

スーパーセル型雷雨の実体  
Substance of SUPERCELL  
THUNDERSTORMS

藤原 大将

Fujiwara Daisuke

北海道大学理学部地球科学科 地球物理学科目  
惑星物理学研究室

Department of Earth Sciences,

Undergraduate School of Science, Hokkaido University.

Planetary Physics Laboratory.

平成 21 年 2 月 2 日

## 要旨

本論文では、スーパーセルと呼ばれる雷雨に関して調査した結果をまとめる。スーパーセルに関する論文は数多く存在するが、今回はスーパーセル雷雨の総合的な報告をしている Klemm(1987) のレビューを中心として紹介する。Klemm(1987) は、スーパーセルと呼ばれる雷雨の特徴を報告している。スーパーセルは他の雷雨と違って、上昇流と下降流の循環が分かれた構造へと発達していく。また、竜巻を発生させるほどの渦度源を持ち、大粒の雹や暴風、豪雨などの被害をもたらす。Klemm(1987) は、数時間にもわたって維持されるスーパーセルの準定常的な内部構造に注目し、メカニズム解明のために行われてきた数値シミュレーションを取り上げ、また彼自身もシミュレーションを行った。Klemm(1987) ではシミュレーションの結果をもとに、スーパーセルの生成、発達、特徴を力学的な面から説明し、紹介している。

スーパーセルは内部に渦を生じる、という特徴を持っている。この渦は反時計回りに回転する低気圧性の渦であることが多く、鉛直シアと上昇流の相互作用によって作られるのではないかと考えられている。低気圧性の渦が発生した場合、スーパーセルは環境の風の右側にずれて進行するようになる。その後、次第に準定常構造が崩れ、竜巻を発生させる可能性のある形態へと発達する。

スーパーセル内の強い渦によってこれらの特徴があらわれることが解明されてきた。だが、竜巻を発生させるメカニズムについて Klemm(1987) は、高分解能のレーダーや高性能なコンピュータによって解明へ向かっていくだろう、と将来への展望を記述した。しかし今もなお、竜巻発生メカニズムについては完全に解明されていない。

# 目次

第1章 序論	1
1 スーパーセルとは	1
2 スーパーセルの特徴	1
3 本論文の構成	2
第2章 竜巻を伴う雷雨の力学 (Joseph B. Klemp, 1987) - レビュー -	3
1 はじめに	3
2 初期における渦の発達	8
3 ストームの分裂	12
4 低気圧性の回転を持つストームの優先的な強まり	17
5 ストームの伝播	23
5.1 流れを妨害するものの類推	26
5.2 回転により引き起こされた伝播	27
5.3 強制的に伝播する重力波	28
5.4 ヘリシティの最適化	31

---

6	竜巻発生期への移行 . . . . .	33
7	最後に . . . . .	40
第3章 まとめ		41
謝辞		42
参考文献		43

## 図目次

1	南から見た雷雨 . . . . .	4
2	(a) 進行するスーパーセルを表すモデル (b) SR ストーム内の流れ . . . . .	6
3	ストーム内で作られる鉛直渦のペア . . . . .	10
4	ストーム下層における等エントロピー面 . . . . .	16
5	竜巻が発生したストームに対する平均風の観測 . . . . .	18
6	ウインドシアによって変化するストームの伝播とその方向 . . . . .	20
7	シアベクトルの違いが引き起こす鉛直渦度の擾乱 . . . . .	22
8	成熟期におけるスーパーセルストーム . . . . .	24
9	流入と流出を含めたスーパーセル内の流動構造 . . . . .	25
10	上昇流とシアによって生まれる圧力 . . . . .	29
11	竜巻を伴う雷雨の地表付近の平面図 . . . . .	34
12	下層の渦が強まる段階のスーパーセル . . . . .	35
13	(a) 図 12 の拡大図 (b) 新しい渦の発生 . . . . .	38

# 第1章 序論

## 1 スーパーセルとは

スーパーセルは、通常の対流セル<sup>1</sup>に比べて強い上昇流を伴い、準定常な構造を保ち、豪雨や雹や竜巻などの激しい気象現象を生ずる積乱雲である。

スーパーセルには、平均風<sup>2</sup>の右側に進むことが多いこと、上昇流と下降流の循環が分かれていること、鉛直軸の周りに回転する渦ができること、低気圧性<sup>3</sup>に回転していることなどの学問的に興味深い特徴がある。さらに地球上で最も激しい豪雨をもたらすという、実際上の見地から注目される特徴もあげられる。スーパーセルが引き起こす雷雨は、災害の原因となっており、特に雹や竜巻は命に関わるものである。これらの学問的興味、防災の必要性から、スーパーセルは多くの研究の対象となっている。

## 2 スーパーセルの特徴

スーパーセルはある特殊な内部構造を持っている。スーパーセルの水平スケールは数 10 km であるが、その中に上昇流と下降流の対からなる巨大な循環が存在している。通常の積乱雲であれば上昇流の中で降水が形成され、雨に引きずられるような形で下降流となり、上昇流と打ち消し合う。しかし、スーパーセルは上昇流と下降流が分かれているので打ち消しあうことはない。そのため通常の積乱雲に比べて寿命は長く、巨大に成長して災害をもたらす。また、スーパーセル内部に渦を持っていることも大きな特徴である。その渦のほとんどが低気圧性に回転してい

<sup>1</sup>セルは細胞という意味を持っており、ここでは単体の雲を指す。対流セルとは個々の積雲、または上昇流と下降流が作る細胞状の対流も含めたセルのことである (気象学会 2004)。

<sup>2</sup>その環境に吹いている風を平均的に考えたもの

<sup>3</sup>上空から見た時に反時計周りに回転していること

る。渦を発生させる原因は活発な上昇流とシア<sup>4</sup>にある。このことは第 2 章 2, 3 節で詳しく述べる。

スーパーセルの特徴は他にもある。通常の積乱雲は環境の風とともに移動するが、スーパーセルは平均風の右側、あるいは左側にそれて移動する。これも内部の渦が影響しているのではないかと考えられている。スーパーセルの最終段階は竜巻発生期である。すべてのスーパーセルに豪雨に加えて竜巻が発生するとは限らないが、竜巻発生的重要原因となっていることは疑いようがない。

### 3 本論文の構成

本論文では、スーパーセルの生成や構造、特徴について、総合的な報告をしている Klemm(1987) のレビューを行う。Klemm(1987) は、スーパーセルの力学的な特徴に着目し、基本的なメカニズムを記述している。現在、スーパーセルには小型スーパーセル、降水を伴わないスーパーセルなど、様々な種類が知られているが、Klemm(1987) はその中でも一番典型的な古典的スーパーセルについて記述している。よって、これはスーパーセルの話題についての導入となる論文だと考える。

なお、第 2 章では Klemm(1987) のレビューを行い、第 3 章では Klemm(1987) のまとめと、Klemm(1987) をもとに今後の展望を私なりに考える。

---

<sup>4</sup>大気中の垂直方向、または水平方向の異なる 2 点間で風向きや風速が大きく異なることをいう。水平シア、鉛直シアのある環境では、それぞれ鉛直軸周り、水平軸周りの渦が発生する。

## 第2章 竜巻を伴う雷雨の力学 ( Joseph B. Klemp, 1987 ) - レビュー -

### 1 はじめに

竜巻を伴う雷雨は、もっとも強く、もっとも大きな被害をもたらす一種の対流性のストーム<sup>1</sup>である。一般的な対流セルは、40分から1時間くらいの期間で成長し、雨を生成し、そして衰退していく。その一方で、ある種の雷雨は豪雨、大粒の雹、地表付近の暴風、竜巻を伴いつつ、数時間にわたって維持されるような準定常的な構造へと発達することがある。竜巻は積雲、積乱雲を始めとして、様々なストームの状況によって起こりうる。しかしその中でも、頻繁に竜巻を発生させ、実質的にもっとも大きな被害をもたらしているのは、長寿命のストームである雷雨なのである。竜巻を発生させる雷雨の際立った特徴は、図1において模式的に示されている。なお、雷雨の多くはグレートプレーンズや、アメリカの中西部で見られる。

竜巻に関しては、装置も含めた観測網や数値モデルの技術開発につれて、年々少しずつ理解が深まってきている。ある種のストームが示す特殊な性質は、以前からの研究で行われてきた高層観測や地上観測のデータからすでに指摘されていた。多くの雷雨は対流圏の下層、中層よりも上空の平均風とともに移動する (Byers & Braham 1949)。そして、大きなストームは平均風の右方向へ整合的に伝播することがわかっている (Byers 1942, Newton Katz 1958)。ストームが地上観測点を通り過ぎた時、風向が逆向きに変化することが観測されることから、Byres(1942)とBrooks(1949)は、雷雨に伴う激しいストームが低気圧性の渦<sup>2</sup>を持っていると推測した。レーダーや地上観測によって得られるデータを利用したイングランドのウォーキンガム (Browning & Ludlam 1962) とオクラホマのギアリー (Browning &

<sup>1</sup>原文に記述されている storm という単語をそのままストームと訳した。対流を持ち、発達していく雷雨の総称だと考えられる。これは小倉義光 (1997) の表記によるものである。

<sup>2</sup>鉛直軸に関して反時計回りの渦のことである。なお高気圧性の渦は鉛直軸に関して時計回りの渦のことである。

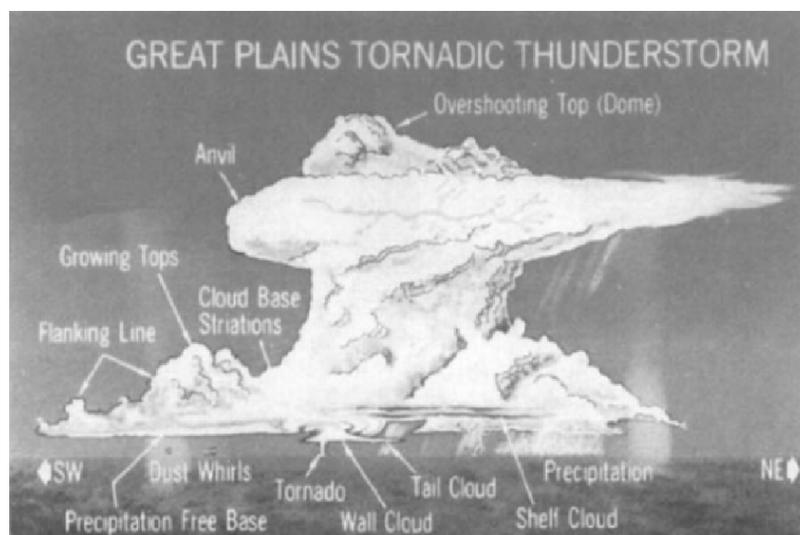


図 1: 南から見た時の理想的な雷雨. 鉛直スケールはおよそ 2 倍に拡大されている. (Joe Golden, NWS-NOAA)

Donaldson 1963) の近くで起こった激しい雷雨の事例研究によって、多くの際立った類似点が二つのストームに見られた。Browning & Donaldson(1963) は、これら二つは局所的なストーム (すなわち、強いシアが存在する環境のもとで強さを維持し、上昇流と下降流が分かれた定常的な循環を持つように変化する傾向にある発達したストーム) の中でも重要な種類を代表するものかもしれないと発表した。

Browning(1964) は平均風の右側に移動するシビアストーム<sup>3</sup> の構造を説明するための概念モデルを提示した。そして彼は発達した雷雨をスーパーセルと名付けた。これらの嵐は、図 2a に示した通り、環境風の強い鉛直シアがある時に発達する。図 2a は x 軸上に風の東西成分 (U), y 軸上に南北成分 (V) が描かれている。ここで、南風である低層の風 (L) は高度とともに次第に風向が変わり、上部対流圏の高層では西風となっている。また、スーパーセルは平均風の方向から見て右 (東向き) に進んでいく (図 2a)。ストームとともに移動する座標系から見ると、南東から下層の大気が、南から中層の大気が、西から高層の大気がストームに流入していることがわかる。図 2b に図式的に示された Browning の大気循環モデルは 3 次元構造で描かれていて、(渦の動きに比べて) 準定常的な循環を示している。またその循環においては、暖かく湿った下層の大気が強い上昇流となって断続的に送り込まれる (図 2b)。その上昇流は、水蒸気の凝結による潜熱加熱がもたらす浮力によって発生するものである (図 2b)。上昇流のちょうど北にある、もっとも多く雨を降らせる領域での気化冷却が、主要な下降流となる。そしてその下降流が、東へ向かうストームの前を通過する大気を取り込む。冷たく、乾いた下降流はストームの下方に広がりながら、暖かく湿った空気<sup>4</sup> と、ガストフロントでぶつかる。なお、ガストフロントとは地表付近の暖かい大気と冷たい下降流のぶつかる場所である。この暖気と寒気の水平収束が、上昇流内の潜在的に浮力を持っている大気の上昇を助長させ、対流を維持する。

スーパーセルストームが持っている構造の重要な特徴は、上昇流と下降流の循環が存在している場所が分かれていることである。そして上昇流と下降流はお互いの流れを相殺するというよりはむしろ、お互いの流れを支えているようである。弱いシアの環境場では、降水は上昇流の中で形成され、上昇気流を打ち消すような負の浮力を生み出す。その後の研究によって、Browning のモデルの基本的な特徴がおおむね正しいということが立証されている。

時たまシビアストームの中には平均風よりも速く移動するストーム (平均風の左側) が観測される (cf. Hirschfeld 1960, Newton & Fankhauser 1964, Hammond 1967)。Browning(1968) は図 2a に示された環境場の風が、平均風から見て左側に進むシビアストーム (SL) を成長させることに気が付いた。この左へ進む SL ストームは

