、雪崩などに見られる。水平重力流の場合も、その先端部に着目した研究が多く、特に気象学では先端部をガストフロントと呼んでいる。

壁面上を移動するガストフロントには「鼻（ノーズ）」及び「頭（ヘッド）」と呼ばれる特徴ある構造が形成される（図 3-2）。ヘッド部にはガストフロントの進行方向に直角な方向に渦度を持つ循環域が形成されることが知られている[34][35]。

本章で扱う衝突重力流は、鉛直重力流が地面に衝突した後に発散流として発生する水平重力流であり、衝突前の流れ場の影響を受ける。この点が、水平重力流の従来の研究と異なる点である。

3.2.3. 衝突重力流

Lundgrenら[36]はダウンバーストの実験室モデルとして、発生時を除いて降水、相変化および熱移動が重要でないとの仮定の元に、衝突重力流モデルを提案した。これは、本研究のモデルと同様である。彼らは、ある体積の塩水を真水の中に放出する可視化実験を行い、衝突前の鉛直重力流の形状変化や、衝突後に形成される水平重力流の先端の移動速度を計測し実際のダウンバーストとの類

似性を示した。また、ガストフロントに渦輪が形成されることを、断面の可視化画像から観察している。しかし、速度場については述べていない。

Alahyari ら[37]は Lundgren らと同様のモデルの実験を行っている。ここでは、二次元 PIV を用いてレイノルズ数 3600 での鉛直断面および水平断面での瞬時速度場を計測している。その結果、鉛直重力流に伴って渦輪が発生すること、それが衝突後は水平重力流の先端に移動すること、また、最大速度が衝突の直後に渦輪と地面との間で発生することを示している。しかし、アンサンブル平均速度場、レイノルズ応力、乱流エネルギーおよびその生成率などの乱流統計量については言及されていない。

数値解析も行われている[38][39]が、主に発生から終息までの全行程を解析対象としているため、降水、相変化や熱移動などの物理過程に対するさまざまな仮定が含まれた複合モデルとなっている。また、発生から下降流の発達段階に注目した研究が多く[39][40][41]、航空機や地上構造物の突風災害にとって重要となる衝突時の速度場の詳細といった限られた現象に関しては十分な検証は行われていない。Proctor ら[38]は地面摩擦の影響を考慮した複合モデルによる数値解析を行っており、ガストフロントに渦輪が形成されることや最大速度の発生場所や発生時刻を予測している。しかし、数値解析の評価のもととなる観測データが少ないため、十分な検証はなされていない。

3.3. 衝突重力流モデルに関する実験

3.3.1. 実験の概要

サーマルが水平な地面に衝突する際の流れ場を明らかにすることを目的として、静止した低密度流体中に、ある一定体積の高密度流体塊を放出し、下方に設置した水平な地面に衝突、水平方向に発散させるという実験を行った。

周囲の低密度流体と落下させる高密度流体塊との初期密度差をパラメータとして、可視化により、衝突重力流の形状の変化を観察した。

また、衝突重力流を同条件で繰り返し発生させ、二次元 PIV により子午面での鉛直断面速度場を計測した。それらをアンサンブル平均することにより、アンサンブル平均速度場および乱流統計量の分布について検討した。

3.3.2. 衝突重力流モデルについて

図 3-3 に衝突重力流モデルの概念図を示す。密度 ρ_0 、粘性係数 μ_0 の静止した低密度流体中に、これより初期密度差 $\Delta\rho$ だけ密度が高い一定量の高密度流体塊が開放されると、下向きの鉛直重力流 (thermal, サーマル) が形成される。高密度流体は下降中に周囲の低密度流体を巻き込むことによって、徐々に密度は周囲流体のそれに近づき、また体積は増加する。高密度流体塊の前面及び側面にはせん断層が形成され、また衝突後は地面との間に高せん断層が発生し、これらは乱流の生成に寄与するものと考えられる。地面へ衝突後、半径方向外側に発散し地面上に境界層が形成され地面とのせん断により徐々に減衰する。

密度が圧力によらないブジネス近似を仮定し、粘性係数は周囲流体と同じ μ_0 で一定だと仮定すると、連続の式と運動方程式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3-1a)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p - \rho g \mathbf{k} + \mu_0 \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3-1b)$$

となる。ここで、 \mathbf{v} は速度ベクトル、 ρ は局所の流体の密度、 g は重力加速度であり、 \mathbf{k} は鉛直上向きの単位ベクトルを表す。周囲流体は静止していて圧力は静水圧に等しくなるから、これを p_0 と書くと、

$$\nabla p_0 = -\rho_0 \mathbf{g} \mathbf{k} \quad (3-2)$$

式(3-1b)から式(3-2)を差し引くと、

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla(p - p_0) - (\rho - \rho_0) \mathbf{g} \mathbf{k} + \mu_0 \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3-3)$$

両辺を ρ_0 で割ると、

$$\frac{\rho}{\rho_0} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla(p - p_0) - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \mathbf{g} \mathbf{k} + \frac{\mu_0}{\rho_0} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3-4)$$

ここで、密度変化は高々、初期密度差 $\Delta\rho$ 程度で小さいので、 $\rho/\rho_0 \approx 1$ を仮定すると、

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla(p - p_0) - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \mathbf{g} \mathbf{k} + \frac{\mu_0}{\rho_0} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3-5)$$

式 (3-5) 右辺の第 2 項は負の浮力による駆動力を表している。これと慣性力の釣り合いが流れを決定付けていると考え、代表時間は以下のように定義できる。

$$T_0 = \left(\frac{R_0 \rho_0}{g \Delta \rho} \right)^{1/2} \quad (3-6)$$

ここで、 R_0 は代表長さで、高密度流体塊と同体積の球の半径で定義される[36]。

これらを用いて代表速度は

$$V_0 = R_0 / T_0 \quad (3-7)$$

と定義される。

これらの代表値を用いて無次元変数を次のように定義する。

$$\frac{\mathbf{v}}{V_0} \equiv \mathbf{v}^*, \quad \frac{t}{T_0} \equiv t^*, \quad \frac{p - p_0}{\rho_0 V_0^2} \equiv p^*, \quad R_0 \nabla \equiv \nabla^*, \quad R_0^2 \nabla^2 \equiv \nabla^{2*}, \quad \frac{\rho - \rho_0}{\Delta \rho} \equiv \rho^* \quad (3-8)$$

これらを用いて式(3.1a)、(3-5)を無次元化すると、

$$\nabla^* \mathbf{v}^* = 0 \quad (3-9a)$$

$$\frac{D\mathbf{v}^*}{Dt^*} = -\nabla^* p^* - \left\{ \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \frac{R_0 \mathbf{g}}{V_0^2} \right\} \rho^* \mathbf{k} + \left\{ \frac{\mu_0}{\rho_0 R_0 V_0} \right\} \nabla^{2*} \mathbf{v}^* \quad (3-9b)$$

フルード数とレイノルズ数を、

$$F_r \equiv \frac{\rho_0 V_0^2}{\Delta \rho R_0 g}, \quad Re \equiv \frac{\rho_0 R_0 V_0}{\mu_0} \quad (3-10)$$

のように定義すると、式(3-9b)は、

$$\frac{D\mathbf{v}^*}{Dt^*} = -\nabla^* p^* - \frac{1}{Fr} \rho^* \mathbf{k} + \frac{1}{Re} \nabla^{2*} \mathbf{v}^* \quad (3-11)$$

となる。式(3-6)で、慣性項と浮力項が同オーダーと考えて代表時間が定義されているためにフルード数は $Fr=1$ となり、本モデルの無次元パラメータはレイノルズ数 $Re \equiv \rho_0 R_0 V_0 / \mu_0$ のみとなる。

3.3.3. 実験装置・方法

(1) 装置

図 3-4 に実験装置全体、図 3-5 に高密度流体ポットを示す。600×600×900(mm)の透明アクリル水槽（板厚 10mm）を用いた。高密度流体は、底面を Latex 膜で閉じた $\phi 48\text{mm}$ 高さ 73.5mm の円筒形ポットに入れられ水槽中央部に設置される。ポットの上面から円管の支柱が伸びており、水槽の上部のアングルに固定されている。水槽底面からの高さは 0 から 300mm の間で任意に設定可能である。ポットの上面には 8 個の穴 $\phi 8\text{mm}$ があけられており、高密度流体の落下に応じて上面から周囲流体が流入するようになっている。これによって、高密度流体塊の上部界面には常に低密度流体による静水圧が加わり周囲と同じ静水圧になるため、高密度流体塊には浮力のみ力が作用する。円管上端から直動ギア付きステッピングモーターに取り付けられた針を挿入し、ポット底面の Latex 膜を瞬時に割ることにより、高密度流体が重力により低密度流体中に落下し水槽底面の水平板に衝突する。水槽の底面は中央部（500×500mm）が高くなっており、高密度流体が地面に衝突して発散した後、側溝に落ちるようになっている。これにより、水槽内の流体を交換することなしに、ある程度繰り返して高密度流体を落下させても、周囲流体の密度が一定に保たれるよう配慮した。

(2) Latex 膜の破裂

高密度流体を入れておくポットの Latex 膜を破裂させる方法について次の点に注意した。

A. 破裂による流れ場のかく乱を最小限にする。

B. 再現性。

A. については、膜が破れる際の膜面の接線方向の移動速度が十分大きいことが必要である。膜の移動速度が大きければ、誘起される境界層が薄くなり粘性によりすぐに減衰し、また膜によって接線方向に連行される流体の体積も小さいから速度場に与えるかく乱も小さいと考えられる。膜の移動速度を速くするには、膜を張る張力をできるだけ大きくする必要がある。さらに破裂時の直角

方向へのかく乱をできるだけ小さくするために、できるだけ薄い膜を強い予張力で張る必要がある。以上のことに配慮して、本実験では厚さ 0.15mm の Latex シートを用いた。

実際に破裂直後の膜の挙動を観察するために、高速度ビデオカメラ (Photon 社製 FASTCAM) を用いて撮影した。図 3-6 にポットの底面に張られえた Latex 膜が破裂する様子を示す。ポットの底面から見た画像で (図 3-6(a)) で白く見えている部分が膜、黒い部分が破断後に空いた穴の部分である。これを見ると、膜は二分割された後、左右に移動し、0.556ms 後には底面全体が開放されることが分かる。本実験での重力流の速度スケールが 10^{-1}m/s 程度であることから、二桁以上速いことが分かる。また、突然運動を開始した平面上に発生する、非定常境界層として、その厚さを見積もると、 $\delta \approx 3.6\sqrt{vt}$ より約 0.08mm となり、ポットの半径 24mm に比べて二桁以上小さい[42]。

次に、図 3-6(b)にポットの側面からの様子を示している。ポッドは水中にあり内部と周囲は同じ水で密度差はない。図中(イ)は Latex 膜、(ロ)は容器内の水で、内部の水は着色してあり、図では白く写っている。膜は容器の底面に沿って破れた後、外壁に沿ってまくれあがり、ポッド底面付近に破片が散乱するような現象は見られない。図中(ロ)に示した容器内の水は、膜が破れても表面に変化が見られず、膜の移動方向に直角な方向へのかく乱が小さいことが確認できる。ただし、時間が経過した 23.33ms 後になって、膜の接線方向の連行によると思われる横方向への流れは見られる (図中 A)。

B については、膜の張力を一定にすることで実現する。図 3-7 に Latex 膜を張る方法について示す。円筒形のポッドと同じ径の円筒の台に、ポット底面を上向きにしてポットを設置する。内径がポット外径よりも大きな円筒形のおもりの上端に Latex 膜を張力をかけずにホースバンドでおもりに固定する。このおもりをポット上方からかぶせ、図 3-7 のようおもりが地面に付くように Latex 膜を張る。一定の伸びで Latex 膜を張ることによって、張力が一定になるようにした。

(3) 実験条件

低密度流体はグリセリン水溶液、高密度流体にはリン酸二水素カリウム水溶液を用いた。これは屈折率を等しくするためである。屈折率が違うと、密度境界において撮影画像に黒い線が表れる。これが PIV でパターンマッチングする際の誤差を発生させる[43]。

3.3.2 項で述べたように、本実験のパラメータはレイノルズ数 $Re \equiv \rho_0 R_0 V_0 / \mu_0$ である。長さスケール R_0 は一定で 31.7mm とした。式 (3-6) の初期密度差 ($\Delta\rho/\rho_0$) を変化させることによりレイノルズ数 Re は 318 から 2100 の範囲で変化させた。

表 3-1 に実験条件を示す。Lundgren ら[36]の実験条件は、レイノルズ数 Re は 1377 から 6279 である。図 3-8 に Lundgren らの条件を比較したものを示す。本実験では、彼らよりも低レイノルズ数側の条件について検討したことになる。

表 3-2 にグリセリン水溶液およびリン酸二水素カリウム水溶液の物性値を示す。データの源泉は、CRC ハンドブック[44]である。また、確認のため、浮き子式比重計によって作成した水溶液の密度計測も行った。

図 3-9(a)は各溶液の粘性係数の比較である。本実験のモデルでは、粘性係数を低密度流体および高密度流体で一定と仮定している。そのため、実際の粘性係数がグリセリン水溶液とリン酸二水素カリウム水溶液でどの程度一致しているのかを確認する。表 3-1 に示した各レイノルズ数でのグリセリン水溶液の重量%濃度およびリン酸二水素カリウム水溶液の重量%濃度での、粘性係数の比 ($\mu p / \mu g$) を図 3-9(b)に示す。ただし、 μp : リン酸二水素カリウム水溶液の粘性係数、 μg : グリセリン水溶液の粘性係数である。レイノルズ数 3000 程度の低い領域では、比はほぼ 1 であり、粘性係数は等しいといえる。

(4) 可視化方法

サーマルの形状や移動速度を計測するための可視化実験では、高密度流体に染料 (PILOT 社製液体赤色インク) を入れて可視化した。高密度流体にはリン酸二水素カリウム水溶液を用いるが、条件設定のための密度調整に精度がもとめられる。したがって、染料の質量をコントロールして、染料が密度に与える影響も考慮した。光源はハロゲン連続光で、流れ場全体を照明した。デジタルビデオカメラを 2 台用いて、水槽の側面及び下面から同時撮影を行った。

速度場計測のための可視化方法については、次の(5)で述べる。

(5) PIV の方法

PIV により速度場を計測した。PIV のアルゴリズムについては第 2 章で説明した方法と同様の方法を用いた。概要を述べる。パターンマッチングには濃度パターン相関法を用いた。捜査マトリックスは 19×19 pixel、相関マトリックスは 10×10 pixel である。また、1 画素未満の精度を持たせるために、サブピクセル補間を行った。さらに、偶然に相関係数値が大きいために、誤った対応付けがされてしまったベクトル (過誤ベクトル) に対して、速度の絶対値が周囲 8 近傍の平均値の 1.6 倍よりも大きい時はそれを棄却するという処理を行った。空間分解能は 0.295mm/Pixel 、時間分解能は 33ms である。この速度場計測を同条件 (Re 数=2100) で 100 回実施し、アンサンブル平均速度場を求めた。

図 3-10 に本実験で用いた PIV 測定システムの概要を示す。流れ場全体にトレーサー粒子(ナイロン 12)が混入されており、2 台のストロボを用いて間欠的に照

射することにより、トレーサー粒子からの散乱光を撮影した。トレーサー粒子の比重は作動流体とほぼ同じであり、追従性は十分であると考ええる。また、染料と違い粒子密度が小さいので、密度条件に与える影響はない。ここで用いたストロボは発光するのに必要な電圧をチャージするのに1/30sの時間が必要であるため、2台のストロボの交互に発光させている。2台のストロボの照射タイミングを制御することにより、0.001s~0.333sの任意の時間間隔で撮影が可能である。撮影用のカメラにはNTSC方式の白黒CCDカメラ（SONY DX-55）を用いている。NTSC方式では1画面につき2回の走査が行われたフレーム画像が得られるため、ストロボの照射と撮影タイミングをディレイジェネレーターからのパルス信号により制御した。ここで得られたフレーム画像をフレームグラバーにより640×480pixel、256階調でA/D変換されパソコン内のハードディスクに記録させた。この際にゲインとオフセットを調節することにより、画像のコントラストを強調して取り込んだ。使用機材のリストは表3-3の通りである。

また、図3-10に示すように、座標系はポッドの中心軸と地面との交点を原点とする円柱座標系(r - θ - z)を用いる。

(6) アンサンブル平均

アンサンブル平均速度は以下の式により求めた。

$$V_r(r, z, t) = \frac{\sum_{i=1}^N \tilde{v}_{ri}(r, z, t)}{N}$$

$$V_z(r, z, t) = \frac{\sum_{i=1}^N \tilde{v}_{zi}(r, z, t)}{N}$$

ここで、 V_r, V_z はアンサンブル平均速度の半径方向および鉛直方向成分、 $\tilde{v}_{ri}, \tilde{v}_{zi}$ は*i*回目の実験での瞬時速度の各成分、 N はアンサンブル平均のサンプル数である。本研究では $N=100$ である。また、速度の変動は以下のように瞬時速度とアンサンブル平均速度の差で定義した。

$$v_{ri}(r, z, t) = \tilde{v}_{ri}(r, z, t) - V_r(r, z, t)$$

$$v_{zi}(r, z, t) = \tilde{v}_{zi}(r, z, t) - V_z(r, z, t)$$

3.4. 可視化結果

3.4.1. 衝突重力流輪郭の時間変化

図 3-11 は、初期高さ $H_0=6R_0$ 、 Re 数が 500 の場合の可視化写真である。上部の円筒容器内の高密度流体塊に染料を注入することにより可視化し、側面(a)および底面(b)から同時撮影したものである。ただし、底面からの写真は衝突後のみを示している。時刻は地面への衝突の瞬間を $t/T_0=0$ としている。この場合、衝突の瞬間は染料により着色された領域が地面に接する時刻で定義したが、詳細は 3.5 節で後述する。

まず、一連の側方写真を見る。Latex 膜が破られると円筒容器内の高密度流体塊が落下を開始し、いったんサーマルを形成する (図 3-11(2)~)。図中 A に示すように先端部が膨らんだ形をしており、3.2.1 項で述べた典型的なサーマル形状が現れている。サーマル形状は地面に衝突するまで (「下降期」と呼ぶ) の間ほぼ同じであり、形状からは地面の影響は判断できない。図 3-11(5)で地面に接地し、その後、高密度流体塊下部の接地した部分が、水平方向に拡がり始め(6a)発散流が形成される。この発散流は、底面からの写真でも確認できる(6b,7b,8b)。この発散流は半径方向に拡大し、厚みも増す(7a,8a)。一方で、この間、高密度流体塊の上部は下降を続けている。この期間を「衝突期」と呼ぶ。そして、 $t/T_0=4.0$ 以降からは、高密度流体塊の中で下降を続けていた部分は全て地面に到達し、発散流のみとなる。これ以降を「発散期」と呼ぶ。発散流は水平方向に拡大を続け、その先端部には、図 3-2 で示したような水平重力流に見られる巻き上がりが見られ、いわゆるヘッドを形成している (図中 C)。発散期後半(12a)になると、水平方向への移動は持続しているものの、ヘッドの巻き上がりは少なくなり、形状は崩れている。

ここで、発散期の図 3-11(9)~(11)のヘッド部を注意してみると、周方向に節を伴っているのがわかる (図中 D)。これをリブ構造と呼ぶこととする。この部分を拡大したものが図 3-12(a)である。発散流先端の渦輪のような構造に、その渦軸に交差するように別の細い渦が巻き付いているように見える。この様子は、第 2 章で述べた、単独の渦輪が地面に衝突する際に観察される渦輪の周方向不安定性に起因した構造に類似している(図 3-12(b))。このリブ構造が渦輪の周方向不安定性によるものと考えると、その周方向波状変形の波数は渦輪のレイノルズ数によって決まるはずである。第 2 章で述べたように、等密度場の渦輪の場合、渦輪のレイノルズ数が大きくなるほど、波数も増加することがわかっている。このレイノルズ数の影響については、次節で述べる。

再度図 3-11 を見ると、下降期から発散期にかけて、高密度流体ポッドから鉛直に伸びる後引き流れが見られる (図中 E)。これは高密度流体塊が落下する際に発生した後流がポッド内に残存する染料によって可視化されたものであり、高密度流体の本体が地面に衝突し、発散流が発達した後も長期間残存することを示している。なお、高密度流体ポッドの下端付近に見られる図中 F で示した部分は、Latex 膜が破裂した際の流れの痕跡であり、本論とは関係ないためここでは無視する。

3.4.2. レイノルズ数の影響

まずレイノルズ数が $Re=500$ よりも小さい場合について、図 3-13 に $Re=318$ の場合の可視化写真を示す。下降期では、図 3-11 の場合と同様に、サーマルが形成されていることがわかる。サーマル表面には凹凸が見られる。これは $Re=500$ でも見られたものであり、同様の傾向を示している。発散期の発散流の先端部には巻き上がりが見られるが、 $Re=500$ と比べると、巻き上がりは弱く、形状が扁平である点が異なる。Snyder ら[45]はレイノルズ数が非常に小さな水平重力流に関する可視化実験を行っている。そこでの発散流は層流であり、また、先端部に巻き上がりは見られず、ヘッド構造も見られない。層流領域のレイノルズ数は本研究の範囲外であるが、このような傾向が、本研究の結果にも現れていると解釈できる。

次にレイノルズ数が $Re=500$ よりも大きい場合について、図 3-14,15 にそれぞれ $Re=625,1000$ の場合の可視化写真を示す。下降期では同様にサーマルが形成されている。サーマル表面に不規則な凹凸が見られるが、 $Re=1000$ では他の場合と比較して、凹凸がより細かくなっており乱雑化が進んでいるものと思われる。発散流の先端形状は、 $Re=500$ と同様に、巻き上がりは明確で、ヘッドが形成されているのがわかる。また、衝突後の底面からの可視化写真からわかるように、 $Re=500$ と同様にリブ構造が見られるが、レイノルズ数が大きいほど、波数は増加している。前項で述べたように、これは、単独の渦輪の場合と定性的に同じ傾向であると言える。したがって、このリブ構造は発散流にみられる渦輪の周方向不安定性に起因するものであると言える。

図 3-16 に $Re=2100$ の可視化写真を示す。ポットの高さは $H_0=4D_0$ であり、これまでに述べたレイノルズ数よりも低い位置にある。この理由については後に述べる。下降期では図中 A に示すように、サーマルが形成されており、表面の凹凸も $Re=1000$ よりも細かい。また、発散期では図中 B に示すように巻き上がりがみられ、底面からの写真に見られるように、周方向のリブ構造も細かく不規則となっている。このように、下降期、衝突期、発散期とも細かい不規則な構

造が多数認められることから、乱流化していると考えられる。このことから、次節で述べるアンサンブル平均速度場の測定の際には軸対称を仮定して、ひとつの r - z 断面を代表して計測した。

$H=4D_0$ としたのは、速度場を計測する際の制約からである。速度場計測には 3.3.3 項で述べたように、PIV を用いるが、画像の解像度は 640×480 画素と決まっている。この決められた大きさの撮影範囲に、一連の流れ全体が収まるように撮影するため、 $H=6D_0$ とした場合は、 $H=4D_0$ に比べて空間解像度が低くなり都合が悪い。つまり、ダイナミックレンジの最適化の都合から $H=4D_0$ とした。

地面までの距離が近いために、下降流が十分発達したサーマルを形成する以前に衝突してしまい、結果の普遍性が疑わしいのではないかと懸念があった。そこで、図中 A の下降期に見られるサーマルの形状について検討した。3.2.1 項で述べたようにサーマルは、一般的に横に広がった球状となることが知られており、Scorer[46]は発達したサーマルではその扁平度 $m \equiv C/b^3 \approx 3$ で一定になると報告している。ここで、 C は先端部の体積、 b はサーマルの最大半径である。可視化画像から先端部の体積を見積もることが困難なので、 C を初期体積、つまり円筒容積に置き換えて本実験での扁平度 m を見積もると、 $m \approx 2.5$ となる。実際には先端部の体積は周囲流体の連行のために、これよりも大きくなることを考慮すると、Scorer の結果と良く一致しており、サーマルとして十分発達した状態であると言える。

以上、レイノルズ数の影響についてまとめると、下降期のサーマルの形成はどのレイノルズ数でも見られ、表面に凹凸が見られる。この凹凸はレイノルズ数が大きくなると細かくなり乱雑化する。発散期では、レイノルズ数が小さい場合は先端の巻き上がりが弱く、形状は扁平である。 $Re=500$ 以上では、巻き上がりが強くなり、ヘッド構造が明確になる。また、発散流に見られるリブ構造はレイノルズ数が大きくなるにつれて不規則になる。この傾向は、渦輪の周方向安定性と類似している。

3.5. 速度場の統計的性質

前節では可視化を中心にして衝突重力流の時間経過について、色々のレイノルズ数に対して定性的に論じた。本節ではそのうちで十分乱流化していると考えられる $Re=2100$ について、PIV を用いて得られたアンサンブル平均速度やレイノルズ応力などの、速度場の統計的性質について定量的に論じる。

以下に示すデータは、3.3.3項で詳述したように、初期条件の再現性の確保と、周囲流体に含まれるかく乱を抑えるための静定時間に注意を払った上で、100回の繰り返し実験を行った結果のアンサンブル平均である。

3.5.1. アンサンブル平均速度場

図 3-17 および図 3-18 に同じ $Re=2100$, $H/R_0=4.0$ での子午面でのアンサンブル平均速度場を示す。軸対称を仮定して、中心軸から右側半分を示している。ベクトル場と等高線を重ねて示しており、図 3-17 が半径方向成分 V_r/V_0 の等高線、図 3-18 が鉛直方向成分 V_z/V_0 の等高線である。 $z \geq 0.09R_0$ ($\approx 2.9\text{mm}$) の範囲のみを示している。図 3-17 のベクトル場を見ると、下降期 ($t/T_0=-1.8, -1.1$) では、中心軸付近に下降流とその右側に循環流が形成されているのがわかる。下降流は時間の経過とともに地面に近づき、循環流も下降流の移動に合わせて下降する。衝突期 ($t/T_0=1.9, 3.7$) では、地面付近 ($z/R_0 < 0.5$) に半径方向外向きのベクトルが見られ、発散流が形成されている様子がわかる。循環流は、衝突期でも見られ、半径方向外側に方向を変えて移動する。発散期 ($t/T_0=5.6, 7.4$) では、この循環流とともに発散流は半径方向外側に移動を続ける。また、下降流も中心軸上に存続している。下降流に伴って見られる循環流は、第 1 章図 1-2(b) と比較すると、実際のダウンバーストの観測結果と定性的に一致する。また、発散流の先端 (ガストフロント) に見られる循環流は、図 3-2(a)(b) で述べた実際のガストフロントに見られるヘッド構造と類似している。

図 3-17 の V_r/V_0 等高線を見ると、下降期には高密度流体塊の上下端付近を除けば半径方向速度は代表速度の 7.5% 以下であるのに対して、衝突期に入ると地面付近で半径方向速度が急速に増大することが分かる。また、ピークは循環流の下部の中心軸に近い側に存在する ($t/T_0=1.9$)。このピーク位置については、Alahyari ら[37]の瞬時速度場の結果と類似している。衝突期後半から発散期にかけて、半径方向速度の大きな領域は、半径方向外側に伸びて中心軸から循環流の位置までの広い範囲に分布するが、高さは $z/R_0 < 0.5$ のままあまり変化は見られ

ない。また、ピークは循環流の下部地面付近に位置し、循環流にともなって移動する。発散期の時間の経過にしたがって速度の大きさは減少している。

図 3-18 の V_z/V_0 等高線を見ると、下降流の領域は z 方向に長い楕円形状をしている。下降流は中心軸に近づくほど速く、ピークは下降流領域の中心付近にあることがわかる。衝突後は、このピークが地面付近に移動し、高さは $z/R_0=1.0$ 付近となる。その後、衝突期から発散期にかけて中心軸付近に下降流は存続するが、ピーク的位置にあまり変化は見られない。中心軸付近の下降流本体とは別に、衝突期から発散期にかけて、循環流にともなう上昇流および下降流が見られる。ガストフロントでは上昇流であり、中心軸に近づくると下降流に反転する。このような急激な鉛直方向の速度変化は、離着陸中の航空機にとって危険な状態である可能性を示唆している。

次に、中心軸上の V_z 分布の時間変化を図 3-19 に示す。ここで、 \hat{t} は PIV 用の可視化画像から Latex 膜が破れた瞬間を観察し、そこを始点とする時間経過とする。下降期初期 ($\hat{t}=5.2T_0$ および $\hat{t}=6.1T_0$) を見ると、速度分布は上部の放物線状の部分と下部の直線状の部分からなっていることが分かる。ピークは放物線上の部分の中間付近に位置し、前述の図 3-18 の結果を裏付けている。このピークの大きさは、下降期では時間の経過とともに増加する。衝突期の $t/T_0=0.8$ で最大値 $|V_z| \approx 1.1V_0$ に達し、その後は減少し $t=11.2T_0$ では衝突時の 40% 程度となる。ピーク的位置は下降期では時間とともに下降していくが、その後は $z \approx 0.8R_0$ でほぼ一定となる。

次に、異なる半径位置での半径方向速度 v_r の垂直方向分布を図 3-21 に示す。衝突の瞬間 (上段) では、半径方向速度は中心に近い側 ($r \leq 1.5R_0$) ですでに発達し大きくなっている。発散期の $t \approx 7.4T_0$ (下段) では、半径方向外向きの速度領域は、地面上でほぼ一定の厚さ ($\approx 0.6R_0$) となっている。この領域の底部に地面上の乱流境界層が発達していると思われるが、この時刻ではまだ薄く、 $r \approx 3.5R_0$ でかろうじて境界層の外縁が観察できるだけである。半径方向速度の最大値は $0.7V_0$ であり、時刻は $1.9 \leq t/T_0 \leq 3.6$ 、半径位置は $1.2 \leq r/R_0 \leq 1.7$ 、高さは $z/R_0 \approx 0.1$ であった。

ここで、速度場計測結果における、衝突の瞬間の定義について述べる。図 3-19 の下降期初期 ($\hat{t}=5.2T_0$ および $\hat{t}=6.1T_0$) を見ると、速度分布が上部の放物線状の部分と下部の直線状の部分からなっていることは述べた。その境界の位置はそれぞれ $z/R_0=1.3, 0.8$ である。これを高密度流体塊の下端であると仮定した。図 3-20 に、 $Re=2100$ の時の可視化画像 (図 3-16) から求めた、サーマル下端の位置の時間変化と、図 3-19 から求めた境界の位置の時間変化を重ねて示す。両者は良く一致している。本来、可視化写真の 1 コマとアンサンブル平均の情報を

比較することに厳密な意味はないが、両者の一致は、上の仮定がある程度妥当であることを示している。この境界は時間とともに下方へ移動するが、 $\hat{t} = 7.0T_0$ では見られなくなる。したがって、この時刻を高密度流体塊が地面へ衝突した瞬間 ($t=0$) と定義した。

