

—発表会要旨②—

平成14年度 第1回支部研究発表会要旨

日 時：平成14年6月7日（金）13時40分～17時32分

場 所：北海道大学百年記念会館大会議室

- | | | |
|----|--|---------------------------------|
| 1 | Kaバンドレーダを用いた雲水量鉛直プロファイルの測定 | 34 |
| | 北大院・理
防災科技研 | 千葉ゆきこ・播磨屋敏生
真木 雅之・岩波 越・三隅 良平 |
| 2 | モンテカルロ法による雪片形成シミュレーション | 36 |
| | 防災科技研
北大・低温研/地球フロンティア | 圓山 憲一
藤吉 康志 |
| 3 | 客観的手法による北半球の低気圧活動度の解析 | 38 |
| | 北大院・理 | 加藤 雅也・遊馬 芳雄 |
| 4 | 2001年長江下流域梅雨集中観測による降水エコーの特徴 | 40 |
| | 北大院・地球環境
北大・低温研
J-SAWCE '01 観測グループ | 工藤 玲
藤吉 康志・川島 正行 |
| 5 | 大阪・生駒山地付近での対流活動の発達と移動のメカニズム | 42 |
| | 北大院・地球環境
北大・低温研 | 新井健一郎
川島 正行・藤吉 康志 |
| 6 | 北海道東部太平洋沿岸におけるエアロゾルの季節変化 | 44 |
| | 北大院・工 | 三浦 二郎・太田 幸雄・村尾 直人・
山形 定 |
| 7 | 北海道とその周辺に発生する霧のできかた、消え方について | 46 |
| | 北大院・地球環境
北大・低温研 | 岸 寛人
藤吉 康志 |
| 8 | 非静力学モデルによる北海道日本海側の冬型降雪の予測について | 48 |
| | 札幌管区气象台予報課
札幌管区气象台気候・調査課 | 矢野 由和・水野 裕之
佐藤 均 |
| 9 | 冬季北海道西岸沖に発生する筋状雲の数値的研究 | |
| | | —風上地形と下層風の収束域について— 50 |
| | 北大院・地球環境
北大・低温研 | 大竹 秀明
藤吉 康志・川島 正行 |
| 10 | 日本付近で発達する爆弾低気圧の構造と発達要因 | 52 |
| | 北大院・理 | 吉田 聡・遊馬 芳雄 |
| 11 | 亜熱帯北太平洋西部のオゾン極小について | 54 |
| | 北大院・地球環境 | 韓 建宇・山崎 孝治・庭野 将徳
初鹿 宏壯 |
| 12 | 気候の太陽定数依存性 —海洋の存在できる条件— | 56 |
| | 北大院・地球環境 | 石渡 正樹 |
| 13 | 火星ダストの気象学 | 58 |
| | 北大院・理 | 小高 正嗣・林 祥介 |

1. Ka バンドレーダを用いた雲水量鉛直プロファイルの測定

千葉ゆきこ*, 播磨屋敏生(北大院理)・真木雅之, 岩波越, 三隅良平(防災科研)

1. はじめに

雲内の雲物理量の連続観測および定量的観測は、降水形成や雲の放射特性を理解する上で重要である。このような観測を行う手段として、近年ミリ波レーダを用いた観測が目ざされている。本研究では、ミリ波レーダを用いた雲水量リトリーバル法の確立を目指している。今回は、本研究で用いている、Frisch et al.(1998)で示されている、ミリ波レーダとマイクロ波放射計を用いた雲水量鉛直プロファイルのリトリーバル法の適用範囲と精度を調べる。また、2001年6月に防災科研構内で行われた観測例を示す。

2. リトリーバル法

Frisch et al.(1998)の方法は、雲粒子の半径 r と規格化された粒径分布 $N(r)$ で表される粒径分布の k 次のモーメント

$$\langle r^k \rangle = \int_0^\infty r^k n(r) dr \quad (1)$$

に対して、その3次と6次のモーメントの間に、

$$\langle r^6 \rangle = k^2 \langle r^3 \rangle^2 \quad (2)$$

なる関係が成り立つ場合に適用できるとされている。その場合に、高度に対して雲粒の数濃度が一定であると仮定すると、以下のような式が導き出される。

$$LWC_i = LWP \cdot Z_i^{1/2} / \sum Z_i^{1/2} \Delta z \quad (3)$$

この関係式を用いると、マイクロ波放射計で測定された LWP と、Ka バンドレーダで測定された反射強度 Z の鉛直プロファイルから、雲水量の鉛直プロファイルを求める事ができる。

3. 粒径分布の3次と6次のモーメントの関係

今回、このリトリーバル法で重要な仮定である、(2)式の関係の検証を行うために、過去の論文から集めた312個の粒径分布を用いて、その3次と6次のモーメントを計算し、回帰関係を調べた。

まず、3次と6次のモーメントのデータセットに対して、5μm毎に半径の範囲を変えながら、次式で示される一般的な二次関数を当てはめた。

$$\langle r^6 \rangle = a \langle r^3 \rangle^2 + b \langle r^3 \rangle + c \quad (4)$$

図1はそれぞれ、最大粒径(r_{max})が25μm未満(上)、30μm未満(下)の粒子に対する、3次と6次のモーメントの散布図と回帰曲線を示している。この図をみると r_{max} が25μm以上になると(図1下)、回帰曲線から離れる点が多くなるため、二次関数で6次のモーメントを近似できるのは $r_{max} < 25\mu m$ の雲粒子までで

あると考えた。さらに、 $r_{max} < 25\mu m$ に関して、 $\langle r^3 \rangle^2$ の二次の項のみを使って $\langle r^6 \rangle$ を推定した場合、 $\langle r^3 \rangle = 2.0 \times 10^{-10}$ 以上の範囲で誤差は10%以下であった。

以上のことから、(2)式の仮定は、 r_{max} が25μmより小さい雲粒子に対して妥当であると結論付けた。

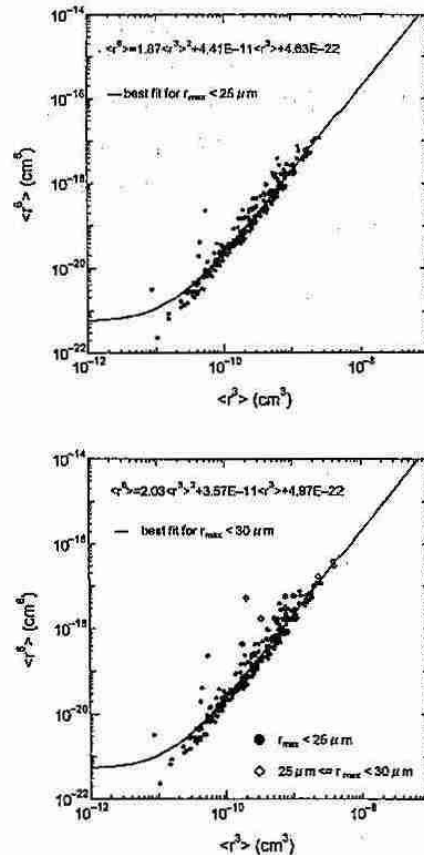


図1 粒径分布の3次と6次のモーメントの散布図と回帰曲線。上: $r_{max} < 25\mu m$, 下: $r_{max} < 30\mu m$ 。

4. $r_{max} < 25\mu m$ データの識別

レーダ観測では粒径の情報が得られないため、観測できるデータ(反射強度、積算雲水量等)から、雲粒子が $r_{max} < 25\mu m$ であるか判断しなければならない。

図2は粒径分布から計算した反射強度に関して、5dBZ ずつ区切った各レンジ毎における、 $r_{max} < 25\mu m$ と $r_{max} \geq 25\mu m$ の存在頻度を示したものである。これを見ると、-15dBZ を境にそれより大きいところでは $r_{max} \geq 25\mu m$ の存在頻度が高くなっている。

このことから、レーダ観測時に-15dBZ以下であれば、 $r_{max} < 25\mu m$ の雲粒子と考えてよいといえる。

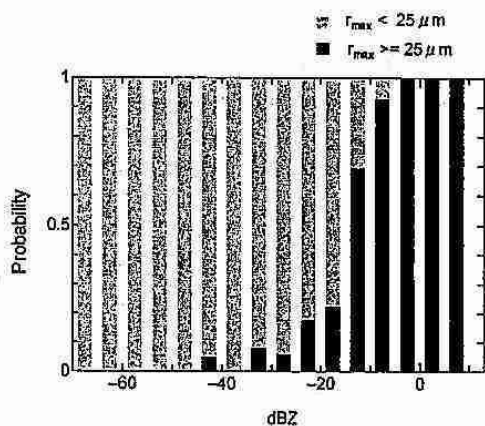


図2 反射強度の頻度分布各レンジ毎(5dBZ間隔)の $r_{max} < 25 \mu m$ と $r_{max} \geq 25 \mu m$ の存在頻度を示す。

5. 観測

2001年6月12日～7月8日の期間、防災科研構内において、マルチパラメータレーダとマイクロ波放射計を用いた雲の鉛直観測を行った。リトリバルには Ka バンドレーダとマイクロ波放射計の組み合わせを用いた。

図3はそれぞれレーダ反射強度、LWP の観測例である。02:30 から 04:30 にかけて高度1Km 付近に薄い層状性の雲が見られる。図3中の矢印で示す時間帯について、レーダ反射強度プロファイル(図4上)及び LWP の観測値を用いてリトリバルを行った。結果を図4(下)に示す。このプロファイルは過去の層状雲に関するその場観測で得られるプロファイルとよく一致している。

6. まとめ

Frisch et al(1998)で示されるリトリバル法は、最大粒径が 25 μm より小さい雲粒子に対して適用できる。そして反射強度 -15 dBZ 以下であれば、そのような雲粒子の存在頻度が高いといえる。

また、観測でこのリトリバル法を実際に適用し、層状雲で典型的に見られるプロファイルを得た。

謝辞

今回の観測に際し、マイクロ波放射計を貸与して下さい、気象研究所物理気象研究部第一研究室に深く感謝します。

〈参考文献〉

Frisch, A. S., et al., 1998: On cloud radar and microwave radiometer measurements of stratus cloud liquid water profiles. J. Geophys. Res., 103, 23,195-23,197.

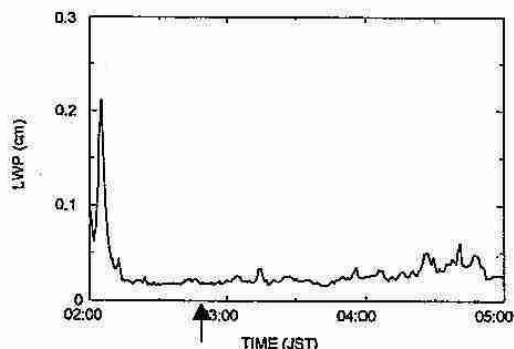
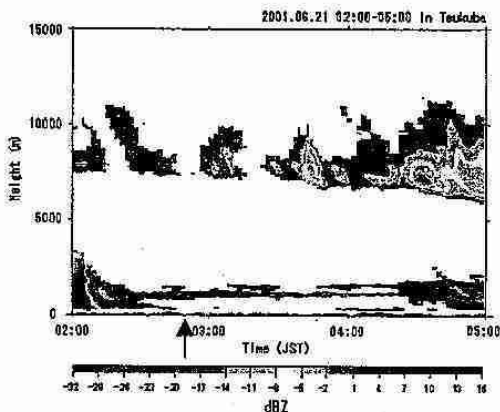


図3 観測例 上:レーダ反射強度の時間高度断面
下:LWP の時系列

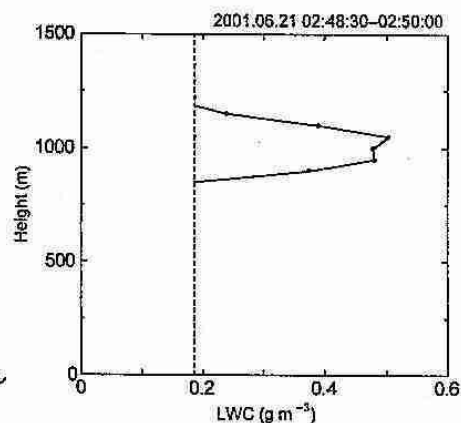
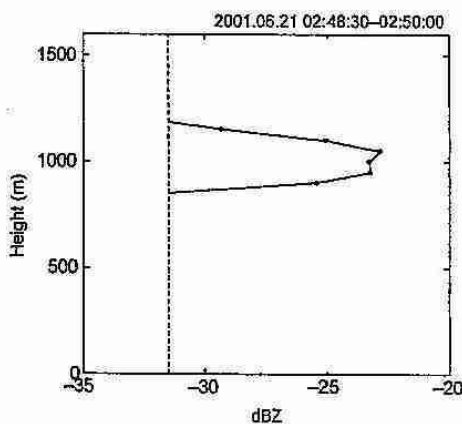


図4 上:反射強度プロファイル(点線はレーダのデータ収録限界)
下:リトリバルされたLWC プロファイル

2. モンテカルロ法による雪片形成のシミュレーション

圓山憲一 (地球フロンティア研究システム/現: 防災科学技術研究所)
 藤吉康志 (地球フロンティア研究システム/北大低温研)

1. はじめに

雪片は多くの雪結晶が併合した複雑な形を持ち、その形は雪片の形成過程と密接に関係している。これまでに雪片の形とサイズ分布や落下速度については、いくつか詳細な観測的研究が行われてきた(例えば、樋口,1955; Hobbs et al., 1974; Rodgers, 1974; Fujiyoshi and Wakahama,1985; Boehm,1989; 石坂,1995; Fujiyoshi and Murammoto,1996; 梶川,1996)。その一方、これまで、雪片の成長過程の計算は、比較的単純な取り扱いがなされてきた(例えば、佐粧,1974; Passarelli,1978a,b and 1979)。しかし、衝突確率は雪片の断面積や氷、雪粒子の相対速度に密接に関係するため、雪片の併合成長過程を正確に表現するためには、形の効果を考えることが必要である。しかしながら、これまでこのような効果は定量的に見積もられてはいない。そこで我々は、形の効果を表現できる雪片の衝突併合モデルを作成した。但し、計算機の制約上、昇華成長や雲粒付着成長は含んでいない。一般的に、衝突併合過程によるサイズ分布の時間発展を追うには2つの方法がある。一つは

雪の形の時間変化なども追うことができる。欠点は多くの計算資源を必要とすることである。これまでに、塵やエアロゾルの研究などでは凝集体のモデルと、モンテカルロ法を用いた研究は行われているが(例えば、Richardson,1995, Nakamura,1996)、雪片の成長に関しては、これまでのところ行われていない。そこで我々は、Gillespie のモンテカルロ法を改良して、雪の形を取り扱えるようにした。このモンテカルロ法では、個々の粒子の形を取り扱っていることから、これまで野外で行われてきた雪片の形についての観測データとの比較・検証(例えば大きさ-質量の関係、大

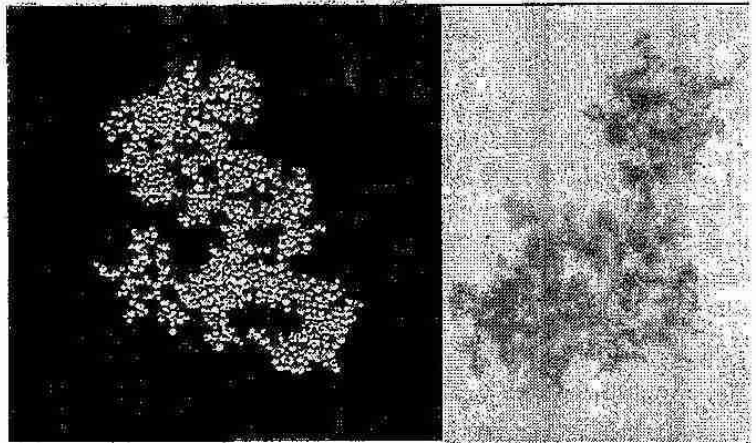


図1 モデルで再現された雪片(左)と実際の雪片(右)

