

第5章 降雪雲の気流構造 (デュアルドップラーレーダ観測)

5.1 デュアルドップラーレーダデータ解析法*

降雪雲内の3次元的气流構造や降雪強度を観測するために、複数のX-band(波長3cm)ドップラーレーダを山形県から秋田県にかけての日本海沿岸に設置し、主として山形県沖の飛島付近の海上に出現する降雪雲を対象にして観測を行った。2台のレーダの距離は約37kmである。また、デュアルドップラーレーダ観測では、風を算出するための1回の3次元走査(volume scan)を7~8分間隔で行った。

降雪雲内の3次元的气流構造を求めるための2台のデュアルドップラーレーダ観測は、降水系内の気流を算出するために広く用いられており、その基本的な解析方法についてはRay *et al.* (1980) やChong and Testud (1983), 気象研究所技術報告第19号(1986)などで解説されている。風速の3成分は、2台のレーダで観測された動径速度と非弾性の連続の式とを組み合わせることによって算出する。鉛直流は、水平発散を鉛直上方または下方に積分することによって求める。なお、このようにして算出される鉛直流に含まれる誤差に関しては上述のRay *et al.* (1980) やChong and Testud (1983) を参照されたい。

デュアルドップラーレーダ解析のプログラムは、台風研究部第3研究室(現在、第2研究室)で開発されたものを参考にして、夏季の対流雲に比べて比較的空間規模の小さい日本海上の降雪雲についても良質な気流構造が求められるように改良や開発を行った。質のよい風場を算出することは、雲内の運動量の鉛直輸送を解析したり、リトリーバルという手法を用いて雲内の力学・熱力学的な場を推定したりするためには必須であるからである。主な改良点や新たに開発したものは、下記のとおりである。

5.1.1 共通座標系へのデータの内挿法

風場を算出するためには、折り返し補正済み(質の悪いデータの除去を含む)のドップラー速度データを2台のレーダに共通のCartesian座標系の格子点上へ内挿することがまず必要である。生のドップラー速度にはランダムな誤差が含まれているので、この誤差分散を減少させるために内挿のときに「平滑化」

が行われる。このことは、連続の式を用いる以上、必須である。この平滑化を、Ray *et al.* (1980) と同様に格子点を中心とする体積(影響体積)を考へて、その体積内に含まれるデータに中心からの距離に応じて重み(Cressman型の重み関数)をつけて平均値を求めるように改良した。また、影響体積の形状として球のほか回転楕円体も使用できるようにした。このような形状の影響体積は、鉛直方向への過度の平滑化をすることなく、水平方向のデータを比較的多く用いて内挿するのに適している。多仰角PPI観測データに基づくデュアルドップラーレーダ解析においては、このような内挿法によって空間規模が数km以上の現象について、風場がゆがむことなく再現されることが示されている(Yamada, 1998)。

台風研究部で開発されてきた従来の解析方法では、共通座標系は、一方のレーダを原点として、 x 軸と y 軸が、それぞれ、東西、南北方向を向くようにとり、 z 軸を鉛直上方に設定していた。これを、共通座標系(直交座標系)の x 軸、 y 軸の向きや、水平・鉛直方向の分解能は任意に設定できるように変更している。たとえば、coplanモードのように水平面上で一方のレーダを原点として、2台のレーダを結ぶ線(基線)を y 軸にとり、それに直交するように x 軸をとるようにすることもできる。この座標系は、次に述べる鉛直流の補正を行うときに都合がよい。なぜならば、この補正に必要な地面上における水平発散の誤差分散を、基線に平行・直交する方向の水平風速成分に含まれる誤差分散から見積もっているためである。さらに、解析では、地球に固定された座標系、あるいは対象とする降雪雲とともに移動する座標系、いずれかを選択することが可能である。後者は、リトリーバル等の解析に好都合である。

5.1.2 変分法に基づく鉛直流の補正法の導入

すでに述べたように、デュアルドップラーレーダ解析では、鉛直流は非弾性の連続の式を積分することによって計算される。このときの境界条件として最も自然なものは、地表面で鉛直流がゼロと仮定することである。しかし、大気の密度が上空ほど小さくなるの

* 山田芳則：物理気象研究部(現 予報部数値予報課)

で、積分の過程で水平発散場に含まれる誤差が増加していく傾向がある。このため、上空で「不自然な」大きさの鉛直流が現れることがある。このような鉛直流に含まれる誤差を軽減するための一つの方法として、連続の式をエコー頂から鉛直下方に積分することも可能である。ただし、このためには、雲頂に相当するような、反射強度の非常に弱い領域までも風場が求められている必要がある。しかし、実際に風場を解析してみると、反射強度が 10~15 dBZ 以上の領域で、良質な風場が求められている (Yamada *et al.*, 1994; Yamada *et al.*, 1996; Yamada *et al.*, 1997)。このため、鉛直下方に積分することによって鉛直流を計算することは行わなかった。もっとも、複雑な地形上以外では、地表面で鉛直流の大きさを 0 m s^{-1} と仮定して鉛直上方に連続の式を積分することは自然なことである。

比較的高度の高い所に現れる「不自然な」鉛直流を補正し、精度のよい風場を算出するために、Chong and Testud (1983) によって coplan モード用に開発された "Floating Boundary Condition" を導入した。この方法の基本的な考え方は、地表面上の鉛直流の大きさは一定値をとるのではなく、平均値 0 のまわりに分散をもっていると考えて、全領域で鉛直流の水平方向の空間微分の大きさが最小となるように地表面での鉛直流を決定するものである。ただし、このときの束縛条件は、計算された地表面での鉛直流の分散があらかじめ決められた値に等しくなるようにするということであるので、この分散を例えば数値計算等によって見積もっておく必要がある。この方法の大きな利点のひとつには、雲頂高度付近まで風場が求められていなくても補正が可能であるという点である。すでに述べたように、良質な風場が求まるのは反射強度が少なくとも 10~15 dBZ の領域であるので、このような反射強度をもつエコー頂高度を雲頂高度とは見なしがたい。また、レーダの仰角によっては、雲頂付近の高度まで観測できないこともある。Floating Boundary Condition を用いるために、coplan モードとは異なる、多仰角 PPI 走査法の観測について必要なパラメーターを計算した (Yamada, 1998)。もちろん、この "Floating Boundary Condition" の方法以外にも、変分原理に基づく補正方法は存在する (Ray *et al.*, 1980)。ただし、彼らの方法では、鉛直上方 (雲頂高度付近) での上昇流の大きさを与える必要があるため、この場合には雲頂

高度付近まで風場が算出されている必要がある。日本海上の降雪雲の場合には、雲頂高度が高々約 4 km 程度であり、このような補正を行う必要がある場合は少ない。むしろ、次の項目で述べるように、折り返し補正や質の悪い速度データを除去することの方が大切である。

5.1.3 ドップラー速度折り返し補正法の改良と開発

パルス型の電波を用いてドップラー速度を測定するシステムでは、パルス繰り返し周波数で規定されるナイキスト速度を超える速度の値は折り返して観測される。このため、解析の前には、すべての速度データに正しいナイキスト数を割り当てる必要がある。これを折り返し補正という。これまでに、さまざまな折り返し法が開発されてきており、簡単なアルゴリズムから複雑なものまでさまざまである (e.g., Ray and Ziegler, 1977; Hennington, 1981; Aoyagi, 1983; Miller and Mohr, 1983; Bergen and Albers, 1988; Albers, 1989; Desrochers, 1989; Eilts and Smith, 1990; Zawadzki and Desrochers, 1991; Jing and Wiener, 1993)。折り返して観測されたデータとは別に、生のドップラー速度データには、反射強度や分散のしきい値を用いては除去できないような、誤差の大きなデータも含まれているので、折り返し補正の過程では、このようなデータを除去することが非常に大切である。このような誤差の大きな速度データは一見してそれと認識できるものではないが、多くの折り返しアルゴリズムでは、これらを除去するような方法が取り込まれている。的確な折り返し補正と誤差を比較的多く含んだ速度とを除去することが、良質な風場を算出するためにきわめて重要である。どの折り返し補正法にも適用できる範囲があり、このため実際には複数の方法を準備することが必要であるとともに、新しい方法を常に開発していくことも大切である。現在、2つの折り返し補正法を用いており、ひとつは、Hennington (1981) の方法に連続性の点検を組み込んだもの、もう一つは新たに開発した Yamada and Chong (1999) によるものである。後者の方法は、速度データの連続性と VAD 解析 (Browning and Wexler, 1968) に基づいており、折り返し補正法のアルゴリズムの中で風速場の情報を必要としないことが大きな利点のひとつである。実際、風速場が複雑と考えられる山岳地域での降雪雲のレーダ観測の解析に

においてもこのアルゴリズムは良好に動作している。

以上のような改良を行った結果、降雪雲内の三次元的な風場が精度よく求められるようになった。

参考文献

- 気象研究所, 1986: ドップラーレーダによる気象・海象の研究, pp243.
- Albers, S. C., 1989: Two-dimensional velocity de-aliasing in highly sheared environments. Preprints 24th Conf. on Radar Meteorology, Tallahassee, Fla., Amer. Meteor. Soc., 411-414.
- Aoyagi, J., 1983: Wind measurements by a Doppler radar. Preprints 21st Conf. on Radar Meteorology, Edmonton, Canada, Amer. Meteor. Soc., 536-541.
- Bergen, W. R. and S. C. Albers, 1988: Two- and three-dimensional de-aliasing of Doppler radar velocities. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **5**, 305-319.
- Browning, K. A. and R. Wexler, 1968: The determination of kinematic properties of a wind field using Doppler radar. *J. Appl. Meteor.*, **7**, 105-113.
- Chong, M., and J. Testud, 1983: Three-dimensional wind field analysis from dual-Doppler radar data. Part III: The boundary condition: An optimum determination based on a variational concept. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1227-1241.
- Desrochers, P. R., 1989: A reliable method for real-time velocity unfolding. Preprints 24th Conf. on Radar Meteorology, Tallahassee, Fla., Amer. Meteor. Soc., 415-418.
- Eilts, M. D. and S. D. Smith, 1990: Efficient dealiasing of Doppler velocities using local environment constraints. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **7**, 118-128.
- Hennington, L., 1981: Reducing the effects of Doppler radar ambiguities. *J. Appl. Meteor.*, **20**, 1543-1546.
- Jing, Z. and G. Wiener, 1993: Two-dimensional dealiasing of Doppler velocities. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **10**, 798-808.
- Miller, L. J. and C. G. Mohr, 1983: The simple rectification to cartesian space of folded velocities from Doppler radar sampling. Preprints 21st Conf. on Radar Meteorology, Edmonton, Canada, Amer. Meteor. Soc., 565-568.
- Ray, P. S. and C. Ziegler, 1977: De-aliasing first moment Doppler estimates. *J. Appl. Meteor.*, **16**, 563-565.
- , C. L. Ziegler, W. Bumgarner and R. J. Serafin, 1980: Single- and multiple-Doppler radar observations of tornadic storms. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1607-1625.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observations. - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.
- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, Y. Fujiyoshi, and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III. Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.
- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1997: Mesoscale structure of longitudinal-type snow bands over the Sea of Japan, *Preprints of the 28th Conference on Radar Meteorology*, Austin, 479-480.
- , 1998: Numerical estimation of error variance in horizontal divergence for the adjustment of vertical winds derived from conical-scan-based dual Doppler radar data based on the "Floating Boundary Condition" concept. *Par. Meteor. Geoph.*, **42**, 49-65.
- , and M. Chong, 1999: VAD-based determination of the Nyquist interval number of Doppler velocity aliasing without wind information. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 447-457.
- Zawadzki, I. and C. Desrochers, 1991: A method for real time de-aliasing of very noisy clear air Doppler data. Preprints 25th Conf. on Radar Meteorology, Paris, France, Amer. Meteor. Soc., 879-881.

5.2 バンドの走向と混合層内の平均風向や鉛直シアとの関係*

5.2.1 はじめに

この節では、バンドの走向と混合層内の平均風向、及び、バンドの走向と鉛直シア、さらにL型バンド状降雪雲内の循環と鉛直シアとの関係について述べる。なお、風速増加域内 (Yamada *et al.*, 1996) に出現したバンドは解析から除いた。解析したバンド出現時のCAPE (Convective Available Potential Energy) は、 ~ 0 から 50 J kg^{-1} と小さな値である。

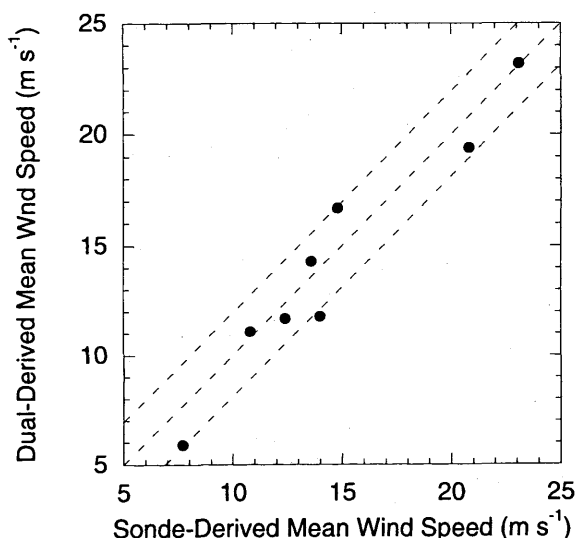
解析に用いたデータは、2台のXバンドのドップラーレーダのデータ (PPI あるいは、デュアルドップラーレーダ解析データ)、飛島と秋田でのゾンデデータである。また、1993年では、第4年目まで飛島で行われていたゾンデ観測に替わる航空機観測データも用いた (使用した航空機はWyoming大学のKing Air)。デュアルドップラーレーダ解析方法については、すでに5.1で解説した。

バンドの走向は、気象研あるいは防災科研レーダの低仰角 (仰角が 4° 以下) のPPIデータからもとめた。これらのPPIデータは、ゾンデや航空機による観測時間の前後 ± 1 時間10分以内 (典型的な時間差は1時間以内) のものである。混合層内の平均風向を計算する場合、秋田の高層データで風のデータしか存在しない場合には、700hPa高度までの風を平均して混合層内の平均風と見なした。東北地方の日本海沿岸における混合層の代表的な厚さは約3kmであるので、このようにして求めても差し支えないと考える。

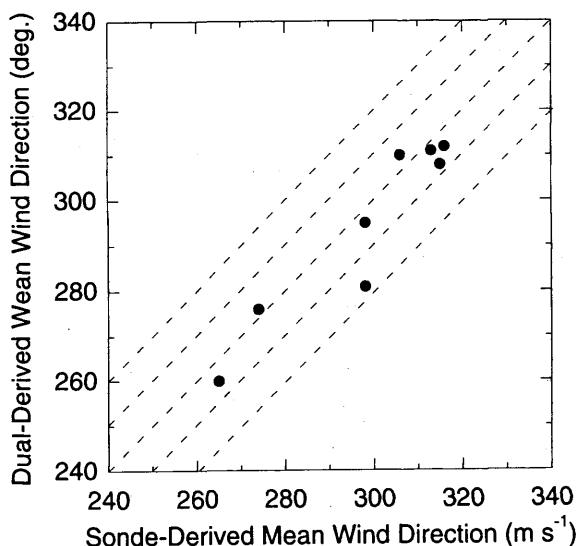
5.2.2 デュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測による、風と鉛直シアの相互比較

デュアルドップラーレーダ観測から得られる風の場合は降雪域のものであり、したがって、いわゆる一般場のそれとは異なることが考えられる。ここでは、ゾンデや飛行機観測で得られた混合層内の平均風向と風速、ならびに鉛直シアをデュアルドップラーレーダ解析から算出されたものと比較を行った。これら相互比較の目的は、デュアルドップラーレーダ解析から得られた水平風を用いて計算した鉛直シアを、ゾンデの水平風から求めた値のかわりに用いることができるということを示すためである。

まず、混合層内の平均風向と平均風速とを比較した。ゾンデ観測とデュアルドップラーレーダ観測の時間差は ± 90 分 (8例のうち7例は、ゾンデ観測とデュアル観測・飛行機観測との時間差が1時間以内である) であり、時間的に連続する2~5個のデュアル解析データを用いて、各高度ごとに風速の時間・空間平均値を算出した。3次元的な水平風の算出は、対象とするエコーとともに移動する座標系内で行った。レーダで観測された水平風は、ゾンデで観測された混合層高度より



第 5.2.1 a 図 混合層内の平均風向について、ゾンデ観測とレーダ観測との相互比較。ゾンデ観測には、飛行機観測のデータを含む。

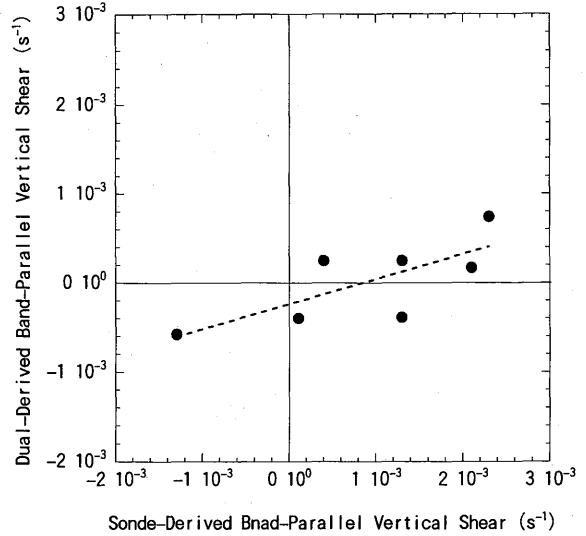


第 5.2.1 b 図 第 5.2.1 a 図と同じ。ただし、混合層内の平均風速について。

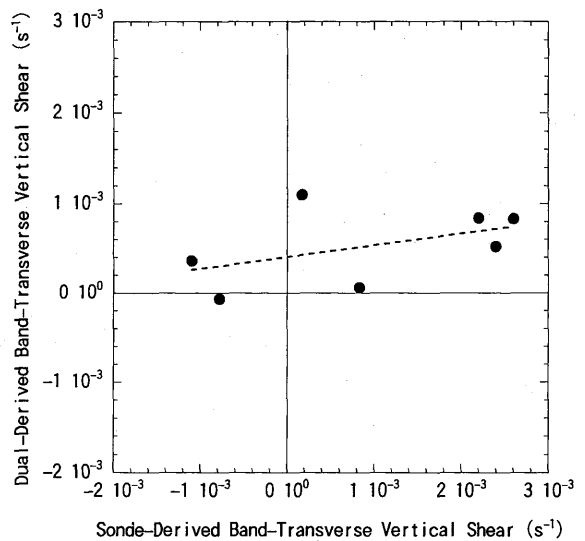
* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)

も平均して数百 m 低い高度まで求められている。この平均水平風とゾンデあるいは航空機による混合層内の平均平均風とを比較すると、風向・風速ともによく合っており、風向の差は約 10° 以内、風速は約 2 m s^{-1} 以内におさまる(第 5.2.1 図)。わずかに、一例だけが約 20° の差であった。したがって、デュアルドップラーレーダ解析から得られた風の場合が降雪域から算出されたものとはいえ、ゾンデで観測された風の場合と大きく異なっているとは考えられないことを示唆している。

次に、鉛直シアの相互比較である。鉛直シアは、デュアルドップラーレーダ解析から算出された各高度での時間的・空間的に平均した水平風を用いてもとめた。鉛直シアをこのようにして算出した理由は 2 つある。第 1 に、ゾンデによる観測値は軌跡上の局所的な風の場合を反映しやすいため、第 2 に、観測期間中ではデュアルドップラーレーダ観測と飛行機観測あるいはゾンデ観測が同期して行われた回数は比較的少ないからである。したがって、鉛直シアとバンド内の循環との関連を論じるときには、デュアルドップラーレーダ解析に基づく鉛直シアをゾンデデータの代わりに用いることができれば好都合である。鉛直シアについては、下層の 1 高度と上層の 1 高度を選んで、これらの平均風ベクトルの差から求めた。下層の高度は、最下層の CAPPI 高度が 0.3 km 、 0.5 km の時には、それぞれ、高度 0.6 km 、 0.5 km とした。一方、上層の高度は、風のデータが比較的多数存在する CAPPI 高度とした。この上層の高度は、反射強度が $10 \sim 16 \text{ dBZ}$ のしきい値で決まるエコー頂高度よりも $\sim 1 \text{ km}$ 低い高度であり、それぞれの降雪雲によって異なる。このようにして求められた鉛直シアは、バンド内の平均的な鉛直シアと考えることができる。すでに示した混合層内の平均風と風速と同様に、デュアル観測とゾンデ観測の時間差が小さく(1 時間 30 分以内)、デュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測から得られた鉛直シアを比較することのできるデータが数個存在する。ゾンデ観測による鉛直シアは、レーダデータから鉛直シアを算出するのに用いた 2 つの高度差の水平風の鉛直シアとして求めた。これらのデータを用いて、2 つの方法で算出された鉛直シアを比較すると、鉛直シアの大きさやバンドの走行に平行・直交する方向の鉛直シアとも、よい対応があることがわかる(第 5.2.2 図)。ただし、レーダから求められた鉛直シアはゾンデによるものに比べて



第 5.2.2 a 図 バンドの走向に平行な方向の鉛直シアについて、ゾンデ観測とレーダ観測との比較。飛行機観測データは除いた。



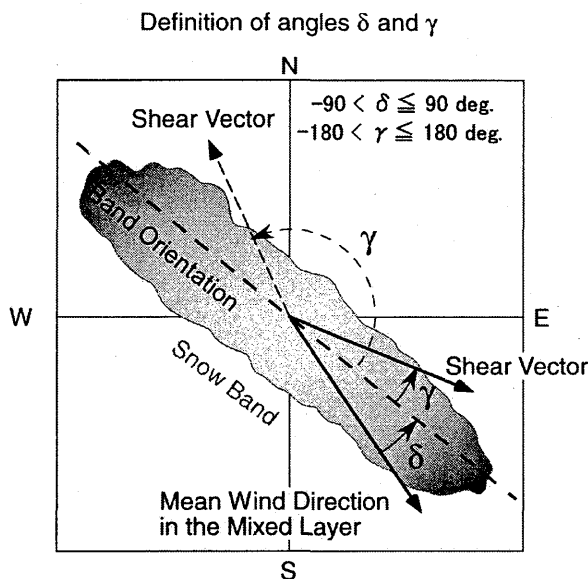
第 5.2.2 b 図 第 5.2.2 a 図と同じ。ただし、バンドの走向に直交する鉛直シアについて。

いずれも小さい。これは、レーダによる鉛直シアが、時間的・空間的に平均化された水平風に基づいているためであろう。

以上のように、鉛直シアについて、ゾンデ観測・デュアルドップラーレーダ解析いずれの方法で算出されても、ほぼ同じ傾向を示すことがわかった。したがって、ゾンデ観測に基づく鉛直シアをデュアルドップラーレーダ解析による水平風から算出された鉛直シアで代用しても差し支えないと考える。

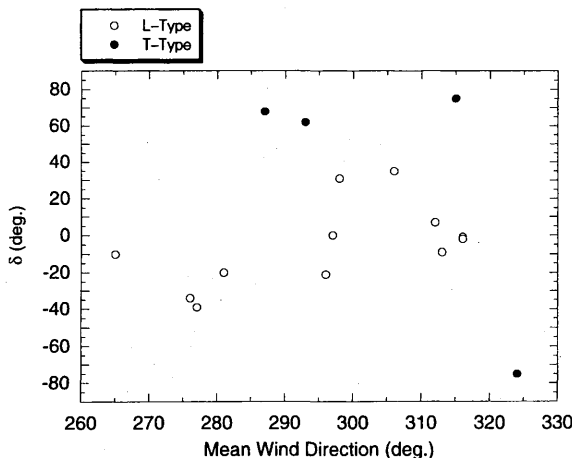
5.2.3 バンドの走向と平均風向及び鉛直シアとの関係

第 5.2.3 図は、平均風ベクトルとバンドの走向とのなす角度 (δ)、及び鉛直シアとバンドの走向とのなす角度 (γ) の定義を示した模式図である。バンドの走向については、平均風ベクトルの風下側から反時計回りを正としてバンドの走向の方向を $-90^\circ < \delta \leq 90^\circ$ となるようにはかる。一方、角度 (γ) についても、走向と同様に平均風ベクトルの風下側からバンドの走向とのなす角度を $-180^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ$ となるようにはかる。なお、角度 γ の正負は、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアの成分が走向に直交する方向のバンドの移動速度と同じ向きである時を正、そうでない時を負の値で表した。



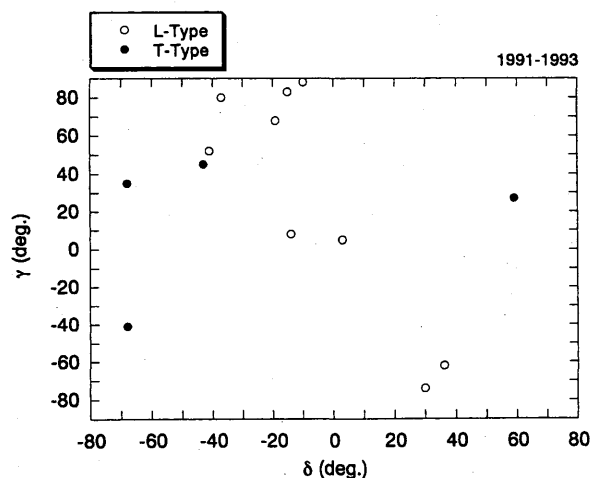
第 5.2.3 図 角度 δ と γ の定義を示した図。

第 5.2.4 図には、ゾンデ観測から求められた混合層内の平均風向と δ との関係を示した。この図から、2 つの型のバンドがあることがわかる。ひとつは、バンドの走向が平均風向に近いもので、 $-40^\circ \leq \delta \leq 40^\circ$ の角度をなすものである。これは、いわゆる L 型 (longitudinal type) のバンドである。もう一つは、 $60^\circ \leq |\delta|$ と大きいバンドで、T 型 (transversal type) に相当する。なお、レーダデータから算出された平均風を用いた場合でも、平均風向と δ との間にはこの図と同様の関係が得られた。