<sup>3</sup>非常に発達した積乱雲とそれがもたらす強い嵐の総称だと思われる。

<sup>4</sup>下降流に比べて暖かい空気と考える。

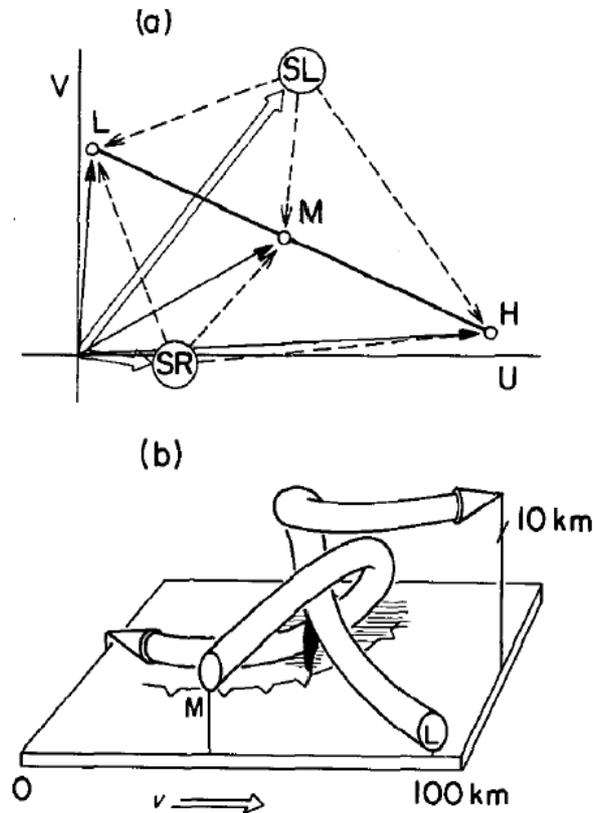


図 2: 平均風の右側に進行するスーパーセル雷雨 (SR) を表した, Browning の概念モデル. (a) の図は, 東西方向の風 ( $U$ ) を  $x$  軸, 南北方向の風 ( $V$ ) を  $y$  軸にとり, 下層 ( $L$ ), 中層 ( $M$ ), 高層の風 ( $H$ ) を描いたものである. その際, 実線の矢印と波線の矢印はそれぞれ, 地面とストームに対して相対的な環境の風を示している. また SR ストームの運動は, 白い矢印で示されている. 平均風の左側へ進行するスーパーセル雷雨 (SL) の運動と相対的な風も同様にして描かれている. (b) の図は, 南南東の方向から眺めた SR ストーム内の 3 次元的な空気の流れを表している. 上昇流と下降流の循環は, ストームに対して相対的に示される. なお, 鉛直スケールは 5 倍に拡大している. また, 地表における降雨の範囲 (斜線部分), ガストフロントの位置 (ギザギザな線), 竜巻 (中央の黒い部分) も示されている. また図 (a), (b) は関連している. 図 (b) の SR ストームにおいて, 手前の  $M$  は図 (a) の  $M$  に相当する. 図 (a) の SR ストームに相対的な風の方法が, 図 (b) にも適用できる. 図 (b) の  $M$  は中層から北東方向に向かって下降流となり, 下層に到達すると北北西へと向きを徐々に変えていく. また図 (b) の  $L$  は下層で北北西に進みながら上昇し, 高層で東北東の向きに流れていく. これは, 図 (a) のストームに相対的な波線の矢印の方向と一致している. また, SL ストームは SR ストームとは鏡像の関係になる. (Browning 1964 より引用)

LMH ライン<sup>5</sup>に関して, SR ストームと左右対称の関係である相対的な風の構造を持っている. したがって Browning は次の 2 つの仮説を立てた. SL ストームは図 2b に示された SR ストームと左右対称である, 似通った構造を持っているのではないかということが一つ, そしてもう一つは, 一つの雷雨が SL ストームと SR ストームの 2 つに分かれ, それぞれ違った方向へと進んでいくのではないかということである. Hammond(1967) とそれより後に何人かがこの SL ストームの構造を確認した. そしてさらに多くの研究員がシビアストームが分裂して逆方向に進行していくことを報告した (cf. Hirschfeld 1960, Fujita & Grandoso 1968, Achtemeier 1969, Charba Sasaki 1971, Fankhauser 1971).

1970 年代半ばには, レーダーやコンピュータといった科学技術の進歩によって, 今までよりもはるかに詳しくスーパーセル雷雨の内部構造を調査することが可能になった. 2 台のドップラーレーダーで同時にストームをスキャンすることで, ストーム内における環境風の 3 次元構造を計算できるようになり (Ray et al. 1975, Miller 1975), 一方では三次元数値モデルが非常に理想的な環境でのストームをシミュレートし始めている (Wilhelmson 1974, Miller & Pearce 1974, Schlesinger 1975). 最近, 特定のスーパーセル雷雨のシミュレーションによって, 観測されるストームの多くの重要な特徴を再現することができるようになった (Klemp et al. 1981, Wilhelmson & Klemp 1981). より総合的なデータが手に入るにつれて新しい理論が生まれ, 渦の発達, ストームの分裂と伝播, 優先的に平均風の右に進行する低気圧性の回転を持つストームの強まり, そしてストームが竜巻を発生させる段階に入るための下層の回転強化といった, これらの激しい雷雨の重要な物理過程を支配するメカニズムが説明できるようになってきた.

次のセクションでは, これらの特殊なストームの特徴をもたらす流体の本質的な過程を取り上げる. そうすることで 3 次元の数値モデルの研究の結果をもとに濃密なストームを描くことができた. それによって, ある条件下においてストームが発生可能となることがわかった. また数値モデルの研究は, ストーム全体において完全に運動学的で熱力学的なデータを提供するものとなった. これらのモデルは, 観測されたストームと定性的に良く一致していると証明されている. しかし, 数値計算で得られたストームの詳細な解析によってわかったメカニズムについては, 将来得られるであろう整値なデータと合うかテストされる必要がある.

この数年間, 多くの優れた論文によって対流性のストームにおける研究の進歩が総合的に記述されてきた (cf. Lilly 1979, Houze & Hobbs 1982, Kessler 1985). 今回, この話題に関してよく知らない読者が混乱することのないよう, すべてのテーマを述べることは避けたい. よってここでは, 竜巻を伴う雷雨の力学という面に着目し, より話題を限定することにしようと思う.

<sup>5</sup>図 2a における下層, 中層, 高層の環境の風を示す L, M, H を結んだもの

## 2 初期における渦の発達

ストームの初期の発達は、1つの積雲が暖かい空気による浮力（もしくは上昇流の集団）によって成長することから始まる。この段階では、上昇流を消散させる傾向にあるウインドシアが、対流を妨げることは昔から知られている (Byers & Braham 1949)。しかし、活発な上昇流がシアの存在する環境場で発達するとき、鉛直軸周りに大きな渦が発生する。そして一般的にその渦は、その渦と逆向きに回る渦との一対のペアとなって現れる (Wilhelmson 1974, Schlesinger 1975, Kropfli & Miller 1976, Wilhelmson & Klemp 1978)。この一対の渦は、シアのある環境場にもともと存在する、水平な渦線である垂直線の渦度ベクトルが傾いた結果として生じる。Rotunno(1981) は、渦度ベクトルの傾きによって初期の対流の中に鉛直渦度が生じるといふ考え方は、成長した雷雨が平均風に対してそれるように進行していくといふ考え方とは大きく異なる、と指摘した。

渦の発生を説明するために、関連するストームの過程を表現する基本的な支配方程式を考える。圧縮された空気のため、非圧縮性のブジネスク方程式によく似た、次の形で表すことができるだろう (Ogura & Phillips 1962, Lilly 1979):

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + \nabla \pi = B \hat{\mathbf{k}} + \mathbf{F}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \bar{\rho} \mathbf{v} = 0. \quad (2)$$

ただし、 $\mathbf{v} = (u, v, w)$  はデカルト座標  $(x, y, z)$  における3次元での速度ベクトル、 $\mathbf{F}$  は乱流混合、 $\hat{\mathbf{k}}$  は鉛直方向の単位ベクトル、 $B$  は気温や水蒸気、両者の影響も含めた浮力の総変化量である。なお、水蒸気の変化量は液体の水によってもたらされる引きずりの力と同様である。ここで、 $\pi = p'/\bar{\rho}$  である。また  $p'$  は、断熱大気に相当する平均状態での圧力変化である (すなわち、平均圧力  $\bar{p}$  と平均密度  $\bar{\rho}$  は  $\bar{p} \sim \bar{\rho}^{c_p/c_v}$  に関係している<sup>6</sup>)。今後は  $\pi$  を圧力と呼ぶことにする。コリオリ力に関しては、ストームの力学を議論するにおいて無視できるほど小さいので (1) 式では省略する (Klemp & Wilhelmson 1978)。

(1) 式の回転をとる。この時、渦度ベクトル  $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$  の鉛直成分を  $\zeta$ 、水平成分を  $\boldsymbol{\omega}$  と表すと次のようになる。

<sup>6</sup> $c_p, c_v$  はそれぞれ低圧比熱、定積比熱である。これらの値が単位質量あたりか、単位モルあたりかはわからないが、今回は比をとっているのであまり問題にしていまいとえられる。

$$\frac{d\zeta}{dt} = \underbrace{\omega_h \cdot \nabla_h w}_{\text{立ち上がり項}} + \underbrace{\zeta \frac{\partial w}{\partial z}}_{\text{引き伸ばし項}} + \underbrace{\mathbf{F}'_\zeta}_{\text{混合項}}, \quad (3)$$

$$\frac{d\omega_h}{dt} = \underbrace{\omega \cdot \nabla \mathbf{v}_h}_{\text{立ち上がり, 引き伸ばし項}} + \underbrace{\nabla \times (B\hat{\mathbf{k}})}_{\text{傾圧項}} + \underbrace{\mathbf{F}'_h}_{\text{混合項}}. \quad (4)$$

ただし,  $\mathbf{v}_h = (u, v)$  であり,  $\mathbf{F}'_\zeta, \mathbf{F}'_h$  はそれぞれ  $\mathbf{F}' = \nabla \times \mathbf{F}$  の混合項,  $d/dt$  はラグランジアンでの時間微分である.

鉛直渦度の生成に注目すると, (3) 式の右辺の最初の項は水平な渦に垂直な渦度ベクトルの傾きによって得られる. そして 2 番目の項は渦管を鉛直に引き伸ばすことで  $\zeta$  を変えることを示している. 上昇流が鉛直渦度のない環境で発生する場合,  $\zeta$  が最初に発生するためには, 環境風のシア中で水平渦度の立ち上がりを通じて起こらなければならないことは明らかだ. 鉛直シアにおいて特徴的で重要なパラメータは環境のウインドシアベクトル  $\mathbf{S} = d\mathbf{V}/dz$  である. またここで  $\mathbf{V} = (U, V)$  である.  $\mathbf{S}$  は二つの成分を持っている.  $|\mathbf{S}|$  によって表される高速なシアと, シアベクトルの回転によって引き起こされるシアの方向である. 図 2a で示された風の場合は, LMH ラインと並行に置かれている  $\mathbf{S}$  を持つ, 高速なシアだけである. 図 2b で示されたスーパーセルと似た特徴的な構造を持つストームを発生させるためには, 一定方向のシアがあれば十分であることをストームの数値シミュレーションは示した (Klemp & Wilhelmson 1978). しかしながら, シアの方向もストームの発達に重要な影響を与えている. このことについては第 4 節で議論する.

単純な, 一定方向のシアで成長する初期の積雲を考える. そのシアは高層で発生し,  $V = 0$  から増加していく西からの速度  $U$  で表されるものとする. 初期に対流の成長が起こる中, 雲はおおよそ中層で西からの流れ (平均して雲の深部より上方) に乗って移動する. だからストームに関連する構造において, 下層への流入は, 東から雲に接近してくる. その一方で, 高層の流出は東へと戻っていく. このことは図 3 に描かれたとおりである. 一對の渦循環は, 南北に広がる渦線が上昇流の場所を通過し, 鉛直内で渦度ベクトルを傾けた時に発生する.

このメカニズムは, 混合項を無視することによって与えられる線形化した鉛直渦度方程式に含まれている. その式は次のように表される.

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{dU}{dt} \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (5)$$

低気圧性の鉛直渦は, 上昇気流の南側から発生する ( $\partial w/\partial y > 0$ ). 一方, 高気圧

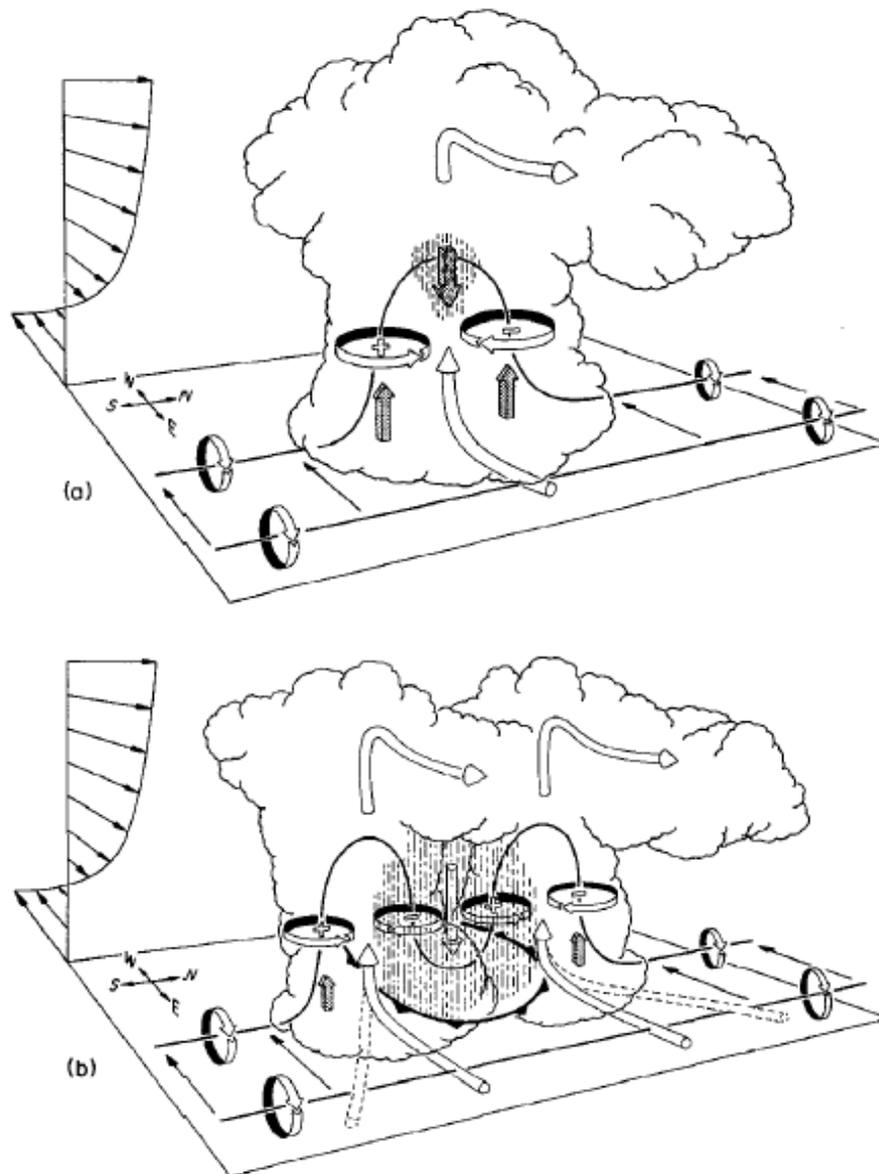


図 3: ストーム内で作られる鉛直渦のペア. 西からの環境シア内に存在する典型的な渦管が (南東から現れる) 対流セルと相互に作用し合う場合, どのように変化するかを描かれている. 円筒状の矢印は雲に相対的な気流の方向, 長い実線は渦線であり, その回転方向は円状の矢印によって示す. 影をつけた矢印は新しい上昇・下降流の発達をうながす強制力を表す. 鉛直な波線は降水地域である. (a) 発達期: 渦管は上昇流に曲げられ, 鉛直な管になる. (b) 分裂期: 分裂する上昇流の間に発生する下降気流は渦管を下向きに傾ける. その時, 渦のペアが二つ生成される. 図上の破線の矢印は, ストームの下方に広がる冷たい風との境界である. (Rotunno 1981 より引用)

性の渦は北側で生成される ( $\partial w/\partial y < 0$ ). 上昇気流が強まってくるにつれて, 鉛直内で傾けられた渦度ベクトルはその渦管の引き延ばしによって大幅に増幅される. そしてそれは, 非線形効果である.