衝突併合方程式を数値解法で解く方法である(Bott,1998 や Berry and Reinhardt,1974 など)。この方法は、粒径分布の分散を計算するには適当でないが、平均的な分布を計算することはできる。また、形をパラメータとして取り扱うスキームもあるが(例えば、Khain et al.,1995; Reisen,1996)、雪の形とサイズ分布の形は時間的に一定で、形とサイズ分布間のフィードバックなどは考慮されていない。もう一つはモンテカルロ法である。モンテカルロ法は、統計モデルの基本的な前提から導かれており、近似は用いられていない(Gillespie, 1975)。

また、形の効果を取り入れることが可能で、

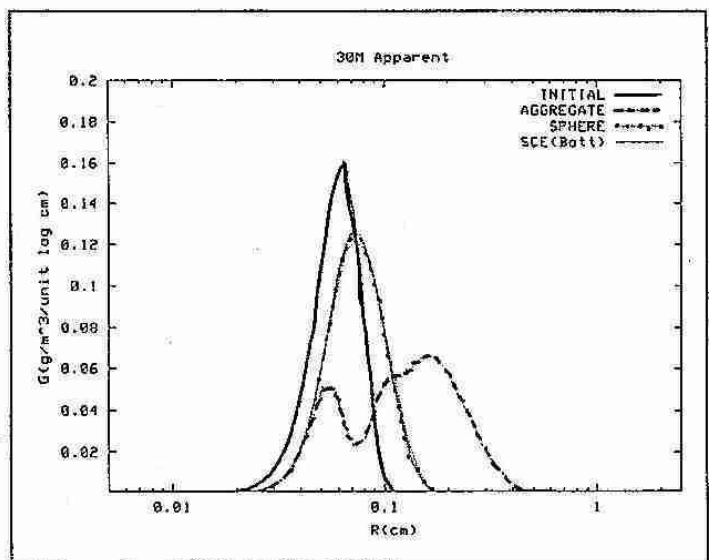


図2 雪片の粒径分布の変化(初期値と1時間後)

きさー落下速度の関係、大きさー密度の関係、大きさとー構成粒子数との関係、大きさー断面積との関係など)が可能である。

2. 計算方法の概要

空間V中に、一様に多くの粒子があるとき、衝突過程は衝突併合カーネルと呼ばれる $K(i, j)$ によって支配される。ここで、 $C(i, j)dt$ を体積Vの中で次の微小時間dtで*i, j*の粒子が衝突する確率とすると、

$$C(i, j)dt = \frac{K(i, j)}{V} dt$$

あたえられた粒子の衝突過程を正確に計算する方法としてモンテカルロ法がある(Gillespie, 1975)。このモンテカルロ法に単純な凝集モデルを付け加えることにより、雪の形の情報も扱う衝突過程の統計的な微物理モデルをつくることができる。また、雪結晶は柱状や板状など複雑な形をもつが、ここでは個々の粒子の形を球と仮定し、密度をパラメータとして与えた。更に、雪粒子の速度は、一般風による成分と、落下速度、乱流による速度が考えられるが、ここでは考えている体積V全体が、一般風によって流されていると考えるため、相対速度に一般風は影響をあたえない。乱流の効果をはじめは考えないことにして、終端速度の差を落下速度の差とする。今回のモデルでは、終端落下速度は、Boehm(1989)の式で与えている。付着効率は簡単のために1とし、かつ分裂は起こらないと仮定した。これらの値については現在のところ理論的研究はなく、実験的研究もほとんどない(Pruppacher and Klett, 1997)。

3. 計算結果例

モデルで形成された雪片(図1左)と実際の雪片の写真(図1右)とを比較して分るように、この計算でかなり雪片の形が再現されている。図2に、我々のモデルの結果(AGGREGATE)、球モデル(2つの球が衝突後2つの球の質量の和をもつ球になるモデル)の結果(SPHERE)、そして同じカーネルを用いた衝突併合方程式をBott(1998)によって解いた結果(Bott)

をそれぞれ1時間後について示した。また、初期分布(INITIAL)も参考として示した。図から明らかなように凝集モデルの成長は、明らかに球を仮定したものよりも速くなっている。見かけの大きさだけではなく、質量でみても大きくなるのが速いことが分る(図は省略)。また、球モデルとBottによる衝突併合方程式の解は良く一致し、我々のモデルの計算方法に問題がないことを示している。

4. まとめ

形の効果を考慮した雪片併合成長を計算するモデルを開発した。このモデルでは、単純な凝集モデルとGillespie(1975)のモンテカルロ法を組み合わせ、雪片のサイズ分布と形の時間変化を同時に計算することができる。その結果、複雑な形が雪片の成長を促進させることを、定量的に示すことができた。また、モデルで生成された雪片についての質量と直径の関係は以前に観測から得られているものと一致した(図3)。

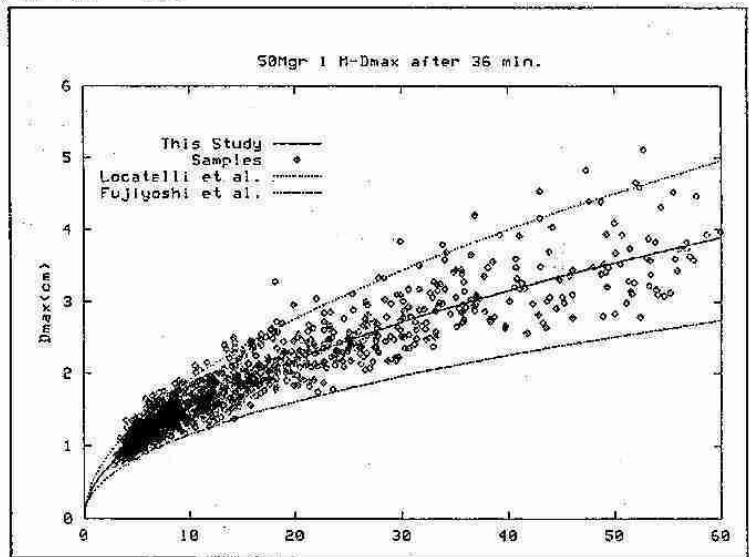


図3 計算で得られた、雪片の物理量と実測値との比較例(質量と大きさの関係)

3. 客観的手法による北半球の低気圧活動度の解析

・加藤雅也・遊馬芳雄(北大院・理)

1. はじめに

低気圧の移動経路を長期間に渡って調べることは気候変動や水蒸気輸送を考える上で大変重要な課題である。しかしながら移動経路を主観的に調べることはデータ量を考えると困難である。そこで本講演では客観解析データから低気圧の移動経路を客観的に追跡する手法を開発し解析を行った結果を紹介する。

2. 解析手法

最初に低気圧を客観的に決定する。本解析では周囲よりも 1hPa 気圧が低い場所を低気圧とした。次に低気圧の客観追跡を行うため、3時刻における低気圧に対して次の様な評価関数を導入した。時刻 t のある低気圧 $P_{i,j}$ に対して半径 d_{max} 内に時刻 $t-1$ 、 $t+1$ の点 $P_{i-1,n}$ 、 $P_{i+1,m}$ とすると評価関数 δ は

$$\begin{aligned} \delta(P_{i-1,n}, P_{i,j}, P_{i+1,m}) = & \\ & w_1 \left(1 - \frac{\overrightarrow{P_{i-1,n}P_{i,j}} \cdot \overrightarrow{P_{i,j}P_{i+1,m}}}{\|\overrightarrow{P_{i-1,n}P_{i,j}}\| \cdot \|\overrightarrow{P_{i,j}P_{i+1,m}}\|} \right) \\ & + w_2 \left(1 - \frac{2[\|\overrightarrow{P_{i-1,n}P_{i,j}}\| \cdot \|\overrightarrow{P_{i,j}P_{i+1,m}}\|]^{1/2}}{\|\overrightarrow{P_{i-1,n}P_{i,j}}\| + \|\overrightarrow{P_{i,j}P_{i+1,m}}\|} \right) \\ & + w_3 \left[\left(1 - \frac{\overrightarrow{V_{t-1,t}} \cdot \overrightarrow{P_{i-1,n}P_{i,j}}}{\|\overrightarrow{V_{t-1,t}}\| \cdot \|\overrightarrow{P_{i-1,n}P_{i,j}}\|} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{\overrightarrow{V_{t,t+1}} \cdot \overrightarrow{P_{i,j}P_{i+1,m}}}{\|\overrightarrow{V_{t,t+1}}\| \cdot \|\overrightarrow{P_{i,j}P_{i+1,m}}\|} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned}$$

で与えられる。右辺各項はそれぞれ方向、距離、流跡線に関するペナルティを表し、 w_1 から w_3 は各ペナルティに対する重みを表す。 \vec{V} は一般風ベクトルを表している。評価関数が最も小さい組み合わせを3時刻における低気圧の移動経路とする。本解析では1994年3月から2000年7月までの気象庁全球客観解析データ(GANAL)を用いて北半球の低気圧について調べた。

3. 結果

太平洋、大西洋上で解析された低気圧の総数を図1に示した。低気圧の総数は年間を通してそれほど変化しないが、発達した低気圧は冬季に多く発生していた。1997-1998年シーズンにおいて太平洋で発達した低気圧が数多く見られ

るのに対して、1998-1999年シーズンでは少ないというように経年変動があることが分かった。これに対して大西洋域において発達した低気圧の数が多きシーズンはむしろ1998-1999年シーズンであった。このように低気圧の発達は経年変動だけでなく地域差も見られた。

低気圧自動追跡の1例として図2に1997年2月の低気圧の軌跡と中心気圧を示した。図中にはNOAAによる海表面温度(SST)の分布とNSIDCによる海水分布も示してある。太平洋北部のベーリング海と大西洋北部からノルウェー海にかけて発達した低気圧が数多く出現していた。傾圧域に対応するSSTの勾配が大きい領域付近で低気圧が発生し、発達するにつれ北向きに進路を変えていた。大西洋北部の低気圧は海水端に沿って急発達していた。低気圧の消滅域はアラスカ湾域と北極海域であった。

低気圧の移動に伴う水蒸気輸送を調べるため水蒸気フラックスを計算した。1000hPa面の水蒸気フラックスの東西成分を図3に、南北成分を図4に示した。図中には低気圧の発達率も示した。低気圧の発達に伴い、その暖域側の水蒸気が北向に運ばれていた。この様子は特に海洋上で顕著であった。

さらに、上層が地上の低気圧に与える影響を調べるため、400hPa面での渦位移流の極大域についても同様の手法を用いて自動追跡を行った(図5)。図中には地上の低気圧の発達率も示した。低気圧の急激な発達はジェットに近い場所で、その極側で起っていることが分かった。ジェットの経路が定まらない年には低気圧の経路も同様に定まらないことから低気圧の経路や発達には上空のジェットが寄与していることが示唆される。

4. まとめ

低気圧の移動経路を客観的に追跡する手法を開発し、北半球の低気圧の活動について解析を行った。解析された発達した低気圧は冬季に数多く発生し、その数には経年変化や地域差があった。低気圧の経路の解析より下層の傾圧領域で低気圧が発生し、上層ジェットの移流に伴い急発達をしていることが明らかになった。また、北部大西洋において海水の分布が低気圧の発達や経路に重要な役割を果たしていた。

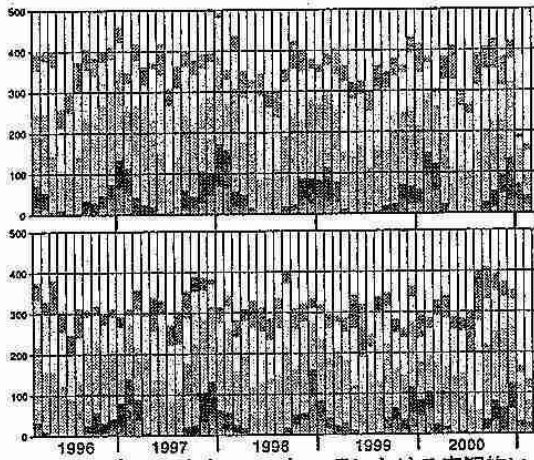


図1 1996年3月から2001年2月における客観的に解析された低気圧の総数。上段が太平洋域、下段が大西地域を表す。各棒における影の違いはそれぞれ上から1010 hPa以上、1000 hPa以上、990 hPa以上、980 hPa以上、970 hPa以上、970 hPa未満を示す。

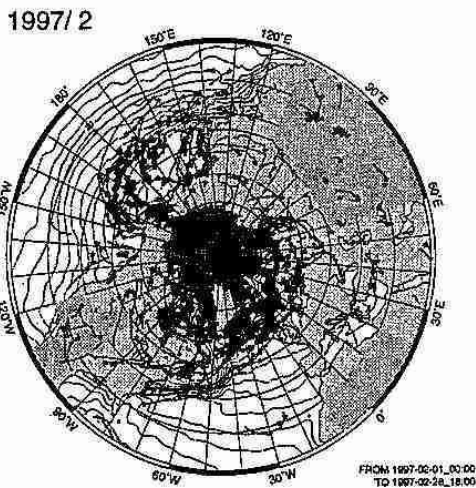


図2 1997年2月の自動追跡した低気圧の位置、中心気圧(黒丸)、海面温度(等値線)と海水分布(影領域)。丸が大きいほど中心気圧が低いことを示す。地図上マスクされた領域は誤差が大きいため低気圧の追跡を行わなかった領域を示す。

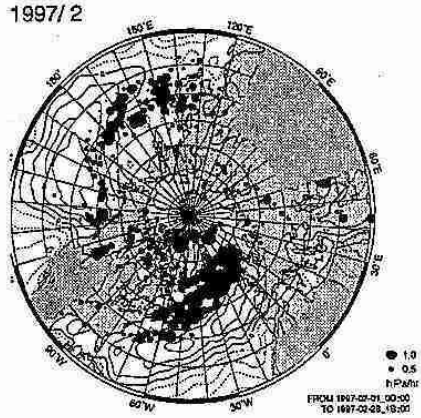


図3 1997年2月の自動追跡した低気圧の発達率(黒丸)と1000hPa面における水蒸気フラックスの東西成分(等値線)。等値線の間隔は $0.02 \text{ kgm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で東向きフラックスに対し実線、西向きフラックスに対し点線を示す。

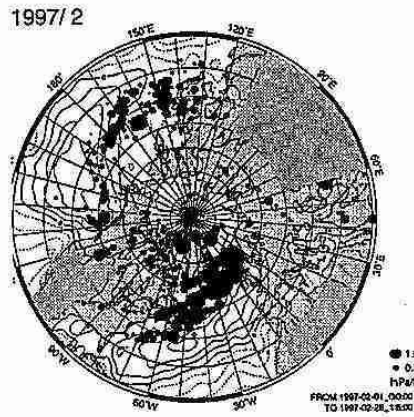


図4 1997年2月の自動追跡した低気圧の発達率(黒丸)と1000hPa面における水蒸気フラックスの南北成分(等値線)。等値線の間隔は $0.02 \text{ kgm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で北向きフラックスに対し実線、南向きフラックスに対し点線を示す。

