

竜巻渦の室内実験

文 字 信 貴

1. はじめに

竜巻は、米国、オーストラリア、ヨーロッパ各地、日本など世界各地に発生する大気中の最も強暴な渦である。中でも北米に春から夏にかけて発生するトルネードは破壊力が強く、年間 100 人を超える死者を出している。これは、同じ米国でのハリケーンに伴う死者数（年間 7～80 人）を上まわるものである¹⁾。トルネードによる被害は非常に局所的であり、被害幅の典型的なものは 50 m、長さも 1.5 km 程度で、地上に着地している時間も数分間という短い時間である。ただし、極端なものの中には幅が 1.6 km、長さについては 480 km、持続時間は最大が 7 時間 20 分という記録もある¹⁾。最大風速は正確に測定されたことはないが、典型的な値として 110～80 m/s 程度のものであろうと考えられている。

この様な渦の著しい特徴として挙げる事のできるのは、流線が大きな曲率を有している事、強い上昇流、下降流を持っている事、スケールが小さいため急速に風向風速気圧などが変化する事などが挙げられる。鉛直流速の最大値は水平成分の最大値の 1/3 程度であり、気圧降下量は数 10 mb が普通に得られる値であるが、場合によっては 100 mb 程度も降下する例も報告されている¹⁾。

この様なトルネードは米国では年間約 700 個発生しており、その報告数は年々増加する傾向にある。注意報や警報の制度が発達しているため死者は年々減少はしているが、一旦 tornado super-outbreak と呼ばれる擾乱が発生すれば、例えば 1952 年 3 月のように 1 日で死者 740 人という数に達した事もあるような状況下²⁾にあるため、トルネードの研究はいろいろな分野において早くから進められている。

一方、日本においても竜巻の数は同様に増加しており、現在は年に約 20 個（1971 年～1980 年の平均）発生している。日本の竜巻による死者は 1 年に 1 名あるかないかで、被害も他の災害と比較して局所的であったので過去には研究もほとんど行われておらず、その実態は十分に把握されているとは言えない。しかしながら、例えば、1978 年 2 月 28 日に東京地方を襲い列車を横転させ、学校の校舎を倒壊するなどの被害を発生させた竜巻などは、被害地の長さが 40 km もあり、最大風速は 80 m/s にも達するものであったと推定されており、大きな危険をはらんでいる事が指摘された³⁾。

竜巻は突発的に発生し、強暴であり、寿命も短かく、水平スケールが小さいなどの理由から実測に基づく研究が困難である。現状では写真や映画の撮影によるか、又は、被害状況から渦の地表での構造を推定する程度の手段しか取り得ていない。そこで、竜巻状の渦を実験室内で作り出し、その構造を調べる事を試みる研究が数多く行われている。室内実験の種類も、目的に応じて多くのものがあり、その中にはメソサイクロンの構造になるべく近い装置を作ろうとする試みや、境界層の風速分布に重点を置いた実験、構造物との相互作用を調べる事を目的としたものなど様々な実験が行われている。この様にして開発された実験装置によって形成された渦はどの程度自然界の竜巻をシミュレートしているか、また、し得るものかという事に重点を置いて以下に竜巻渦の室内実験の現状と展望について述べる。

日本に発生するものと、米国のトルネードや世界の他の国々に発生するものの間にその成因や構造上の相異があるかも知れないが、その相異を明らかにするほど研究は進んでいるとは言えないので、以下ではトルネードやウォータースパウト（水上竜巻）や日本の竜巻を全て含めて竜巻と呼ぶ事にする。

2. 実験の概念と条件

2.1 モデル

竜巻の強暴なものは親雲を伴うメソサイクロンの中で発生する。メソサイクロンの構造は Fig. 1 及び Fig. 2 にそのモデルを示す様に複雑なものであり、これを室内実験でシミュレートする事は容易ではない。現状

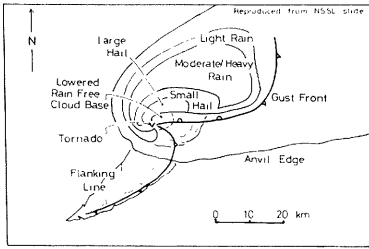


Fig. 1. Schematic view of a tornadic thunderstorm, looking down. Reproduced from a color slide for the NSSL Tornado Spotter's Guide.

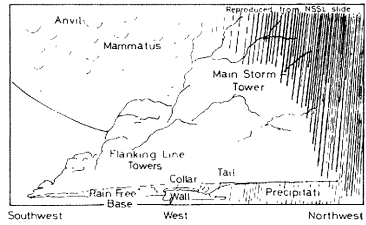


Fig. 2. Schematic view of a tornadic thunderstorm, looking west. Reproduced from a color slide for the NSSL Tornado Spotter's Guide.

の知識や技術でシミュレートできる領域は、メソサイクロンの核部に当たると考えられる wall-cloud と呼ばれる直径が数 km 以下の部分に限られている (Fig. 2 の中で点線で示した)。この範囲内であれば、渦の運動は主にメカニカルな要因で支配されており、熱的な要素は除外して考えても差支えない。一方、開発されている大部分の実験装置は軸対称を仮定している。擾乱が移動する事などの影響もあって上述した範囲内でも厳密には軸対称とは言えないが、現状ではまだ詳細な構造を取り入れた実験のモデルを作る段階には致っていないし、wall-cloud 自体が、Photo. 1 に 1 例を示す様にシリンダー状になっている事も多く、現象が軸対称であると仮定した実験でも多くの成果が期待できるものと考えられる。この wall-cloud 及びその周辺部分を模式的に表わしたのが Fig. 3 である。これが実験を行う場合の流れや装置の構造を概念的に表わしている事になる。このモデルにおいて、上昇流は半径 R の上昇口から Q の割合で与えられる。 Q は単位長さ当りの流量である。 l は収束層の深さである。渦が形成されるためには流入流はある角度をもって収束して来なければならないが、それが動径方向となす角を θ とする。この θ を左右する原因は収束層にあるのか、対流層にあるのか、それによって渦の性質も異なる事が予想されるが、この事については 2.4 節で考察する。このほかに渦の性質を決定する要素として考えられる量には、長さのスケールでは粗度パラメータがあり、力学的な量では流入流の乱れの大きさ、さらには大気の成層安定度などを含めなければならない可能性があることがこれまでの研究で明らかとされているが、それらの含め方がまだ充分には理解されていないので、現状では前述の 4 つの量、すなわち 2 つの幾何学的スケール、 R , l と 2 つの力学的スケール Q , θ が主要なパラメータと考えて実験条件などが決定されている。



Photo. 1. An example of a cylindrical wall cloud. Photo by the author at Texas Panhandle, May 28, 1980.

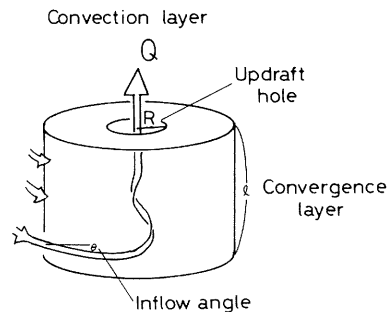


Fig. 3. Conceptual diagrams of a tornado simulator.

