

雲解像モデルを用いた寒気流中の筋状雲の数値シミュレーション

Numerical Simulation of Snowbands in Cold Air Stream over the Sea Using a Cloud-Resolving Model

坪木和久 (名古屋大学地球水循環研究センター)

大規模並列計算機に最適化された雲解像モデルを開発した。これを用いて、冬季高緯度の海洋上に寒気吹き出しが起こったときに形成される筋状雲のシミュレーション実験を行なった。これにより筋状雲は風上から風下にかけて、ロール状対流から始まりセル状対流に変化していく様子が示された。

1 はじめに

冬季、高緯度の海洋上に寒気が吹き出すとき、たくさんの筋状の雲が形成される。西高東低の冬型のときの気象衛星の画像には、日本海や東シナ海にはその典型的な筋状雲が見られる。寒気が海洋上に流れ出したとき、多量の潜熱と顕熱が海から大気に与えられる。大気は海洋上を吹走しながら、大きく変質を受け、混合層が発達する。このとき対流雲が発達し、寒気の吹き出しの方向に沿う筋状雲が形成される。日本海の場合吹き出しの方向に沿う走向を持つもの (longitudinal mode) と、ほぼ直角な走向を持つもの (transversal mode) がみられるが、ここでは吹き出しの下層の風向に沿う筋状雲について考える。

筋状雲は日本付近だけでなく、カナダの東岸や北大西洋北部などの高緯度の海洋上にはしばしばみられる。筋状雲は長さが1000km程度に達することがある一方で、個々のバンドは幅が数キロメートルから数10km程度で、それを構成している対流セルの水平スケールは10kmのオーダーである。このような現象のスケールが広い幅をとるものの数値シミュレーションは非常に大規模なものになる。筋状雲の3次元シミュレーションには大規模な計算が必要になる。

雲と降水システムの数値モデリングを行なうために、雲解像数値気象モデル “the Cloud Resolving Storm Simulator” (CReSS) を開発してきた。本稿では、CReSSを大規模並列計算機の地球シミュレータ上で実行し、寒気流中の海上

に発生する筋状雲の対流セルとその組織化について調べたものをまとめた。

2 CReSS の概要

CReSSの基本方程式系は非静力学・圧縮系で、地形に沿う鉛直座標系を用いている。予報変数は3次元の速度成分、温位偏差、圧力偏差、乱流運動エネルギー、水蒸気混合比、および雲・降水に関する量である。空間の表現には格子法を、時間積分はモード別時間積分法を用いている。

雲・降水過程は「冷たい雨」のバルク法を用いている。定式化は、Lin et al. (1983), Cotton et al. (1986), Murakami (1990), Ikawa and Saito (1991), and Murakami et al. (1994) に基づいている。雲・降水の変数としては、雲水、雨水、雲氷、雪およびあられを考慮している。乱流については1次のクロージャー、または乱流運動エネルギーを用いた1.5次のクロージャーである。また、地表面の過程も取り入れられている。

初期値・境界条件にはさまざまなものが可能である。理想条件を与える数値実験については、初期条件として高層観測や関数のプロファイルを水平一様に与え、境界条件には、放射境界や周期境界条件が用いられる。一方で、予報実験には格子点データから3次元的な非均一な初期値と、時空間的に変化する境界条件を与えることができる。広い領域の計算を行なうときは、ランベルト図法、ポーラーステレオ図法およびメルカトール図法の

地図投影が可能である。

大規模計算のための並列計算には、水平方向の領域の2次元分割を採用している。並列計算では、Message Passing Interface (MPI) を用いており、OpenMP を併用することができる。CReSS についての詳細については、Tsuboki and Sakakibara (2001) または Tsuboki and Sakakibara (2002) を参照していただきたい。

3 実験の設定

寒気流中の筋状雲の数値実験の設定を表 1 にまとめた。初期条件には 1997 年 2 月 8 日 0600UTC のカナダ東海岸にあるグースベイでの高層観測を用いた。

表 1: 寒気流中の筋状雲の数値実験の設定。

計算領域	x 457 km, y 153 km, z 11 km
格子数	x 1527, y 515, z 73
格子サイズ	H 300 m, V 50 ~150 m
計算時間	20 hrs
計算ノード	32 ノード (256 CPU)