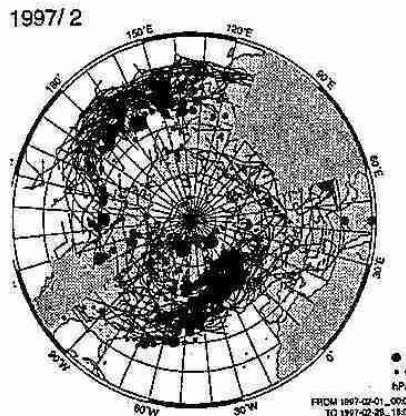


図5 1997年2月の自動追跡した400hPa面における渦位移流の極大域を自動追跡した結果と地上の低気圧の発達率(黒丸)。

4. 2001年長江下流域梅雨集中観測における降水エコーの特徴

* 工藤玲 (北大院・地球環境), 藤吉 康志・川島 正行 (北大・低温研), J-SAWCE '01 観測グループ

1. はじめに

梅雨前線帯において発生する多様な降水メカニズムの解明を目指して、2001年6月10日から7月15日にかけて中国長江下流域において梅雨の集中観測が行なわれた。観測は、図1のような領域において北海道大学と名古屋大学のXバンドドップラーレーダー3台、Dongshanにウインドプロファイラー、そしてDongshan、Wuxian、Wujiangの3点にAWS(自動気象観測装置)を配置されて行なわれた。今回は、期間中の降水の特徴とXバンドドップラーレーダーで捉えられた降水システムの特徴について調べた。

2. 降水の特徴

図2(a)(b)(c)は、天気図から得られた東経120度の梅雨前線の位置とDongshan、WuxianのAWSの時間降水量を示している。降水の多くは梅雨前線が観測点に接近することで発生している。また、6月23日から25日にかけては、台風の影響によって梅雨前線帯での降水量が増大がしている。6月28日から7月6日にかけての乾期は太平洋高気圧が東シナ海まで西に張り出してきたことによる。期間中の総降水量は、Dongshanで281.5mm、Wuxianで410mmである。30km程離れた2地点で100mm以上の差があり、降水は局地的な降水システムによると考えられる。(d)はDongshanに設置されたドップラーレーダーのエコー面積をエコー強度別にグラフにしたものである。梅雨前線に台風の接近した6月23日から25日は比較的弱いエコーが長時間広範囲に現れている。台風の影響が少ない期間では、梅雨前線が接近に伴って100km²程の特に強いエコーが現れている。

3. 降水エコーの特徴

DongshanドップラーレーダーのPPI(仰角1.9度)から期間中に見られた数多くの降水システムをエコーの特徴によって分類した。

降水システムは、100km程の線状に組織化されたものが最も多く、11ケース見られた。その中でも図3のように複数の30dBz以上の対流性エコーが線状に組織され、停滞するタイプが4ケース。

図4のようなスコールラインに似たタイプが2

ケース。これらは移動速度が速く、後面に広い層状性の降水域をもっている。

図に示していないが、図4のタイプより移動速度が小さく、またエコー強度も弱いタイプが5ケースあったが、内4ケースは台風接近中に広い層状性エコー域の中に埋め込まれた形で見られた。

図5は、上にあげた11ケースよりもスケールが大きく、幅は約20kmにわたり、長さはレーダーの観測領域をこえていた。このタイプは4ケースあり、いずれも梅雨前線が観測領域を通過する際に長時間にわたってゆっくりと移動していくのが見られた。

また、これまで述べたタイプに分けられないが、特徴的な降水システムとして、エコーが停滞し、明瞭に渦くタイプが2ケースあった(図略)。

4. まとめ

観測期間中の降水は、台風接近時以外では局地的な降水が目立っていた。多くは対流雲が線状に組織し、移動または停滞することで狭い範囲で降水をもたらしていた。また、梅雨前線通過時には広範囲に強いエコー強度をもつ降水システムがゆっくりと移動しながら降水をもたらしていた。

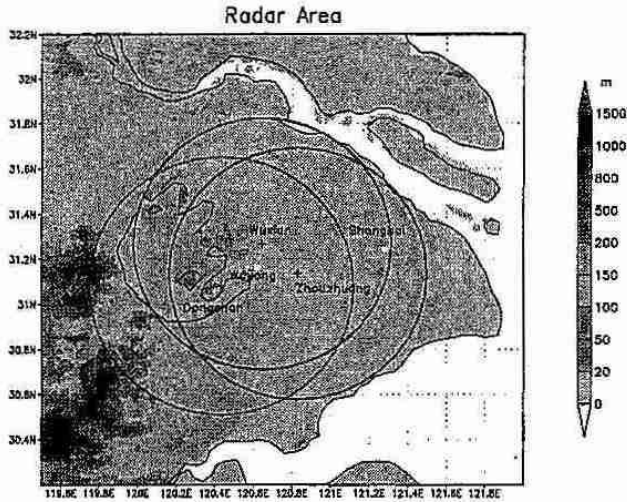


図 1. 観測領域。円はドップラレーダーそれぞれの観測領域を示す。

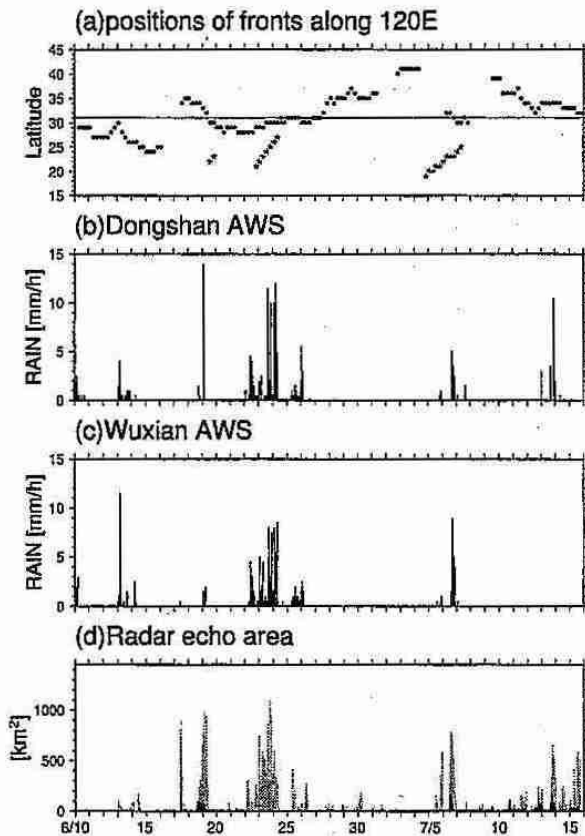


図 2. (a) ●が東経 120 度に沿った梅雨前線の位置、★は台風の位置。(b) Dongshan の AWS より得られた時間降水量。(c) (b) と同じ。ただし Wuxian。(d) Dongshan のドップラレーダーから得られた仰角 1.9 度の PPI のエコー面積。灰色の棒グラフは 20~30dBz、黒色は 30dBz 以上の面積を示す。

18:18BST, 13JUL2001 Dongshan

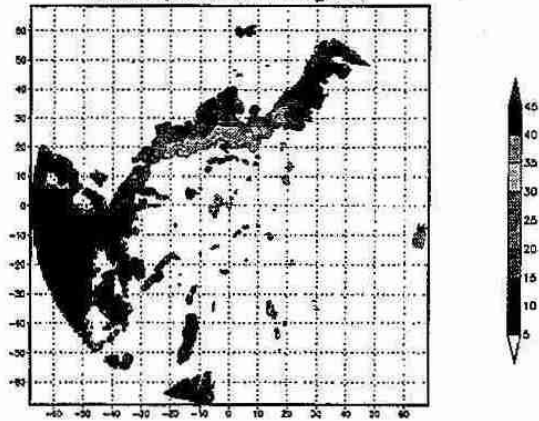


図 3. Dongshan のドップラレーダーの PPI(仰角 1.9 度)。横軸縦軸はレーダーからの距離 (km)。コンターの単位は dBz。

00:42BST, 19JUN2001 Dongshan

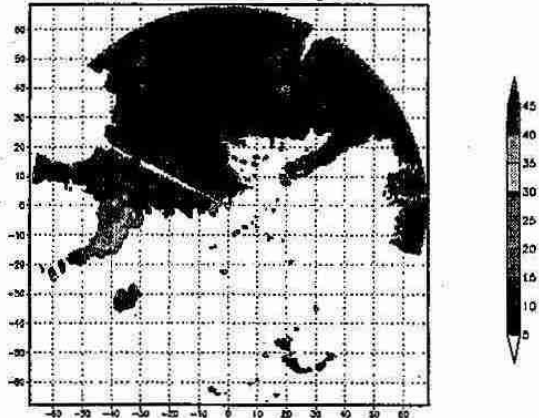


図 4. 同上。

05:12BST, 19JUN2001 Dongshan

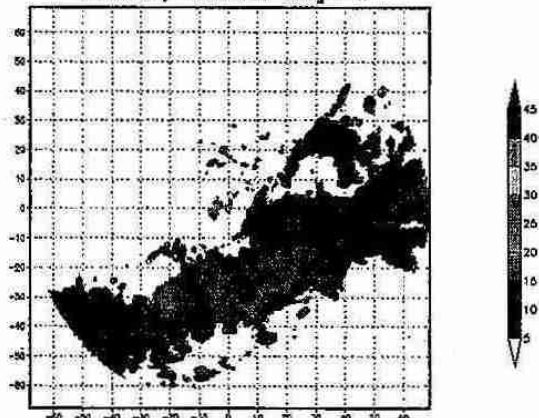


図 5. 同上。

5. 大阪・生駒山地付近での対流活動の発達と移動のメカニズム

* 新井健一郎 (北大院・地球環境)、川島正行・藤吉康志 (北大・低温研)

1 はじめに

大阪平野周辺の地形分布は、年間降水量の多くないこの地域で時折見られる激しい気象擾乱の形成と維持、変質に重要な役割を果たしている。例えば淀川に沿って停滞する活発な降雨バンドの形成要因として、大阪湾最奥部の地形による気流の収束や六甲山地による上昇流の強制などが挙げられている。

2000年夏期の北大低温研ドップラーレーダによるメソスケール降水システムの観測では、奈良盆地で発生・発達する対流雲を多数捉えた。2000年7月4日には、正午過ぎ頃に奈良盆地に現れた活発な対流活動が、夕刻に奈良盆地から生駒山地を隔てた反対側の大阪平野に急速にシフトする現象が見られた。この対流活動に伴い、奈良県北部は豪雨に見舞われ、大阪湾上ではマイクロバーストが発生した。今回は大阪府柏原市に設置された北大低温研ドップラーレーダと、関西空港の空港気象ドップラーレーダのデータを用いて2000年7月4日の豪雨事例の解析を行ない、奈良盆地から大阪平野への活発な対流活動域の移動プロセスと、生駒山地の影響について調べた。

2 総観場の概況

7月4日の日本列島は、日本海に停滞した高気圧に覆われ各地で気温が上昇したほか、高気圧の縁に沿った暖湿気の流れも見られた。一方、上空500hPaには-9℃の寒気が侵入していた。このため全国各地で雷雲が発生し、近畿地方でも奈良県、大阪府を中心に激しい雷雨に見舞われた。

3 降水システムの発達と移動

4日午後奈良盆地中央部に現れた対流雲は17時頃には北西～南東の走向をもつバンド状降水システムに発達した(図1)。このバンドの走向は上空5km付近の風向とほぼ一致していた。その後、この降水システムは18時30分頃までは奈良盆地上空で発生と発達を繰り返していたが、生駒山を隔てた西側の大阪平野上空には降水エコーがほとんど見られなかった。18時30分頃からは降水システムが1本のバンドからクラスター状に変化すると共に、全体が奈良盆地から西側の大阪平野・大阪湾側に移動した。一連の降水エコーの様子を、生駒山地・金剛山地が位置する北緯34.45°～34.75°の範囲を南北方向に平均した経度-時間断面図(図2)で見ると、降水システムの西端が17時頃に生駒山地付近に到達した後、18時過ぎまで生駒山地東側にとどまり、18時30分以降山地西側に移動する様子

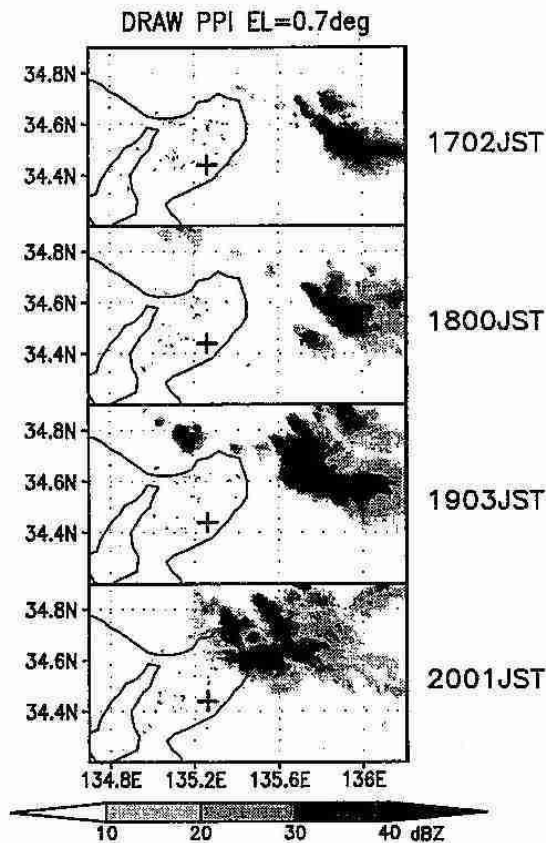


図1: 空港気象ドップラーレーダ(DRAW)仰角0.7度での反射強度分布。上から17時02分、18時00分、19時03分、20時01分。地図中の「+」はDRAWの設置場所(関西空港)。

が見える。山地西側(大阪平野側)では、エコーの西端がほぼ一定速度で西進し、そこから降水セルが周期的に形成されている様子が見られた。

4 降水システム内部の気流構造

図3は18時18分の高度1.5kmにおける北大低温研レーダの反射強度およびデュアルドップラー解析による地上に相対的な風の分布である。この時刻は、奈良盆地側の降水システムが大阪平野側に伝播する直前にあたるが、奈良盆地側の降水バンド内は東風が卓越していた。一方、大阪平野側には、北摂山地方面から南東進してきた小規模の降水セルが見られるが、内部の風は北西～西風であった。この西風は降水セル自体の移動成分のほかに、大阪平野内部に吹く南西からの暖湿気流を反映していると思われる。また、奈良盆地の南部にもやや規模の小さい降水セルが見られるが、大

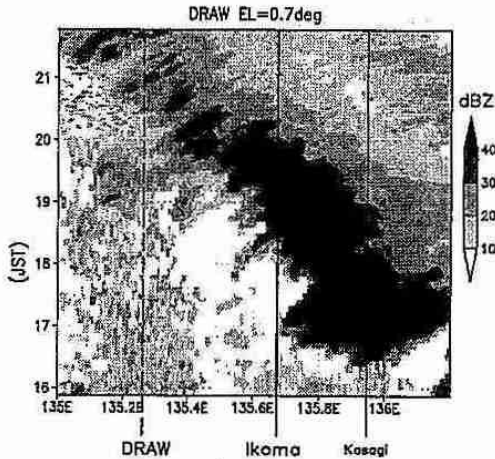


図 2: 空港気象ドップラーレーダ (DRAW) 仰角 0.7° 反射強度分布から北緯 34.45° ~ 34.75° の範囲を平均した経度-時間断面図。実線で生駒山地 (中央) および笠置山地 (右) のおよその位置、破線で DRAW の位置を示す。