2.2 パラメータ

室内実験を行う場合には自然界と模型の間の相似性が満されている事が前提となる。そのためには運動を支配する方程式の形が一致する事が必要であるとされている。すなわち運動方程式を無次元化する事によって得られる無次元パラメータ、Reynolds 数、Rossby 数、Froude 数が自然界と模型の間で一致しなければならない。このうち Rossby 数は地球の回転の影響を示すパラメータであるが、竜巻渦の実験は、その影響が十分に小さい範囲のみを対象としているのでコリオリ力は無視される。ただし、メソサイクロン自体はコリオリ力の直接の影響下にあり、メソサイクロンの広い範囲を含める場合は考慮しなければならないのでここで扱う様な地面を固定した実験においては対象範囲をある程度以上、例えば wall-cloud の周辺の範囲内以上に広げる事はできない。Froude 数は浮力の効果を示すパラメータであるが、竜巻渦が主に機械的なメカニズムで形成される事を考えると Froude 数を無視して実験を行う事が可能であろう。しかし、大気の中での座旋風や火災に伴う旋風の様に熱が直接に運動の原因となる場合には不可欠な量である。次に Reynolds 数 (Re) であるが、これは Q を用いて

$$Re = \frac{Q}{\nu} \quad (1)$$

と書く事ができる。ここで ν は粘性係数である。 Re は流量によって左右される量であるが、大気中の流れの様に非常に大きな値を取る場合については相似則のパラメータとしては不適当と考えられている。しかしながら、実験装置内の渦の性質は Re によって左右される場合もあるので考慮に入れなければならないパラメータの 1 つではある。

次に、運動方程式の半径 (r) 成分を鉛直方向 (z) で微分し、 z 成分の式を r で微分して組合わせて得られる方程式を無次元化する事によって swirl 比 (S) という無次元パラメータが導かれる⁵⁾。上記の記号を用いれば、

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{2a} \tan \theta \\ &= \frac{R\Gamma_{\infty}}{2Ql} \end{aligned} \quad (2)$$

と書き表わす事ができる。ただし、 $a=l/R$ (アスペクト比) であり、 Γ_{∞} は $\Gamma_{\infty}=Q \tan \theta$ で与えられる量で、周辺部 ($r=R$) での循環を表わす。この swirl 比が渦の性質を表わすのに最も重要なパラメータである事が Davies-Jones⁶⁾ によって示された。すなわち、渦核の直径や中心部の気圧降下量など多くの量が S の関数として表わされる事が知られている。これら 2 つのパラメータ、 Re と S の自然界における値と実験室内における値の比較を Table 1 に示す。実験の値については、実験装置としては最大の Purdue 大学⁷⁾ のものを引用してある。 Re を自然界のものと一致させる事は不可能である事は一般の風洞実験の場合と同じであり、この事は室内実験における一つの制限を与えることになる。すなわち、 Re を一致させる事

Table 1. Comparison of the Parameters between the natural and model vortex⁷⁾.

		Atmosphere	Simulator (Purdue Univ.)
Quantity	Updraft radius	1-3 km	20.3-79.0 cm
	Convergence height	0.5-2 km	17.0-61.0 cm
	Flow rate	10^8 - 10^9 m ³ /s	0.24-2.03 m ³ /s
	Circulation	2.5×10^4 - 2.5×10^5 m ² /s	0.16-1 6.7 m ² /s
Dimensionless numbers	Aspect ratio	0.2-1	0.2-3.0
	Swirl ratio	0.05-2	0.01-27.5
	Reynolds No.	10^9 - 10^{11}	2.57×10^4 - 7.8×10^5

た回転が上昇流で持ち上げられてしまって下層へは伝わらないという欠点がある。それにもかかわらず、この方法で渦が形成されるのは、頂部の回転に伴う遠心力によって周囲に吹き飛ばされた流れが室内の壁などを伝って再び装置の中央へ集って来るという2次流の作用によるものであって不適当であるとの批判¹⁷⁾もなされている。なお、この2次流を利用して上昇流も作り出している装置もある。これは最も古くから行われている実験方法で、最古のものは1780年に Fig. 6 に示す様な装置が低気圧の実験を意図して作られた⁹⁾。実際には竜巻状の縦長の渦の実験となっている。最近のものでは数枚の板を頂部で回転させる装置¹⁶⁾を用いて実験が行われた例がある。

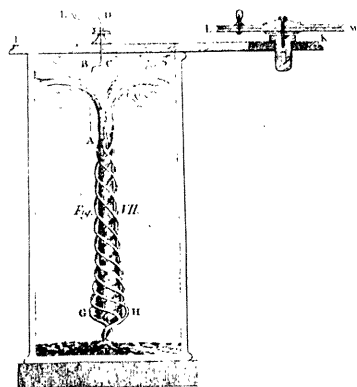


Fig. 6. Top rotating vortex simulator developed by Wilcke in 1780. The vortex is formed in a cylinder with the height of 35 cm and the diameter of 18 cm. (after Fultz⁹⁾)



Fig. 7. An evidence showing a circulation in the vertical plane. Enlarged from the movie sequence of Great Bend tornado by Golden & Purecell¹⁸⁾.

この水平面内循環である2次流は、回転スクリーン型のものでも、上昇口の小さな場合¹¹⁾には現れる事がある。また自然界の竜巻などに伴っても場合によっては認められる現象¹⁸⁾ (Fig. 7 参照) であるため、不合理なものとして否定する事はできない。自然界では積乱雲の中に先ず回転が発生し、その回転が時間と共に下に伝わり、さらに、竜巻の渦も上層から下方へ発達する事が多い事などを考え合わせると頂部で回転を与える事がより現実的であるとの見方もある。ただし、与えた回転がすぐに装置外へ取り去られる点や、そのために上部の回転には高い回転数を与えなければならないなどの不自然な点は多い。

次に、周辺部で回転を与える一つの方法として、鉛直軸を持つ guide vane を幾つか配置して、流入する空気に接線成分を与える方法があり、主として座旋風の試験に用いられて来た。この型は、周辺部で流入空気に回転を与える点では回転スクリーン型と類似している様に考えられるが、回転スクリーンの Ward 型で形成される multiple vortices は guide vane 型では形成されず、そのかわり、大きな渦核が形成されるなどの相異があるので、流入流の構造、すなわち、回転が与えられる場所での乱れの発生の状態などに相異があるのではないかと推測されている。

2.4 渦の形成

これまでに述べた様に、竜巻渦の実験装置を特徴づけるものは、渦の回転をいかに与えるかという点にある。自然界の竜巻は、どの様にしてその回転を得るかを考える前に、先ず竜巻を生み出すメソサイクロンはどの様な回転を有しているかをドプラレーダーの観測結果で見てみる。Fig. 8 に観測結果の一例を示す¹⁹⁾。この例は、竜巻が形成されはじめた時の風速水平成分の分布であるが、この例で見る限り、直径 5 km

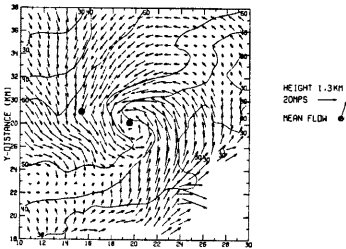


Fig. 8. Horizontal wind field at the 1.3 km level, from the Harran, Oklahoma storm, June 8, 1974. Doppler radar observation by Brandes¹⁹⁾.