3.5.2. 循環流の性質

図 3-17 および図 3-18 のアンサンブル平均速度ベクトル分布を見ると循環する流れのパターンが注目される。下降期を見ると、この循環領域はサーマルの領域よりも半径方向および鉛直方向共に広く存在している。Alahyari ら[37]は瞬時速度場の計測結果から同様のパターンを観察しており、これを二流体間のせん断層の巻き上がりによる渦輪であると述べている。このことについて渦度場を見ることにより確認する。図 3-22 は周方向渦度 Ω_θ の等高線を速度ベクトル図と重ねて示している。定義は、

$$\Omega_\theta = \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial r}$$

である。但し、 Ω_θ はアンサンブル平均速度場から 4 次精度の差分により見積もった。下降期 ($t/T_0 = -1.8, -1.1$) 衝突期 ($t/T_0 = 1.9, 3.7$) 発散期 ($t/T_0 = 5.6, 7.4$) の場合を示している。下降期では、高渦度領域は循環流領域とは一致せず、循環流領域の中心部には渦度はほとんど存在していない。従って循環流は少なくとも初期段階（下降期）においては渦なし流れであり、せん断層の巻き上がりによる渦輪とする従来の解釈は妥当でないことが分かる。高渦度領域は次第に地面に近づく ($t \approx +1.9T_0$) が、衝突期においても循環領域の中心はそれよりずっと上方にある。この時期に高密度流体塊と地面との境に強い渦度領域が発生し、その後この高渦度領域は半径方向外側に移動しながら、次第に循環領域に取り込まれる。そして、ついには中心に渦度が集中した渦輪に成長する。

また、 $t \approx +7.4T_0$ では新たな負のピークが渦輪の前面の地面近傍に発生している。これは、渦輪と地面との相互作用による二次渦輪と考えられる。

大規模循環流については、上で述べたせん断層の巻き上がりによる渦輪とする Alahyari ら[37]の解釈のほかに、Turner ら[47]は、サーマル内部の平均流線が Hill の球状渦の理論により説明できるとしている。

Hill の球状渦とは、静止流体中を移動する剛体球周りの流れを考えた場合に、剛体球の表現として、半径 a の球内にのみ渦度が存在するような渦を考えた場合を言う。球の外側は渦なしである。球の中心を通る軸を回り込むように渦糸があり、流線は軸対称である。渦度分布は、 $\Omega = (0, \Omega_\theta, 0)$ であり、

$$\begin{aligned}\Omega_\theta &= Cr, r^2 + z^2 < a^2 \\ \Omega_\theta &= 0, r^2 + z^2 > a^2\end{aligned}\tag{3-12}$$

となる。ここで、Cは定数。
ストークスの流れ関数、 $\psi(r,z,t)$ を用いる。

$$V_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}\tag{3-13}$$

であるので、渦度は、

$$\Omega_\theta = \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial r} = -\frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{\partial \psi}{r \partial r} \right)\tag{3-14}$$

となる。

$\sqrt{r^2 + z^2} = a$ で ψ および $\partial \psi / \partial z$ が連続であるという条件から、式(3-12)(3-14)を ψ について解くと、

$$\psi = \begin{cases} \frac{-C}{10} \left(r^4 + r^2 z^2 + \frac{5}{3} r^2 a^2 \right), & r^2 + z^2 < a^2, \\ \frac{Cr^2 a^5}{15(r^2 + z^2)^{3/2}}, & r^2 + z^2 > a^2. \end{cases}\tag{3-15}$$

という解を得る。 $r^2 + z^2 > a^2$ では渦なしで速度ポテンシャルは、

$$\phi = -\frac{Cza^5}{15(r^2 + z^2)^{3/2}}\tag{3-16}$$

となる。これは、 z 方向に $2Ca^2/15$ で、静止流体中を移動する剛体球の周りの流れとなる[48]。

式 (3-15) で $a = R_0$ とし、 $\psi = \text{const.}$ の線を描くと図 3-23 の実線ようになる。また、図には $t/T_0 = -0.74$ のアンサンブル速度ベクトル場を重ねて示している。Hill の球状渦の中心の z 座標は、ベクトル場に見られる循環流の中心位置と一致させた。ベクトル場の様子と流線が定性的には一致しており、ベクトル場に見られる循環領域は渦なしであることがわかった。注意して見ると、地面付近と r 方向の速度ベクトルと流線の形にずれが見られ、壁面の影響が現れているものと思われる。

以上から、この循環流は少なくとも最初のステージでは、非粘性・渦なしであるといえる。アンサンブル平均速度場に言及した例はこれまでないが、本研究の結果はアンサンブル平均においても同様の循環流が存在すること、初期段階

では Turner[47]の言うように渦なしであること、そして、地面衝突後に渦輪へ成長することが明らかになった。

なお、本実験の瞬時速度場には、下降期でも循環流の中心に渦度が集中して、せん断層の巻き上がりによる局所的な渦輪の形成を示す兆候も見られる場合がある。Alahyari ら[37]はこれを観察していたものと思われるが、アンサンブル平均速度場では、そのランダム性のために消滅し、ベースの渦無し成分だけが観察されたものと考えることができる。

3.5.3. 見かけのレイノルズ応力と乱流エネルギー

乱流の衝突重力流は層流と同じく浮力によって駆動されるが、このほかに乱流の場合には、レイノルズ応力が運動量輸送に重要な働きをする。従ってその空間分布に関する情報はダウンバーストの発達・減衰を論じる上で欠かせない。さらに、乱れの生成には平均流のせん断のほかに浮力による生成も関与するはずである。また、数値解析もダウンバースト解明に重要な手法であるが、その検証のためには信頼できる実験データが欠かせない。以上から、本節ではレイノルズ応力の分布およびその生成率について検討する。

図 3-24 に見かけのレイノルズ応力成分の等高線図を平均速度ベクトルと重ねて示す。図 3-24(a)に $\overline{v_z^2}$ 、(b)に $\overline{v_r^2}$ および(c)に $\overline{v_r v_z}$ をそれぞれ示している。下降期 ($t/T_0=-1.8,-1.1$) 衝突期 ($t/T_0=1.9,3.7$) 発散期 ($t/T_0=5.6,7.4$) の場合を示している。本実験での下降流発生方法では初期条件の再現性には最大限の注意を払ったとは言え、初期条件のばらつきの影響を完全に排除できているかどうかははっきりしない。また、放出開始からの時間経過は、少なくとも下降開始直後では、初期攪乱の流れが緩和するまで十分に長いと言えるかどうかははっきりしない。したがって、ここに示した相関は、少なくとも下降開始初期段階では非線形性から生じた本来の乱流運動の他に、初期条件のばらつきによるジッターも含まれていると考えるべきである。そのような理由から、ここでは「見かけのレイノルズ応力」と呼んでいる。

図 3-24(a)の鉛直方向成分 $\overline{v_z^2}$ について見ていく。下降期 ($t/T_0=-1.8,-1.1$) では $\overline{v_z^2}$ は高密度流体塊の内部で高い値を示していて、特に高密度流体塊の底部、すなわち下部せん断層(front shear layer)付近で $0.23V_0^2$ と極めて高い値を示している。下降初期に見られるこの強い乱れは、平均流のせん断により発生した本来の乱流と考えたいが、初期条件の差によるジッターの影響も否定できない。下降につれて次第に増加し、図には示していないが、衝突の直前 $t=-0.2T_0$ に最大値 $\overline{v_z^2} \approx 0.3V_0^2$ に達する。そして衝突期 ($t/T_0=1.9,3.7$) では急速に減少するが、その後半 ($t/T_0=3.7$) から循環流の位置に対応する領域で増加が見られる。そして、発散期 ($t/T_0=5.6, 7.4$) では、中心軸付近の下降流領域でも少し大きい。特に発散流の先端部の渦輪の中心付近で大きくなっている。また、渦輪の半径方向外側への移動に合わせて移動する。

次に、図 3-24(b)の半径方向成分 $\overline{v_r^2}$ について見ると、下降期では高々 $0.005V_0^2$ と、 $\overline{v_z^2}$ に比べてとても小さい。また、 $\overline{v_z^2}$ に見られたジッターと思しき現象は見られず、若干ではあるが中心部より側方せん断層で大きい値を示している。下降するにつれて大きさはあまり変化しないが、衝突期に地面近くで急速に成長し、 $t = 0.37T_0$ では地面付近で最大値 $\overline{v_r^2} \approx 0.1V_0^2$ に達する。そして、垂直成分の場合と同様に、発散期では渦輪の領域に集中し、移動と共に減少する。

図 3-24(c)のせん断成分 $\overline{v_r v_z}$ について見る。下降期では、側方せん断層で負の領域が存在している。衝突期では、全体的に小さくなっているが、渦輪の地面側の領域で少し大きな領域が集中し始める。発散期では、渦輪の下部領域に集中し、半径方向外側に渦輪に伴って移動する。

図 3-25 に乱流エネルギーの等高線図と平均速度ベクトルを重ねて示す。乱流エネルギー k は、

$$k = \frac{1}{2}(\overline{v_r^2} + \overline{v_z^2} + \overline{v_\theta^2}) \quad (3-17)$$

$$\approx \frac{1}{2}\left\{\overline{v_r^2} + \overline{v_z^2} + \frac{1}{2}(\overline{v_r^2} + \overline{v_z^2})\right\} = \frac{3}{4}(\overline{v_r^2} + \overline{v_z^2})$$

により求めた。ここで、 $\overline{v_\theta^2} \approx 1/2 \cdot (\overline{v_r^2} + \overline{v_z^2})$ と仮定した。下降期では $\overline{v_z^2}$ と同様サーマルの中心領域で大きく、下部せん断層で $0.23V_0^2$ と高い値を示している。衝突期の後半 ($t/T_0=3.7$) から循環流の付近に集中し始める。そして、発散期では、発達した渦輪の中心付近で大きくなり、渦輪の半径方向外側への移動に合わせて移動する。

このように、レイノルズ応力の垂直成分、半径方向成分およびせん断成分の分布、乱流エネルギー分布の時間変化の様子は、それぞれ異なった特徴を持っていることがわかった。垂直応力は、下降期には高密度流体塊の前面に、衝突期には地面付近に、また発散期にはガストフロントの循環流内部に集中する。半径応力は、下降期には高密度流体塊の側面に、衝突期には地面付近に、また発散期には先端の循環流下部に集中する。せん断応力は、下降期には高密度流体塊の側面に、衝突期は減少しまばらに分布し、発散期には値は小さいが循環流下部に存在する。乱流エネルギーは、下降期には高密度流体塊の前面に、衝突期には地面付近に、また発散期にはガストフロントの循環流内部に集中する。

3.5.4. レイノルズ応力生成率

前節で示したレイノルズ応力が平均場との相互作用を論じるために、レイノルズ応力生成項の分布について検討する。本論文の系では $(\overline{v_z^2}, \overline{v_r^2}, \overline{v_r v_z})$ について、応力による生成、

$$\begin{aligned} P_{zz} &= -2\rho_0 \left(\overline{v_z^2} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \overline{v_z v_r} \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \\ P_{rr} &= -2\rho_0 \left(\overline{v_r^2} \frac{\partial V_r}{\partial r} + \overline{v_z v_r} \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \\ P_{rz} &= -\rho_0 \left(\overline{v_z^2} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \overline{v_r^2} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \overline{v_z v_r} \frac{V_r}{r} \right) \end{aligned} \quad (3-18)$$

に加えて、浮力による生成、

$$\begin{aligned} G_{zz} &= -2g \overline{(\rho_f - \rho_0) v_z} \\ G_{rr} &= 0 \\ G_{rz} &= -g \overline{(\rho_f - \rho_0) v_r} \end{aligned} \quad (3-19)$$

も乱流場に何らかの寄与をしていると考えられる。密度を計測していないため浮力による生成項を直接見積もることはできないが、せん断による生成と比べてどの程度のオーダーであるか評価する。

速度スケールを (U_r, U_θ, U_z) 、長さスケールを (L_r, L_θ, L_z) とする。連続の式は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{\partial V_z}{\partial z} &= 0 \\ \frac{U_r}{L_r} &\sim \frac{U_z}{L_z} \end{aligned}$$

となり各項の下に示したスケールから、

$$\frac{U_r}{L_r} \sim \frac{U_z}{L_z}$$

つまり、

$$\frac{U_r}{U_z} \sim \frac{L_r}{L_z} \quad (3-20)$$

が成立する。

また、下降期、衝突期、発散期の各ステージでの速度および長さスケールの大

小関係は以下のようにになると推測できる。

下降期	衝突期	発散期
$U_z \gg U_r$	$U_z \sim U_r$	$U_z \ll U_r$
$L_z \gg L_r$	$L_z \sim L_r$	$L_z \ll L_r$

各成分について、浮力による生成とせん断による生成との比をとることによってそのオーダーを評価する。

まず、

$$\frac{G_{zz}}{P_{zz}} = \frac{g(\overline{\rho_f - \rho_0})v_z}{\rho_0 \left(\overline{v_z^2} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \overline{v_z v_r} \frac{\partial V_z}{\partial r} \right)}$$

について、各項をスケールで書き換えると、

$$\frac{g\Re r_{\rho z}}{\rho_0 \left(u^2 \frac{U_z}{L_z} + u^2 r_{rz} \frac{U_z}{L_r} \right)} = \frac{g\Re r_{\rho z}}{\rho_0 u \left(\frac{U_z}{L_z} + r_{rz} \frac{U_z}{L_r} \right)}$$

ここで、 $(\overline{\rho_f - \rho_0})^2$ のスケールを \Re^2 、 $\overline{v_i^2}$ のスケールを u^2 、 $\overline{v_i v_j}$ のスケールを ur_{ij} とする。 r_{ij} は変動成分の相関係数を表す。式(3-20)を用いると、上式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{g\Re r_{\rho z}}{\rho_0 u \left(\frac{U_z}{L_z} + r_{rz} \frac{U_z}{L_r} \right)} &= \frac{g\Re r_{\rho z}}{\rho_0 u \frac{U_z}{L_z} \left(1 + r_{rz} \frac{L_z}{L_r} \right)} \\ &= \frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{\frac{U_z^2}{L_z}} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} \frac{r_{\rho z}}{\left(1 + r_{rz} \frac{L_z}{L_r} \right)} \quad (3-21) \\ \text{or} \\ &= \frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{\frac{U_z^2}{L_z}} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} \frac{r_{\rho z}}{\left(1 + r_{rz} \frac{U_z}{U_r} \right)} \end{aligned}$$

$r_{\rho z} \sim r_{rz}$ と仮定する。下降期の場合、 U_r/U_z のオーダーを速度場結果から 10^{-1} 程度とする。 $\Delta\rho/\rho_0 = 0.016$ から、 \Re/ρ_0 のオーダーを 10^{-2} 程度、 $g/(U_z^2/L_z)$ は 1 のオーダー、 u/U_z は速度場の計測結果から 10^{-1} のオーダーとして、式(3-21)のオーダーを評価すると、

$$\frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{U_z^2} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} \frac{r_{\rho z}}{\left(1 + r_{rz} \frac{U_z}{U_r} \right)}$$

$$10^{-2} \cdot 1 \cdot 10 \cdot 10^{-1} = 10^{-2}$$

となり、下降期における G_{zz}/P_{zz} のオーダーは 10^{-2} となる。

衝突期の場合、 $U_z \sim U_r$ より、式(3-21)は以下のように書ける。

$$\frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{U_z^2} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} \frac{r_{\rho z}}{\left(1 + r_{rz} \frac{U_z}{U_r} \right)} = \frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{U_z^2} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} \frac{r_{\rho z}}{(1 + r_{rz})}$$

下降期と同様にオーダーを評価すると、

$$10^{-2} \cdot 1 \cdot 10 \cdot 10^{-1} = 10^{-2}$$

となり、衝突期における G_{zz}/P_{zz} のオーダーも 10^{-2} となる。

発散期では、 $U_z \ll U_r$ より、式(3-21)は以下のようになる。

$$\frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{U_z^2} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} \frac{r_{\rho z}}{\left(1 + r_{rz} \frac{U_z}{U_r} \right)} = \frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{U_z^2} \left(\frac{u}{U_z} \right)^{-1} r_{\rho z}$$

同様にオーダーを見積もると、

$$10^{-2} \cdot 1 \cdot 10 \cdot 10^{-1} = 10^{-2}$$

となり、発散期における G_{zz}/P_{zz} のオーダーも 10^{-2} となる。

次に、

$$\frac{G_{rz}}{P_{rz}} = \frac{g(\rho_f - \rho_0)v_r}{\rho_0 \left(v_z^2 \frac{\partial V_z}{\partial z} + v_r^2 \frac{\partial V_r}{\partial r} - v_z v_r \frac{V_r}{r} \right)}$$

について、各項をスケールで書き換えると、式(3-20)より、

$$\begin{aligned} \frac{g\Re r_{\rho r}}{\rho_0 \left(u^2 \frac{U_z}{L_z} + u^2 \frac{U_r}{L_r} - u^2 r_{rz} \frac{U_r}{L_r} \right)} &= \frac{g\Re r_{\rho r}}{\rho_0 u \left(\frac{U_z}{L_z} + \frac{U_r}{L_r} - r_{rz} \frac{U_r}{L_r} \right)} \\ &= \frac{g\Re r_{\rho r}}{\rho_0 u \frac{U_r}{L_r} (2 - r_{rz})} \\ &= \frac{\Re}{\rho_0} \frac{g}{U_r^2} \left(\frac{u}{U_r} \right)^{-1} \frac{r_{\rho r}}{2 - r_{rz}} \end{aligned} \tag{3-22}$$

式(3-22)より、この場合、半径方向と垂直方向によるスケールの違いが含まれないため、下降期・衝突期・発散期でオーダーの差はない。 $r_{\rho r} \sim r_{rz}$ を仮定して、

式(3-22)のオーダーを見積もると、

$$10^{-2} \cdot 1 \cdot 10 \cdot 10^{-1} = 10^{-2}$$

となり、 G_{rz}/P_{rz} のオーダーは 10^{-2} であることがわかる。

以上をまとめると、次のようになる。

	下降期	衝突期	発散期
G_{zz}/P_{zz}	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
G_{rz}/P_{rz}	10^{-2}		

全てのステージにおいて、 G_{zz}/P_{zz} および G_{rz}/P_{rz} は 1%程度となり、浮力による生成はせん断による生成に比べて小さいことが分かる。

以下に垂直応力の生成率 P_{zz} 、半径方向応力の生成率 P_{rr} およびせん断応力の生成率 P_{rz} の、下降期 ($t/T_0=-1.8,-1.1$) 衝突期 ($t/T_0=1.9,3.7$) 発散期 ($t/T_0=5.6,7.4$) における分布について、図 3-24 に示したレイノルズ応力との関係について検討する。

図 3-26(a)に垂直応力の生成率 P_{zz} の分布を示す。下降期では、サーマルの下部先端部で大きくなっている。衝突期の初めにはよどみ点付近で大きな領域が見られる。衝突期の後半は減少し、よどみ点付近に加えて、循環流の下部にも集中が見られる。衝突期の初めには、地面付近で目立っており、平均流を見ると、鉛直流から水平流へ切り替わる場所である。衝突期の後半は、循環流の下部にも集中が見られる。また、発散期では、渦輪の下部に負の領域が存在するが、全体的に減衰する。

図 3-26(b)に半径方向の生成率 P_{rr} の分布を示す。下降期では、サーマルの下部および側方領域に集中が見られる。衝突期では、下降流部分では減少し、循環流の下部に集中が見られる。また、発散期では、渦輪の下部に負の領域が存在するが、下降流の部分には存在しない。

図 3-26(c)にせん断成分の生成率 P_{rz} の分布を示す。下降期ではサーマルの下部先端および側面で負の領域が見られる。衝突期では、循環流の下部が大きくなり、発散期では渦輪の下部に集中する。

以上のような生成率の分布と、図 3-24 で述べたレイノルズ応力の分布を比較すると、必ずしも対応しているわけでない。つまり、このような複雑な系では、生成率だけでレイノルズ応力の大きさを論ずることはできないことがわかる。発散期については、ガストフロントにレイノルズ応力が集中する傾向があるが、生成率との対応から、これはローカルに発生しているのではなく、衝突期から対流により運ばれてきたものであることがわかる。

3.5.5. 高密度流体領域の同定とその体積、運動量の時間変化

ダウンバーストのひとつの特徴に、周囲流体との境界における乱流運動により周囲流体を巻き込む現象、すなわちエントレインメント（連行作用）がある。これによって高密度流体に周囲の静止した流体が入り込み、体積が増加すると同時に運動量が減少する。衝突重力流については、高密度流体領域の運動量変化を調べた例はない。本節では、高密度流体全体での動的挙動を把握するために、実験結果から高密度流体領域を同定し、高密度流体領域の運動量の時間変化について検討を行う。

図 3-25 に示した乱流エネルギーから、高密度流体領域を識別することを考える。高密度流体領域とは、密度が周囲流体のそれより高い領域と定義すべきだが、密度が測定されていない。そこで、乱流エネルギーがあるレベル以上の領域 ($k/V_0^2 \geq 0.01$) を便宜的に高密度流体領域と仮定する。

図 3-27 に乱流エネルギーの分布から、 $k/V_0^2 \geq 0.01$ を閾値として、さらに、後流の部分を除くことにより高密度流体領域を分類した図を示す。黒い部分が高密度流体領域である。その妥当性を示すために、図 3-27 には、三角印で可視化写真から求めたサーマル境界の位置を示している。図をみると黒の部分とサーマル境界はほぼ一致している。また、この等高線の下端が地面に接する時刻と、図 3-19 で定義した衝突の瞬間の時刻についても一致する。本来、可視化写真の 1 コマとアンサンブル平均の情報を比較することは厳密な意味では妥当ではないが、両者の定性的な一致は、上の仮定がある程度妥当であることを示している。

高密度流体領域の体積を、

$$M_t = \iiint dzdr(rd\theta) \quad (3-23)$$

で定義する。ここで、面積分は高密度流体領域鉛直子午断面での領域において行う。また、アンサンブル平均の高密度流体塊の形状は軸対称であると仮定すると、式(3-23)は、

$$M_t \approx 2\pi \iint rdzdr \quad (3-24)$$

のようになる。高密度流体領域 ($0 \leq \theta < 2\pi$) 全体について積分することにより計算した。図 3-28(a)にこの高密度流体領域の体積の時間変化を示す。下降期では、サーマルの連行作用によりほぼ一定の割合で増加する。衝突期でも傾きは少なだらかになるが増加し続ける。発散期では一度減少するものの、増加傾

向と見ることができる。この衝突期及び発散期での増加は、ガストフロントでの渦輪による巻き込みによるものと思われる。発散期の $t/T_0=3.7$ で基準体積、つまり、初期体積の 5.5 倍にもなる。このように、高密度流体領域は、下降期のサーマルの連行作用、発散期および衝突期のガストフロントでの渦輪の巻き込みにより、周囲流体を取り込んで体積が増加し続けることがわかる。

福島ら[24]はサーマルの連行係数について、解析を行っており、連行係数 $\alpha=0.26\sim 0.28$ という報告をしている。本実験での高密度流体領域の下降期での連行係数を見積もると、 $0.2\sim 0.1$ という結果であった。福島らの結果と比べて、小さいが、オーダー程度は一致しており、乱流エネルギーによって高密度流体領域を同定する方法はある程度妥当であると言える。

次に、高密度流体領域の鉛直方向および半径方向の運動量を、

$$M_r = \iiint \rho_0 V_r dz dr (rd\theta)$$

$$M_z = \iiint \rho_0 V_z dz dr (rd\theta) \approx 2\pi\rho_0 \iint r V_z dz dr \quad (3-25)$$

と定義する。高密度流体領域内の流体の密度は厳密には周囲の低密度流体の連行により徐々に減少すると考えるべきである。しかし、本実験の範囲では密度差 $\Delta\rho$ は周囲流体密度の高々 1.6% 程度のため、計算の際には周囲と同様の ρ_0 で一様とした。体積の場合と同様に、アンサンブル平均の高密度流体塊の形状は軸対称であると仮定すると、式(3-25)は、

$$M_r \approx 2\pi\rho_0 \iint r V_r dz dr$$

$$M_z \approx 2\pi\rho_0 \iint r V_z dz dr \quad (3-26)$$

のようになる。高密度流体領域 ($0 \leq \theta < 2\pi$) 全体について積分することにより計算した。この式を用いて高密度流体領域の運動量の時間変化を図 3-28(b)に示す。実験条件は前節と同じ、 $Re = 2100$, $H/R_0 = 4.0$ である。

z 方向の運動量は下降期から衝突期にかけてほぼ直線的に増加し、衝突期のほぼ中間でピークを迎える。この時のピーク値は基準の運動量 ($4/3\pi R_0^3 \rho_0 U_0$) の約 80% に達する。その後、発散期にかけて急速に、またその後緩やかに減少するが、発散期においても $t \approx 7T_0$ 程度まで残留している。一方、 r 方向の運動量は、衝突の直前から徐々に増加を始め、衝突期から発散期の始めにかけてほぼ直線的に増加し、発散期ではほぼ一定の値となる。この値は鉛直成分のピーク値とほぼ同程度である。長時間経過後には、この r 方向運動量も減少していくと思われるが、この測定範囲ではそれは確認できない。時刻 $t/T_0=3.33$ で z 方向および r 方向の運動量の大小関係が逆転する。これを衝突期と発散期の境界とす

る。前節まで述べてきた衝突期と発散期の境界の定義である。これにより、下降期・衝突期・発散期に現象を分類できたことになる。

以上のように、サーマルは初期の運動量ゼロの状態から出発し、まず重力による加速によって鉛直方向の運動量を獲得し、続いて地面の効果が現れるに従って、徐々に半径方向運動量へと転化され、最終的には半径方向のみが残留するという一連の経過をたどること、運動量のピーク値は鉛直方向と半径方向でほぼ同じ程度であるといえる。鉛直方向から半径方向への運動量の転化は、下降流の衝突によるよどみ圧とこれによる半径方向圧力勾配および、レイノルズ応力によるものと考えられる。

3.6. 結論

鉛直重力流の地面への衝突について実験を行い、アンサンブル平均速度場を計測した。負の浮力によりサーマルが形成される下降期、地面に衝突して下降流から発散流へ移行する衝突期、そして水平重力流として半径方向に広がる発散期に分類した。

従来、大気観測や実験室モデルにおける瞬時速度場に見られた大規模な循環流が、平均速度場にも鮮明に現れることが分かった。下降期から衝突期にかけては、循環流の流線は下降する高密度流体塊の前面から出発し、サーマルの側面を通過して上面に達する。その中心は高密度流体塊の側面に位置するが、循環流中心に渦度の集中は認められず、この循環流が基本的に渦なしであることがわかった。これは、サーマルが Hill vortex から形成されるという過去の知見と一致することが確認された。また、この循環流は、衝突中に地面近くで新たに生成された渦層を巻き込みながら、渦度が中心部に集中した渦輪へと成長し、ガストフロントのヘッドを形成する様子が捉えられた。ガストフロントには、渦輪の周方向不安定に起因すると思われる非軸対称性を呈することがわかった。鉛直方向速度は衝突の直後の中心軸上、 $z/R_0 \approx 1$ 付近で最大値 $1.1V_0$ に達する。一方、半径方向速度は衝突中に $z/R_0 \approx 0.1$ 付近で最大値 $0.7V_0$ に達することがわかった。

鉛直方向レイノルズ応力は、下降期には高密度流体塊の前面に、衝突期には地面付近に、また発散期にはガストフロントの循環流内部に集中する。半径方向レイノルズ応力は、下降期には高密度流体塊の側面に、衝突期には地面付近に、また発散期には先端の循環流下部に集中する。せん断方向レイノルズ応力は、下降期には高密度流体塊の側面に、衝突期は減少しまばらに分布し、発散期には値は小さいが循環流下部に存在する。乱流エネルギーは、下降期には高密度流体塊の前面に、衝突期には地面付近に、また発散期にはガストフロントの循環流内部に集中する。

一方、レイノルズ応力の生成率の分布とレイノルズ応力の分布を比較すると、必ずしも対応しているわけではなく、このような複雑な系では、生成率だけでレイノルズ応力の大小を論ずることはできないことがわかった。発散期については、ガストフロントにレイノルズ応力が集中する傾向があるが、生成率との対応から、これはローカルに発生しているのではなく、衝突期から対流により運ばれてきたものであることがわかった。

高密度流体塊は初期の運動量ゼロの状態から出発し、まず重力による加速に

よって鉛直方向の運動量を獲得し、続いて地面の効果が現れるに従って、徐々に半径方向運動量へと転化され、最終的には半径方向のみが残留するという一連の経過をたどること、運動量のピーク値は鉛直方向と半径方向でほぼ同程度であることがわかった。

第3章 図表

表3-1 実験条件

Sg [%wt]: グリセリン水溶液の重量 %濃度

Sp [%wt]: リン酸二水素カリウム水溶液の重量 %濃度

No.	Sg (%wt)	Sp (%wt)	T_0 (s)	$\Delta\rho$ $/\rho_0$	R_0 (mm)	V_0 (mm/s)	H (mm)	H/R_0	Re 数	備考, 試験目的
1	3.0	1.0	3.150	0.0003	31.7	10.06	126.8	4.0	318	全体挙動観察
2	2.5	1.0	1.798	0.0010	31.7	17.63	300	6.0	500	全体挙動観察
4	2.0	1.0	1.602	0.0013	31.7	19.79	126.8	4.0	625	全体挙動観察
5	1.5	1.0	1.000	0.0032	31.7	31.70	126.8	4.0	1000	全体挙動観察
6	2.5	3.0	0.449	0.0160	31.7	70.54	126.8	4.0	2100	全体挙動観察 & 速度場計測

表 3-2 グリセリン水溶液およびリン酸二水素カリウム水溶液の物性。(CRC Handbook[44]より)

Glycerol

Concentrative properties of aqueous solutions(20°C).

wt %	ρ *10 ³ kg/m ³	μ mPa·s	屈折率
0	0.9982	1.0020	1.3330
0.5	0.9994	1.011	1.3336
1	1.0005	1.022	1.3342
2	1.0028	1.048	1.3353
3	1.0051	1.074	1.3365
4	1.0074	1.100	1.3376
5	1.0097	1.127	1.3388
6	1.0120	1.157	1.3400
7	1.0144	1.188	1.3412
8	1.0167	1.220	1.3424
9	1.0191	1.256	1.3436
10	1.0215	1.291	1.3448
12	1.0262	1.365	1.3472
14	1.0311	1.445	1.3496

KH₂PO₄

Concentrative properties of aqueous solutions(20°C).

wt%	ρ g/cm ³	μ mPa·s	n 屈折率
0.5	1.0018	1.010	1.3336
1	1.0053	1.019	1.3342
2	1.0125	1.038	1.3354
3	1.0197	1.060	1.3365
4	1.0269	1.083	1.3377
5	1.0342	1.108	1.3388
6	1.0414	1.133	1.3400
7	1.0486	1.160	1.3411
8	1.0558	1.187	1.3422
9	1.0630	1.222	1.3434
10	1.0703	1.245	1.3445

表 3-3 PIVシステム構成品の詳細

装置	製造者	製品名
ストロボコントローラー (ストロボアンプ)	ネクサス	SA-100A
キセノンランプハウス	ネクサス	LH1A-SA1M
ビームスプレッター	ネクサス	特注品
CCD カメラ カメラアダプタ	SONY	XC-55 DC-77R
カメラレンズ	Nikon	Micro-Nikkor 55mm F2.8s
フレームグラブバー	National Instruments	PCI-IMAQ-1408
ディレイジェネレーター	ネクサス	VSD-1000