阪平野から奈良盆地に繋がる谷地形の西側 (風下側) に出現しており、大阪湾からの暖湿気流が谷筋で収束することで降水セルを形成した可能性がある。

北緯 34.65° ~ 34.75° の範囲を平均した東西鉛直断面図 (図 4) を見ると、17 時 54 分と 18 時 18 分では降水システム下層の東風領域の西端が生駒山地のところとどまっており、降水システム下層に形成された冷気外出流が生駒山地によって西進を遮られていると考えられる。18 時 35 分以降は東風領域の西端が生駒山を越えて大阪平野側に進んでいるが、西風領域が常に東風領域の上側に見られる。図 2 での大阪平野・大阪湾上空での降水システムの伝播の様子から、奈良盆地から大阪平野に流れ込んだ冷気流が、大阪平野側の暖湿気の下にもぐり込み、暖湿気を上昇させて降水セルを次々に発生させたと考えられる。

なお、関西空港の空港気象ドップラーレーダは、20 時 42 分から 21 時 20 分まで、レーダサイトから半径 20km 圏内でマイクロバーストの発生を検出しており、大阪平野の降水セルが強い下降流を形成し得る程度に発達したと思われる。

5 まとめ

大阪平野と奈良盆地の間に存在する生駒山地が、奈良盆地に発達した降水システムに伴う冷気流の西進を妨げると共に、山地の風下側に降水システムを停滞させる可能性が示唆された。また、冷気プールが十分に発達し、やがて冷気が生駒山地を越え大阪平野に流入することによって、大阪平野上に強い対流が形成される可能性も示された。

本研究について 本研究は平成 10 年度文部省科学研究費補助金基盤研究 (A) 「大阪周辺域における強風・落雷・豪雨の短時間高精度測定と予測システムの構築」 (研究代表者: 藤吉 康志) の一環として行なわれた。

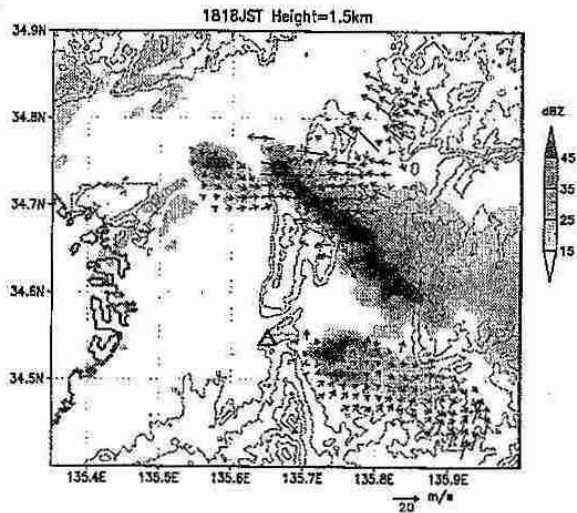


図 3: 7 月 4 日 18 時 18 分高度 1.5km における北大低気研ドップラーレーダ反射強度分布と地上に相対的な風の場。周辺地形の等高線 (200m 間隔+高度 100m) を付す。地図中の「△」は北大低気研レーダの設置場所 (大阪府柏原市・大阪教育大学) を示す。

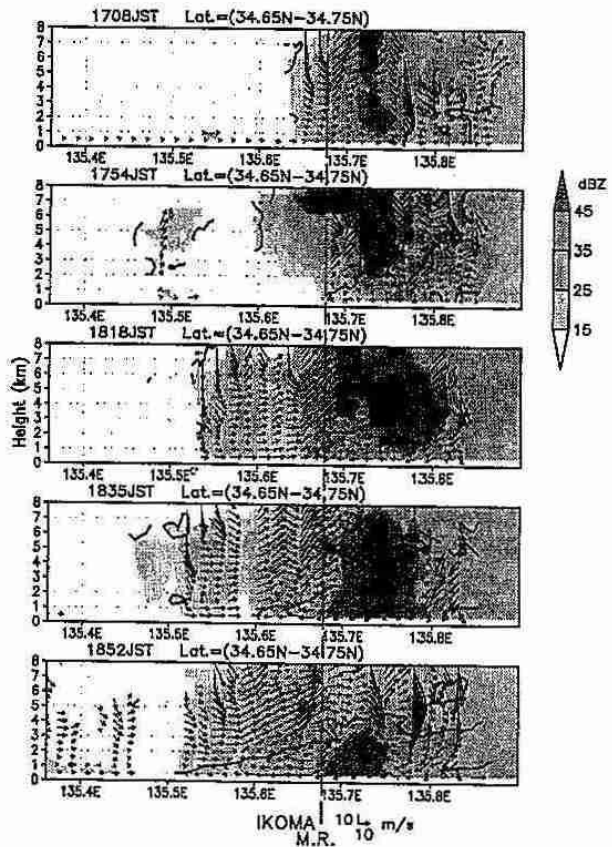


図 4: 空港気象ドップラーレーダ反射強度と地上に相対的な風の分布について、北緯 34.65° ~ 34.75° の範囲で平均した東西鉛直断面。太実線は東西方向の風が 0 となる線。また、生駒山地のおおよその位置を太い破線で示す。

6. 北海道東部太平洋沿岸におけるエアロゾルの季節変化

三浦二郎、太田幸雄、村尾直人、山形定 (北海道大学大学院工学研究科)

1. はじめに

北海道東部太平洋沿岸は世界的にも有数な霧の多発地域であり、これらの霧が高い酸性度を示している事が観測され沿岸地域の森林生態系に対する酸性霧の影響が懸念される。また、このような霧の多発海域におけるエアロゾルの化学組成を季節的にとらえた報告はほとんどない。本研究においては、北西太平洋沿岸における霧の汚染状況を把握する事を目的に、酸性霧の前駆物質であるエアロゾルの化学組成を明らかにした。

2. 観測地域と方法

2001年4月から2002年の1月まで3ヶ月間隔で北海道区水産研究所の海洋調査船「探海丸」により1~2週間の海上エアロゾル及びガスのサンプリングをおこなった。調査海域は北西太平洋(厚岸湾~南東方向500km)とオホーツク(能取沖~知床北方沖200km)のライン上で、サンプリングは直列サンプリングユニットを用いておこなわれた。直列サンプリングユニット(表.1)とは雲粒捕集インパクター(上段10 μ m以上、下段2~10 μ m粒子を捕集)、テフロンフィルター(2 μ m以下の粒子)、試薬含浸濾紙(SO₂、NH₃)の順で構成されている。捕集されたサンプルは実験室に持ち帰った後、イオンクロマトグラフ(DIONEX DX500、カラムAS12A, CS12)で主要イオン成分を分析した。

3. 結果

図.1 に太平洋とオホーツクにおけるエアロゾルの大気中成分濃度の平均値を示す。夏季

から秋季にかけて大気中成分濃度は全体的に増加している。特に硫酸濃度は顕著な増加傾向を示しており DMS の酸化などによる海洋生物起源からの寄与が大きいと考えられた。

図.2 に霧が発生していた4月と晴天であった10月に観測された2 μ m以下のエアロゾルの化学組成を示す。10月において2 μ m以下の微小粒子は成分の90%以上が硫酸イオン、アンモニウムイオンで占められていた。よって、微小粒子のほとんどは硫酸もしくは硫酸アンモニウム粒子であったと考えられ、海洋上における微小粒子の典型的な組成を示していた。しかし、霧の発生していた4月における化学組成に関しては、微小粒子における海塩粒子の割合が10月に比べ増加していた。霧の生じていた7月の事例においても同様な傾向が確認された。

ここで、霧サイクルに伴う微小粒子の組成変化を図.3 に示す。この時は厚岸沖から南南東

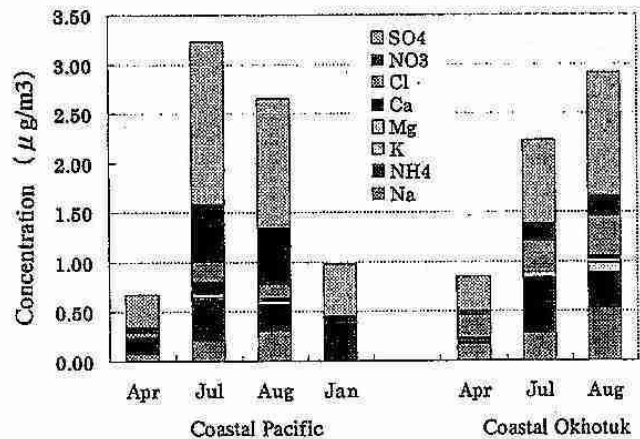


図.1 大気中化学成分濃度の平均値

表.1 直列サンプリングユニットの構成

Class	ϕ (μ m)	Method
Droplet	10~	Impactor
Coarse particle	2~10	Impactor
Fine particle	~2	Teflon Filter
Gas	—	SO ₂ Filter (impregnated with Na ₂ CO ₃) NH ₃ Filter (impregnated with C ₂ H ₂ O ₄)

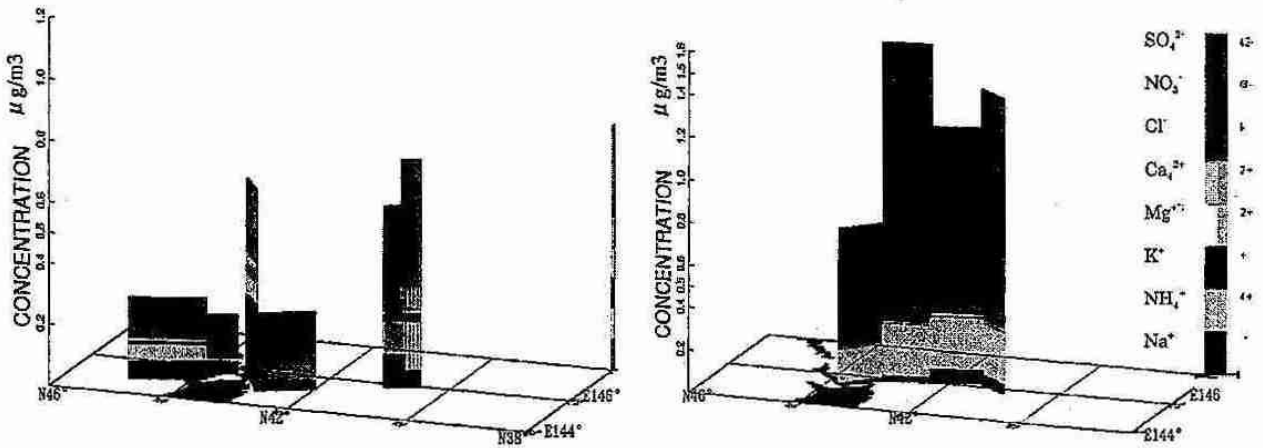


図.2 2 μm 以下のエアロゾルの大気中成分濃度の地域分布
底面の地図は左方向が北を示し、左の図が4月、右の図が10月の観測結果を示す。

に向かう航海で 7/3 20:00~21:00 に霧が発生しており、発生前、発生時、消散時と3回のサンプリングをおこなった。各サイクルごとの粒径別の化学的挙動を比較する。ガス成分は霧の発生と共に粗大粒子及び水滴へ吸収される。吸収速度は NH_3 、 HNO_3 、 SO_2 の順に大きく、また微小粒子へはほとんど吸収されていない様であった。微小粒子に関して、発生前は硫酸もしくは硫酸アンモニア粒子で構成されていたのに対し、消散時には粗大粒子であった海塩粒子および硝酸濃度が微小粒子側にシフトし全体の50%を占めている。霧発生前は粗大粒子以上にしか存在しなかった海塩粒子が霧のサイクルを通じて微小粒子となった事を示唆している。

これまでも雲の縁辺部及び消散期に微小粒子が急激に増加することが報告されている。その原因として SO_2 の凝集核化によることや、蒸発時に水滴が分裂し多くの微小粒子が発生することが示唆されている。今回の観測においては Na^+ の増加が顕著であったため凝集核によるとは考えられない。また、霧の消散期において微小粒子域の海塩濃度が顕著に増加するため、霧水滴のエアロゾル化に伴って生じる分裂現象によって生成された微小粒子である可能性が示唆された。

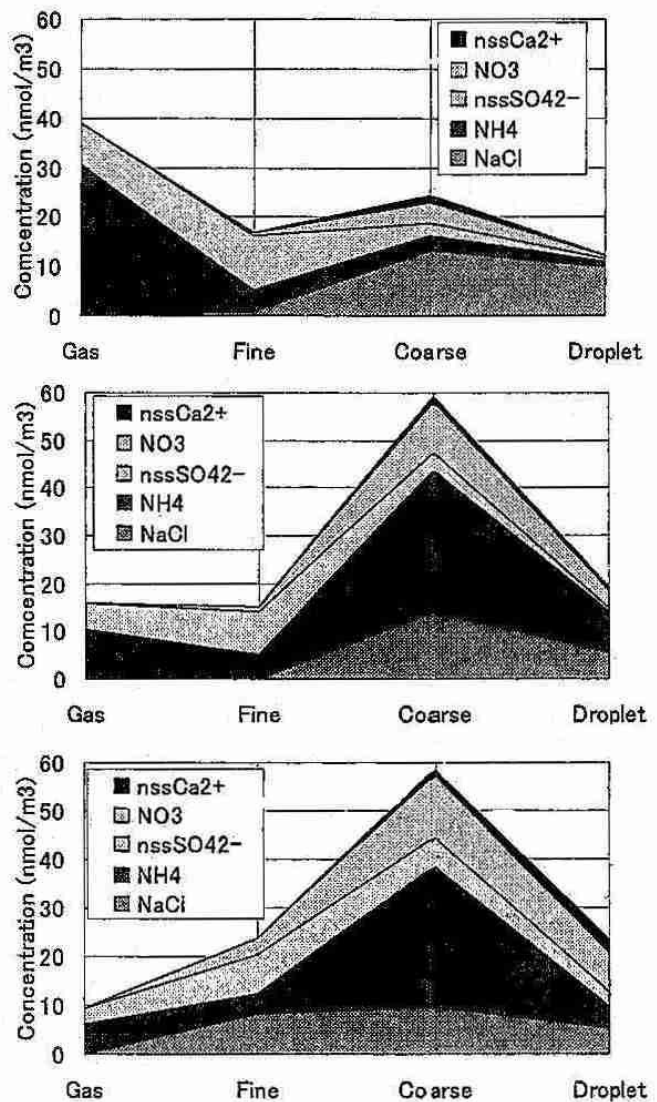


図.3 霧サイクルに伴う粒径別での組成変化
上：発生前、中：発生時、下：消散時

7. 北海道とその周辺に発生する霧のできかた、消え方について

岸寛人 (北大院・地球環境)、藤吉康志 (北大・低温研)

1. はじめに

よく知られているように、霧の発生により悪視程となり、陸・海・空の交通に影響を及ぼす。また、霧が存在することで日射が妨げられ低温となるので農業では冷害を引き起こし、さらに近年では酸性霧なども問題になっている。

霧は発生原因により、放射霧、移流霧、蒸気霧、前線霧などいくつか大きく分類され、実際にはこれらの原因が複合して発生している場合が多い。しかし、これらのうちのどれが霧の発生などに優勢であるかは、発生地域の地理や気象条件によって異なっている。したがって各地域の霧の発生、消滅を予測するためには、それぞれの地域について、霧の発生、消滅のメカニズムを調査する必要がある。

本研究は北海道の霧の発生と消滅の予測することを目的とする。そこで、衛星画像により北海道の霧または下層雲の多発地帯に関してグループ化を行った(図1)。

2. 使用したデータ

分類には静止気象衛星 GMS-5 の可視および赤外面像、地球観測衛星 Landsat-7 の可視画像を用いた。調査期間は、1998~2001年、各6~8月の3ヶ月間の昼間とした。