### 3 ストームの分裂

図 3 の雲は正確に言うと、一般的な積雲であるが、風の影響がスーパーセルへの変化を促進している状態であると言える。上昇気流内部の降水が多くなるにつれて減少する浮力の影響で、雲の内部に下降気流を生成する。

気化冷却によって増強される、地表面に流出する周りの環境よりも冷たい下降流がストームの下方に広がる。弱いシアの中では、この流出はすべての方向に広がり、暖かく湿った空気の供給を遮断する。そしてその単一のストームは急速に消散していく。しかし強いシアの中ならば(すなわち、最下層から上部数 km の範囲で、 $|S| \simeq 10^{-2} \text{s}^{-1}$  程度のシアである場合)、次の 2 つの要因がストームの寿命を延ばす役割を果たしている。まず一つめの要因は、ストームに相対的な東からの流入(下層)によって、冷たい空気がストームの前方に移動することを妨げることである(Wilhelmson & Klemp 1978, Thorpe & Miller 1978)。そしてもう 1 つは、圧力勾配の高まりが上昇流の側面の南北で新しい上昇流の成長を促進することである(Schlesinger 1980, Rotunno & Klemp 1982)。これらの風による影響に答えて、上昇流は、側面から離れていく 2 つの雲の中へと次第に分かれていく。このことは図 3 に示されている。

1 つのセルが 2 つの雲に分裂していく基本的で重要な要因として、鉛直方向の圧力勾配の高まりが考えられる。冷たい下層の下降気流の流出は上昇気流の側面に沿って収束するように増えていくけれど、上昇気流の分裂はたとえ中央の下降気流の形成が妨げられても起こることが、数値シミュレーションによって証明された(Rotunno & Klemp 1982, 1985)。これは、周囲の大気へ雨を少しも降らせないモデルで実現された。この降水がなければ、下降気流を発生させるために必要とされる負の浮力は減少する。

浮力の源は、鉛直な運動量方程式の項を細かく解析していくことで解明されうる。その方程式は 3 次元でのストームのシミュレーションモデルによって作成される。動的相互作用によって生成されるものが  $\pi_{dn}$ 、浮力効果によるものが  $\pi_b$  として、圧力の成分を  $\pi = \pi_{dn} + \pi_b$  のように分解すると、(1) 式の鉛直成分は次の形で記述される。

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \underbrace{-\mathbf{v} \cdot \nabla w}_{\text{移流項}} - \underbrace{\frac{\partial \pi_{dn}}{\partial z}}_{\text{力学的強制項}} - \underbrace{\left( \frac{\partial \pi_b}{\partial z} - B \right)}_{\text{浮力項}} + \underbrace{\mathbf{F}_w}_{\text{混合項}}. \quad (6)$$

さらに力学的な表現と圧力の浮力成分は (1) 式の発散をとることで次のように表

される。

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \nabla \pi_{dn}) = -\nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}) + \nabla \cdot \bar{\rho} \mathbf{F}, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \nabla \pi_b) = \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} B). \quad (8)$$

(6) 式の力学的強制項は、動的相互作用によって形成される、一部の鉛直方向の圧力勾配由来である加速度発生に貢献していることを表す。一方で浮力項は浮力効果によって起こっている圧力勾配を含んでいる。浮力による圧力勾配の大部分は、(6) 式で定義されている浮力項、それ自体によって釣り合いをとっているのだろうと考えられる。なお (6) 式は、鉛直方向の加速度における浮力の基本的な影響を記述している。乱流混合項  $\nabla \cdot \bar{\rho} \mathbf{F}$  の発散は大抵、圧力に関して比較的小さな影響をもつ。これらの項は連続の式 (2) によって大部分が取り消されるためである。それゆえ、ここでさらなる議論は避ける (詳細は Klemp & Rotunno 1983 に記述されている)。 (6) と似た圧力の分解は、3 次元モデルでシミュレートされたストームの特徴を解析するものがあつた (Wilhelmson 1974, Schlesinger 1980, Rotunno & Klemp 1982, 1985, Klemp & Rotunno 1983)。

Schlesinger (1980) が、分裂する上昇流の側面で起こる圧力勾配の高まりは力学的であると最初に気付いた。Rotunno & Klemp (1982) は、上昇流側面における圧力勾配の上昇が中層の回転によって引き起こされているのではないかと考えた。圧力に対して回転の影響を判断するために、(7) 式の右辺を次のように展開させる。

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \nabla \pi_{dn}) = -\bar{\rho} \underbrace{\left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 - \frac{d^2 \ln \bar{\rho}}{dz^2} w^2 \right]}_{\text{流体拡散の項}} - 2\bar{\rho} \underbrace{\left[ \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right]}_{\text{流体シアの項}}. \quad (9)$$

最初に流体シアの項の  $\partial v / \partial x \cdot \partial u / \partial y$  を考える。純回転の風の場合<sup>7</sup>に関して、この項は単に  $\frac{1}{4} \zeta^2$  と書き表せる。流体内に注目して定性的な分析をすると、変数のラプラシアンが負の変数、それ自体におおよそ比例するわかる (i.e.  $\nabla^2 \pi \sim -\pi$ )。これらの関係を考慮したとき、下の結果が与えられる。

$$\pi_{dn} \sim -\zeta^2. \quad (10)$$

<sup>7</sup>単純にある軸の周りに回転している渦を指すと思われる。

この式は、上昇流の側面にある中層の強い回転は下層の圧力に影響するということ(図 3 参照),そしてそれによって、その側面にそって上昇流が成長するということを表している。(9) 式の流体シアの第 2, 3 項目はそれぞれ渦の  $x$  成分と  $y$  成分に関係している。これらの項は、その側面での浮力勾配の水平成分の影響で上昇流周りの渦の輪によって拡張される(方程式 (4) の傾圧項より)。それ故、これら流体シアの項の第 2, 3 項は、中層の上昇流の側面で圧力を低下させる。しかし、第 1 項と違い、シアを横断するような側面に特有のものではない。Rotunno & Klemp(1982) は、(9) 式の流体拡散の項が上昇流側面の圧力勾配を上昇させることに寄与しないことを発見した。結果的に、鉛直軸まわりの強い回転は、スーパーセル雷雨を進展させながら分裂を促進するという特別な特徴が見られるのである。

分裂が進み、2 つの上昇流の中心が横に離れていくにつれて、2 つの雲をわけている下降流が、図 3b に示されているように 2 つの渦の循環を生み出しながら渦線を下向きに傾ける。それぞれの上昇流が平均風のシアに対して横断するように伝播し始めるにつれて、ストームに相対的に流入してくる方向が、図 3b の波線矢印が示すように変わる。この状況では、下層の流入は渦のペアの起源を作る鉛直成分と同程度の、水平シアによって作られる水平成分を含む。Browning & Landry(1963) と Barnes(1970) は、環境のシアに水平な渦度ベクトルの傾きが、スーパーセルストームの回転に大きく影響すると主張した。Rotunno(1981), Lilly(1982), Davies-Jones(1984) もまた、水平方向の渦の重要性を強調した。彼らは単純化された線形モデルを使って、もしその環境場に関する渦度ベクトルがストームに相対的な流入に対して平行ならば、渦度ベクトルが傾くことによって、鉛直方向の速度と同位相の傾向を示す鉛直渦が発生したことを証明したのである(図 3a に示されているように、上昇流側面上で鉛直渦を生成する鉛直成分とは反対)。

Lilly(1986a) にしたがって、環境のウインドシアを横断するように伝播する、定常の上昇流を考える(i.e. 図 3a に示されているシチュエーションにおいて、速度  $c_y$  で南へ向かうウインドシア)。上昇流の動きに関して相互に同格の構造の場合、流れは南から速度  $-c_y$  で接近する。1次元の鉛直渦度方程式 (3) はこの時、以下のようになる(混合項は無視する)。

$$-c_y \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{dU}{dz} \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (11)$$

そしてこれはすぐに積分することができ、結果は以下のようになる。

$$\zeta = \frac{dU}{dz} \frac{w}{(-c_y)}. \quad (12)$$

このように、こういった単純なシチュエーションの場合、鉛直渦度は鉛直方向の速度と一致する。

Davies-Jones(1984), Rotunno & Klemp(1985) は完全に非線形の流体であっても有効であるようなストームの内部に、鉛直渦度が発生することの説明をすることで1次元の理論を拡張した。(1), (2) に記述されたような運動方程式を使うことにより、鉛直渦度の発生を Ertel の定理を通じて示すことができる (Dutton 1976 参照)。なお、Ertel の定理は、流体の熱力学的な特性のみに依存する、保存量であるスカラー変数  $\Theta$  のための方程式であり、次の形で表される。

$$\frac{d}{dt} \frac{\omega \cdot \nabla \Theta}{\bar{\rho}} = 0. \quad (13)$$

ここで、 $\Theta$  は凝結成分を含む流体のエントロピーとする。初期において  $\omega \cdot \nabla \Theta = 0$  なので、平静な状態では、ストームが発達する過程において常に 0 のままである。この結果は渦線が等エントロピー面に沿った状態になっていなければならないことを意味する。したがって、等エントロピー面がストーム内で引き伸ばされた時、埋め込まれた渦線も同様に変形される。

この効果は、Rotunno & Klemp(1985) が東西方向のシアで発達したストームの数値シミュレーションをすることによって説明された (図 4)。初めの状態では、等エントロピー面は水平である。そして環境シア内の渦線は南北に引かれている。下層の流れが上昇流にのって昇り出すと ( $t = 10$  min), 渦線が変形している等エントロピー面についていくようになる。そしてこの時に、南側の面には大暴風を起こす鉛直渦度、北側の面には高気圧性の渦度を生成されていく (なぜなのかは明らかにされていない)。上昇流の分裂は南の方へ向かって起こりだした後 ( $t = 40$  min), 渦線は等エントロピー面が上昇流によって持ち上げられるように、南側の面にそって鉛直方向へと連続的に変えられていく。気化して冷やされた下降流 (対称な面の中心) が地表に中層の大気を持ってくるようになるにつれて、低気圧が下層の等エントロピー面に現れる ( $t = 40, 60$  min)。南側面の上昇流にそって上方に持ち上げられた渦線は、下降流となり下方へと戻っていく。そして北側に高気圧性の渦を作りだす ( $t = 60$  min)。  $t = 40, 60$  min において、最前部に示された渦のラインは、冷たい下降気流の境界に沿って下側へ曲がり、そして視界から消えていく。この渦線の変換については、6 節でさらに進んだ議論をすることにする。

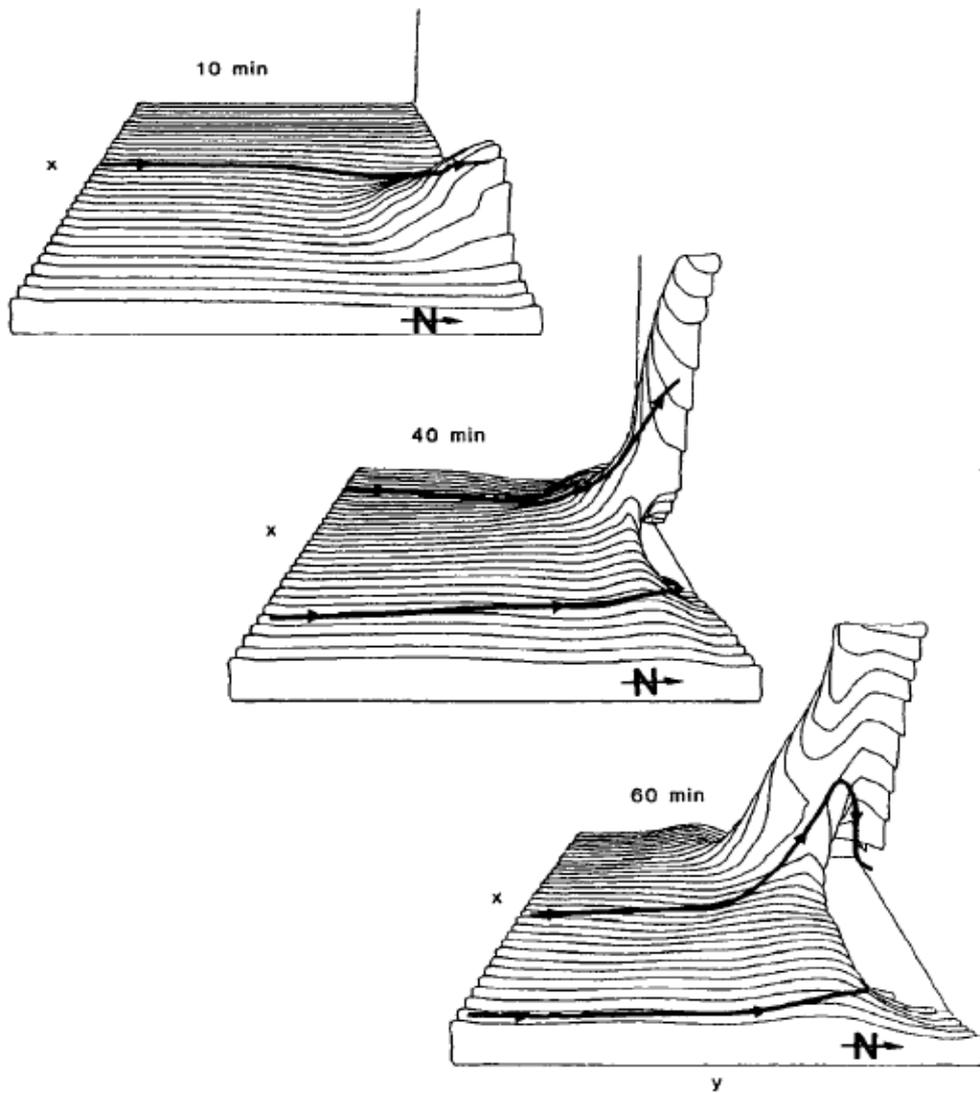


図 4: ストーム下層における等エントロピー面. 3次元における数値シミュレーションで, 東の方向から下層の等エントロピー面を描いた. この図には  $t = 10, 40, 60$  分でのストームの上昇流が描かれている. 環境風のシアは東から西へと直行し, 流体は北側の境界の鉛直面に対して左右対称である. 南北方向の長さは 20 km, 鉛直スケールは 2 倍に拡大されている. (Rotunno & Klemp 1985)