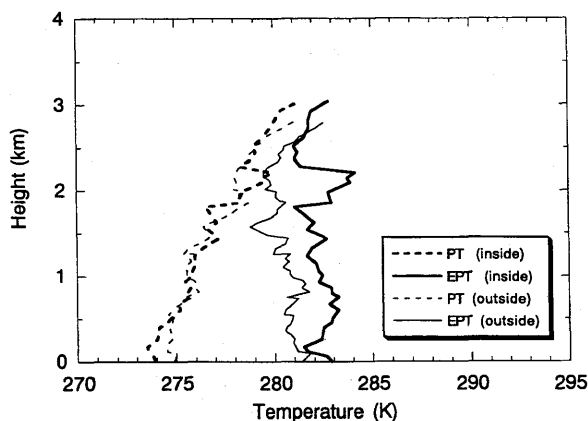
第 5.2.4 図 ゾンデ観測に基づく混合層内の平均風向と角度 δ 。

次に、 δ と γ の関係について示したものが、第 5.2.5 図である。この図で、 δ と γ の値は、デュアルドップラーレーダ解析から求められた風の場に基づいている。 γ の値はほとんどが 0 ではなく、L 型では、 -80° から 90° と大きなばらつきがあり、T 型では $|\gamma|$ は、 $30 \sim 50^\circ$ の間にある。 $|\gamma|$ が 0 でないということは、バンドの走向が鉛直シアの向きと平行ではなく、したがってバンド外の不安定な下層大気とバンド内下層の冷氣塊との衝突によって、バンドの維持にとって好都合になっていることを示唆している。実際、L 型と T 型について、ドロップゾンデによって直接に観測された、バンド内外の温位と相当温位の高度分布を示したものを、投下位置と合わせて、それぞれ第 5.2.6 図と第 5.2.7 図に示した。

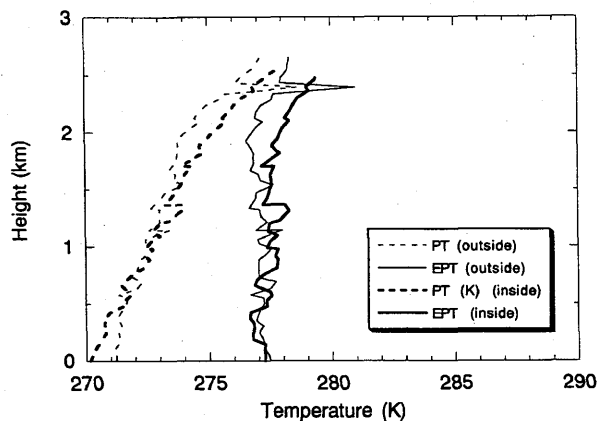


第 5.2.5 図 角度 δ を γ に対して表した図。いずれの角度もレーダ観測に基づく。

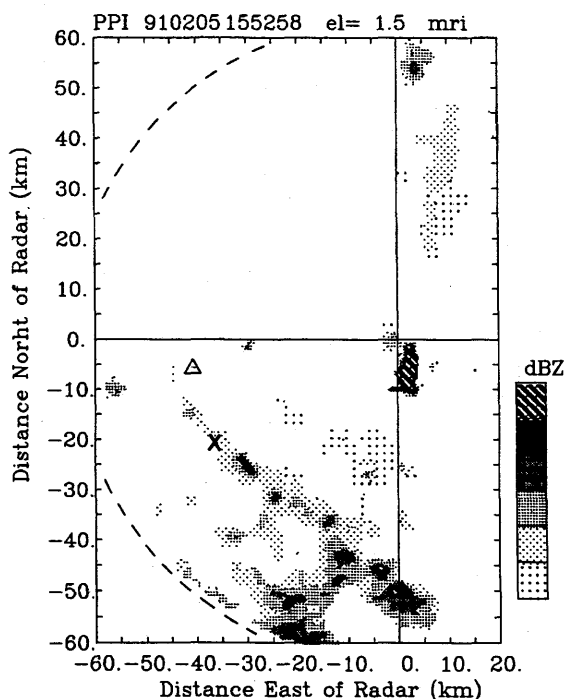
いずれの場合でも、バンド内下層の海面付近には、バンド外に比べて約 1K 温度の低い気塊があり、その厚さは約 0.5km である。一方、バンド外の下層の大気は、暖かい海面によって対流不安定な成層になってお



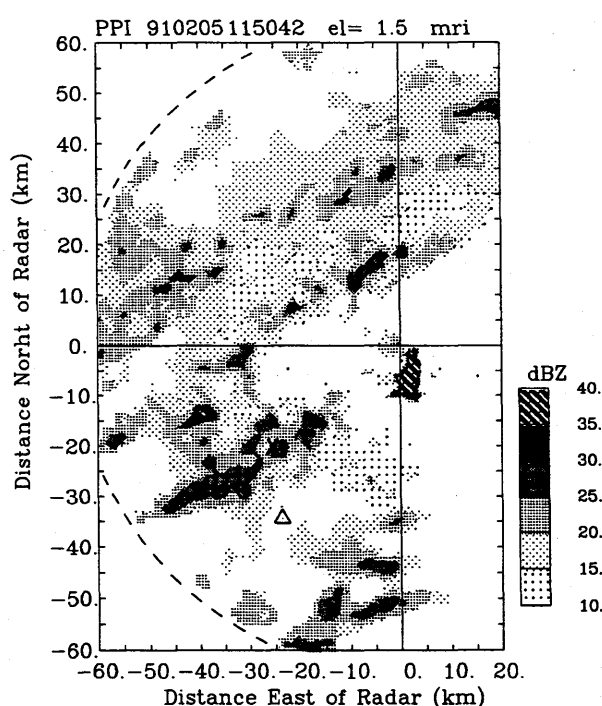
第 5.2.6 a 図 L 型のバンドについて、ドロップゾンデで観測されたバンド内外の温位と相当温位の高度分布。



第 5.2.7 a 図 ドロップゾンデで観測されたバンド内外の温位と相当温位の高度分布。T 型のバンドについて。



第 5.2.6 b 図 L 型のバンドとドロップゾンデの投下位置。



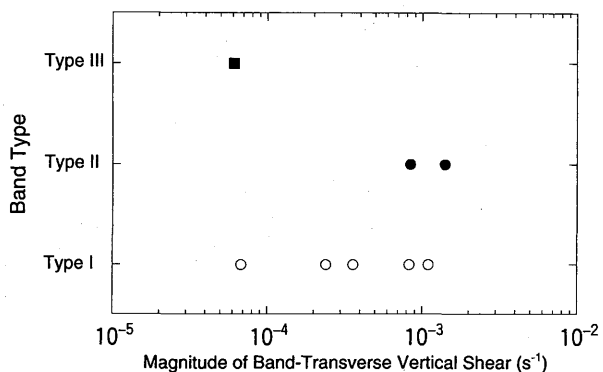
第 5.2.7 b 図 T 型のバンドとドロップゾンデの投下位置。

り、約 0.5 km である。これらの熱力学的な場は、孤立型降雪雲 (Yamada *et al.*, 1994) や風速増加域内のバンド状降雪雲 (Yamada *et al.*, 1996) について、ドロップゾンデで観測された結果と同様である。さらに、 $\gamma < 0$ の値が存在するという事は、風速増加域内のバンドの循環で考察したように、バンド内の気流構造として後面で上昇流、前面で下降流といった構造を連想させる。実際、鉛直シアが比較的強かった L 型のバンドの一例では、確かにそのような構造が観測されている。後面で上昇流、前面で下降流という気流構造は、日本海上では珍しくはないと考えられる。これは、バンド

や降雪雲が存在していない海面付近の大気は、暖かい海面によって常に加熱されているので、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアの向きがバンドの走向と平行でない限り、鉛直シアの風下側において、バンド外の暖かい不安定な空気と下降流によるバンド外の冷たい空気との衝突が起こりうるからである。この衝突はバンドの維持にとって好都合になっている。

5.2.4 L 型バンドの循環の形態と鉛直シア

これまでに日本海上の降雪雲や "lake-effect snow storms" として知られている五大湖上の降雪雲につい



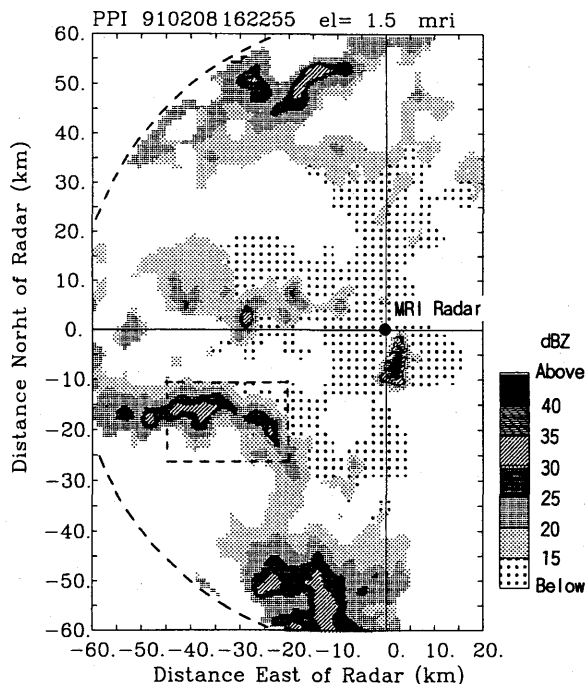
第 5.2.8 図 L 型バンドの循環の型 (Type) とバンドの走向に直交する方向の鉛直シアの大きさとの関係。

では、鉛直シアとバンド内の循環に関して組織だった議論は少ない。鉛直シアは循環の形態と密接に関わっている (e.g., Weisman and Klemp, 1982), バンド状降雪雲でも他の降水システムと同様に、鉛直シアに応じてバンド内の循環も異なってくるのが予想される。

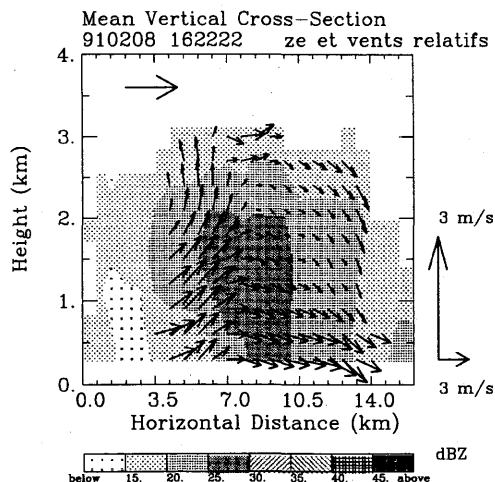
日本海上の L 型のバンド状降雪雲について、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアを用いると、気流構造やバンドのエコーの形態の違いによって 3 つの型に分類することができる (第 5.2.8 図)。Type I と II は Yamada *et al.* (1997) で解析されている。ここで用いる鉛直シアは先の 5.2.2 で説明した方法で求めた。

"Type I" の降雪雲：バンドの走向に直交する方向の鉛直シアが弱く、その大きさが $\sim 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 以下の際に見られたバンドで、低仰角の PPI 上のエコーを見ると、バンド内ではいくつかのセルが走向に沿って一列に並んだような構造が見られる。バンド内の気流構造は、バンドの軸に対してほぼ対称であり、ロール状循環によく似ている。概ね、バンドの軸に沿って上昇流域があり、バンドの両側面では下降流という気流構造である (5.4 参照)。バンドの軸付近に比較的大きな上昇流が存在し、その両側で下降流が見られた。

"Type II" の降雪雲：バンドの走向に直交する方向の鉛直シアが比較的強く、その大きさが $\sim 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 以上 $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 以下のときに出現したバンドである。バンド内では上昇流域と下降流域とが分離されており、長続きする循環の構造であった (5.4 参照)。その上、1991 年の事例では、南東進する、ほぼ東西に伸びるバンドがあり (第 5.2.9 a 図に示した PPI 画像)、走向に直交する鉛直断面内の平均的な気流構造に見られるように (第 5.2.9 b 図)、バンドの前面には流入後に上昇する気流、後面では下降流が観測された。このような構

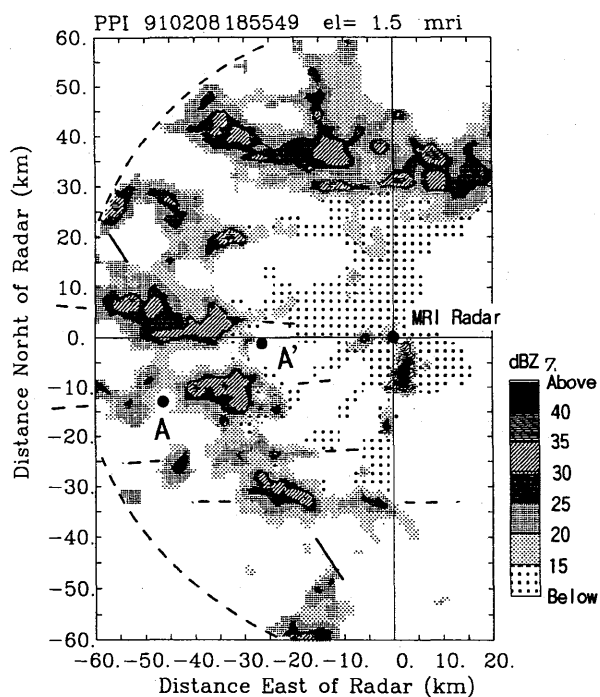


第 5.2.9 a 図 1991 年 2 月 8 日 16JST 頃に出現した Type II 型のバンドの PPI 画像 (仰角 1.5°)。細い破線は、レーダの最大探知距離を表す。

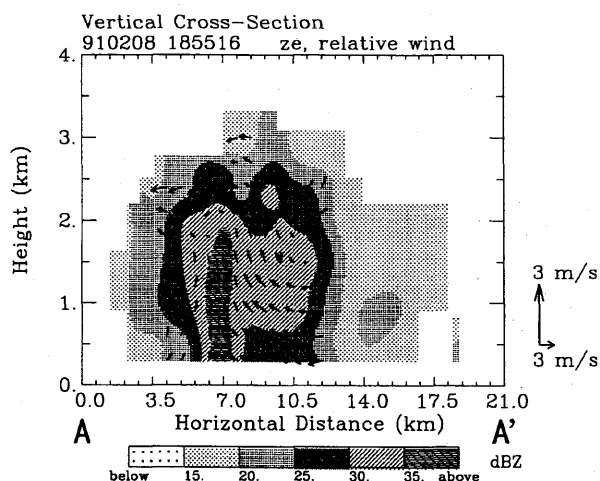


第 5.2.9 b 図 走向に直交する方向の鉛直断面内の平均的な循環。各矢印は、相対水平風と鉛直流の合成。平均化は、第 5.2.9 a 図の矩形の破線で囲まれた領域について行った。矢印は、相対水平風と鉛直流。図の上部の矢印は、バンドの進行方向を示す。

造は風速増加域内の循環 (Yamada *et al.*, 1996) と同様であり、多くのバンド状降水・降雪雲では通常見られない気流構造である。このような気流構造が形成された機構として、すでに鉛直シアのところでも示したように比較的大きな鉛直シアの向きがバンドの進行方向とは逆を向いていたためと考えられる。なお、平均的な気流構造の抽出は、観測された気流系に最もよく合う



第 5.2.10 a 図 1991 年 2 月 8 日に出現した Type III 型のバンド (1855JST, 仰角 1.5°). 細い破線は, レーダの最大探知距離を表す.



第 5.2.10 b 図 バンドの走向に直交する, 第 5.2.10 a 図の直線 AA' に沿った鉛直面内の気流構造と反射強度. 矢印は, 相対水平風と鉛直流.

ような 2 次元の流線関数を最小 2 乗法的に変分法によって求めることに基づいている (Roux, 1985).

"Type III" の降雪雲: Class I と同様にバンドの走向に直交する鉛直シアが非常に小さく ($\sim 8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), しかも CAPE の値が $\sim 50 \text{ J kg}^{-1}$ と比較的大きな場に出現したバンドである. 弱い鉛直シアの場に出現した点や, 主たるバンドの軸やその付近では軸に対称的な循環が見られた点は Type I と同じであるが, エコーの外観が

全く異なっていたので, Type III と別の型に分類した. 第 5.2.10 図に示した PPI 画像では, 大きなエコーのかたまりが主たる走向 (実線で示した, 北西から南東方向) に沿って並んでいる.

さらに特徴的なことは, この主走向とは別の方向に伸びる副次的なバンド (走向は, 破線で示す) が存在していることである. これらの副次的なバンドの走向は互いに平行である. バンド内の気流構造は 3 次元性を帯びてはいたが, 主たるバンドの軸付近では, 弱い鉛直シアを反映して, 軸に対してほぼ対称的な循環が見られた (第 5.2.10 b 図). このような Type III のバンド状降雪雲が形成された機構は未だよく分かっていない.

5.2.5 まとめ

冬の日本海上に出現するバンド状降雪雲に関して, ゾンデや飛行機観測, デュアルドップラーレーダ観測データに基づいて, バンドの走向と混合層内の平均風向との関係や走向と鉛直シアとの関係, さらに L 型のバンドについては走向に直交する方向の鉛直シアと循環の関係について調べた. 鉛直シアについては, デュアルドップラーレーダから算出された水平風を各高度で時間的空間的に平均したのから求めた.

バンド状降雪雲には, 混合層内の平均風向にほぼ平行な走向を持つバンド (L 型) と比較的大きな角度をなすバンド (T 型) の 2 つの型があることがわかった. さらに, 線形論とは異なってこれらのバンドの走向と鉛直シアとは平行ではなく, ある角度をなしていた. このことは, バンド内下層の冷気塊とバンド外下層の不安定大気との相互作用によってバンドの維持にとって好都合な条件となっていることを示唆している. 興味深い点は, 鉛直シアの向きがバンドの進行方向とは逆向きの場合には, 平均的にはバンドの前面で下降流, 後面で上昇流という気流構造が観測されることがある.

L 型のバンドについては, バンドの走向に直交する鉛直シアによって, 3 つの型 (Type I, II, III) に分類することができる. Type I のバンドは, 鉛直シアが弱い場に出現し, バンドの軸についてはほぼ対称的な気流構造であり, ロール状循環に似た構造であった. これに対して, Type II のバンド状降雪雲は, 走向に直交する方向の鉛直シアの大きさが比較的大きいときに出現し, バンド内で上昇流域と下降流域とが分離して長続きす

る循環であった。Type III 型のバンドは、Type I と同様に鉛直シアが弱い場で、しかもより不安定な場に出現したバンドである。バンドの軸付近では軸に対してほぼ対称的な気流構造ではあったが、PPI 画像で観測されたエコーの形態が Type I とは全く異なっていた。

参考文献

- Roux, F., 1985: Retrieval of thermodynamic fields from multiple-Doppler radar data using the equations of motion and the thermodynamic equation. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2142-2157.
- Weisman, M., and J. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504-520.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of

snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observations. - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.

- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, Y. Fujiyoshi, and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III. Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.
- , M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1997: Mesoscale structure of longitudinal-type snow bands over the Sea of Japan, Preprints 28th Conf. on Radar Meteor., Amer. Meteor. Soc., Austin, Texas, 479-480.

5.3 孤立型降雪雲*

5.3.1 大気状態

第 5.3.1 図には、孤立型の降雪雲が出現した 1992 年 2 月 9 日 0900JST における地上天気図を示した。この天気図は、西高東低の気圧配置であり、降雪雲が出現しやすい条件を示してはいるものの、日本海上では等圧線の間隔が広く、寒気の吹き出しは弱かった。デュアルドップラーレーダ及びドロップゾンデ観測は、0900JST 頃に行った。この日の 0815JST に飛島上空で観測された水平風の hodograph が第 5.3.2 図である。鉛直シアは弱く、その大きさは高度 0.07 km と 2.0 km の間では約 $3 \times 10^{-3} s^{-1}$ であった。このシアの大きさは、孤立型の対流雲や降雪雲が出現した鉛直シアの大きさの範囲内 (0 から $4 \times 10^{-3} s^{-1}$ にある (Weisman and Klemp, 1982; Weisman and Klemp, 1984; Tabata *et al.*, 1989; Ikawa *et al.*, 1991))。降雪雲に相対的な鉛直シアは、下層では雲の進行方向に対して後方に、上層では前方に向いている。下層では、南東から降雪雲に流入する気流が存在することが示唆される。

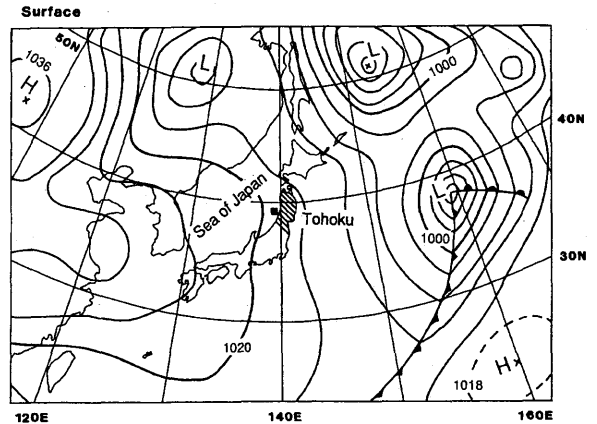
第 5.3.3 図は 0940JST における気象研レーダの PPI 画像である。水平スケールが数キロから 10 km の孤立したエコーが日本海上に存在している。レーダ反射強度は高々 20 dBZ と弱い。降雪雲の内外におけるドロップゾンデ観測を行った位置を黒ぬりの丸と三角で示した。第 5.3.4 図は、ドロップゾンデ観測から得られた降雪雲内外の温位と相当温位の鉛直分布である。雲外の大気は、高度 ~1 km までは対流不安定である。これに対して、雲内の下層は安定であり、雲内の高度 0.5 km 以下の空気の温度は、雲外に比べて約 1~2K 低い。雲内の海面での相当温位の値は、雲外の高度約 1.2 km の値にほぼ等しい。この観測結果から、雲内の下層の海面付近には冷たい空気が存在し、しかもこの冷たい空気は、雲外の高度約 1.2 km の空気が落下して形成されていると考えられる。なお、このときの CAPE の値は約 $10 m^2 s^{-2}$ と非常に小さかった。

5.3.2 デュアルドップラーレーダ観測結果

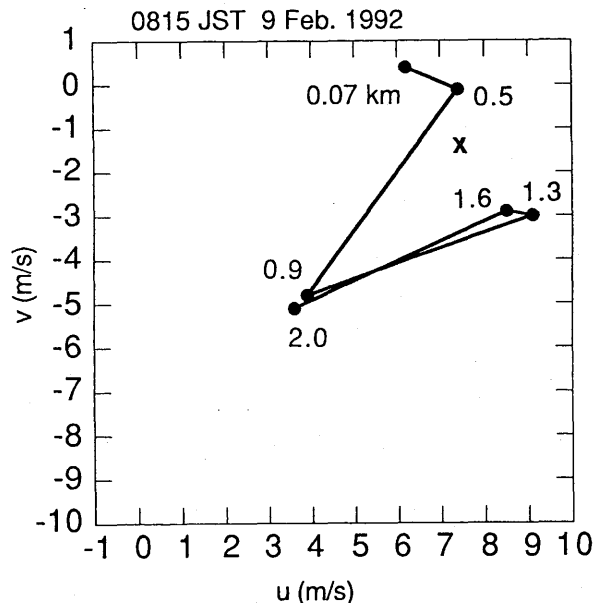
5.3.2.1 対象としたセルの時間変化

第 5.3.5 図に、0956JST から 8 分ごとの高度 0.3 km における CAPPI を示した。反射強度と降雪雲に相対的な水平風、及び水平発散の場が示されている。0956JST

では、セル 1, 2 は、それぞれ、発達期、衰退期にあった。降雪雲の発達段階は、高度 0.3 km の反射強度の時間変化から決定した。成熟期には、地表での降水強度が最も大きくなるので、最下層の高度で最大の反射強度が出現した時を成熟期とした。セル 1 は 0940JST 頃に発生し、その後発達して 1012JST 頃に成熟期に入った。このときの最大の反射強度は 19 dBZ であった。この時刻以降はセル 1 は衰退期にあり、急速に衰退して

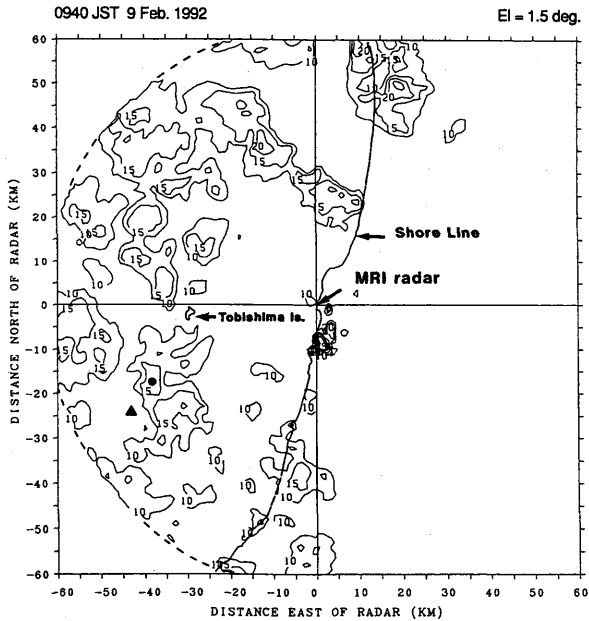


第 5.3.1 図 1992 年 2 月 9 日 0900JST における地上天気図。等圧線の間隔は 4hPa。観測が行われた領域を黒塗りの四角で示す。東北地方に陰影を付した。