また図2のように、可視画像で白く見えるが赤外面像ではほとんど見えないような雲を、霧および下層雲と判別した。

3. 分類結果

3.1 十勝平野と川の流域にできる霧または下層雲

十勝平野(図1の①)について、まず霧が残りやすい場所と消えやすい場所に着目した。その結果、図3に示すように、平野の北側から消えていく日が8件でいちばん多く、次に東側から消えていく日が5件となっており、東および北側消えやすいことがわかった。また十勝川、利別川流域にできる、または残るというパターンも8件見られた。この川の流域にできる下層雲はほとんどの図1の④および図4のように、石狩平野から苫小牧にかけても見られ、対象期間中で30件確認できた。このパターンは午前中に消えてしまうものがほとんどであった。

3.2 沿岸部にできる隙間パターン

次に図4(左)の画像の十勝沿岸部に注目すると、十勝川河口付近から海上に広がるような霧ができており、その周辺に霧の晴れた領域があり、さらにその外側に霧が分布しているように見える。この外側にできている霧は一般的な海霧(移流霧)であると考えられるが、沿岸部になぜ霧がある部分と霧の晴れた隙間部分ができただのかということは興味深い。このような(沿岸部の霧)+(晴れの領域)+(沖の霧)というパターンを確認できたのは、対象期間中では図4に示した2件のみであった。このパターンは川の河口付近にできているの

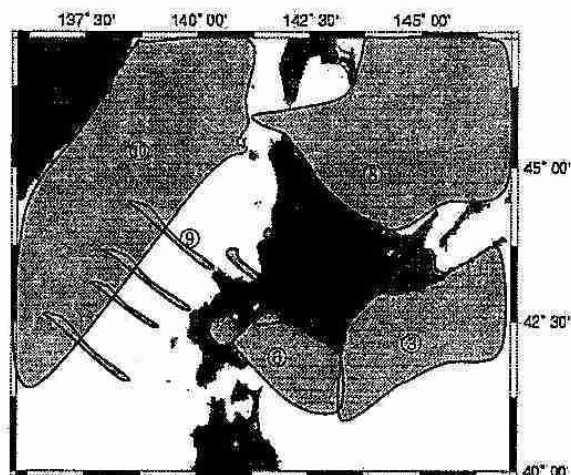


図1 北海道の霧が多発する地域に関する分類

衛星から霧(下層雲)が見えた日数 全45件			
① 35	② 36	③ 38	④ 30
⑤ 28	⑥ 34	⑦ 7	⑧ 20
⑨ 12	⑩ 21	(○のなかの数字は地域の番号に対応)	

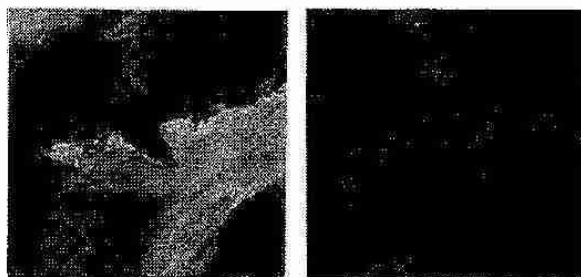
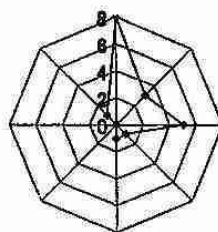


図2 GMS-5の可視画像(左)と赤外面像(右)



全35件
ほとんど変化しなかった日:2
川の流域にできていた日:8
その他:2

図3 十勝平野で霧が早く消える場所

で、川の水温および流量、海面水温、気温が絡んだ現象であると考えており、十勝川河口付近の気温・湿度などの計測を行い、陸面、河川、海、大気がどのような効果を及ぼしているか詳しく調査したい。

3.3 山の風下に残る霧

山の風下側に霧が残るパターンについて図5に示す。図5の北海道日本海側の利尻島、暑寒別岳、積丹半島、狩場山に着目すると、それぞれの山にくっつくような霧が、海上に伸びるように分布していることがわかる。この日、これらの地域では南東の風が吹いており、この風が標高の低い地域を通過し海上へ抜けることで、谷部分の風下では海上の霧を沖へ遠ざけ、逆に山の風下では霧が残ったものと考えられる。

4. まとめ

- ・ 北海道とその周辺の霧・下層雲の多発地帯を10ヶ所に分類
- ・ 十勝平野では、平野の南、北および川の流域に霧が残りやすい
- ・ 十勝沿岸において、霧に囲まれた隙間パターンが見られた
- ・ 山の風下に残る霧が見られた



図4 (左)1999/08/09 (右)1999/08/11 (GMS-5)
川の流域にできる下層雲(石狩平野から苦小牧、
十勝平野)と十勝沿岸にできた隙間パターン

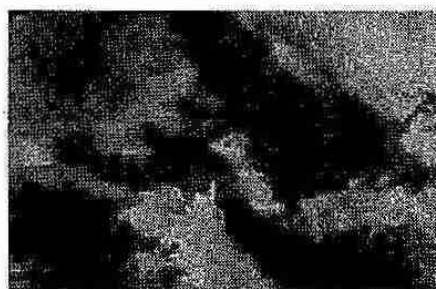


図5 山の風下側に残るパターン
(GMS-5, 2000/06/24)

8. 非静力学モデルによる北海道日本海側の冬型降雪の予測について

矢野 由和、水野 裕之、佐藤 均(札幌管区気象台)

1.はじめに

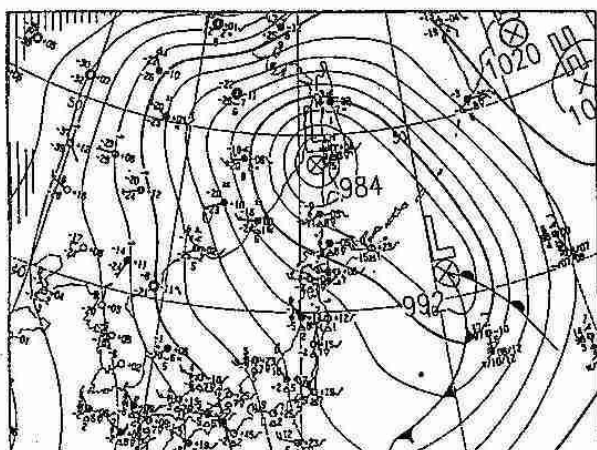
冬季日本海へ強い季節風が吹き出す際、筋状雲がしばしば観測される。これは過去の調査等によると、一般流(あるいは鉛直シア)の方向を軸とした、ロール状の対流(水平対流ロール)に対応していると考えられている。今回はこの筋状雲による降雪を、平成12年度に気象庁に整備された、「防災情報モデル開発システム」によってどの程度再現できるかを試みた。

2.防災情報モデル開発システム

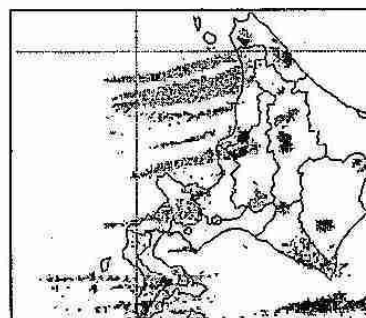
防災情報モデル開発システムは、平成12年度に気象庁に整備されたミニスーパーコンピュータで、数値予報モデルの開発強化と地方官署での調査等に利用されている。このミニスーパーコンピュータでは、現在気象庁が現業で使用しているMSM(メソスケールモデル)の初期値とRSM(領域スペクトルモデル)の予想を境界値としてネスティングした非静力学モデル(以下NHM)を動作させることができる。

3.数値実験を行った事例

今回は2001年12月14日の事例について、数値実験を行った。以下に9時(JST)の地上天気図(第1図)及び12時(JST)の解析雨量(第2図)を示す。サハリン付近に低気圧が解析されており、北海道付近は冬型の気圧配置となっている。



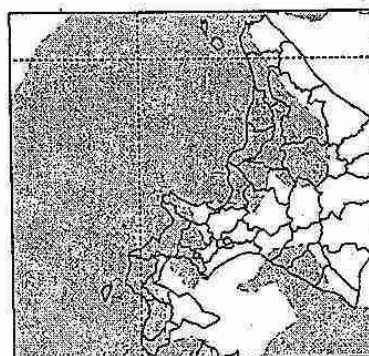
第1図 2001年12月14日9時(JST)の地上天気図



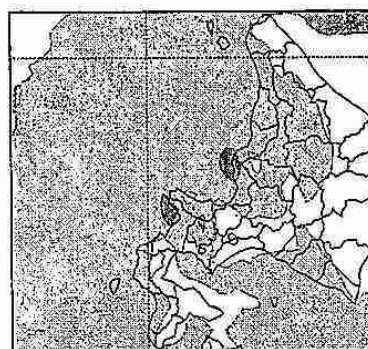
第2図 2001年12月14日12時(JST)の解析雨量

4.RSM・MSMの予想結果

2001年12月13日12UTC初期値のRSMとMSMの15時間後の降水の予想結果を以下に示す(第3図、第4図)。現在気象庁が現業で使用しているモデルでは一様な降水を予想している(塗りつぶしている領域は0.2mm/1hour)



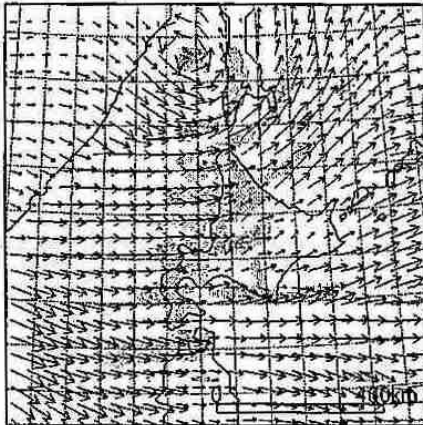
第3図 RSM 12月13日12UTC初期値15時間後予想(前1時間降水量)



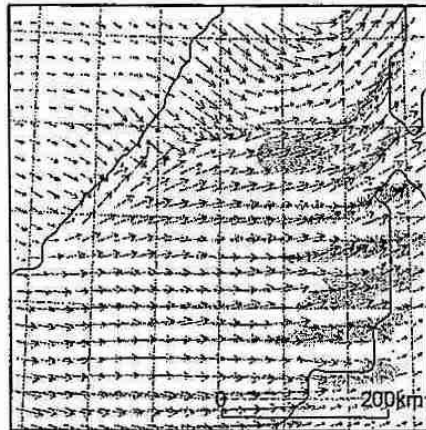
第4図 MSM 12月13日12UTC初期値15時間後予想(前1時間降水量)

5. NHM の予想結果

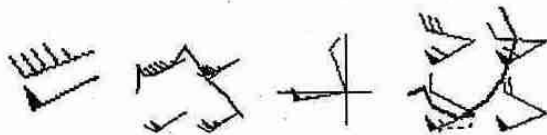
格子間隔を MSM と同じ 10km (以下 NHM_10) に設定した場合の計算結果を以下に示す (第 5 図)。北海道の西岸に数本の筋状の降水域が予想されている。更に NHM の予想結果を細かく検証するために、格子間隔を 5km (以下 NHM_5) に設定し計算させた (第 6 図)。NHM_10 に比べて筋状の降水域の表現がまっつきりしている。第 7 図に 14 日 09 時の札幌・稚内の高層観測資料 (700・975hPa 付近の風) と NHM_5 の 700hPa と 975hPa の風を示す。



第 5 図 NHM_10 12 月 13 日 12UTC 初期値 15 時間後予想

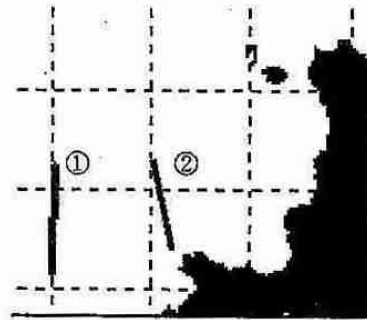


第 6 図 NHM_5 12 月 13 日 12UTC 初期値 15 時間後予想
塗りつぶしている領域は 0.2mm/1hour。なお矢印は地表の風を表している。

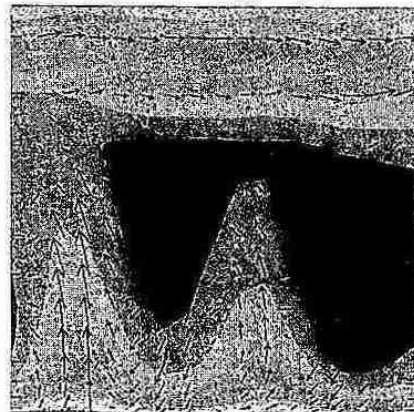
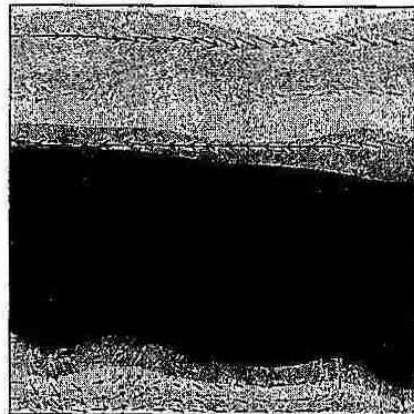


第 7 図 左から、12 月 14 日 09 時稚内の高層観測資料、NHM_5 の 700hPa と 975hPa の風 (稚内付近)、札幌の高層観測資料、NHM_5 の風 (札幌付近) 共に 50 ノット以上が 700hPa。

第 7 図から NHM_5 では稚内付近・札幌付近共に下層の風がうまく再現されていることがわかる。また、NHM_5 の筋状の降水域に対して垂直な面の鉛直断面図を第 9 図に示す。



第 8 図 鉛直断面図の範囲 第 9 図①、②



第 9 図 鉛直断面図①(上)、②(下)、矢印は鉛直断面に対する風を表し、塗りつぶしは相当温度で色が濃いほど低相当温度を示す。

第 9 図①、②共にベナール・レイリー対流をよく表しており、更に①と②を比較すると風下にあたる②の方が海水からの顕熱・潜熱を受け、気団が変質している様子が現れている。

6. まとめ

以上の事から、非静力学モデル 5km 格子を用いることによって、筋状雲による降雪の鉛直構造を明らかにできた。また降雪域についても細かな予想することが可能である。

9. 冬季北海道西岸沖に発生する筋状雲の数値的研究 -風上地形と下層風の収束域について-

*大竹秀明(北大院 地球環境), 藤吉康志, 川島正行(北大低温)

1. はじめに

Muramatsu(1979)は、冬季北海道西岸における太い筋状雲(図1、以下村松バンドと呼ぶ)の発生には風上であるロシア側の地形の影響が重要であると指摘している。この太い筋状雲のこれまでの研究は衛星画像による解析が中心であり、筋状雲の形成や維持機構について詳しく調べられていない。また、筋状雲の発生域が海上であるので観測が難しい。そこで本研究では、非静水圧モデルを用いて数値実験を行い筋状雲の発生と形成、維持機構について調べる。今回の発表では、まず細かい地形データを用いて数値実験を行い風上の地形とその風下に生じる収束域の関係について調べた。

2. モデルの概要

本研究では、非静水圧モデル ARPS(The Advanced Regional Prediction System) ver.4.5.2を用いた。計算グリッドは東西800km、南北1000kmであり樺太、北海道も含めた地形を用いた(図2)。解像度は水平5km、鉛直200mである。初期条件として鉛直一様に北西風10(m/s)の風を与えた。タイムステップは $\Delta t = 10s$ とし積分時間4hである。地表面は陸面を $-10^{\circ}C$ 、海面を $5^{\circ}C$ とした。地形は5kmグリッドのデータを使用した。また、今回は風上山地の地形とその風下に生じる収束域の形成に限定して調べるため雲の凝結過程を考えず、DRY条件で計算した。