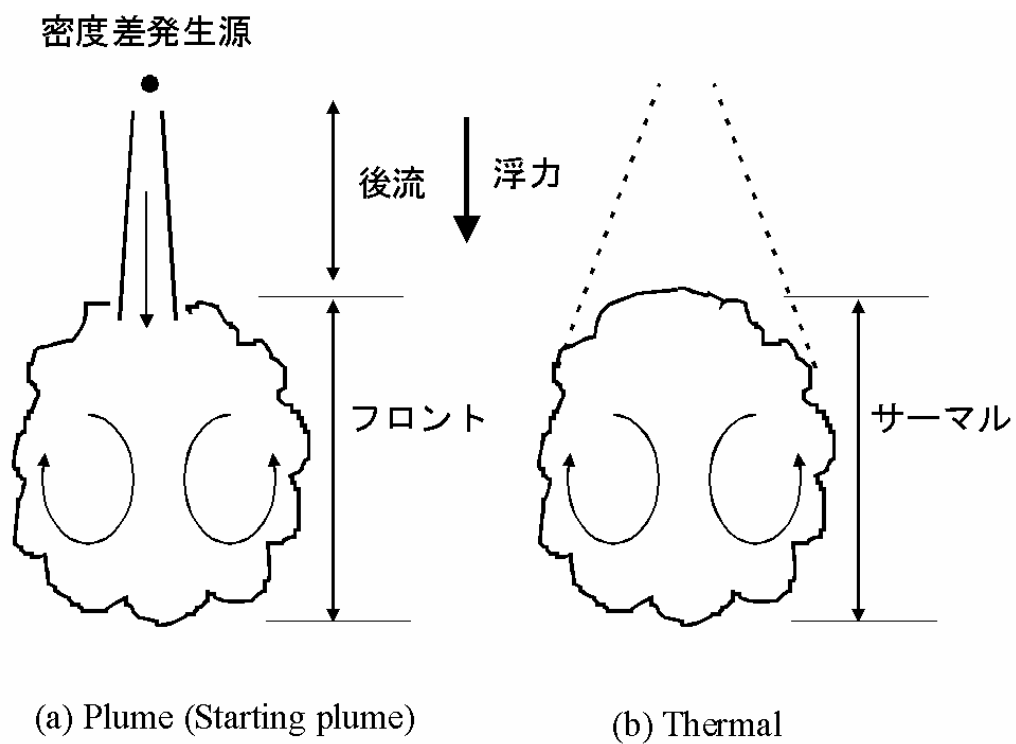
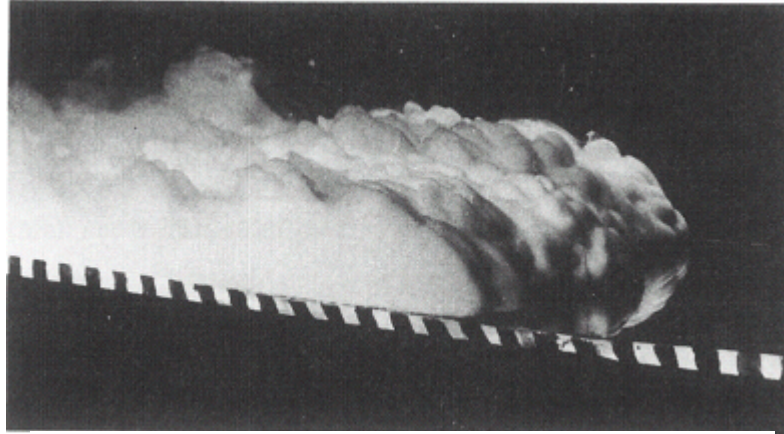
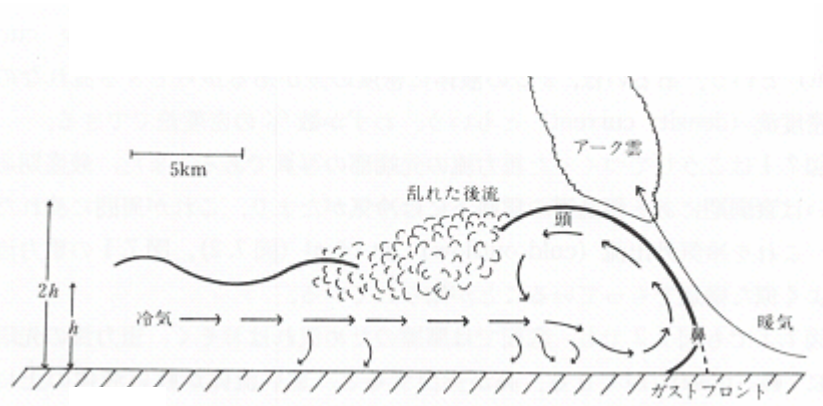


図 3 - 1 鉛直重力流の種類。(a) Plume(Starting plume) プルーフ、(b)Thermal サーマル。矢印は平均的な流れの方向を示している。



(a)



(b)

図 3 - 2 水平重力流の概要。

(a) 静止した真水の中に進入する塩水の先端部 (密度差 1%)。 (Simpson, [34])

(b) 積乱雲に伴う冷氣外出流の模式図。 (Goff, [35])

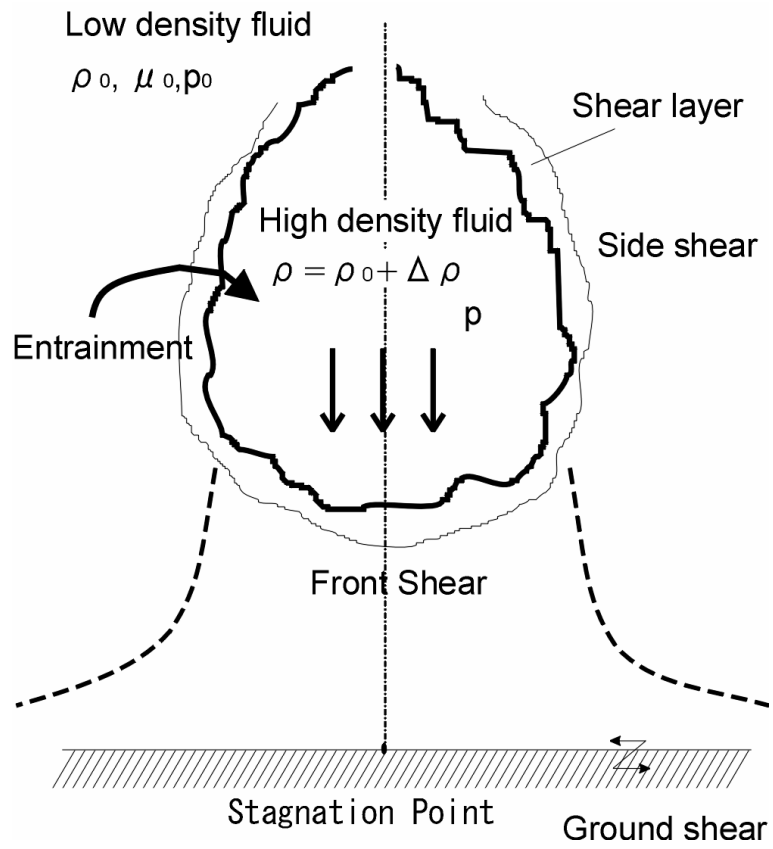
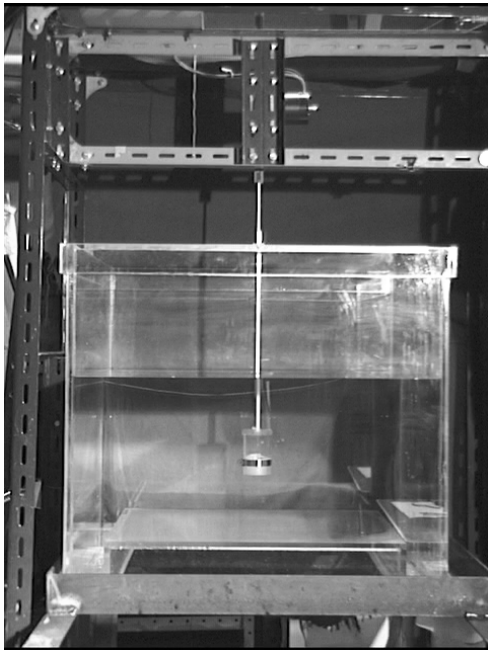
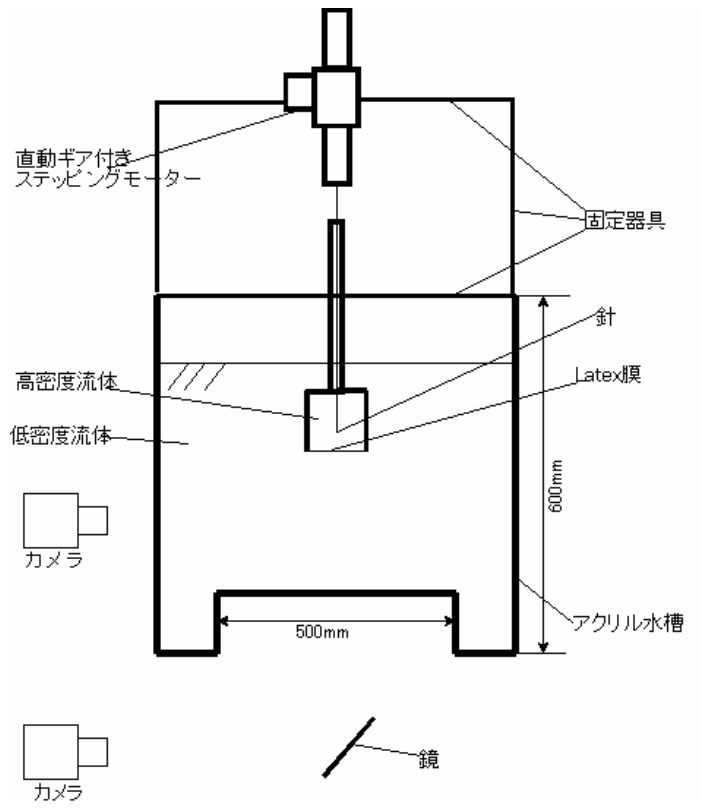


図 3 - 3 衝突重力流モデルの概念図

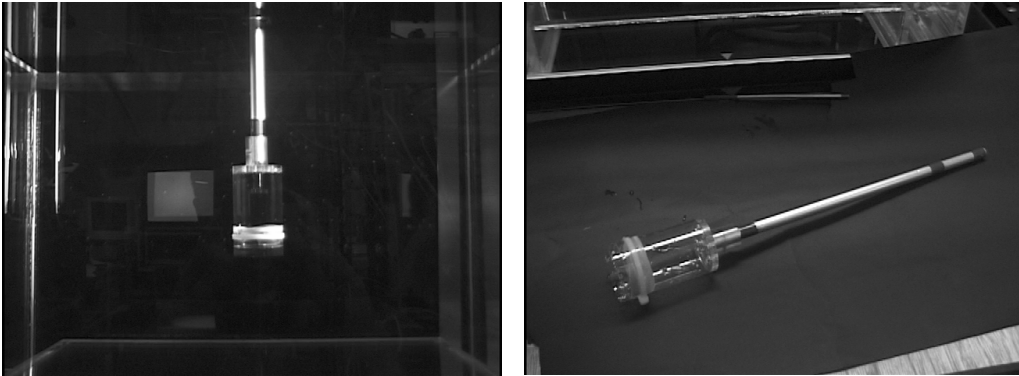


(a)写真

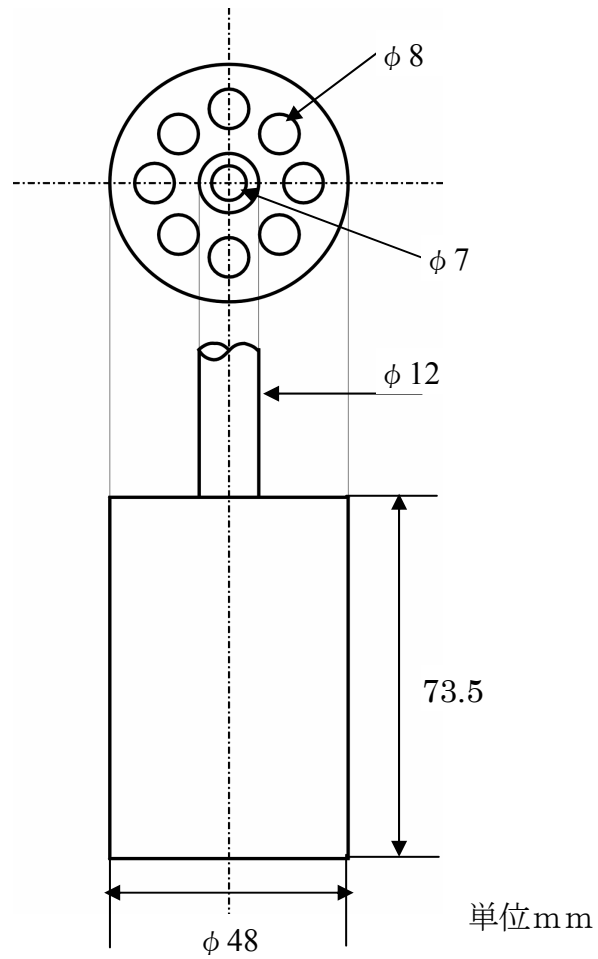


(b)全体図

図 3 - 4 実験装置全体。(a)全体写真、(b)全体図



(a)写真



(b)高密度流体ポッド詳細

図 3 - 5 高密度流体用ポッド

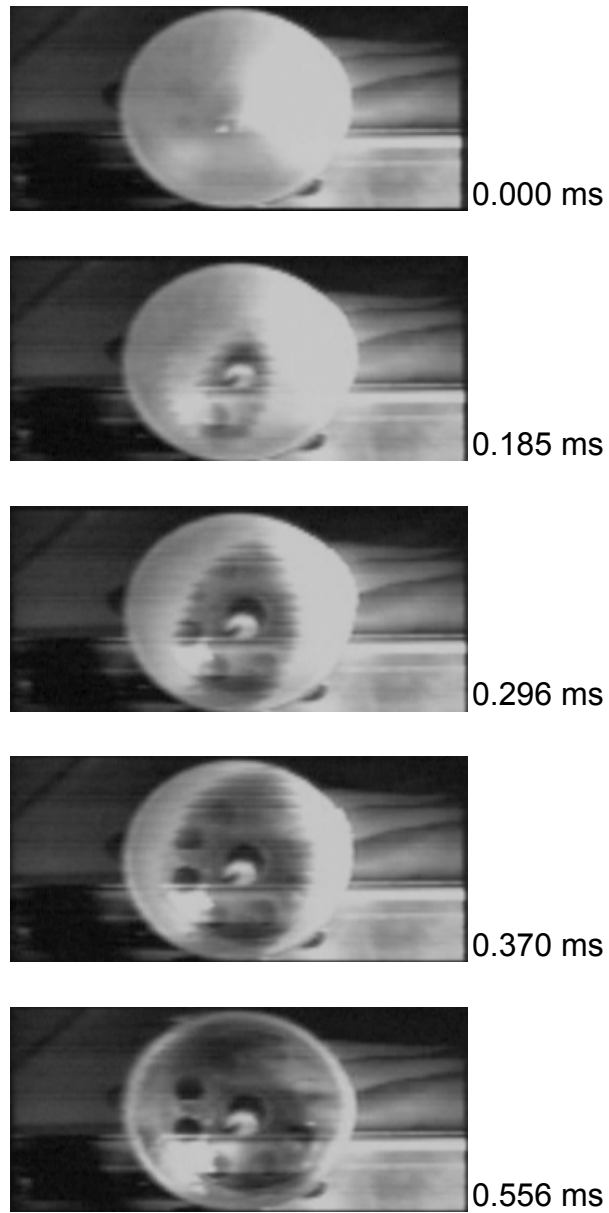


図 3 - 6 (a) Latex 膜破裂の様子。底面から、高速度ビデオカメラによる撮影。

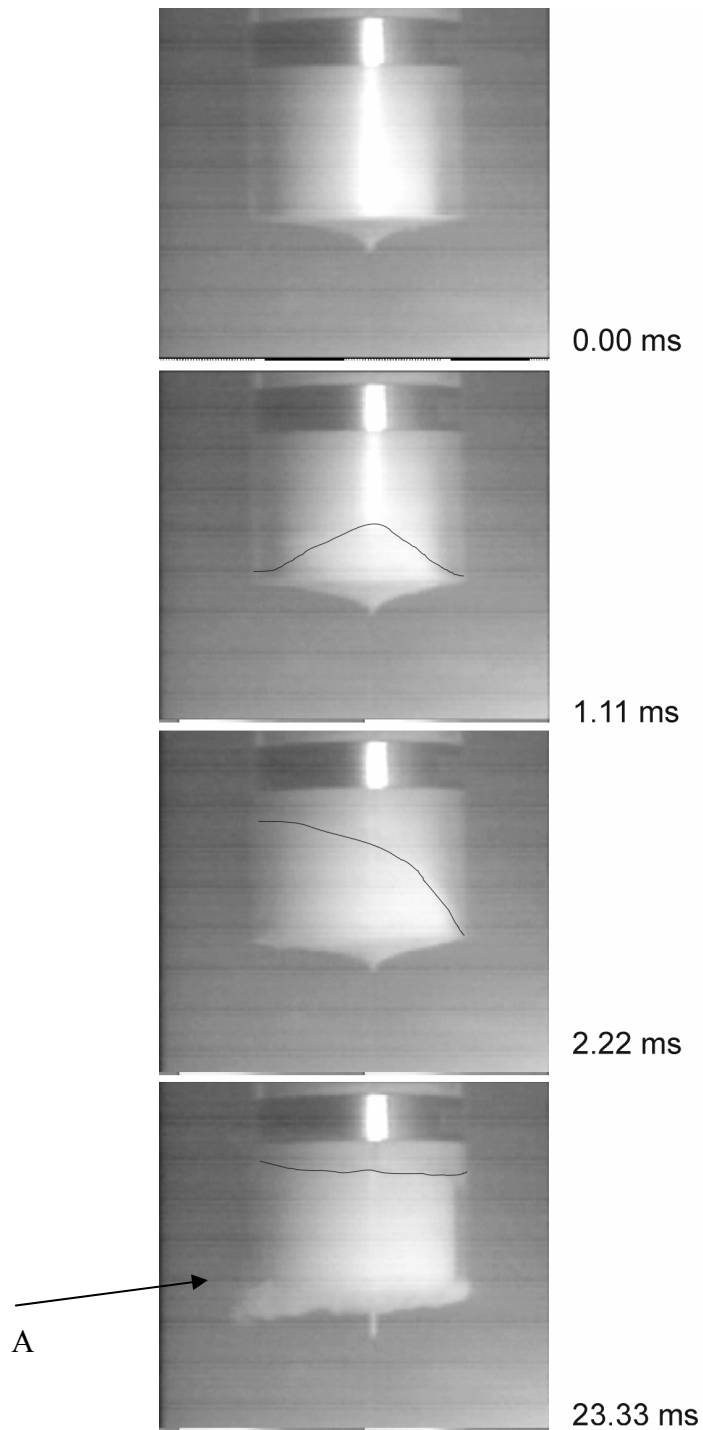


図3-6(b) Latex膜破裂の様子。側面から、高速度ビデオカメラによる撮影。Latex膜の端を黒線で強調。A：ポット内流体の横方向への移動。

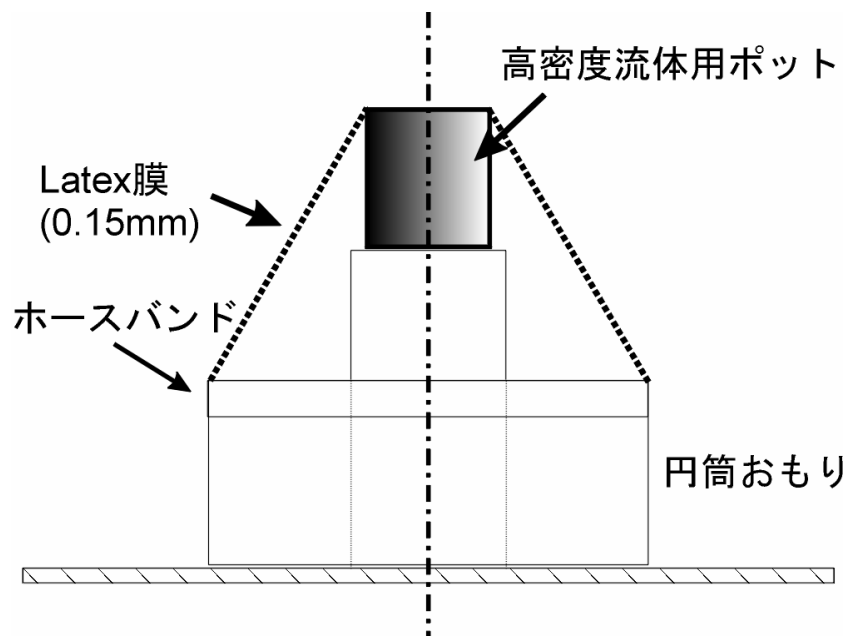


図 3 - 7 Latex 膜張り装置の概要。

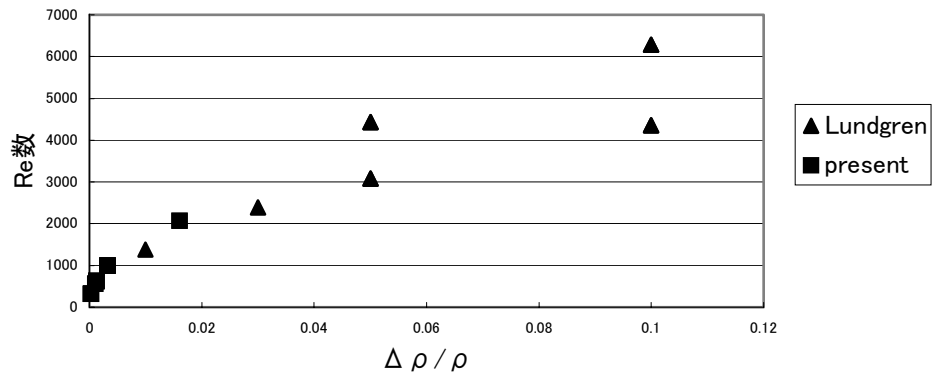
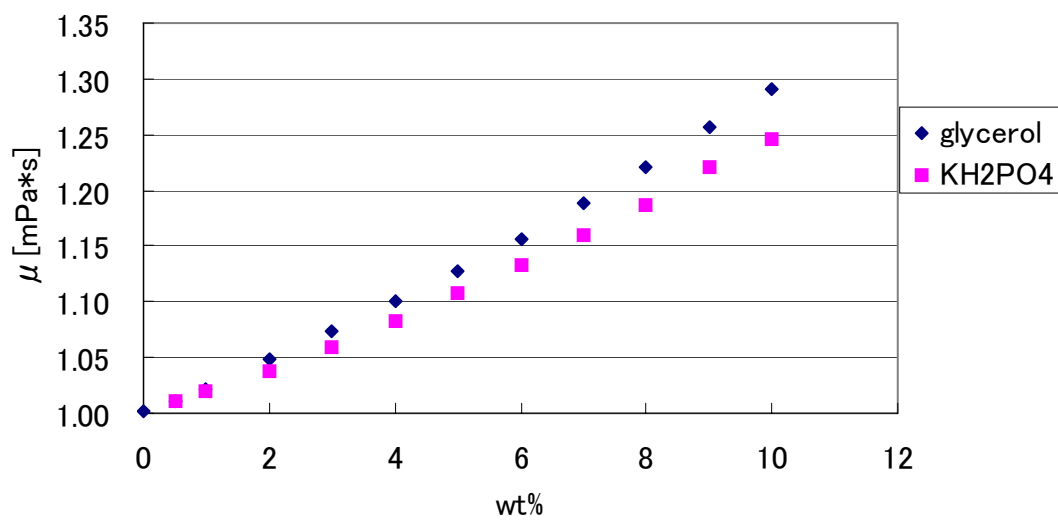
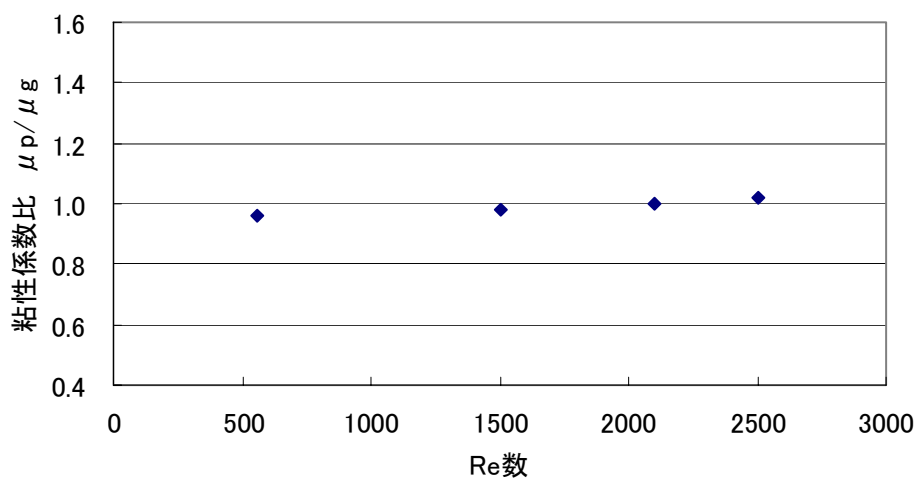


図 3 - 8 実験条件の比較。Lundgren ら[36]とレイノルズ数 $Re \equiv \rho_0 R_0 V_0 / \mu_0$ の比較。

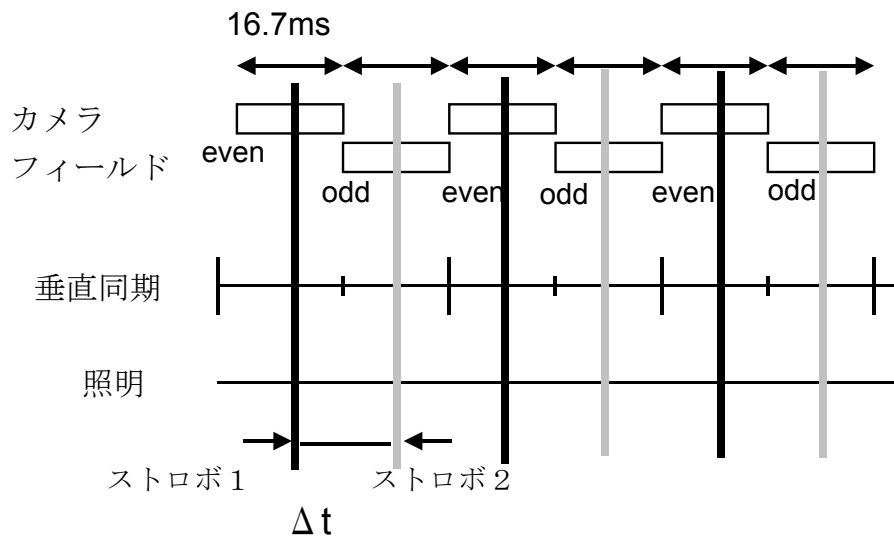
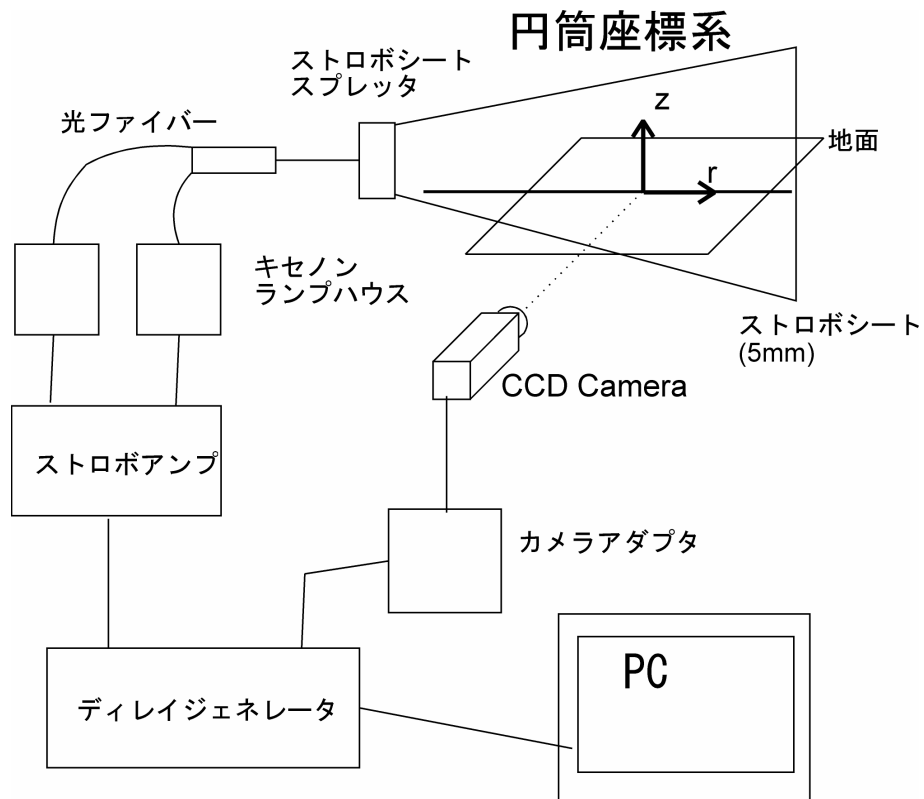


(a)



(b)

図3-9 (a)グリセリン水溶液とリン酸二水素カリウム水溶液の粘性係数の比較。Water, 20°C 1.002(mPa・s)(b) 各レイノルズ数における粘性係数の比($\mu p / \mu g$)。 μp : リン酸二水素カリウム水溶液の粘性係数。 μg : グリセリン水溶液の粘性係数。



パルスタイミングの制御

図3-10 座標系および可視化方法 (PIV) の概要.