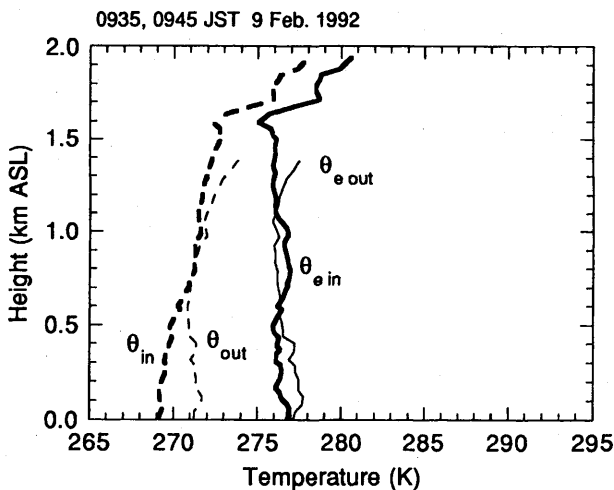


第 5.3.2 図 飛島で 0815JST に観測された hodograph。黒い点は、観測された風速を示す。黒い点に付した数字は高度 (km) である。降雪雲の移動速度を×印で示す。

* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課) この節の内容は、Yamada *et al.* (1994) の抄訳をもとにしている。



第 5.3.3 図 0940JST における気象研レーダの PPI 画像 (仰角 1.5°)。黒丸と黒塗りの三角は、それぞれ、雲中、雲外におけるドロップゾンデの投下位置を示す。細い実線は反射強度で、10 dBZ から 5 dBZ ごとである。実線は海岸線を示す。気象研レーダの位置は原点 (0, 0) km である。破線は、レーダの最大探知距離である。



第 5.3.4 図 雲の内外における、温位 (破線) と相当温位 (実線) の高度分布。太い (細い) 線が、雲の中 (外) のデータである。

1036JST までには全く消滅した。したがってセル 1 の寿命は約 1 時間である。1012JST には、セル 1 の風上側に小さなエコー、セル 3 が形成された。より高い高度の CAPPI によれば、このセルは、新しいセルではなく、一度衰退してわずかに上空エコーとして存在していたセルが、再び活性化されたものである (図には示さない)。1020JST 頃には、新しいセル 4 が、セル 1 の

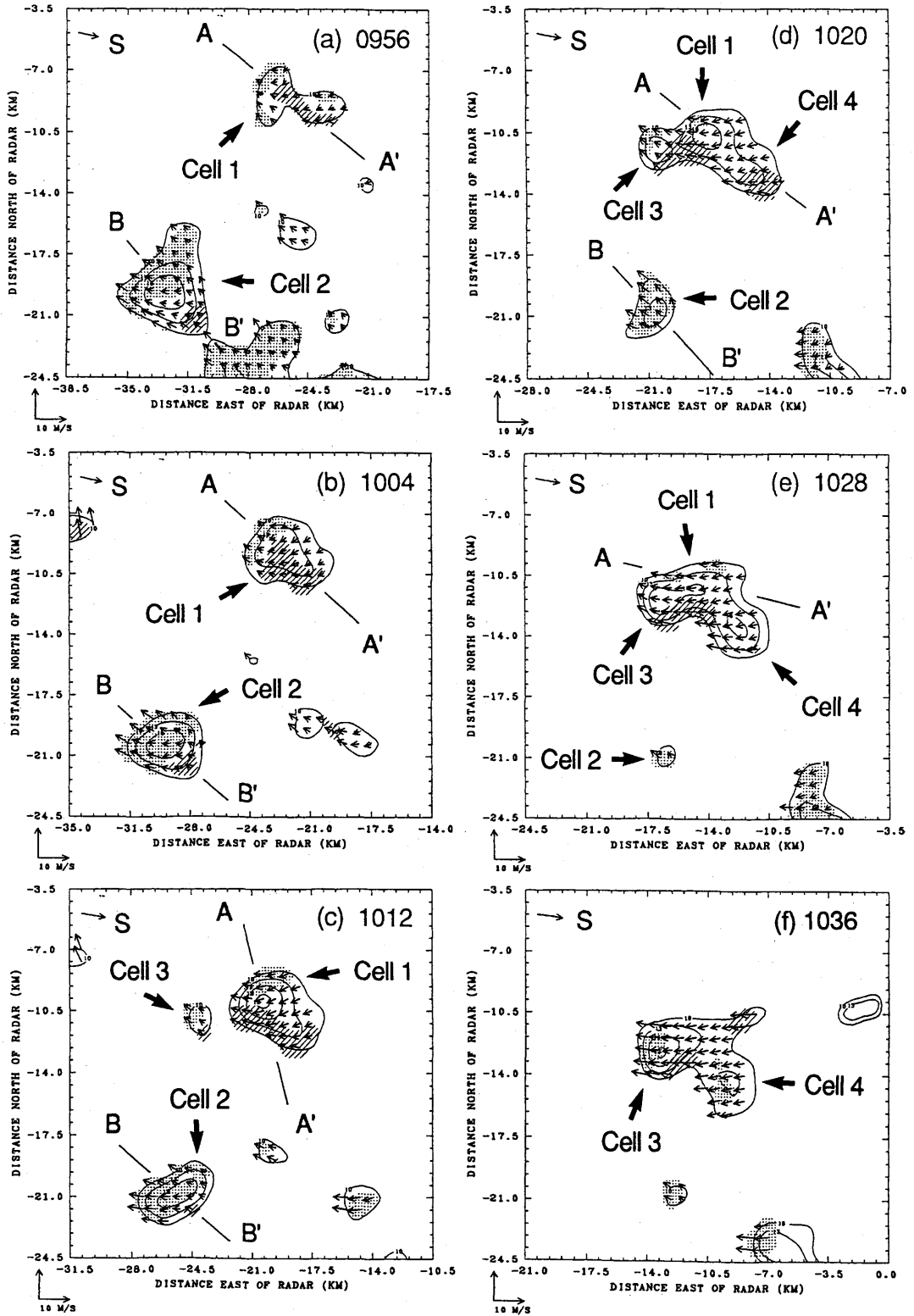
近くの南東側に新たに発生した。セル 3, 4 が発達するにともなって、セル 1 は急激に衰退した。一方、セル 2 は、示された時間内では、常に衰退期にあった。エコー面積と反射強度は時間とともに減少し、1028JST までには消滅した。セル 2 の衰退期の時間は少なくとも 40 分であった。この時間は、セル 1 の衰退期の時間約 20 分に比べて長い。

第 5.3.5 図に示された水平発散の場合から、ほとんどの降雪雲では、収束域は南東側に存在していることがわかる。これに対して、発散域は、雲の進行方向に対して後部に存在している。したがって、下層における降雪雲に相対的な水平風の場合は、一般的に、南東では収束し流入する気流、また進行方向に対して後方では、発散し、雲から流出する気流が存在している。ところが、1020JST でのセル 1 では、収束域は、南東側ではなく、むしろ南西側に存在している。セル 1 の南東側に収束域が存在しないのは、セル 1 の南東側にセル 4 があるために、南東からの下層の空気が遮断されたためと考えられる。逆に、セル 4 は、この南東からの下層での気流が流入するので、発達しやすい環境となっている。セル 1 の南西側に収束域がみられるのは、セル 3 との相互作用によると考えられるが、この相互作用のメカニズムはよくわからない。

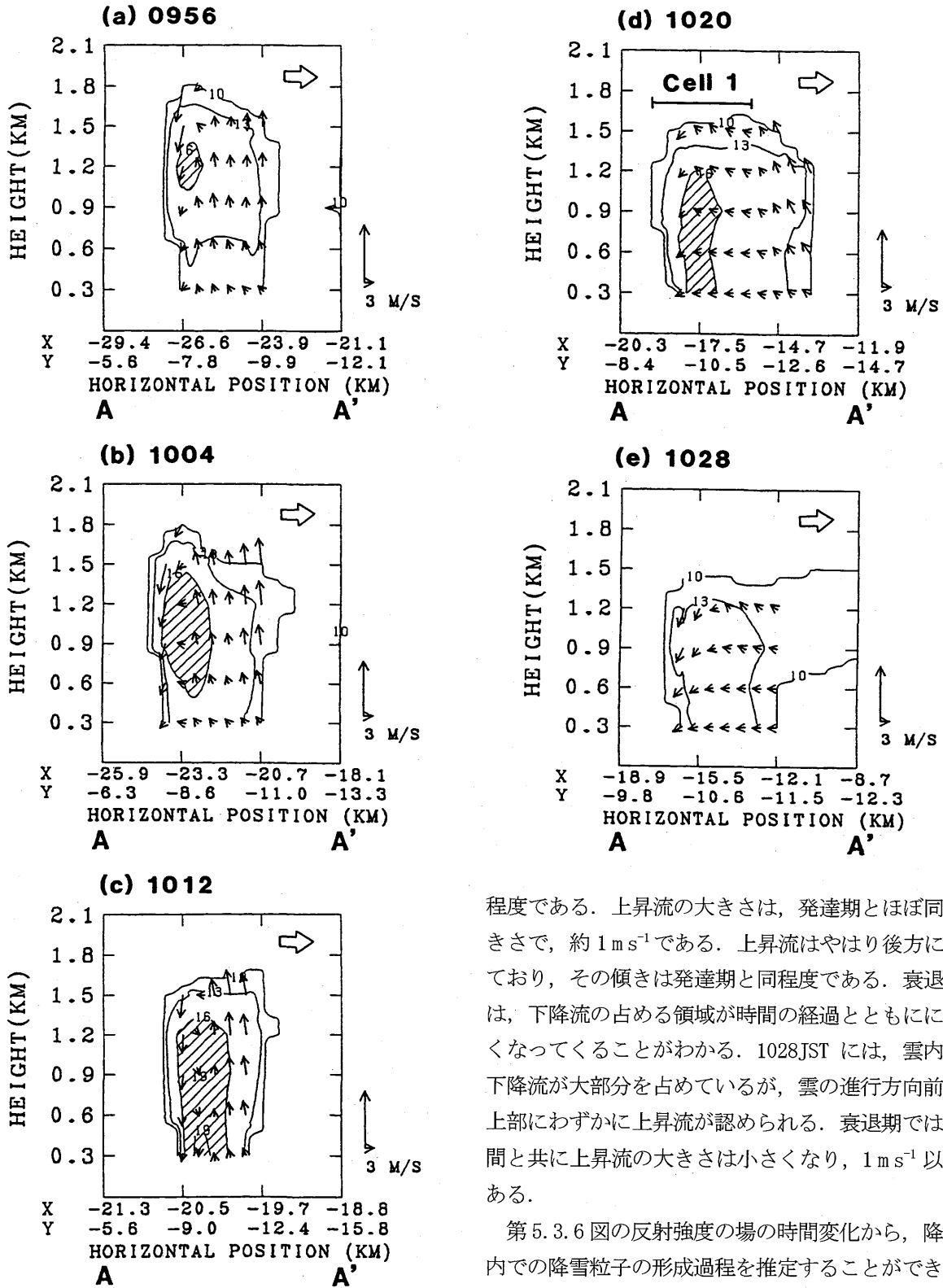
5.3.2.2 セル 1 の鉛直断面内の構造の時間変化

セル 1 の鉛直断面内の気流構造と反射強度の場の時間変化を第 5.3.6 図に示した。これらの断面図は、第 5.3.5 図の直線 AA' に沿うものである。降雪雲の中心を通り、かつ最下層で収束と発散の大きさの比較的大きな場所を通過するようにとった。図中の矢印は、降雪雲に相対的な水平風と鉛直流とをベクトル表示したものである。水平方向と鉛直方向の矢印の長さの比が、水平方向と鉛直方向の単位距離あたりの長さの比に等しくとってあるので、これらの矢印は、それぞれの点における流線の方向を向いていることになる。

発達期では (0956JST と 1004JST) 雲内で上昇流が卓越しているが、進行方向に対して後方にわずかに下降流が存在する。上昇流の大きさは $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ である。高度 0.6 km 以上の高度では、上昇流は進行方向とは逆の方向にわずかに傾いている。下降流は、比較的反射強度の大きい領域に存在している。成熟期である 1012JST では、上昇流と下降流の占める面積はほぼ同



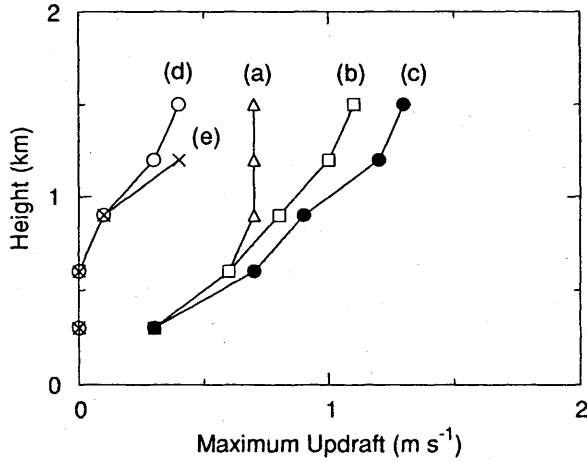
第 5.3.5 図 0956JST から 8 分ごとの、高度 0.3km における CAPPI。細い実線は反射強度を示し、10 dBZ から 3 dBZ ごとである。水平発散で、 $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 以上の領域を陰をつけて、また、 $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 以下の領域をハッチで表す。矢印は、雲に相対的な水平風速である。S の付いた矢印は、雲の移動方向を示す。直線 AA' に沿った鉛直断面を第 5.3.7 図に示す。x と y 方向の距離は、気象研レーダからの水平距離である。



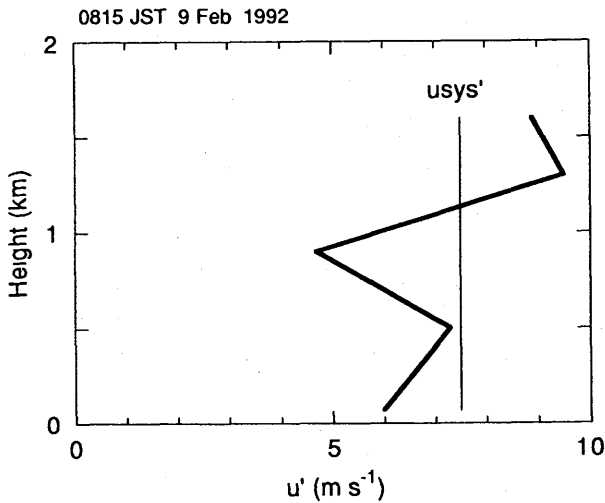
第 5.3.6 図 第 5.3.5 図の直線 AA' に沿った鉛直断面図。矢印は、鉛直面内の相対水平風と鉛直流のベクトル表示である。細い実線は反射強度で、3 dBZ ごと。16 dBZ 以上の領域をハッチで示した。雲の進行方向を、図の右上の白抜き矢印で示す。

程度である。上昇流の大きさは、発達期とほぼ同じ大きさで、約 1 m s^{-1} である。上昇流はやはり後方に傾いており、その傾きは発達期と同程度である。衰退期では、下降流の占める領域が時間の経過とともに大きくなっていくことがわかる。1028JST には、雲内では下降流が大部分を占めているが、雲の進行方向前方の上部にわずかに上昇流が認められる。衰退期では、時間と共に上昇流の大きさは小さくなり、 1 m s^{-1} 以下である。

第 5.3.6 図の反射強度の場の時間変化から、降雪雲内での降雪粒子の形成過程を推定することができる。0956JST の発達期では、16 dBZ の等値線で囲まれた領域が、高度 1.2 km 付近に現れる。このことは、発達期にある雲内では、雲の上部において上昇流の中で雪粒子が成長していることを示唆している。高度 0.3 km での反射強度の値は 10~13 dBZ と小さく、地表での降水強度は非常に弱いと考えられる。1004JST では、19 dBZ



第 5.3.7 図 第 5.3.6 図で示した鉛直断面内における上昇流の各高度における最大値。



第 5.3.8 図 雲の進行方向に平行な鉛直断面内の水平風の高度分布。

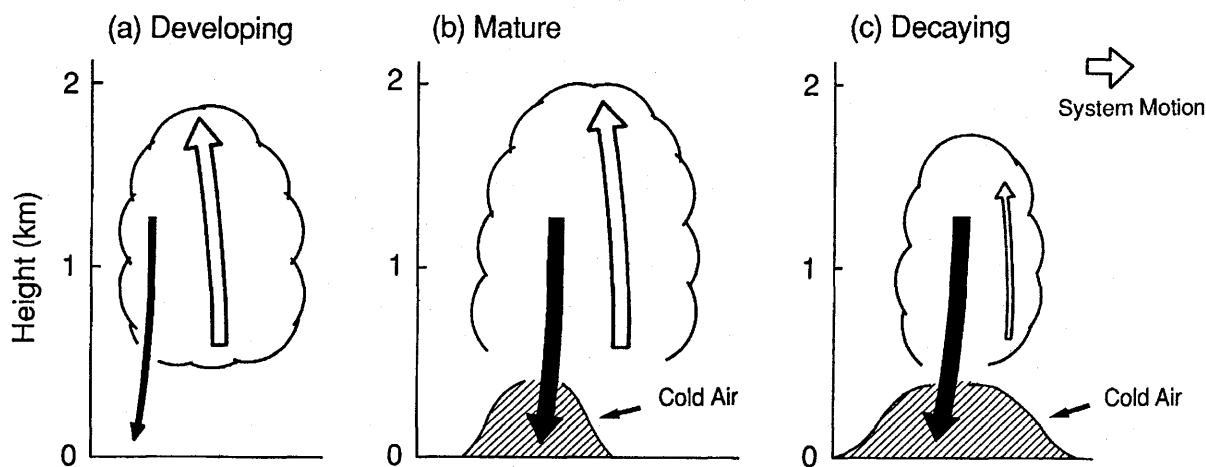
の等値線で囲まれた領域は下層（高度 0.6 km 付近）にまで下降しており、その面積もかなり増加している。このことは、雲内の中層から上層にかけて降雪粒子が成長し、次第に落下していることを示唆している。しかし高度 0.3 km では反射強度の値は 0956JST とほぼ同じで、地表での降水はやはり非常に小さいと考えられる。成熟期である 1012JST では、この等値線は最下層にまで達している。このときには主たる降水粒子が地表に到達して、地上付近で降水強度が強くなっていることを示している。衰退期の 1028JST になると、16 dBZ で囲まれた領域は消滅し、エコー強度は約 13 dBZ と小さい。このときには地表での降水強度は非常に弱くなったと考えられる。

第 5.3.7 図には、第 5.3.6 図に示された鉛直断面内で

観測された各時刻における、各高度ごとの上昇流の最大の値を示したものである。上昇流は、降雪雲の活動度を示すひとつの指標である。この鉛直分布を作成するとき、比較的誤差が大きいと考えられる側面の上昇流の値は除いた。この図から、比較的大きな上昇流は雲の上部に存在していることがわかる。発達期（0956JST と 1004JST）から成熟期（1012JST）にかけて、全ての高度で上昇流の最大値は増加している。上昇流の最大値 1.3 m s^{-1} は、成熟期である 1012JST の高度 1.5 km にみられる。1020 から 1028 にかけての衰退期では、全ての高度で上昇流の値は発達期や成熟期に比べてかなり小さい。このとき、下層ではもはや上昇流は存在せず、上部（高度 0.9 km 以上）に弱い値 (0.5 m s^{-1}) が存在しているだけである。1028JST のプロファイルは 1020JST でのもとのほぼ同じであるが、高度 1.5 km よりも上空ではエコー頂高度が減少したために観測されていない。Ikawa *et al.* (1991) の孤立型の降雪雲の数値実験でも、各発達段階における上昇流の同様な傾向が示されている。

5.3.3 考察

第 5.3.6 図に示された、雲内における各発達段階での上昇流と下降流の卓越性と上昇流の時間変化とは、デュアルドップラーレーダ観測から得られた夏季の孤立型の対流雲のものとよく似ている (Tabata *et al.*, 1989)。ただし、降雪雲の空間スケール、とりわけ鉛直方向の大きさは約 2 km と、夏期の対流雲の ~6 km に比べてきわめて小さい。いずれの場合にも、上昇流の最大値は成熟期で観測されている。雲の寿命に関しては、夏期の降水雲の寿命が約 2 時間であったのに対して、降雪雲の場合には約 1 時間であった。この約 1 時間の寿命は、孤立型の対流雲としては比較的長い。Bettetts *et al.* (1986) の研究によれば、孤立型対流雲の寿命は、鉛直シアが存在するときには約 3/4~1 時間、鉛直シアが存在しなければ約 30 分である。鉛直シアが存在すると、上昇流域と下降流域とが雲内で分離されるので、降水粒子の重みによって上昇流が直ちに抑制されるということは生じない。従って、鉛直シアがないときに比べて、シアがある方が寿命は長くなる。今回の孤立型降雪雲についてもこのことがあてはまる。さらに、今回の比較的長いセルの寿命に寄与していたと考えられる 2 つの事柄があげられる。第 1 に、鉛直シア上流



第 5.3.9 図 孤立型降雪雲内の気流構造に関する概念モデル（発達期，成熟期，衰退期について）．矢印は，雲に相対的な気流を表す．

への上昇流の傾きである（第 5.3.6 図と第 5.3.8 図参照）．第 2 は，雪粒子の落下速度である．一般に，雪粒子の落下速度は雨滴のそれよりも小さいので，降雪粒子は雨滴に比べて比較的長く雲内に逗留できるからである．これらのことによって，今回観測された孤立型降雪雲の寿命が，この雲と同程度の規模の，降水をもたらす孤立型対流雲よりも比較的長かったと考えられる．

5.3.4 まとめ

デュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測とによって，鉛直シアの弱い場に形成された孤立型の降雪雲内の気流構造の時間変化を解析した．降雪雲の寿命は約 1 時間であった．

観測結果に基づき，孤立型降雪雲の発達期，成熟期，衰退期における気流構造の概念モデルを第 5.3.9 図に示した．発達期では，上昇流が雲内の大部分を占めるが，雲の後部にわずかに下降流が存在する．上昇流の大きさは，約 2 m s^{-1} である．降雪粒子は，上昇流の上部で成長しているので，表面での降水はほとんどないか非常に弱い．成熟期では，上昇流域と下降流域の占める面積は同じ程度である．この段階で上昇流の最大値が観測された．表面での降水強度はこの段階が最も強い．鉛直シアが弱いために，降水粒子によって引きずられて生じた下降流は，上昇流域の近傍に生じている．この結果，上昇流は時間と共に下降流とおきかわっていく．下降流が海面に到達すると，その冷たい空気は海面上に広がる．この冷たい空気と雲外の下層の

不安定大気との相互作用によって新しいセルが生じたり以前から存在していた弱いセルを再び活発化されたりする．このような過程で新たに出現したセルは，また孤立型である．なぜならば，「親」のセルは短時間の間に消滅してしまうからである．衰退期では，下降流が雲内の大部分を占めるが，上昇流が雲の進行方向前方の上部にわずかに存在する．この上昇流もすぐに下降流に置き換わってしまう．地表での降雪強度も弱い．上昇流の大きさは発達期や成熟期に比べて小さい．

今回観測された孤立型の降雪雲の寿命は比較的長かった理由として次のことが考えられる．一つは，弱い鉛直シアが存在していたために上昇流域と下降流域とがわずかに分離されていたことと上昇流が鉛直シアの風上側に傾いていたこと，しかも，降水粒子が降雪粒子であったことである．ただし，鉛直シアが弱いために上昇流域と下降流域の分離が十分ではないので，上昇流域は下降流にいずれはつぶされてしまう．このため，孤立型の降雪雲は長続きしない．

参考文献

- Benetts, D. A., E. McCallum and J. R. Grant, 1986: Cumulonimbus clouds: an introductory review. *Meteor. Mag.*, **115**, 242-256.
- Ikawa, M., H. Mizuno, T. Matsuo, M. Murakami, Y. Yamada, and K. Saito, 1991: Numerical modeling of the convective snow cloud over the Sea of Japan. - Precipitation mechanism and sensitivity -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 641-667.

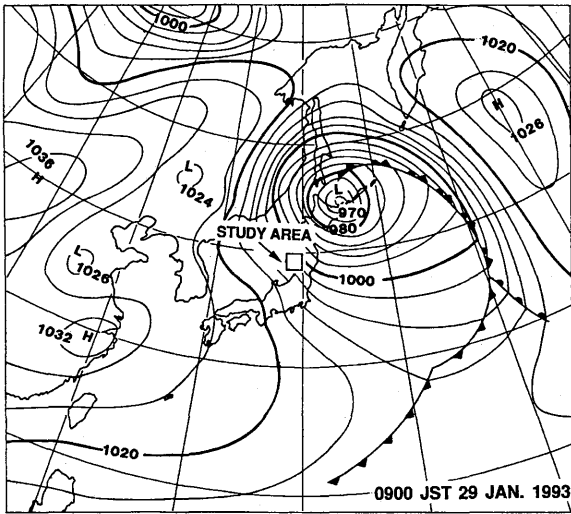
- Tabata, A., S. Nakazawa, Y. Yasutomi, H. Sakakibara, M. Ishihara and K. Akaeda, 1989: The structure of a long-lasting single cell convective cloud. *Tenki*, **36**, 25-33 (in Japanese).
- Weisman, M. L. and J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504-520.
- , 1984: The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2479-2498.