程度の範囲では比較的良好な軸対称性が成立している事がわかる。この例は特に軸対称性の良い例であるが、その他の観測例においても、風速分布に関しては直径数 km 程度の範囲内ではほぼ軸対称と見なせる分布となっている場合が多いので、前節で述べた様な装置が単純な軸対称に作られている事もある程度まで合理的であろうと考えられる。従って、ここでは軸対称を仮定した場合の渦度の鉛直成分 $\zeta = \partial v / \partial r + v / r$ に関する方程式を扱う事にする。定常な条件下では ζ -方程式は

$$u \frac{\partial \zeta}{\partial r} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial z} \zeta + \frac{\partial v}{\partial z} \cdot \frac{\partial w}{\partial r} = \varepsilon \zeta \quad (3)$$

(a) (b) (c) (d)

の様に書ける。ただし、 (u, v, w) は円筒座標系 (r, θ, z) における速度である。(a) は移流項、(b) は収束による渦の増幅、(c) は傾斜項、(d) は分子粘性による渦の消散である。渦度は (a) の働きによって他所から運ばれて来るか、もしくは (b) 又は (c) の作用によって生成、増幅される。(b) はその場に存在する渦を中央に収束させる事によって渦度を増大させる作用を表わす。又、(c) は水平方向の軸を持つ渦の方向を鉛直に向ける作用を表わす。すなわち、地表面近くの鉛直シア $\partial v / \partial z$ が回転の中央付近での大きな w 成分のために持ち上げられて傾き、 z 成分を得る機構であるが、それを模式的に示したのが Fig. 9 である²⁰⁾。方程式の中には温度場と圧力場の不均一に伴うソレノイド項は含まれていない。ソレノイド項は積乱雲の中の渦度の生成には重要な働きをするが²¹⁾、竜巻渦そのものにはあまり影響はないと考えてここでは考察しない事にする。

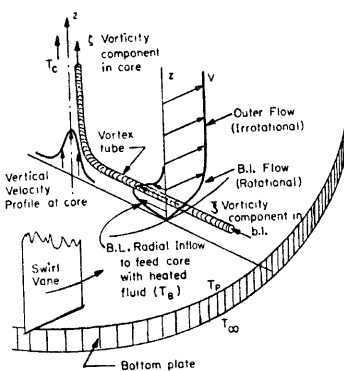


Fig. 9. Schematic illustration of vortex production by tilting the boundary layer vorticity by Mullen & Maxworthy²⁰⁾.

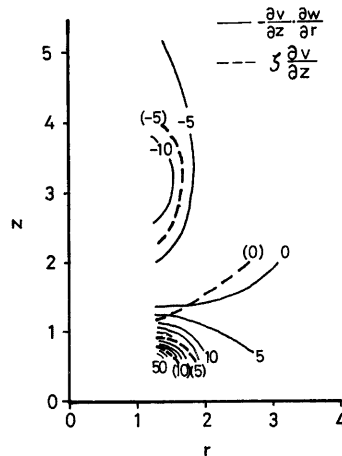


Fig. 10. The distribution of the tilting and stretching terms computed from Wan & Chang's laboratory data. The coordinates are normalized by the core diameter and the velocities by the maximum tangential velocity.

竜巻の実験装置内の流れで、収束項と傾斜項の大きさを測定したものを Fig. 10 に示す。この図は Wan & Chang¹¹⁾ が回転スクリーン型の実験装置を用いて得た風速 3 成分の分布例から計算して求めたものである。座標軸は最大風速半径によって、風速は最大風速によって、それぞれ規格化した値で示してある。これらの項は、どちらも中心付近の地面近くで渦度の生成の方向に働き、上層で渦度を減少させる向きに働く結果となっている。

Fig. 10 から明らかな様に、これら 2 つのメカニズムは両方とも同じ程度に重要であるが、これらメカニズムが存在するためには鉛直風速成分 w が必要である事に加えて最初から ζ の存在が必要であったり、又は v が必要であったりする。これらの量、すなわち、増幅される源となる渦度、又は境界条件としての循環は実験装置においてどの様に与えるべきか、又、自然界ではどのような構造になっているかを知る必要がある。Doppler radar の観測による竜巻発生前後の風速の場を見ると、Fig. 11 に示す様にメソサイクロンの風速の分布は時間と共に激しく変化する事がわかる¹⁹⁾。すなわち、竜巻が形成される以前には 5 km より上層にあった最大風速域は、竜巻形成時には 1 km の高さ、竜巻消滅時には地表面に到達している。竜巻形成時でも地表付近と 1 km 付近の様子は大きく異なっており、室内実験で、周辺部の風速を与える場合に一樣な与え方では充分ではない事を示している。そこで、著者等は回転を与える層の高さを変化させた時に、形成される渦がどの様に変化するかを調べる実験を行ってみた²²⁾。実験は guide vane 型の装置で、guide vane の角度を与える層の厚さを種々に変化させる事、すなわち流入角を与える層の厚さを種々に変化させる実験を行った。そのうち 3 種類の例について風速分布の相異を表わす結果を Fig. 12 に示す。それらは、(1) 全

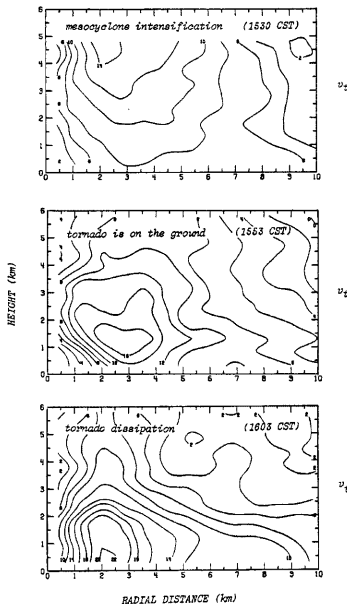


Fig. 11. Radial-height distribution of mean tangential wind for Harrah storm June 8, 1974 measured by Brandes¹⁹⁾ with Doppler radars.

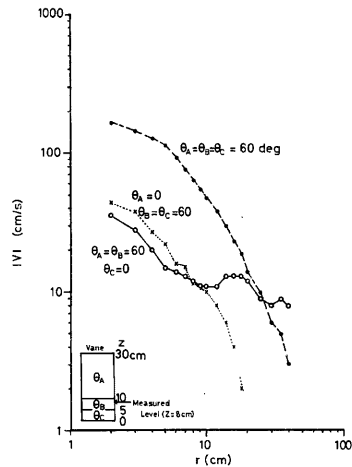


Fig. 12. Differences in the velocity distribution for various angle combinations of the guide vanes. θ_A , θ_B and θ_C are the angle of the guide vane as indicated at the left corner of the figure. Angle is measured from the radial position, i.e., $\theta = 0$ means no tangential component (Monji and Mitsuta²²⁾).

収束層で一様な流入角を与えた場合、(2) 上層のみで流入角を与えた場合、(3) 下層のみで流入角を与えた場合である。全層で回転を与えた場合と下層のみで与えた場合は全層の場合の方が数倍大きい、分布の特徴は互に似たものとなっている。それに対し、上層のみで流入角を与えた場合はこれらの場合と大きく異なり、外周部にピークを有する分布となる。このピークの現れる位置の変化は、ここに示していないが、高さが増加するほど中心部に近い所に現れる傾向をもち、それは Fig. 11 の中の、竜巻が地表に達している時のメソサイクロンの風速分布と同じ特徴を持つ事がわかった¹⁹⁾。従って、メソサイクロンをシミュレートするには下層よりも上層でより大きな回転を与えた方がより現実に近い実験を行う事になろう。しかしながら、自然界の現象と対比する上で、これ以上の詳しい事は不明であるのに加えて、特定の風速分布を境界条件として与える実験を行う以前に単純な境界条件で解決しなければならない問題が数多く残されているので、高さ方向に境界条件を変化させる装置内での実験は、それらを解決した後の問題となろう。

3. 自然界の竜巻と室内実験との比較

どのような装置を作れば最も自然界の竜巻に相似な渦が形成されるかを見るためには、様々な角度から作られた渦と現実のものとの比較を行ってみる必要がある。ただし、自然界の竜巻の測定例が非常に数少ないので、ほとんどの比較は写真などからその形状の類似性によって判断せざるを得ない場合が多い。

3.1 層流渦と乱流渦

室内実験において、 Re 又は S が小さい値の範囲内では、形成される渦は層流渦であり、渦核も小さいものである。逆に、 Re 又は S が大きい場合には、層流渦の何倍もの大きさの乱れた渦核を持つ渦が形成される。そして、層流渦と乱流渦の境界は vortex breakdown という現象によって明確に分離されている。Photo. 2 に guide vane 型のシミュレーターで作り出した層流渦と乱流渦及び vortex breakdown が中層付近に現