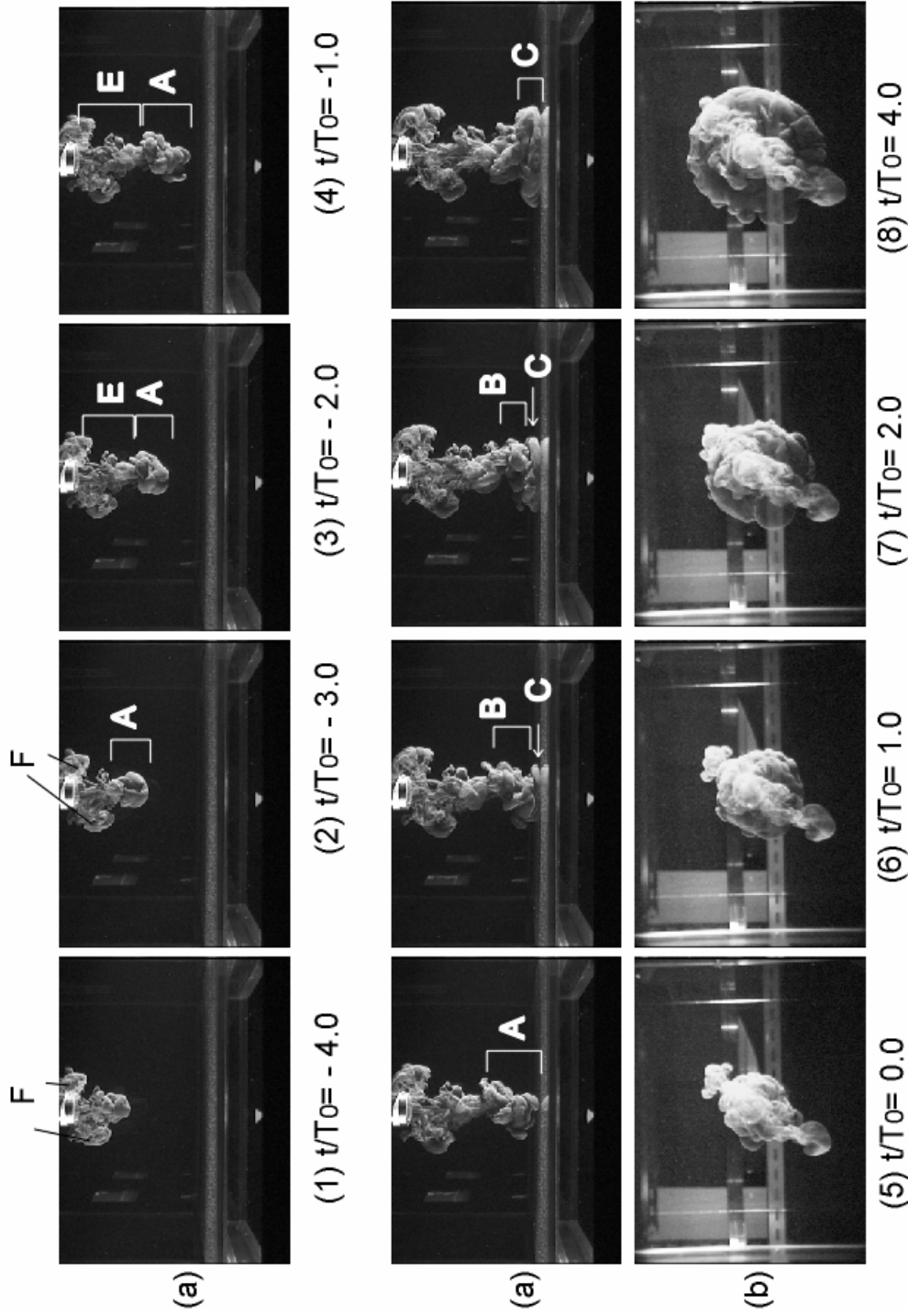


図 3-1-1 衝突重力流の輪郭の変化。 $Re=500$ 。 $H_0=6 D_0$ 。 側方写真および下面写真 (同時撮影)。

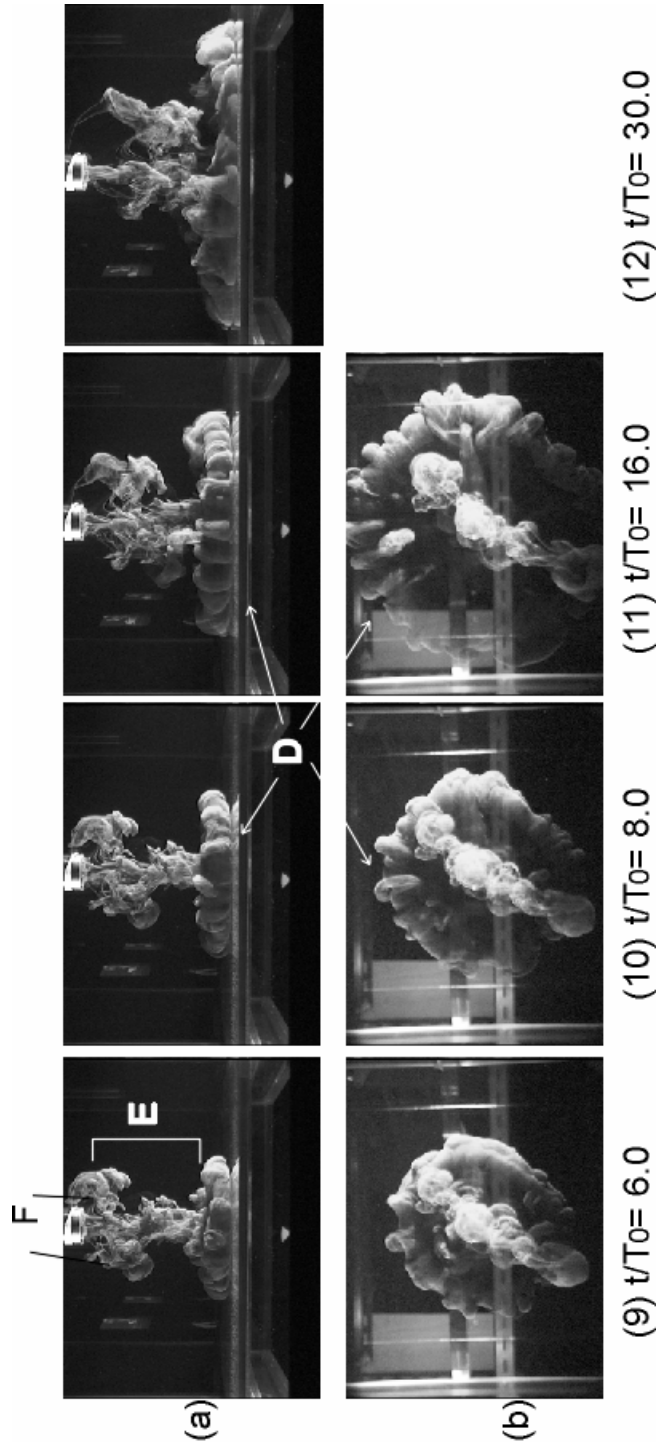


図3-11 (続き) 衝突重力流の輪郭の変化。 $Re=500$ 。 $H_0=6R_0$ 。側方写真および下面写真 (同時撮影)。

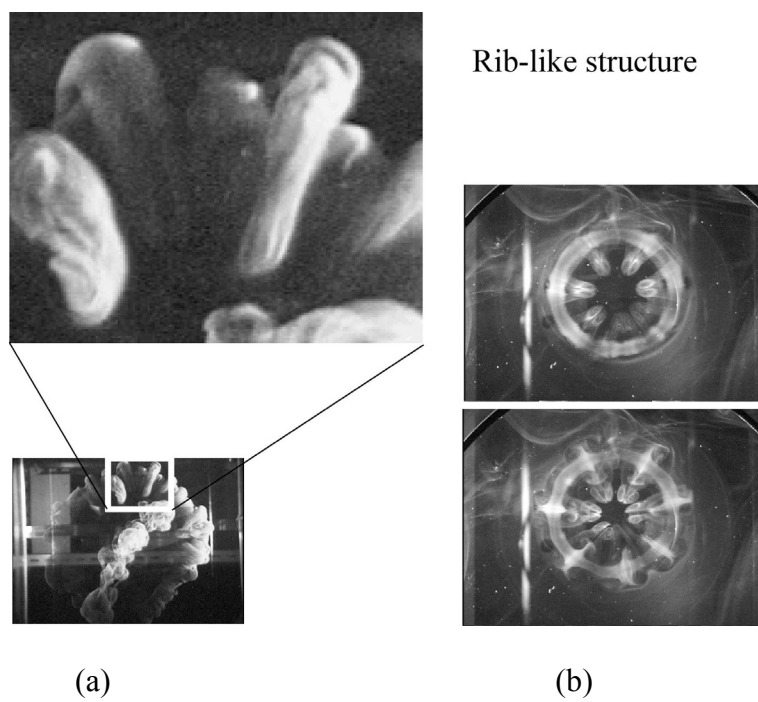
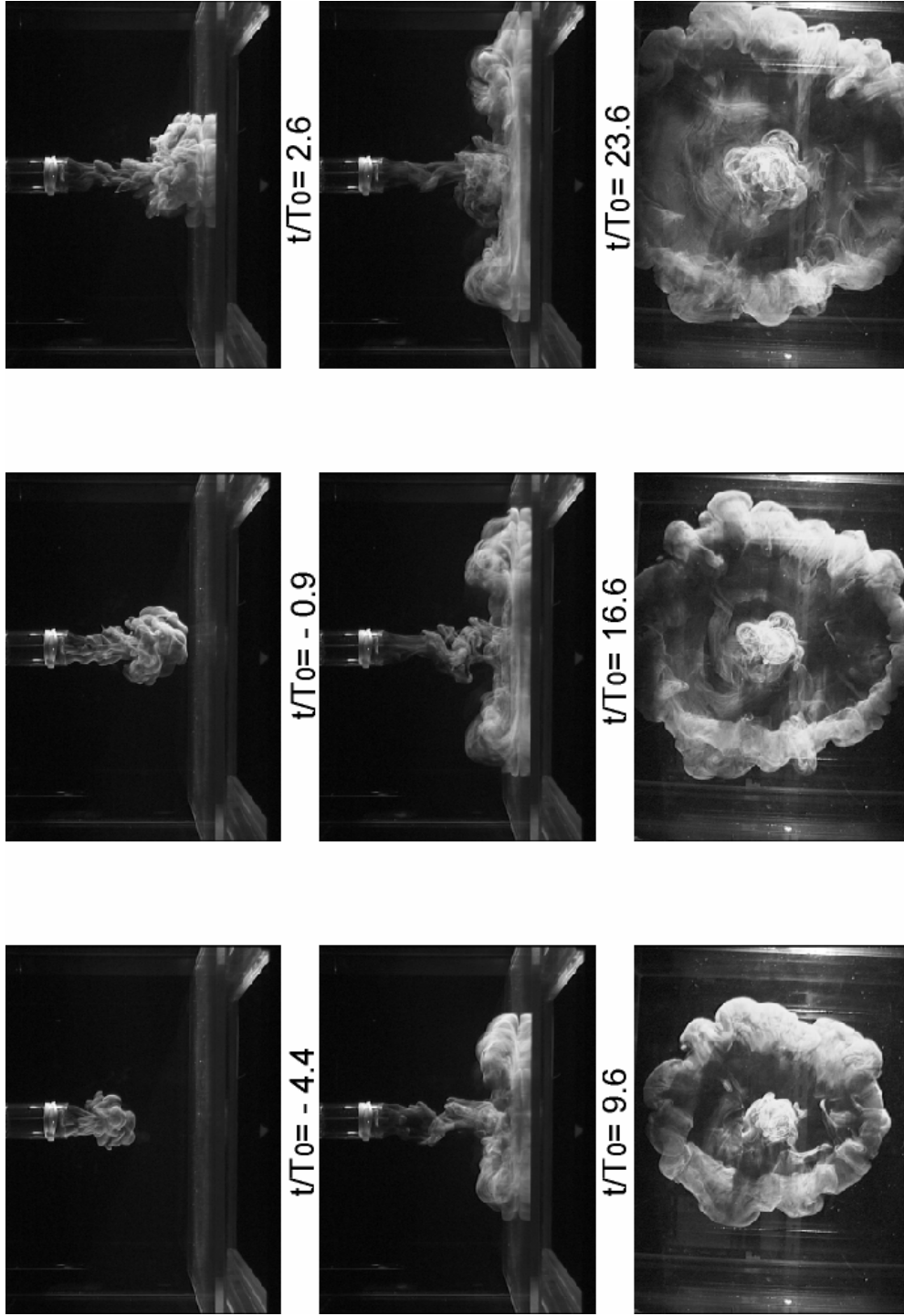
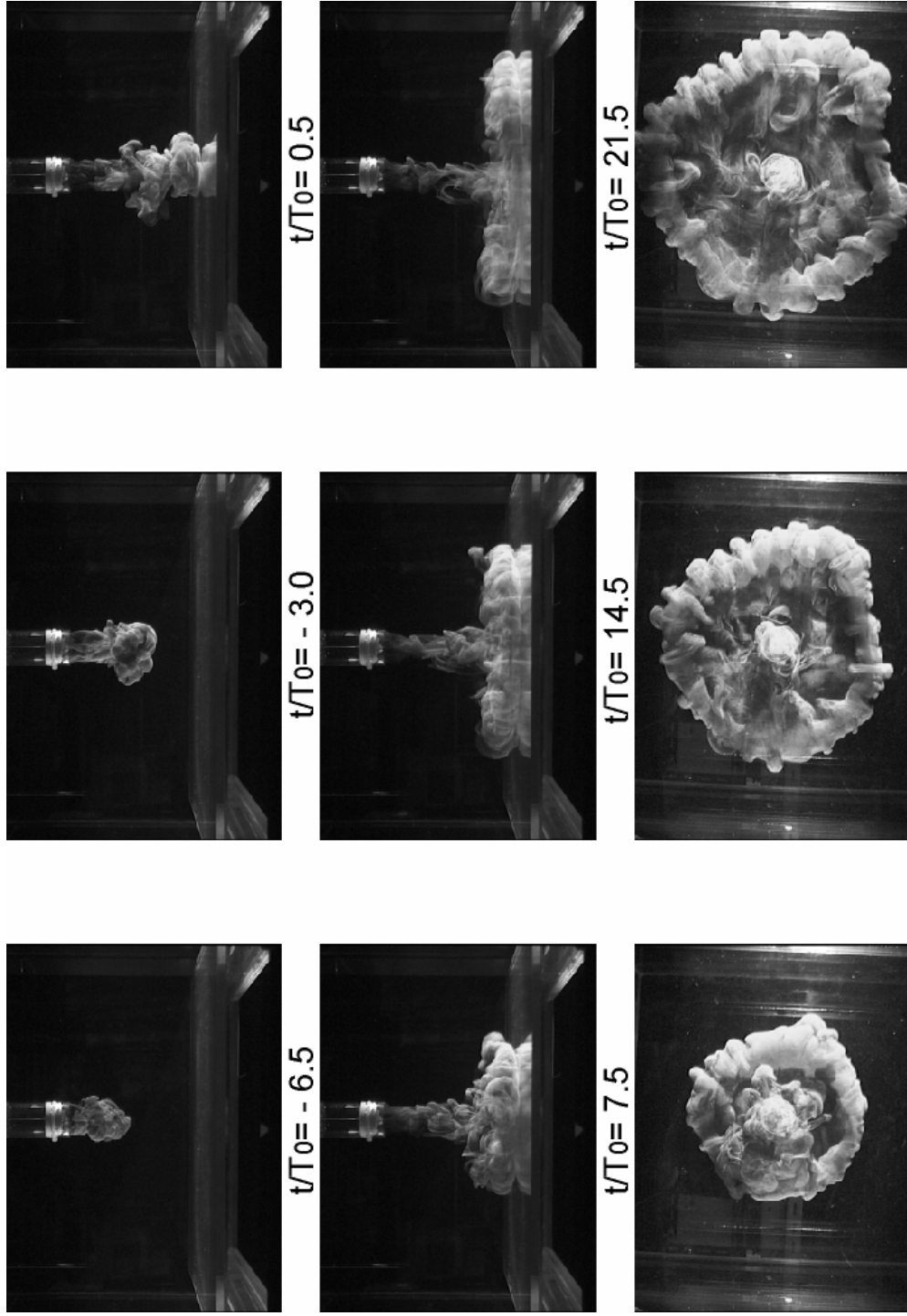


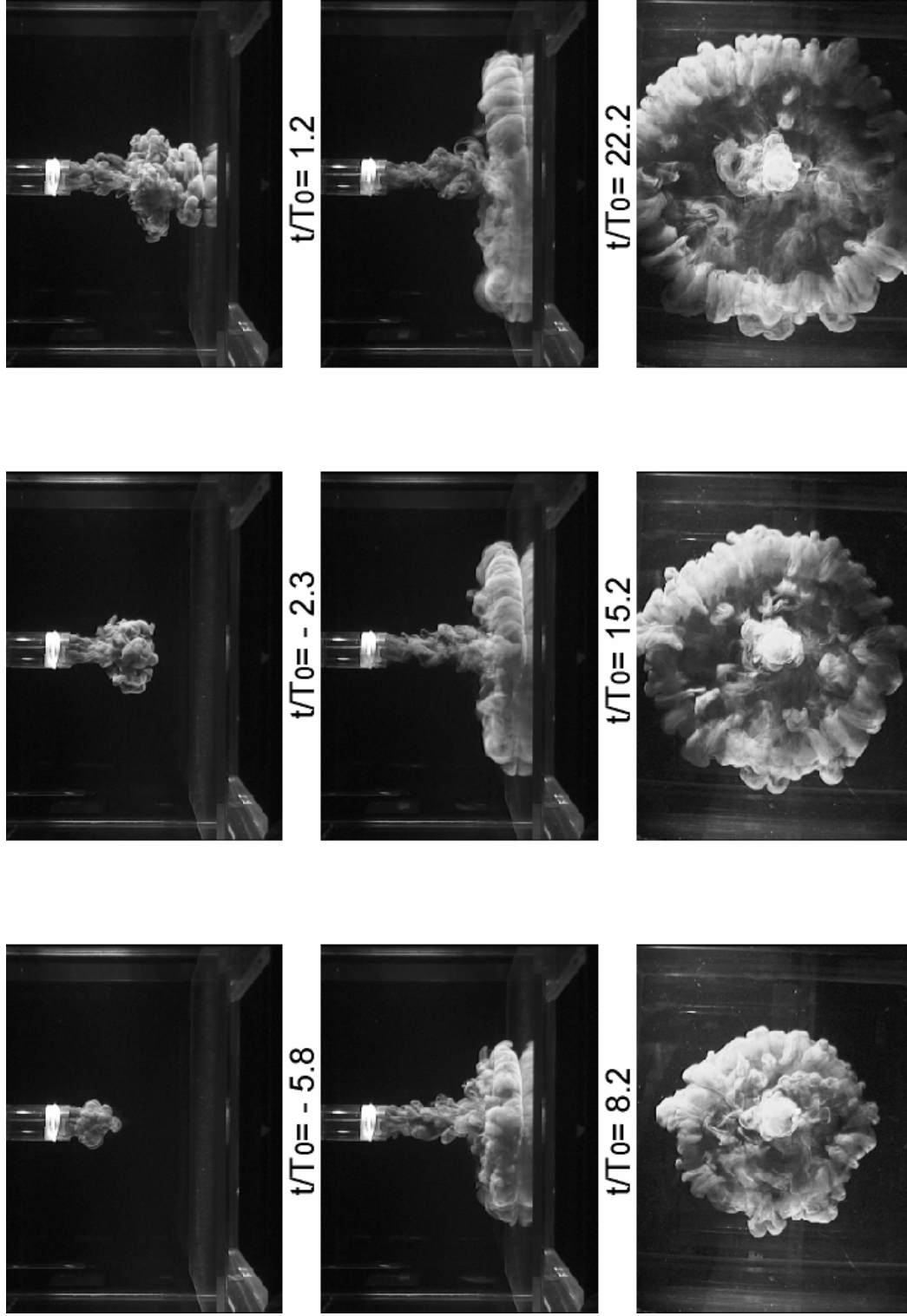
図 3 - 12 (a)リブ構造の拡大図。(b)等密度渦輪の地面への衝突で見られる周方向波状変形。



