

大気場に現れる太平洋・北米パターンの特徴

半田 大樹

神戸大学 理学部 惑星学科
流体地球物理学教育研究分野

2023/03/24

要旨

本論文では, Wallace and Gutzler (1981) を参考にして, 北半球の冬季に現れるテレコネクションパターンのひとつである太平洋・北米パターンの特徴を説明する. 太平洋・北米パターンは対流圏中層に現れるパターンであり, 4 つの作用中心をもつ. 500 hPa ジオポテンシャル高度と 1000 - 500 hPa 層厚のパターン中心はほぼ一致しているため, このパターンは順圧な構造であることがわかる. さらに, 4 つの作用中心をもつこのパターンが定常ロスビー波の現れであることも示す.

目次

第1章	はじめに	1
第2章	データと解析手法	2
2.1	データ	2
2.2	解析手法	2
第3章	解析結果	5
3.1	500 hPa ジオポテンシャル高度	5
3.2	海面更生氣圧	7
3.3	1000 - 500 hPa 層厚	9
3.4	地表面温度	11
第4章	議論	13
4.1	単層の浅水系の運動量方程式	13
4.2	単層の浅水系の準地衡流ポテンシャル渦度方程式	15
4.3	分散関係, 位相の速さ	17
4.4	ロスビー波	18

第 5 章 結論	21
付録 層厚が気層の平均温度の指標となることの説明	22
謝辞	24
参考文献	25

第1章 はじめに

テレコネクションとは、地球上の遠く離れた場所における温度や圧力などの気象学的なパラメータが、互いに相関をもって変動する現象である。また、いくつかの空間分布がテレコネクションによって生じていることが知られている。本論文ではテレコネクションパターンのひとつである、北半球冬季の対流圏中層に現れる太平洋・北米パターンの特徴を示す。これは対流圏中層において、カナダ西岸に沿ってブロッキングが起こる空間分布と、西から東へと等高度線が一直線な空間分布を引き起こす。本論文では、この太平洋・北米パターンについて、Wallace and Gutzler (1981) で説明された 500 hPa ジオポテンシャル高度、海面更生気圧、1000 - 500 hPa 層厚に加えて、地表面温度の特徴を説明する。

本論文の構成は以下の通りである。2章では、使用したデータや解析手法を説明する。3章では、解析により得られた 500 hPa ジオポテンシャル高度、海面更生気圧、1000 - 500 hPa 層厚、地表面温度の特徴を説明する。4章では、3章で説明した特徴が定常ロスビー波の現れであることを示す。5章で結論を述べる。

第2章 データと解析手法

2.1 データ

本研究では、1962 - 63 年から 1976 - 77 年までの 12 月, 1 月, 2 月の冬季 45 ヶ月に注目する。解析には、NCEP-NCAR 再解析データから得られる月平均海面更生氣圧^{*1}、月平均 500 hPa ジオポテンシャル高度^{*2}、月平均 1000 - 500 hPa 層厚^{*3}、地表面温度^{*4}のデータを使用する。データの格子点数は、緯度方向が $90^\circ - -90^\circ$ で 2.5° ずつの 73 個、経度方向が $0^\circ - 357.5^\circ$ で 2.5° ずつの 144 個である。

2.2 解析手法

図 2.1 は、ハワイ付近 (20°N , 160°W) の格子点での 500 hPa ジオポテンシャル高度と他の全ての格子点での 500 hPa ジオポテンシャル高度の相関を示す。この図より、太平洋・北米パターンはハワイ付近 (20°N , 160°W)、北太平洋 (45°N , 165°W)、北アメリカ大陸北西部 (55°N , 115°W)、北アメリカ大陸南東部 (30°N , 85°W) の 4 つの作用中心をもつことがわかる。図 2.1 より、500 hPa ジオポテンシャル高度において、ハワイ付近の格子点は北アメリカ大陸北西部の格子点とは正の相関があり、北太平洋と北アメリカ大陸南東部の格子点とは負の相関があることがわかる。