5.4 Lモードのバンド状降雪雲*

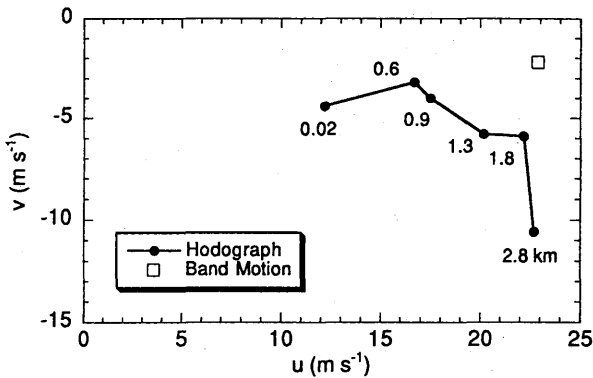
5.4.1 浅いバンド (1993年1月29日の事例)

5.4.1.1 バンド出現時の大気環境

第5.4.1図にはバンド出現時の0900JSTにおける地上天気図を示した。北海道の東端には中心気圧が965 hPaと非常に発達した低気圧があり、一方大陸には高気圧があって、西高東低の冬型の気圧配置であった。観測領域及びその周辺地域では等圧線の間隔が非常に狭く、気圧傾度が大きいことを示している。このため、このバンドの出現時には西～西北西の風が非常に強く、地上においてもレーダ観測点で $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$ を超えるような強い風が吹いていた。

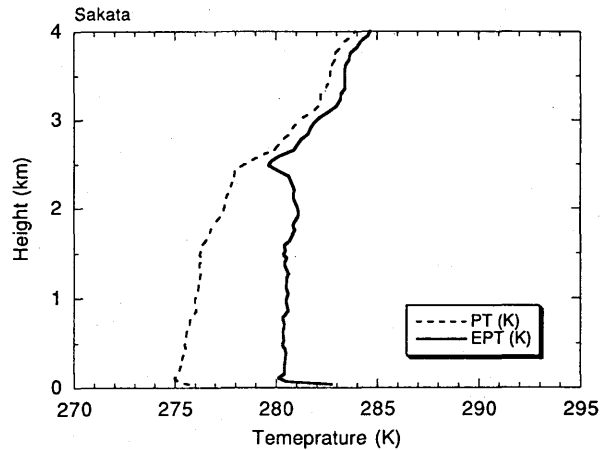


第5.4.1図 1993年1月29日0900JSTにおける地上天気図。等圧線の間隔は4hPaごと。四角で囲まれた部分が野外実験領域を示す。

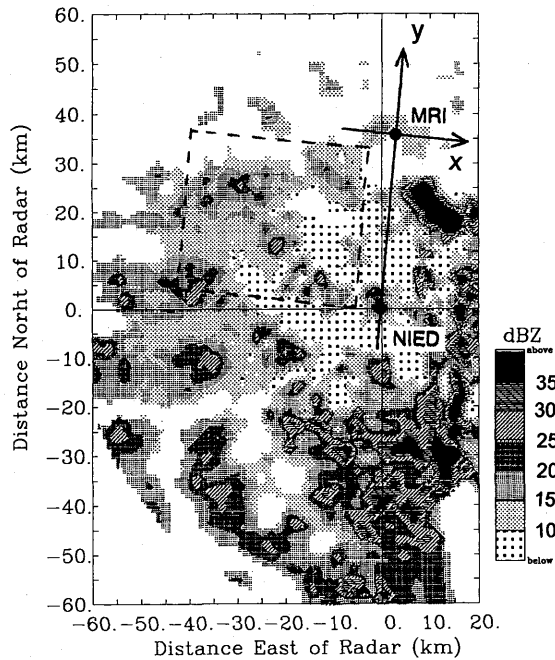


第5.4.2図 1993年1月29日0900JSTに秋田で観測されたホドグラフ (白ぬきの丸はバンドの移動速度を表す)。

1100JST～1500JSTにかけて飛行機観測とデュアルドップラーレーダ観測をほぼ同期させて観測を行った。第5.4.2図には、0900JSTにおける秋田で観測されたホドグラフを示した。総じて鉛直シアは弱い。第5.4.3図は、1200JSTにおいて酒田市の海岸線で観測された温位と相当温位の高度分布である。高度0.2～2.2 kmまでに相当温位がほぼ一定値である層が存在し、この層内では混合が盛んであることを示している。また、地表面付近の下層 (高度 $\sim 0.5 \text{ km}$ 以下)では不安定な成層である。

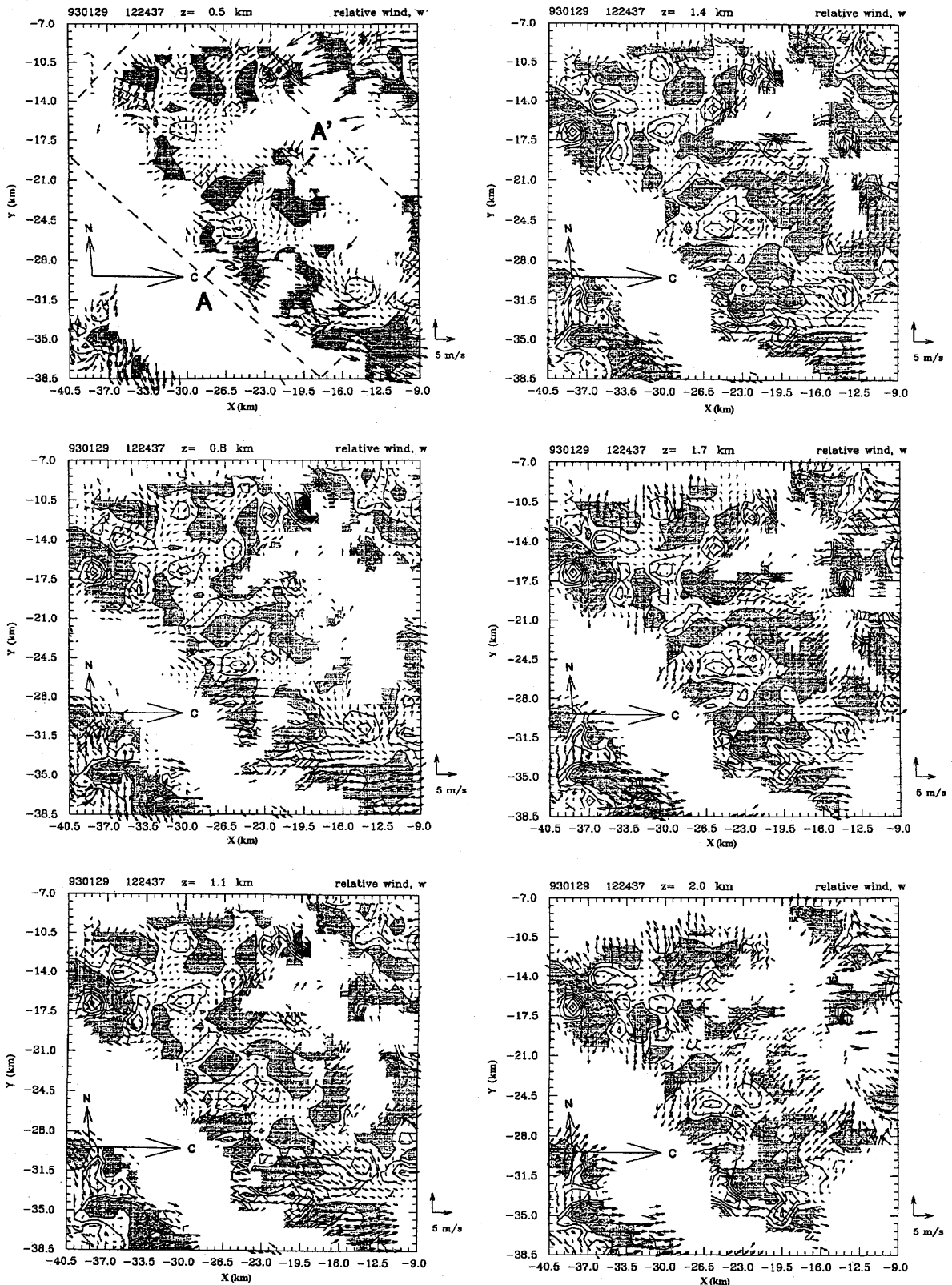


第5.4.3図 1993年1月29日1200JSTにおいて、酒田市で観測された温位と相当温位の高度分布。



第5.4.4図 1993年1月29日1225JSTでの防災研レーダのPPI画像。仰角は 1.5° 。

* 山田芳則：物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)



第 5.4.5 図 デュアルドップラーレーダ解析から算出されたバンドに相対的な水平風と鉛直流の場を各高度ごとに示す。下降流の領域に陰影をつけた。

デュアルドップラーレーダ観測を行ったバンドの PPI 画像を第 5.4.4 図に示した。この図から、バンドの長さは～40 km、幅の値は平均的には数 km である。

バンド内にはいくつかのセルが一行に連なってバンドを構成している様子がわかる。デュアルドップラーレーダ解析における共通座標系の y 軸は基線に一致す

るように、 x 軸は y 軸に直交するようにとる。格子間隔は、水平方向と鉛直方向にそれぞれ、0.7 km, 0.3 km で、最下層の CAPPI 高度を 0.5 km とした。

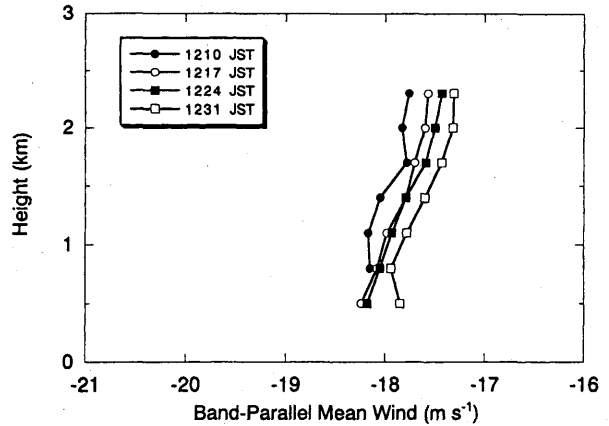
5.4.1.2 デュアルドップラーレーダ観測から算出されたバンド内の気流構造

第 5.4.5 図には、デュアルドップラーレーダ解析から得られたバンドに相対水平風と鉛直流の場を各高度ごとに示した。すでに述べたように、弱い鉛直シアのため、バンドの軸について対称的な気流構造がどの高度でも見られる。下層ではバンドの両側面からバンド内に向かい、バンドの軸付近で収束している気流系が明らかである。鉛直流の場を見ると、平均的にはバンドの軸に沿って上昇流、バンドの両側面では下降流が見られる。また、比較的強い上昇流はセルの中心付近に存在していた。一方、上層では、水平風の場合はほとんどが発散場となっており、相対風はバンドの側面へ向かう成分を持つ。

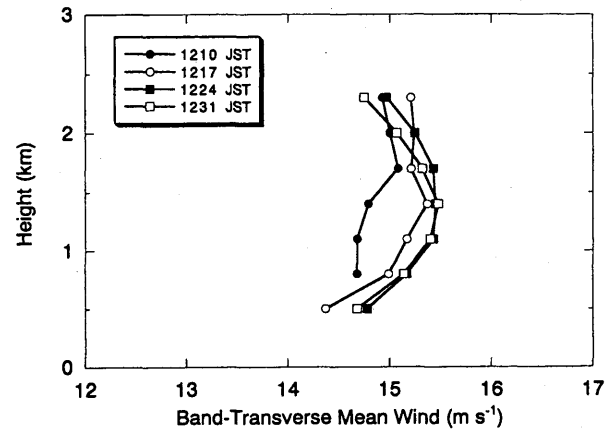
第 5.4.6 図は、デュアルドップラーレーダ観測から得られた水平風を、バンドの走向に平行な成分と直交する成分とに分けて 1210~1231 JST について各時刻ごとに高度の関数として示したものである。水平風を平均した領域は、第 5.4.5 図の ABCD である。どちらの風速成分についても鉛直シアは非常に小さく、ゾンデ観測とよく対応している。

第 5.4.7 図には、第 5.4.5 図に示した領域 ABCD の辺 AB と CD に沿って平均した、バンドの走向に直交する鉛直面内の気流と反射強度の場を示した (1217, 1224 JST)。2 次元的な流れの場の抽出方法は、Roux (1985) や Hauser *et al.* (1986) に示されているように、観測された風の場に最小 2 乗法的に最もよく当てはまる 2 次元の流線関数を変分法によって求める方法に基づいている (Roux, 1985; Hauser *et al.*, 1986)。Kelly (1982) や Brown (1980) と同様に、バンドの鉛直面内では、ロール状循環に似た気流系であることが明らかである。

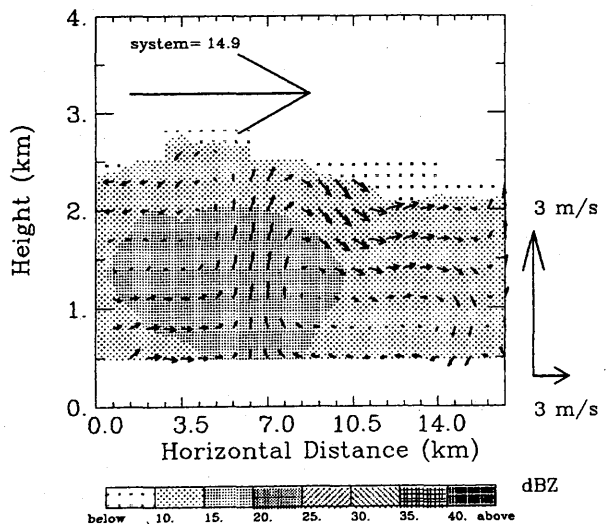
次に、バンド内における水平運動量の鉛直輸送について調べた (第 5.4.8 図)。バンドの走向に直交、平行な方向の輸送量は、それぞれ、 $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{v'w'}$ から計算した。ここで、 $\overline{\quad}$ は、ある高度での領域平均値を表し、 \overline{u} と \overline{v} は、それぞれ領域 ABCD 内の各高度におけるバンドの走向に直交、平行な平均風である。また、



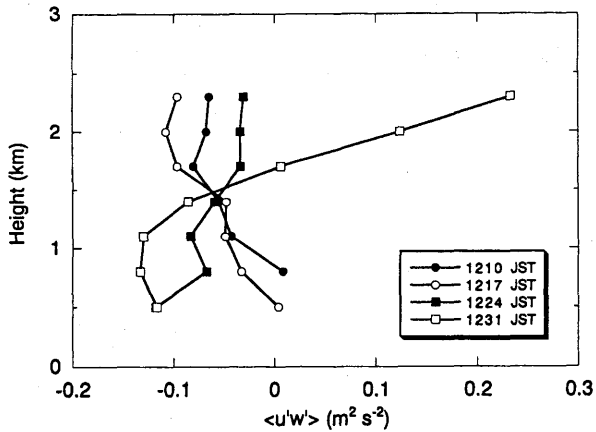
第 5.4.6 a 図 各高度で平均された、バンドの走向に平行な水平風速成分。負の値は南東に向かう成分を表す。



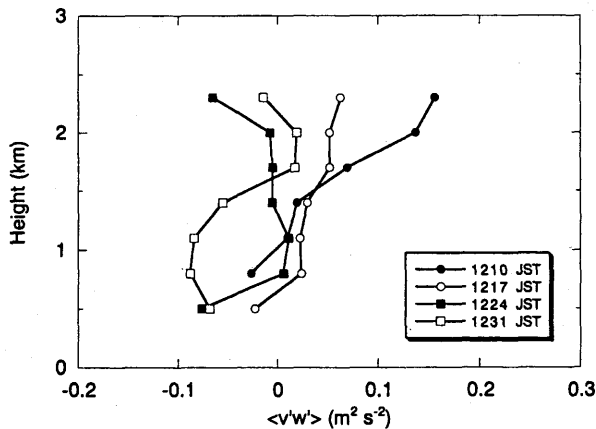
第 5.4.6 b 図 第 5.4.6 a 図と同じ。ただし、バンドの走向に直交する成分について。正の値は、北東に向かう成分を表す。



第 5.4.7 図 鉛直面内の平均的な気流構造と反射強度。ベクトルは、相対水平風と鉛直流のベクトル表示である。



第 5.4.8 a 図 バンドの走向に直交する方向の水平運動量の鉛直輸送. 正 (負) の値は, 上向き (下向き) 輸送を表す.



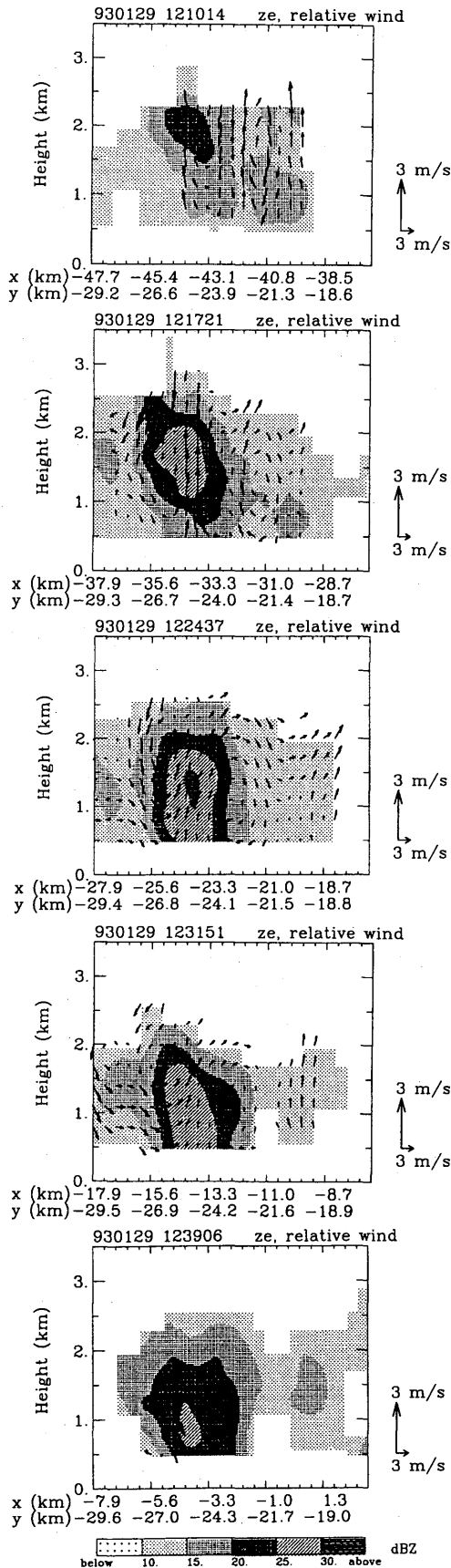
第 5.4.8 b 図 第 5.4.8 a 図と同じ. ただし, バンドの走向に平行な水平運動量について.

$u' = u - \bar{u}, v' = v - \bar{v}$ とした. バンドは, 一様な吹き出しの場に形成されているものと考えて, 鉛直流の領域平均値 \bar{w} は 0 と仮定した. バンドの走向に平行な方向では, 輸送量の高度分布は時刻ごとに異なるものの, 1231JST の高度 ~ 1.5 km 以上を除けば, ほとんど負の値であり, 水平運動量が下向きに輸送されていることを示している. 1231JST の輸送量には比較的大きな誤差が含まれていると考えられる. 第 5.4.6 図に示された平均風の高度分布と合わせると, 輸送は, 風速勾配とは反対の方向に向いている. 次に, バンドの走向に直交する方向では, 輸送量の高度依存性は時刻ごとに異なっている. 1210 と 1217JST では, ほとんどの高度で正の値であるのに対して, 1224 と 1231JST では負の値となっている. 平均水平風速の高度分布と対比させると, 1210 と 1217JST では, 水平風速の極大値のある高度 ~ 1.4 km を境として, それよりも下層では下向き

の輸送で風速勾配と同じ方向へ, それよりも上層では, 風速勾配と逆の方向へ輸送されている. 両方向の輸送量の大きさはほぼ同じである.

5.4.1.3 セルの鉛直断面内の気流構造の時間変化

PPI 画像に見られたように, バンド内ではセルが一系列に並んだ構造をしていたので, バンドによる降雪の多くは, このようなセルによってもたらされるものと考えられる. 1つのセルを抽出して, これらのセル内の構造を時間とともに追跡した (第 5.4.9 図). すでに第 5.4.5 図や第 5.4.7 図で示したように, バンドの走向に沿う気流構造はバンドの軸について対称であるので, 走向に直交する鉛直面内の構造を示すことにする. ただし, バンドの移動速度が $\sim 20 \text{ms}^{-1}$ と非常に大きかったので, 水平風や反射強度が比較的良好に求められる時刻は限られている. 1210JST ではセルがレーダから遠くにありすぎて, 反射強度や風の場合が十分に観測されていないし, 1239JST では基線に近づきすぎて風の場合が十分に観測されていない. このセルについては, 1210 と 1217JST が発達期, 1224 と 1231JST が成熟期, 1239JST が衰退期である. セルの発達段階は最下層の反射強度から決定した. 発達期の 1210JST では, 高度 1.5 \sim 2.3 km で反射強度 20 \sim 25 dBZ の領域が見られて, このことはセルの中層から上の部分で降雪粒子が成長していることを示唆している. 1217JST では, セルの中心付近に $\sim 2 \text{ms}^{-1}$ の上昇流があり, ほぼ鉛直上方に向かっている. また, 高度 1 \sim 2 km のところに 25 \sim 30 dBZ の比較的強い反射強度が出現している. この強い反射強度の領域は, 雲内の中層から上部で成長した降雪粒子が次第に成長して, 上昇流に抗して下方に落下しているものと考えられる. 成熟期では (1224 \sim 1231JST), 高度 0.5 km で反射強度が 25 \sim 30 dBZ の領域が存在しており, 地表面での降雪強度が最も強い. 1224JST の高度 1 \sim 1.5 km 付近には 30 dBZ 以上の領域も見られる. セル内の上昇流の大きさは, 発達期の 1217JST よりも小さくなっており, 約 1ms^{-1} である. 1231JST では, 最下層高度で 25 \sim 30 dBZ の領域が存在しており, 比較的強い降雪を地表面にもたらしているものと考えられる. しかし, 1224JST で見られた 30 dBZ 以上の領域は消滅し, しかもエコー頂高度も若干低くなっている. セル内の上昇流の大きさは 1ms^{-1} 未満と小さい. 衰退期である 1239JST では, 風の場合が観測さ



第 5.4.9 図 バンド内のセルの鉛直面内の気流構造と反射強度の時間変化。ベクトルは、相対水平風と鉛直流を表し、それぞれの点で流線に平行になるように描かれている。

れていないが、成熟期で見られた 25~30 dBZ の反射強度の領域が高度~1 km 付近にわずかに存在するだけとなり、最下層では 20~25 dBZ であるので、セルからの降雪強度は弱まっていると考えられる。以上のことから、降雪強度が強いのは、わずか約 10 分ほどであり、セルの寿命は少なくとも 30 分以上であると見積もられる。バンド内の他のセルでも、観測されている限りでは、セル 1 と同様の発達過程を示した。上昇流の時間変化も孤立型の降雪雲 (Yamada *et al.*, 1994) と似ているが、このセルでは上昇流の最大値は発達期でみられた。

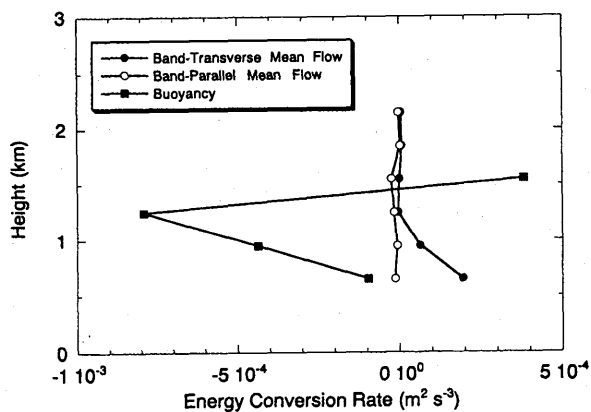
5.4.1.4 バンド内の循環のエネルギー変換率

バンド内の循環エネルギーの生成・散逸にかかわるものとしては、浮力とバンドの走向に平行、直交する方向の平均流によるものの 3 つがある。このバンド状降雪雲を維持する機構を調べるために、これらとバンド内循環とのエネルギー変換率を見積もった。浮力によるエネルギー変換率については、Roux *et al.* (1984) の方法を用いて求めた θ'_v (virtual cloud temperature perturbation) に基づいて計算した。平均流とバンド内の循環とのエネルギー変換率は、走向に平行、直交する方向について、それぞれ、

$$p_p = -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (5.4.1)$$

$$p_t = -\overline{u'w'} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (5.4.2)$$

から計算できる。1224JST における結果を第 5.4.10 図に示した。鉛直シアが非常に弱い場にバンドが形成されたため、平均流とのエネルギー変換率が小さく、浮力によるものが卓越している。浮力によるものは下層で負、高度~1.5 km 付近で正の値となっている。一方、平均流によるエネルギー生成率では、バンドに平行、直交する方向ともに浮力と比べると小さいが、2 つの値を比較すると、バンドの走向に直交する方向の平均流によるものが下層で比較的大きく、バンドの走向に平行な平均流によるものは、全ての高度で~0 である。線形論の結果 (Asai, 1970) と同様、浮力からバンド内の循環エネルギーへに変換が卓越していた。1217JST でも、1224JST と同様の結果が得られている。



第 5.4.10 図 バンドの循環のエネルギー変換率 (1224JST).