Re=318
 図 3 - 13 衝突重力流の輪郭の時間変化。 $Re=318$ 。 $H_0=6R_0$ 。側方写真および下面写真（同時撮影）。



Re=625
 図 3 - 14 衝突重力流の輪郭の時間変化。 $Re=625$ 。 $H_0=6R_0$ 。側方写真および下面写真（同時撮影）。



Re=1000
 図3-15 衝突重力流の輪郭の時間変化。 $Re=1000$ 。 $H_0=6R_0$ 。側方写真および下面写真（同時撮影）。

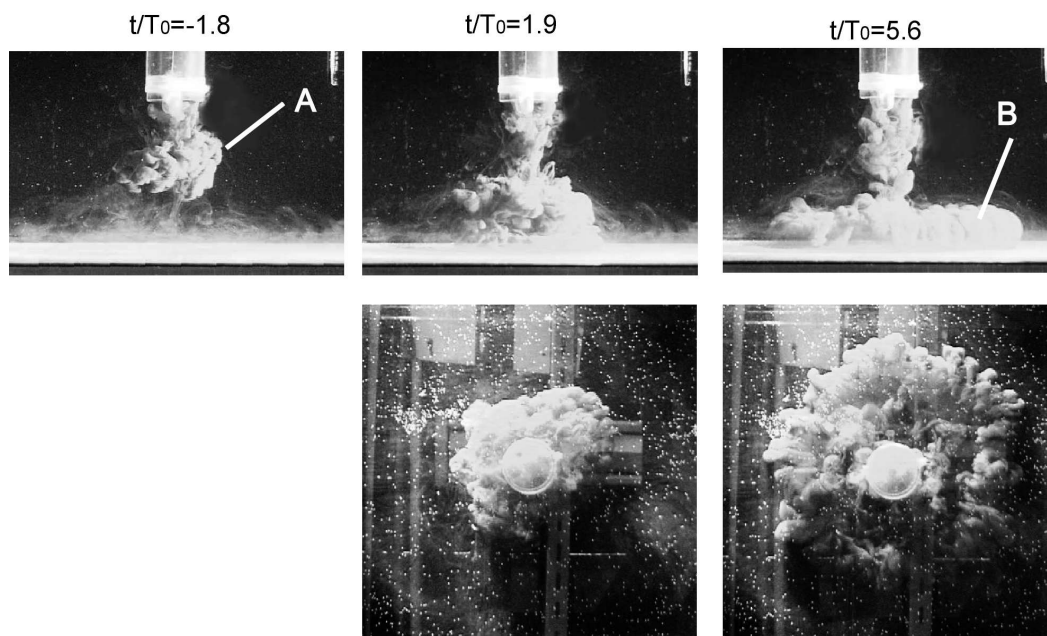


図 3-16 レイノルズ数 $Re=2100$ での可視化の様子。

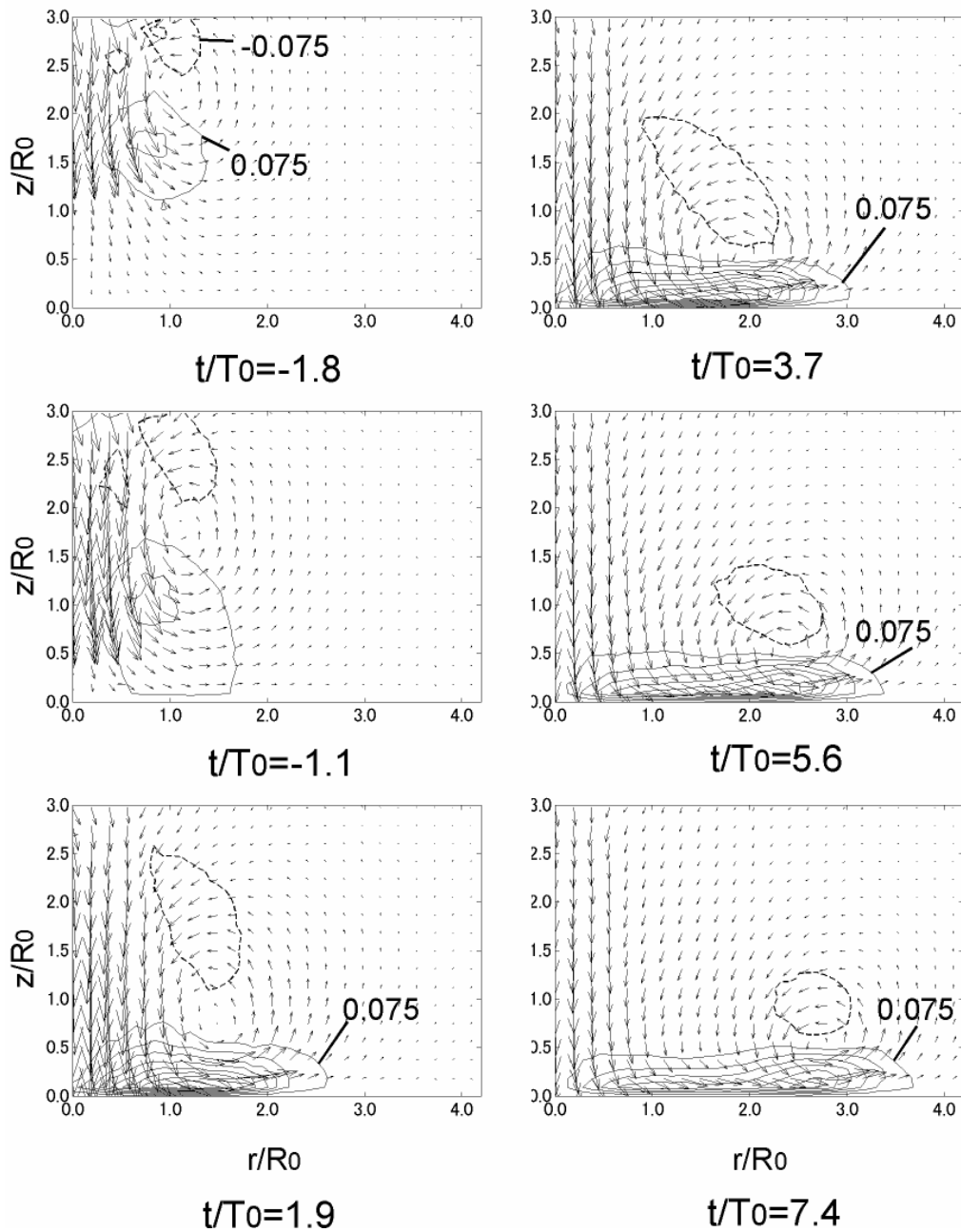


図 3-17 アンサンブル平均速度場、 V_r/V_0 等高線($0.075V_0$ 間隔)、 $Re=2100$ 。
 実線：正值、破線：負値。

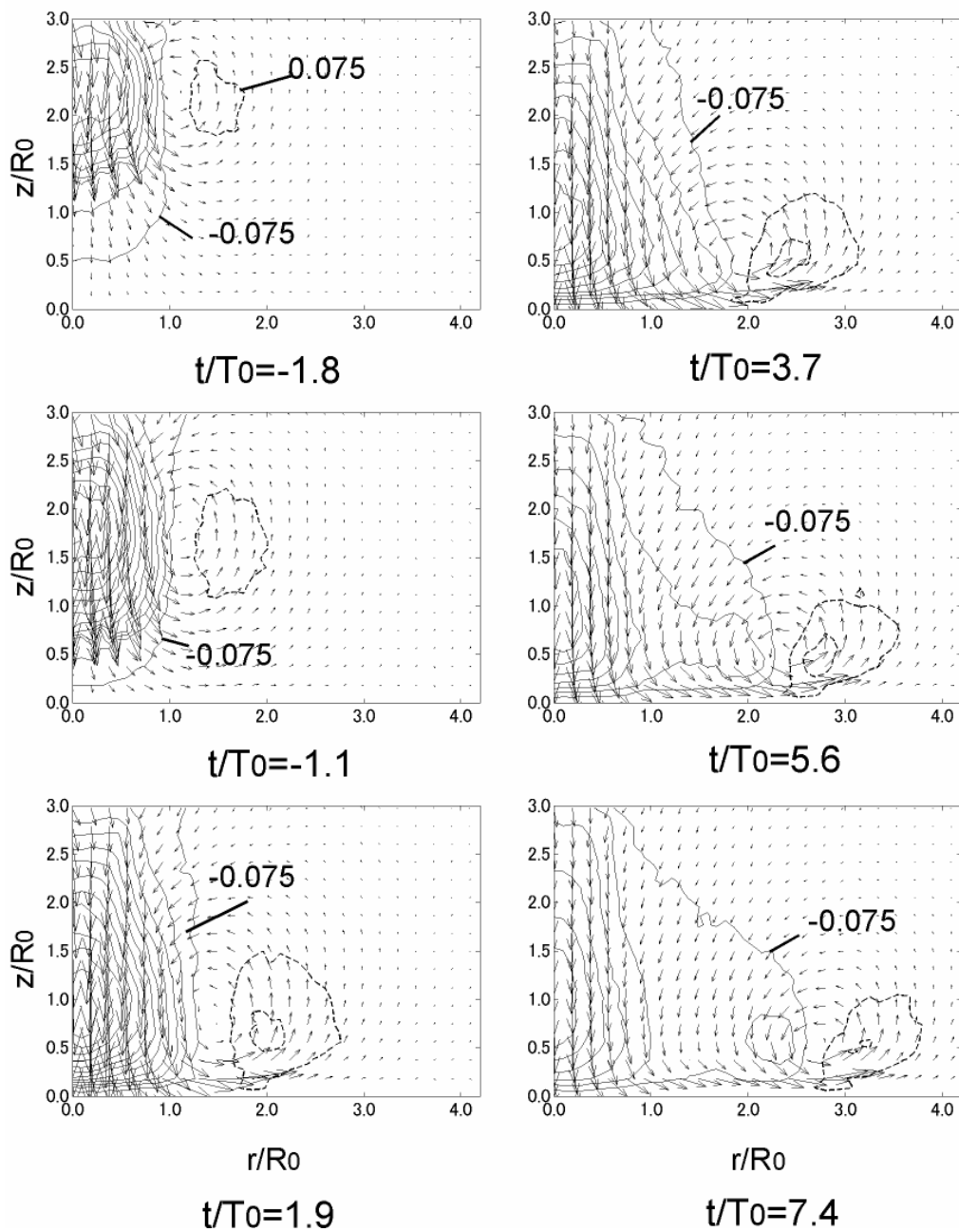


図 3-18 アンサンブル平均速度場。 V_z/V_0 等高線($0.075V_0$ 間隔)。 $Re=2100$ 。
実線：負値、破線：正值。

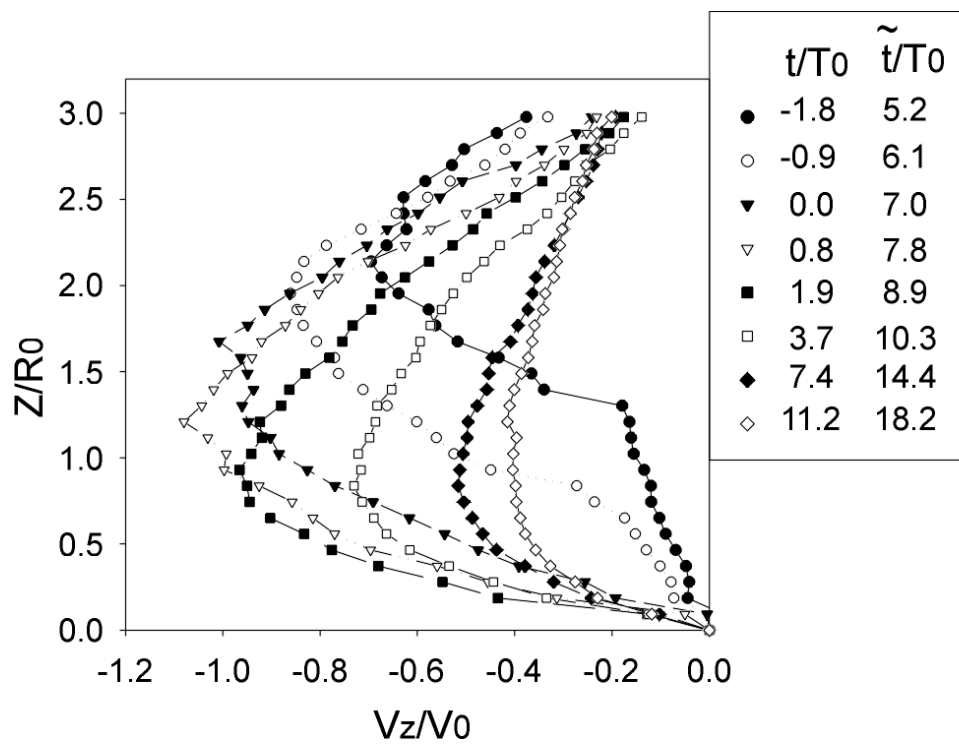


図 3-19 中心軸上の鉛直方向速度の時間変化。 t : 衝突の瞬間を基準とする時間。 \tilde{t} : Latex 膜破裂を基準とする時間。

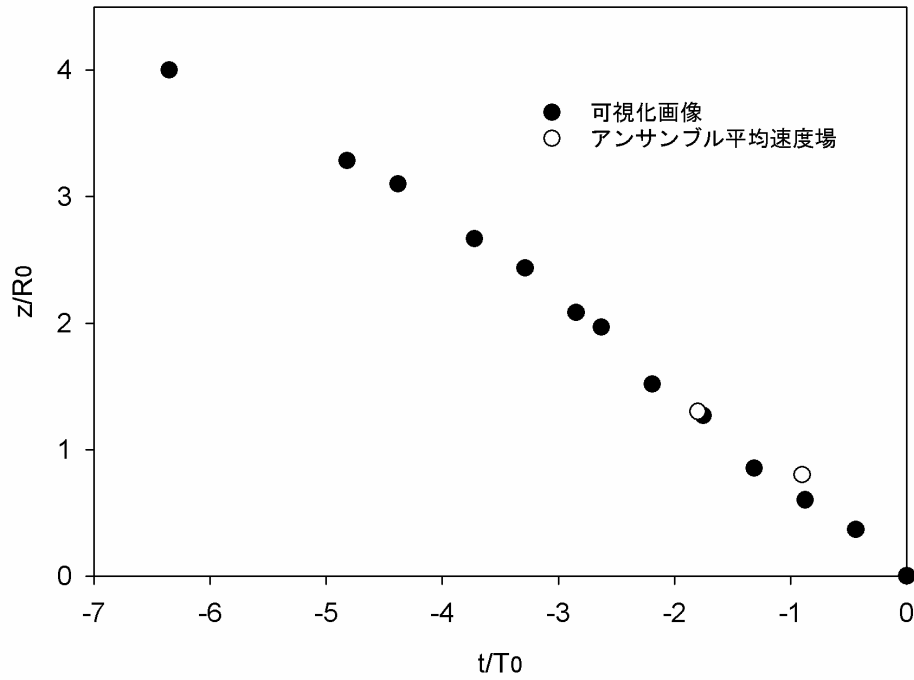


図 3-20 サーマル下端位置の時間変化。可視化画像から求めた結果と、アンサンブル平均速度場から求めた結果の比較。 $Re=2100$ 。

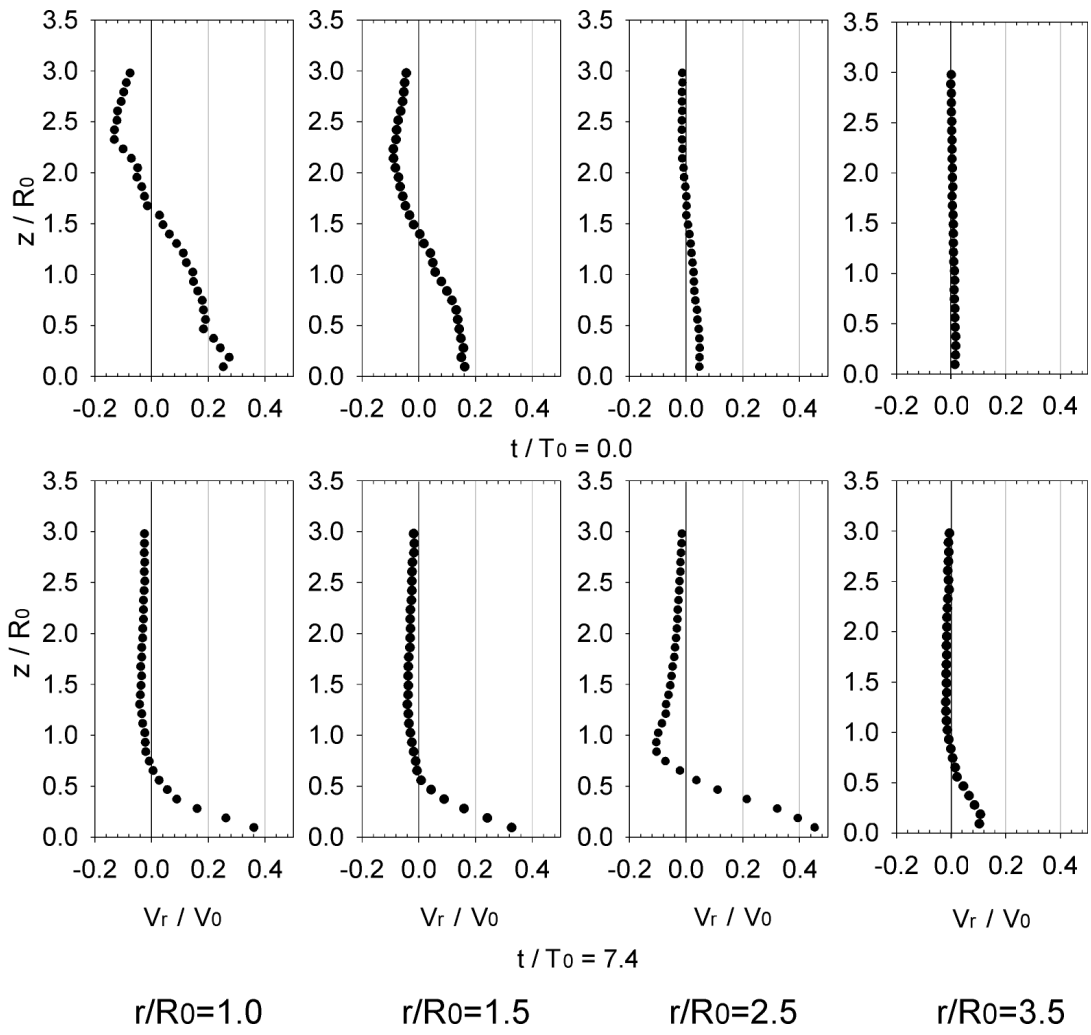


図 3-2-1 水平方向速度 V_r の鉛直分布。衝突の瞬間（上図）および発散期（下図）。

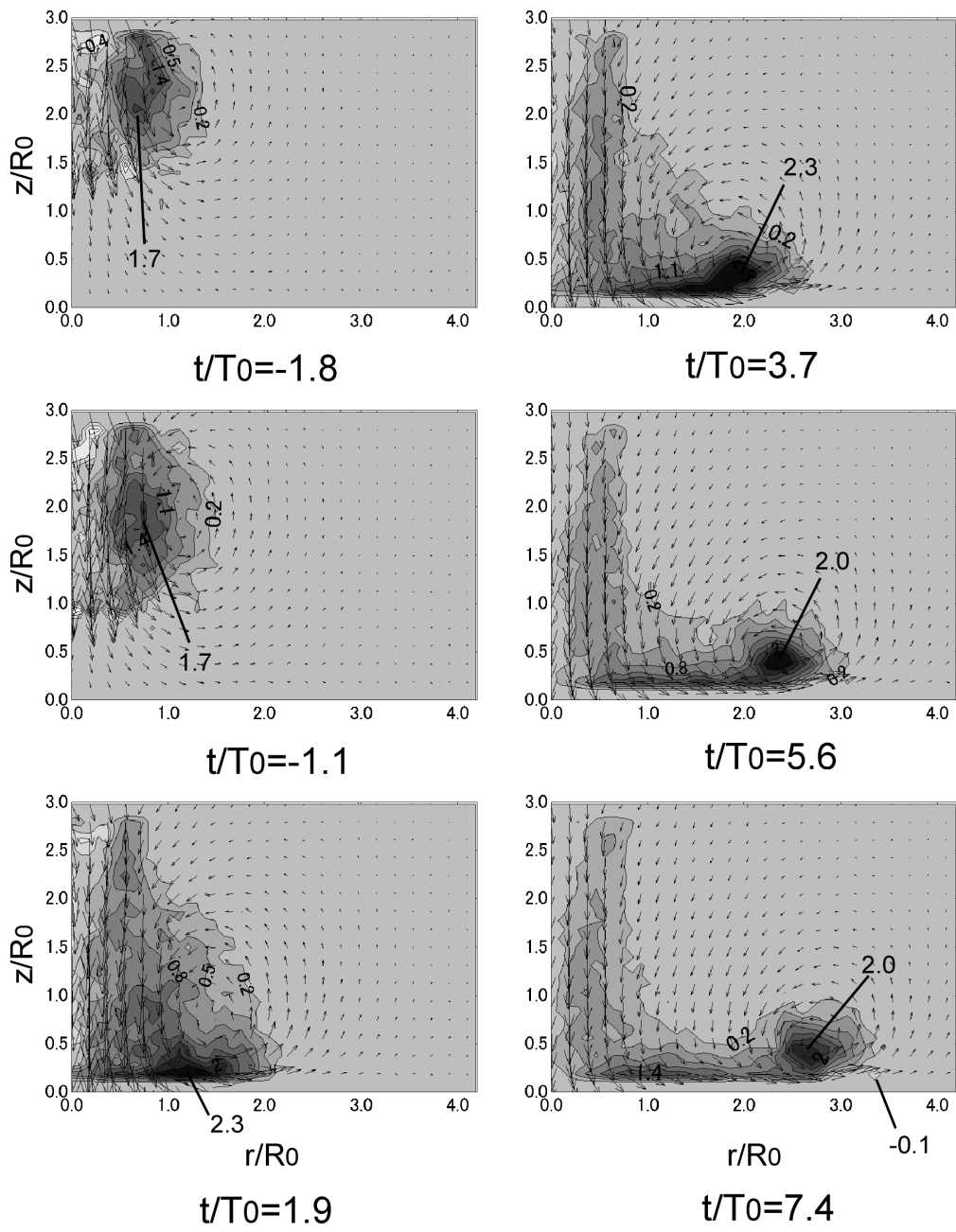


図 3-22 渦度 $\Omega_\theta R_0 / V_0$ 等高線。

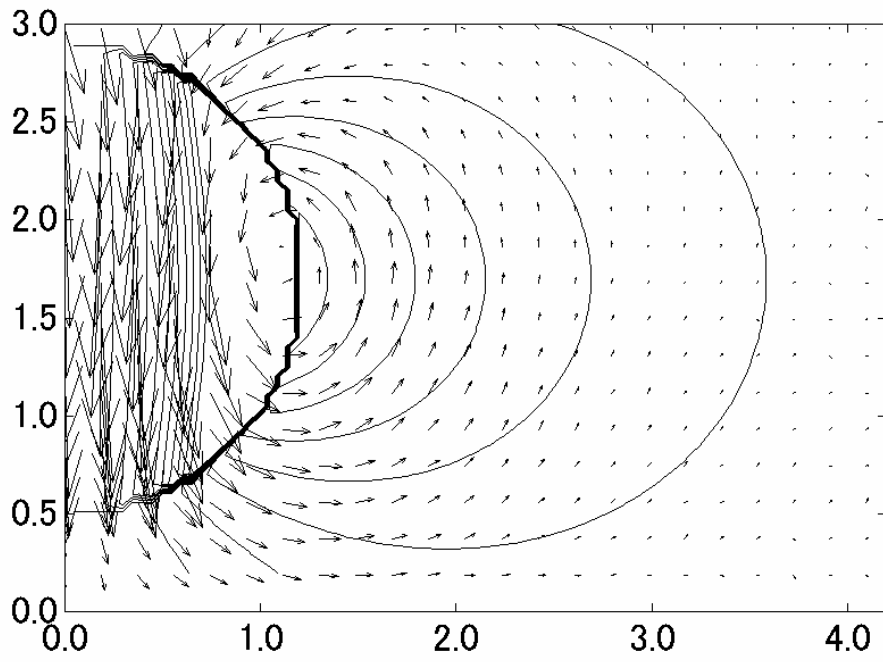


図 3 - 2 3 Hill の球状渦 (Hill vortex) の流線とアンサンブル平均速度場の比較 $t/T_0=0.7$

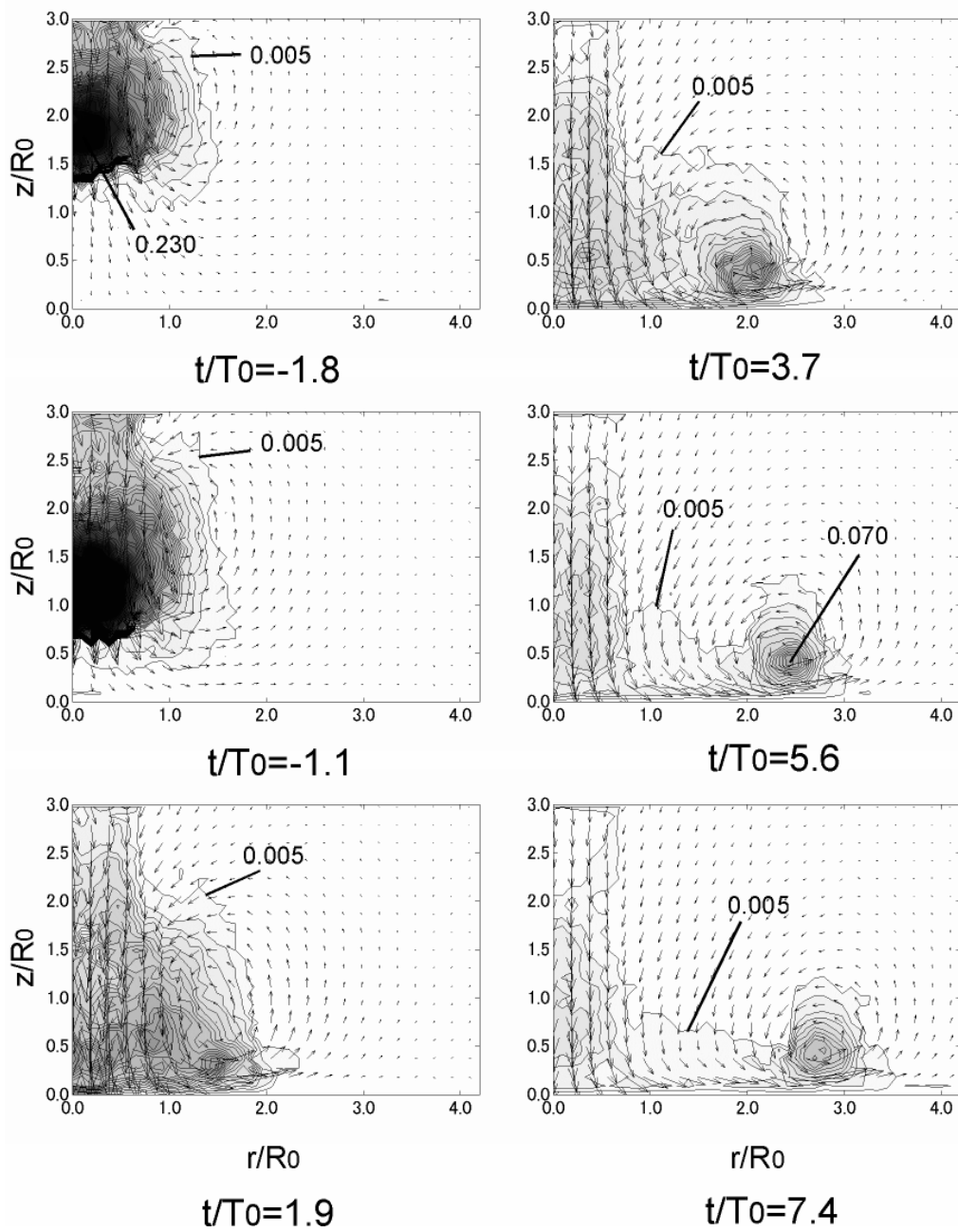


図 3-24(a) 見かけのレイノルズ応力等高線 ($\overline{v_z^2}$), 等高線間隔は $0.005 V_0^2$, アンサンブル平均速度ベクトルと重ねて表示

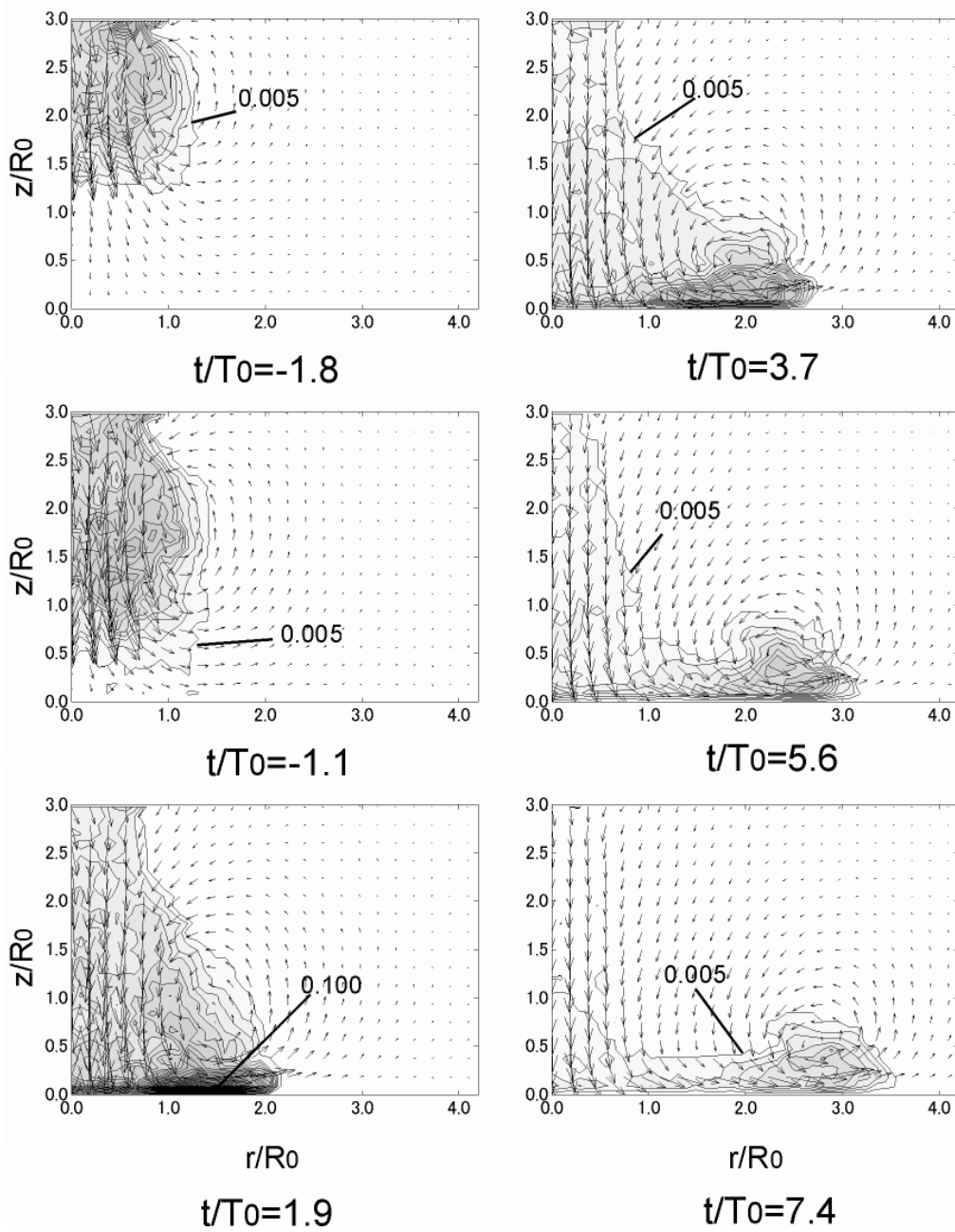


図 3-24(b) 見かけのレイノルズ応力等高線 ($\overline{v_r^2}$), 等高線間隔は $0.005 V_0^2$, アンサンブル平均速度ベクトルと重ねて表示

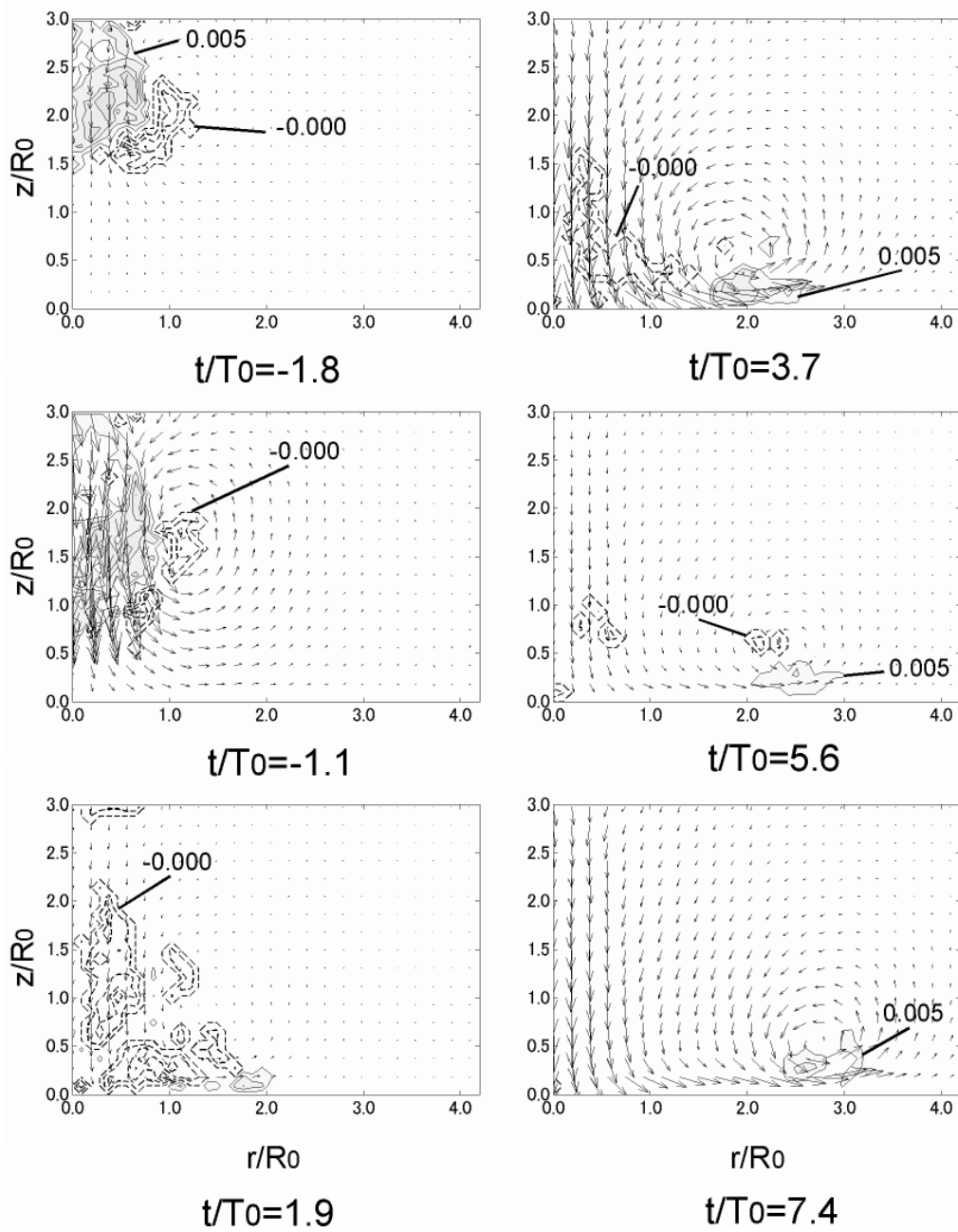


図 3-24(c) 見かけのレイノルズ応力等高線 ($\overline{v_r v_z}$), 等高線間隔は $0.005 V_0^2$, 破線は負を表す, アンサンブル平均速度ベクトルと重ねて表示。

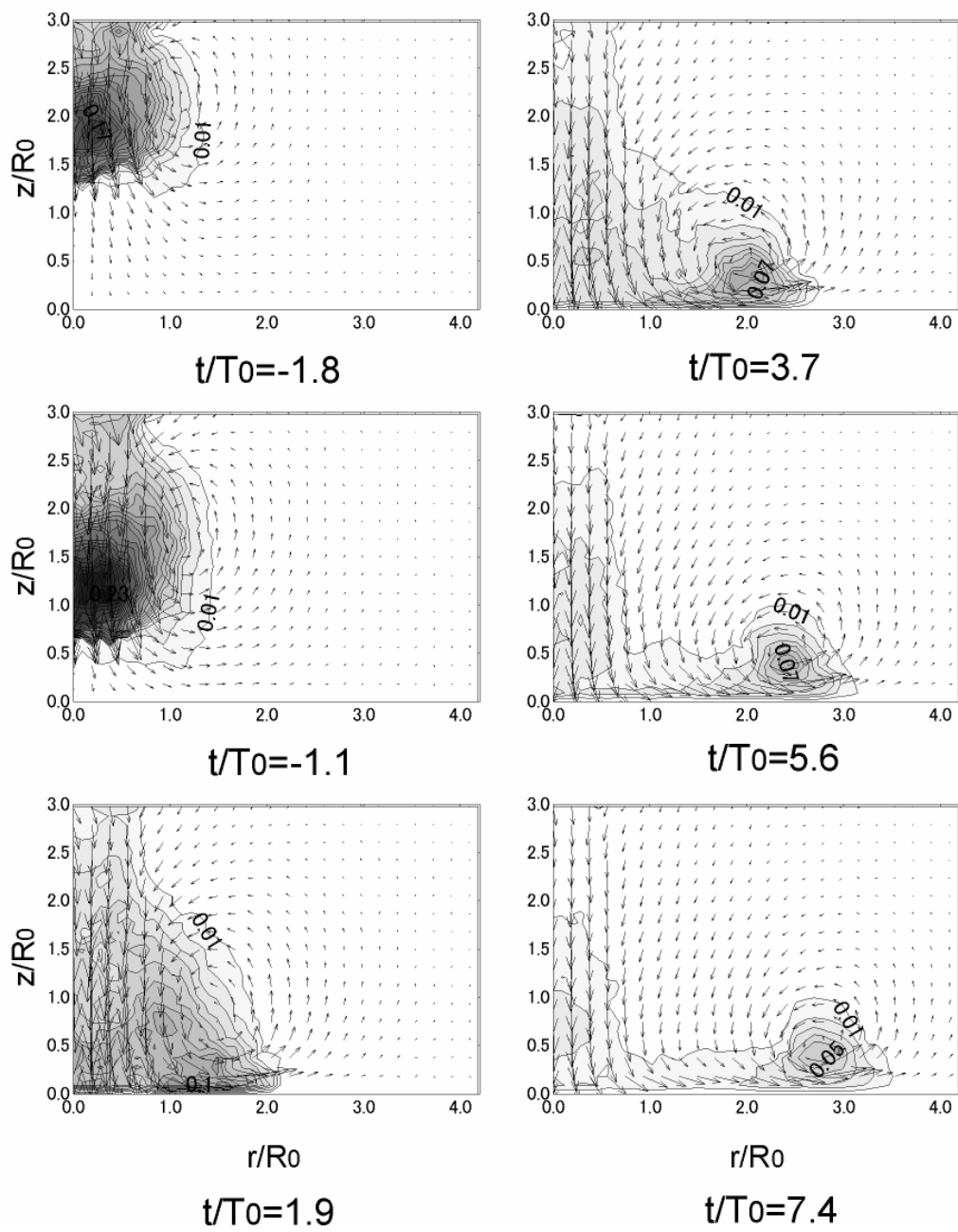


図 3 - 2 5 乱流エネルギー k/V_0^2 の等高線、等高線間隔は、 $0.01/V_0^2$

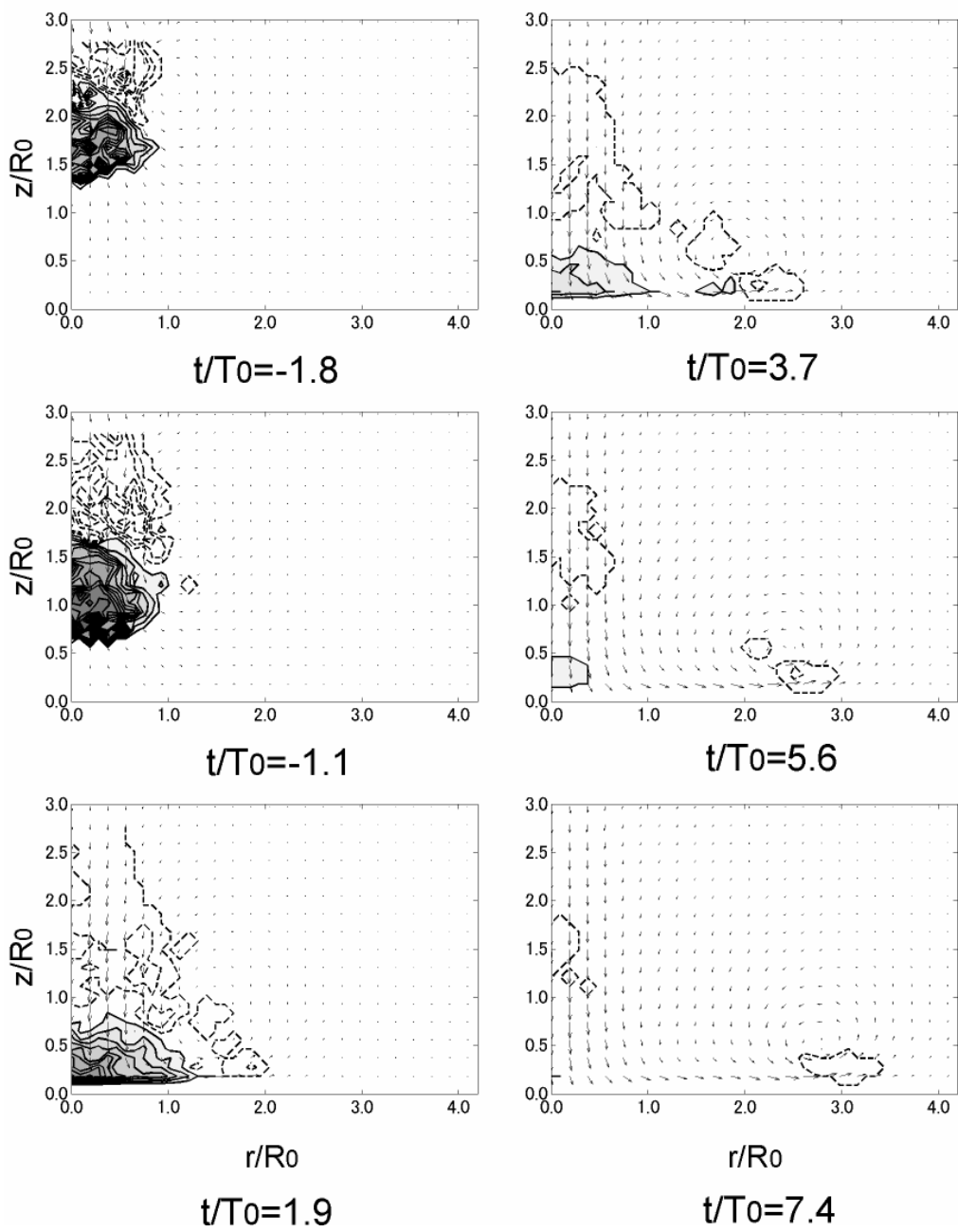


図 3-26 (a) 見かけのレイノルズ応力の生成率の等高線 (P_{zz})、等高線間隔は $0.03 V_0^3 / R_0$ 。破線は負の領域を表す。アンサンブル平均速度ベクトルと重ねて表示。