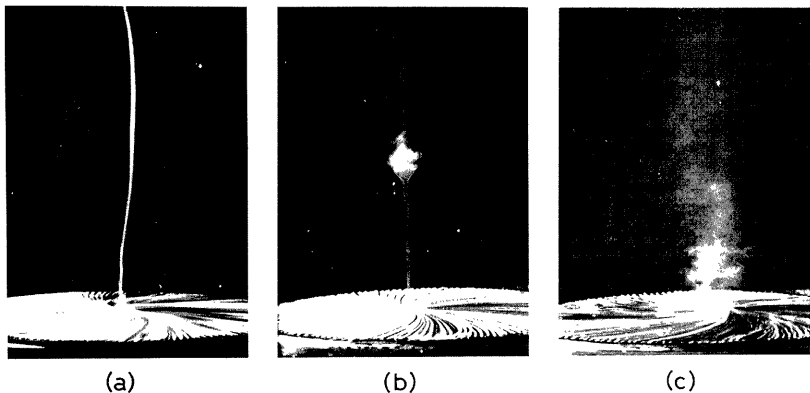


Photo 2. Flow visualization of a) laminar vortex, b) vortex breakdown and c) turbulent vortex produced in a guide vane simulator at DPRI.

れている例を示す。この vortex breakdown の構造は Fig. 13 に模式図を示す様に、上流域（下層）では流れは全て上向きとなっているが、下流部（上層）の乱れている部分は渦の中央部が下降流となっている。従って、その両者の境界にはよどみ点が形成される事になり、上昇流は渦核の周辺部を分れて流れて行く構造となっている。全体が上昇流となっている渦を1セル型の渦と呼び、中央の領域が下降流となっている渦を2セル型の渦と呼ぶ。この2セル型の渦は台風の眼の領域の下降流やメソサイクロンの中心付近の流れ、

さらには座旋風のような小さな渦まで自然界の渦には頻繁に起っている現象である。Vortex breakdown も竜巻渦のみでなく、翼端渦、チューブやパイプ内の渦、対流渦など多くの渦流中に見られる現象であるが、その機構については hydraulic jump と類似現象であるとか、境界層はく離と同種の現象であるとか、水力学的不安定で説明ができるとか種々の説明があるが、どれも十分な理論とは言えないと言われている²³⁾。この現象が自然界の竜巻の中で発生しているかどうかについての測定例はないが、それらしき形状をした漏斗雲のスケッチがいくつか描かれているのでその一例を Fig. 14 に示す。観測される大部分の竜巻は大きく乱れており、しかも撮影された竜巻の写真の中には下降流を伴ったものであると考えた方が理解しやすいものもあるので、多くの竜巻は breakdown 点の下流の部分が現れている、すなわち、breakdown の点が地面に達した 2 セル型の渦であると推察される。実験室内で breakdown の現れる Re と S の領域を著者らが guide vane 型のシミュレーターを用いて求めた図を Fig. 15 に示す。breakdown が起る際の典型的な S は自然界のメソサイクロンが普通にとる値であり、自然界の竜巻では breakdown は容易に起る現象であると思われる。

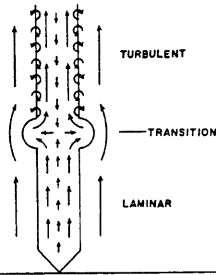


Fig. 13. Schematic representation of the vortex breakdown (after Ward¹⁰⁾).

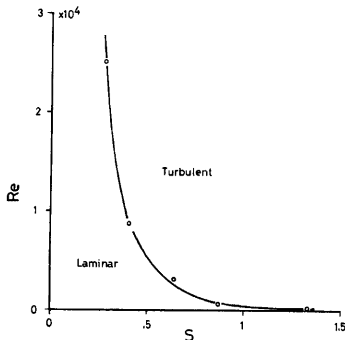


Fig. 15. Limit of the vortex breakdown as a function of Re and inflow angle θ in the guide vane type vortex simulator at DPRI. The plot is the condition when the breakdown appeared at the top of the convergence layer (Monji & Mitsuta²²⁾).

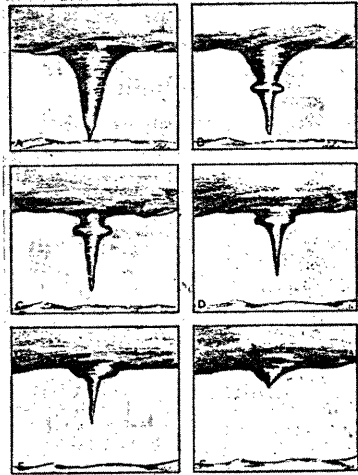


Fig. 14. Sketch of a vortex breakdown-like phenomena, appeared in the South Platte Valley tornadoes of June 7, 1953 (after Reber²⁴⁾).

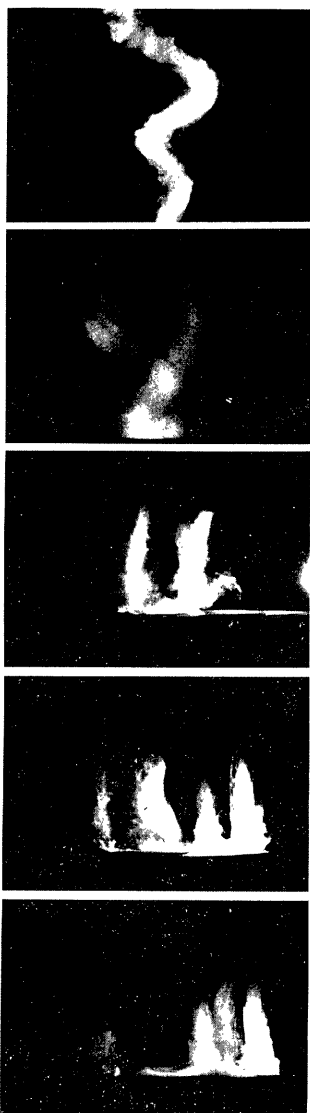


Photo. 3. The variation of the vortices with increasing the swirl ratio after the vortex breakdown reaches the ground surface, obtained by the rotating screen simulator at Purdue University. Photos are reproduced from the 16 mm movie film produced by C. R. Church.

3.2 Multiple vortices

Swirl 比の値をさらに大きくしていくと、下降流域は増大し、渦核の直径はますます大きくなる。その様な時、ある種のシミュレーターにおいては、乱流渦が捻れはじめ、次には絡み合った2つの渦となり、さらに S を増大させると渦の数が3, 4, 5...個と増加して行き、複数の渦が全体の中心のまわりを回転する状態が現れる。この様子を Purdue 大学のシミュレーターで撮影されたものについて Photo. 3 に示した。この様な分裂した渦は multiple vortices と呼ばれているが、現在のところ Ward 型の回転スクリーン方式のシミュレーター内でのみ発生させる事が可能である。Multiple vortices の個々のものは Fujita²⁵ によって suction vortex と呼ばれ、風速や圧力の急変を作うため災害を大きくするものであると指摘された。Multiple vortices は、自然界では測定された例はないが、幾つかの写真が撮影されており、また竜巻通過後の地表面の痕跡からもその存在が確かめられている。その概念図を Fig. 16 に示す。個々の渦の構造については室内実験において測定は進められているが、詳しくは説明されていない。

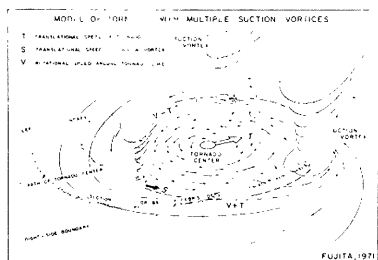


Fig. 16. A model of a tornado with multiple suction vortices proposed by Fujita²⁶.