太平洋・北米パターンの指標を、以下のように 4 つの作用中心 (パターンによる影響の大きな部分) での 500 hPa ジオポテンシャル高度異常 (500 hPa ジオポテン

^{*1}<https://downloads.psl.noaa.gov//Datasets/ncep.reanalysis/Monthlies/surface/slp.mon.mean.nc> よりダウンロードした。

^{*2}<https://downloads.psl.noaa.gov//Datasets/ncep.reanalysis/Monthlies/pressure/hgt.mon.mean.nc> よりダウンロードしたデータから、500 hPa ジオポテンシャル高度のデータを切り出している。

^{*3}https://downloads.psl.noaa.gov//Datasets/ncep.reanalysis/Monthlies/surface/thickness_1000500.mon.mean.nc よりダウンロードした。

^{*4}<https://downloads.psl.noaa.gov//Datasets/ncep.reanalysis/Monthlies/surface/air.sig995.mon.mean.nc> よりダウンロードした。

シャル高度の平均値からのずれ) の線形結合として定義する.

$$\text{PNA} = \frac{1}{4} [z^*(20^\circ\text{N}, 160^\circ\text{W}) - z^*(45^\circ\text{N}, 165^\circ\text{W}) + z^*(55^\circ\text{N}, 115^\circ\text{W}) - z^*(30^\circ\text{N}, 85^\circ\text{W})] \quad (2.1)$$

ここで z^* は 500 hPa ジオポテンシャル高度異常である. この PNA の時系列を図 2.2 に示す. 冬季 45 ヶ月から PNA が最も大きな 10 ヶ月と最も小さな 10 ヶ月を取り出して時間平均し, 500 hPa ジオポテンシャル高度, 海面更生気圧, 1000 - 500 hPa 層厚, 地表面温度についてそれぞれの特徴を確認する. 以下では, PNA が最も大きな 10 ヶ月の平均を PNA が最大の時, また PNA が最も小さな 10 ヶ月の平均を PNA が最小の時として言及する.

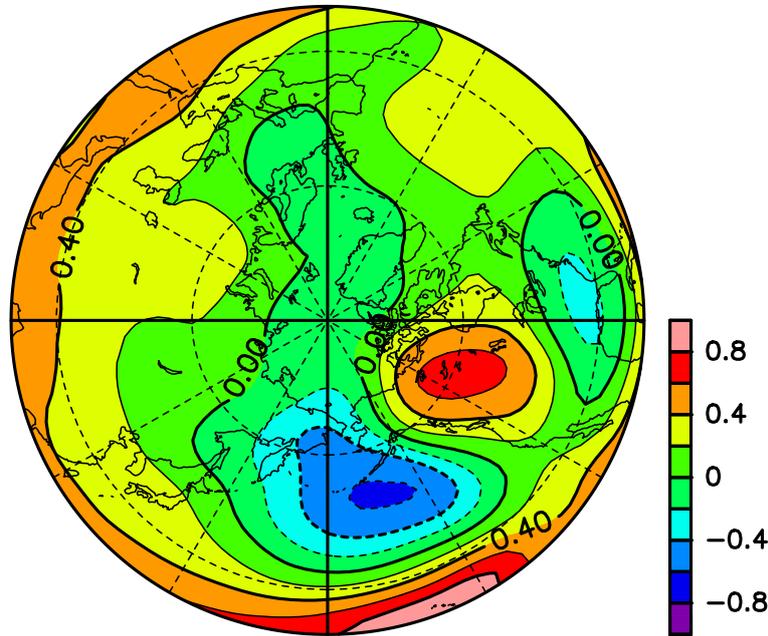


図 2.1: ハワイ付近 (20°N, 160°W) の格子点での 500 hPa ジオポテンシャル高度と他の全ての格子点での 500 hPa ジオポテンシャル高度の相関を示す一点相関図. 実線は正の値, 点線は負の値を示す. 等値線間隔は 0.2.