## 4 低気圧性の回転を持つストームの優先的な強まり

前述された分裂の過程は、回転するストームのペアによって自然に導かれる。なお、そのうち一つは平均風の右側に進行する低気圧性の回転を持つストーム、もう一つは左側に進行する高気圧性の回転を持つストームである。しかしながら実際は、右に進行する低気圧性の回転を持つスーパーセルストームばかりが観測される。Davies-Jones(1985) はレーダーによって発見された強い回転を持つ 143 個のストームの他に、わずか 3 つのみ高気圧性の回転を持つストームが観測されたことに注目した。右進行の低気圧性の回転を持つスーパーセルばかりが発達する原因が、大気中のコリオリ力<sup>8</sup>によって引き起こされた回転にあると考えることは有効かもしれないが、現象の規模を考えると、この効果はおそらく小さいのではないかと思われる。しかし、ストームの数値シミュレーションによって、コリオリ力が右向きに進行するストームの低気圧性の回転を強めることを示された。その一方で、高気圧性の回転を持つストームの生成を抑える力がないことも示されたのである (Klemp & Wilhelmson 1978)。

様々な風のシアがある状況でスーパーセルストームをシミュレーションすることによって、Klemp & Wilhelmson(1978) は次のことを証明した。それは高い環境にあるウインドシアベクトルとともに起こる右回りの回転が、右へ進行するストームになる低気圧を発達させている重要な要因であるということである。この回転は、竜巻を伴うストームに関して研究を重ねてきた Maddox(1976) が収集した高層気象観測結果 (図 5) を見れば明らかである。図 5 は複数の要素で構成された風の観測を示したものである。もし図 5 の  $U, V$  軸に、 $x, y$  軸を重ねてみると、ウインドシアベクトル  $S$  が観測結果におけるあらゆる高さで、曲線  $V(U)$  の接線として局所的に存在していることに気づくだろう。この複数の構成要素において、高度とともにウインドシアベクトルが右回りに回転することがわかる。ベクトルは地表面付近では北北東の方向、圧力 700 mbar (地表からおおよそ 3 km の高さ) では東南東の方向を向いている。

図 6 は 2 種類の風に関して、発達するストームの構造を描いたものである。1 つは一方向に動く環境でのウインドシアベクトルを持つ風 (上の図)、もう 1 つは高度が高くなるにつれて、右回りに回転するようになるウインドシアベクトルを持つ風 (下の図) である。同時に起こっている風をプロットした図の波線によって与えられる 2.5 km よりも下層の風において、初めに 2 つのストーム内で雲が分裂するのは北東へ伝播するように動いてから 40 分後のことである。地表面の障害物もコリオリ力の効果もない場合、これらはあらゆる点で等しく発達する。右と左に進行するストームが鏡で写しあった関係になっていると考える。このシミュレーションで

<sup>8</sup>北半球で起こる低気圧性の回転による力

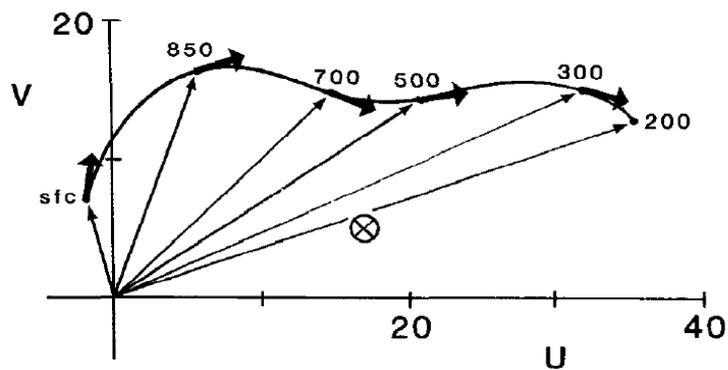


図 5: これは、竜巻が発生した 62 件のケースに対して平均風を観測した図である。その観測では測定されたストームの運動に対して、それぞれの高度での風を計算した結果を合成している。太い矢印はそれぞれの高度でのシアベクトルの向きを示したものである (単位は mbar で表示される)。その測定された平均的なストームの速度は  $\otimes$  によって表され (単位は m/s)、向きと速度は原点から  $\otimes$  に向かうベクトルで表される。速度の  $x$  成分  $y$  成分はそれぞれ  $U$ ,  $V$  軸の数値である。(Maddox 1976 より引用)

は、対称的なラインは東西方向にひかれ、北の方向に 12.7 m/s で移動する。下層のシアベクトルが高度とともに低気圧性に回転するとき、低気圧性の回転を持つ右向きに進行するストームが発達する。一方、左側でガストフロントに沿って形成されるストームの寿命は短く規模も小さい。ここでの大切な要因は風のベクトルそれ自身の変化ではなく、ウインドシアベクトルの変化であることに気づく。(どの方向に吹く風でも、地表に関係する風は高度とともに右回りに回転する。)

Rotunno & Klemp(1982) は右に動くストームと左に動くストームと、どちらかを選択して発達させる現象に関しての基本理念を発見した。初期において軸対象な上昇気流が、高度が増すとともに右に曲がっていく平均風のシア  $S$  と相互に影響を及ぼしあう時、都合のよい鉛直方向の圧力勾配が右向きの流れを、一方で逆向きの圧力勾配は左向きの流れを動的に引き起こす。この効果を実証するために、一様な流体中 ( $B = 0$ ) での上昇気流の擾乱を考える。この時、線形化した非粘性の鉛直方向の運動量と圧力の方程式 (6) - (8) は、単純に次のように表される。

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{\partial \pi}{\partial z}, \quad (14)$$

$$\nabla^2 \pi = -2S \cdot \nabla_h w. \quad (15)$$

我々は、再び  $\nabla^2 \pi \sim -\pi$  の近似を用いることによって (15) 式の定性的な振る舞いを数値的に求めることができる。そうして以下が与えられる。

$$\pi \sim S \cdot \nabla_h w. \quad (16)$$

このように線形理論は上昇流がシアの流れと相互作用するにつれて、圧力勾配は上昇流を横切って局所的なシアと同じ方向に発達することを示す。定常状態のシアの大きさが一定の場合、このような圧力の効果は上昇流の速度が最大となっている高度での真下の高度で振幅を増大させる。

シアが引き起こしたこれらの圧力変化の影響を視覚化するために、図 3 に示されるような一定方向のシア分布を考える。ここでは、シアのベクトルはどの高さにおいても西から東を向いている。その原因は、図 7a に示されるように、上昇流の西側においては圧力が高く、東側においては圧力が低いからである。地表の上方で上昇流の強さが増すにつれ、これらの圧力の擾乱は、ストームへの流入を強めるシアにおける下層の揚力を成長させる。しかし、これらの鉛直圧力勾配は、シアを横断す

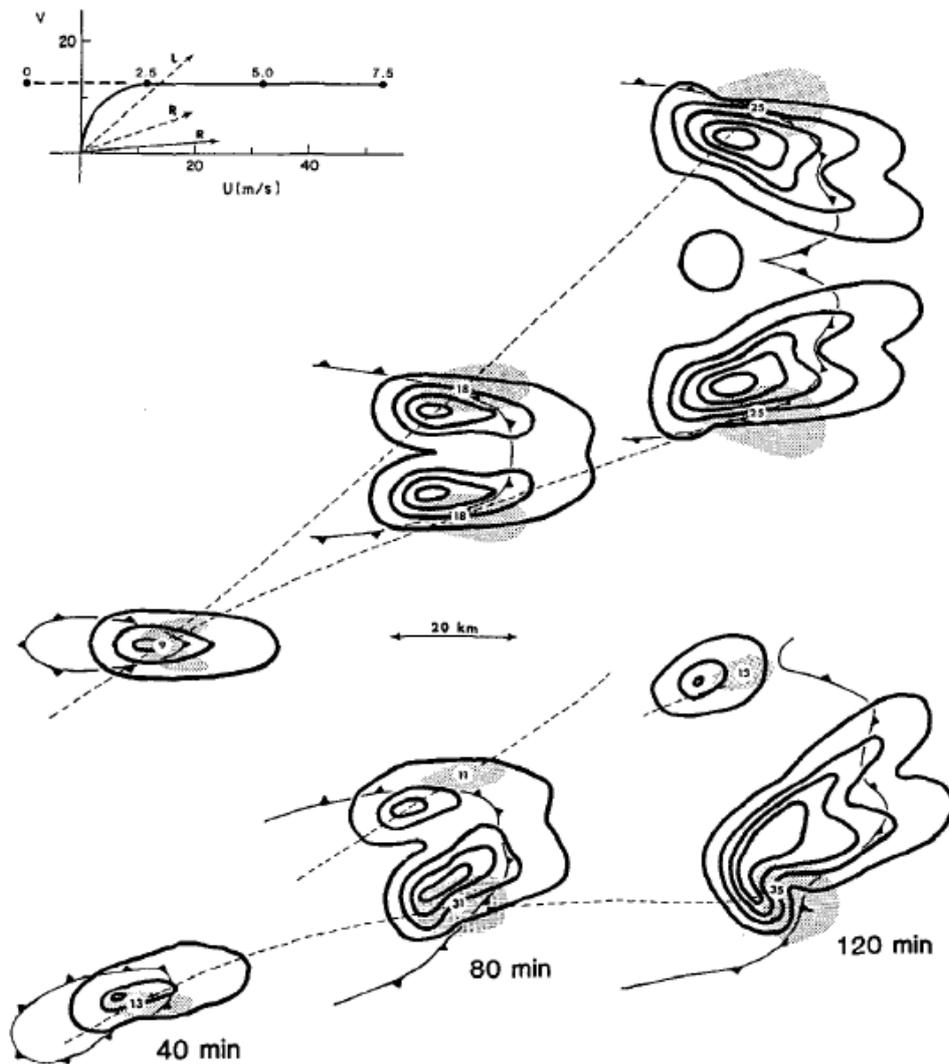


図 6: ウインドシアによって変化するストームの伝播とその方向. 環境の風に対して, 40, 80, 120 分での数値シミュレートされた雷雨構造の平面図を表した. 地表から高度 7.5km までの間でウインドシアが持っている環境風の形状を二種類描いている (左上の図). 図の下の部分にあるストームは風の形に反応し, 発達していく. そしてウインドシアベクトル  $S$  が地表から 2.5km の高さで時計回りに回転する (左上図の太い実線). これは上図,  $S$  が一定方向の時のことである (2.5km 以下の点線を除いて同じ風). 平面図には, 下層 (1.8km) の混合比が 2 g/kg 間隔の曲線で表されている (レーダーの反応に類似している), 中層 (4.6km) の上昇流 (影の付いた部分), 地表付近における冷たい風の流境界の場所 (とげのあるライン) が描かれている. 最大となる上昇流の速度 (m/s) はそれぞれの時間での上昇流に書かれている数字である. 点線はそれぞれの上昇流の進路を表している. 左上図の矢印は, スーパーセルの伝播速度を表す. 点線は一定方向の, 実線は回転するウインドシアの場合である. (Klemp and Weisman 1983 より引用)

るどちらかの側面を成長させたり、ストームの分裂に寄与するものではない。(このことは 3 節で議論された。そしてそれは本来は非線形効果である)。

ウインドシアベクトル  $\mathbf{S}$  を使って、線形化された鉛直渦度方程式 (3) を表現すると、次の式が得られる。

$$\frac{d\zeta}{dt} = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{S} \times \nabla_{hw}). \quad (17)$$

鉛直渦度の傾きによって生み出された渦のペアは、シアベクトルが右に曲がることに由来するというを示す。図 7a の一方方向のシアの場合、(17) は (5) と同じ意味合いを持つ。そしてこの一方方向のシアは、上昇流の南と北の側面にそれぞれ低気圧と高気圧の渦を生み出している。

図 7b は、大気の下層で  $\mathbf{S}$  が時計回りに回るという状況を描いている。下層では風は東、南、最後には西といったように時計周りに  $180^\circ$  向きを変える(上層では北、東、南というように向きを変える)。このような状況では、その向きを変化させるシアベクトルによって、南側での鉛直圧力勾配が正となるような圧力が生まれる(平均的なシアベクトルの方向に対して、右側面に描かれる)。分裂を促進する非線形作用と結びつけて考えると、この影響は右に動くストームをより大きく成長させ、左に動く嵐の成長を妨げようとする。シアベクトルが大きく回転しているとき、左面の成長がまったく分裂がないくらいまで抑制される。今、発達期のある段階でのストームはまず、平均風の右側に動き出す(図 6 の回転するシアのストームシミュレーションで示されている通り)。渦のペアがシアベクトルと垂直に形作られるとき、低気圧性の渦が生成するものはまた右の側面にある。そしてその右の側面においては、圧力勾配が新しい上昇流を成長させる。このような高さで、かつ  $\mathbf{S}$  が反時計周りに回るような風の速度分布を持つような場所では状況は逆転して、分裂したペアの中で左側に動く高気圧性の渦が強められていく。