計算領域の上流側には海氷を置いた。各格子点は海氷密度に対応する確率で、海氷か海水面のどちらかで占められる。海氷密度を χ とすると、海氷か海水かの指標 $\bar{\chi}$ は次のように決められる。

$$\bar{\chi} = \begin{cases} 1, & Rn/10 < \chi \\ 0, & Rn/10 \geq \chi \end{cases} \quad (1)$$

ここで Rn は 0 ~ 9 の一桁の一様乱数である。もし $\bar{\chi} = 0$ であれば、その格子は海水で、 $\bar{\chi} = 1$ であれば海氷で占められる。それぞれに応じて、アルベド、粗度および蒸発散係数が与えられる。

この実験では、海氷の密度は $x = 0 - 30$ km で 100 % で、 $x = 30$ km から線形に減少し、 $x = 130$ km で 0 になるようにした。その風下の $x = 130 - 457$ km には海面水温 1°C の海水面が広がっている。(図 1)。このように地表面が不均一である場合、初期擾乱は必要ではない。

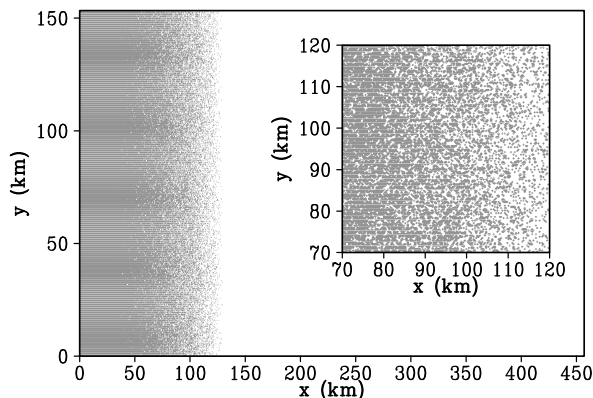


図 1: 計算領域と海氷の分布。海氷の一部を拡大して図中に表示してある。陰影部は海氷で、それ以外は海水面である。

4 計算の結果

大陸の乾燥した寒気が海上に流れ出したとき、海からの大量の潜熱と顕熱の供給を受けて大気下層に混合層が発達する。初期値から 18 時間目の基本流に沿う鉛直断面(図 2)では、寒気流中に混合層が発達する様子がよく表現されている。

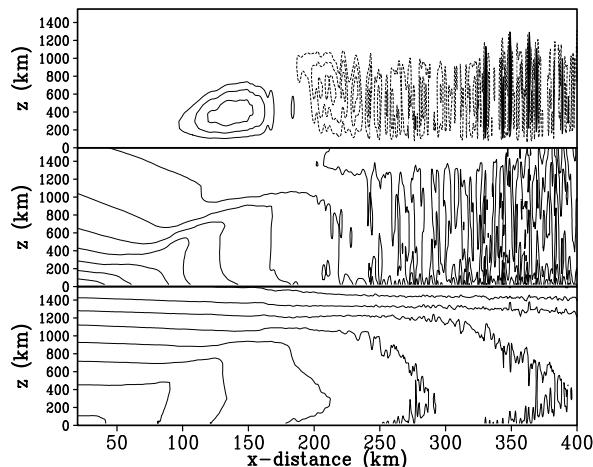


図 2: 初期値から 18 時間目の基本場の流れに沿う方向の鉛直速度 (上図)、水平速度の x 成分 (中図)、および 温位 (下図) の鉛直断面。

最も上流の密海氷上の大気は、安定成層していて鉛直シアーが大きい。その大きな温位の鉛直傾度は、密海氷の縁からの距離とともに減少し、鉛直シアーも小さくなっている。水平距離 $x=200$ km 付近になると、鉛直シアーはほとんどなくなり、温位も鉛直方向にほぼ一様になっている。これらは海上で混合層が発達したことを示している。鉛直速度は $x=100-170$ km では一様な上昇流となっており、それより下流では激しく変動して

いる。これはこの位置より下流で対流セルが発達していることを示している。

筋状雲はこの混合層の発達とともに形成される。図3は海上の筋状雲の形成と発達を示している。筋状雲は海氷密度が、50-70%の付近から形成を始め、距離とともに発達している。細い多くのバンドが上流側で形成を始め、そのいくつかが距離とともに併合したり、選択的に発達したりしている。その結果、バンドの数は距離とともに減少している。

