

前線不安定によるメソスケール擾乱における準地衡近似の適用について

*前島康光¹・伊賀啓太²

1. 名古屋大学地球水循環研究センター, 2. 東京大学大気海洋研究所

1 はじめに

大気中の前線に伴って擾乱が発生・発達する現象は前線不安定と呼ばれる (e.g. Orlanski 1968, Iga 1993, 1997). 我々は、冬季日本海上の帯状収束雲の断面に見られる前線状の構造を念頭に置いた水平・鉛直両方のシアを持つ連続成層した基本場を考え、準地衡系による線形安定解析、および非静力学モデル“CReSS”を用いた非線形時間発展をそれぞれ調べ、どのような条件でメソ α, β どちらの空間スケールの擾乱が卓越するか調べてきた。その結果、擾乱発生から6時間程度までは、空間スケールや成長率ともに線形不安定モードとよく対応した擾乱が卓越した。その後メソ β スケールの擾乱は主に波数間相互作用によってエネルギーを他の波数成分に輸送することによって衰退し、メソ α スケールの擾乱が卓越することがわかった (2008年春季大会予稿集)。

しかし10時間以下という短いタイムスケールでの時間発展であるにもかかわらず、準地衡近似の下での線形論が適用できるのかは明らかでない。本発表では Sugimoto et al.(2007)の考えを本計算に拡張することで、短い時間で発達するメソスケール擾乱に対しても準地衡近似でよく記述されることを示す。

2 数値計算の設定

(1) 線形安定解析

準地衡渦位方程式を線形化し流線関数の偏差に波動解 $\psi' = \phi(y, z)e^{ik(x-ct)}$ を与えた固有方程式を離散化して解く。

$$(U - c) \left(-k^2 \phi + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{1}{S} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + \phi \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

ただし U は基本場の流速, c は位相速度, k は波数である。格子点数は水平 50, 鉛直 50, 解像度は水平 10km, 鉛直 100m である。

(2) 非線形時間発展の計算

非静力学モデル“CReSS ver3.0” (Tsuboki and Sakakibara 2007) を用いた。計算領域は水平 1200km \times 500km, 鉛直 7400m (ただし 5000m 以上はスポンジ層), 格子間隔は水平 5km, 鉛直 100m とした。境界条件は東西 (x) 方向に周期境界条件, 南北, 高度 (y, z) 方向には free-slip とした。予報変数は 3次元流速 (u, v, w), 気圧 (p), 温位 (θ) とし, これら変数の波数 0 成分にのみ強制力をかけることで基本場を維持している。

3 計算結果

線形安定解析でメソ α スケールとメソ β スケール双方の不安定モードがほぼ同じ成長率で発生したケースを例に挙げる。図1はこのケースでの波数2(メソ α スケール)と波数6(メソ β スケール)それぞれの擾乱のエネルギーであり、積分開始から6時間程度までは双方のスケールの擾乱ともに線形成長している期間であると考えられる。

波数2の擾乱の成長率は $4.1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ (線形論: $4.7 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$), 波数6の擾乱の成長率は $4.9 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ (線形論: $3.9 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$), であり、擾乱の構造や空間スケールなども含め、線形不安定モードと良い対応関係があることが確かめられた。

4 非地衡成分の効果について

線形安定解析で考えた準地衡系は $Ro \ll 1$ において成り立つとされるが, Sugimoto et al.(2007) は回転浅水系において $Ro \ll 1$ 以外にも $Fr^2/Ro^2 \ll 1$ の場合にも準地衡近似が良

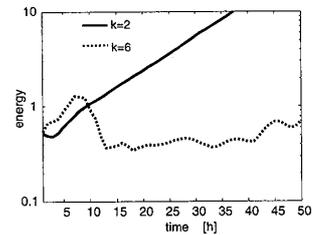


図1: 非線形時間発展における波数2と波数6のエネルギーの時間変化。

く成り立つことを示している。ここではその考えを連続成層に拡張して本計算の場合について検討する。

静水圧近似のものとブシネスク流体を出発点として、速度の渦度成分が発散成分より十分大きいという条件, $\gamma \equiv O(\nabla_{H*}^2 \phi_*) / O(\nabla_{H*}^2 \psi_*) \sim O(\phi_*) / O(\psi_*) \ll 1$ の条件のもとで渦位方程式 (2) 式) を導く。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\nabla_H^2 \psi - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{S} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \right] = 0 \quad (2)$$

ただし ψ は流線関数, ϕ は速度ポテンシャルである。 $Ro \ll 1$ ならば $p \sim \psi$ となるので (2) 式は準地衡渦位方程式になるが, Ro が小さくなくとも大気の安定度 $S \equiv H^2 N^2 / f^2 L^2$ (L : 水平スケール, H : 鉛直スケール, N : プラントバイサラ振動数, f : コリオリパラメータ) が十分大きい場合は、渦位の第2項は第1項より十分小さくなり、準地衡渦位方程式と一致する。

図2は擾乱が線形成長している $t=5\text{h}$ における渦度場と発散場の絶対値を示したものである。渦度の値は $0 \sim 10^{-3}$ であり、発散は渦度より1桁以上小さい値を示している。また渦度、発散の絶対値をそれぞれ全空間で平均を取った値と比較しても同様であり $\gamma \equiv O(\nabla_{H*}^2 \phi_*) / O(\nabla_{H*}^2 \psi_*) \ll 1$ を満たしている。

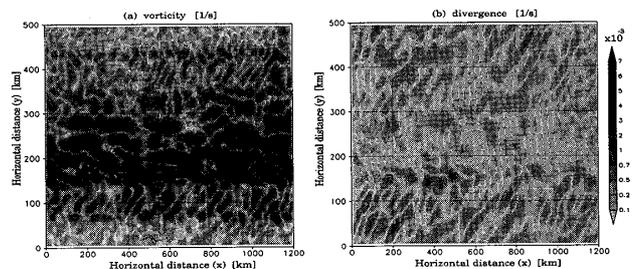


図2: 5時間積分後における $z=500\text{m}$ での (a) 渦度場, (b) 発散場の絶対値。

さらに安定度については $L = 2.0 \times 10^4, H = 1.0 \times 10^3, N = 5.5 \times 10^{-3}, f = 1.0 \times 10^{-4}$ とすると $S \sim 1.5 \times 10$ となって、2つめの条件 $S \gg 1$ も満たし、本ケースでは $Ro > 1$ の条件下であっても準地衡方程式が良い近似となる。

5 まとめ

- 1日より短い時間で発達するメソスケール擾乱においても、
- (i) 渦度の絶対値が発散の絶対値より十分大きい
 - (ii) 大気の安定度が大きい
- という2つの条件を満たす場合は、準地衡近似でよく記述されることが確かめられた。