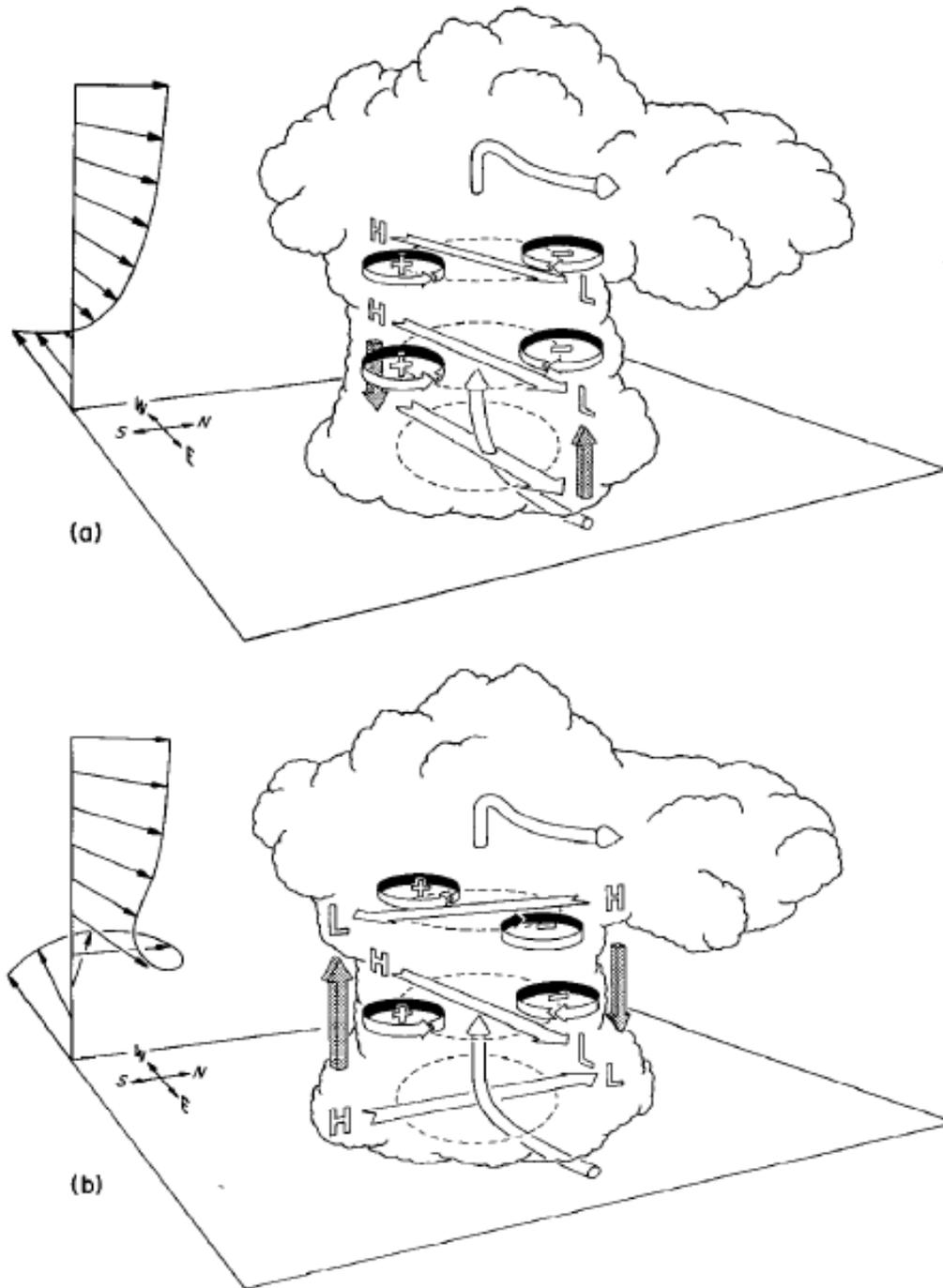


図 7: シアベクトルの違いが引き起こす鉛直渦度の擾乱. 圧力と, 環境のウインドシアと相互に影響し合う上昇流として昇っていく鉛直渦度の擾乱を図示した. (a) はシアが高度とともに変化しない場合, (b) は高度とともに変化する場合である. シアベクトル (平面矢印) と平行な高層 (H), 下層 (L) での水平圧力勾配は低気圧性 (+), 高気圧性 (-) の渦の近くに沿って描かれている. 影の付いた矢印は, 結果として生じる鉛直圧力勾配の方向を示している.

## 5 ストームの伝播

ストームが平均風の横軸成分とともに発生し始めるにつれて、スーパーセル雷雨へとようになっていく。そのストームは一般的に上昇流と下降流が相殺することなく成長し続け、そして図 2 に示されているような、十分に発達した構造へと発展する。一定時間の間にある程度安定した形状となり、それが持続し続けることは、これらのストームの注目すべき特徴である。Browning & Foote(1976) は、コロラド州北東のストームのレーダー観測結果を分析して調べた。そのストームは 5 時間以上スーパーセルの構造を維持し、300 km 以上を移動しながら雹 (野球ボールほどの大きさ) による被害をもたらしたものである。

新型ドップラーレーダーを使った雷雨の総合的解析によって、これらのストームの重要な特徴が詳細に論文に報告されるようになってきた (cf. Ray et al. 1975, 1981, Brandes 1977, 1978, Eagleman & Lin 1977)。数値シミュレーションからも、特に理想的な環境場で行われたスーパーセル雷雨の詳細な構造が得られた。そしてそれは様々な環境の影響によって、左右に進むストームが選択的に発達するというを示している (cf. Weisman & Klemp 1982, 1984)。図 8 は、コリオリ力がなく、一定方向のウインドシアが存在する成熟期において、右進行するスーパーセルストームの雲のモデルである。これらのように理想的な状況下でさえも、図 1 の略図と定性的に非常に似通っている。この状況で、鏡像の関係にある左に進行するストームもまた発達する。そしてそれは計算領域の北方向の境界に沿って、ほぼ対称な形で進んでいく。

この準定常ストーム内部の流動構造はスーパーセルストームの特徴となっている (図 9)。下層では、暖かく湿った流入が冷たい下降流の流出とぶつかり、収束領域 (ガストフロント) を形成する。また、強い低気圧性の回転が中層 (4km) の上昇流内部に見られる。そしてこの流れは最後に、高層でかなとこ雲 (図 1 の anvil 参照) となって流出する。下層、中層で雨を降らす領域の南側にあるかぎづめ状の雲の特徴は、竜巻を伴うストームを観測するレーダーで頻繁に発見されるかぎづめの形状と一致する。環境風は東から西へと一方向にしか吹かないが、このストームは約 5 m/s の速度で南へと伝播する。

スーパーセルストームの、平均風を横断するような伝播を引き起こすメカニズムはいまだ謎であり、興味深い問題でもある。研究者たちは多種多様な物理過程による、様々な理論を提案している。これらの中から興味深いいくつかのアプローチを簡単に紹介する。

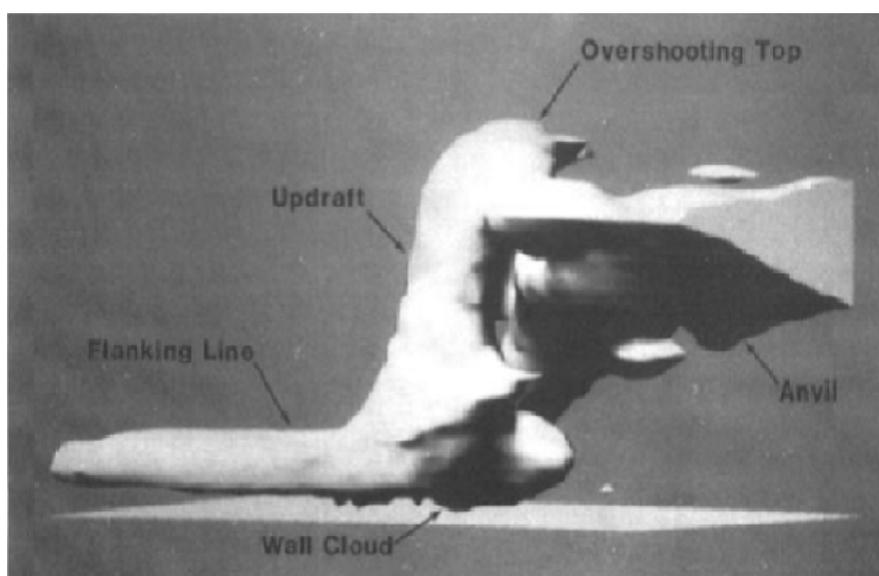


図 8: 成熟期におけるスーパーセルストーム. 成熟期におけるスーパーセルストームが数値シミュレーションによって描かれている. 一方向のウインドシアベクトルは東を示し (高度とともに, 西向きの風が増加する), ストームは南東から見る形となっている. 影の付いた面は,  $0.1 \text{ g/kg}$  の雲水を含む場を表すものである. ストームのシミュレーションは Rotunno and Klemp(1985) によって詳しく述べられている.

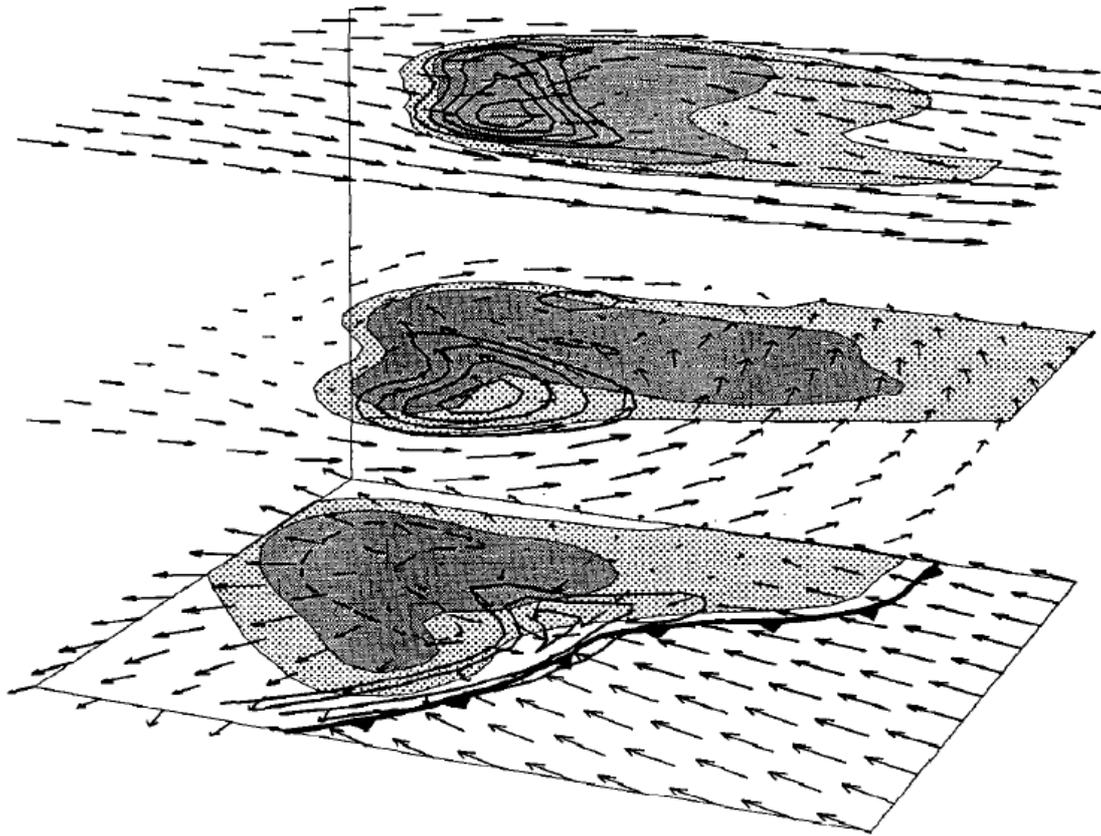


図 9: スーパーセル内の流れ. 数値シミュレーションによって予想されたスーパーセルストーム内での流れ構造の概形が, 図 8 に示されている. 図 9 は, その図 8 において示されたストームを地上から 0, 4, 8 km の高度において, 水平に切り取った区域が描かれている. 水平な流れのベクトルが 2 km ごとに描かれていて (2 つの格子点ごと), 隣り合うベクトルの距離は 25 m/s となっている. 鉛直速度  $w$  は, 5 m/s 間隔での等高線で示されている.  $w = 0$  の線は最下層以外では除かれている. また, 鉛直速度  $w$  は  $z = 0.25\text{km}$  で 1 m/s 大きい等高線を描くとする. 0.5, 2.0 g/kg ほどの激しい降水地域は, それぞれ異なる影をつけている. ギザギザの線は, 暖かい地表面の空気と冷たい下降流の空気との境界 (ガストフロント) を示す.

## 5.1 流れを妨害するものの類推

初期のストーム観測においてでも、研究者は環境に存在する強いウインドシアの抵抗のなかで、大きなストームの上昇流が立ち昇り続けると認識していた。それ故、環境風の多くがストームの周りでそれて、流れていく。それは、障害の後方に分裂が起きるような高レイノルズ数で断崖絶壁の障害を乗り越える流れに似た方法である (cf. Newton & Newton 1959, Newton 1963, 図 9 の  $z = 8\text{km}$  に示される流れ)。制御された室内実験によって、よく知られていることがある。シリンダーを通り過ぎていく流体では、前方のよどみ点の近くに高気圧を、後方の分岐する場所とシリンダーの側面に沿って低気圧を発生させることである。もしシリンダーが回転しているとしたら、平均風を横断する方向に圧力勾配 (揚力) が起こる。このことはマグナス効果<sup>9</sup> と呼ばれている (Prandtl & Tietjens 1934a). Byers(1942) と、それから遅れて Fujita & Grandoso(1968) は、この効果によって水平圧力勾配が生成された結果として、低気圧性に回転するストームが平均風の右側に逸れていくことを提案した。

ストーム全体の流体に関するより詳細な実験が、流れ妨害における大きな問題を明らかにした。上昇流によってストームのそれぞれの高度において、相当量の空気を取り込まれ、あるいは吐き出されている。上昇流が強いシアのある流体中に存在する時、ストームに相対的な流れの規模と方向は、高さによって大きく変わりうる。実際に下層では、ストームに相対的な流れは反対方向に変わる (図 2 下層の環境の流れ, 図 9 参照)。それはマグナス効果によって引き起こされるもので、ストームがおかしな方向へ運動する原因となっている。ストームの数値シミュレーションによって、Rotunno & Klemp(1982) は次のようなことを発見した。上昇流を横切る圧力勾配は、線形理論 ((16) 参照) によって示されているように<sup>10</sup>ストームに相対的な流れの方向と、というよりはそれぞれの高度でのシアベクトルの方向とよく一致するということである<sup>11</sup>。つまり上昇流は、側面に逸らしうるはっきりとした存在ではない。上昇流が下方から絶えず発生するとき、空気の塊が上昇するときに伴う水平な力は上昇流の伝播を推進するのに必要ではないということである。

流れ妨害における変化は、Newton & Newton(1959), Alberty(1969) によって提案されている。ストームの側面と風下における低い圧力 (流れ妨害の効果による) は、側面を持ち上げるような鉛直圧力勾配を引き起こし、伝播するようになると彼らは