3. 上昇流の分布

図3は高度100mにおける上昇流の分布と風ベクトルの計算結果である。長浜(2002)により特定された筋雲発生点に対応した位置4地点(図2の黒丸)に一致して上昇流が生じていることがわかる。筋状雲発生点の風上では数百メートル程度の山地が海岸付近に存在している。しかしながら、図には示さないが北緯48度付近では内陸部に標高の高い山地帯が広がっているが風下に顕著な上昇流域が形成されていない。これにより、海岸近くの小規模の山地の存在が風下に上昇流域を作るためには重要であることが示唆される。

4. 雲と風の分布

太い筋雲が発生している風上には、Muramatsu(1979)が指摘しているように1000m級の山

地が広がっている。しかし、どの山地が村松バンドの発生要因になっているのかを特定するのは困難である。図4は積分時間4時間後の高度100mにおける風ベクトルの計算結果とGMS雲画像を同時にプロットしたものである。GMS画像でとらえた村松バンドは南東に走向を持ち、蛇行している。計算された風は風上地形により気流が分流されているが、北側に分流した流れと雲の分布が一致している。なぜこのような分布になるのかは不明であり、今後調べる予定である。また、雲の発生点と海岸線の距離は他の雲発生点にくらべ著しく短くなっている。また、長浜(2002)が指摘したその他の筋雲発生点(図2の黒丸)に対応した筋雲はこの日の画像では確認されない。このことから太い筋状雲が発生するためには、海岸線に近い山地だけで議論することは困難である。

5. 今後の課題

今回の実験では、非常に簡単な設定を用いて風上地形と風下の上昇流域の分布について調べた。しかし、実際の気象は風速分布にシアをもっている。さらに、この海域のSST分布を見ると沿海州付近では寒流のリマン海流、北海道沿岸では暖流の対馬海流が流れているため、東西の温度傾度があり、SST分布の影響が筋雲の形成に何らかの影響を及ぼしていると考えられる。また、このようなメソスケールの現象と周辺気圧場のつくり出す風の分布にも注目し異なるスケール同志の作用についても調べる予定である。以上の事をふまえて今後解析を推めて行きたい。

謝辞

本研究では、オクラホマ大CAPS(The Center for Analysis and Prediction of Storms)の提供するモデルを使わせて頂きました。また、GMS画像は高知大学よりダウンロードし利用させて頂きました。

<Reference>

Muramatsu, T., 1979: Cloud line enhanced by upwind orographic features in winter monsoon situations. *Geophys. Mag.*, 38, 1-14.

長浜, 2002: 発生初期の筋雲の形態とその変化に及ぼす要因。北海道大学大学院地球環境科学研究科修士論文, 68pp., 2002.



図 1: GMS 可視画像 2001 年 12 月 16 日 12 時 (日本時間). 北海道西岸に一本の太い筋雲 (村松バンド) が確認できる.

Model region

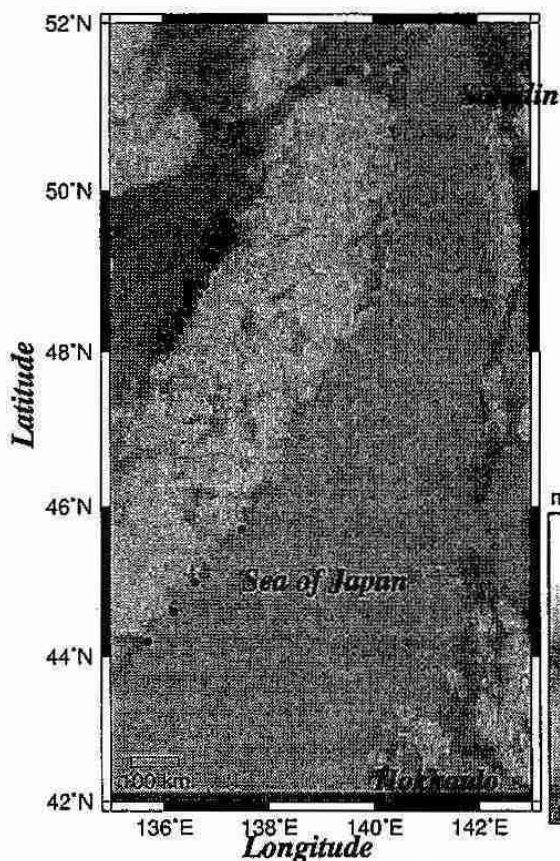


図 2: 計算領域. 丸印は長浜 (2002) による村松バンド以外の筋雲発生点.

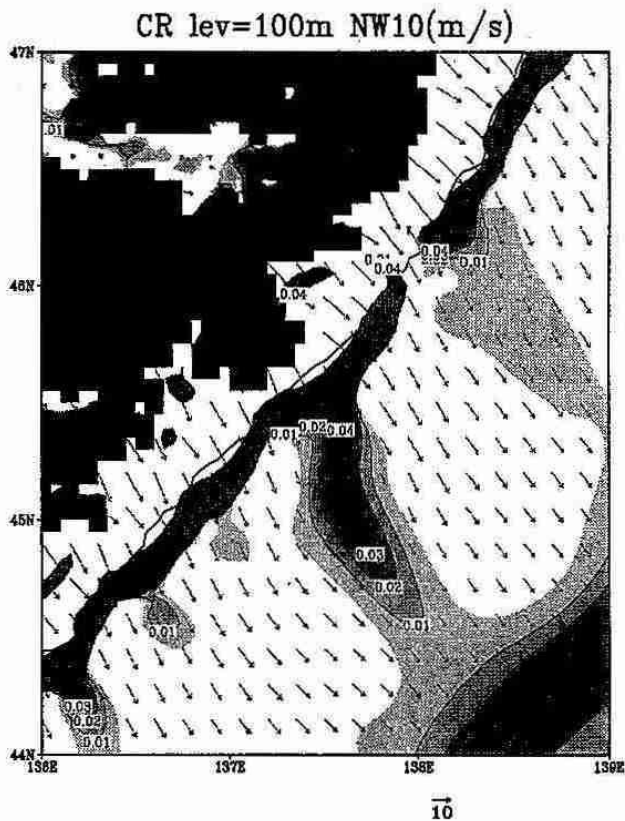


図 3: 数値計算より得られた上昇流 w (m/s) と風ベクトル分布. 黒色で塗られた部分は山地. 図 2 の丸印の位置の風下に一致して上昇流が形成されている.
[t=4h,100m] NW 10(m/s) GMS-MODEL

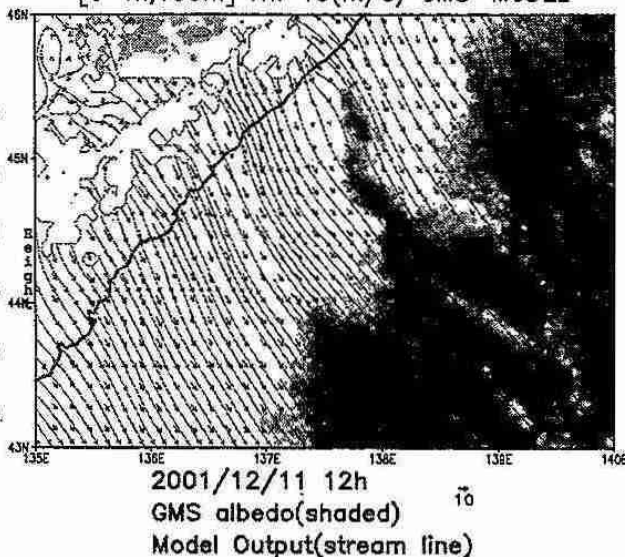


図 4: 計算結果 (風ベクトルと流線) と 2001 年 12 月 11 日 12 時 (日本時間) GMS 画像. 実線は海岸線を示し, 点線は山地帯を示す. シェードをかけた領域はアルベドの高い, すなわち雲の分布を示している. 流線に沿って雲が分布しているのが確認できる.

10. 日本付近で発達する爆弾低気圧の構造と発達要因

* 吉田 聡、遊馬 芳雄 (北大院・理)

1. はじめに

これまで、94-95、96-97、97-98、98-99年の冬季(10-3月)に日本付近で発達した爆弾低気圧の移動経路、季節変動、環境場、および構造について解析を行ってきた(平成11年度第2回支部研究発表会、平成13年度第2回支部研究発表会)。その結果、爆弾低気圧には主に3つの移動経路(Okhotsk-Japan Sea (OJ)タイプ、Pacific Ocean - Land (PO-L)タイプ、Pacific Ocean - Ocean (PO-O)タイプ)があり、移動経路によって発生時期と最大発達率が異なることがわかった。また構造解析から卓越する前線が異なることが示された(表1)。今回はこの構造の違いと最大発達率の違いの関係について明らかにするために、発達要因と構造の解析を行った。

2. 解析手法

データは気象庁全球客観解析データ(GANAL)を用いた。構造の解析のため、最大発達率が1.3-1.8bergeronの範囲の低気圧に関して、最大発達率を持った時刻を一致させて、低気圧中心を揃えたコンポジットを作成した。また、下のZwack and Okossi(1986)による発達方程式によって、発達に寄与する物理過程を見積もった。さらに、各等圧面毎の寄与を見積もった結果についても同様なコンポジットを作成し、構造との比較を行った。

< Zwack - Okossi の発達方程式 >

$$\frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} = Pd \int_{p_t}^{p_l} -V \cdot \nabla \zeta_a dp$$

渦度移流
VADV

$$-Pd \int_{p_t}^{p_l} \left[\frac{R}{f} \int_p^{p_l} \nabla^2 \left(-V \cdot \nabla T + \frac{Q}{c_p} + S\omega \right) \frac{dp}{p} \right] dp$$

温度移流 潜熱放出 断熱冷却
TADV LATH ADIA

ここで、 ζ_{gl} は1000hPa面の地衡風相対渦度、 V は水平風ベクトル、 ζ_a は絶対渦度($\zeta + f$)、 t は時間、 p は気圧、 R は乾燥空気の気体定数、 f はコリオリパラメータ、 T は気温、 Q は単位質量当たりの非断熱加熱率、 c_p は定圧比熱、 $p_l = 1000\text{hPa}$ 、 $p_t = 100\text{hPa}$ 、 $Pd = (p_l - p_t)^{-1}$ 、 $S = -\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ 、 θ は温位、 $\omega = \frac{dp}{dt}$ である。

3. 解析結果

図1に急発達時のOJタイプの構造と高度別の各項の寄与を示す。上層では、渦度の極大が北西から南側に近づき、低気圧の南側に短いジェットストリークが存在している。このジェットストリークの入り口での

下降流は上層の北西側での温度勾配を強化すると同時に下層の寒冷前線を強化している。この寒冷前線に伴う潜熱放出による渦度強化が低気圧の北西側で極大をとっている。しかし、下層の温度移流と上層の渦度移流が卓越している領域が6時間後の低気圧中心と一致している。この結果、OJタイプは南北に延びた形の低気圧になり、主に温度移流と渦度移流によって急発達している。一方、PO-Lタイプの構造を見ると(図2)、上層の渦度の極大は西に位置し、強いジェット気流が低気圧の南半分にも広く分布している。この西風によって下層の温暖前線が低気圧東方に発達し、この温暖前線に伴う温度移流と潜熱放出によって東西に延びた低気圧が発達している。PO-Oタイプでは(図3)、上層の渦度は北西、ジェットストリークは南西に位置している。このため、ジェットストリークの出口での上昇流が低気圧の北東側で下層の収束による上昇流域と一致し、強い潜熱放出による渦度強化が起こっている。ここでは、同時に上層の渦度移流と下層の温度移流による渦度発達も極大となっている。この結果、PO-Oタイプはほぼ同心円状の低気圧となり、下層の潜熱放出と温度移流によって急発達している。

これらの結果をまとめると、

1. 3つのタイプの構造の違いは上層のトラフに伴うジェットストリークと低気圧の相対的位置による。
2. 構造の違いに伴って、発達に寄与する物理過程の3次元分布が変化する。
3. その結果、低気圧中心での渦度発達に対する寄与する物理過程が異なる。

また、各項の寄与の大きさ(表2)を見ると上層の渦度移流による渦度強化は各タイプでほぼ同程度だが、温度移流と潜熱放出といった前線に伴う物理過程がそれぞれ異なっている。このことから、下層の前線構造の違いが各タイプの発達率の違いを生み出していることがわかる。

4. まとめ

爆弾低気圧の移動経路による最大発達率の違いを構造と発達要因の評価から解析した。その結果、タイプによる構造の差異は上層のジェットストリークと下層の低気圧との相対的な位置と関係していた。また、この低気圧の構造の違いによって発達に寄与する物理過程の分布が変化し、低気圧の発達への寄与率が異なっていた。そして、このことがタイプによる最大発達率の違いの原因であることがわかった。

参考文献

Zwack, P., and B. Okossi, 1986; Mon. Wea. Rev., 114, 655-666.

	OJ	PO-L	PO-O
発生時期	11月	12, 2月	1月
最大発達率 (bergeron)	1.9	2.6	3.0
卓越する前線	寒冷前線	温暖前線	寒冷、温暖前線

表 1 OJ, PO-L, PO-O タイプの特徴.

	VADV	TADV	LATH	ADIA	$\partial\zeta_{gl}/\partial t$
OJ	2.03	3.26	0.84	-2.26	3.87
PO-L	2.22	5.91	2.15	-5.40	4.87
PO-O	2.15	5.54	3.62	-5.89	5.42

表 2 低気圧中心 (図 1, 2, 3 の●) での各項の寄与と $\partial\zeta_{gl}/\partial t$.
単位は $10^{-9} s^{-2}$

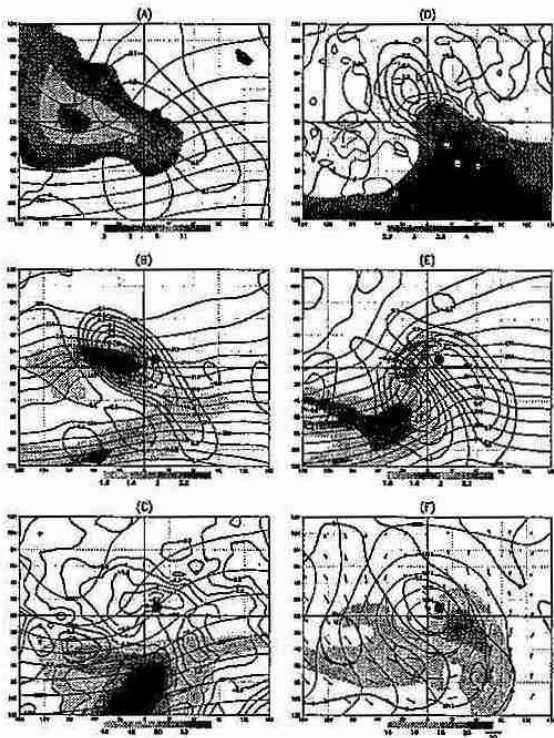


図 1 最大発達時の OJ タイプの低気圧を中心としたコンポジット. (A)300hPa 面の相対渦度 (陰影), ジオポテンシャル高度 (細コンター), VADV (太コンター), (B)300hPa 面の温位 (細コンター), 温位勾配 (陰影), TADV (太コンター), (C)300hPa 面の風速 (陰影), ω (太コンター), ジオポテンシャル高度 (細コンター), (D)850hPa 面の比湿 (陰影), LATH (太コンター), ω (細コンター), (E)850hPa 面の温位 (細コンター), 温位勾配 (陰影), TADV (太コンター), (F)850hPa 面の風ベクトル (矢印), 風速 (陰影), ADIA (太コンター), 地表気圧 (細コンター). ●は 6 時間後の低気圧中心位置.