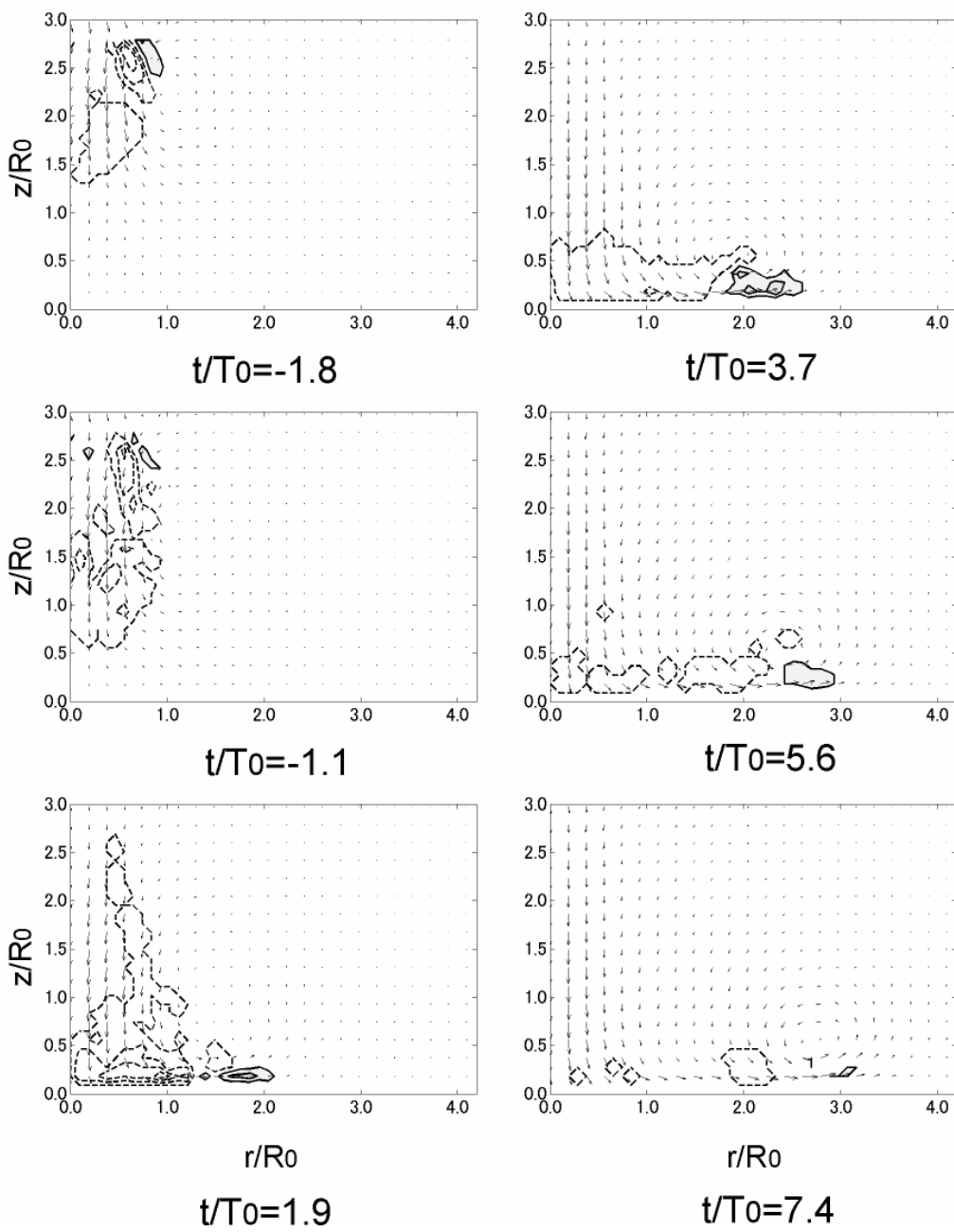


図 3-26 (b) 見かけのレイノルズ応力の生成率の等高線 (P_{rr})、等高線間隔は $0.03 V_0^3 / R_0$ 。破線は負の領域を表す。アンサンブル平均速度ベクトルと重ねて表示。

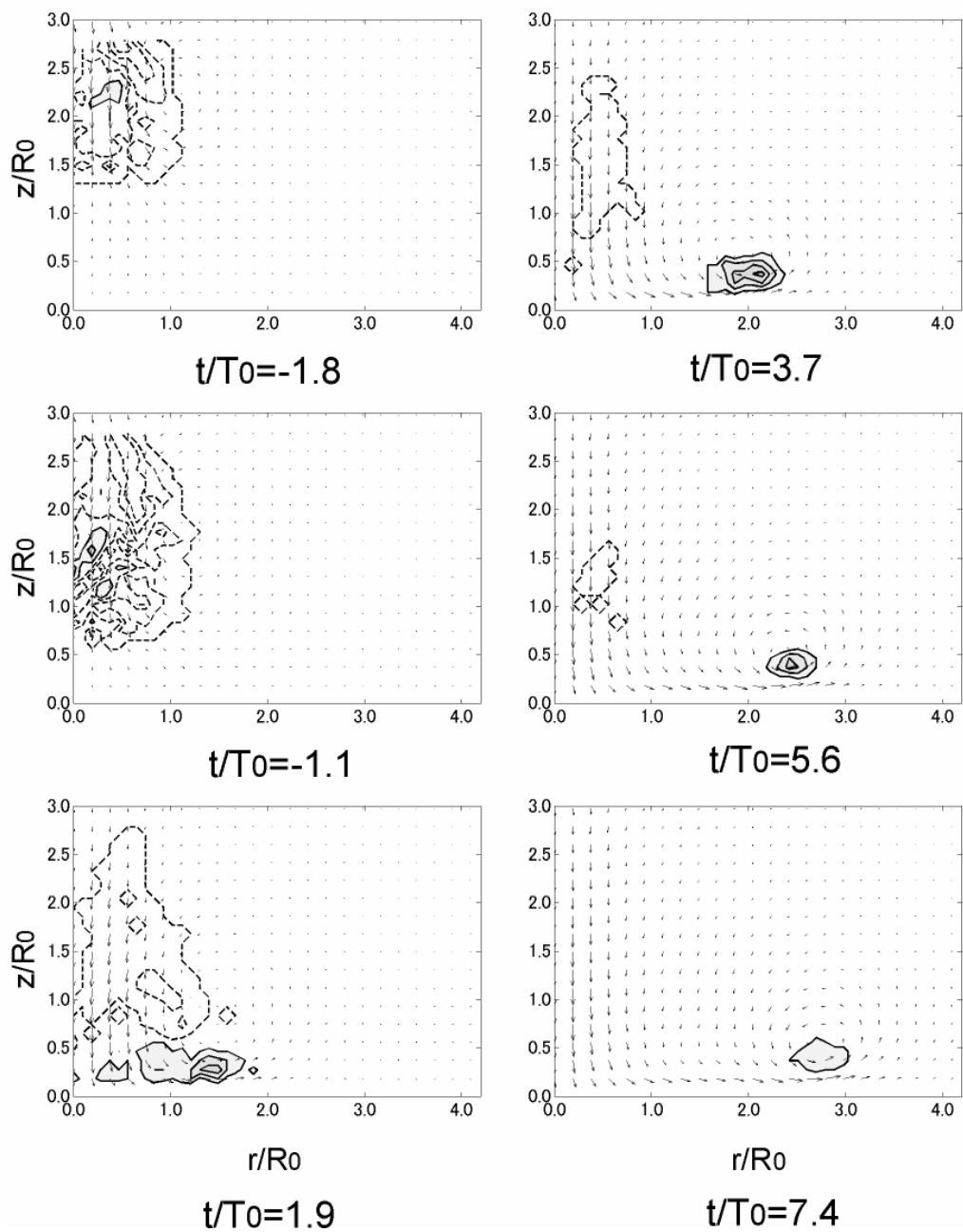


図 3-26(c) 見かけのレイノルズ応力の生成率の等高線 (P_{rz})、等高線間隔は $0.03 V_0^3 / R_0$ 。破線は負の領域を表す。アンサンブル平均速度ベクトルと重ねて表示。

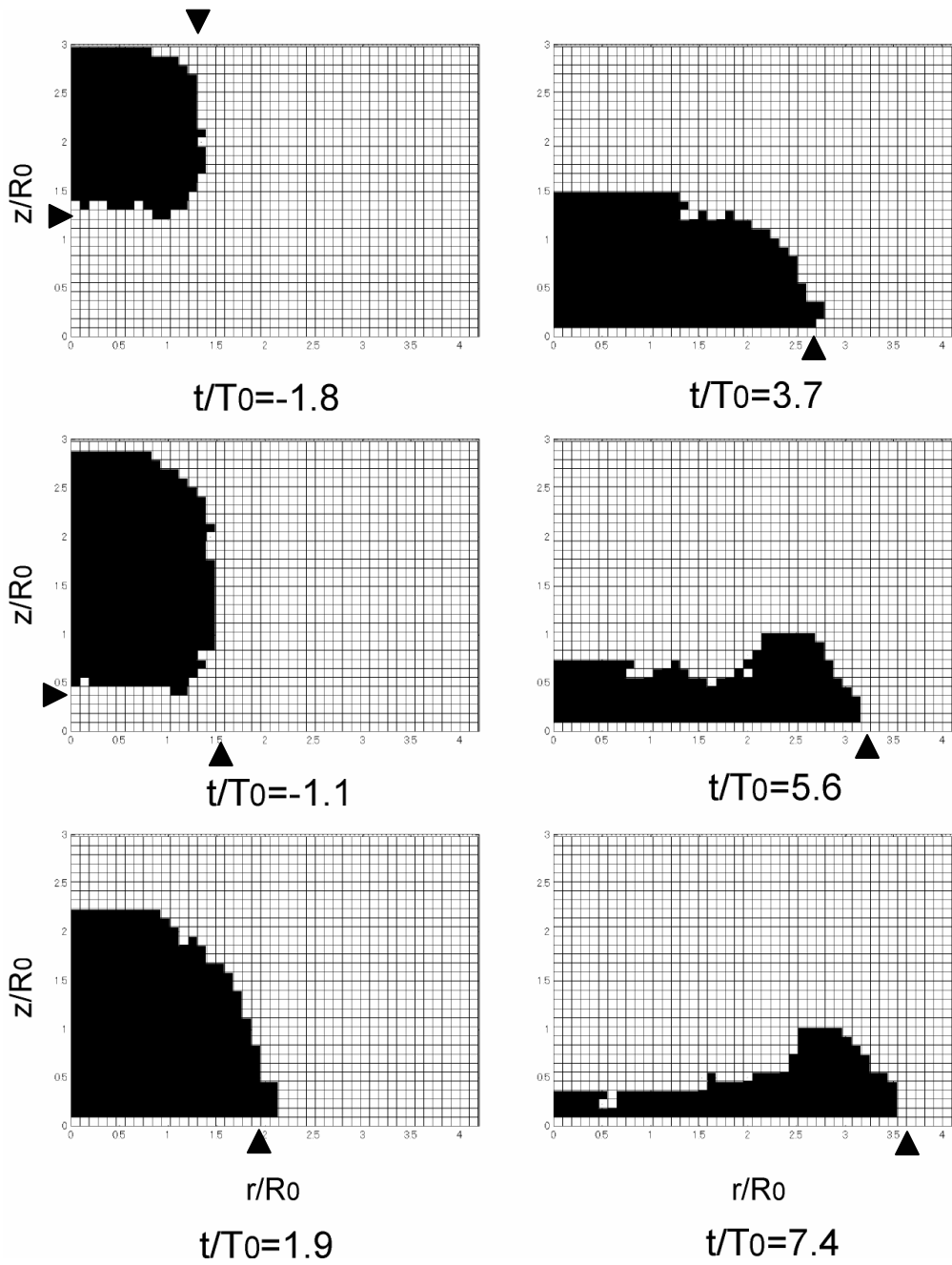
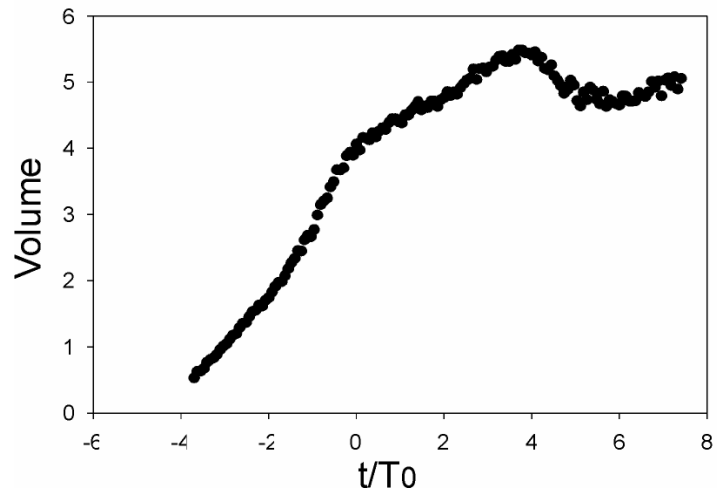
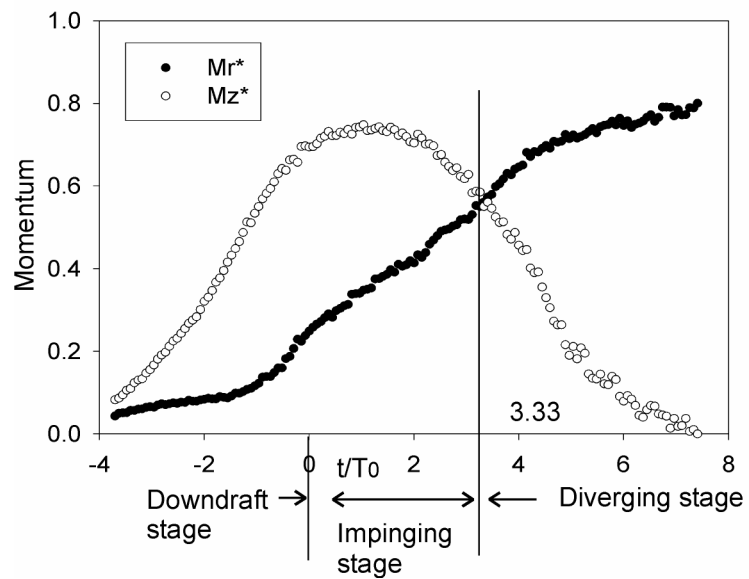


図 3-27 高密度流体領域の時間変化、黒い部分が高密度流体を表す。乱流エネルギーの大きさを閾値にして、領域を決定。



(a)



(b)

図3-28 (a) 高密度流体領域の体積の時間変化、 $4/3\pi R_0^3$ で無次元化、(b) 高密度流体領域の運動量変化、半径方向および鉛直方向の運動量の絶対値 $|Mr/(4/3\pi R_0^3 \rho_0 V_0)|$ および $|Mz/(4/3\pi R_0^3 \rho_0 V_0)|$ 、サーマルの密度は ρ_0 一定と仮定した。下降期、衝突期および発散期の三つの領域に分割できる。

第4章 実現象との比較

4.1. はじめに

これまでに、第2章で等密度渦輪モデルについて、第3章で衝突重力流モデルについてそれぞれ個別に述べてきた。両者はダウンバーストの地上付近での動的挙動を実験室レベルで再現する目的で行われているので、実際のダウンバーストとの比較は不可欠である。また、両モデルはダウンバーストのすべての物理要素を再現しているわけではなく、各モデルで再現している項目が異なる。したがって、実現象と比較することにより各モデルを評価する必要がある。

この章では、本研究モデルのダウンバーストの実験室再現モデルとしての妥当性を評価することを目的として、等密度渦輪モデルと衝突重力流モデルの比較、および実現象観測結果との比較を行う。

ここで、ダウンバースト実現象と各モデルの特徴について再整理する。第1章でも述べたように、ダウンバーストの物理過程として6項目の要素を挙げることができる。つまり、「降水」、「相変化」、「熱移動」、「浮力」、「渦輪」および「地面」である。表4-1に示すように、等密度渦輪モデルおよび衝突重力流モデル共に「降水」と「相変化」を考慮しない「乾いたモデル」であり、さらに「熱移動」も考慮されていない点は共通である。しかし、前者が浮力を考慮していないのに対して、後者はそれを考慮している点でより実現象に近いと考えられる。

また、第1章で述べたように、実現象の観測結果と実験室レベルでの実験結果を比較する上で、問題となるのはそのスケールの違いである。長さスケールについて、実現象は数km程度、一方、実験は数センチメートルであり、 10^5 オーダーの違いがある。速度スケールも実現象は十数m/s程度に対して実験は0.1m/s程度であるので、 10^2 の違いがある。両実験モデルの無次元パラメータはレイノルズ数であるが、以上の差を考えると分子粘性を基準としたレイノルズ数は実現象のそれと 10^7 オーダーの違いがある。

そこで、実現象と実験とを結びつけるための考え方として、渦粘性の仮定を導入する。地球流体のようなすでに乱流になっている大規模な流れでは、分子の熱運動による運動量拡散ではなく、乱流の渦運動による運動量拡散が支配的である。従って前者から生じる分子粘性を後者から生じる渦粘性に置き換えるという考え方である。濟州島の風下に発生するカルマン渦列の例が有名で、同様の考え方で説明されている[10]。地球流体の乱流は非等方的であるため、方向によって渦粘性係数は異なる。大気鉛直方向の渦動粘性係数は一般に $10(\text{m}^2/\text{s})$ 程度とされている[10]。本研究でもダウンバーストの渦粘性としてこの値を用いる。標準状態の空気の分子動粘性係数は約 $1.5 \times 10^{-5}(\text{m}^2/\text{s})$ であるから、これと比

べると地球流体の渦動粘性係数は 10^6 オーダー大きい。さらに本実験で用いた水の場合は分子動粘性係数約 $1.0 \times 10^{-6} (\text{m}^2/\text{s})$ と比べると 10^7 オーダー大きい。したがって、この渦粘性を使って実現象のレイノルズ数を見積もると、実験でのレイノルズ数と同程度のオーダーとなる。従って定性的な比較は可能である。

一方、乱流運動の代表速度を乱流運動エネルギー k の平方根、大規模渦の長さスケールを l と書くと、乱流レイノルズ数は

$$\text{Re}_T = \frac{k^{1/2} l}{\nu}$$

となる。大規模渦のスケールを平均的な流れ場のスケールと同オーダーと考え、実験結果を見積もると、乱流レイノルズ数は $\text{Re}_T \approx 10^3$ 程度となる。この値は分子粘性を基準とした実現象の乱流レイノルズ数に比べてまだまだ小さいとはいえ、レイノルズ応力などの乱流統計量に直接関わる大規模渦の運動には、粘性は直接関与しないと考えられ、この点で実大気における乱流現象と共通であると考えられる。

4.2. 流れ場の定性的比較

等密度渦輪モデルの地面に垂直な面内の速度場（第2章図 2-24）と、衝突重力流モデルの地面に垂直な面内のアンサンブル平均速度場（第3章図 3-17）を比較すると、まず目につくのは循環流の存在である。また、第1章でも紹介したように（第1章図 1-2~5）、実大気における観測においても、下降流に伴って循環流が見られ、発散流でもその先端のガストフロントはヘッドと呼ばれる循環流で構成されている[6][7][8][34][35]。そこで、この循環流の挙動に着目して比較することとする。

下降期においては、衝突重力流と等密度渦輪では循環流の性質が大きく異なる。衝突重力流では、第3章でも述べたように、下降期でサーマルの外側に見られるベクトル場の循環領域は剛体球周りの流れと同様に渦なしである。サーマルの内側は Hill の球状渦である。つまり、まず浮力によってサーマルが発生し、それに伴って渦なしの循環流が形成される。一方、等密度渦輪では、循環流は渦輪そのものであり、渦度を持っている。この渦輪によって誘起される流れとして中心軸付近に下降流が形成される。なお、衝突期から発散期にかけて、衝突重力流では、この循環流が衝突期から発散期にかけて渦輪へと変化する。

以上のように、等密度渦輪モデルと衝突渦輪モデルでは、その速度場に見られる循環流と下降流との関係が異なる。この違いは循環流の位置の時間変化に表れることが推測される。図 4-1 に、渦核および循環流の中心の軌跡について両モ

デルを比較したものを示す。等密度渦輪の場合は、第 2 章で述べたように可視化画像から渦の中心を求めてプロットした。衝突重力流の場合は、アンサンブル平均速度場から、水平方向および垂直方向の速度の正負が反転する位置を求めて循環流の中心としてプロットしたものである。それぞれ衝突の時刻を $t/T_0=0$ として図中に矢印で示している。

下降期では、等密度渦輪は地面からの高さ $z/R_0 > 0.9$ 付近までは、渦核は地面に直角に直線的に進行する。それに対して、衝突重力流では地面に近づくにつれて徐々に半径方向外側に移動している。これは、周囲流体の連行によるサーマルそのものの横方向への拡大の影響と考えられる。衝突後、等密度渦輪では急激に外側に拡大し、一時地面から離れるリバウンドが見られる（図中 a）。 $t/T_0=0.77\sim 1.54$ （図中 b）では、リバウンドした位置にとどまり、その後、徐々に下降するが、半径位置はほとんど変化しない。一方、衝突重力流は下降流の衝突時には、循環領域の中心は地面より離れた位置にあるが、衝突後に地面に近づきながら半径方向外側に急激に拡大し、発散期では少なくとも測定範囲の $r/R_0 < 3$ 付近までは地面からの高さは一定のまま半径方向外側に移動を続ける。この後、水平重力流の減衰に伴って、地面からの高さも低くなり移動速度も遅くなっていくものと推測される。

衝突重力流ではリバウンドは見られず、半径方向外側への移動は持続される点が等密度渦輪と異なる。等密度渦輪のリバウンドやその後半径方向外側へ移動しなくなるのは、壁面より剥離した二次渦輪との相互作用のためである。第 3 章で示したように、衝突重力流では、衝突後発散流の前面に渦輪（主渦輪）が発達し、壁面との間に二次渦輪が発生するものの、二次渦輪が壁面から離れて主渦輪を回り込むような挙動は示さない。そのため、衝突重力流ではリバウンドは発生せず、水平重力流として半径方向外側へ移動を続ける。

実際の観測結果に関して、循環流の中心の軌跡を求めた報告はない。したがって、図 4-1 に重ねて比較することはできない。しかし、第 1 章の図 1-2 で紹介した、JAWS のドップラーレーダーによる観測結果から得られた平均的ダウンバースト[6]や Fujita の観測結果[8]と比較すると、渦輪のリバウンドやその後の滞留現象は観察されておらず、発散流は半径方向へ移動を続けることがわかっていることから、衝突後の循環流の挙動は等密度渦輪モデルよりも衝突重力流モデルに近いといえる。実際のダウンバーストにおいて、下降期での循環流が、等密度渦輪モデルのように渦輪であるのか、または衝突重力流モデルのように渦なしであるのかは、定性的な比較からは判断することはできない。それを明確に示すには、観測データの速度場から渦度分布を求める必要があるが、現状の観測システムではそこまでの空間分解能はない。しかし、ダウンバーストの下降流が、地面の影響を受けない段階ではサーマルとみなせることを考慮す

ると、大気中のダウンバーストにおいて下降流に伴う循環流は、第 3 章で述べたように Hill の球状渦の外側に形成される流れと同質の非粘性渦なし流れであると予想される。

4.3. 流れ場の定量的比較

この節では、等密度渦輪モデルおよび衝突重力流モデルの速度場と、実現象のダウンバーストの速度場とを定量的に比較しモデルを評価する。

4.3.1. 比較対象となるダウンバーストの観測結果について

表 4-2 は比較対象となるダウンバーストの観測結果をまとめたものである。下降流の幅、下降流の最大速度、それが観測される高度、下降流の加速度、サーマルの移動速度（高密度流体塊の先端の下降速度）、半径方向最大速度、それが観測される高度および半径位置、発散流の厚さ、および寿命について整理した。対象とした観測データは、第 1 章で紹介した米国で行われた JAWS のドップラーレーダーによる観測データについて、Wilson ら[6]が示した 70 個のダウンバーストから求めた平均的なダウンバーストである（第 1 章図 1-3 参照）。これらの平均を以下では「平均ケース」と呼んでいる。平均ケースには Hjelmfelt ら[7]により JAWS で観測された最盛期のダウンバーストの代表的なデータも含まれている。また、代表的な観測例として、1982 年 6 月 30 日に米国コロラド州デンバーで観測されたマイクロバースト（以降、「瞬時ケース」と呼ぶ）も比較対象に選ぶ。

以上のほかに、Proctor らによる瞬時ケースのマイクロバーストの数値解析結果[38]も比較対象にする。このケースでは降水、相変化、熱移動、浮力、渦輪および地面のすべての要素を含む複雑なモデルが適用されている。彼らは JAWS の観測結果と比較を行っているが、より詳細な実験結果との比較は行っていない。したがって、彼らの数値解析の妥当性を検証する上で、本実験の速度場と比較することは意義がある。

さらに、第 3 章で述べた Alahyari ら[37]の衝突重力流モデルを用いた実験の結果とも比較する。彼らの結果はレイノルズ数 $Re=3600$ についての瞬時速度場についてのものである。

比較する項目は、表 4-2 の太枠で囲った以外の項目である。つまり、下降流の最大速度 $V_{z,max}$ 、 $V_{z,max}$ が観測される高度、半径方向最大速度 $V_{r,max}$ 、 $V_{r,max}$ が観測される半径位置及び高度、発散流の上端高度（発散流の厚さ）および寿命

である。

4.3.2. スケールの見積もり

比較に当たって必要となる実験室モデルのスケールとして、表 4-3 に示す定義を採用した。一方、実現象のスケールとしては表 4-2 の太枠で囲った項目（下降流の幅、下降流の加速度およびサーマルの下降速度）をもとに表 4-4 に示す各数値を算定した。

実験室モデルと表 4-2 の実現象を比較するにあたり、実現象の長さスケール、時間スケールおよび速度スケールを決める必要がある。

表 4-3 に各実験室モデルのスケールの定義を比較したものを示す。等密度渦輪モデルでは、長さスケールは渦輪を発生させるオリフィスの半径、速度スケールは自由渦輪の進行速度、時間スケール長さスケールを速度スケールで除したものと定義している。長さスケールとして用いたオリフィス半径は、物理的には渦輪の半径と等価である。渦輪の直径はオリフィス直径とほぼ等しいことから便宜上オリフィス径で定義している。衝突重力流モデルでは、長さスケールは高密度流体塊の初期体積と同体積の球の半径、時間スケールは第 3 章の式 (3-7) で定義し、速度スケールは長さスケールと時間スケールの比として定義した。それぞれのモデルで定義が異なるため、実現象のスケールを見積もる際にも各モデルに合わせた定義を用いる必要がある。特に、衝突重力流モデルの時間スケールは、式 (3-7) で示したように密度差に基づいたスケールであるので、等密度渦輪モデルと区別が必要である。

表 4-4 に 4.3.1 項で挙げた各実現象の観測データのスケールを示す。等密度渦輪モデルに対応した長さスケールは下降流の半径（下降流の幅の半分）、速度スケールはサーマルの下降速度とした。表 4-2 の下降流の幅から、等密度渦輪モデルに対応する実現象の長さスケールおよび速度スケールは、それぞれ平均ケースで 1000m、10m/s、瞬時ケースで 1300m、10m/s となる。

衝突重力流モデルでも、長さスケールは同様に下降流の半径を用いることとする。表 4-2 から同様に長さスケールは 1000m（平均ケース）および 1300m（瞬時ケース）とする。平均ケースの長さスケールを用いると、本実験での初期高さは 4 km に相当する。Wilson ら[6]によると下降流が観測され始めるのが高度 3 km 程度であり、本実験の条件とおおむね一致しており、実験の初期高さは実際の現象にそくしているといえる。

次に衝突重力流モデルと実現象の時間スケールを対応付ける方法について考える。式 (3-7) に示したように、実験での時間スケールには密度差の項があり、実際の現象の時間スケールを見積もるためには密度差の情報が必要である。し

かし、密度差（または温度差）の観測データがないため直接見積もることができない。そこで、下降風の加速度から密度差を近似的に見積もる方法を考える。これは Arahayari ら[37]と同様の方法である。第3章の運動方程式、

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla(p - p_0) - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \mathbf{g} + \frac{\mu_0}{\rho_0} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3-5)$$

について、右辺第一項の圧力勾配の効果は小さいとして無視し、さらに右辺第三項も非粘性として無視すると、式(3-5)の z 成分は、

$$\frac{Dv_z}{Dt} \approx -\frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} g \quad (4-2)$$

となる。この式から、実観測における $\Delta\rho g/\rho_0$ を下降流の Dv_z/Dt の最大値から見積もることとする。表4-2の下降流の加速度を Dv_z/Dt の最大値と対応付けることにする。時間スケールを計算すると、平均ケースでは $\approx 110(s)$ 、瞬時ケースでは $\approx 140(s)$ となる。また、これらから速度スケールはそれぞれ、12m/s（平均ケース）および9.3m/s（瞬時ケース）と見積もられる。

4.3.3. 比較結果

前項で見積もったスケールで観測結果を無次元化し、実験データと比較することにより、実験室モデルの評価を行う。表4-5に、本研究の等密度渦輪モデルおよび衝突重力流モデルの結果と以下の結果を比較したものを示す。

- JAWS によって観測された実際のダウンバーストの平均ケースと瞬時ケースの観測結果。
- 数値解析として Proctor[38]の結果。
- 本研究と同様の衝突重力流モデルを用いて瞬時速度場を計測した Alahyari ら[37]の結果。

比較した項目は表4-2に示した通り、以下の項目である。

- ◆ 下降流の最大速度
- ◆ 下降流の最大速度が観測される高度
- ◆ 半径方向の最大速度
- ◆ 半径方向の最大速度が観測される半径位置
- ◆ 半径方向の最大速度が観測される高度
- ◆ 発散流の上端高さ（厚み）
- ◆ 寿命

上記項目の内、測定されていない場合は表中に「-」を記入し、比較対象外とした。

下降流の最大速度を見ると、等密度渦輪モデルの値が小さく、大気観測結果とくらべると単独の渦輪によって誘起される下降速度は 13~17%程度しか担っていないことが分かる。一方、衝突重力流モデルは、大気観測の平均ケースの(110±23)%および、瞬時ケースの(70±23)%の範囲で一致している。Proctor[38]の数値解析とも良く一致している。Alahyari ら[37]の瞬時データは、大気観測データや、同じ衝突重力流モデルの本実験結果のアンサンブル平均値より 2 倍以上大きな値となっている。大気観測データの標準偏差は不明だが、本実験の標準偏差は $0.23V_0$ 程度となっており、Alahyari らの瞬時値はその範囲を大きく超えている。彼らの最大風速のデータが、たまたま平均値の 2 倍にも達する瞬間のものだったとは考えにくい。これだけの大きな相違が現れた理由については不明である。

また、下降流の最大速度が観測される高度については、衝突重力流モデルと大気観測結果の比較しかできないが、衝突重力流モデルは大気観測結果の 80%程度で一致している。

半径方向最大速度については、等密度渦輪モデルではやはり小さく、大気観測データの平均ケースの 25%、瞬時ケースの 18%程度である。数値解析は大気観測よりも大きく、大気観測結果の瞬時ケースの 120%程度である。衝突重力流モデルでは、平均ケースの(70±23)%および瞬時ケースの(38±13)%であり、等密度渦輪モデルよりは大気観測データに近い。数値解析結果は大きく実験の三倍程度のひらきがあり、大気観測結果とも異なっている。Alahyari の瞬時データは、さらに大きい結果となっている。

半径方向最大速度の観測される半径位置については、等密度渦輪モデルでは、大気観測結果や他のモデルと近く、70%程度の一致を示している。衝突重力流モデルについても、大気観測結果の 75%、数値解析や Alahyari らの結果とは良好に一致しており、半径方向流速が最大となる地点は、二つのモデルでほとんど変化しないことがうかがえる。また、その高度についても大気観測結果と良く一致している。これは、半径方向最大速度の半径位置は衝突時の渦輪の位置に対応していることを示しており、さらに密度差による下降流の有無に関係ないことがわかる。

発散流の鉛直厚さについては、等密度渦輪モデルと衝突渦輪モデルは共に大気観測結果の平均ケースに対して良く一致している。発散流には渦輪が存在し、その鉛直厚さは渦核の直径とほぼ一致しているといえる。

平均ケースのスケールを用いて、本実験の結果を實現象のスケールに換算してみると、半径方向最大速度は 3m/s (等密度渦輪モデル)、8m/s (高々 11m/s) (衝突重力流モデル)、下降速度は 2m/s (等密度渦輪モデル)、13m/s (高々 16m/s) (衝突重力流モデル) ということになる。等密度渦輪モデルは小さいが、衝突重力

流モデルの結果は、JAWS によって観測されたダウンバーストの速度場と良く一致している。

寿命については、循環が減衰するまでの時間で見積もった等密度渦輪モデルでは、実際のダウンバーストの 3 倍程度長く一致しない。ただし、大気観測のデータは観測された速度場から循環の値を求めているわけではなく、減衰時間の定義もしていない。また、衝突重力流モデルでも実験装置が発散流の寿命を検討できるほど十分な大きさがないため、寿命データは得られていない。したがって、現段階では寿命についての十分な検討はできていない。