5.4.1.5 まとめ

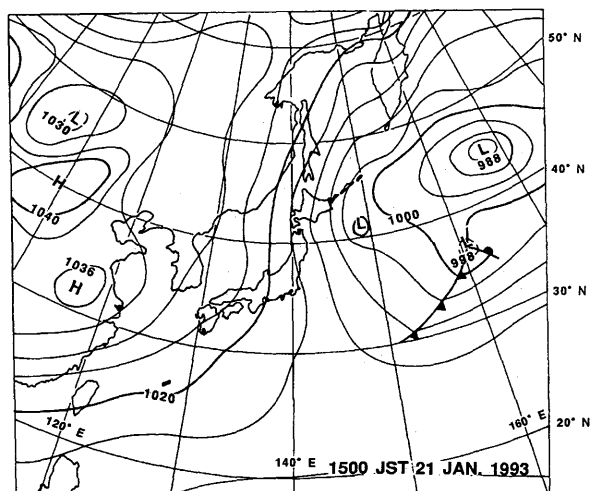
1993 年 1 月 29 日に、弱い鉛直シアの場に出現した浅いバンド状降雪雲の気流構造やバンド内の循環のエネルギー変換率について、主としてデュアルドップラーレーダデータを主に用いて調べた。バンド内では走向に一直に並んだセル構造がみられた。バンド内の気流構造は、バンドの軸に沿ってほぼ対称的でロール状対流によく似た循環であった。バンド内のセル内では、鉛直流や反射強度の場は、孤立型の降雪雲と同じような発達過程を示した。発達期のセル内では、セルの中心付近に比較的大きな上昇流が存在しており、セルの中層から上層の間で降雪粒子が成長していたことが推定できる。

バンド内の循環エネルギーの生成・消滅に関しては、鉛直シアが弱い場であったことを反映して、浮力によるものが卓越していた。浮力によるエネルギー変換率の見積もりにおいて、古典的なリトリーバルから求められた " θ'_z " という量を用いて計算した。この値には各高度ごとに異なる未知の定数（ここではいずれも 0 と仮定した）が含まれているとしても、鉛直シアが非常に弱い条件の下では、対流の循環エネルギーは浮力が卓越してくることは自然なことであり、この点からすると、このようにして求めた浮力による生成項の大きさはあながち悪いとはいえない。より精度よく計算するためには、次の深いバンドのところで述べるようなリトリーバルを用いることが必要であろう。

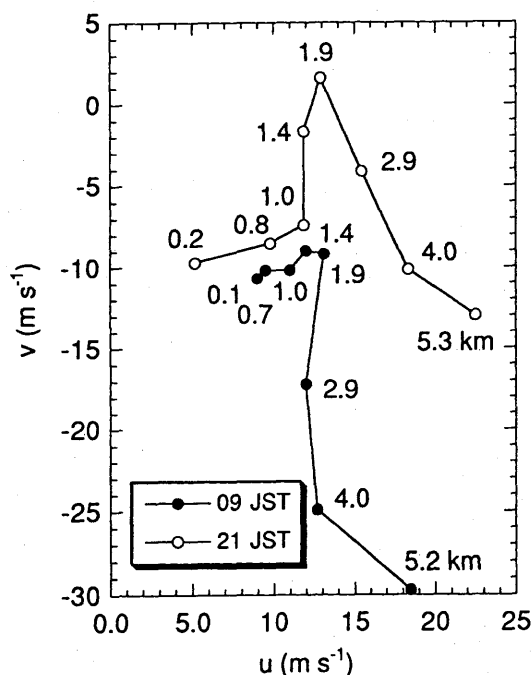
5.4.2 深いバンド (1993 年 1 月 21 日の事例)

5.4.2.1 バンドが出現したときの大気環境

深い L 型のバンド状降雪雲をデュアルドップラーレ

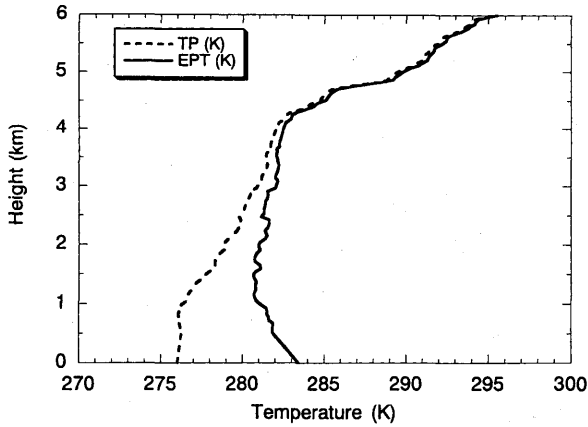


第 5.4.11 図 1993 年 1 月 21 日の 15JST における地上天気図。

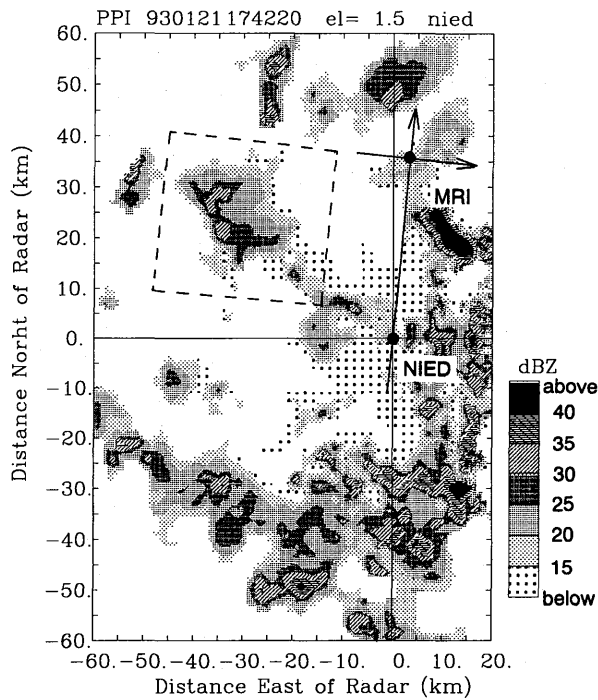


第 5.4.12 図 09JST と 21JST に秋田で観測されたホドグラフ。

ーダで観測した時間帯近くの地上天気図 (1500JST) を第 5.4.11 図に示した。西高東低の典型的な冬型の気圧配置で、強い寒気が北日本上空に南下していた。実際、秋田における 0900JST の高層観測によれば、500 hPa 高度での気温は -41.2°C と低かった。デュアルドップラーレーダ観測を行った時間帯に近い時刻での風のデータがないので、当日の 0900JST と 2100JST における秋田での風のホドグラフを第 5.4.12 図に示した。0900JST の風の場には、高度 2~5 km に南北方向に強い鉛直シアが認められる。南北方向に比べて、東西方向

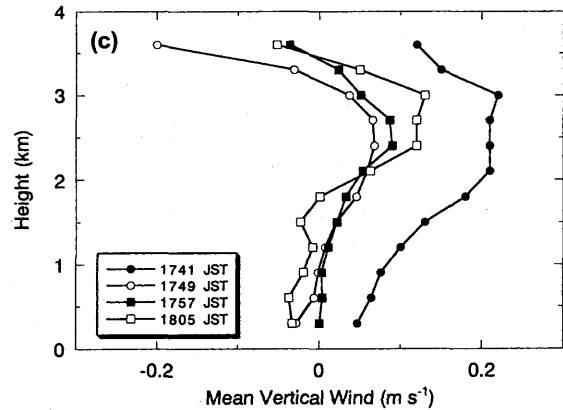
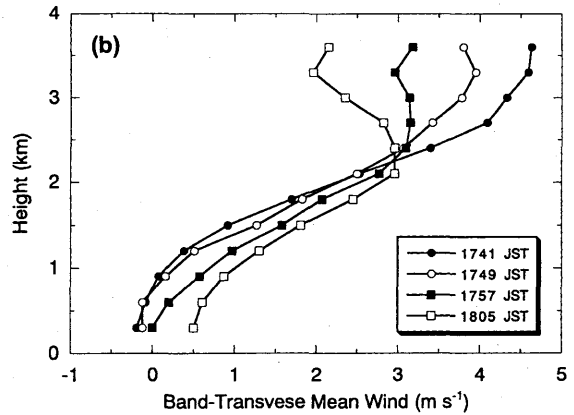
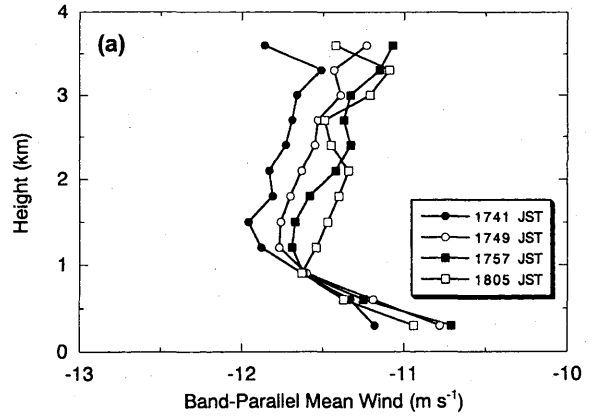


第 5. 4. 13 図 15JST での酒田における温位 δ と相当温位 θ の高度分布.



第 5. 4. 14 図 仰角 1.5° の防災科研レーダの PPI 画像. 四角で囲んだ領域についてデュアルドップラーレーダ解析を行った.

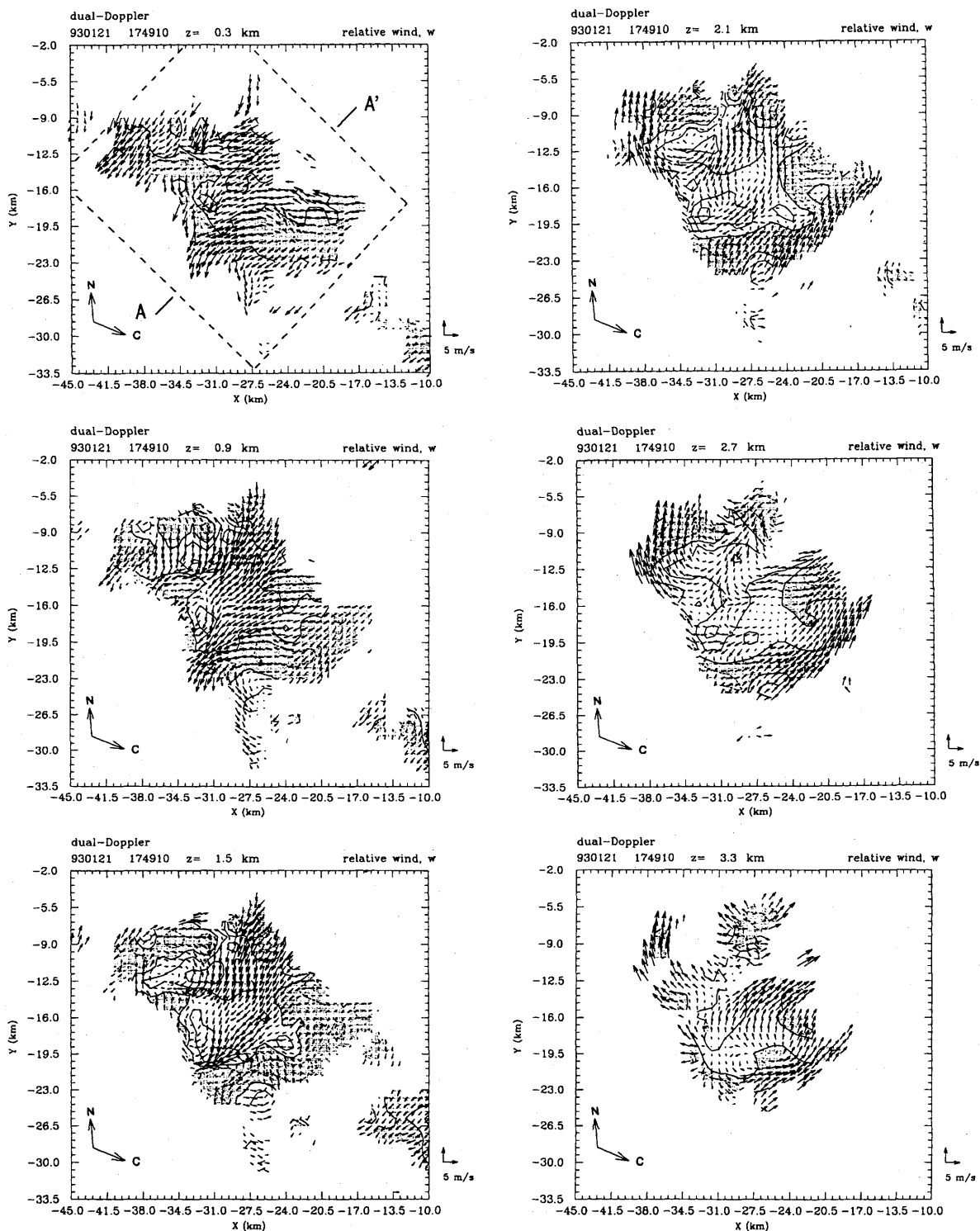
の鉛直シアは弱い. 2100JST でも, 高度 1~4 km で南北方向に鉛直シアが比較的強いことは 0900JST の分布とほぼ同様であるものの, 高度 1.9 km 付近に南成分が入り込んで上空の寒気が弱まったことを示している. 各高度で時間・空間的に平均した, デュアルドップラーレーダデータ観測による水平風は, 0900JST のそれに近い分布であった. 第 5. 4. 13 図は, 1500JST に酒田市の海岸で放球されたゾンデ観測から得られた温位と相当温位の高度分布である. 最下層の高度 0.5 km 付近まではデータが欠落しているが, 高度約



第 5. 4. 15 図 デュアルドップラーレーダ解析から算出された水平風を各高度ごとに平均化し, それを高度の関数として表したもの. (a)バンドの走向に直交する風速成分. 正の値は北東に向かう風を表す. (b)バンドの走向に平行な風速成分. 負の値は南東に向かう風を表す. (c)鉛直流.

1 km までは対流不安定な成層であり, 厚さ約 4.5 km の混合層が発達していた. 0900JST での秋田での高層観測データをも, 高度~1 km までは対流不安定な成層であり, 混合層の高度は約 5 km と 1500JST に比べて高かった. CAPE は $\sim 40 \text{ J kg}^{-1}$ であった.

デュアルドップラーレーダ観測を行った時間帯の PPI 画像を第 5. 4. 14 図に示した. この画像でみる限り,



第 5. 4. 16 図 1749JST における各高度ごとの水平相対風と鉛直流の場. 鉛直流の等値線の間隔は 0.5ms^{-1} ごとで, 下降流域に陰影をつけた. 図の左下の N と C の矢印は, それぞれ, 北の方向とバンドの移動速度をそれぞれ表す.

バンドの長さは少なくとも 60 km 以上, 幅は $\sim 10\text{km}$ である. バンド内では, 浅い L 型バンドのようにセル構造は顕ではない. なお, デュアルドップラーレーダ解析を行ったときに用いた座標系は, 浅いバンドの時

と同じである. ただし, 最下層の高度を 0.3km とした.

5. 4. 2. 2 バンド内の気流構造

第 5. 4. 15 図は, デュアルドップラーレーダ解析から

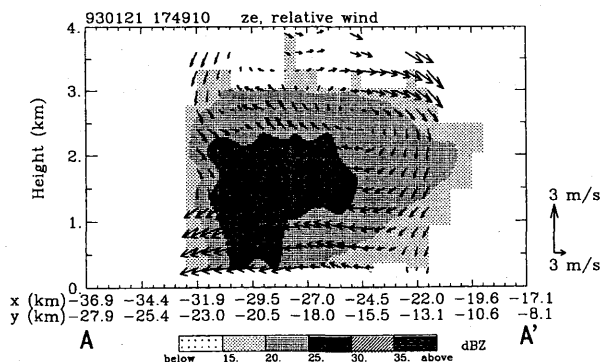
算出された水平風（バンドの走向に平行，直交する成分）と鉛直流を，時間的・空間的に平均した値の高度分布である。走向に直交する成分の分布では，高度～2.5 km 以下で風速成分の大きさが高度とともに増加しており，北向きの比較的大きな鉛直シアが存在している。このことは，ゾンデ観測から得られた鉛直シアとよく対応している。これに対して，それ以上の高度では各時刻でばらついており，時間とともに風速成分の大きさは減少している。次に，走向に平行な水平風速成分の分布では，走向に直交する風速成分と比べて鉛直シアは弱い。各高度ごとの平均鉛直流の高度分布では，1741JST を除くと，1749，1751，1805JST ではほぼ同様の分布を示している。上昇流は，高度～2 km 以下ではほぼ 0 であるのに対して，高度 2～3 km 付近で比較的大きい値である。

第 5.4.16 図は，1749JST での各高度ごとの水平相対風と鉛直流の場を示したものである。1741～1805JST の間でおよそ 8 分間隔で行われたデュアルドップラーレーダ観測では，どれもここに示した気流系と同様であった。相対水平風の場合は 3 次元的な様相を示しているものの，平均的には北東の下層からバンド内に流入する気流とバンド南西側の中層からバンド内に流入して下層で流出する気流とが認められる。上昇流域は主としてバンドの北東側にあり，下降流域は南西側の狭い領域に存在する。上昇流の最大値は約 2 m s^{-1} であった。

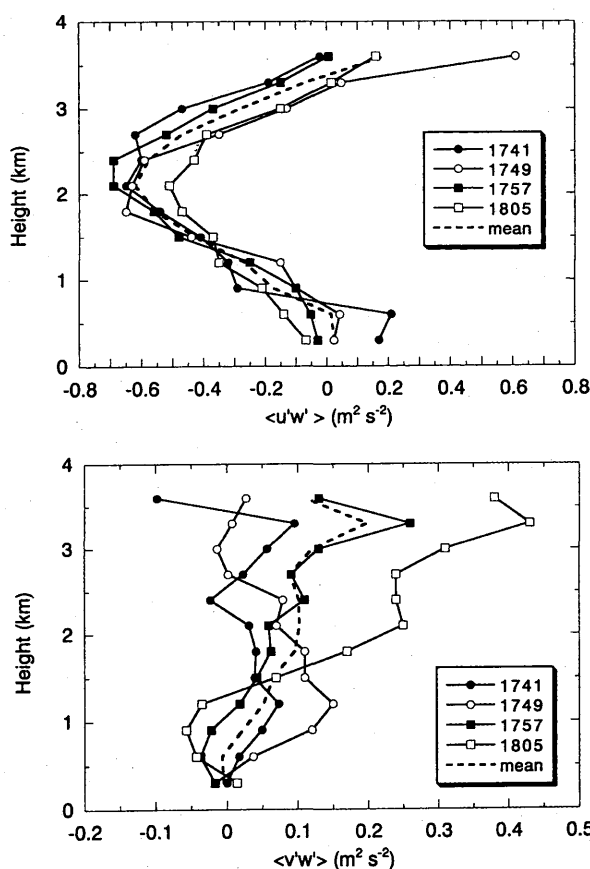
第 5.4.17 図には，バンドの走向にほぼ直交する代表的な鉛直断面内の反射強度と気流構造の時間変化を示した。図中の矢印は，バンドに相対的な水平風と鉛直流のベクトル表示である。バンド内では，バンドの北東側からバンド内に流入して上昇する気流と，バンドの南西側の中層からバンドに入り込んで，バンドの下層でバンド外に流出する気流系が存在することがはっきりとわかる。バンド内では，上昇流域と下降流域とが分離されており，長続きする循環の構造となっている。上昇流の大きさは， $2\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ で 1805JST 以降は，上昇流ははだいに弱まっている。エコー頂高度も時間の経過とともに低下しており，バンドが時間の経過とともに徐々に衰弱していったことを示している。

5.4.2.3 水平運動量の鉛直輸送

水平運動量の鉛直輸送の計算を行い，その結果を第



第 5.4.17 図 第 5.4.16 図の直線 AA' に沿った鉛直断面内の気流構造と反射強度の時間変化。矢印は，水平相対風と鉛直流とのベクトル表示である。



第 5.4.18 図 水平運動量の鉛直輸送量の高度分布を各時刻ごとに示したもの。正の値は，上向きの輸送であることを示す。(a)バンドの走向に直交する方向。(b)バンドの走向に平行な方向。

5.4.18 図に示した。それぞれ，4 つの時刻での高度分布とその平均値（破線）を示してある。まず，バンドの走向に直交する方向では，輸送量はほとんどの高度で負の値（輸送は下向き）であり，かつ最大の輸送量は中層の高度 2～2.5 km 付近にみられる。この図と第 5.4.16 図とを比較してみると，高度 2 km 以下では平均

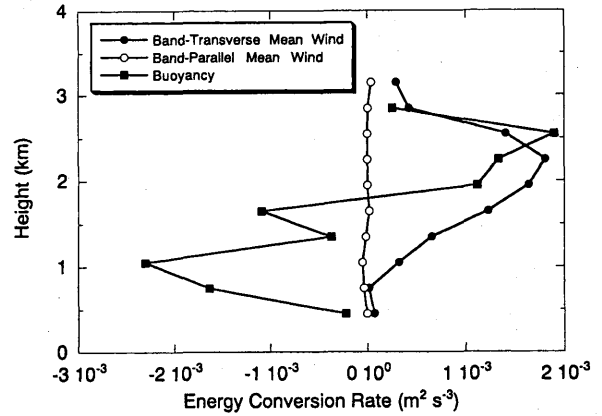
流の鉛直勾配と逆の方向へ水平運動量が輸送されている。これに対して、バンドに平行な方向の水平運動量輸送では、ほとんどの高度で正の値(上向き)であり、上空ほど輸送量が大きくなる傾向がみられる。平均流の高度分布とあわせると、高度 1 km 以上では風速の鉛直勾配と逆の方向に水平運動量が輸送されている。バンド内では、バンドの走向に直交する方向の運動量輸送が卓越していることがわかる。

5.4.2.5 エネルギー変換率

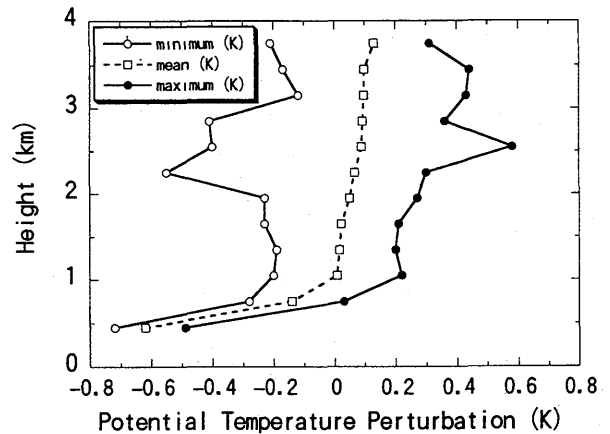
バンドの循環を維持する機構を調べるために、バンド内の循環のエネルギー変換率を浅い L 型の降雪雲と同様に計算した。バンド内の循環のエネルギーの生成・消散にかかわる 3 つの要素について、1749JST における高度分布を第 5.4.19 図に示した。この図に示された様子は、1741, 1805JST においても同様である。浮力とバンドの走向に直交する方向の平均流によるものが卓越しており、これら 2 つに比べると、バンドの走向に平行な平均流によるものは非常に小さい。これらの 3 つの和の高度分布(破線)では、高度 ~1.5 km 以下では、負の浮力のためにバンド内の循環エネルギーは消滅する傾向にあり、一方この高度以上では、浮力によってバンド内の循環が維持される傾向にある。これに対して、バンドの走向に直交する方向の平均流との変換率では、どの高度でも正の値であり、その大きさは浮力によるものとほぼ同程度であるので、バンドの循環にとって重要なエネルギー源であったことがわかる。バンドの走向に直交する平均流とのエネルギー変換率が、走向に平行な平均流との変換率に比べて大きいということは、線形論とは異なった結果である。

5.4.2.6 降水以外の水物質のリトリバル

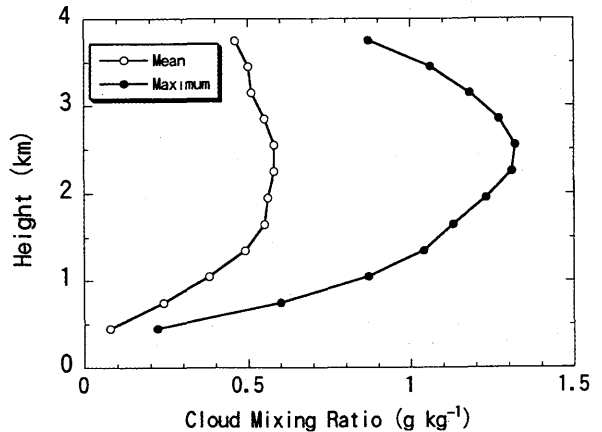
降水系内の降水機構に関する理解を深めるためには、雲内の微物理構造や気流系など、微物理構造からメソスケール構造までの幅広い空間規模にわたる現象についての知見が必要である。これまでに、微物理構造は雲粒子ゾンデや航空機観測によって、また降水域内の気流系はドップラーレーダ観測によって解明されてきた。しかし、ゾンデはいわば「点」の観測でありゾンデが通過したところを断片的にとらえるだけである。ゾンデと比較して機動性の高い飛行機観測によっても、対象とする降水系内の全ての領域を短時間に観測する



第 5.4.19 図 エネルギー変換率の高度分布. 正の値は、バンドの循環を強めるように作用する方向を示す。



第 5.4.20 図 温位のずれの最大・最小値と平均値の高度分布。単位は K。



第 5.4.21 図 雲水の混合比の最大値と平均値の高度分布。

ことはできない。

一方、波長が 3~5 cm のドップラーレーダ観測からは、短時間に膨大な空間内の降水強度や気流構造を観測することができるものの、降水より小さい粒子(いわゆる、雲水や雲氷)を観測することはできない。降

水系内で降水以外の水物質の空間分布を知ることは、降水機構の解明にとって大切なことであり、その情報を引き出すことがリトリーバルという手法によって可能になってきている。そこで、降雪雲内における「雲水」の空間分布を明らかにして、降雪機構の解明に寄与するために Hauser *et al.* (1988) の“D 法”によるリトリーバルを行った。ただし、Hauser *et al.* (1988) と異なる点は次のとおりである。ここでの「雲水」とは、降水以外の凝結水物質であり、その相は温度によって決まるものとする。

- ・ 3 次元的なリトリーバルであること。
- ・ 運動方程式の中の加速度項を考慮したこと。
- ・ 熱力学の式の中で、拡散項を導入したこと。
- ・ 降雪の混合比は、経験式 (Kajikawa and Kiba, 1978) を用いて反射強度から計算したこと。
- ・ 降雪粒子の落下速度は、Atlas *et al.* (1973) を用いた。
- ・ 気圧の場のずれの値は、計算しなかったこと。