<sup>9</sup>一様な流体中に置かれた回転する円柱 (シリンダー)、又は球が流体に対して垂直方向の力を受ける現象のことである。ここでは上昇流をシリンダーに見立て、受ける力を考える。平均風を横断する方向どちらかに揚力がかかる。それは上昇流が回転しているために、上昇流の両側面で平均風の密度が異なってくるためである。

<sup>10</sup> $S, w, \pi = p/\rho$  で決まるということ

<sup>11</sup>低気圧性に回転しているとすると、まず思いつくのはマグナス効果だが、実際にはもっと複雑な圧力場、速度場が必要であるということを示唆していると考えられる。

議論した。流れ妨害による圧力の寄与の議論は、上のように複雑な議論から生まれる。しかし Klemp(1987) は、伝播における鉛直圧力勾配の影響に注目している。

## 5.2 回転により引き起こされた伝播

Rotunno & Klemp(1985) は、スーパーセルストームの数値シミュレーションによる分析に基づいて、環境のウインドシアを横断するストームの伝播は、ストームの側面に沿って発展した中層の強い回転によって直接引き起こされると提案した。このメカニズムは、第 3 節で述べたようなストームが分裂するものと同じである。上昇流の側面における中層の強い回転が、局所的な圧力を弱める。そしてそのことにより、上向きの圧力傾度力が強まる。さらにそれにより今まであった上昇流に変わり、新しい上昇流が成長し始める。

伝播に影響するような要素は、鉛直成分の運動方程式 (6) の強制項をもう一度考察することによって評価される。Rotunno & Klemp はウインドシアを横断する上昇流の側面で、新しい上昇流の成長を引き起こすという (6) 式の強制項によって、鉛直圧力勾配が力学的に引き起こされることを発見した。上昇流内の浮力項は存在するけれども、ほぼ上昇流と一致した。ゆえに伝播には寄与しない。力学的な力の実体は、動的圧力  $\pi_{dn}$  で決定される (9) 式の項を考えることによって、より明らかにされる。彼らは、 $\pi_{dn} = \pi_s + \pi_e$  と定義することによって、流体シアの項 ( $\pi_s$ ) と流体引き伸ばしの項 ( $\pi_e$ ) による  $\pi_{dn}$  への寄与を計算した。そしてシアの項が、ストームの伝播に影響を与えるということを証明した。流体拡散の項は予想通り、上昇流の中心線に沿って影響を最も強く与えることが示された。

動的に強制されて作られた圧力勾配により注目するために、Rotunno & Klemp(1985) は、図 8, 9 に示されたストームのシミュレーションをもう一度計算したが、凝結によって雨が降らないようにすることを条件とした。このシミュレーションは、水蒸気を凝結させ、潜熱を放出させることによって達成された。しかし雨を降らせることを許可することはしなかった。物理的なこのシミュレーションの方法と言うのは、初期のストームから、鏡像関係のペアである中層の強い回転を示すストームへと分裂し、発達し、そして平均風内のシアを横断し、離れていくように伝播することを意味している。この時、下降流は大いに弱められ、ストームの下方に冷たい空気の流出は起こらない(本質的には、図 2 に示された下降流の余分な部分を取り除いたような循環)。このように、降水が原因で強められた下降流なしでさえ、伝播を促進するような力が作用し続ける。

上昇流とシアが引き起こす低圧力との関係は、図 10 に (東から見た) 3 次元的な

視点で示されている。低圧力  $\pi_s$  の領域では、圧力全成分<sup>12</sup> の位置や広さが密接に関わってくる。上昇流の南側面に新しく上昇する力が生まれ、そして南方向へとストーム全体の伝播が起こる。定性的な関係  $\nabla^2 \pi_s \sim -\pi_s$  を思い出すと、(9) の流体シアの項が負の場合、低圧力が起こると予測できるだろう。純回転の流体を表すこれらの項が負である一方、純粋なシアがある場合は正か 0 になる (Prandtl & Tietjens 1934b, p.82)。ゆえに Rotunno & Klemp は、圧力が下がるのは、流れ構造の回転成分に原因があると考えた。

この研究は次のことを提案している。それは、ガストフロントがスーパーセルストームの伝播に関して、以前から信じられていたよりもあまり重要ではない、ということである。ストームの下方において、たいていの強い上昇する力は冷たい下降流の流出と湿った暖かい流入との収束によって維持される (図9 において下層で交わっているのがはっきりとわかる)。Weaver & Nelson(1982) や他の研究者たちは、ガストフロントが生成する収束ラインに沿って新しく生まれる上昇流は、ストームの伝播を頻繁に支配する、と論述している。しかしながら、降水なし (そして下層のガストフロントがないこと) を条件としたこのシミュレーションでは、ウインドシアを横断するような伝播は、完全なシミュレーションと似たようなやり方でも起こる。この結果は、冷たい下降流の流出がスーパーセルストームの伝播に関する原因として、次点にくる可能性を示唆しているものであろう。

関連した研究としては、Weisman & Klemp(1984) が、スーパーセルストーム、スーパーセルでないストームにおける両方で、上昇流の強さ全体を表す (6) 式の動圧項と浮力項の寄与を計算した。上昇流の軌跡に沿ってこれらの項を積分することによって、Weisman & Klemp の二人は、動圧がスーパーセルストームでは激しい上昇流の約 60%、スーパーセルではないストームの激しい上昇流では約 35% しか寄与していなかったことを発見した。これらの結果は、力学的に引き起こされる鉛直圧力勾配がスーパーセルにおいて、左右から取って代わるように循環する上昇流を推進することに関して非常に重要であることを示している。

### 5.3 強制的に伝播する重力波

対流性のストーム内での上昇流は非常に不安定であるが、周囲の安定した環境で実際に擾乱を発生させる。Lindzen(1974) と Raymond(1975, 1976) は、対流性のストームの動きは、湿潤大気によって引き起こされる伝播性の重力波によって支配されると提案した。対流の加熱は、一般的に内部重力波の運動によって生じる雲底部分での持ち上げの効果と関連していることによってパラメータ化される。

<sup>12</sup> $\pi$  は圧力のように記述されているが、本来は  $p/\rho$  である。

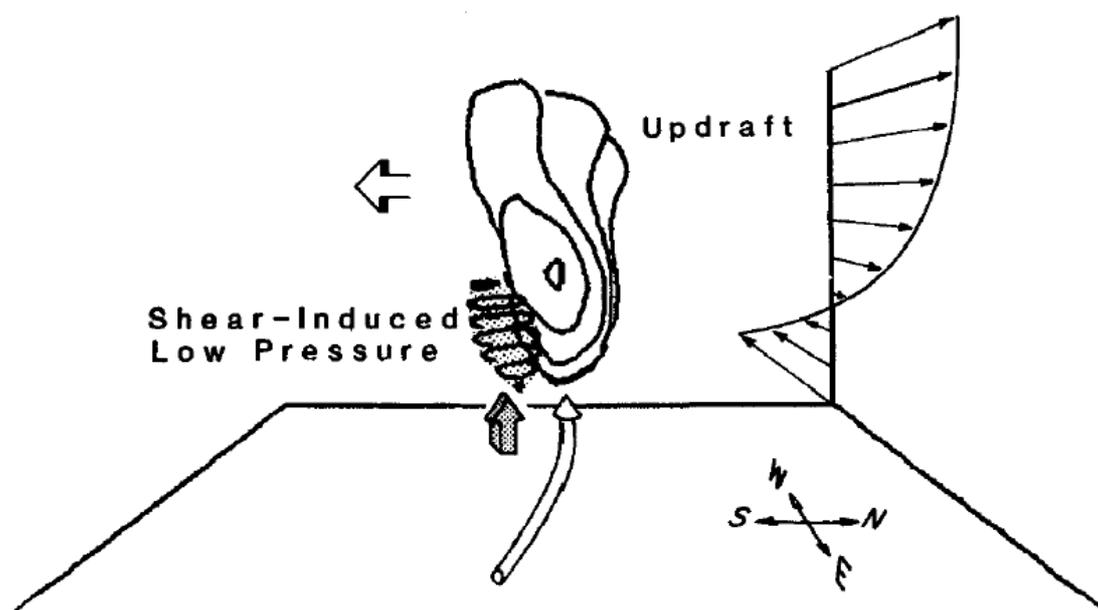


図 10: 上昇流とシアによって生まれる圧力. 一方向 (西から) のウインドシアのある環境場で, 降水のないシミュレーションをした時, シアの作る圧力偏差 ( $< -3.6$  mbar) と上昇流 ( $> 20$  m/s) を 3 次元における視点で描いた. 円筒状の矢印はストームに相対的な流入の方向を, 影の付いた矢印は回転によってもたらされた強制力を, 左上の開いた矢印は南方向にストームが伝播していることを示す. 図の地表面は  $20 \times 20$  km であり, 鉛直スケールは 2 倍に拡張されている. (Rotunno and Klemp 1985.)

そうして重力波と上昇流とで相互作用しあう, Lindzen(1974) によって *wave-CISK* (Conditional Instability of the Second Kind) と名付けられたある波のモードを選択的に成長させる不安定性を生み出す. このメカニズムは CISK の応用である. そしてそれは, 激しいストームを強化する際の小規模な対流の役割を説明するために, Charney & Eliassen(1964) と Ooyama(1964) によって紹介されている.

*wave-CISK* を適用する場合, 湿潤対流の系を表す非線形の適切な項を加えることによって, 線形波動方程式が解決される. この観点から説明するために, 平均密度の鉛直方向の変化は無視して非粘性の線形方程式を考える. 浮力  $B$  を使うと熱力学方程式は, 次のように書くことができる.

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} + \mathbf{V} \cdot \nabla_h \mathbf{B} + N^2 w = Q. \quad (18)$$

ここで  $N$  は浮力振動数 (またはプラント・バイサラ振動数と呼ばれる),  $Q$  は潜熱加熱項である. また潜熱加熱項は, 雲底と雲頂の間で, 非断熱加熱の平均勾配によって  $z = b$  での雲底を通り過ぎる鉛直質量フラックスで近似される (Raymond 1975, Lilly 1979).

$$Q = \begin{cases} N^2 b \frac{\partial w}{\partial z} \Big|_{z=0} & \frac{\partial w}{\partial z} \Big|_{z=0} > 0 \text{ のとき} \\ 0 & \text{それ以外のとき.} \end{cases} \quad (19)$$

(1), (2) を線形化した式と (18), そして  $w = \hat{w}(z) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - ct)]$  の形で表される擾乱を考えると, 強制項も含めた, テイラー・ゴールドスタイン方程式 (cf. Drazin & Reid 1981) は次のように表される.

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \left\{ \frac{N^2}{(c - V_k)^2} + \frac{1}{(c - V_k)} \frac{d^2 V_k}{dz^2} - k^2 \right\} \hat{w} = \frac{\epsilon \hat{Q}}{(c - V_k)^2}. \quad (20)$$

ここで  $\mathbf{k}$  は波数ベクトルの水平成分,  $c$  は位相速度,  $V_k = \mathbf{V} \cdot \mathbf{k} / k$  は  $\mathbf{k}$  方向の  $\mathbf{V}$  成分,  $k = |\mathbf{k}|$  である. 係数  $\epsilon$  は, (19) で表された  $Q \geq 0$  の条件でのフーリエモデルの中で生じる. そして Lindzen(1974) は  $\epsilon = 1/2$  と示した. (20) のフーリエ変換による固有モードを解決し, 伝播妨害の本質を特徴づける最も不安定なモードを求める.

Raymond(1975, 1976) は, いくつかのスーパーセルや分裂するストームに伴って観

測された風の断面に対してこの方程式を解決した。最も不安定なモードでの動きに対しての結果は, Raymond(1975, 1976) が  $\epsilon = 3/2$  の値を加熱することで多く見積もった場合に観測された伝播するストームと良く一致した。しかし分裂や伝播を発生させるために, wave-CISK モデルは環境のウインドシアベクトルの方向回転を必要とする。この方向回転の必要性は, 強い一方向のシア中でストームの分裂を常に発生させるような 3 次元での数値雲モデルの結果とは正反対である。運動量方程式の非線形項を無視することは, 強いシア中で発達するスーパーセルストームを考える時には重大な欠陥なのかもしれない。

Raymond(1983) はパラメータ化された質量フラックスを用いて, wave-CISK 方程式を再び書いた。そして, 上昇流と下降流の両方において遅れたフィードバックの影響<sup>13</sup> を考慮することによって, モデルの現実性を高めた。このモデルは,  $\epsilon = 1/2$  という, より理想的な値を使っている。そして中緯度と熱帯のスコールラインでのシミュレーションに対して, 観測値とよく一致する結果となった (Raymond 1984)。しかしながら 1987 年, この時 wave-CISK はスーパーセル伝播を説明するために実行可能な研究対象となっていた。

## 5.4 ヘリシティの最適化

Lilly(1986b) は, スーパーセルストームがヘリシティの循環を持つこと論証し, このヘリシティがスーパーセルストームの伝播と長寿命であることを促進していると提案した。ヘリシティ  $H$  は, 内部に生成する渦度と速度を用いて,  $H \equiv \omega \cdot \mathbf{v}$  と定義される。より有用な無次元パラメータである相対的ヘリシティ  $RH$  は, ヘリシティを正規化することで得られる。なお  $RH$  の数値は  $\pm 1$  になるように  $|\omega||\mathbf{v}|$  によって決められていく。Lilly(1986b) は当時, 安定した乱流の中でヘリシティの重要性を実証した研究を提示した。ヘリシティの大きな渦は, ヘリシティの小さな渦よりもゆっくりとストームを衰退させていくことがわかり。そしてそれ故に, 最終的にヘリシティの大きな渦が流れを支配するようになる。また Lilly(1986b) は, 大きいヘリシティは同様にスーパーセル内の乱流消失を妨げるかもしれないと提唱した。そしてその結果, ストームの寿命を伸ばすと考えた。このように, Lilly(1986b) はスーパーセルの発達に関して, スーパーセルストームはヘリシティを最適化した構造で自然に発達していくのだらうと提案した。

高いヘリシティでのスーパーセルを描くために, Lilly(1986b) は数値シミュレーションされたストームの最初から最後まで  $RH$  を計算した。そして高度約 10km 以下で,  $RH$  の平均値がおよそ 0.5 になることを示した。純粋なヘリシティの流れの例

<sup>13</sup>暖かい上昇流が凝結を起こすまで, タイムラグがあることを示していると思われる。

として, Lilly(1986b) は  $\omega = \kappa \mathbf{v}$  といったように, 渦度がどの場所でも速度に比例すると定義されるベルトラミ流を考えた.  $-\nabla^2 \mathbf{v} = \nabla \times \omega = \kappa \omega = \kappa \mathbf{v}$  なので, 比例定数  $\kappa$  は 3 次元での波数ベクトルの大きさ  $|\mathbf{k}|$  と等しい. もし, 平均流と動的な流れが両方ともヘリシティを持つならば, 合成された流れは, それぞれの流れに対するベルトラミ係数が同じ場合に限ってヘリシティを持つ. 一方向 (西から) のウインドシアに関して, Lilly(1986b) は, 平均流のベルトラミ方程式に擾乱成分として  $\kappa$  を加えることにより, ストームの伝播速度  $c_y$  を見積もった. その結果は次のようになっている.

$$\kappa^2 = 2 \left( \frac{\pi}{W} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{h} \right)^2 = \left( \frac{dU/dz}{-c_y} \right)^2. \quad (21)$$

ここで, 半波長  $h$  と  $W$  はそれぞれ, 上昇域の高度と幅に対応している. これより伝播スピードを求めると, 次のようになる.

$$c_y = \pm \gamma h dU/dz, \text{ ここで } \gamma = (1 + 2h^2/W^2)^{-1/2} \pi^{-1} \quad (22)$$

この式は理想的な状況から導き出され, ストームのスケールの知識が要求されるけれど, 定性的に一致する伝播スピードの数値が得られるだろう. 例えば,  $h = W = 10$  km,  $dU/dz = 0.005 \text{ s}^{-1}$  ( $5 \text{ ms}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ) とすると,  $c_y \simeq 9 \text{ ms}^{-1}$  が得られる.