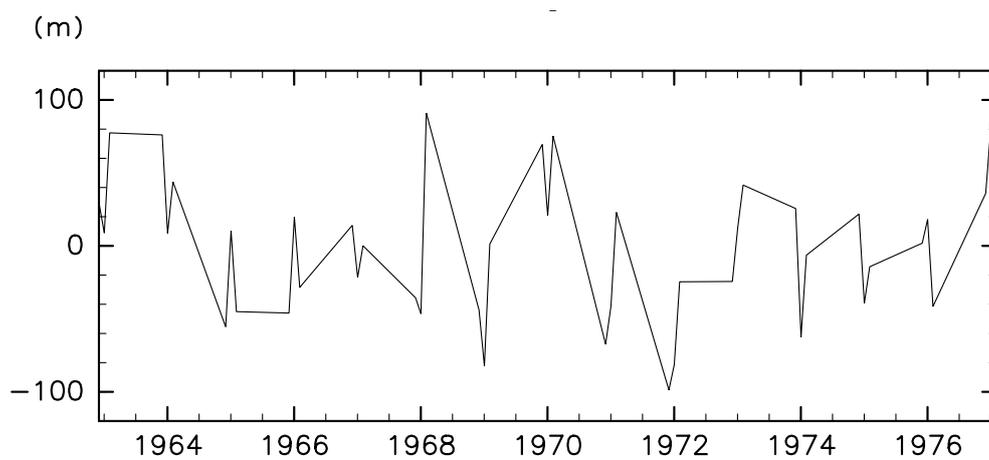


図 2.2: 1962 年 12 月から 1977 年 2 月までの冬季 45 ヶ月の PNA の時系列. 横軸が時間, 縦軸が PNA の値を表す.

第3章 解析結果

この章では, PNA が最大の時と最小の時のそれぞれについての, 500 hPa ジオポテンシャル高度, 海面更生氣圧, 1000 - 500 hPa 層厚, 地表面温度の特徴を確認する.

3.1 500 hPa ジオポテンシャル高度

PNA が最大と最小の時における 500 hPa ジオポテンシャル高度を図 3.1 と図 3.2 に示す. PNA が最大の時 (図 3.1) では 5440 m 付近の等高度線が蛇行しており, 北アメリカ大陸西部でリッジ, 北アメリカ大陸でトラフが見られる. 一方で PNA が最小の時 (図 3.2) には等高度線は東西方向に比較的直線的であり, PNA が最大の時においてのようなリッジやトラフは確認できない.

図 3.3 は図 3.1 と図 3.2 の差の図である. PNA が最大の時の図 (図 3.1) と PNA が最小の時の図 (図 3.2) の差を取ることで, 太平洋・北米パターンによる 500 hPa ジオポテンシャル高度変動の中心が明瞭になる. 図 3.3 より, PNA が最大と最小の時の 500 hPa ジオポテンシャル高度では, 北太平洋, 北アメリカ大陸北西部, 北アメリカ大陸南東部で大きな差があることがわかる. これらの変動中心は, ハワイ付近 (20°N , 160°W) の中心を除いて図 2.1 の相関の中心とほぼ一致する.