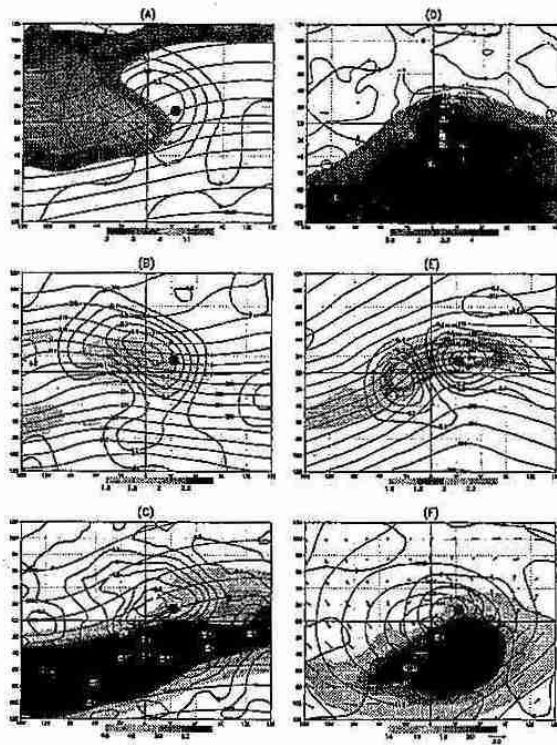


図 2 PO-L タイプのコンポジット. 図 1 と同様.

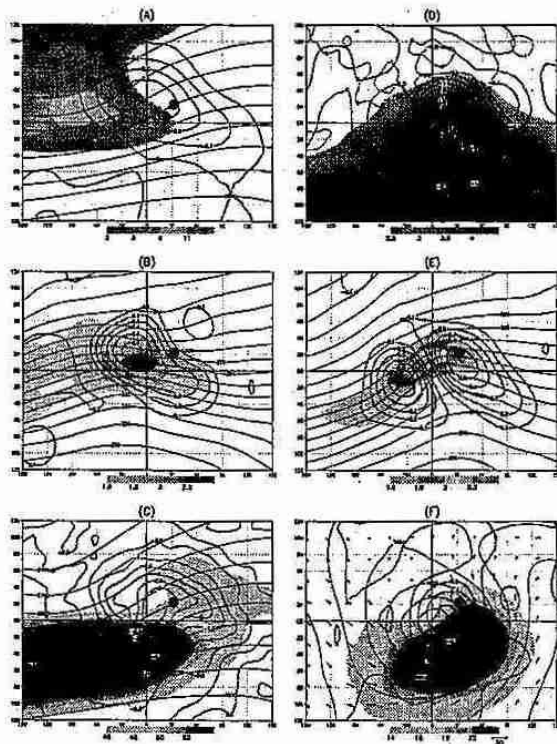


図 3 PO-O タイプのコンポジット. 図 1 と同様.

1.1. 亜熱帯北太平洋西部のオゾン極小について

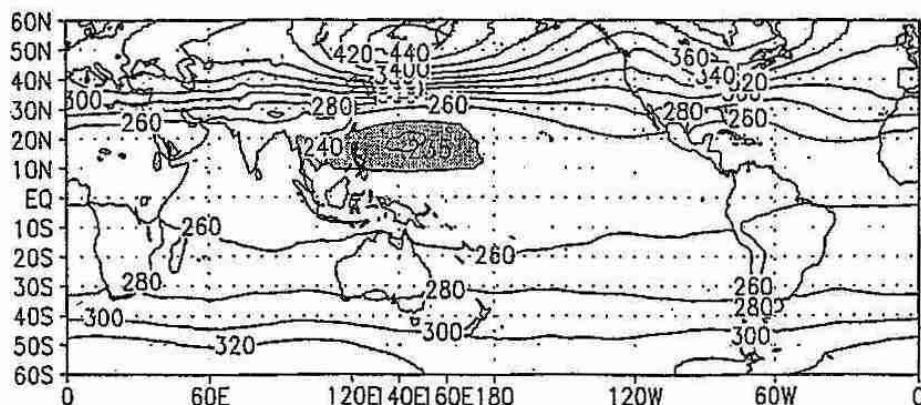
韓 建宇・山崎 孝治・庭野 将徳・初鹿 宏壮(北大院・地球環境)

1. はじめに

成層圏の内部には、高さ 20~30 km のところを中心にオゾン (O₃) が比較的多く含まれており、オゾン層と呼ばれている。オゾンは、320 ナノメートル (ナノメートルは 10⁻⁷ cm の長さを表わす単位で nm と略記される) より短い波長の光を強く吸収するので、太陽紫外線のうち、そのような波長の光が地上に到達しないように防いでいる。

本研究では TOMS のデータを使って、オゾン全量の世界分布を調べる。冬の 12 月、1 月、2 月に北半球の低緯度 (0~25N) は全域的にオゾン全量が低くなり、特に 20N, 140E 付近にはオゾン全量の極小が見られた。1 月になる、と気候値で 235DU (Dobson Unit) 以下になり (図 1)、同じようなレベルのオゾン全量は 8 月、9 月、10 月における南極オゾンホールだけである。

図 1: 1 月の
オゾン全量の
気候値 (DU)
(TOMS data より)



2. 本研究の目的

そこで、本研究ではこの 20N, 140E 付近のオゾン全量の極小について調べる。鉛直方向にオゾンはどのような分布をしているか、どの要因がオゾン全量変化に影響を与えるか、オゾン全量変化とともに何が変化しているか……様々な面に手をつけて、検討する。

3. データ解析結果

HALOE のデータを使って、図 2 と図 3 を作った。これは鉛直方向の 20N, 144E からオゾンと同じ緯度 ZONAL MEAN の差である。図 2 の単位は濃度 (ppmv, 百万分の一の濃度)、図 3 の単位は DU, これは図 2 のデータによる計算したものである。この二つの図を調べると、鉛直方向には二ヵ所でオゾンが少ないことが分かった。一つは 20hPa~10hPa (ここでは中部成層圏と呼ぶ)、もう一つは 100hPa~30hPa (ここでは下部成層圏と呼ぶ) である。そして、空気の密度は下から上までどんどん減っているから、100hPa~30hPa の間は 20hPa~10hPa の間より濃度の減少が少ないが、オゾンの量 (DU) の減少は多くなる。

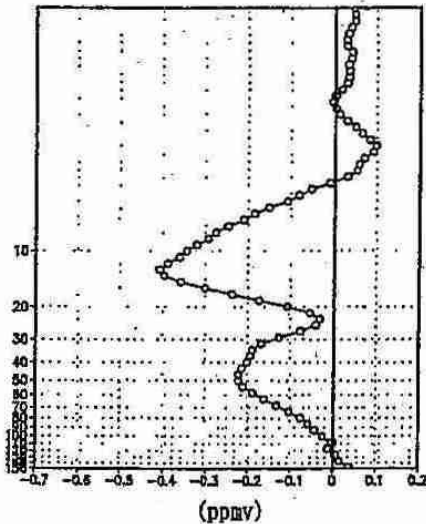


図2: 1月, 北緯20度, 東経144度のオゾン混合比の東西平均からの偏差の鉛直分布 (ppmv)。

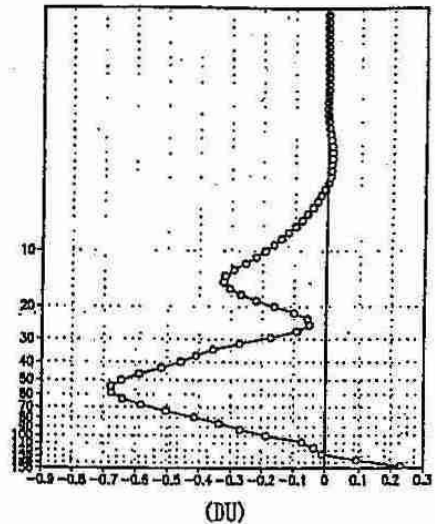
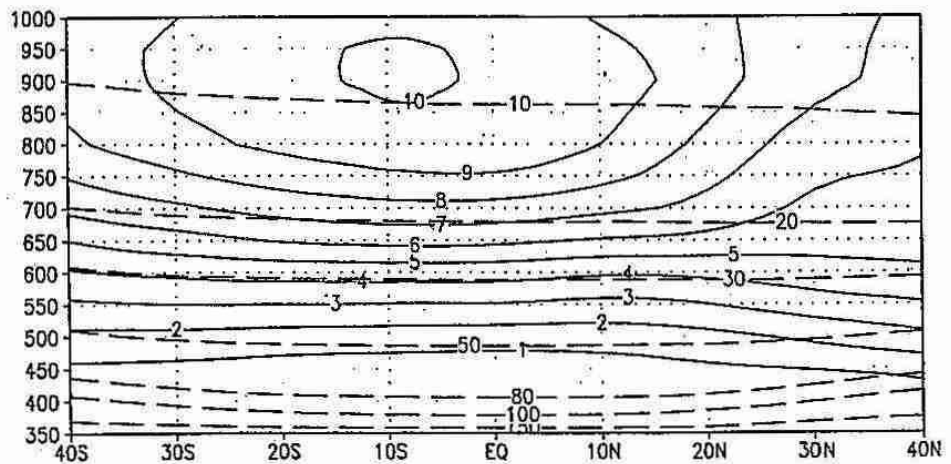


図3: 1月, 北緯20度, 東経144度のオゾン量の東西平均からの偏差の鉛直分布 (DU)。

図4はHALOEのデータによる, 1月のオゾン混合比帯状平均の緯度、温位断面図である。縦軸は温位, コンターはオゾン濃度 (ppmv), 破線は気圧 (hPa) である。

図4: オゾン混合比帯状平均の緯度、温位断面図、等値線は1ppmvごと、破線は気圧 (hPa) を示す。



中部成層圏のオゾンについて調べる。中部成層圏では等温位面上赤道から40Nまでオゾン混合比が減っている。つまり、南北流が起こったら、オゾン混合比が変化しやすい。亜熱帯北太平洋はアリューシャン高気圧を廻りこんだ北風域にあるので、極側のオゾンの少ない空気塊が赤道域に移流されるためにオゾンが少ないものと考えられる。

下部成層圏では40Nから赤道にかける、オゾン混合比が減少している。赤道近くのインドネシアでは対流圏から圏界面へ強い上昇流があり、対流圏の薄いオゾンが南風によって運ばれると考えられる (W. J. Randel, 2001)。この南風が赤道側100hPa~30hPa間の薄いオゾンの原因と考えられる。

4. 今後の課題

今後は、このオゾンの極小を再現できるようなモデルを作って、更にオゾン全量極小のメカニズムを解明したい。

1 2. 気候の太陽定数依存性～海洋の存在できる条件～

* 石渡 正樹 (北大・地球環境)

1. はじめに

太陽定数は地球の気候を決定する上で重要な外部パラメータである。太陽定数が減少した場合の気候は、これまで主に南北 1 次元エネルギーバランスモデル (EBM) を用いて行われてきた (Budyko, 1969; Sellers, 1969 など)。EBM を用いた研究により、太陽定数のわずかな減少が全球凍結状態をもたらすこと、大気には多重平衡解が存在することが示された。しかし、1 次元モデルでは、南北方向のエネルギー輸送は表面温度でパラメタライズして表現されている。太陽定数が変化した場合にエネルギーの南北輸送形態が大きく変わってしまうならば、EBM の結果は運動を考慮した 3 次元系の振舞とは異なるものとなる。一方、太陽定数が増大した場合には、大気の平衡状態が消失し、惑星放射が減少を続け温度が上昇を続ける暴走温室状態が発生することが知られている (Ishiwatari *et al.*, 2002)。Budyko や Sellers の EBM では長波放射を温度の線形関数で与えているため、暴走温室状態は発生しない。本研究では、大気大循環モデル (GCM) においても、EBM と同様の平衡解が得られるかどうかを確認するべく、簡単な GCM による数値計算を行うものである。これにより、広い範囲の太陽定数に対して大気の状態を全てプロットした気候 phase diagram を描くことをめざす。

2. モデル

用いる数値モデルは、石渡ら (2002) と同一の、簡単な水文過程を含んだ大気大循環モデルである。大気は、水を想定した仮想的な凝結性成分と非凝結性成分から成る。放射過程に関しては、短波に対しては透明、長波に対しては水蒸気のみが灰色の放射特性をもつものとする。雲の効果は考えない。地表面では、常に熱バランスが成り立つ海洋であるとする。地表面アルベドの値は、氷点以下の領域では 0.5、それ以

外では 0 とする。海氷の移動は考慮しない。年平均日射分布を与え太陽定数 S の値を変化させることにする。太陽定数の値は 1200 W/m^2 から 2000 W/m^2 までの範囲で変化させる。

ここで用いた EBM は放射を除けば North (1975) と同一のものである。その特徴は以下の通り。(1) 外向き長波放射は表面温度の関数として、3 次元モデルと同一のスキームを用いて計算する。(2) 南北熱輸送フラックスについては North (1975) と同一の拡散型のスキームを使用する。熱輸送係数は、氷アルベドを 0、 $S = 1380 \text{ W/m}^2$ (地球における値) とした場合に GCM で得られる南北温度差を最も良く再現するよう決める。

3. 結果

図 1 は Ishiwatari *et al.* (2002) と同一の灰色放射スキームを用いて計算した EBM の結果である。これは海氷の境界緯度の太陽定数依存性を示した図になっている。海氷の境界緯度が 0 度というのは全球凍結状態に対応し海氷の境界緯度が 90 度というのは氷無し状態に対応する。図中の×は、暴走温室状態が発生することに対応している。このため、氷無しの平衡状態は $1300 \leq S \leq 1400$ の領域にしか存在できないことがわかる。これが Budyko (1969) や Sellers (1969) と異なる部分である。全球凍結状態は $S = 1900 \text{ W/m}^2$ まで存在する。 $S = 1900 \text{ W/m}^2$ となると平衡状態は存在しなくなり暴走温室状態となる。部分凍結解については Budyko (1969) や Sellers (1969) などの結果と同様である。部分凍結解が存在するのは、 $S = 1300 \text{ W/m}^2$ よりも太陽定数が大きい場合である。 $S = 1300 \text{ W/m}^2$ よりも太陽定数が大きくなると太陽定数の増大に伴い氷面積が減る解と太陽定数の増大に伴い氷面積が増える解の 2 種類の解が存在する。太陽定数の増大に伴い氷面積が増える解のブランチは氷

境界緯度が 30 度よりも低緯度に存在する解達と氷境界緯度が 70 度よりも高緯度に存在する解達の 2 グループある。このブランチ上では解は不安定だと想像される。もし本当に不安定ならば、GCM で計算される氷縁緯度は 30 度と 70 度の範囲に入ることになる。