スーパーセル雷雨の力学について, ヘリシティの役割は興味深い話である. 将来の研究によって確実にヘリシティの解析は進められるであろう. しかしながら, ヘリシティ最適化の概念を検証することは難しい. と言うのも, ストームの全範囲で (それぞれ異なるヘリシティとともに) 存在しうること, 安定したヘリシティの影響が最適な状況を作り出すことを示唆しているからである. 発達するストームの構造を実際に, そして数値シミュレーションで見ただけでは, この構造が最適かどうかを判断することは難しい. また, スーパーセルストームの散逸効果が最も小さくなることの重要性は, 将来的に研究されるべきだと感じられている. スーパーセルは, 浮力や圧力の効果両方によって断続的に力を受ける. そして, そういったストーム内における空気塊の滞留時間はストームの寿命よりも短い. それ故, ストームの散逸効果が最も小さくなるのが, ストームの動きに影響する重要な因子かどうかはまだはっきりとしていない.

## 6 竜巻発生期への移行

すべてのスーパーセルストームが竜巻を発生させるとは限らないが、地球上で最も激しい竜巻は、スーパーセルによって起こる。例えば、1971～1975年に行われたオクラホマでのストームのレーダー観測において Burgess(1976) はストーム内に強い渦があることを示した 37 個のストームのうち 62% のストームが竜巻を発生させたこと、一方、渦を持たないストームには起こらなかったことを報告した。

ストームが竜巻発生期へと移る時、ストーム全体の構造における大きな変化として、図 2b, 図 9 に描かれているようなほぼ安定した形態の崩壊が起こる。Lemon & Doswell(1979) は、竜巻発生期へ移行する間に常に観測されたストームの特徴に関する優れた記述を提供した。それらの特徴には、下層の渦の急速な強まり、上昇流の弱まり、上昇流の背後に小規模の下降流の形成、そして下層における、渦の中心の周りに冷たい流出と暖かい流入とで形成されるらせん状の流れを含んでいる。この下層の流れは図 11 に描かれている。激しい上昇流の後方の下降流（以後 RFD と呼ぶ）が存在し、その下降流は渦（2 つある円で囲まれた T のうち北側）の周りで低気圧性に回転するように進む。そしてそれは竜巻を形成させる場所になりうる。また、この流出が湿った流入に接近するような経路を進んでガストフロントが形成されるとき、新たな上昇流と渦の中心が竜巻の発生源となりうる（2 つある円で囲まれた T のうち南側）。同じタイミングで広がっていく下降流としての流出は、閉塞（オクルージョン）と呼ばれる新しくできた渦の中心に向かう暖かく湿った空気の供給を遮断する。その時、新しくできた弱い上昇流を引き起こすのである。

スーパーセルストームには、数時間にわたって維持される準定常構造が存在しているかもしれないが、図 11 で描かれているような竜巻発生期へ移行すると、およそ 10 分程度もストームの構造を維持できない可能性がある。Barnes(1978) と Lemon & Doswell(1979) はこの移行は、RFD によってもたらされているのではないかと提案した。つまり、RFD はストーム中層で形成され、地表へと下降していくが、その時、上昇流と下降流の間で強いシア (Barnes) や温度勾配 (Lemon & Doswell) が生まれることによって下層の渦が強まっていくのではないかという提案である。

当時行われた数値シミュレーション (Klemp & Rotunno 1983, Rotunno & Klemp 1985) や観測研究 (Brandes 1984a, b) では、事象を逆並びに示した。下層の渦が強まり、続いて RFD の形成が起こる、といったようにである。一定方向のシア中 (図 8, 図 9 のように) で、下層の渦が強まる時に発達するスーパーセルにおいて数値シミュレーションした流れを概略的に描いたものが図 12 である。(ただし、図 11 で示されているようなガストフロントを形成する前)

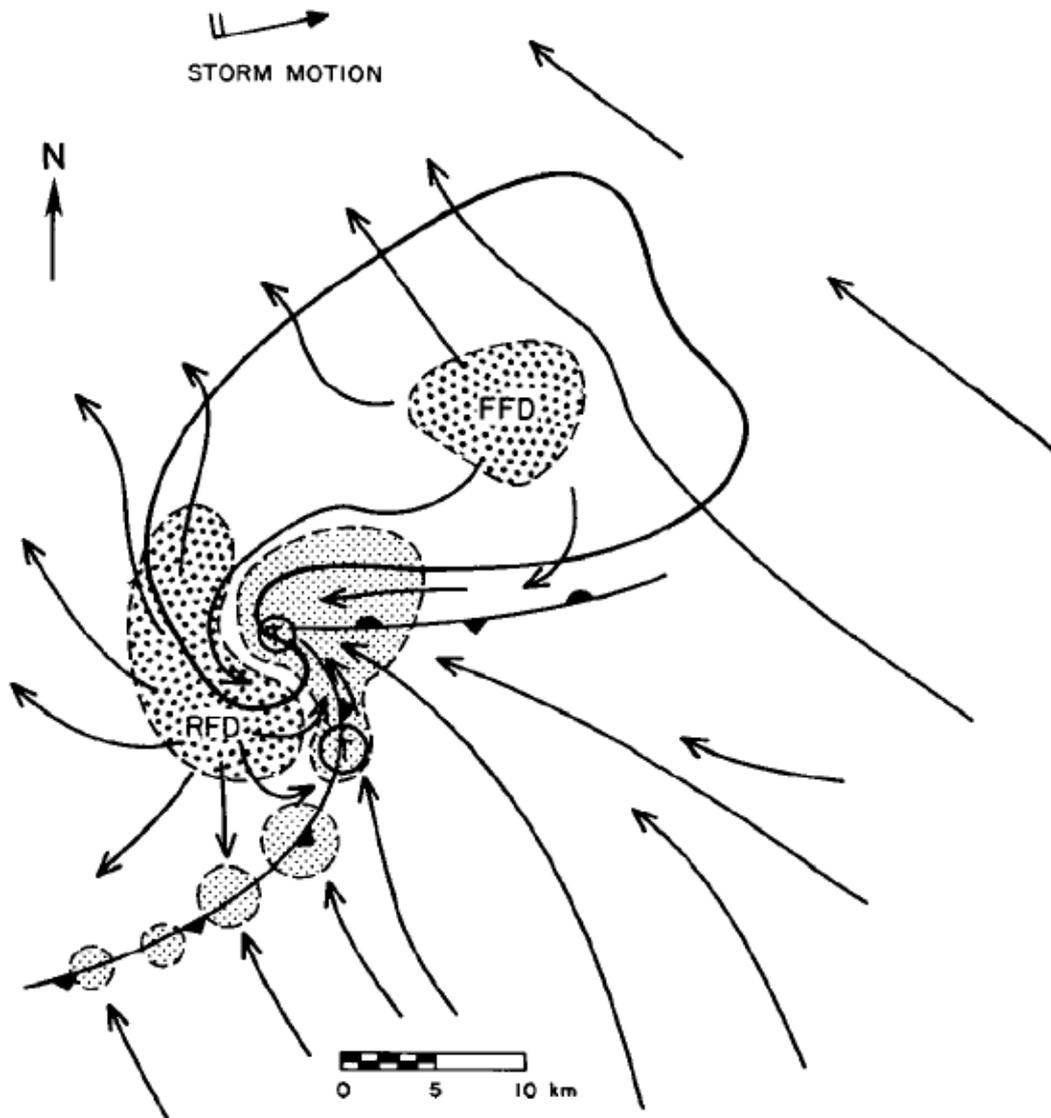


図 11: 竜巻を伴う雷雨の地表付近の平面図. 最も太い線で囲まれた部分は、レーダー反射波によって求められたストームである. ギザギザな線は暖気の流入と冷気の流出の境界であるガストフロントを表す. 下層での上昇流の位置は最も細かく点画されている方の区域であり、一方、ストーム前方の下降流 (FFD) と後方の下降流 (RFD) は粗く点画されている方の区域である. ストームに相対的な地表の流れは、竜巻の起こりうる位置とともに示されている. (Lemon & Doswell 1979, Davies-Jones 1985 参照)

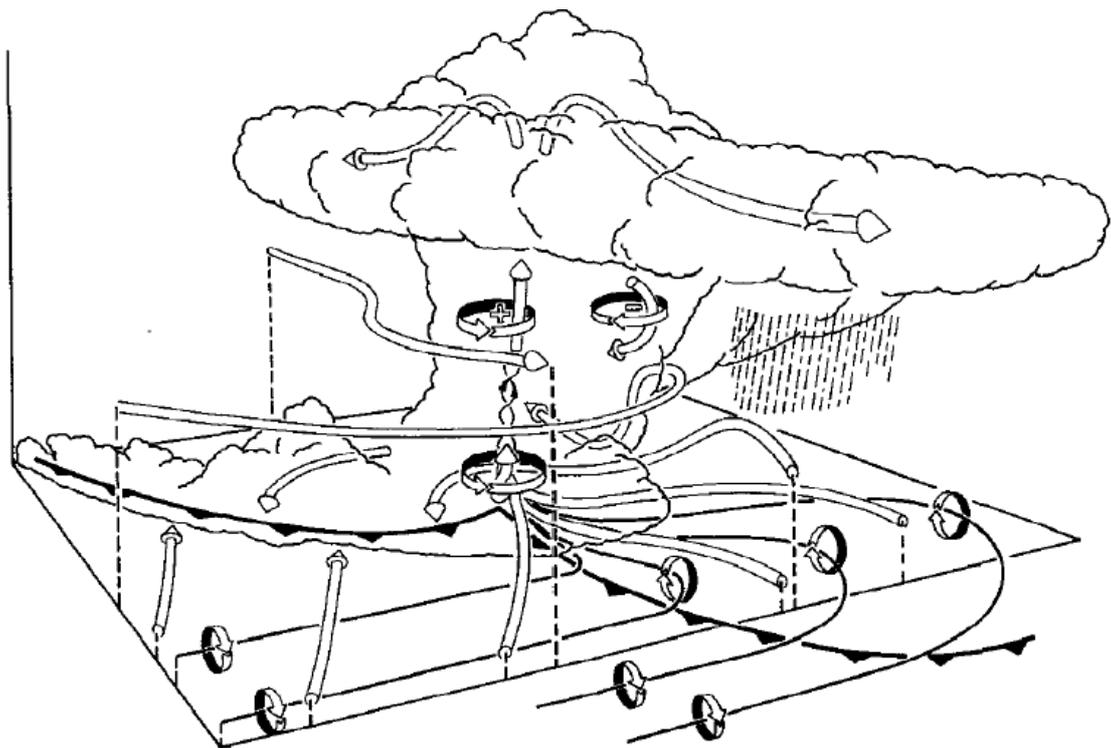


図 12: 下層の渦が強まる段階で数値シミュレーションしたスーパーセル雷雨が 3 次元的に描かれた概略図. 南東から見たストームは西からのウインドシアのある環境で発達する. 円筒状の矢印はストームを取り巻く流れを表している. 円状の矢印によって示された渦の方向とともに, 下層の渦線が実線によって示されている. 太いとげのついた線は, 下降流とストーム下方の冷たい空気との境界線である.