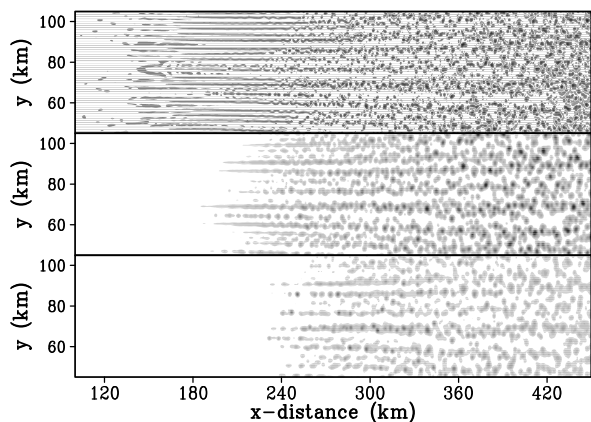


図3: 高度1000mの鉛直速度(上図)と降水(雪、あられ)の混合比(中図)、および高度1300mの雲氷の混合比(下図)の水平分布。

上流部分を拡大した図4をみると、上昇と下降運動がx方向にほぼ一緒に起こっていることが分かる。その結果、雲氷も降水粒子もx方向に伸びている。このことは上流側の対流はx方向に伸びたロール状対流であることを示している。この付近の基本流に垂直な鉛直断面(図5)をみると、y方向にロール状対流が規則正しくならんでいるようすがみられる。上昇流部分ではあられが形成され始めている。雲氷は上昇流の中上部にあり、雲氷は上昇流の上端部にある。雲氷は対流上部の発散流により両側に水平に広がり、両側の下降流により下向きに運ばれている。そのため弓状の形となっている。

このロール状対流は下流に行くにつれてセル状対流の列に変わるようすがみられる(図6)。上昇流はほぼ列の中心付近にあり、下降流はその両側にある。雲氷や降水粒子の分布も丸くなりつつあり、セル状対流のパターンを示している。この領域では混合層は十分に発達しており、その中ではもはやシアはほとんどなくなっている。このと

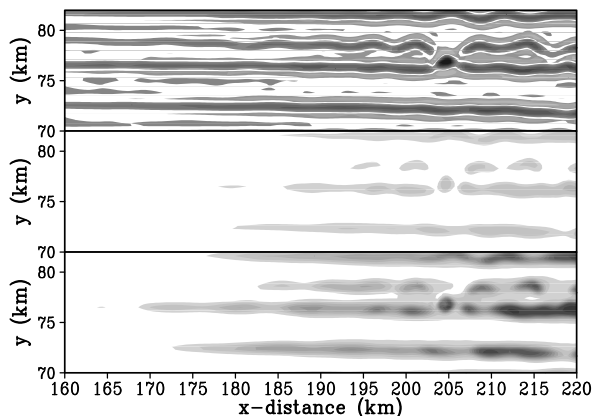


図4: 図3のx=160-220kmの拡大図。ただし、鉛直流と降水の混合比は高度900m、雲氷は高度1100mの水平断面である。

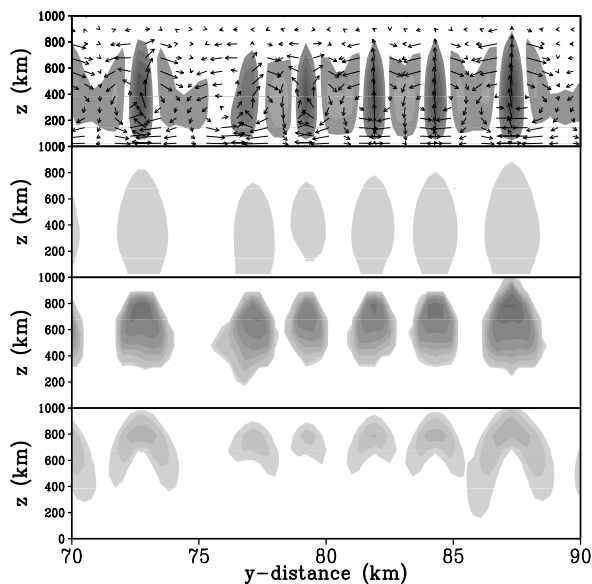


図5: x=140kmにおける基本流に垂直な方向(y方向)の鉛直断面。上段から鉛直速度、あられの混合比、雲水混合比、および雲氷混合比である。

き対流セルは高度 1400m 付近まで発達していて、あられなどの降水が強化されている。バンド間の距離は徐々に不均一になり、異なる発達段階のセルが同時にみられるようになる。雲氷と雪は対流上部で水平に広がっている。