3.3 風速分布

現実の竜巻の風速分布の測定例はほとんどなく、1957年の Dallas tornado の映画から Hoecker²⁷ が解析を行ったものが唯一の例として多くの場合に引用されている。そのうち接線風速の鉛直面内の分布を Fig. 17 に示す。この風速分布の特徴としては、最大風速半径の高さに伴う増加、特に下層 7~80m までに急速に増加している事と、この竜巻全体の最大風速は高さ 70m 付近に現れている事が挙げられ

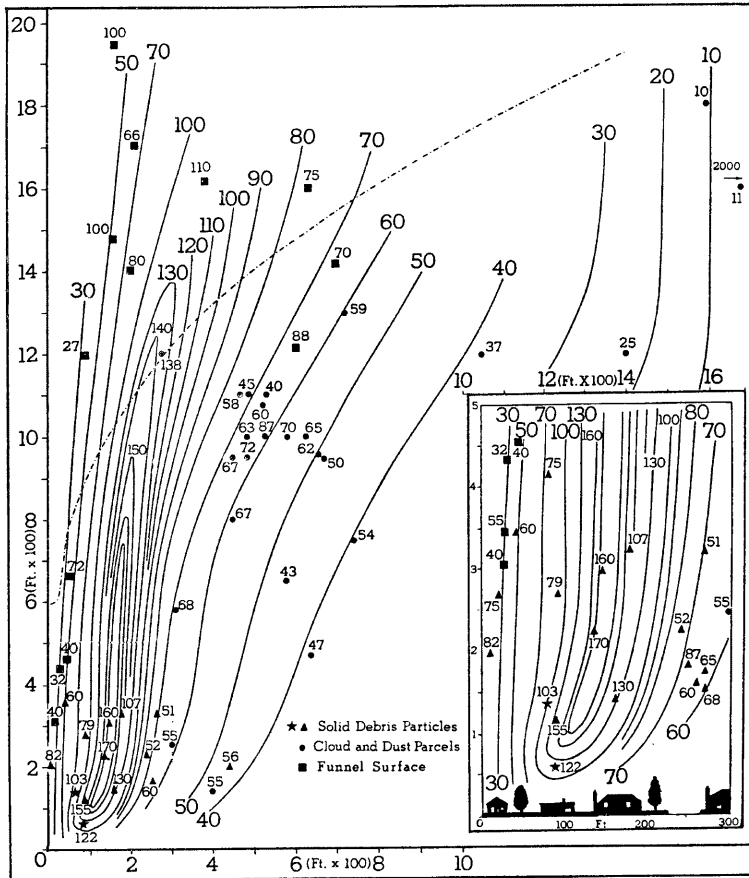
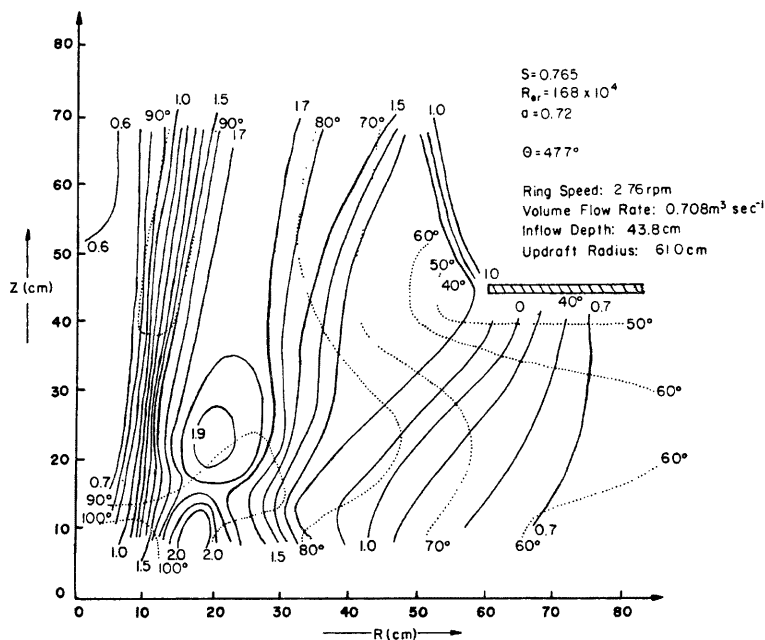
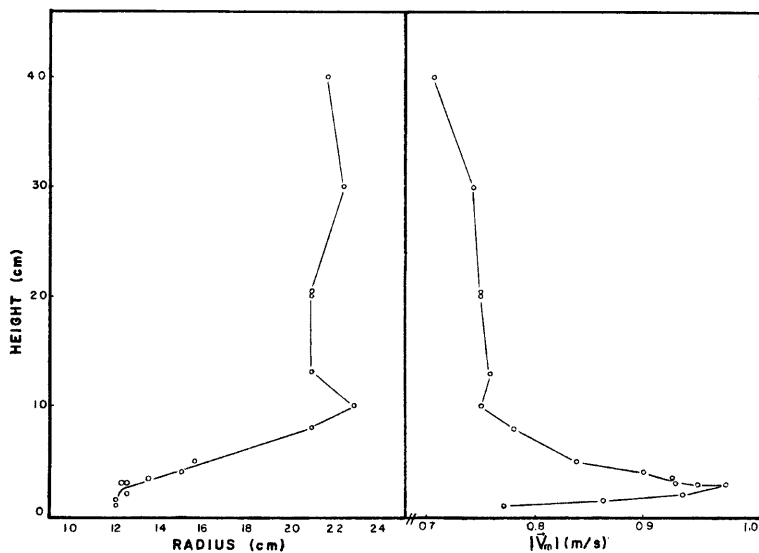


Fig 17. Tangential wind distribution of the Dallas tornado obtained by Hoecker²⁷⁾.

る。一方、実験室内では、Purdue 大学のシミュレーター内でこの分布と類似の風速分布が得られているのでその 1 例を Fig. 18 に示す。最大風速の現れる位置と風速をさらに詳しく測定したのが Fig. 19 である。最大風速半径が地上付近で高さとともに急速に増大するが、その増大をはじめる直前のところに最大風速が現れる事がわかる。

竜巻渦の著しい特徴の 1 つは、大きな鉛直風速成分が存在する事である。これまでの竜巻の統計によれば、その最大は最大水平風速の 1/3 程度に達する²⁾との推定がなされている。最大水平風速の典型的な値が 110~80 m/s である¹⁾から、典型的な鉛直風速成分は 40~25 m/s 程度という事になる。前述の Hoecker による Dallas tornado の測定結果では、鉛直風速成分の鉛直面内の分布は Fig. 20 に示す通りで、中心の高さ約 50 m に最大値 42 m/s が表われている。室内実験において測定を行う場合には、鉛直成分が中心付近の狭い領域に限られているため、測定器感部が流れに影響を与えて高い精度が望めない場合が多い。最も詳

Fig. 18. Distribution of the horizontal velocity measured in the Purdue simulator by Church et al^[28].Fig. 19. Core radius and the maximum velocity distribution in the Purdue simulator obtained by Baker & Church^[29].

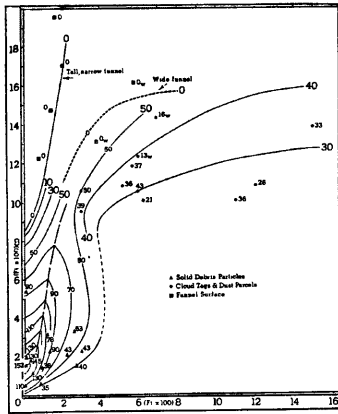


Fig. 20. Vertical wind distribution of the Dallas tornado obtained by Hoecker²⁷⁾.