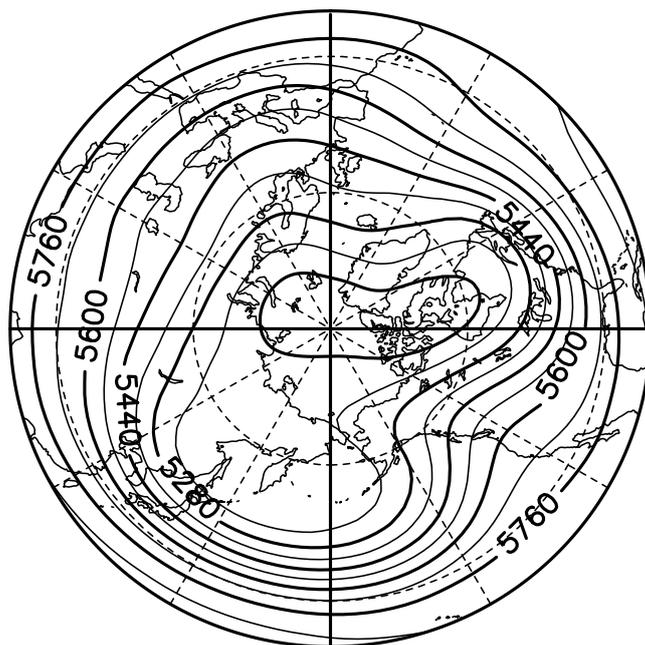


図 3.1: PNA が最大の時の 500 hPa ジオポテンシャル高度. 等値線間隔は 80 m.

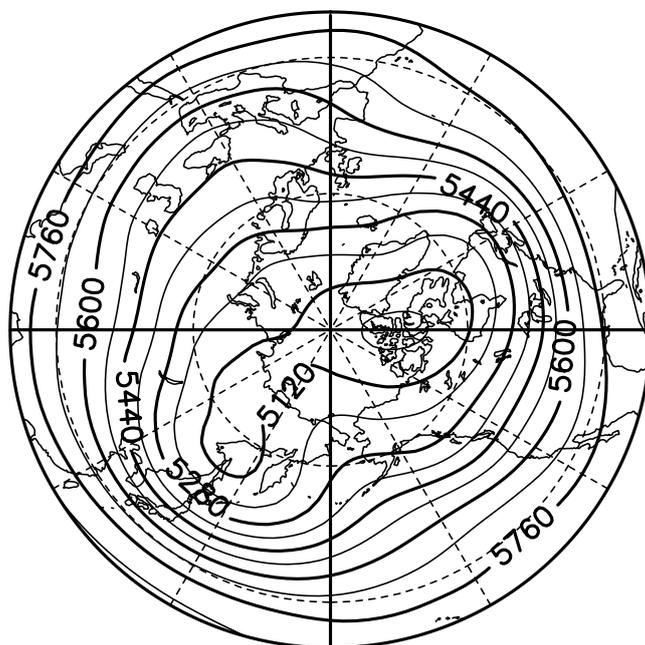


図 3.2: PNA が最小の時の 500 hPa ジオポテンシャル高度. 等値線間隔は 80 m.

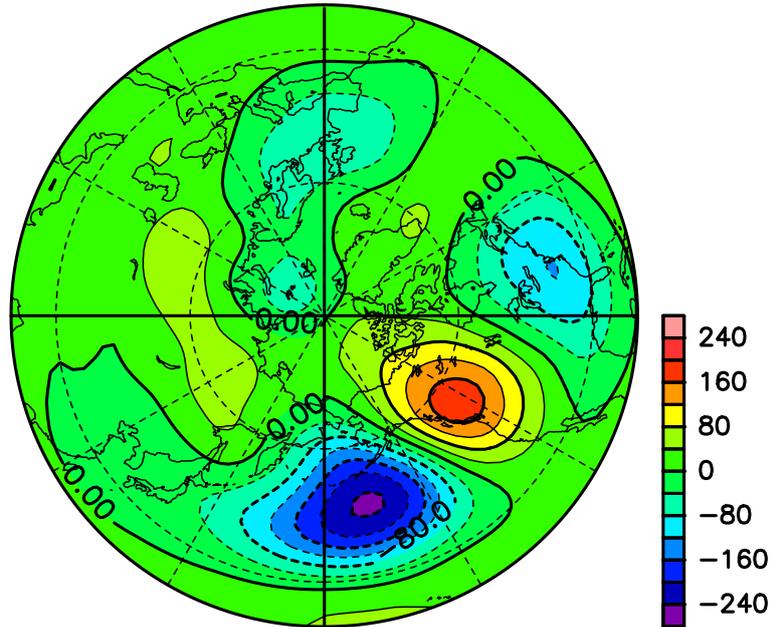


図 3.3: PNA が最大の時と最小の時の 500 hPa ジオポテンシャル高度の差の図. 等値線間隔は 40 m. 実線は正の値, 点線は負の値を示す.