これに対して、GCM の結果を示したのが図 2 である。この図には、複数の初期値から始めた計算が全て表示されている。初期値を 280K の一様温度状態から始めた場合では、 $S = 1295$ まで全球凍結解、 $1300 \leq S \leq 1570$ まで部分凍結状態、 $S \geq 1600$ で暴走温室状態が得られた。この数値計算においては、氷の境界緯度が 0 度から 30 度に存在する解は得られなかった。EBM では、氷の境界が低緯度に位置する解は不安定であると想像される。GCM 計算においてこれらの解が得られなかったという結果は 3 次元系でもこれらの平衡解は存在するけれども不安定である、ということなのかもしれない。図中で F の文字がつけられたのは、 $S = 1340 \text{ W/m}^2$ の全球凍結状態を初期値とした場合の結果である。 $S = 1710 \text{ W/m}^2$ まで太陽定数を増加させても全球凍結状態は保たれたが、 $S = 1720$ では氷が消失し暴走温室状態が得られた。全球凍結状態が存在できる太陽定数は $S \leq 1710$ であることがわかった。図中で R の文字がつけられたのは、 $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の暴走温室状態を初期値とした場合の結果である。 $S = 1400 \text{ W/m}^2$ まで太陽定数を減少させても表面温度の全球平均値は増加をつづけ暴走温室状態が保たれる結果が得られた。 $S = 1300 \text{ W/m}^2$ では大気が冷却し全球凍結状態になる。これは、全球平均入射太陽放射フラックスが暴走温室状態における OLR の漸近値 320 W/m^2 を下回るため大気の冷却が起こるためであると考えられる。

4. まとめ

GCM を用いたパラメータスタディの結果、3 次元計算で得られる解は、太陽定数が増加するにしたがって、全球凍結解のみ (平衡解 1 個)、全球凍結解・部分凍結解・暴走温室状態 (平衡解 2 個)、全球凍結解と暴走温室状態 (平衡解 1 個)、暴走温室状態のみ (平衡解 0 個) と変わる

ことがわかった。この結果は、基本的に Budyko (1969) や Seller (1969) の EBM と良く似ている。EBM と異なる点は、太陽定数が増大した場合には氷無しの平衡状態が存在するわけではなく大気は暴走温室状態になることである。また、初期値によっては、同一の太陽定数に対して全球凍結状態・部分凍結状態・暴走温室状態の違った状態が得られる場合があることがわかった。

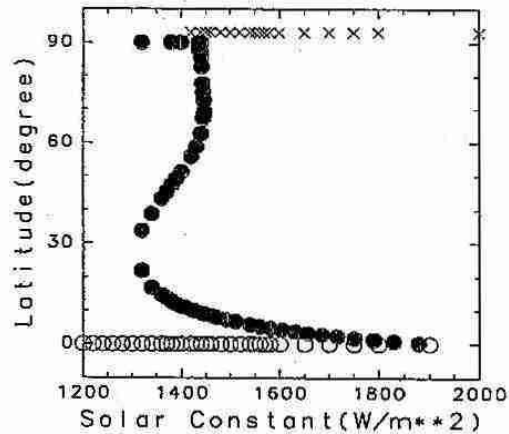


図 1 EBM で計算された氷縁緯度と太陽定数の関係。○ は全球凍結状態を、● は全球凍結ではない平衡状態を、× は暴走温室状態を示す。

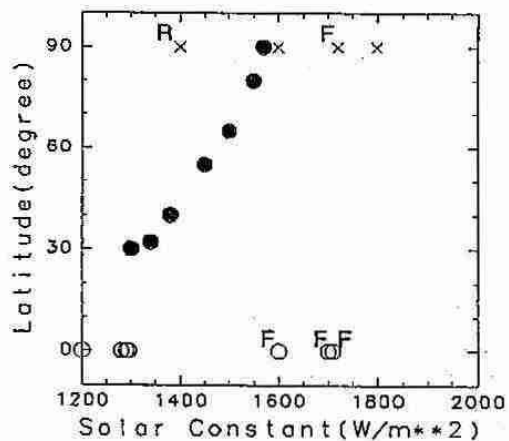


図 2 GCM で得られた氷縁緯度と太陽定数の関係。F の文字が付いたものは $S = 1200 \text{ W/m}^2$ で得られた全球凍結状態を初期値とするものである。R の文字が付いたものは $S = 1600 \text{ W/m}^2$ で得られた暴走温室状態を初期値とするものである。文字がついていない記号は 280K の等温状態を初期値とするものである。○、● 及び × の記号については図 1 を参照のこと。

1.3. 火星ダストの気象学

小高 正嗣, 林 祥介 (北大・理)

1. はじめに

火星の気象を特徴付ける要素は大気中に存在するダストである。マリナー 9 号以降の探査衛星観測により、大ダストストーム、塵旋風 (dust devil) などのダストにともなう様々な大気現象が明らかにされてきた。本講演では観測データおよび数値モデルを用いたこれまでの様々な研究を基に、火星気象におけるダストの役割について概観する。特に注目する現象は惑星全体がダストに覆われる大ダストストームである。

2. 観測事実の概観

火星大気の大気圧力範囲は地球大気の上層圏と中間圏のそれに近い一致する (Zurek, *et al.*, 1992)。平均地表気圧は 6 hPa で、大気量は地球大気のおよそ 1/100 である。バイキングによって観測された地表気圧は 7 から 10 hPa まで季節変化を示す (Snyder, 1979)。これは大気主成分である CO₂ が冬極で凝結、夏極で昇華するためである。観測される大気下層の鉛直温度勾配は乾燥断熱減率に比べ小さい (Davis, 1979)。これは大気中のダストの放射吸収にともなう加熱のためと理解されている。気温の予午面分布はバイキング、マーズグローバルサーベイヤー等の火星周回衛星のリモートセンシングによって得られる (Smith *et al.*, 2001)。温度風の式を用いて見積もられた東西風の分布には、夏半球の偏東風と冬半球の偏西風の存在が確認される。大気中の水蒸気量は可降水量にして 1 ~ 10 μm のオーダーであり (Jakosky and Haberle, 1992)、その凝結加熱は放射加熱に比べ無視できるため循環構造にほとんど影響しない (Zurek, *et al.*, 1992)。

火星大気中のダスト量は、可視光に対する光学的厚さにして平常時には 0.3 程度、ダストストーム発生時は最大 5 前後になる (Pollack *et al.*, 1979)。ダストストームはその空間スケールによって便宜上 3 種類に分類されている。塵旋風などの水平スケール 2000 km 以下の局所的ダストストーム、水平スケールが 2000 km 以上 10,000 km 以下の領域的ダストストーム、そして 10,000 km 以上の空間スケールを持ち、惑星全体がダストに覆われる大ダストストームである (Kahn *et al.*, 1992)。マーズグローバルサーベイヤーの観測によれば、局所的ダストストームは半年で 700 回前後の頻繁で発生している (Cantor *et al.*, 1999)。領域的ダストストームは極冠付近でしばしば観察される。大ダストストームはこれまでに数える程しか観測されていない。昨年マーズグローバルサーベイヤーによって観測された大ダストストームは、マリナー 9 号による観測以来最大規模のものである。大ダストストームは南半球の春から夏

にかけて発生する。大ダストストームが発生すると、大気の循環構造はダストの放射加熱によって変化する。大ダストストーム時に観測される極夜昇温 (Martin and Kieffer, 1979) は、予午面循環下降域の断熱加熱が強められたために起こると考えられている。

3. 数値モデル研究の現状と課題

観測された火星の気象を理解するために、鉛直 1 次元モデルから大気大循環モデル (GCM) まで様々な数値モデルを用いた研究が行われてきた。大気の大気構造に関する基本的な理解は 1960 年代末から 70 年代の鉛直 1 次元放射対流モデルを用いた研究によって得られた (Gierasch and Goody, 1968; Pollack *et al.*, 1979)。火星 GCM は 1969 年に NASA によって開発が始められ、1981 年の発展版を経て 1990 年にほぼ完成した。 (Leovy and Mintz, 1969; Pollack *et al.*, 1981; Poolack *et al.*, 1990)。現在の火星 GCM は観測される基本的な循環構造を再現することができている (例えば Takahashi *et al.*, 2002: 図 1)。マーズグローバルサーベイヤーによって時間空間分解能の高い観測データが得られたことにより、GCM を用いた火星の天気予報は実現可能な目標となりつつある。火星 GCM が成功している理由は、結果として地球大気 GCM における経験の多くをあまり修正することなく利用可能であったためである。

現在の火星 GCM の持つ最大の問題点はダストストームの発生を再現することができていないことである。モデル大気中のダスト量が多い場合には大規模場の風が強く地表からのダスト供給を維持することができる。しかしダストがない場合もしくは少ない場合に大規模場の風が弱く地表からダストを供給することができない (Wilson and Hamilton, 1996)。この原因の一つとして GCM では直接計算することができない局所的な循環が地表からのダスト供給に寄与しているためと考えられている。そのようなスケールの循環を計算対象とするメソスケールモデルを用いた研究によれば、km サイズの鉛直対流にともなう地表風は 20 m/sec を超え、地表風から計算される地表摩擦はダスト巻き上げに必要な大きさに達することが示されている (小高 他, 2002: 図 2)。1 次元モデルから GCM までの階層的な数値モデル群を利用することにより、火星におけるダストの気象を様々な観点から理解することができるようになるだろう。

謝辞

東北大学理学研究科地球物理学専攻の高橋芳幸氏には貴重な計算結果の図版を提供して頂きました。

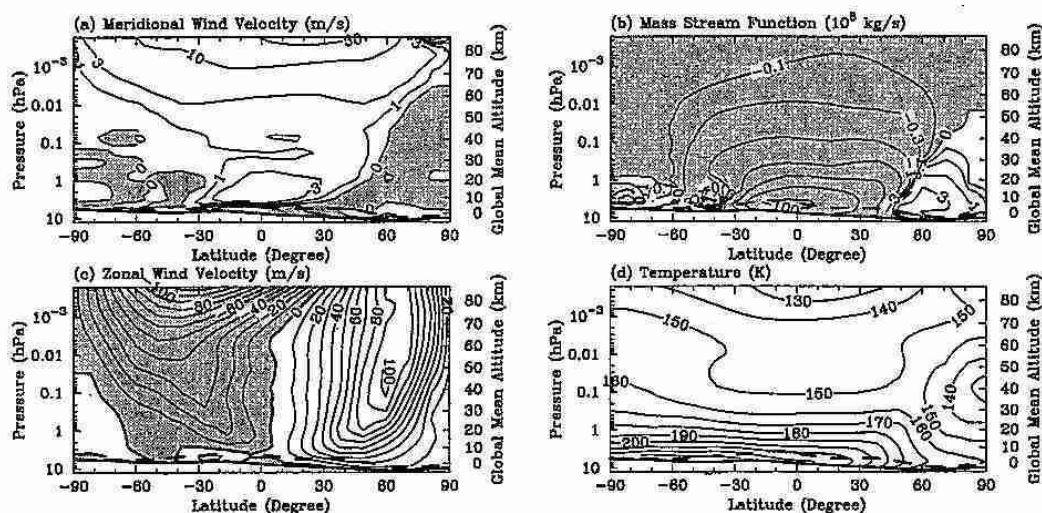


図 1: 火星大気大循環モデルで計算された北半球冬 ($L_s=249-290$ の平均) における東西平均循環の子午面分布 (東北大学 高橋芳幸氏の厚意により提供)。各図の負の値を持つ領域にトーンをかけてある。(左上) 南北風、北風を正。(右上) 質量流線関数、時計回り循環を正。(左下) 東西風、西風を正。(右下) 気温。

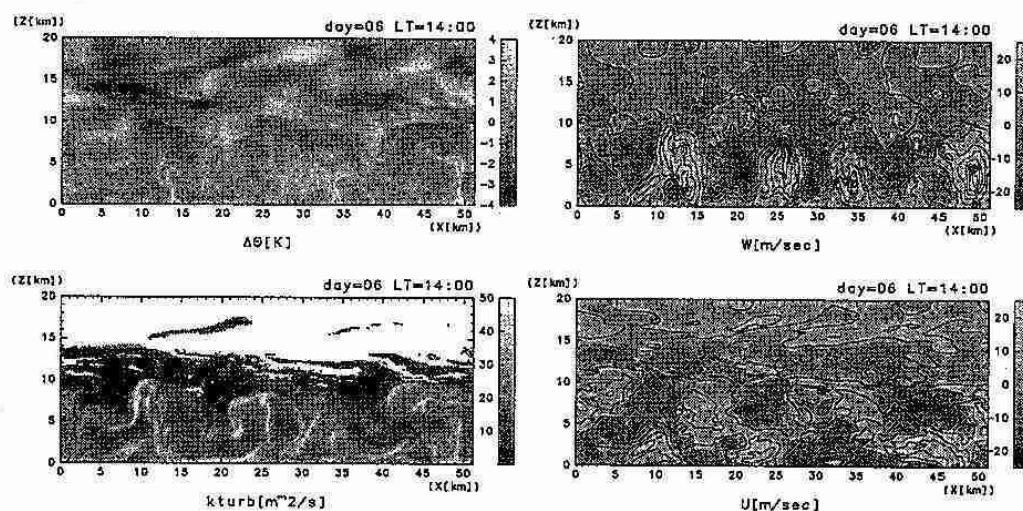


図 2: 2次元非弾性モデルによって計算されたダストのない場合の日中における鉛直対流の様子 (小高 他, 2001 より引用)。各図の横軸は水平距離、縦軸は鉛直高度を示す。(左上) 温度の水平平均値からの偏差。(左下) 乱流拡散係数。 $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sec}$ 以上の値に配色。(右上) 鉛直風。(右下) 水平風。等値線は風速について 5 m/sec 毎に表示。

参考文献

Cantor, B. A., P. B. James, M. Caplinger, and M. J. Wolff, 2001: *J. Geophys. Res.*, **106**, 23653-23687.

Davis, D. W., 1979: *J. Geophys. Res.*, **84**, 8335-8340.

Gierasch, P., and R. M. Goody, 1968: *Planet. Space Sci.*, **16**, 615-636.

Jakosky, B. M., and R. M. Haberle, 1992: in *Mars* (Kiffer, H. H. et al., eds.), University of Arizona Press, Tucson, 969-1010.

Kahn, R. A., T. Z. Martin, R. W. Zurek, and S. W. Lee, 1992: in *Mars* (Kiffer, H. H. et al., eds.), University of Arizona Press, Tucson, 1017-1053.

Leovy, C., and Y. Mintz, 1969: *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1167-1190.

Martin, T. Z., and H. H. Kieffer, 1979: *J. Geophys. Res.*, **84**, 2843-2852.

小高正嗣, 中島健介, 石渡正樹, 林祥介, 2001: ながれマルチメメディア 2001, <http://www.nagare.or.jp/mm/2001/odaka/>.

Pollack, J. B., D. S. Colburn, F. M. Flasar, R. Kahn, C. E. Carlston, and D. Pidek, 1979: *J. Geophys. Res.*, **84**, 2929-2945.

Pollack, J. B., C. B. Leovy, P. W. Greiman, and Y. Mintz, 1981: *J. Atmos. Sci.*, **38**, 3-29.

Pollack, J. B., R. M. Haberle, J. Schaeffer, and H. Lee, 1990: *J. Geophys. Res.*, **95**, 1447-1473.

Smith, M. D., J. C. Pearl, B. J. Conrath, P. R. Christensen, 2001: *J. Geophys. Res.*, **106**, 23929-23945.

Snyder, C. W., 1979: *J. Geophys. Res.*, **84**, 8487-8519.

Takahashi, Y. O., H. Fujiwara, H. Fukunishi, M. Odaka, Y. Hayashi, and S. Watanabe, 2002: *J. Geophys. Res.*, accepted.

Wilson, R. J., and K. Hamilton, 1996: *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1290-1326.

Zurek, R. W., J. R. Barnes, R. M. Haberle, J. B. Pollack, J. M. Tillman, and C. B. Leovy, 1992: in *Mars* (Kiffer, H. H. et al., eds.), University of Arizona Press, Tucson, 835-933.