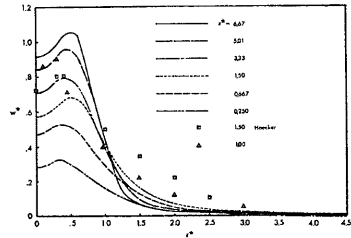


Fig. 21. Distribution of the vertical velocity obtained by Wan & Chang¹¹⁾. Hoecker's result is also plotted.

しく鉛直成分を測定したのは Wan & Chang¹¹⁾ であるがその 1 例を Hoecker の結果と比較して示したのが Fig. 21 である。この例は、渦核の領域が全部上昇流となっている場合である。3.1 節でも述べた様に swirl 比がさらに大きい場合は中央部は下降流の 2 セル型になるが、この事は Wan & Chang の実験でも測定が行われ確かめられている。なお Hoecker の測定結果でも上層にはこの傾向が現れている事がわかる。

この様に竜巻渦の風速分布は単純な形をしていないため一般的な法則を見出す事は現在の段階ではむずかしい。ただし、水平風速の半径方向の分布に関してはかなり解明が進んでおり、その形が Rankine 渦に近い事や、最大値の現れる位置が swirl 比の関数となっていて swirl 比が大きいほど直径の大きい渦が形成される事などが明らかとなっている。

3.4 乱 流

水平風速の半径方向の分布は Rankine 渦に近い分布ではあるが、前述の Hoecker の測定によれば、Fig. 22 に示す様にわずかに Rankine 渦よりずれている。これは、Hoecker も指摘している様に、Rayleigh の不安定につながる現象である。すなわち、接線風速分布を

$$vr^n = \text{constant} \quad (4)$$

の形に書けるとした時、 $n=1$ の領域は Rankine 渦の外側の自由渦（渦度ゼロ）の部分に相当するが、もし $n>1$ となれば渦度は負となる。負渦度の領域は渦流の不安定を起し、multiple vortices を発生させる原因となる可能性があるとして摂動法などを用いた理論的な研究も行われつつある³⁰⁾。

この様な負渦度領域を風速分布が持つ場合は渦流の中の乱れが大きな役割を演ずる事が示されている。円筒座標における風速 3 成分を平均値 (U, V, W) とそれからの偏差 (u', v', w') に分けて方程式全体の平均を取った場合、定常状態の運動方程式の接線風速成分は平均の循環 $\Gamma = \int v' r$ を用いて次のように書くことができる。

$$\frac{U}{r} \cdot \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + \frac{W}{r} \cdot \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = -\frac{2\bar{u'v'}}{r} + \frac{\partial}{\partial r} (-\bar{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\bar{v'w'}) \quad (5)$$

渦の下層部では $U<0, \partial \Gamma / \partial z > 0$ であり、渦の核外では $W>0$ であるため、もしここで $\partial \Gamma / \partial r < 0$ 、すなわち負渦度領域があれば左辺は両方の項とも正であり、(5) が満足されるためには右辺の乱流の項が重要となる。

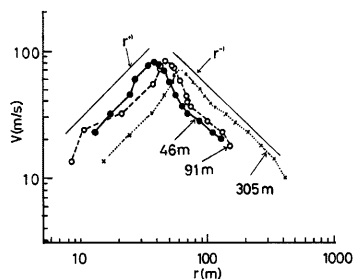


Fig. 22. Radial distribution of the tangential velocity in the Dallas tornado replotted from the Hoecker's results.

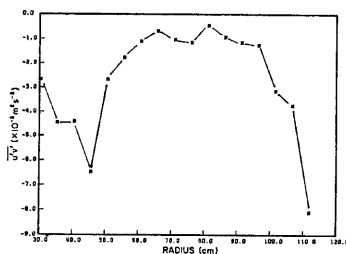


Fig. 23. Radial distribution of the turbulent momentum transfer measured by Leslie³¹⁾.

Leslie³¹⁾ が Ward のシミュレーターで $\overline{u'v'}$ を測定した例を Fig. 23 に示す。 $\overline{u'v'}$ の半径方向の分布は $\overline{u'v'}$ が全域で負となっている事を示しており $\partial V/\partial r < 0$ である事を考えると逆勾配輸送である事を意味する事になる。Lilly³²⁾ も指摘している様に、乱流による運動量輸送は渦の維持機構にとって重要な役割をはたしている可能性があり、今後さらに詳しい研究が必要な領域である。

3.5 圧力分布

竜巻渦に伴う気圧の降下の測定は、非公式のものは 192 mb という記録もあるが、ほとんどの場合、竜巻の中心付近の測定は困難で、その周辺部の値のみが測定されるため 10~20 mb 程度の値が得られているにすぎない。一方、竜巻の中心付近では旋衡風近似が成立していると仮定すれば風速分布から圧力分布を推定することができる。Hoecker が風速の算定値²⁷⁾ からその様にして間接的に圧力の鉛直面内分布を求めた結果を Fig. 24 に示す³³⁾。それによると、中心の気圧は 943.5 mb であり外部の気圧 1003.0 mb からの降下量は 59.5 mb という事になる。圧力分布の性質としては、中心から少し離れた所、例えば 960 mb 付近の等圧

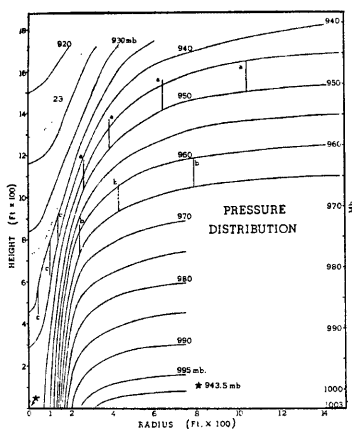


Fig. 24. Distribution of the pressure calculated from the Dallas tornado assuming the cyclostrophic balance by Hoecker³³⁾.

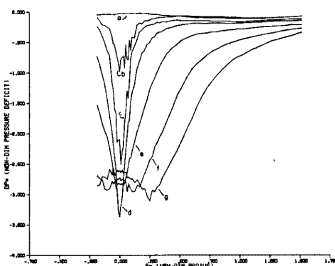


Fig. 25. Radial distribution of the surface pressure for various swirl ratios obtained in the Purdue simulator by Snow et al³⁴⁾.

線の鉛直間隔は中心部へ向うほど狭くなっており、上昇流が中心ほど強くなる事に対応するのに対し、さらに気圧の低い部分、例えば 940 mb 付近では、逆に中心へ向うほど等圧線の鉛直間隔は大きくなり、上昇流が上では弱まっている事に対応する。Fig. 20 の鉛直風速成分の分布と比較すると良く理解できる。

ある水平面内の全域が上昇流となっている場合 (1 セル型) と中心付近が下降流となっている場合 (2 セル型) の相異は室内実験の結果においては明確に現れる。その事を Purdue 大学のシミュレーターで測定した地表圧力分布の例³⁴⁾ について Fig. 25 に示す。1 セル型の場合は中心付近まで鋭く気圧が単調に降下する分布を示すのに対し、swirl 比の大きい場合である 2 セル型の渦の場合には、下降流に対応すると考えられる中心付近の領域がその周辺部よりも気圧が高い構造となっている事がわかる。中心気圧の swirl に対する変化は Fig. 25 から明らかであるが、さらに詳細な変化の様子を Fig. 26 に示す。 $S=0.15$ の付近で S の増加とともに圧力降下量が減少する領域 (図中 B) があるが、これについては流入流の地表面付近のはく離が中心付近で再付着する事が流れの可視化によって確かめられている。 $S=0.42$ は vortex breakdown の部分が地表

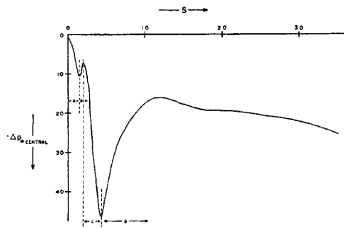


Fig. 26. The variation of the central pressure with the swirl ratio obtained in the Purdue simulator by Snow et al³⁴⁾.