3.2 海面更生氣圧

PNA が最大の時と最小の時の海面更生氣圧を図 3.4 と図 3.5 に示す. 海面更生氣圧においては, PNA が最大の時と最小の時の北太平洋の低気圧の強さの違いが特徴的である. PNA が最大の時 (図 3.4) は北太平洋低気圧が強いのに対して, PNA が最小の時 (図 3.5) は弱い. さらに, 北太平洋低気圧が強いときはアイスランドの南側の低気圧が弱く, 逆に北太平洋低気圧が弱いときはアイスランドの南側の低気圧が強いことがわかる. この北太平洋低気圧とアイスランド低気圧の負の相関は, 太平洋・北米パターンとは異なるテレコネクションパターンである北大西洋振動の現れである.

図 3.6 は PNA が最大の時と最小の時の海面更生氣圧の差の図である. この図からも北太平洋の低気圧の強さが大きく異なることがわかる.

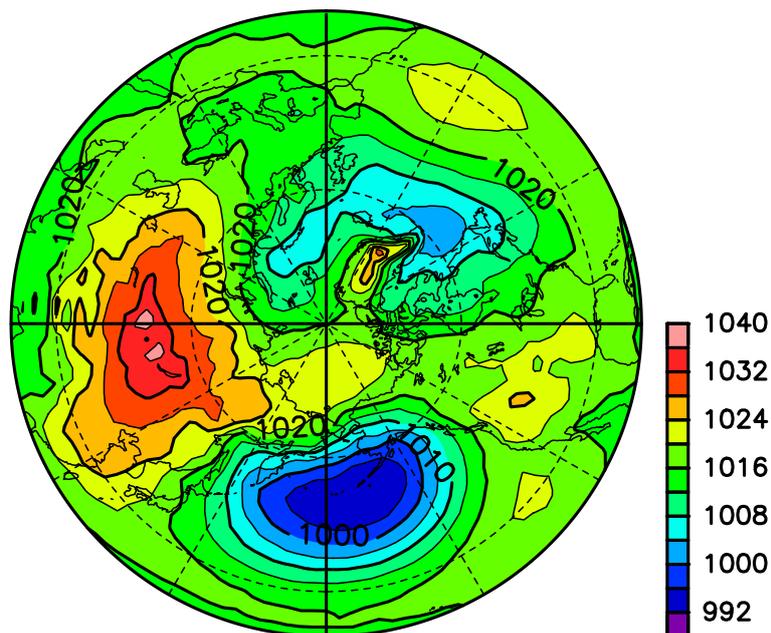


図 3.4: PNA が最大の時の海面更生氣圧. 等値線間隔は 4 hPa.