衝突重力流モデルでは乱流統計量に関するデータも得られているが、比較対象となるデータが大気観測、数値解析、室内実験ともに報告されておらず、比較検討はできなかった。

以上定量的な比較についてまとめると、半径方向最大速度の位置については両モデルとも近い値であり、実現象とも良く一致している。しかし、速度については、「浮力」を考慮した衝突重力流モデルのほうが、実際の観測データと近い。等密度渦輪モデルは速度が小さく見積もられる傾向がある。これは、実際のダウンバーストにとって「浮力」の要素が速度場にとっては重要であることを示していると言える。

4.4. 実現象への応用

これまでの検討から、衝突重力流モデルの速度場は実現象と良く一致していることが分かった。そこで、この節では本研究の実験データを用いた実現象への応用について検討する。

4.4.1. 最適飛行経路算出のための速度場データ

鈴木[9]は、航空機がダウンバーストに遭遇した場合の最適飛行経路の決定方法について解析している。そこでは、あらかじめモデル化されたダウンバーストの速度場を用いて計算を行っている。しかし、使われている速度場のデータは、時間による変化も考慮しない 1 次元的な簡略化したものを用いている。これは、平均的なダウンバーストに関する速度場データが十分整備されていないためと思われる。

したがって、時間変化も考慮したより現実的な速度場のデータが供給できれば、最適経路の結果もより実用的なものとなると考える。そこで、鈴木の解析において仮定されている速度分布と衝突重力流モデルによる本実験結果を比較したものを図 4-2 に示す。高度 $z/R_0 = 0.278$ での V_r および V_z の半径方向分布を、

(a) $t/T_0 = -1.1$ 下降期, (b) $t/T_0 = 1.9$ 衝突期 (c) $t/T_0 = 5.6$ 発散期の各ステージについてプロットしたものである。代表長さ $R_0 = 1000\text{m}$ 、および代表速度 $V_0 = 12\text{m/s}$ とした。高度 $z/R_0 = 0.278$ は 300m に相当し、これは一般的なジェット機の進入高度である。 V_r について実線で示した鈴木らの速度分布と本実験の結果を比べると、全てのステージで、速度は小さくなっているが、注目すべきは、本実験結果では下降期から衝突期、発散期と移行するにしたがってピークの位置が半径方向外側に移動していくのに対して、鈴木らのモデルにはこの変化が考慮されていない点である。また、 V_z について比べると、下降期では鈴木らの分布では鉛直下向きの速度が過大に見積もられていること $t/T_0 = 1.9, 5.6$ の衝突期および発散期にかけて見ると、鈴木らのモデルではすべての位置で鉛直下向きの速度となっているのに対して、本実験ではガストフロントの通過によると思われる鉛直上向きの速度が局所的に現れている。鈴木らのデータでは、このガストフロント内での速度変化が再現されていない。このような速度の急激な変化は、航空機にとって危険度が高いため、航空機の安全な航法を検討する上では、このガストフロントによる局所的な変動も考慮すべきであると考えられる。

4.4.2. *F-factor*

航空機にとって危険なのは、対気速度の時間変化率の急激な変化である。このような対気速度の時間変化率を生じさせる水平方向の速度の時空間変化率を「ウィンドシアア」と呼び、航空機事故をもたらす因子として、注目されている。

対気速度の方向と大きさの急激な変化が航空機に与える危険度を評価するための指標として、Bowles[49][50]により提案された *F-factor* がある。すでに FAA (Federal Aviation Administration) でもダウンバーストの評価に使われており、実際の航空機の運用でも使われている。この *F-factor* は次式で定義される。(付録 C 参照)

$$F \approx \frac{\partial V_x}{\partial r} \frac{V_g}{g} - \frac{V_z}{V_a} \quad (4-3)$$

ここで、 V_x は航空機の進行方向に沿った風速(航空機の進行方向が正)、 V_z は鉛直方向の風速 (上昇風が正)、 V_g は航空機の対地速度、つまり水平方向の風速を V_r とすると $V_g = V_a + V_r$ である。この定義式にしたがって、実験で得られたアンサンブル平均の速度場を用いて *F-factor* を計算する。航空機が水平飛行をする場合、 $V_x = V_r$ である。航空機の無風時の対地速度は $V_g = 75\text{m/s} (= 6.25V_0)$ とした。これは、一般的なジェット旅客機の着陸進入速度である。表 4-4 から代表速度 $V_0 = 12\text{m/s}$ 、代表長さを $R_0 = 1000\text{m}$ とした。また、 $\partial V_r / \partial r$ は中心差分により求

めた。

F -factor が正の場合、航空機にとっては危険度が高く、一般に離着陸時は $F \geq 0.05$ が警戒を要する閾値と言われている。さらに、 $F \geq 1.50$ の場合、一般的なジェットエンジンでは最大推力でも高度の低下を押しえられないと言われている[51]。

図 4-3 に F -factor の分布の時間変化を示す。アンサンブル平均速度場の計測結果をもとに式(4-3)から計算した。上方に示した左向きの矢印は、航空機の進行方向と速度の大きさを示す。速度場は z 軸対称とした。下降期では、下降風の領域が最も F -factor が大きく、最大 0.13 である。衝突期では、下降風の領域で高い状態を維持しつつ、発散風の形成に伴って前面の循環流の下部 ($r \approx 2.0R_0$ (右側), $z \leq 0.5R_0$ 付近) で大きな領域があるが、大きさは 0.05 程度である。逆に循環流の上部では、航空機にとって追い風となるため F -factor は負になる。また、左側の領域では、この循環流の下部で負、上部で正となり右側領域とは逆の傾向である。発散期では、下降流領域では依然高い状況が続くが、 $t = 7.4T_0$ の時点で 0.05 にまで減少する。一方、ガストフロントでは、半径方向外側への渦輪の移動に伴って、 F -factor の高い領域も移動し、値も高い状態が継続される。このガストフロントでは、渦輪による速度方向の変化から、渦輪を中心として F -factor の正負の変化が見られる。これは、ガストフロントを通過するさいには、 F -factor の局所的な変化があることを示している。

ダウンバースト遭遇時の航空機の対応を考えた場合、ガストフロントでは F -factor が大きいとは言え、0.05 以上の警戒領域は水平方向に $0.1R_0$ 程度と非常に局所的であるため、高速で通過する航空機に与える影響は小さいと考えられる。一方、下降流付近の警戒領域は水平方向に $1.0R_0$ 程度と大きいため、航空機への影響は大きいと言える。

次に、視点を変えて、航空機の視点で F -factor の変化を見る。図 4-4 に、 $t/T_0 = -1.1, 1.9, 5.6$ にダウンバーストの領域 ($r/R_0 \leq 4.0$) に高度 $z/R_0 = 0.278$ (300m) で進入した場合の、航空機が飛行中に体験する F -factor の時間変化を示している。ダウンバースト領域に進入した瞬間を基点とする時間を t' とする。代表長さ $R_0 = 1000\text{m}$ 、及び代表時間 $T_0 = 83\text{s}$ 、航空機の対地速度は $V_g = 75\text{m/s} (= 6.25V_0)$ とした。 F -factor は、衝突期 $t/T_0 = 1.9$ で最も大きいピークを持ち、大きさは 0.10 である。中心付近の下降風が強い領域を通過する際に F -factor が大きくなることは共通している。また、その変化の幅は下降風領域での F -factor の大きさに比べて小さいが、ガストフロントでの F -factor の変動が前・後半で見られる。

以上のように、 F -factor の大きな領域、つまり航空機にとって危険な領域は、ダウンバーストの中心付近の下降流が強い領域およびガストフロント付近であることが分かる。

4.5. 結論

この章では、本研究モデルのダウンバーストの実験室再現モデルとしての妥当性を評価することを目的として、等密度渦輪モデルと衝突重力流モデル、および実現象観測結果との比較を行った。

定性的な比較では、等密度渦輪モデルでは、渦輪とその周囲流体による循環流や下降流の生成など大規模な流れ場の構造は定性的に類似しているが、衝突後の渦輪のリバウンドやその後の滞留という点で実現象と異なることがわかった。一方、衝突重力流モデルでは、下降期でのサーマルおよび循環流の形成について、さらに、衝突期から後の循環流の挙動が実際のダウンバーストと定性的に類似していることが分かった。等密度渦輪モデルと衝突重力流モデルを比較したところ、渦輪の挙動に浮力の影響と考えられる違いが見られた。

ダウンバーストの大気観測結果と定量的な比較を行ったところ、長さスケール、時間スケールおよび速度スケールを適切な方法により対応付ければ、衝突重力流モデルのほうが、等密度渦輪モデルと比べて速度場は実現象と一致しており、大気観測によって得られた実際のダウンバーストの平均特性と、最大半径方向速度は $70 \pm 23\%$ 、その半径方向位置は 75% 、最大下降速度は $110 \pm 23\%$ で一致した。

以上から、衝突重力流モデルは、下降流および循環流の形成および発散流の挙動について実大気でのダウンバーストの平均的特性を定性的に再現できること、また長さスケール、時間スケールおよび速度スケールを適切な方法により対応付ければ、最大速度およびその位置について定量的にも妥当な結果が得られることが明らかになった。これに対して等密度渦輪モデルは、下降期での循環流や下降流の挙動については定性的に再現するが、衝突後の循環流の挙動は異なること、またスケールを適切な方法により対応付けると最大速度は小さく、寿命は長く見積もられてしまい、実大気の現象とは定量的に異なることが明らかになった。

したがって、地上付近でのダウンバーストの速度場を予測する上では、浮力の影響が重要であり、等密度渦輪モデルと比較して、衝突重力流モデルのほうがダウンバーストの実験室再現モデルとして妥当である。

最後に、得られた速度情報から、航空機の運行時の危険度を表す *F-factor* を見積もった。その結果、*F-factor* の大きな領域、つまり航空機にとって危険な領域は、ダウンバーストの中心付近の下降流が強い領域およびガストフロント付近であることが明らかになった。

第4章 図表

表4-1 実際のダウンバーストと実験室モデルの比較

	実際のダウンバースト	等密度渦輪モデル	衝突重力流モデル
降水	○	×	×
相変化	○	×	×
熱移動	○	×	×
浮力	○	×	○
渦輪	○	○	○
地面	○	○	○

表 4-2 実際のダウンバーストの観測データ

	平均ケース ^{*1}	瞬時ケース ^{*2}
下降流の幅	2000 m	2600 m
下降流の最大速度 $V_{z,max}$	12 m/s	15 m/s
$V_{z,max}$ が観測される高度。	1500 m	—
下降流の加速度	0.10 m/s^2	0.07 m/s^2
サーマルの移動速度	10 m/s	—
半径方向最大速度 $V_{r,max}$	12 m/s	17 m/s
$V_{r,max}$ が観測される半径位置	1600 m	1800 m
$V_{r,max}$ が観測される高度	80 m	—
発散流の上端高さ（厚み）	700 m	300 – 700 m
寿命	20 min.	—

*1 JAWS で観測された 70 個のダウンバーストの平均。[6][7]

*2 JAWS で観測された 1982 年 6 月 30 日（米国コロラド州デンバー）発生
のマイクロバースト[6]。

太枠の項目は、実現象の代表スケールを求めるために利用する。

表 4-3 各実験室モデルのスケールの定義の比較

	等密度渦輪モデル	衝突重力流モデル
長さスケール	オリフィス半径 (渦輪半径に相当)	高密度流体塊初期体積 と同体積の球の半径
時間スケール	長さスケール/速度ス ケール	$T_0 = \left(\frac{R_0 \rho_0}{g \Delta \rho} \right)^{1/2}$
速度スケール	自由渦輪の進行速度	長さスケール/時間ス ケール

表 4-4 実際の観測結果に用いるスケール

	平均ケース		瞬時ケース	
	等密度渦輪モデル	衝突重力流モデル	等密度渦輪モデル	衝突重力流モデル
長さスケール	1000 m	1000 m	1300 m	1300 m
時間スケール	100 s	110 s	130 s	140 s
速度スケール	10 m/s	12 m/s	10 m/s	9.3 m/s
Re 数 ^{*1}	1000	1200	1300	1210

*1 渦粘性係数に基づいて見積もった値。 $\nu_e=10 \text{ m}^2/\text{s}$. [10]

表4-5 実現象と実験室モデルとの比較

	等密度渦輪モデル	衝突力モデル	実現象[6][7]						Proctor [38]		Alahyariら [37], 衝突重力流モデル (瞬時)
			平均ケース			瞬時ケース			数値解析		
			スケール A*1	スケール B*2	スケール B	スケール A	スケール B	スケール A	スケール B		
パラメーター											
レイノルズ数 Re	400&580	2100	1000	1200	1210	1200	1210	1200	1210	3600	
下降流の最大速度 V_{zmax}	0.2	1.1±0.23	1.2	1.0	1.6	1.5	1.6	1.2	1.3	2.5	
V_{zmax} が観測される高度。	—	1.2	1.5	1.5	—	—	—	—	—	—	
半径方向最大速度 V_{rmax}	0.3	0.7±0.23	1.2	1.0	1.8	1.7	1.8	2.1	2.3	3.1	
V_{rmax} が観測される半径位置	1.1	1.2	1.6	1.6	1.4	1.4	1.4	1.2	1.2	1.2	
V_{rmax} が観測される高度	—	0.1	0.08	0.08	—	—	—	—	—	—	
発散流の上端高さ (厚み)	0.9	1.0	0.7	0.7	0.23~0.54	0.23~0.54	0.23~0.54	0.16~0.38	0.16~0.38	—	
寿命	35	—	12	11	—	—	—	—	—	—	

*1 等密度渦輪モデルの定義における長さ、時間、速度スケールを用いて無次元化。

*2 衝突重力流モデルの定義における長さ、時間、速度スケールを用いて無次元化。

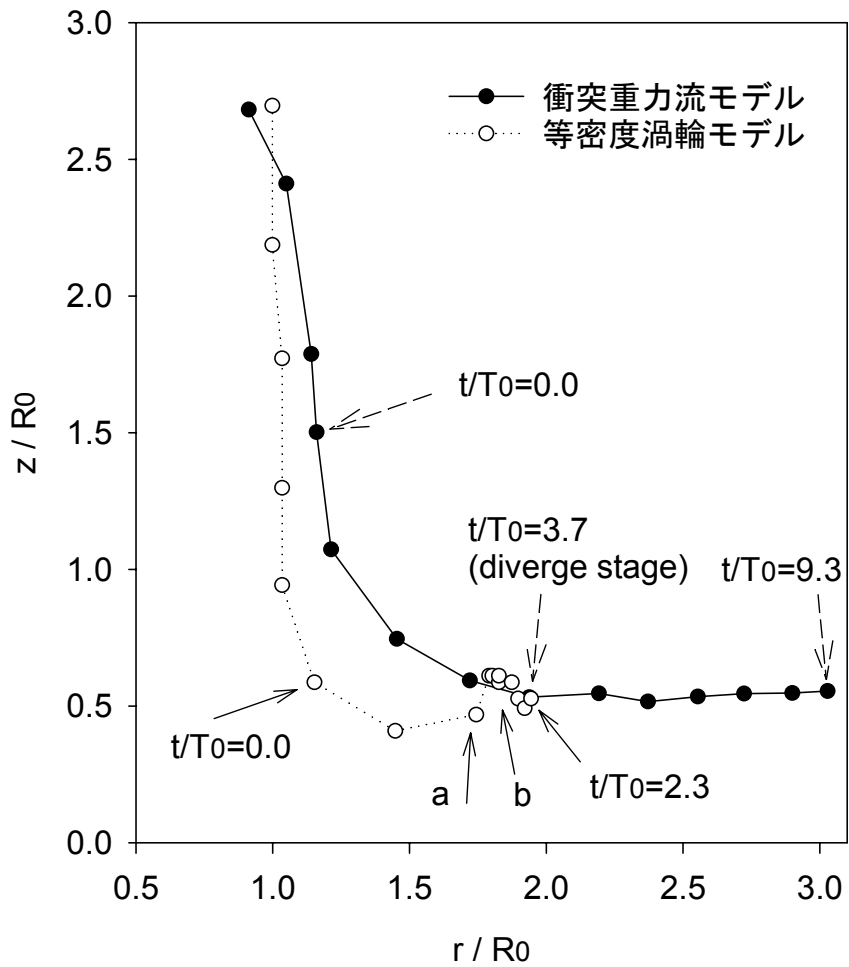


図4-1 渦核（等密度渦輪モデル）および循環流の中心（衝突重力流）の軌跡の比較。 R_0 ：各モデルでの代表長さ。 T_0 ：各モデルでの代表時間。衝突時を $t/T_0=0.0$ としている。ただし、衝突重力流モデルでは、高密度流体塊が地面に衝突した時刻を指す。

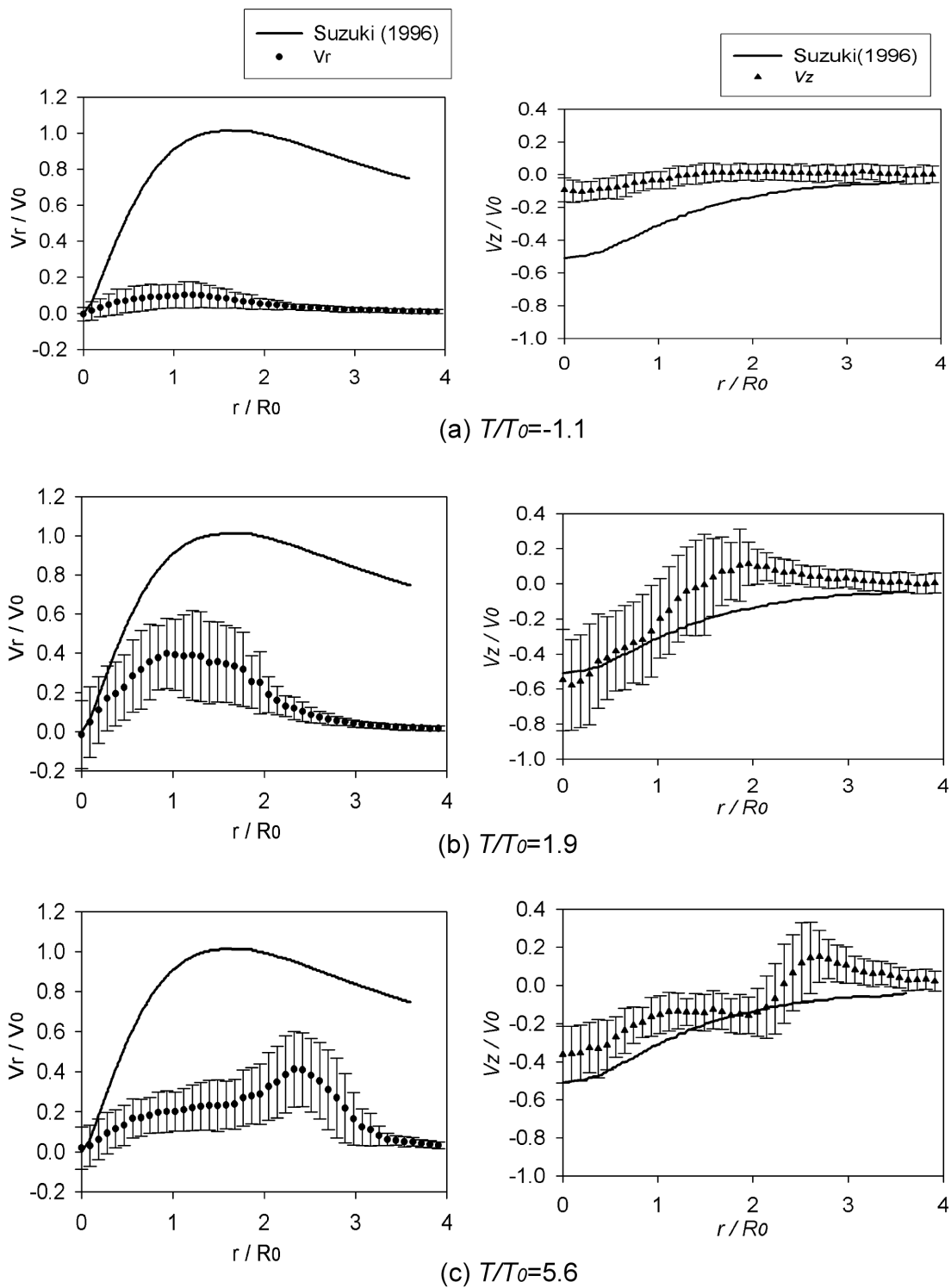


図4-2 半径方向の速度分布 飛行経路最適化モデル(鈴木[9])との比較.
 (a) $t/T_0 = -1.1$, [下降期], (b) $t/T_0 = 1.9$, [衝突期], (c) $t/T_0 = 5.6$, [発散期]で、それぞれ V_r (左図) および V_z (右図) の高度 $z/R_0 = 0.278$ での水平分布を示している.

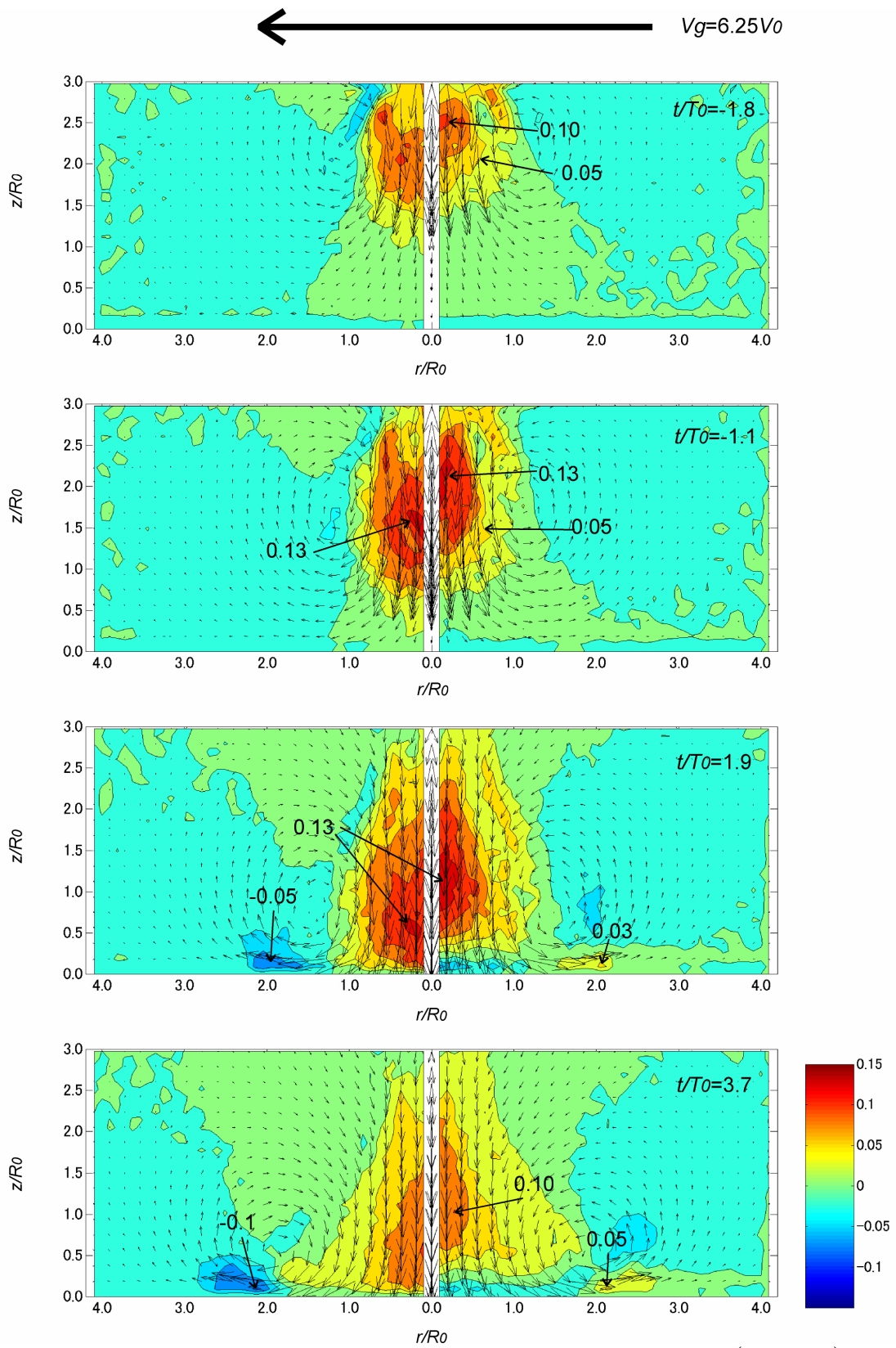


図4-3 F -factor 分布の時間変化。航空機の対気速度 $V_g = 75\text{m/s}(=6.25V_0)$ とした。

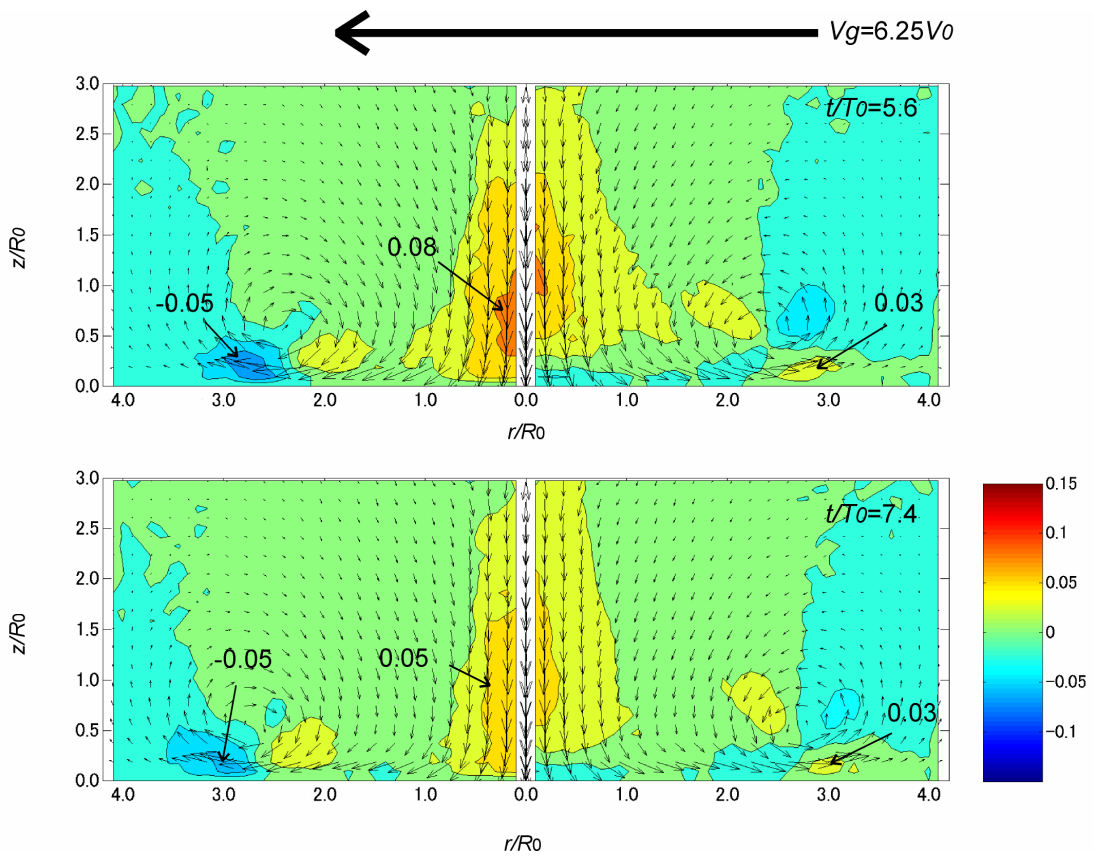


図 4 - 3 F -factor の分布の時間変化 (つづき) 航空機の対地速度 $V_g = 75\text{m/s}(= 6.25V_0)$

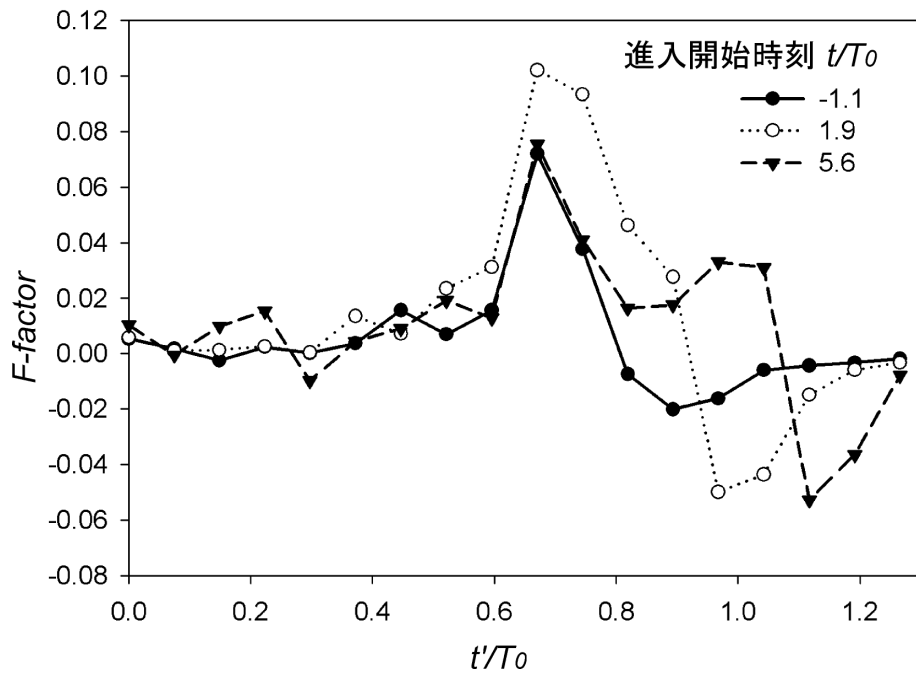


図 4 - 4 航空機が通過する際の F -factor の時間変化。航空機の高度は $z/R_0 = 0.278$ 、航空機の対地速度は $V_g = 6.25V_0$ とする。 $r/R_0 = 4.0$ から進入開始する時刻が、 $t/T_0 = -1.1, 1.9, 5.6$ の下降期・衝突期・発散期の場合を示す。 t'/T_0 は進入してからの時間。

第5章総括と新たな課題

5.1. 結論

本研究は、ダウンバーストの被害の低減を最終目的として、地上付近での速度場について、実験室レベルでの再現実験により解明することを目的とし、実験室モデルとして、等密度渦輪モデルおよび衝突重力流モデルによる実験を行った。

第1章では、実現象のダウンバーストの観測についての問題点を指摘し、実験室モデルによる再現実験の必要性を説明した。また、実験室モデルに必要な物理要素について言及し、「渦輪」および「地面」のみを再現する最も単純な実験室モデルとして等密度渦輪モデル、「渦輪」「地面」に加えて「浮力」を考慮する衝突重力流モデルを選んだ。

第2章では、等密度渦輪モデルについて、オリフィスから空気をパルス的に押し出すことにより発生させた渦輪を、地面に衝突させるという実験を行った。渦輪は周方向に波状変形する性質があり、これが水平面に衝突する時の速度場への影響について検討した。まず、渦輪の衝突時の周方向不安定性について可視化実験により検討した。さらに、PIVを用いて鉛直子午面内の速度場および水平面内の速度場について検討した。