面に着いた所であり、それより S が大きい領域は全層が乱流となっていて中心の下降流が大きくなると共に中心気圧が上昇して行く事を示す。この場合、Fig. 25 からわかるが、渦の最低気圧は中心部に存在するのではなく、少し離れた所に現れる。そこは、multiple vortices の通過して行く道に相当するわけである。 S が非常に大きい場合には、大きな遠心力のため、収束が起る事を妨げる様な状態となり再び中央の気圧は降下する結果となっている。

3.6 地表面との相互作用

渦度方程式 (3) から明らかなように、渦の生成や増幅にとって鉛直風速の鉛直勾配や、接線風速の鉛直勾配の存在は不可欠である。これらの速度勾配は、地表面との相互作用によって形成されるとも言える。地表面の働きの重要性は Hsu & Fattahi¹⁵⁾ が実験を行い、地面板を取り去ると渦核は形成されず、半径方向の流れも現れない事を確かめた。

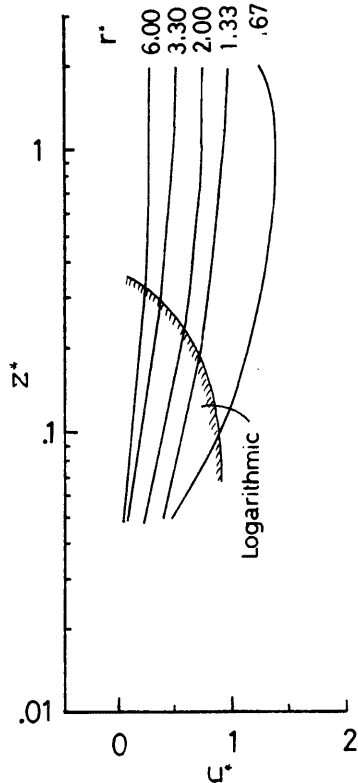


Fig. 27. Log-linear plot of the tangential velocity profile replotted from Wan & Chang's rotating screen experiment¹¹⁾.

このシアーの大きい領域(境界層)は実験装置の地面板の端から中心へ向って発達する。またその厚さについては、swirl 比が小さい場合の方が層の厚いものが形成される事が Wan & Chang¹¹⁾ の測定によって明らかにされた。そこでは境界層高は風速が上層での値の99%に達する高さで定義された。境界層は中心付近ほど深くなっているのとは逆に地面付近で対数法則の成立する層厚は中心に近いほど小さくなっている事が彼等の実験結果を再プロットして見ると明確となる(Fig. 27)。一般に対数法則は流線の曲率が無く、水平方向に一樣な流れの乱流境界層内で成立する分布であるが、渦流の様に曲率のある流れにおいては、曲率が大きいほど対数分布の成立する領域がより地面近くの浅い層に限られている事がわかる。

前節では、渦流の性質を決定するものは主に S と Re であると述べたが、風速分布は地表面の粗度によってかなり大きな影響を受ける事が実験結果から明らかとなっている。地表面摩擦は接線成分の最大値を小さくすると共に最大風速半径を大きくする働きをする。すなわち、粗度が大きいほど大きくて弱い渦が形成される事になる。しかも、粗度が大きな場合は、1セルから2セルさらには multiple vortices への遷移がより大きな swirl 比で起るという結果も得られている³⁵⁾。これは、粗度は風速勾配を増大させる事によって乱れを生成するが、その乱れが渦の性質に大きな影響を与えている可能性を示している。境界層によって乱れが作られ、それが渦全体の性質を決定するまでの機構を明らかにする必要がある。

建物や地表物との相互作用に関する研究も実験装置を用いて行われている。竜巻に伴う風は他の強風(例えば、台風、低気圧、季節風)と比較して流線が大きな曲率を持ち、強い上昇流、下降流を伴い、急速に風向風速気圧が変化するなどの特徴を有しているが、これらを一般の風洞内で作り出す事はできない。そこで、竜巻渦が構造物などにどのような力を及ぼすかという研究は、竜巻の実験装置の中に模型などを入れて、壁面に加わる圧力の測定などを行う事によって行われている。基本的な立方体の形¹²⁾のほかに、原子炉を収納する建物などを対象とした実験も行われている³⁶⁾。

竜巻渦のもう1つの特徴は渦が移動する事によって、被害が増大する点である。実験室内で渦を高速で移動させる事は困難であるので、その問題を解決するための種々の工夫がなされて来た。例えば、建築模型を回転軸が渦の軸と離れた位置にある回転板に乗せて渦の中への出入りさせる装置や¹²⁾、模型を直線的にシミュレーター内を横切って移動させる装置³⁶⁾、さらには、地面板を移動させる装置¹³⁾ など様々な方法が考えられている。これらの方法によって、ある程度渦の移動に伴う変化を作り出す事は可能であるが、渦を移動させるかわりに建物や地面が移動する場合は渦と一般場との相互作用の効果が含まれないので、実験としては限界がある。

4. 竜巻渦の室内実験の展望

竜巻の室内実験の内容は、これまで述べて来た事からわかる様に、大きく2つに分けて考える事ができる。すなわち、渦の形成の条件を見出す研究と、形成された渦の性状や地表物などとの相互作用を対象とした研究である。この論文では前半(第2節)で竜巻を作り出す自然環境とその modeling について述べ、後半では、その様なモデルの中で形成された渦を自然界の竜巻と比較して、シミュレーションとして妥当な研究が行われているかどうかの考察を行った。ただし、竜巻渦自体の自然界における測定はあまりにも限られたものであるために、比較と言っても一部の現象にとどまり、大部分は視覚的な比較にたよるを得なかった。しかしながら、現在までに実験装置内で得られて来た測定結果は数少ない現実の竜巻の観測結果と比較的良好一致を示し、視覚的にも現実のものに類似した多くのパターンが可視化により得られている。従って、実験室内で竜巻渦を作り出してその測定を行う研究は、今後、竜巻渦を理解する上で大きく役立つものと結論づける事ができよう。ただし、現在まで未解決であって、今後解明しなければならない重要な点も多く残されているが、それらを整理してみると以下のとおりである。

まず、竜巻渦の回転にとって必要な周辺部の循環については、大きく分けて上層で何かを回転させる方法、と下層で収束流に回転成分を与える場合の2つの方法があるが、その両方ともに長短がある事である。前者の様に、竜巻は上層が先ず回転しているという事実と、それに対し、収束流に前もって回転を与えた方が自然

界に起る最も多様性に富んだ渦が形成されるという事の両者の性質を兼ね備えたシミュレーターの開発が望まれる。そのための条件としては、流入空気の鉛直分布、すなわち接線及び動径速度成分の鉛直分布及び乱れの鉛直分布の調節が可能である装置が開発される事が望ましい。ただし、これは将来の研究にとって必要となってくる条件であって、現状の単純なシミュレーターでも未解決な問題は数多く残されている。例えば、風速分布の一般的な法則も見出されていないし、乱流が渦核の構造に及ぼす作用についてもほとんど解明がなされていない。このような基本的な問題は最も単純な実験装置で先ず研究が行われるべきであろう。

解明されなければならないもう1つの重要な問題は渦の移動や一般風との相互作用である。大部分の竜巻はかなりの速度で移動しており、それによって被害を大きくしている可能性が強い。渦自体を移動させる事のできる実験装置は、現状では頂部回転型以外では困難である所に問題がある。