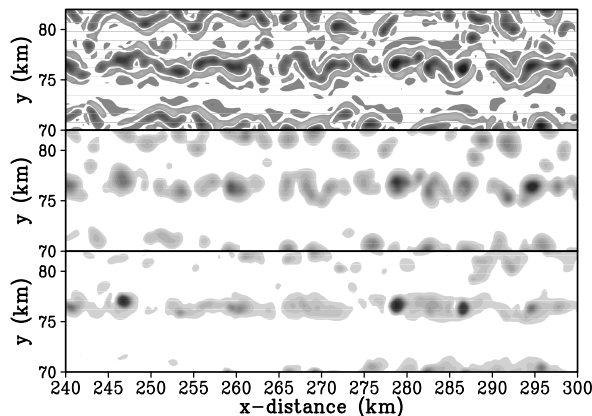


図 6: 図 3 の $x=240-300\text{km}$ の拡大図。表示高度はそれぞれ図 3 に同じ。

さらに下流では、対流はランダムに分布したセルになる。(図 7)。バンドの形状はほとんどなくなり、個々のセル状対流が顕著になる。このようなセル列からランダムな分布のセルへの形態の変化はしばしば気象衛星から観測される。この数値実験では、このような形態の変化がよく再現されている。

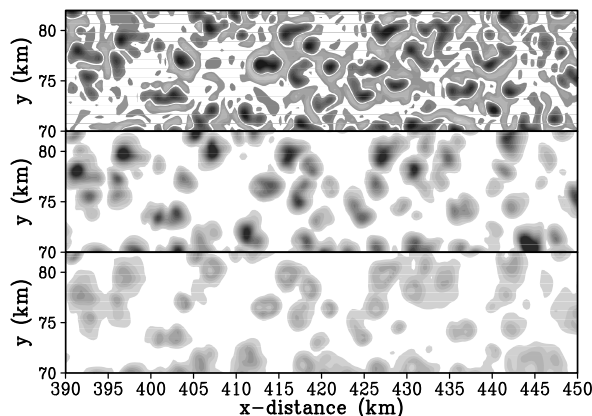


図 7: 図 3 の $x=390-450\text{km}$ の拡大図。表示高度はそれぞれ図 3 に同じ。

5 まとめ

雲解像モデル CReSS(Cloud Resolving Storm Simulator) を用いて、水平解像度 300m という高

い解像度で、海上の寒気流中に発生する筋状雲の数値実験を行なった。これにより海上に形成される筋状雲の形成と発達がシミュレーションにより示された。筋状雲は海氷の密度が 50-70 %ほどのところから形成を始め、距離とともに強化した。それとともに対流の形態も変化した。まず上流部ではロール状対流が形成された。それが下流に行くにつれて対流セルの列に変化し、最も下流ではランダムに分布する対流セルとなった。筋状雲が形成を始めるあたりは多数のロール状対流が形成され、それが下流に行くにつれ選択的に発達した。この実験ではこのような筋状雲の形成と発達過程、および対流の形態の変化がよくシミュレーションされた。

参考文献

- Cotton, W. R., G. J. Tripoli, R. M. Rauber and E. A. Mulvihill, 1986: Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 1658–1680.
- Ikawa, M. and K. Saito, 1991: Description of a nonhydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Technical Report of the MRI*, **28**, 238pp.
- Lin, Y. L. , R. D. Farley and H. D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065–1092.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud — The 19 July 1981 CCOPE cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107–128.
- Murakami, M., T. L. Clark and W. D. Hall 1994: Numerical simulations of convective snow clouds over the Sea of Japan; Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43–62.

Tsuboki, K. and A. Sakakibara 2001:

CRess User's Guide 2nd Edition.

Tsuboki, K. and A. Sakakibara, 2002:

Large-scale parallel computing of Cloud Resolving Storm Simulator. *High Performance Computing, Springer*, H. P. Zima et al. Eds, 243–259.