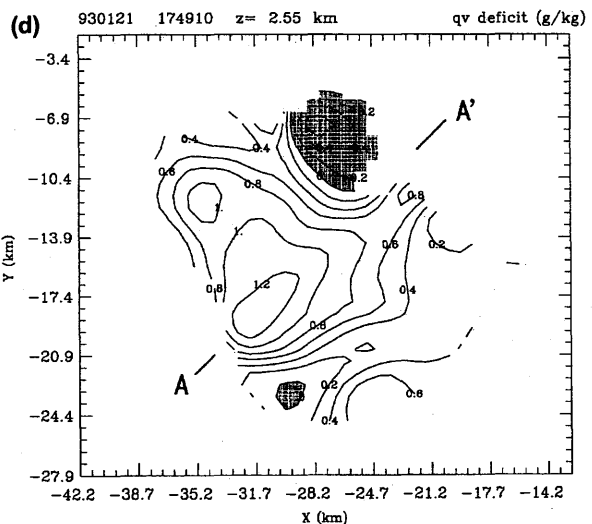
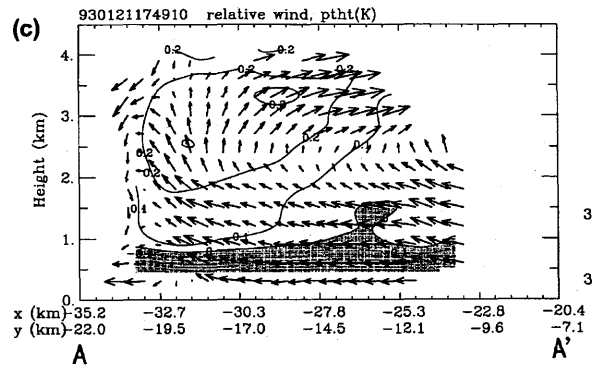
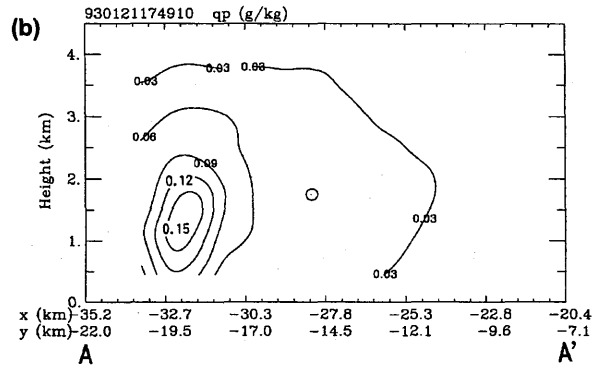
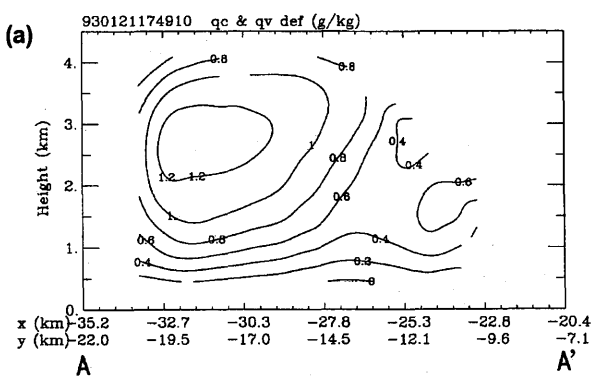
解析の原理等は省略して、解析結果を簡単に示すことにする。

5.4.2.7 解析結果

第 5.4.20 図には、リトリーバルによって求められた温位のずれの値の最大値、最小値及び平均値の高度分布を示したものである。高度 0.45 km では、温位は ~ -0.7 から ~ -0.5 K の偏差を示し、平均値で ~ -0.6 K である。これらの偏差は、これまでに他の降雪雲で観測されている、雲内下層の冷気塊と雲外の大気との温度差にほぼ近い値である。このため、リトリーバルから

計算された温度のずれに含まれるただ一つの未知定数は 0 とした。推定されたバンド内下層の温度のずれの場合は、これまで観測されている冷気塊の存在とよく対応しているため、バンド内での温度のずれの場がよく再現されているものと考えられる。温度の偏差は、高度 ~ 0.5 km 以上で ± 0.6 K と小さな値である。

第 5.4.21 図は、雲水量の混合比の最大値と平均値の高度分布である。平均値は Q_c が 0 でない値を高度ごと



第 5.4.22 図 (a)鉛直断面内の雲水の混合比 (g kg^{-1})。 (b)降雪粒子の混合比 (g kg^{-1})。 (c)温位のずれと気流系。気流は、水平相対風と鉛直流。 (d)鉛直断面 a~c をとった部分。高度 2.55 km の雲水の混合比と saturation deficit mixing ratio (g kg^{-1})。未飽和の部分に陰を付けた。

に平均したものである。最大値の分布では、高度 2.55 km に最大値 $\sim 1.3 \text{ g kg}^{-1}$ があつて、この値は、ゾンデ観測や飛行機観測で得られている、雲水が豊富にある発達期の雲内の値に近い。

雲水の大きな値が存在する領域を通る、走向に直交する鉛直断面内における雲水と降雪粒子の混合比（それぞれ、第 5.4.22 a 図、第 5.4.22 b 図）および温位の偏差と気流構造（第 5.4.22 c 図）を示した（第 5.4.22 d 図の直線 AA' に沿った鉛直断面）。雲水の混合比の大きい部分は、雲内の中層から上部の高度 2~3 km にあり、 1.2 g kg^{-1} に達する混合比が得られている。降雪の混合比の大きい所は、雲水の混合比の大きな領域の下方に位置している。第 5.4.22 c 図に示された温位の偏差と気流構造とを見ると、雲水の混合比の大きいところは、正の温位偏差 $\sim 0.2 \text{ K}$ の領域とほぼ一致しており、そこでは 1 m s^{-1} 近い比較的大きな上昇流が存在している。また、バンド内下層には、大きさが -0.5°C に達する負の温位偏差が見られ、これはバンド内下層に存在する冷気塊に相当するものである。これらのことを総合すると、高度 2~3 km 付近の雲水の豊富な領域で降雪粒子が成長し、降雪として下方に落下していると考えられる。

5.4.2.8 まとめ

強い寒気場に出現した深いバンド状降雪雲について、としてデュアルドップラーレーダデータに基づいて、バンド内の気流構造やバンドの維持機構について考察した。バンドの走向に直交する鉛直シアが大きく、これを反映して、バンド内では長続きする循環が形成されていた。エネルギーの変換率では、浮力からバンドへ、走向に直交する平均流からバンドへの変換率が卓越し、浮力によるものはほとんど負の値、平均流によるものはほとんどの高度で正の値であつた。走向に直交する方向の平均流によるエネルギー変換率が走向に平行な平均流によるものと比較して大きいという点が、線形論と異なる。さらに、リトリーブによってバンド内の降水以外の凝結水物質の空間分布を推定した。この結果、バンド内では、高度 2~3 km の中層から上部にかけての比較的上昇流の大きな領域で雲水の混合比が大きく、降雪の混合比の分布と合わせると、この

高度付近が降雪粒子の成長にとって好都合であつたと推定できる。

参考文献

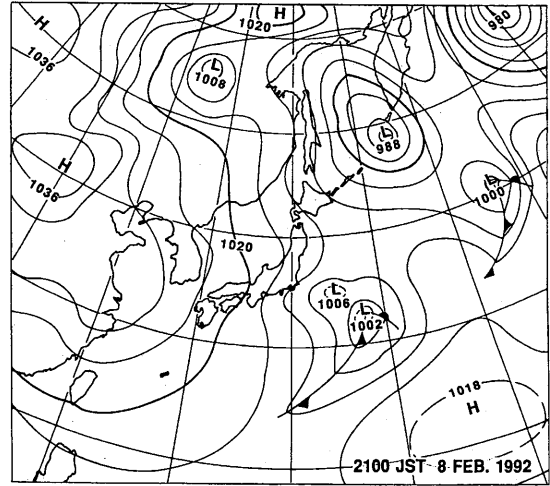
- Asai, T., 1970: Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow. *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 18-29.
- Atlas, D., R. C. Srivastava, and R. S. Sekhon, 1973: Doppler radar characteristics of precipitation at vertical incidence. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, 1-35.
- Brown, R. A., 1980: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: A review. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 683-697.
- Hauser, D., and P. Amayenc, 1986: Retrieval of cloud water and water vapor contents from Doppler radar data in a tropical squall line. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 823-838.
- , F. Roux, and P. Amayenc, 1988: Comparison of two methods for the retrieval of thermodynamic and microphysical variables from Doppler radar measurements: Application to the case of a tropical squall line. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1285-1303.
- Kajikawa, M., and K. Kiba, 1978: Observation of the size distribution of graupel particles. *Tenki*, **25**, 390-398.
- Kelly, D. R., 1982: A single-Doppler radar study of horizontal roll convection in a lake-effect snow storms. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1521-1531.
- Roux, F., 1985: Retrieval of thermodynamic fields from multiple-Doppler radar data using the equations of motion and the thermodynamic equation. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 2142-2157.
- , J. Testud, M. Payen, and B. Pinty, 1984: West African squall-line thermodynamic structure retrieved from dual-Doppler radar observations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3104-3121.
- Yamada, Y., T. Matsuo, M. Murakami, H. Mizuno, and K. Iwanami, 1994: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part II: Time change in airflow structures in isolated snow clouds derived from dual-Doppler radar observations. - A case study -. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 695-708.

5.5 Tモードのバンド状降雪雲*

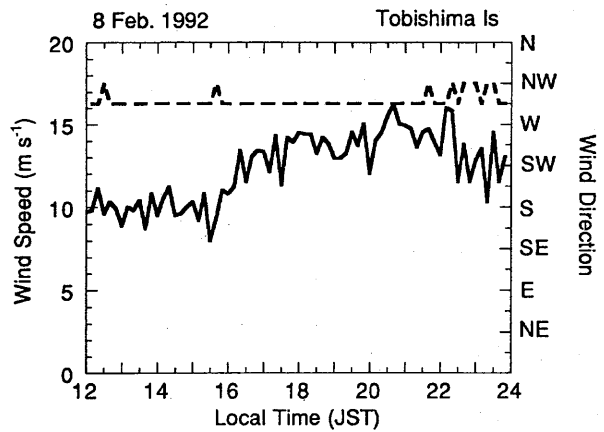
5.5.1 浅いT型の降雪雲

5.5.1.1 バンド出現時の大気環境

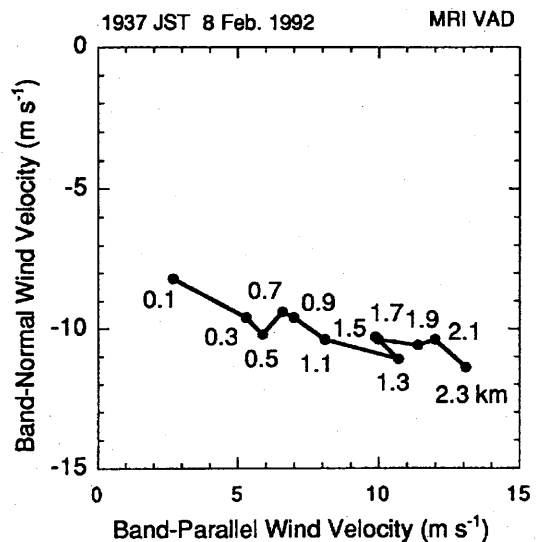
1992年2月8日1900JST頃に出現した浅いT型のバンド状降雪雲の構造について記述する. この時間帯に近い2100JSTの地上天気図を第5.5.1図に示した. 冬型の気圧配置になっているものの, 日本海上の等圧線の間隔は広く, 寒気の吹き出しは弱い. 第5.5.2図は2月8日1200JSTから2400JSTまでの, 飛島のアメダス観測点で観測された地上風向・風速の10分ごとの時間変化である. ここで示すT型のバンドは, およそ1530~1620間に見られる風速増加域 (Yamada *et al.*, 1996) が通過した後の, 寒気の吹き出しの中に形成されたものであることがわかる. デュアルドップラーレーダ観測を行った時刻付近では, ゾンデ観測による水平風の高度分布は観測されていないので, 仰角20°のVAD観測の結果を示した (第5.5.3図). VADデータを収録したときにはレーダ上空には比較的強いエコーが存在していなかったため, この風速の高度分布はバンド内の循環の影響を強くは受けていないと考えられる. バンドの走向に直交する方向に比べてバンドの走向に平行な方向の鉛直シアが比較的大きく, 鉛直シアはバンドの進行方向を向いていることがわかる. 第5.5.4図は, バンドが出現した時間帯の約2時間前と後に, 飛島で観測された温位と相当温位の高度分布である. 1642JSTのゾンデ観測は, 風速増加域が飛島を通過して約20分後のデータである. 混合層の厚さは約3kmで下層0.3km以下のごく浅い部分に対流不安定な層が見られる. これに対して, バンド出現後の2146JSTのゾンデ観測では, 上空に寒気が進入してきたために対流不安定な成層が地表面から高度~0.5kmと厚くなっている. 第5.5.5図には1931JSTにおける気象研レーダのPPI画像を示した. 観測領域内にはいくつかのT型のバンドが存在しており, そのうちの矢印で示したバンドをドップラーレーダで観測した. バンドの長さは約20km, 幅は5km未満と非常に狭い. バンド内にはセル状の構造が見られる.



第 5.5.1 図 1992 年 2 月 8 日 2100JST の地上天気図. 気圧の等値線 (太い実線) は 4hPa ごと.



第 5.5.2 図 1992 年 2 月 8 日 12~24JST での地上風の風向と風速の時間変化 (飛島). アメダス 10 分値.



第 5.5.3 図 気象研レーダの VAD 観測 (仰角 20°) から得られた水平風の高度分布.

5.5.1.2 バンド内の気流構造

デュアルドップラーレーダ解析から求められた, 相対水平風と鉛直流の場を第 5.5.6 図に示した

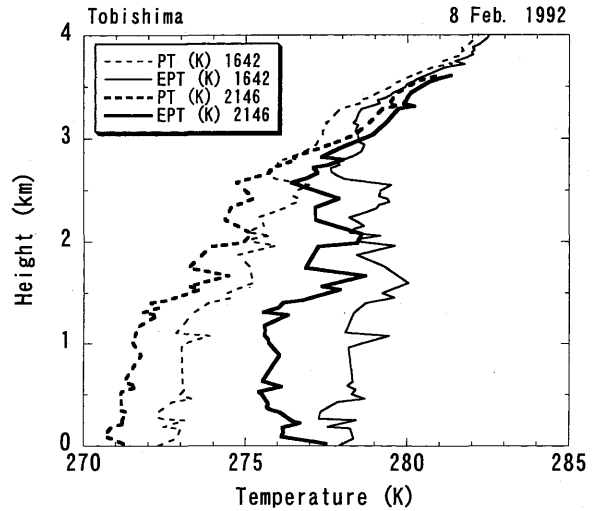
* 山田芳則: 物理気象研究部 (現 予報部数値予報課)

(1931JST). 各高度において水平風の場合は、バンドの軸に対してほぼ対称的で 2 次元的な構造である。バンド内の各高度で上昇流域が卓越している。高度 1.7 km 以下では、バンドの前面と後面からの気流がバンドの軸付近で収束している様子が明らかにみとれる。一方、高度 2 km 以上では、前面と後面に向かう発散的な風場が卓越している。上昇流の大きな値は、非発散高度付近の高度約 1.7~2.0 km にあり、その値は最大で $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$ に達する。下降流は、バンドの両側面に見られる。ただし、時間の経過につれてバンド内で降雪粒子が形成されてくるようになると、気流系の対称性は崩れ、前面で上流、後面で下降流という構造に変化していったことが観測された(「5.5.1.4 バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な構造」の項を参照のこと)。

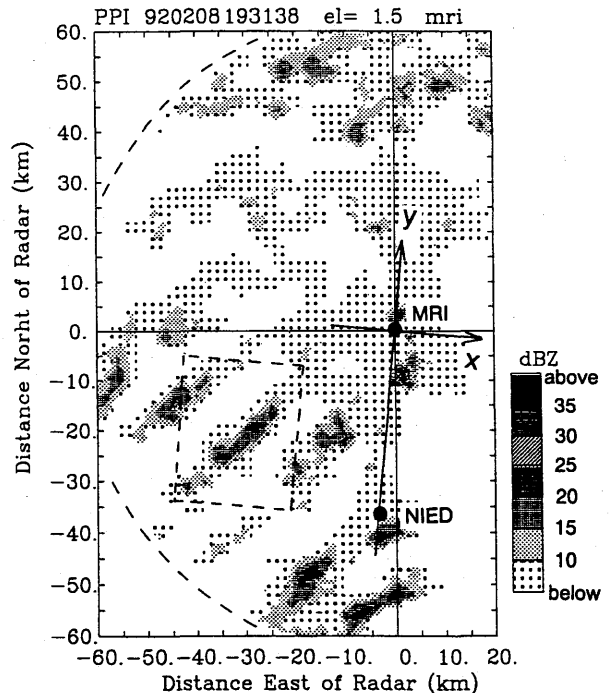
5.5.1.3 バンド内の平均水平風と鉛直流

デュアルドップラーレーダ観測から算出された、各高度におけるバンド内の水平風と鉛直流の平均値の高度分布を各時刻ごとに第 5.5.7 図に示した。解析した領域は第 5.5.6 図の破線内である。バンドの走向に平行な平均水平風については(第 5.5.7 図 a)、高度 1.5 km 以下では高度とともに風速はほぼ直線的に増加し、またほとんどの高度で時間とともに風速は増加している。高度 1.7 km 以上では、高度に対する風速の変化は比較的小さい。これに対して、走向に直交する平均風は、総じて高度に対する変化は小さく、さらに平均風速の時間的な変化も小さい(第 5.5.7 図 b)。比較強いシアは高度 1 km 以下に存在し、それ以外では鉛直シアは非常に弱い。これらの平均風の鉛直分布は、VAD で観測された水平風の高度分布においてバンドの走向に平行な鉛直シアが大きく、直交する方向の鉛直シアが弱かったこととよく対応している。

平均鉛直流の各時刻ごとの高度分布を示したものが第 5.5.7 c 図である。1915~1931JST までは、平均鉛直流の値はすべての高度で正の値(上昇流)であり、ほとんどすべての高度で時刻とともに上昇流が大きくなっている。このことは、バンドが全体的に時間とともに発達していることを示唆している。ところが、1939JST になると平均鉛直流が正の値であるのは上空の高度 1.4 km 以上の上空に限られて、そのほかの高度では負の値(下降流)である。特に下層で比較強い

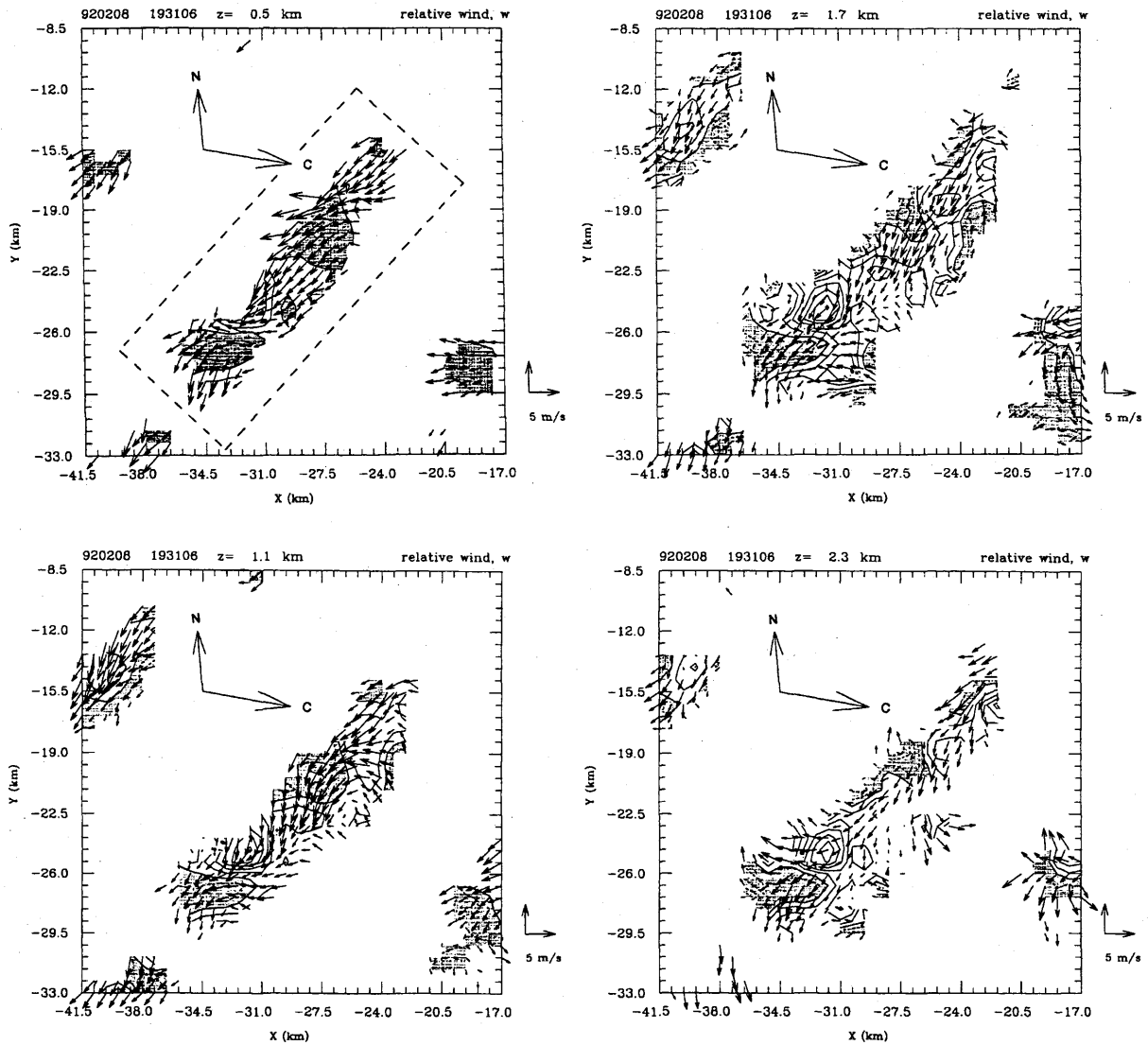


第 5.5.4 図 飛島でレーウィンゾンデによって観測された温位 (θ) と相当温位 (θ_e) の高度分布 (1642, 2146JST)。



第 5.5.5 図 気象研レーダの PPI 画像 (1931JST, 仰角 1.5°)。

下降流が存在する。これは、バンド内で十分大きく成長し、落下している降雪粒子によって生じた下降流と考えられる。1947JST では、すべての高度で平均鉛直流は負の値で、しかもこれらの大きさは時間とともに大きくなっている。このことは、バンド内で下下降流が卓越し、バンドが衰弱していることを示唆するものである。

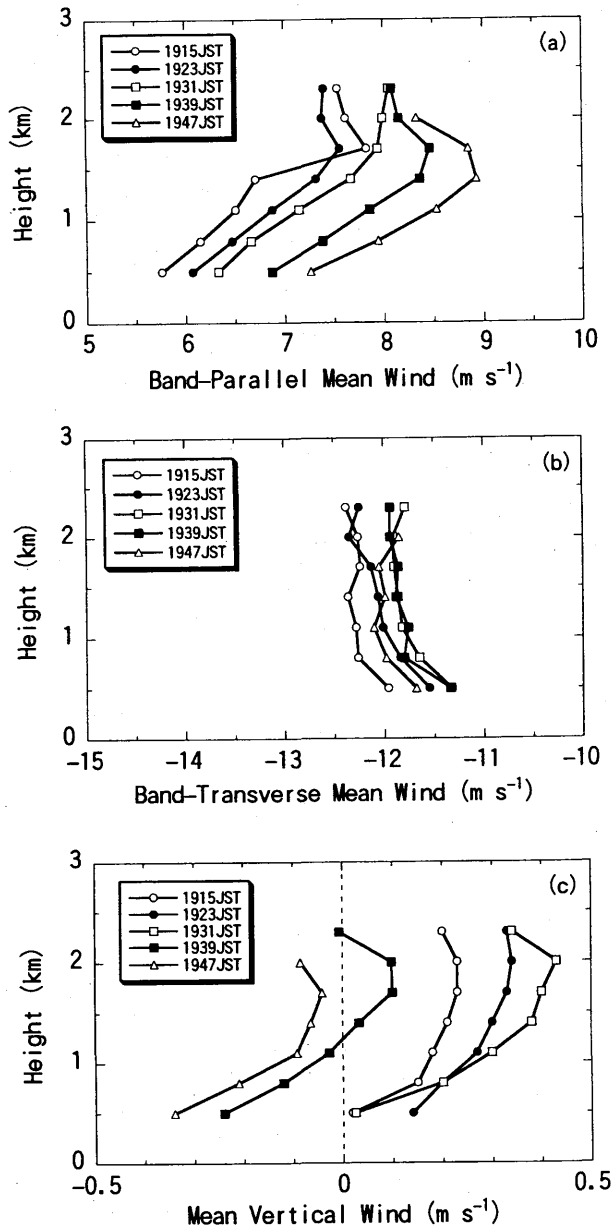


第 5.5.6 図 1931JST におけるバンド内の相対水平風と鉛直流の水平断面。鉛直流が負の領域に陰影をつけた。N, C で表される矢印は、それぞれ、北の方向と、バンドの移動速度を表す。

5.5.1.4 バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な構造

5.5.1.2 で示したように、バンド内の循環はバンドの軸に対してほぼ対照的であるので、走向に直交する鉛直面内の平均的な構造を調べた。解析した領域は、第 5.5.6 図の破線で囲んだ領域である。鉛直面内の気流構造の算出方法は、浅い L 型のバンド状降雪雲の場合と同様に、観測された風の場に最小 2 乗法的に当てはまる 2 次元の流線関数を変分法によって算出する方法に基づいている。第 5.5.8 図に、鉛直面内の平均的な構造の時間変化を示した。1931JST までは、ロール状対流によく似た、バンドの軸に対してほぼ対照的な循環であり、雲内では上昇流が卓越している。ところが 1939JST 以降では、バンドの前面で上昇流、後面で

下降流という構造に変化している様子が明瞭である。反射強度が 15~20 dBZ と大きな領域が高度 1 km より下層に達しており、降雪粒子が地表に向かって落下していることを示唆している。1947JST では、エコー頂高度も約 2 km まで低下し、また、15~20 dBZ の領域も狭まり、バンドが衰退していることを示している。バンドの走向に直交する方向の鉛直シアはバンドの進行方向を向いているので、降雪粒子によって生じた下降流とバンド外前方の下層の不安定大気との衝突が生じ、これがバンドの維持に貢献する可能性は十分に考えられる。ただし、このバンドについては、バンド内下層の冷気塊の存在については、直接的・間接的に観測できなかった。



第 5.5.7 図 (a) 走向に平行な水平風を各高度で平均した値の高度分布. 正の値は, 北東に向かう風を表す. (b) (a) と同じ. ただし, 走向に直交する平均水平風について負の値は, 南東に向かう風. (c) 平均鉛直流の高度分布.