Klemp & Rotunno(1983) は、実際にこのガストフロントの収束を促進する RFD は、強い下層の渦が局所的に圧力を弱めたり、上空の大気を引き下ろしたりというように動的に引き起こされることを提案した。シミュレーションされた RFD が強まっていった時に、圧力場を分解することで Klemp & Rotunno(1983) は、流体シアの項  $\partial v/\partial x \cdot \partial u/\partial y$  が、実際に地表付近の鉛直圧力勾配全体にどのように関与しているかを検証した。前にも述べたように、純回転の場所では  $\partial v/\partial x \cdot \partial u/\partial y = -\frac{1}{4}\zeta^2$  を満たし、そしてそれ故、定性的に  $\pi \sim -\zeta^2$  を得る。増大していく  $\zeta$  が地表付近で最大になるとき、下向きの圧力勾配が生じる。そして次いで下降流を促進するのである。渦への影響を妨害することは様々な流体において認められ (Binnie & Hookings 1948), 渦パルプ効果と呼ばれている。Lemon et al. (1975) はストーム内で渦が強まっていくように、この効果がストームの崩壊に関与していくのかもしれないと提案した。

図 12 における下層の流れの拡大図が図 13a に描かれている。それには渦の引き起こす低圧力の位置が示されている。RFD が強まっていくにつれて、下降流としての流出が地表付近に広がり (図 13b に示されているように)、ガストフロントのより東側で収束し、新しい渦が起こり始める (図 11 で描かれている通り)。RFD は雲水を消散させ、収束するラインの後方にすぐ雲のない空間を作り出す。これは図 13b に示されている通りである。

数値シミュレーションで、下層の鉛直渦度の最大値は 1 時間以上、中層の最大値の半分にも満たないままであったが、10 分もしないうちに中層での最大値の 2 倍に強まることが示された。この下層の渦の急速な強まりには、どんな要因が関与しているのだろうか？ ストームのシミュレーションの分析によって、渦の強まりは傾圧によって促されることがはっきりと示された。その傾圧は、ストーム下方に形成される冷たい空気のある下層の境界にそって、強い水平渦度が発生することによって起こる (Klemp & Rotunno 1983, Rotunno & Klemp 1985)。この水平渦度は鉛直に立ちあげられ、上昇流によって強く引き伸ばされる。この状況がどのように起こるかを見るために、発達するストーム内において、低気圧性の渦を持つストームの北側全体で雨が降ることに注目した。上昇流の北や北東で降水が起こる時、蒸発することで周りの大気が冷える。時間とともに、冷えた空気団はストームに対する下層の流入の経路を次第に前方へと移動させる。図 9 に示されているような頃にはもう、一部の流入がこの冷たい空気団との境界にそって接近してきている。このように水平温度勾配は、流入する線にほとんど平行であるような水平渦度を傾圧的に発生させる。この過程は、平均的なシアが作り出す渦の大きさよりも数倍大きく、低気圧性に回転する渦度を鉛直に傾けるのにより都合のいい方向である水平渦度を発生させる。このメカニズムは、スーパーセルではないストームでたまに生成される竜巻にもまた関係しているかもしれない。もしもストームが、以前から存在する寒冷前線や他のストームからの流出境界に遭遇したら、強い水平渦度はストーム

内を通り、強まるかもしれない。

図 12, 図 13 に描かれた下層の渦線が、傾圧渦の発生メカニズムをさらに深く説明する。西からの環境のシアが存在する時、水平な渦線は、図 12 にストームの影響を受けない南東の地域で示されているように南北方向に置かれる。これらの渦線が下層の冷たい空気団を突き抜けていく時、その渦線はガストフロントの収束する中心に向かって回転し、上昇流内に入り込んでいく。この段階で、下層の上昇流は暖かい空気と冷たい空気の境界にそって存在し、立ち上る空気の暖かい流れと冷たい流れが合わさっていく。ストーム後方の下降流 (RFD) が激しくなる時、この傾圧発生は図 13b のガストフロントに沿って東側に形成される第二の渦の急速な強まりを促進する。初めからある上昇流は暖かい流入を遮断され、弱くなり始めるが、新たな上昇流は強くなり続ける。強い渦は、地表に広がるような、渦に入り込んでいく上昇流を遮断するような、そしてさらに東側に新たな渦を作り出すような新しい下降流を引き起こすだろう (図 13a で描かれた渦の東側に新たな渦が発生する様子を描いたものが図 13b であり、このような新たな渦の生成が繰り返されるといふこと)。次々に生まれる竜巻と同時に起こるといふような現象は、竜巻を伴うストームにおいて珍しいことではない (Burgess et al. 1982)。

当時の最新の解析技術によって、ドップラーレーダー観測から得られた立体的な風の環境場における浮力場や圧力場を計算することができるようになった (cf. Gal-Chen 1978, Hane & Scott 1978)。個々の計算方法は異なるが、レーダーのデータから得られた運動学的な項をすべて見積もった後、運動量の式と連続の式 (1) - (2) から圧力場や浮力場をすべて計算できる。これらの熱力学を使った手法は、対流ストームにおける研究が飛躍的に進歩していく可能性、モデルと観測の間の大局的な相互比較を提供するものである。竜巻を伴うストームの研究において、これらの解析技術はすでに使われている (Pasken & Lin 1982, Lin & Pasken 1982, Brandes 1984a)。

Brandes(1984a) は二つのストームにおける竜巻発生期への移行を調査するため、得られた熱力学のデータを使った。それによって下層の激しい渦が、ストーム後方の下降流 (RFD) を促進する低圧力の場所と同じ場所にできることもわかった。しかし、得られる浮力場は一つのストームの傾圧渦度の発生概念を説明した一方で、他の概念は説明できなかった。Brandes(1984b) は、下層の上昇流が渦線を鉛直に引き延ばすことが、渦度を強めるより重要な要因であるかもしれないと提案した。この引き伸ばしは傾圧のメカニズムと同様、確かに鉛直渦度の回転に重要な役割を果たしている。より簡単な疑問として、何が突然渦を強め始める過程を引き起こしているのだろうか、ということがある。Klemp(1987) では熱力学の変化を考えた手法が特に、地表付近のストームの構造に非常に敏感であるから、そしてそのことが運動学的、熱力学的な場に強い勾配を生み出すと考えている。ただ、レーダーからの

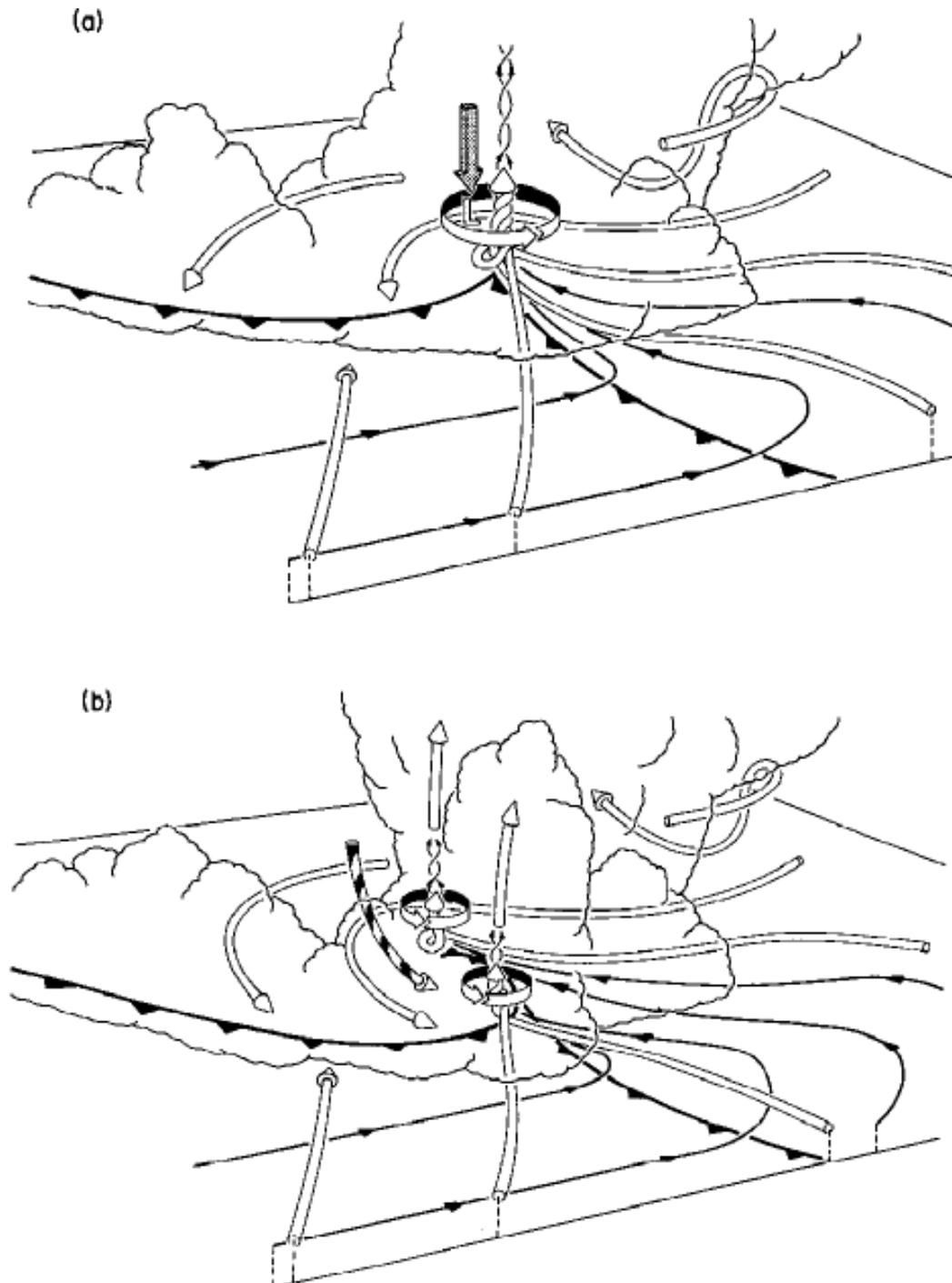


図 13: (a) は, 図 12 を拡大した図. (b) は, ストーム後方の下降流 (RFD) が強まってから約 10 分後の図. いずれも南東から眺める形となっている. 特徴は, 渦線に描かれた方向ベクトルの矢印を除いて図 12 と同じである. (a) で影の付いた矢印は渦を引き起こす鉛直圧力勾配を表す. (b) の縞模様の矢印はストーム後方の下降流 (RFD) を示す.

データがまだまだ不足しているので断定はできない。彼は将来、これらの問いに答えるような研究が必ず行われるだろうと言っている。

## 7 最後に

雷雨の研究における進歩が、スーパーセル内の強い渦がこれらの特殊な特徴を支配する要因であることを明確に記述できるようになってきた。この渦は環境のウインドシア内に存在する水平渦からもたらされるものであり、その水平渦はストームを通して、そして鉛直軸の方向に傾けられる。中層で上昇流の側面に作られる強い渦は、ストームの分裂と伝播を促進する。この渦は、降水による下降流が立ち上がり続ける上昇流と相殺し合うというよりもむしろ、支え合うような準定常構造を長時間保つことにも寄与している。蒸発によって冷却された空気がストームへ流入する流れに乗って動くときに、冷たい空気との境界に沿うように存在する水平渦度の傾圧が発生することによって下層の渦が強まっていく。またその下層の渦は、竜巻発生期のストームへと移行させる引き金にもなりうる。

未解決のままである重要な疑問が残っている。それはストーム全体の構造で竜巻を伴う渦はどのように存在するか、ということである。竜巻それ自身はほぼ軸対象に存在している一方で、(暖かい上昇流と冷たい下降流との境界に沿ってできる) 竜巻周辺のストーム構造は非対称である。数値シミュレーションによるモデルと観測の両方でも、この問題は竜巻とその竜巻をもたらすストームの水平スケールの大きさがおよそ2桁違うことで複雑になっている。将来の研究では、高分解能のレーダーやより高性能なスーパーコンピュータが、この未解決問題の解明へ向けて間違いなく寄与してくるだろう。

これまで、竜巻を伴う雷雨の研究は、促進する環境の状態と、竜巻が今にも起こりそうな強い状態を示すほど発達したストーム内の目立った特徴を正確に理解することで進められてきた。しかしながら、初期のストームの発達や、ストームとより大きなスケールの環境との相互作用と言ったような他の要因によって、竜巻の位置や正確な時間を予測することは非常に困難となっている。今後、これらの場所での研究が、この問題の本質的な解明のためには必要不可欠であろう。

## 第3章 まとめ

Klemp(1987) についてまとめる.

スーパーセルの大きな特徴であるストーム内部の渦は、鉛直シアのある環境で作られる。渦管が水平に並び、積乱雲に入ると上昇流によって持ち上げられ、鉛直近くまで立ち上がる。すると反時計回りの渦と時計回りの渦の 2 つができる。これがスーパーセルを特徴づけるストーム内の渦だと言える。やがて渦の作りだす圧力勾配によって上昇流はその側面に沿って分かれ、そしてもともと上昇流があった場所に降水が起きる。すると渦管は下向きの力を受けて押し下げられ、2 つに分かれた上昇流が 2 つの渦のペアを作る。もともと上昇流があった場所に雨が降り、1 つのセルが 2 つに分かれていく。これがストームの分裂である。

その渦の回転方向であるが、高度が増すにつれて鉛直シアが時計回りに回る時、上昇流と鉛直シアの相互作用によって生ずる圧力傾度により、反時計回りの回転を持つ。またシアが反時計回りに回る時は時計回りの回転を持つようになるが、自然界ではそう多くは見られない。その後、低気圧性の回転を持つ SR ストームは平均風の右側に、SL ストームは左側に伝播する。この伝播を起こすメカニズムについて多くの研究者たちがアプローチしているが、未だ謎のままである。

竜巻発生期においては、安定した構造が崩壊し、下層の渦強化、上昇流の弱まり、下降流 (RFD) 形成、といった特徴を持つ。Klemp(1987) において記述された重要な疑問、つまりストーム全体の構造において竜巻を伴う渦度源がどのように存在するか、ということであるが、これは今もなお解明されていない (新野 2007)。竜巻の発生に重要な下層の渦度源は、鉛直シアに伴う水平渦度の立ち上がりはもちろん、それに加えて、冷気の流出と暖気の流入による温度差によって傾圧的に作られる水平渦度の立ち上がりも重要だと考えられている。これら二つの渦度源によって、竜巻は発生すると考えられているが、竜巻が必ず発生するとは限らない。そのため、他にも竜巻を発生させる条件があるのではないかと考えられている。私は、より高性能なドップラーレーダーや、数値シミュレーションの開発が行われることによって、またそれらを使った研究によって、竜巻発生之谜を解明できる日がくると信じている。

## 謝辞

この論文を作成するにあたり、惑星物理学研究室の石渡正樹准助教、小高正嗣助教には、本研究において厚く御指導をしていただきました。また論文の校正にも幅広い御指導をしていただき、深く感謝いたします。惑星物理学研究室の山下達也氏には、気象学の基礎勉強の御指導や、著者の疑問点に対して丁寧に教えてくださいました。惑星物理学研究室の徳永義哉氏は論文の校正や多くの質問に答えてくださいました。惑星物理学研究室の皆様には多くの助言や励ましのお言葉を頂きました。御協力いただいた皆様に心より感謝申し上げます。

## 参考文献

- Joseph B. Klemp (1987); Dynamics of Tornadic Thunderstorms, *Ann.Rev.FluidMech.*, **19**, 369-402
- Browning, K. A. (1964); Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds, *J.Atoms.Sci.*, **21**, 634-639
- Rotunno, R. (1981); On the evolution of thunderstorm rotation, *Mon.WeatherRev.*, **109**, 171-180
- Raymond, D. J. (1983); Wave-CISK in mass flux form, *J.Atoms.Sci.*, **44**, 2561-2572
- 新野 宏, 2007; 竜巻, *天気.*, **54**, 933-936
- 気象学会, 2004: 気象科学事典, 東京書籍株式会社.
- 小倉義満, 2004: メソ気象の基礎理論 第3版, 東京大学出版会. 215p
- 小倉義満, 1999: 一般気象学 第2版, 東京大学出版会.
- 小倉義満, 1978: 気象力学通論, 東京大学出版会. 249p