渦輪の諸特性について計測した結果、以下のことがわかった。

- 渦輪の進行速度は発生点からの距離が離れるにしたがって減少する。また、初期レイノルズ数の増加に合わせて、進行速度も一様に増加する。
- 渦輪の直径は、発生点からの距離とともに大きくなる。
- 循環は、発生点からの距離の増加とともに減少し、初期レイノルズ数の増加とともに増加する。
- 渦輪の進行速度と直径および動粘性係数から $D_{(z)}U_{(z)}/\nu$ で定義される局所レイノルズ数は、発生点から離れるにつれて減少する。
- 衝突渦輪に見られる周方向変形の波数は、初期レイノルズ数が増加すると波数も増加し、同じ初期レイノルズ数について見れば、発生点からの距離の増加とともに減少する。
- 局所レイノルズで整理すると、局所レイノルズ数の増加とともに増加する傾向がある。一旦発生した不安定性は下流へ行くにつれ、局所レイノルズ数が低下することによって、いずれ安定化し波数は消滅する。この臨界値は局所レ

レイノルズ数 $Re(z)=300$ である。

- 地面板上の瞬時速度場を計測した結果、渦輪の衝突により誘起される二次渦輪の発達に伴う速度場の変化の様子が捉えられ、ベクトルが放射状に分布している初期段階、周方向にベクトル群の歪みが生じて非軸対称になる中期段階、そして、全体的に速度が減少する後期段階に分けられる。これは、Orlandi ら[21]の DNS の結果と定性的に一致している。
- 地面上の鉛直子午面内の瞬時速度場を計測した結果、渦輪とそれに誘起される流れ場全体の様子が捉えられた。衝突時の渦輪中心軸付近の下降流や周囲流体が循環領域に取り込まれる様子など、大気中で観測される実際のダウンバーストと大規模な流れ場の構造は定性的に類似している。
- 渦輪が衝突する際の最大風速は、衝突の瞬間に観測され、その大きさは、渦輪が衝突する前の進行速度の 30%程度である。

第3章では、衝突重力流モデルについて、静止した低密度流体中に一定量の高密度流体を解放し、形成されたサーマル（高密度流体塊）が落下し、水平面に衝突した後に半径方向に発散するという実験を行った。衝突渦輪モデルと異なり、負の浮力により駆動される鉛直重力流に渦輪が随伴される点に特徴がある。この過程を繰り返し再現し、PIVにより鉛直子午面内のアンサンブル平均速度や渦度を計測した。これらを用いて最大速度の位置および発生時期や渦輪の発生原因と挙動について検討した。また、レイノルズ応力、乱流エネルギーの分布を計測し、下降期、衝突期、発散期におけるそれぞれの乱流統計量の分布の特徴およびその乱流生成について検討した。

その結果、以下のことがわかった。

- 従来、実験室モデルにおける瞬時速度場に見られた大規模な循環流が、平均速度場にも鮮明に現れる。循環流の流線は下降する高密度流体塊の前面から出発し、サーマルの側面を通過して上面に達する。その中心は高密度流体塊の側面に位置するが、下降期から衝突期にかけては循環流中心に渦度の集中は認められず、この流れは基本的に渦なしである。これはサーマルが Hill vortex から形成されるという過去の知見と一致する。
- 循環流は、衝突中に地面近くで新たに生成された渦層を巻き込みながら、渦度が中心部に集中した渦輪へと成長し、ガストフロントを形成する。さらに、ガストフロントは、渦輪の周方向不安定に起因すると思われる非軸対称性を呈する。
- 鉛直方向速度は衝突の直後の中心軸上、 $z/R_0 \approx 1$ 付近で最大値 $1.1V_0$ に達する。一方、半径方向速度は衝突中に $z/R_0 \approx 0.1$ 付近で最大値 $0.7V_0$ に達する。
- 鉛直方向レイノルズ応力は、下降期には高密度流体塊の前面に、衝突期には

地面付近に、また発散期にはガストフロントの循環流内部に集中する。半径方向レイノルズ応力は、下降期には高密度流体塊の側面に、衝突期には地面付近に、また発散期には先端の循環流下部に集中する。せん断方向レイノルズ応力は、下降期には高密度流体塊の側面に、衝突期は減少しまばらに分布し、発散期には値は小さいが循環流下部に存在する。乱流エネルギーは、下降期には高密度流体塊の前面に、衝突期には地面付近に、また発散期にはガストフロントの循環流内部に集中する。

- 一方、レイノルズ応力の生成率の分布とレイノルズ応力の分布を比較すると、必ずしも対応しているわけではなく、このような複雑な系では、生成率だけでレイノルズ応力の大小を論ずることはできない。発散期については、ガストフロントにレイノルズ応力が集中する傾向があるが、生成率との対応から、これはローカルに発生しているのではなく、衝突期から対流により運ばれてきたものである。
- 高密度流体塊は初期の運動量ゼロの状態から出発し、まず重力による加速によって鉛直方向の運動量を獲得し、続いて地面の効果が現れるに従って、徐々に半径方向運動量へと転化され、最終的には半径方向のみが残留するという一連の経過をたどる。運動量のピーク値は鉛直方向と半径方向でほぼ同程度である。

第4章では、以上のモデルの結果を実際の大気観測結果と比較することによりモデルの妥当性について検討した結果、以下のことがわかった。

- 定性的な比較では、等密度渦輪モデルでは、渦輪とその周囲流体による循環流や下降流の生成など大規模な流れ場の構造は定性的に類似しているが、衝突後の渦輪のリバウンドやその後の滞留という点で実現象と異なる。
- 一方、衝突重力流モデルでは、下降期での下降流および循環流の形成について、さらに、衝突期から後の循環流の挙動が実際のダウンバーストと定性的に類似している。
- 定量的な比較では、長さスケール、時間スケールおよび速度スケールを適切な方法により対応付ければ、衝突重力流モデルのほうが、等密度渦輪モデルと比べて速度場は実現象と一致しており、大気観測によって得られた実際のダウンバーストの平均特性と、最大半径方向速度は $70 \pm 23\%$ 、その半径方向位置は 75% 、最大下降速度は $110 \pm 23\%$ で一致した。
- 以上のことから、衝突重力流モデルは、下降流および循環流の形成および発散流の挙動について実大気でのダウンバーストの平均的特性を定性的に再現できること、また長さスケール、時間スケールおよび速度スケールを適切な方法により対応付ければ、最大速度およびその位置について定量的にも妥

当な結果が得られる。これに対して等密度渦輪モデルは、下降期での循環流や下降流の挙動については定性的に再現するが、衝突後の循環流の挙動は異なること、またスケールを適切な方法により対応付けても最大速度は小さく、寿命は長く見積もられてしまい、実大気の現象とは定量的に異なる。

- 得られた速度情報から、航空機の運行時の危険度を表す *F-factor* を見積もった。その結果、*F-factor* の大きな領域、つまり航空機にとって危険な領域は、ダウンバーストの中心付近の下降流が強い領域およびガストフロント付近である。

全体のまとめについて以下に述べる。

衝突重力流モデルでは、下降流および循環流の挙動が実際のダウンバーストと定性的に類似していること、長さスケール、時間スケールおよび速度スケールを適切な方法により対応付ければ、衝突重力流モデルにより、大気観測結果の平均値を定量的にも予測しうることを明らかになった。一方で、等密度渦輪モデルからは、ガストフロントに現れる非軸対称性は渦輪の周方向不安定によるものであることが示唆された。

得られた速度情報から、航空機の運行時の危険度を表す *F-factor* を見積もることにより、*F-factor* の大きな領域、つまり航空機にとって危険な領域は、ダウンバーストの中心付近の下降流が強い領域およびガストフロント付近であることが明らかになった。

以上、衝突重力流モデルを用いた室内実験により、ダウンバーストの地上付近での動的挙動について、循環流や渦輪の性質および流れ場の統計的性質など、実際の大气観測のみからでは得られないような情報を得ることができた。

5.2. 本研究に関連する新たな課題

この節では、これまでに述べてきた本研究に関連して、新たに認識された課題について述べる。

(1) 三次元計測

第2章で述べたように、地面に衝突する渦輪は高レイノルズになるほど周方向不安定の影響により、非軸対称になり速度場は三次元的になる。地面上水平断面内の速度場は明らかになったが、それよりも上空での速度場は不明である。周方向不安定による波状変形は、周方向の再現性が無いため、照射位置が固定されたシート光では現象に対する計測位置が変化してしまうという課題があった。

また、第3章で述べたように、浮力を考慮した衝突重力流モデルの実験では、可視化実験の観察の結果、サーマルおよび発散流は非軸対称構造であることが分かっている。これはレイノルズ数が比較的高い場合は乱雑化するため、周方向の変化は鉛直および半径方向の速度に対して小さいとして、軸対称を仮定した。しかし、可視化結果で見られたように、実際には、周方向に渦輪の周方向不安定による影響が速度場にも現れていることが予想される。

これらを明らかにするためには、速度場の三次元計測が必要である。PIVを用いる場合、シート光を水平面に照射する方法も考えられるが、衝突重力流の場合、鉛直方向の速度成分が大きいいためトレーサー粒子がシート光のから出てしまうため測定精度が非常に悪くなることが予想される。したがって、二台のカメラを用いるステレオ PIV の手法を用いて、三次元同時計測を行う手法が適当である。ただし、測定方法自体まだ研究段階であり課題は多い。

(2) 密度場の計測

衝突重力流モデルに関して、密度場と速度場の同時計測をする。本研究では、密度場計測ができなかったため、サーマル領域を、直接密度ではなく乱流エネルギーで定義した。密度場を同時計測することにより、サーマル領域と速度場の関係が明らかになる。また、速度と密度の相関で定義される浮力による乱流生成率を見積もることによって浮力による乱流生成の評価を行うことが、ダウンバーストの乱流場のさらなる理解のためには不可欠である。

密度場を計測する方法としては、速度場との同時計測を考慮して、レーザー誘起蛍光法 (LIF) を提案する。高密度流体に蛍光塗料を混入し、高密度流体塊を可視化する。同時にトレーサー粒子も全体に混入することによって、濃度場と速度場の同時計測が可能である。

(3) 地面条件の検討

本研究の実験では、地面は水平な平滑面としている。しかし、実際の現象では、地面条件は地形や植生および構造物等により様々である。これによって、特に発散期における流れ場の挙動やダウンバーストの寿命が変化すると思われる。これを明らかにするために、地面条件を系統的に変化させた実験も今後の課題である。

(4) 二次的な影響を考慮したモデルの検討

本研究では、降水を伴わない「乾いたモデル」だけが扱われている。ここでは、降水、混相流、熱移動の影響は無視されている。理由はこれらが発生段階では重要であるものの、地面付近の挙動に関しては二次的な影響でしかないと考え

たからである。実際の観測結果と比較すると、いくつかの項目については良く一致していることから、この仮定はある程度妥当であると判断できる。しかし、強い降水があればそれによる大気の連行によって、鉛直方向の平均速度や乱流変動は影響を受けると考えられる。また、蒸発・凝縮に基づく潜熱や地表の温度境界層も浮力場に二次的な影響を与えるものと考えられる。このため、これらを考慮した新たなモデルの検討が必要と思われる。

(5) 数値解析

実験研究にはパラメータ、測定可能な物理量、外乱の除去など限界がある。一方、数値解析では、これらの制限が少ない反面、物理モデルの不備や数値誤差を含んでいるため、実験結果との比較評価が不可欠である。

また、前項(4)で述べたように、二次的な影響を考慮したモデルを検討するにあたり、降水、相変化、熱移動など複数の要素を同時に再現することは実験では難しい。数値解析ではこの点で有利である。

実大気でのダウンバーストは広いパラメータ範囲で発生するため、適用範囲の広い速度場データベースを構築するためには、実験では実施できないようなパラメータ範囲において数値解析を行うことが有効である。そのためにも、まずは、実験と同条件で数値解析を行い、結果の妥当性を確認することが不可欠である。

参考文献

- [1] Fujita, T.T.: *The Downburst*. (The university of Chicago Press, 1985), 8-9.
- [2] 大野久雄ら: 日本におけるダウンバーストの発生の実態, 天気, 43, (1996),101-112.
- [3] Fujita, T.T.: Manual of downburst identification for project NIMROD, SMRP Res. Paper, 156,(1978), 104.
- [4] McCarthy, J. et al.: JAWS data collection, analysis highlights, and microburst statistics, *21st Radar Meteorological Conference*, (1983), 596-601.
- [5] Rinehart, R.E. & Isaminger, A.: Radar characteristics of microbursts in the mid south, *23rd Radar Meteorological Conference*, (1986), 71-76.
- [6] Wilson, J.W. et al.: Microburst wind structure and evaluation of Doppler radar for airport wind shear detection, *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 23, (1984), 898-915.
- [7] Hjelmfelt, M.R.: Structure and life cycle of microburst outflow observed in Colorado, *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 27, (1988), 900-927.
- [8] Fujita, T.T.: *The Downburst*. (The university of Chicago Press, 1985), 113.
- [9] 鈴木真二: 最適制御は航空機を救えるか, 日本航空宇宙学会誌, 54, (1996), 21-22.
- [10] 木村竜治: *地球流体力学入門*, (東京堂出版, 1983), 24-26.
- [11] Batchelor G.K.: *An Introduction to fluid dynamics*, (Cambridge Univ. Press, 1967).
- [12] Lamb, S.H.: *Hydrodynamics*, (New York Dover Publications, 1932).
- [13] Didden, N.: On the formation of vortex rings: Rolling-up and production of circulation, *Journal of Applied Mathematics and Physics. (ZAMP)*, 30,(1979),101-116.
- [14] Widnall, S.E. et al.: The instability of short waves on a vortex ring, *Journal of Fluid Mechanics*, 66, part I, (1974), 35-47.
- [15] Liess, C. & Didden, N.: Experimente zum einfluss der anfangsbedingungen auf die instabilitat von ringwirbeln, *Z. Angew. Mathematics en .Mechanics* 56, (1976), 206-208.
- [16] Maxworthy, T.: Some experimental studies of vortex rings, *Journal of Fluid Mechanics* (1977), 81, part III, 465-495.
- [17] 内藤隆ら : 渦輪の周方向不安定波について, *ながれ*, 15, (1996), 401-408.
- [18] Yamada, H. et al.: Flow field produced by a vortex ring near a plane wall, *Journal of the Physical Society of Japan*, 51, (1982), 1663-1670.

- [19] Walker, J. D. A. et al.: The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 181, (1987), 99-140.
- [20] 内藤隆ら：渦輪が平板に垂直に接近する流れ場に現れる縦渦, *ながれ*, 16, (1997), 344-354.
- [21] Orlandi, P. et al.: Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations, *Journal of Fluid Mechanics*, 256, (1993), 615-646.
- [22] Raffel, M. et al., *Particle Image Velocimetry*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (1998), 109-116.
- [23] McCormack, P.D.: *Physical fluid dynamics*, (Academic Press, 1973), 233.
- [24] 福嶋祐介, 田中日出紀: 鉛直ブルームフロントと鉛直サーマルの流動モデルの提案, *ながれ*, 20, (2001), 47-58.
- [25] Escudier, M.P. & Maxworthy, T.: On the motion of turbulent thermals, *Journal of Fluid Mechanics*, 61-3, (1973), 541-552.
- [26] Beghin, W.D. et al.: Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries, *Journal of Fluid Mechanics*, 107, (1981), 407-422.
- [27] 玉井昌宏ら: 固体粒子群の落下挙動と誘起流動に関する研究, *土木学会論文集*, 509/II-30, (1995), 143-154.
- [28] 秋山壽一郎ら: 傾斜重力密度流の連行係数に関する統一的考察, *ながれ*, 16, (1997), 149-161.
- [29] 秋山壽一郎ら: 静水中に瞬間的に投下された重たい流体塊の流動特性に関する研究, *水工学論文集*, 42, (1998), 529-534.
- [30] 秋山壽一郎ら: 静水・流水中に瞬間的に投下された粒子群の流動特性, *水工学論文集*, 43, (1999), 905-910.
- [31] Fukushima, Y.: Numerical simulation of gravity current front, *Journal of Hydraulic Engineering ASCE*, 124-6, (1998), 572-578.
- [32] 福嶋祐介, 金子幸弘: 固体粒子を浮遊する傾斜サーマル減速域, *水工学論文集*, 41, (1997), 537-542.
- [33] Fukushima, Y. et al.: Dynamics of inclined suspension thermal, *Fluid Dynamic Research*, 26, (2000), 337-354.
- [34] Simpson, J.E.: *Gravity currents in the environmental and the laboratory*, (John Wiley & Sons, 1987), 244.
- [35] Goff, R.C.: Thunderstorm-outflow kinematics and dynamics, Technical Memo. ERL NSSL-75, NOAA Environmental Res. Lab. Boulder, CO, (1975).
- [36] Lundgren, T.S. et al.: Microburst modeling and scaling. *Journal of Fluid Mechanics*, 239, (1992), 461-488.

- [37] Alahyari, A. & Longmire, E.K.: Dynamics of experimentally simulated microbursts. *AIAA Journal*, 33(11). (1995), 21287-2136.
- [38] Proctor, F.H.: Numerical simulation of an isolated microburst. Part 1: Dynamics and structure. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45(21), (1988), 3137-3160.
- [39] Srivastava, R.C.: A Simple model of an evaporatively driven downdraft: application of microburst downdraft, *Journal of Atmospheric Sciences*, 42, (1985), 1004-1023.
- [40] Droegemeir, K.K. and Wilhelmson, R.B.: Numerical simulation of thunderstorm outflow dynamics. Part I: Outflow sensitivity experiments and turbulence dynamics, *Journal of Atmospheric Sciences*, 44, (1987), 1180-1210.
- [41] Anderson, J. R. et al.: Simulation of the thunderstorm subcloud environment, *14th Conference of Severe Local Storms, American Meteorological Society*, (1985), 147-150.
- [42] Schlichting, H. et al.: *Boundary Layer Theory, 8th Revised and Enlarged Edition*, (Springer- Verlag, 2000), 126.
- [43] Alahyari, A. & Longmire, E. K.,: Particle image velocimetry in a variable density flow: Application to a dynamically evolving microburst, *Experiments in Fluids* 17, (1994), 430-440.
- [44] David, R.L. et al.: *CRC Handbook of chemistry and physics 84th Edition*, (CRC Press, 2003).
- [45] Snyder, D. and Tait, S.: A flow-front instability in viscous gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, 369, (1998), 1-21.
- [46] Scorer, R.S., Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, 2, (1957), 583-594.
- [47] Turner, J.S.: The flow into an expanding spherical vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, 18, (1964), 195-208.
- [48] Saffman, P.G.: *Vortex Dynamics*, (Cambridge University Press, 1992). 23-24.
- [49] Bowles, R. L.,: Reducing windshear risk through airborne systems technology, *The 17th Congress of the ICAS*, (1990), 27.
- [50] Bowles, R. L.,: Windshear detection and avoidance airborne systems survey, *29th IEEE Conf. On Decision and Control*, vol.2, (1990) 27.
- [51] Proctor, F. H. et al.: A windshear hazard index, *20th Conference of Severe Local Storms*, (2000), 482-487.

付録

A. 気象観測ドップラーレーダー

気象ドップラーレーダーは、ダウンバーストの観測にとって最も有力な観測手段である。日本では1990年までは被害調査や航空機のフライトレコーダーのみによってダウンバーストの解析が行われていたが、ドップラーレーダーが使われるようになり、速度場の観測がようやく可能になった。

気象ドップラーレーダー（図A-1）は、波長数mmから10cm程度のマイクロ波ビームをパルス状に送信し、降水や雹などのトレーサーによって散乱して戻ってくる信号をアンテナで受信することによりトレーサーを含んだ大気速度を測定するものである。ビームを送信してから受信されるまでの時間から、トレーサーまでの距離を求める。また、トレーサーが移動している場合には、受信信号の周波数変動が生じ、ドップラー周波数として観測される。このドップラー周波数から、送信信号の照射方向のトレーサー移動速度が求まる。ビームは一方向にしか発信できないので、ビームの送信方向を連続的に変化させる（走査する）ことにより速度分布を観測する。

ビームを放射状に発信するため、観測点より離れるほど空間分解能は悪くなる。また、ビームの走査は、図A-2に示すように方位角と仰角を変化させることにより行う。走査開始位置に戻るまでに数分を要するのが普通である。つまり、厳密に言えば、観測される速度分布は異なった時刻の速度で構成されていることになる。したがって、ドップラーレーダーによるダウンバーストの観測では



図 A-1 気象ドップラーレーダー（防衛大学）。冬季日本海メソ対流系観測－2002（Winter MCSs Observations over the Japan Sea-2002; WMO-02）三国サイトにて撮影。防衛大小林文明助教授のご協力による。

時・空間分解能に限界がある。さらに、特に仰角が低い場合、地形や地上構造物の影響により、ビームが遮られるため観測ができないことが多い。これは、地上付近での速度場観測にとっては障害となる。

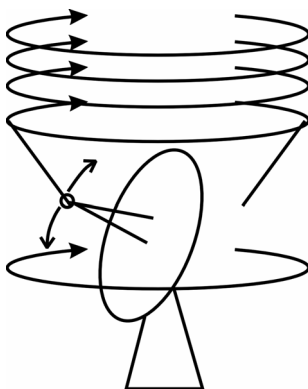


図 A-2 ドップラーレーダーの走査方法。方位角を一周したら、仰角を変化させる。ボリュームスキャンと呼ばれ、ドップラー速度の三次元分布が得られる。ただし、一通りの走査には時間がかかる。

B. レイノルズ方程式およびレイノルズ応力輸送方程式

第3章で述べた衝突重力流モデルにおける支配方程式の、円筒座標における具体形を示す。対象とする流れ場は、軸対称、ブシネスク近似が成り立つことを仮定する。

連続の式(3-1a)および運動量保存式(3-5)をレイノルズ平均（アンサンブル平均）して得られるレイノルズ方程式のテンソル表現は以下ようになる。

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B-1})$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} V_i V_j = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\bar{\rho} - \rho_0}{\rho_0} g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \overline{v_i v_j} \right] \quad (\text{B-2})$$

円柱座標系で表すと以下ようになる。

・連続の式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{B-3})$$

・運動量保存式

$$\begin{aligned} r: \frac{\partial V_r}{\partial t} + \frac{\partial V_r V_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r V_r^2}{\partial r} - \frac{V_\theta^2}{r} \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial V_r}{\partial z} - \overline{v_r v_z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \overline{v_r^2} \right) - \frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{V_r}{r^2} + \frac{\overline{v_\theta^2}}{r} \end{aligned} \quad (\text{B-4})$$

$$\begin{aligned} \theta: \frac{\partial V_\theta}{\partial t} + \frac{\partial V_\theta V_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r V_r V_\theta}{\partial r} + \frac{V_r V_\theta}{r} \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial V_\theta}{\partial z} - \overline{v_\theta v_z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \overline{v_r v_\theta} \right) - \frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{V_\theta}{r^2} - \frac{\overline{v_r v_\theta}}{r} \end{aligned} \quad (\text{B-5})$$

$$\begin{aligned} z: \frac{\partial V_z}{\partial t} + \frac{\partial V_z^2}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r V_r V_z}{\partial r} \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\bar{\rho} - \rho_0}{\rho_0} g + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial V_z}{\partial z} - \overline{v_z^2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial V_z}{\partial r} - \overline{v_r v_z} \right) \end{aligned} \quad (\text{B-6})$$

次に、レイノルズ応力 $\overline{v_i v_j}$ の輸送方程式を示す。テンソル表記では以下のようになる。

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \overline{v_i v_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{V_k v_i v_j}}{\partial x_k} \right) \dots\dots\dots \text{(i)非定常, (ii)対流} \\
 = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho_0 \overline{v_k v_i v_j} + \overline{p v_j} \delta_{ik} + \overline{p v_i} \delta_{jk} \right) \dots\dots\dots \text{(iii)乱流拡散} \\
 & + \frac{\partial}{\partial x_k} \mu \frac{\partial \overline{v_i v_j}}{\partial x_k} \dots\dots\dots \text{(iv)粘性拡散} \\
 & - \rho_0 \overline{v_i v_k} \frac{\partial \overline{V_j}}{\partial x_k} - \rho_0 \overline{v_j v_k} \frac{\partial \overline{V_i}}{\partial x_k} \dots\dots\dots \text{(v)生成 (せん断)} \\
 & + \overline{v_j (\rho_f - \rho_0) g_i} + \overline{v_i (\rho_f - \rho_0) g_j} \dots\dots\dots \text{(vi)生成 (重力)} \\
 & + p \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots \text{(vii)再配分} \\
 & - 2\mu_0 \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \frac{\partial v_j}{\partial x_k} \dots\dots\dots \text{(viii)消散}
 \end{aligned}$$

(B-7)

これらの項のうち、(v)(vi)の生成項について、円柱座標系での具体形は以下のようになる。ブシネスク近似および軸対称を仮定する。

・生成項 (せん断)

$$P_{zz} = -2\rho_0 \left(\overline{v_z^2} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \overline{v_z v_r} \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \quad \text{(B-8)}$$

$$P_{rr} = -2\rho_0 \left(\overline{v_r^2} \frac{\partial V_r}{\partial r} + \overline{v_z v_r} \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \quad \text{(B-9)}$$

$$P_{rz} = -\rho_0 \left(\overline{v_z^2} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \overline{v_r^2} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \overline{v_z v_r} \frac{V_r}{r} \right) \quad \text{(B-10)}$$

・生成項 (重力)

$$G_{zz} = -2g \overline{(\rho_f - \rho_0) v_z} \quad \text{(B-11)}$$

$$G_{rr} = 0 \quad \text{(B-12)}$$

$$G_{rz} = -g \overline{(\rho_f - \rho_0) v_r} \quad \text{(B-13)}$$

以上で、式(3-18) および (3-19)が導かれた。

C. *F-factor* について

Bowles[49][50]および Proctor ら[51]に従って、本研究で *F-factor* を見積もる際に用いた式(4-3)を導出する。

航空機の単位質量あたりの全エネルギー（ポテンシャル+運動エネルギー） E_t は、

$$E_t = z + \frac{1}{2} \frac{V_a^2}{g} \quad (\text{C-1})$$

と書ける。ここで、 z は航空機の高度、 V_a は航空機の対気速度である。この E_t の時間変化は、航空機の推力から抗力を引いた力がする仕事および、外力による仕事に等しいことから、以下の関係が成り立つ。

$$\frac{dE_t}{dt} = V_a \left(\frac{T_r - D_a}{W} - F \right) \quad (\text{C-2})$$

ここで、 T_r は航空機の推力、 D_a は航空機の抗力、 W は航空機の質量、 F は外力である。この式は、 $F > 0$ の場合、航空機のエネルギーを一定に保つためには、推力を増す必要があることを示している。

式(C-2)の外力 F を、大気の流れ変動による力と考えて以下のように定義し、*F-factor*と呼ぶ（Bowles[49][50]）。

$$F \equiv \frac{1}{g} \frac{DV_x}{Dt} - \frac{V_z}{V_a} \quad (\text{C-3})$$

ここで、 V_x は航空機の進行方向に沿った風速(航空機の進行方向が正)、 V_z は鉛直方向の風速（上昇風が正）である。

航空機の位置を円筒座標(r, θ, z)で考えると、

$$\frac{DV_x}{Dt} = \frac{\partial V_x}{\partial r} \frac{dr}{dt} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_x}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial V_x}{\partial t} \quad (\text{C-4})$$

右辺第二項以降は第一項と比較して十分小さいとして無視すると、

$$\frac{DV_x}{Dt} \approx \frac{\partial V_x}{\partial r} \frac{dr}{dt} = \frac{\partial V_x}{\partial r} V_g \quad (\text{C-5})$$

と書ける。ここで、 V_g は航空機の対地速度、つまり水平方向の風速を V_r とすると $V_g = V_a + V_r$ である。したがって、

$$F \approx \frac{\partial V_x}{\partial r} \frac{V_g}{g} - \frac{V_z}{V_a} \quad (\text{C-6})$$

となる。これで式(4-3)が導かれた。

D. 論文目録

原著論文

- [1] 長田泰一, 益田重明, 小尾晋之介: 平板に衝突する渦輪の挙動 (平板面内の速度場), 日本機械学会論文集, (2000), 66 巻 644 号 B 編, 990-996.
- [2] 長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: 平板に衝突する渦輪の挙動 (平板に垂直な面内の速度場), 日本機械学会論文集, (2002), 68 巻 667 号 B 編, 733-739.
- [3] 長田泰一, 井山和人, 小尾晋之介, 益田重明: 地面に衝突する鉛直重力流の統計的性質, *ながれ*, (掲載決定)

国際会議発表

- [1] *Nagata, T., Obi, S., Masuda S.: Laboratory simulation of downbursts, *Proc. of 20th Conference on Severe Local Storms*, Orlando, FL, U.S.A., (2000), 409-412.
- [2] *Nagata, T., Obi, S., Masuda S.: The vortex ring impinging onto a ground surface, *Proc. of 2nd Conference on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Stockholm, Sweden, (2001), 283-289.
- [3] Nagata, T., Iyama, K., Obi, S., *Masuda, S.: Statistical Characteristics of Vertical Gravitational Flow Impinging onto Horizontal Ground, *Proc of Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, Antalya, Turkey (2003), 829-836.

国内会議発表

- [1] *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: 壁面に衝突する渦輪の周方向不安定性に関する研究, *第29 回流体力学講演会論文集*, (1997), 81-82.
- [2] *金谷俊助, 長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: 壁面に衝突する渦輪の P I V 計測, *第30 回流体力学講演会論文集*, (1998), 161-162.
- [3] *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: マイクロバーストの実験室モデル (平板に衝突する渦輪の速度場): *日本気象学会 1999 年度秋季大会論文集*, (1999), 403.
- [4] *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: 地面に衝突する渦輪の速度場, *第 25・26 回境界層遷移の解明と制御研究会論文集, NAL-SP-47*, (1999), 37-38.
- [5] *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: マイクロバーストの実験シミュレーション, *第5 回環境流体シンポジウム論文集*, (2000), 199-200.
- [6] 布施信之, *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: マイクロバーストの実験室モデル, *日本気象学会 2001 年度春季大会論文集*, (2001), 388.
- [7] 青木功, *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: マイクロバーストの実験室モデル, *日本気象学会 2001 年度秋季大会論文集*, (2001), 323.

- [8] *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: マイクロバーストの実験室モデル-重力により駆動される渦輪の性質-, *流体力学会年会 2002 論文集*, (2002), 78-79.
- [9] *長田泰一, 小尾晋之介, 益田重明: 地面に衝突する鉛直重力流の統計的性質, *第31・32回境界層遷移の解明と制御研究会論文集 NAL-SP-59*, (2003), 71-74.

その他

[1] 特許

公開番号	特開 2004-089781
公開日	2004/03/25
出願番号	特願 2002-251796
出願日	2002/08/29
発明の名称	水域の浄化方法および装置

謝辞

本研究は、慶應義塾大学機械工学科 益田重明教授のご指導のもと行われたものです。研究全般のみならずひろく公私にわたり多くのご指導ご鞭撻を賜り、感謝の念に絶えません。

また、同じ研究室の小尾晋之介助教授からは常日頃から研究生活の中で多くの貴重なご助言、ご指導をいただきました。本論文をまとめるにあたって、応用化学科田中茂教授、機械工学科澤田達男教授から貴重なご指摘をいただきました。ありがとうございました。

気象学の分野では、東京大学海洋研究所 木村竜治名誉教授、同研究所新野宏教授には、地球流体力学の立場からご指導いただきました。また、防衛大学校地球海洋学科の小林文明助教授には、ドップラーレーダ観測に関してご教示頂くとともに、冬季日本海メソ対流系観測にも参加させていただき、気象観測を実際に体験する機会を与えて頂きました。ありがとうございました。

日頃の研究生活のなかで、苦楽を共にし、お互いに刺激し合った研究室のメンバーに感謝いたします。

長い学生生活をずっと見守り、時に励ましてくれた両親に感謝いたします。

最後に、どんな時も陰ながら私を支え、私についてきてくれた妻に心からお礼を言いたいと思います。ありがとう。