5.5.1.5 バンド内の水平運動量の鉛直輸送

バンドの構造をさらに詳しく調べるために, バンド内の水平運動量輸送とエネルギー変換率について解析を行った. 解析した領域は, 平均的な鉛直面内の構造を求めたときと同じである. 解析方法は, すでに示した浅い L 型バンド状降雪雲の場合と同様である. バンドの走向に平行な水平運動量の鉛直輸送の高度分布 (第 5.5.9 a 図) は, どの時刻でもほぼ同様で, 高度 1.5~1.7 km までは高度とともに輸送量の大きさが減

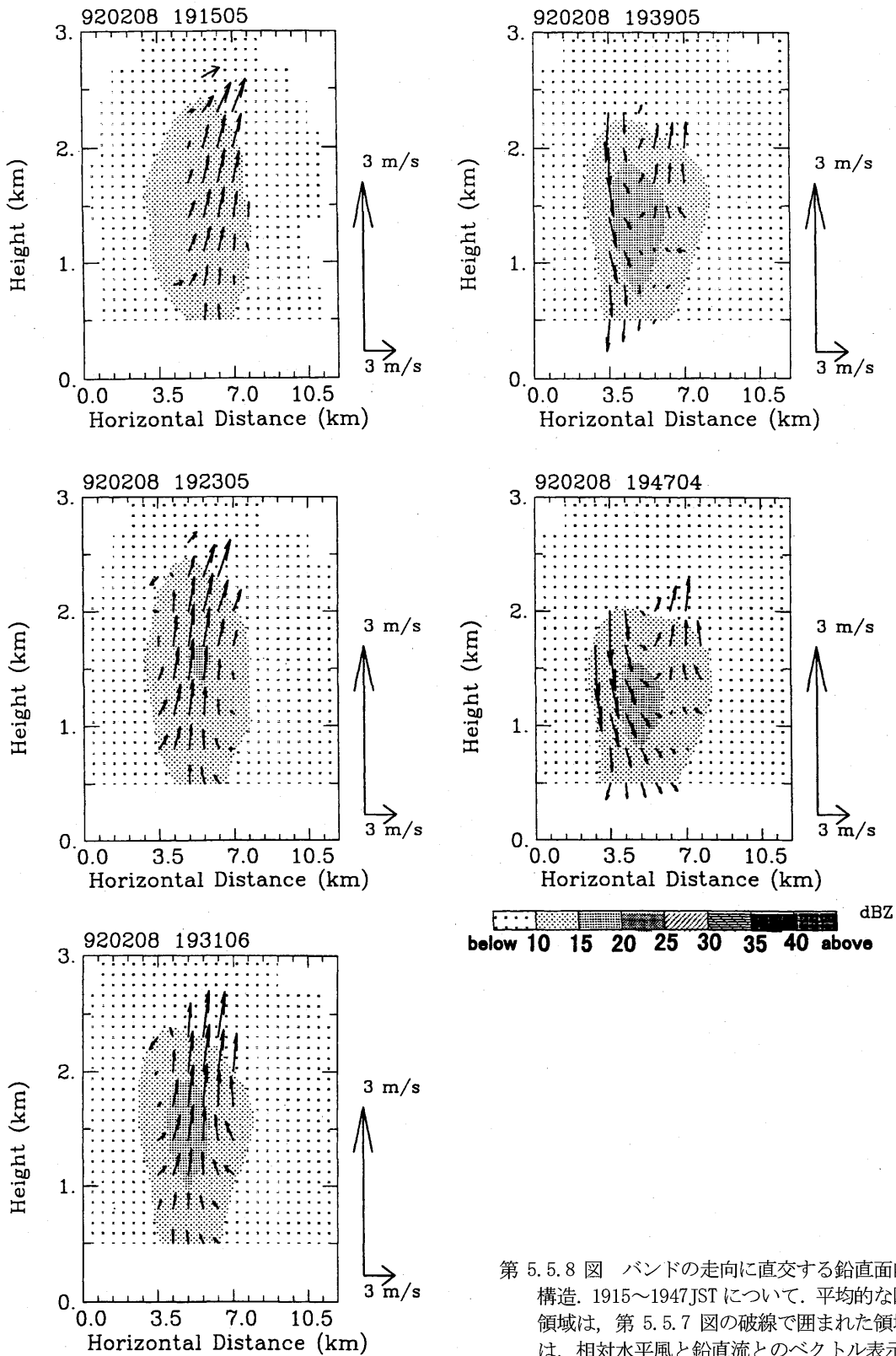
少し, それ以上の高度では, 高度とともに増加する傾向が見られる. 1915~1923 JST では, 全ての高度で輸送は下向きであり, 特に高度 1.7 km 以下では第 5.5.7 a 図の風速の鉛直勾配とは逆向き (down-gradient) に運動量が輸送されている. 輸送量は中層 (高度 1.4~1.7 km) で最も大きくなっている. 1931 JST では, 高度 1 km 未満で輸送は上向き, それ以上の高度では負である. 高度 1 km 以下では輸送は平均風速の鉛直勾配と同じ方向 (up-gradient) である. 1939~1947 JST では, 両時刻の輸送量の高度分布はよく似ており, 高度 1.5 km 付近で下向きの輸送, それ以外では上向きの輸送となっている. 2つの時刻での高度 1.5 km 以下の輸送は, いずれも down-gradient である.

次に, バンドの走向に直交する方向の輸送を示したものが第 5.5.9 b 図である. 輸送量の鉛直分布には, 1915~1931 JST と 1939~1955 JST の 2 つ型が見られる. まず 1915~1931 JST では, 輸送量は高度とともにほぼ直線的に増加する傾向が見られる. 高度 1.1 km 未満で負 (down-gradient), それよりも高い高度で正の値である. また, 高度 2 km 未満では, これらの値の大きさは, 各時刻においてバンドの走向に平行な輸送量よりも小さい. 次に, 1939~1947 JST における高度分布は, いずれも中層の高度 1.5 km 付近に極大値があり, 1947 JST での最下層 (0.5 km) と 1939 JST の高度 2 km 以上を除くと, 輸送量は負 (下向き) である. この時間帯の高度 1 km 未満では, ほぼ down-gradient の方向に水平運動量が輸送されている. さらに, 第 5.5.10 a 図に示された走向に平行な輸送量と比較すると, 走向に直交する方向の輸送量の大きさが, 特に中層で大きくなっていることがわかる.

以上のような水平運動量輸送の時間変化から, バンドが発達していたと考えられる 1915~1923 JST では, バンドの循環はロール状対流によく似ていたと考えられる. しかし, バンド内で形成された降雪粒子の落下によって下降流が生じるようになり, バンド内の循環が変化したために, 第 5.5.9 図のように水平運動量の鉛直輸送にも時間変化が生じたものと考えられる.

5.5.1.6 バンド内の循環と平均流とのエネルギー変換率

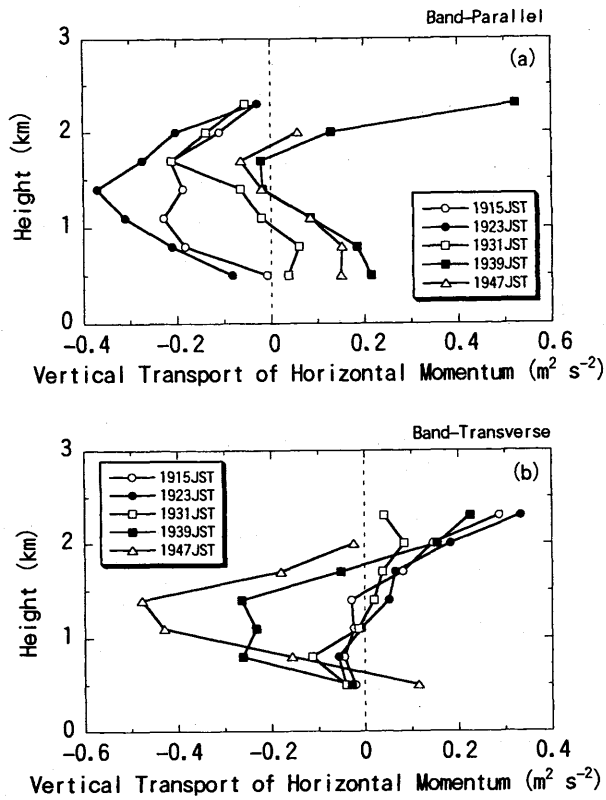
バンド内の循環のエネルギー生成に関わる項目の中で, 平均流と循環との間のエネルギー交換率について



第 5.5.8 図 バンドの走向に直交する鉛直面内の平均的な構造. 1915~1947JST について. 平均的な断面をとった領域は, 第 5.5.7 図の破線で囲まれた領域. ベクトルは, 相対水平風と鉛直流とのベクトル表示である.

調べた. 第 5.5.10 図は, バンドの走向に平行な平均流, バンドの走向に直交する方向の平均流とバンド内の循環とのエネルギー変換率を各時刻毎に示したものである. エネルギー変換率の高度分布も時間的に変動していることがわかる. これは, これまでに示してきたよ

うな平均水平風や運動量の鉛直輸送の高度分布の時間変化を反映しているものと考えられる. 1915~1923JST では, 走向に平行な平均流による変換率が卓越し, この変換率はほとんどの高度で正 (つまり, バンドの循環を強める方向) であり, 中層の高度 1.5 km 付近に極



第 5.5.9 図 (a) 水平運動量の鉛直輸送量の高度分布 (バンドの走向に平行な方向). 正 (負) の値は上 (下) 向き輸送を表す. (b) (a) と同じ. ただし, バンドの走向に直交する方向.

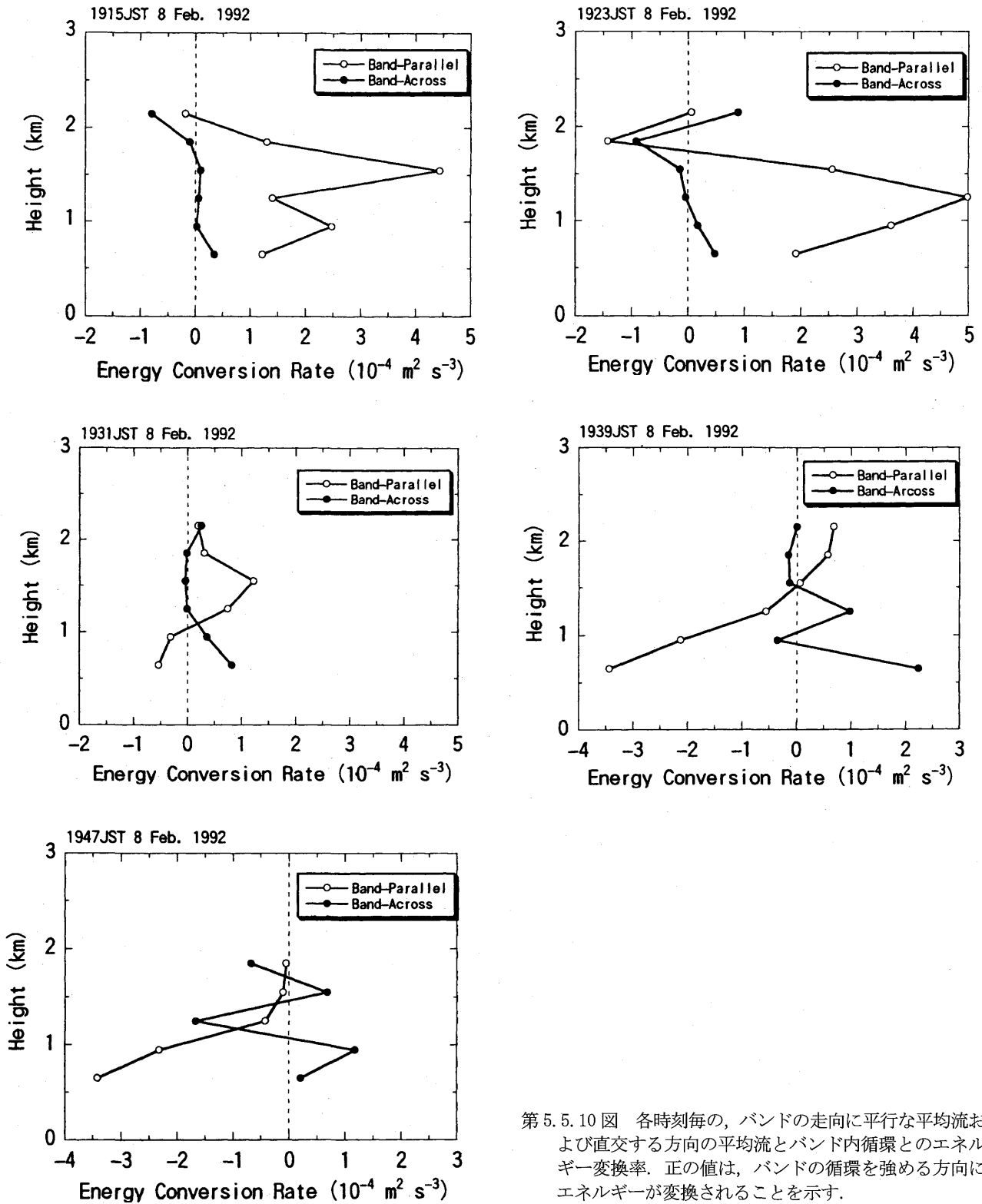
大値を持つ. これに対して, 走向に直交する平均流との変換率は, 下層に正の値があり, 最下層で最も大きいものの, 変換率の大きさは相対的にかなり小さい. 1931JST の変換率の高度分布は, 走向に平行・直交する方向ともに 1915~1923JST の高度分布と似てはいる. しかし, 平行な平均流による変換率の大きさはかなり小さくなっている. しかも, 高度 1km 以下では負の値である. 1939~1947JST では, 走向に平行な変換率の高度分布は, それまでのものと大きく異なる. 高度が低くなるにつれて減少し, 高度 1.7~2 km 以下で負の値であり, 最下層 (0.65 km) で絶対値が最も大きい. これらの負の値は, バンドの循環から平均流へエネルギーが変換されていることを示している. 走向に直交する平均流との変換率は, 中層において若干の正負のふらつきはあるものの, 下層に比較的大きな正の値があることは, 1915~1931JST での分布と同様である. 以上から, 地表の降雪強度が弱かったと考えられる 1915~1923JST では, 走向に平行な平均流との変換率が相対的に大きく, この平均流からバンド内の循環へとエネルギーが変換されていた. この点は, 線形論か

ら導かれる結果と同様である. しかし, 1939~1947JST では, 走向に平行な平均流との変換率は負に転じ, これに対して直交する方向の平均流との変換率は下層で比較的大きな正の値が見られた. これは, バンド内で形成された降雪粒子が地表に落下したことにより, 走向に直交する平均流とバンド内下層の冷気塊との相互作用によるものと考えられる.

第 5.5.6 図と第 5.5.9 図, 第 5.5.10 図とから, 1915~1931JST では, バンド内の鉛直断面の構造とも合わせて, ロール状循環に非常に近いものであったと考えられる. 実際, バンド内の循環には, バンドの軸に対してほぼ対称的な, ロール状循環に似た気流構造が見られた. さらに水平運動量の鉛直輸送でも, 線形理論の結果と同様にバンドの走向の運動量輸送のほうが大きく, 輸送は下向きである. そのうえ, エネルギー変換率についても, 線形論の結果と同様に, バンドの走向に平行な平均流によるバンド循環のエネルギー生成率が大きかった. しかし, バンド内で降雪粒子が形成されて降雪がもたらされるようになると対称性は崩れてくる. バンド内で下降流が卓越するようになった 1939JST 以降では, 走向に平行な平均流とのエネルギー変換率は負に変わり, さらに, 走向に直交する方向の水平運動量の鉛直下向きの輸送がはっきりと認められた. このことは, 線形論から導かれた結果とは異なっており, 降雪という非線形な現象によって生じたものと考えられる.

5.5.1.7 まとめ

風速増加域が観測領域を通過後の弱い寒気場中出现した浅い T 型のバンド状降雪雲について, 主にデュアルドップラーレーダデータとゾンデ観測に基づいて, 気流構造およびその時間変化を解析した. ゾンデ観測によれば, 観測したバンドは, 下層~0.5 km 以下に対流不安定がある成層状態のもとで出現していた. さらに, バンド出現時には, VAD 観測から, バンドの走向に平行な鉛直シアが, 直交する方向に比べてより強かった. デュアルドップラーレーダ観測から算出された気流構造は, バンド内の反射強度が弱いときには, 各高度でバンドの軸に対してほぼ対称的な構造を示していた. 鉛直流の場合については, バンドが発達していたとみられる 1915~1931JST ではバンドの軸のあたりに上昇流域が卓越しており, バンドの後面と前面には主



第 5.5.10 図 各時刻毎の、バンドの走向に平行な平均流および直交する方向の平均流とバンド内循環とのエネルギー変換率。正の値は、バンドの循環を強める方向にエネルギーが変換されることを示す。

に下降流が見られた。しかし、バンド内で反射強度が強くなってくると、バンドの前面に上昇流、後面に下降流という構造に変化することが観測された。

気流構造の変化だけでなく、水平運動量の鉛直輸送や平均流とバンドの循環とのエネルギー交換率にも変

化が見られた。まず、バンドが発達していると考えられる 1915~1931JST では、線形論と同様にバンドに平行な水平運動量の鉛直下向きの輸送が大きく、これは平均流の鉛直勾配とは逆の輸送である。また、バンドの走向に平行な平均流によるバンドの循環エネルギー

の生成率が相対的に大きかった。しかし、地上の降雪強度が大きくなって、バンドが衰弱するようになった 1939~1947JST では、線形論とは異なって、走向に平行な平均流とのエネルギー変換率は高度約 2km 以下では負の値に転じ、一方、走向に直交する平均流との変換率が下層で大きくなるのが観測された。このことは線形論の結果とは異なる点である。

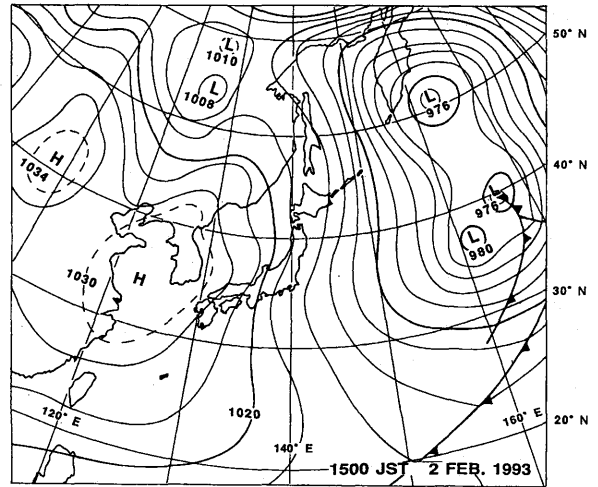
以上のことから、降雪が弱いときのバンドの気流構造はロール状循環に似た構造であった。しかし、バンド内で形成された降雪粒子の落下という非線形の効果によって、気流構造は時間とともに変化し、ロール状対流とは異なった構造（前面で上昇流、後面で下降流）に変化し、これに伴って、水平運動量の鉛直輸送や平均流とのエネルギー変換率が時間的に変化していったものと考えられる。

5.5.2 深い T 型のバンド状降雪雲

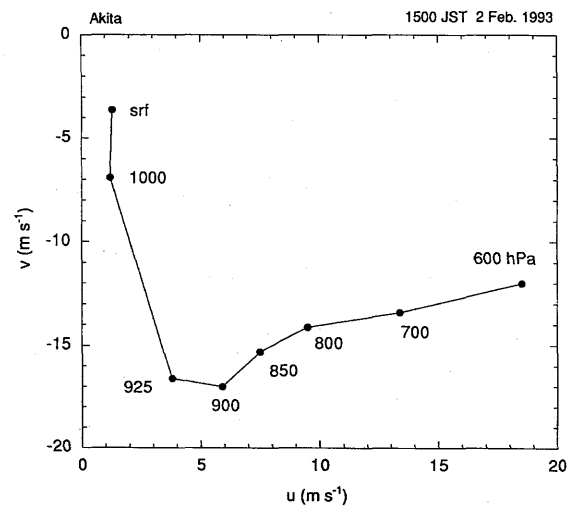
5.5.2.1 バンド出現時の大気状態

深い T 型のバンド状降雪雲を観測した日時は、1993 年 2 月 2 日の 14~15JST 頃である。この日の 15JST における地上天気図を示した（第 5.5.11 図）。降雪雲の出現に都合のよい典型的な西高東低の冬型の気圧配置であった。1500JST に秋田で観測された hodograph を第 5.5.12 図に示した。1000hPa 高度から 600hPa 高度まで、反時計回りに風向が変化しており、また下層の 925 hPa 高度以下では北風が卓越していた。第 5.5.13 図は、1500JST に酒田市の海岸でゾンデによって観測された温位と相当温位の高度分布である。高度 0.5 km 以下で対流不安定であり、混合層の厚さは~5 km と深い。CAPE の値は~50 J kg⁻¹ と比較的大きな値であった。

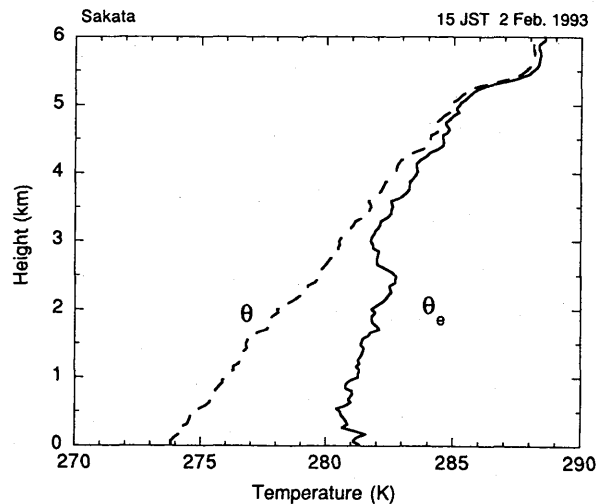
観測したバンドは、図には示さないが、前節で記述した浅い T 型のバンドと同様、風速増加域が観測領域を通過した後、寒気場の中に出現したものである。第 5.5.14 図は、気象研レーダ観測点（象潟）での地上の気温と相対湿度の時間変化である。バンドが気象研レーダ地点上空を通過したのが 1430~1445JST である。このバンドの通過時に地上気温が約 0.5℃低下しており、相対湿度も 85% 近くまで上昇している。さらに、バンドの通過後には、気温と相対湿度はそれぞれ上昇、低下している。このことは、他のバンドや降雪雲で観測されたように、バンド内下層に下降流によって形成



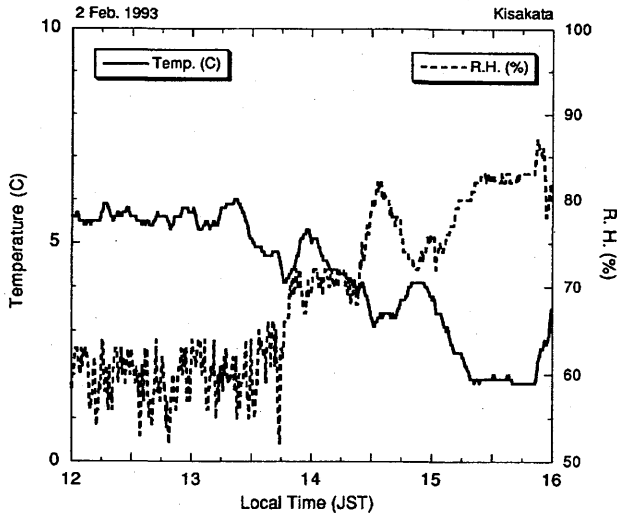
第 5.5.11 図 1993 年 2 月 2 日 15JST における地上天気図。等圧線の間隔は 4 hPa。



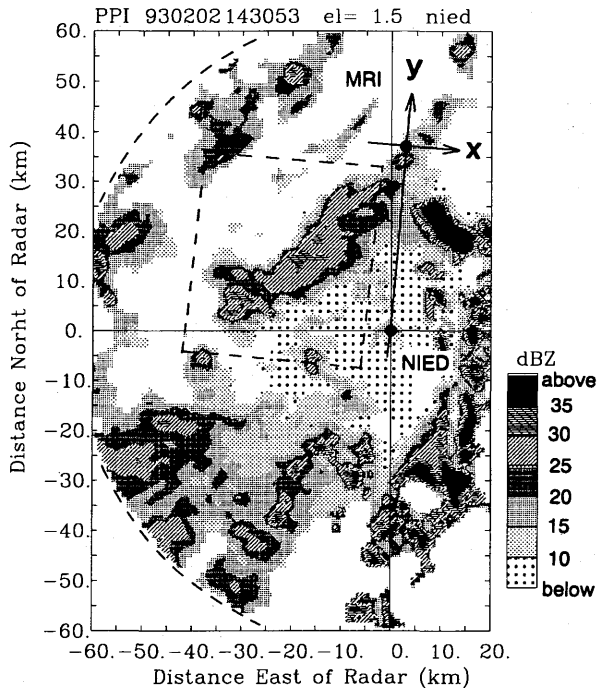
第 5.5.12 図 15JST における秋田で観測された hodograph。