この様な点が、今後のシミュレーターを用いた竜巻渦の研究の課題と考えられる。一方、自然界の観測に関してもメソサイクロンの内部の風速分布などの構造は最近のドプラーレーダーによる雷雲の観測の著しい発展によって急速に明らかにされつつあるので、今後はそれらの資料に基づいて現実の状態により相似なシミュレーターを開発する事ができる事が期待される。

本研究の一部は文部省科学研究費自然災害特別研究（No. 402025 及び 00502017、代表者 光田寧）の補助によった。なお本稿を書くに当たって有益な議論をして頂いた米国オクラホマ大学とパデュー大学の竜巻研究者の方々に感謝します。

参 考 文 献

- 1) Davies-Jones, R. P. and E. Kessler: Tornadoes. Weather and Climate Modification, John Wiley and Sons, Chap. 16, 1974, pp. 552-595.
- 2) Ying, S. J. and C. C. Chang: Exploratory model study of tornado-like vortex dynamics, J. Atmos. Sci., Vol. 27, 1970, pp. 3-14.
- 3) Galway, J. G.: Ten famous tornado outbreaks, Weatherwise, Vol. 32, 1981, pp. 100-109.
- 4) 光田 寧・文字信貴・岩谷祥美・西岡淳一：1978年2月28日に東京地方を襲った竜巻について，京都大学防災研究所年報，第22号，B-1, 1979, pp. 385-406.
- 5) Lewellen, W. S.: A solution for three dimensional vortex flows with strong circulation. J. Fluid Mech., Vol. 14, 1962, pp. 420-432.
- 6) Davies-Jones, R. P.: The dependence of core radius on swirl ratio in a tornado simulator. J. Atmos. Sci., Vol. 30, 1973, pp. 1427-1430.
- 7) Church, C. R. and J. T. Snow: The dynamics of natural tornadoes as inferred from laboratory simulations. J. Rech. Atmos., Vol. 12, 1979, pp. 111-133.
- 8) Church, C. R., J. T. Snow and E. M. Agee: Tornado vortex simulation at Purdue University. Bull. Am. Met. Soc., Vol. 58, 1977, pp. 900-908.
- 9) Fultz, D.: Experimental analogies to atmospheric motions. Compendium of Meteorology, Am. Met. Soc., 1951, pp. 1235-1248.
- 10) Ward, N. B.: The exploration of certain features of tornado dynamics using a laboratory model. J. Atmos. Sci., Vol. 29, 1972, pp. 1194-1204.
- 11) Wan, C. A. and C. C. Chang: Measurement of the velocity field in a simulated tornado-like vortex using a three-dimensional velocity probe. J. Atmos. Sci., Vol. 29, 1972, pp. 116-127.
- 12) Chang, C. C.: Tornado wind effects on buildings and structures with laboratory simulation. 3rd Int. Conf. Wind Effect on Buildings and Structures, Tokyo, 1971, pp. II. 6-1-II. 6-10.

- 13) Muirhead, V. U. and J. R. Eagleman: Laboratory compressible flow tornado model. Preprints Seventh Conf. Sev. Loc. Storms, 1971, pp. 284-291.
- 14) Granger, R. A.: A laboratory simulation of weak strength tornadoes. Int. J. Mech. Eng. Educ., Vol. 3, 1975, pp. 289-302.
- 15) Hsu, C. T. and B. Fattahi: Mechanism of tornado funnel formation. Phys. Fluid, Vol. 19, 1976, pp. 1853-1857.
- 16) Dessens, J. Jr.: Influence of ground roughness on tornadoes. J. Appl. Met., Vol. 11, 1972, pp. 72-75.
- 17) Davies-Jones, R. P.: Laboratory simulations of tornadoes. Proc. Sym. on Tornadoes, Lubbock, Texas, 1976, pp. 151-174.
- 18) Golden, J. H. and D. Purcell: Photogrametric velocities for the Great Bend, Kansas tornado of 30 August, 1974: Accelerations and asymmetries. Mon. Weath. Rev., Vol. 105, 1977, pp. 485-492.
- 19) Brandes, E. A.: Mesocyclone evolution and tornado generation within the Harrah, Oklahoma storm. NOAA Tech. Memo. ERL NSSL-81, 1977, 28pp.
- 20) Mullen, J. B. and T. Maxworthy: A laboratory model of dust devil vortices. Dyn. Atmos. Oceans, Vol. 1, 1977, pp. 181-214.
- 21) Lemon, L. R. and C. A. Doswell III: Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. Mon. Weath. Rev., Vol. 107, 1979, pp. 1184-1197.
- 22) Monji, N. and Y. Mitsuta: An experiment on the rotation source of the small scale atmospheric vortices. to be published.
- 23) Hall, M. G.: Vortex breakdown. Annual Rev. Fluid Mech, Vol. 4, 1972, pp. 195-218.
- 24) Reber, C. M.: The South Platte Valley tornadoes of June 7, 1953. Bull. Amer. Met. Soc., Vol. 35, 1954, pp. 191-197.
- 25) Fujita, T. T.: Proposed mechanism of suction spots accompanied by tornadoes. SMRP Paper No. 102, Dept. of Geophys. Sci., Univ. of Chicago, 1971.
- 26) Fujita, T. T.: Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales. J. Atmos. Sci., Vol. 38, 1981, pp. 1511-1534.
- 27) Hoecker, W. H. Jr.: Wind speed and air flow patterns in the Dallas tornado of April 2. Mon. Weath. Rev., Vol. 88, 1960, pp. 167-180.
- 28) Church, C. R., J. T. Snow, G. L. Baker and E. M. Agee: Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio: A laboratory investigation. J. Atmos. Sci., Vol. 36, 1979, pp. 1755-1776.
- 29) Baker, G. L. and C. R. Church: Measurements of core radii and peak velocities in modeled atmospheric vortices. J. Atmos. Sci., Vol. 36, 1979, pp. 2413-2424.
- 30) Staley, D. O. and R. L. Gall: Barotropic instability in a tornado vortex. J. Atmos. Sci., Vol. 36, 1979, pp. 973-981.
- 31) Leslie, F. W.: Dynamic behavior of single and multiple vortex tornadoes inferred from laboratory simulation. Ph. D. Thesis, Univ. of Oklahoma, 1979.
- 32) Lilly, D. K.: Tornado dynamics. NCAR Manuscript 69-117, 1969, 39pp.
- 33) Hoecker, W. H. Jr.: Three-dimensional pressure pattern of the Dallas tornado and some resultant implications. Mon. Weath. Rev., Vol. 89, 1961, pp. 533-542.
- 34) Snow, J. T., C. R. Church and B. J. Barnhart: An investigation of the surface pressure field beneath simulated tornado cyclones. J. Atmos. Sci., Vol. 37, 1980, pp. 1013-1026.
- 35) Leslie, F. W.: Surface roughness effects on suction vortex formation: A laboratory simulation. J. Atmos. Sci., Vol. 34, 1977, pp. 1022-1027.

- 36) Jischke, M. C. and B. D. Light: Laboratory simulation of steady tornadic wind loads on structures. Nuclear Reg. Res. Rep. NUREG/CR-1183, 1979, 110pp.

LABORATORY MODELING OF TORNADOES

By *Nobutaka* MONJI

Synopsis

Laboratory modelings of the tornado vortices are overviewed. Modelings of the mesocyclone as the boundary conditions in the tornado simulations are found to have significant problems especially on the source of thunderstorm and tornado rotation. A number of the problems related to the vortex structure such as the wind profiles or the role of turbulence are left unsolved. However, the simulated vortices are found to have many common characteristics with the tornado vortices in nature, which suggests the feasibility of the tornado investigations in laboratories.