第 5.5.13 図 温位と相当温位の高度分布 (15JST, 酒田)。



第 5.5.14 図 気象研レーダ観測点(象潟)での地上気温と相対湿度の時間変化。



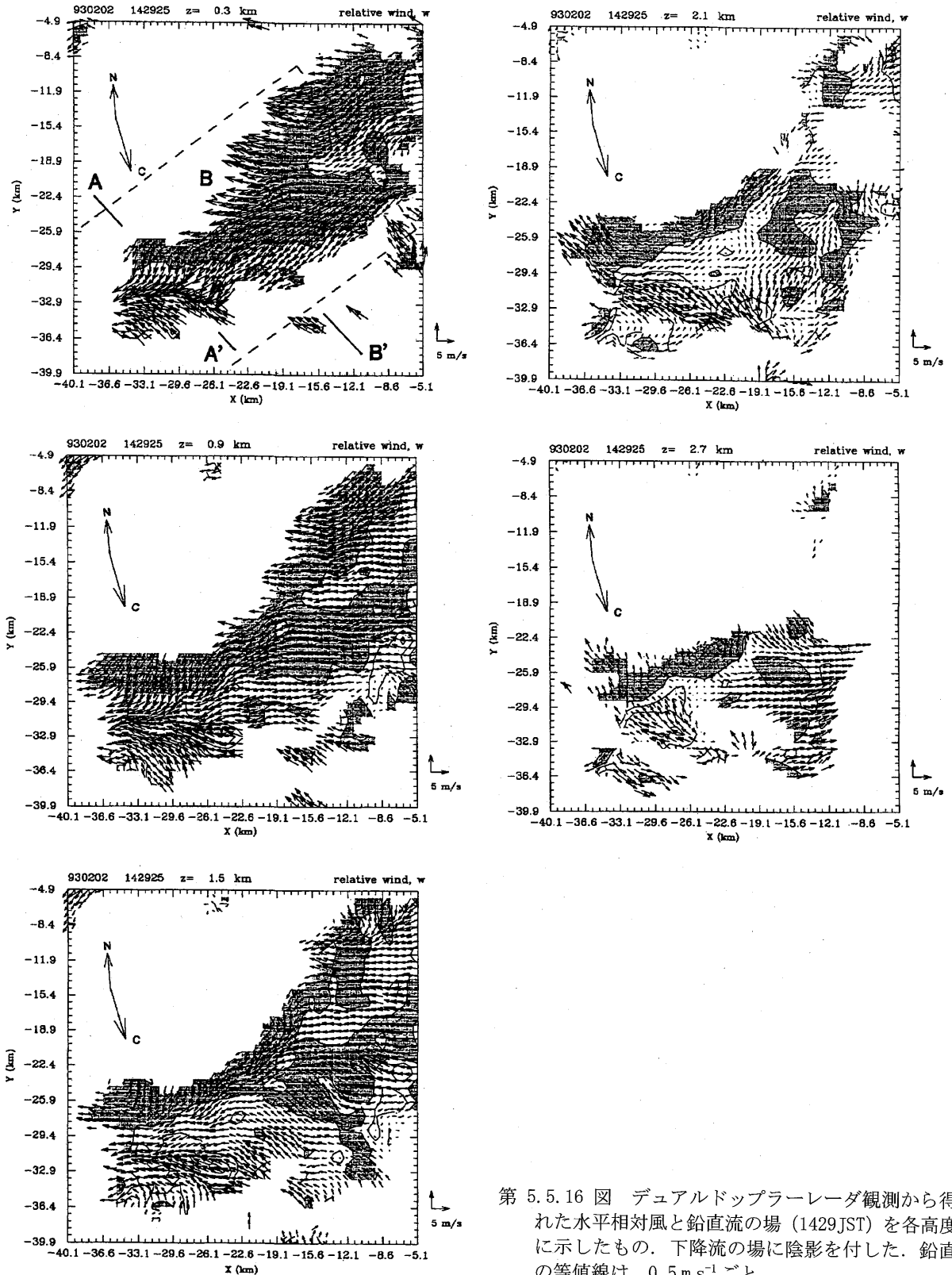
第 5.5.15 図 防災研レーダの PPI 画像 (仰角 1.5°)。

された冷氣塊の存在を間接的に示している。ただし、バンド通過前後の気圧の変動が非常に小さく、冷氣塊の厚さを推定することはできなかった。第 5.5.15 図には、デュアルドップラーレーダ観測を行った時刻のバンドの PPI 画像を示した。バンドの走向は南西-北東で、デュアルドップラーレーダ観測を行った時には準定常状態にあったと考えられる。バンドの南西端には、活発なセルが存在していた。

5.5.2.2 バンド内の気流構造

デュアルドップラーレーダ解析から得られた 1429JST における相対水平風と鉛直流の場を各高度ごとに示した (第 5.5.16 図)。気流構造は 3 次元である。高度 0.9km 以下の下層では、バンドの走向にほぼ平行な下降する流れが存在している。そして、バンドの南西端付近において、この流れとバンドの前面からバンドに向かって流入する気流とが衝突して収束帯を形成し、その結果上昇流域が形成されている。この収束帯は、高度とともに水平位置は多少異なるものの高度約 1.8km 付近まで認められ、この上昇域に対応して活発なセルが存在していた。この上昇流域以外にも、バンドの中に下降流で取り囲まれた弱い上昇流域が見られる。高度 1.2km から 2.4km にかけては、下層とは流れの場が異なってくる。バンドの南西端付近の収束に伴う上昇流域は相変わらず存在しているが、バンドの前面から後面付近にかけて、バンドの前方から後方に向かう流れが見られるようになる。また、バンドの後面付近の非常に狭い領域には、バンドの後面からバンド内に流入する下降流の存在がはっきりと認められる。一方、南西端を除く前面付近では、バンド内に流入する成分を持つ弱い上昇流域が卓越しているものの、下降流の場も見られる。前面と後面にはさまれた領域では、弱い上昇流と下降流とが混在しており、 0.5ms^{-1} 以下と弱い上昇流の占める面積が高度とともにしだいに増加している。この領域の流れの向きとしては、その多くがバンドの走向に平行または前面から後面に向かっている。高度 2.4km 以上では、バンドの南西端付近では前面からバンドに流入する気流の存在が依然として認められ、また、バンド後面からバンド内に流入する下降流域も狭い領域に見られる。バンドの前面付近では弱い上昇流と下降流とが混在し、そこでの水平風は、バンドに平行に北東に向かうか、あるいはバンドの前方に流出する方向である。特に高度 2.7km では、バンドの前方へ流出する水平風速成分が顕著である。高度 3km 以上になると、バンドの後面から前面に向かう水平風が卓越している。1422 と 1436JST においても、相対水平風と鉛直流の場はここに示した 1429JST の場と同様であった。

第 5.5.17 図は、2つの時刻 (1422 と 1429JST) における、デュアルドップラーレーダ解析を行った領域内のバンドの走向に平行、直交する水平風速成分と鉛直



第 5.5.16 図 デュアルドップラーレーダ観測から得られた水平相対風と鉛直流の場 (1429JST) を各高度毎に示したものである。下降流の場に陰影を付した。鉛直流の等値線は、 0.5 m s^{-1} ごと。

流を各高度で平均したものである。それぞれの風速成分の鉛直分布は、2つの時刻ともほとんど同じであるので、バンド内の気流系はこの間ほぼ定常であったと考えることができる。バンドの走向に直交する風速成

分の高度分布では、高度約 1.5 km 以下では風速の高度変化は小さく、それ以上の高度では高度とともに風速の大きさが增加(南東に向かう成分の増加)しており、鉛直シアが比較的強い。これに対して、バンドの走向

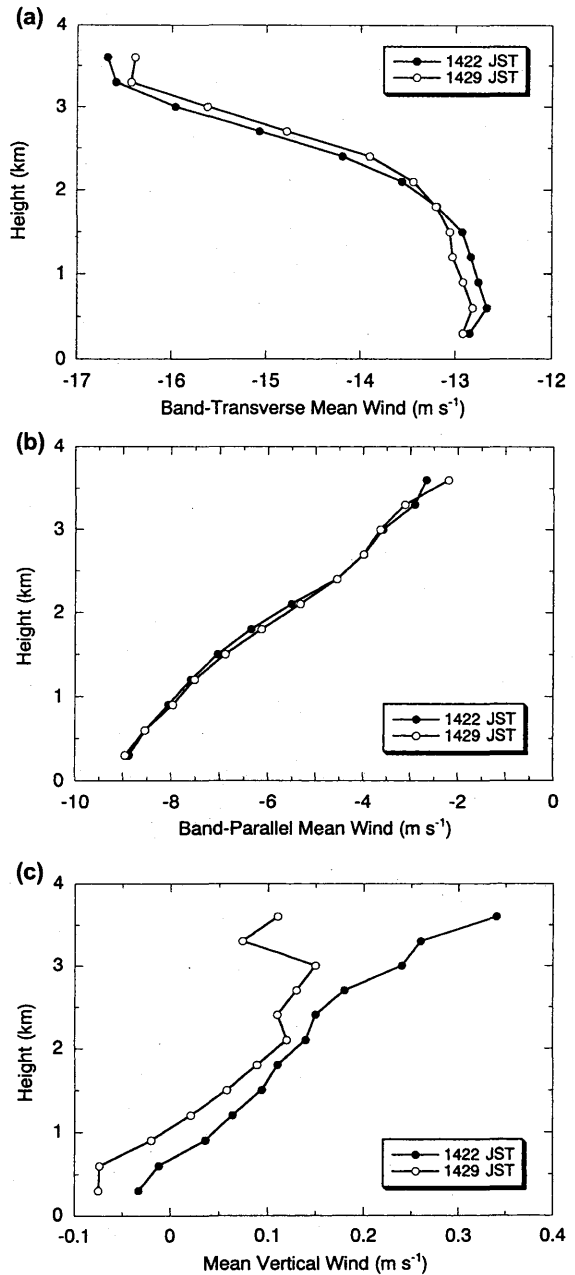
に平行な平均水平風速は、高度にほぼ比例して減少している。以上から、高度～1.5 km 以下の下層ではバンドの走向に平行な鉛直シアが比較的大きく、それ以上の高度では、走向に平行、直交する方向の鉛直シアが同程度であったことがわかる。鉛直流は2つの時刻とも高度～3km 以下では同様の分布である。高度 1km 以下では下降流が卓越し、それ以上の高度では上昇流が卓越している。平均上昇流は、高度が高くなるにつれて大きくなっている。

5.5.2.3 バンドの走向に直交する鉛直断面内の気流構造

第 5.5.18 図と第 5.5.19 図に、バンドの走向に直交する鉛直断面内の気流と反射強度の場を示した。それぞれ、バンド南西端付近の活動の活発なセルとバンドの中央部付近の構造の約 7 分ごとの時間変化を示している。

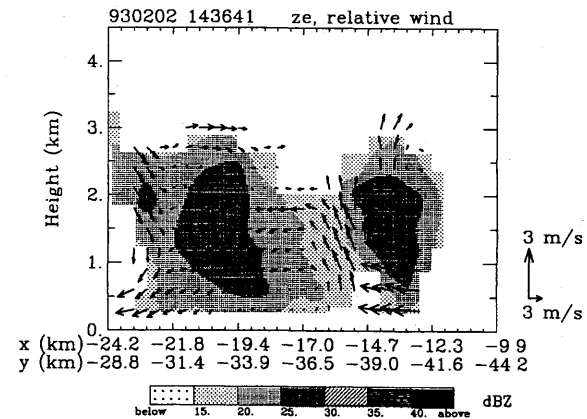
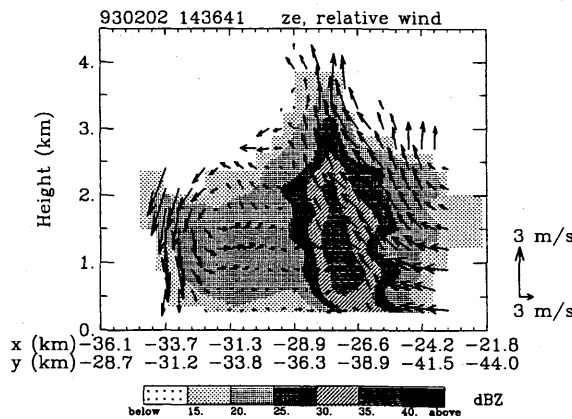
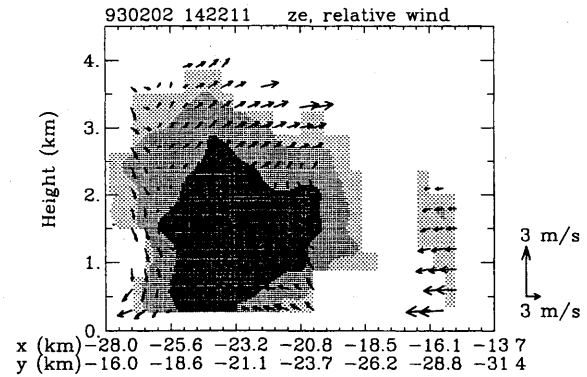
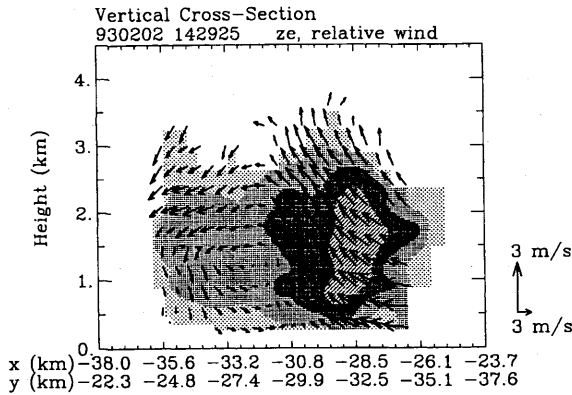
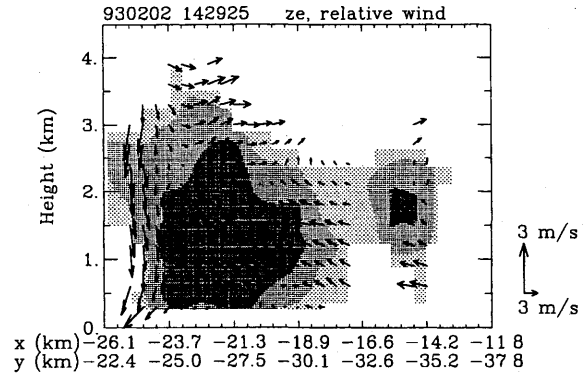
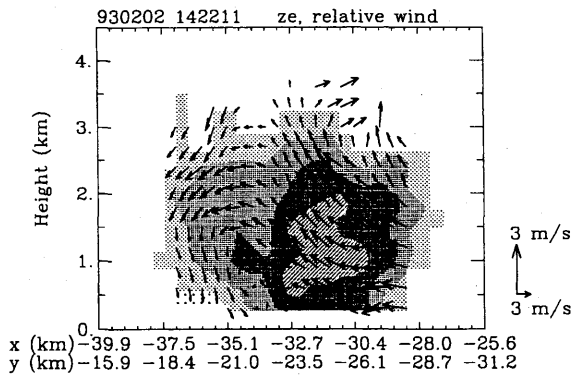
まず第 5.5.18 図に示された鉛直断面内の構造で各時刻に共通していることは、バンドの前面の下層でバンド内に流入する比較的强大な気流があり、その気流がセル内を上昇してバンド後面に向かっていている点である。セル内の上昇流は大きく、対流活動が活発であることを示唆している。一方、後面には下降流が存在し、高度～1 km 以下では前面に向かって流れる成分も見られる。1422JST では、比較的大きな上昇流はおよそ 2 m s^{-1} 、セルの中層付近に存在する。反射強度が 30～35 dBZ の領域は高度 0.5～2 km にあり、降雪粒子がこの部分で成長していることを示唆している。最下層の CAPPI 高度でも反射強度の値は 25～30 dBZ と比較的大きく、地表の降雪強度が強いことを示している。1429JST になるとセル内の上昇流は 1422JST に比べて大きくなり、新たなセルが発達していることを示している。なぜならば、この時刻では反射強度が 30 dBZ 以上の領域は、1422JST に比べて若干バンドの進行方向前方に移っているためである。さらに、最下層での反射強度の値は弱くなっており、これは 1422 で強い降雪強度をもたらしていたセルが衰弱したことを示唆していると考えられる。1436JST では、反射強度が 35～40 dBZ と大きくなり、しかも 35 dBZ に達する反射強度が最下層でみられるので地表での降雪強度も強いと考えられる。

第 5.5.19 図には、バンドの中央付近の構造を示した。これら 3 つの図にみられる共通した特徴は、バンド前



第 5.5.17 図 (a)デュアルドップラーレーダ観測から得られた、バンドの走向に直交する方向の水平風を各高度で平均値したもの。正の値は、北東に向かう気流を表す。(b) (a)と同じ。ただし、走向に平行な方向の水平風。負の値は、南東に向かう気流を表す。(c) (a)と同じ。ただし、鉛直流について。

面の下層でバンド内に流入する気流があり、バンド後面の非常に狭い領域ではバンドに流入する下降流があることである。一方、バンド前面の上層では、バンドの後面から前面に向かって流れる気流がみられる。上昇流の大きさは、全体的に第 5.5.10 図の活発な対流セル内よりも小さい。ただし、1436JST では、バンドの前面付近に比較的大きな上昇流が存在する。反射強度



第 5.5.18 図 1422~1429JST における、バンドの走向に直交する方向の鉛直面内の風と反射強度の場 (バンド南西端の活発なセル, 第 5.5.16 図の直線 AA' に沿った鉛直断面)。矢印は、水平相対風と鉛直流のベクトル表示である。バンドの進行方向は、左から右。

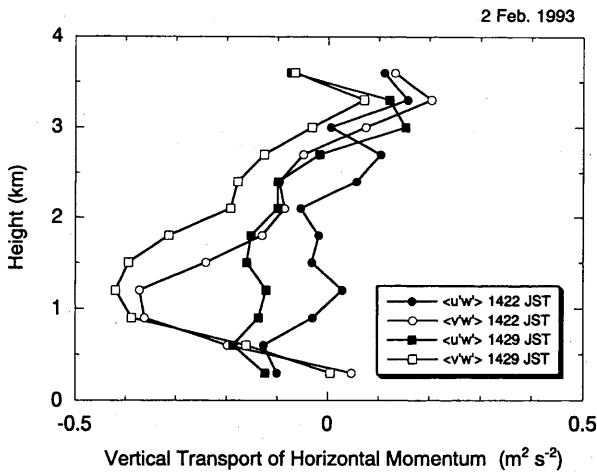
第 5.5.19 図 第 5.5.18 図と同じ。ただし、バンドの走向に直交する方向の鉛直面内の風と反射強度の場 (バンドの中央部付近, 第 5.5.16 図の直線 BB' に沿った鉛直断面)。

の場については、1422 と 1429JST では 25~30 dBZ の領域が地表に達し、降雪強度が強いことを示している。高度 1~3 km では、バンド前面に「ひさし」のように張り出したエコーが見られ、さらにバンド前面の進行方向前方の上空には弱いながらもエコーがある。1429JST では、この「ひさし」のように張り出したエコーは高度を下げて、地表に達し、さらにバンド前方のエコーも発達してその下端がほとんど地表まで届いている。1436JST では、バンドの前方にあったエコー

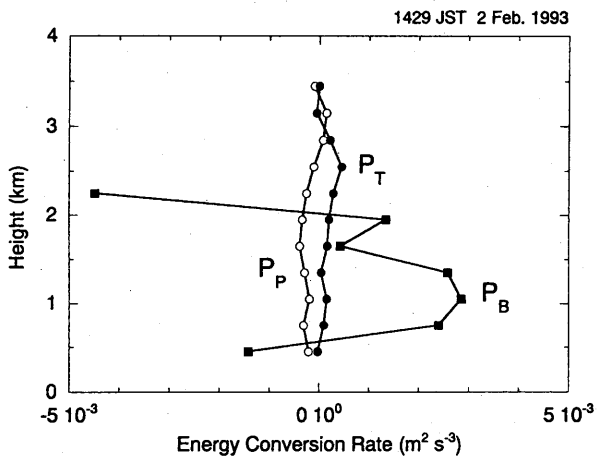
が発達して、このエコーとバンドの前面との間に比較的強い上昇流が見られる。これに対して、もともとのバンド本体の前面付近の上昇流は総じて弱くなり、エコー頂高度も前の 2 つの時刻に比べて約 0.5 km 低下している。

5.5.2.4 水平運動量の鉛直輸送

バンドの構造をさらに詳しく調べるために、バンド内の水平運動量輸送とエネルギー変換率について解析



第 5.5.20 図 水平運動量の鉛直輸送量. 正の値は上向きの輸送を表す. $\langle u'w' \rangle$ と $\langle v'w' \rangle$ は, それぞれ, バンドの走向に平行, 走向に直交する水平運動量の鉛直輸送量である.



第 5.5.21 図 エネルギー変換率の高度分布. P_p , P_t , P_θ は, それぞれ, バンドの走向に平行な平均流とバンド内循環との交換率, バンドの走向に直交する平均流とバンド内循環との交換率, 浮力との交換率を表す. (a) 1422 JST. (b) 1429 JST.

を行った (第 5.5.20 図). バンドの走向に平行な水平運動量の鉛直輸送の高度分布は, 輸送量の高度依存性は 2 つの時刻でもほぼ同様である. 高度 2.5 km 以下では, 輸送は下向き (負の値) であり, それよりも上層では上向きである. 高度 ~2.5 km 以下では, 平均風速の鉛直勾配と同じ向きに, それ以上の高度では, 鉛直勾配と逆の向きに運動量が輸送されている. これに対して, 走向に直交する成分の鉛直輸送は, 1422 と 1429 JST とともにほとんどの高度で下向きであり, 高度 1 ~ 1.5 km 付近で輸送量の大きさが大きくなっている. 平均水平風の高度分布と合わせると, 風速の鉛直勾配と逆向きに輸送が生じている. 高度 1 ~ 2 km では走向

に直交する運動量輸送が大きく, それ以外の高度では, どちらの方向の輸送量もほぼ同じ大きさである.

5.5.2.5 エネルギー変換率

バンド内の循環エネルギーの生成・消滅に関わる項を計算した. 計算の方法は深い L 型のバンド状降雪雲と同様であり, 浮力による生成率は, "virtual cloud temperature perturbation (θ_c)" という量に基づいて見積もった. ここで θ_c には, 各高度に依存する定数が含まれているので注意しなければならない. ここでは, これらの定数は各高度で 0 と仮定して計算した.

第 5.5.21 図には, 1422 JST におけるエネルギー変換率に寄与する 3 つの項の高度分布を示したものである. 高度 2 km 以下では, 浮力によるバンド内の循環エネルギーの生成が卓越しており, これに比べるとバンドの走向に平行, 直交する方向の平均流によるエネルギーの生成・消滅は小さい. バンドの走向に平行な平均流とのエネルギー変換率では, 高度 2.5 km よりも低い高度では負, それ以上の高度では正の値である. これに対して, バンドの走向に直交する方向の平均流とのエネルギー変換率を見ると, 高度 2.5 km 以下では最下層を除いて正の値で, それ以上の高度では負である. 1429 JST のデータについても 1422 JST の結果と同様の結果が得られた.

以上のように, ここで解析した深い T 型のバンドについて, 下層の浮力によるエネルギーがバンドの循環にとって重要であったことを示唆している. このことは, CAPE の値が比較的大きかったこととよく対応している. 浮力がバンドの循環の主たるエネルギーであるという点では線形論と同様であるが, バンドの走向に平行な平均流によるエネルギー生成が負ということが線形論とは異なっている.

5.5.2.6 まとめ

深い T 型のバンド状降雪雲内の気流構造やバンド内の循環エネルギーの変換率を, 主にデュアルドップラーレーダ観測とゾンデ観測に基づいて調べた. 観測を行った深い T 型のバンド状降雪雲は, 風速増加域が通過した後の寒気場に出現し, CAPE が比較的大きな対流不安定な場に出現した. バンド内の気流構造は 3 次元的であった. バンドの南西端付近には対流活動の活発なセルがあつて, 2 m s^{-1} を越える上昇流が観測され

た。また、この活発なセルは、高度の低い水平断面内の相対水平風の場合にはっきりと見られる収束域に対応していた。また、この部分では、バンドの進行方向のすぐ前方に新たなセルの形成が認められた。この南西端以外のバンド内の気流構造は、南西端でのそれとは大きく異なっていた。バンド後面では非常に狭い領域に下降流域が存在し、この下降流は高度 1~2 km でバンド内に流入していた。一方、バンド前面では弱い上昇流域があり、前面と後面にはさまれた領域では弱い上昇流と下降流とが混在していた。バンドの前面の前方に新たな上昇域が生じるのは、バンドの走向に直交する方向の鉛直シアで説明できる。さらに、バンドの進行方向前方に「ひさし」のように張り出すエコー構造やバンド全面の進行方向の前方に新たなエコーの形成が見られた。これらの部分は時間とともに高度を下げてバンド前面の前方で地表に達していた。こうなると、ひさしの部分や新たなエコーの接地直前までバンドの前面であった「古い」上昇流域へは不安定大気の供給がなくなるので、この部分の上昇流はしだいに衰退していき、ついには下降流となるであろう。これに

対して、バンド本体の前方でエコーが地表に到達したところでは、バンドに流入する不安定な下層大気との間で収束が生じて、その部分で新たに上昇流域が形成される。以上のように、新しい上昇流域が次々と「古い」上昇流域の前方に形成されることによって、バンドが維持されていたと考えられる。

バンド内の循環エネルギーについては、浮力によるエネルギー変換率が高度~2 km 以下の下層で卓越しており、浮力がバンド内循環の主たるエネルギー源であることが示された。この浮力による生成項に比べると、平均流による生成・消滅項の大きさは小さかった。

参考文献

- Yamada, Y., M. Murakami, T. Matsuo, H. Mizuno, Y. Fujiyoshi, and K. Iwanami, 1996: Mesoscale and microscale structures of snow clouds over the Sea of Japan. Part III. Two types of circulations in snow bands associated with a wind-speed-increase zone preceding cold-air outbreaks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 593-615.