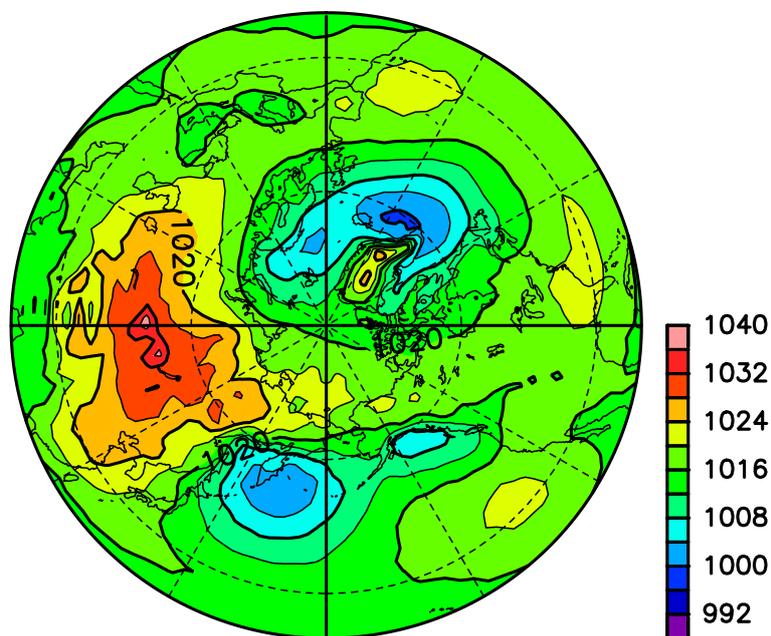


図 3.5: PNA が最小の時の海面更生氣圧. 等値線間隔は 4 hPa.

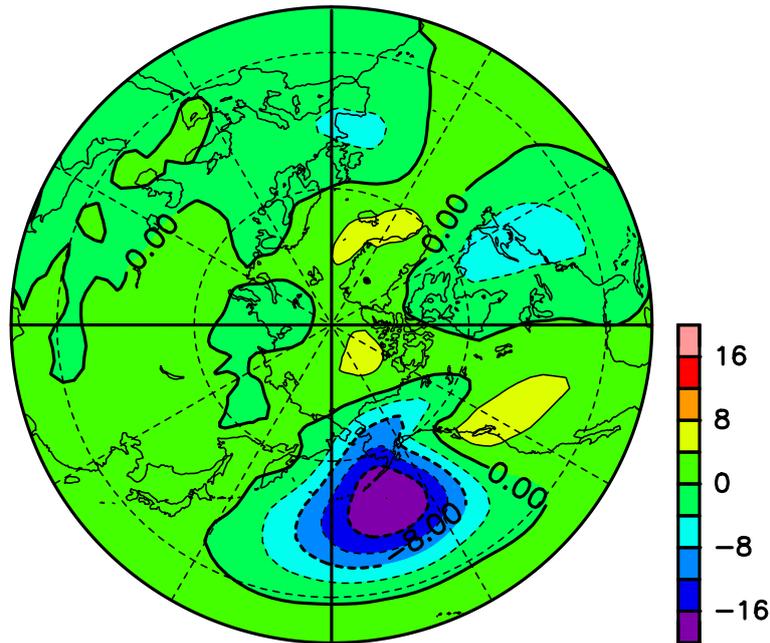


図 3.6: PNA が最大の時と最小の時の海面更生氣圧の差. 等値線間隔は 4 hPa.

3.3 1000 - 500 hPa 層厚

図 3.7 と図 3.8 はそれぞれ, PNA が最大の時と最小の時の 1000 - 500 hPa 層厚異常を示す. ここで 1000 - 500 hPa 層厚は, 1000 - 500 hPa の気層の平均温度の指標とみなすことができる. 図 3.7 より, PNA が最大の時は, 1000 - 500 hPa の気層の平均温度は, 北太平洋と北アメリカ大陸南東部で負の異常, 北アメリカ大陸北西部で正の異常となることがわかる. PNA が最大の時の 500 hPa ジオポテンシャル高度 (図 3.1) と比較すると, 北アメリカ大陸北西部のリッジの位置が正の異常, 北アメリカ大陸南東部のトラフの位置が負の異常となっていることもまたわかる. PNA が最小の時は, 図 3.8 より PNA が最大の時と逆の異常となる.

図 3.9 は, PNA が最大の時の層厚 (図 3.7) と PNA が最小の時の層厚 (図 3.8) の差の図である. この図と図 3.3 を比較すると, 1000 - 500 hPa 層厚の変動の中心と 500 hPa ジオポテンシャル高度の変動の中心はほぼ一致しており, 異常の符号も一致している. 1000 - 500 hPa 層厚は 500 hPa ジオポテンシャル高度から 1000 hPa ジオポテンシャル高度を引いた値であるため, このことより 1000 hPa ジオポテンシャル高度も 500 hPa ジオポテンシャル高度と同様の異常分布をもつことが考えられる. したがって, 太平洋・北米パターンが順圧な構造であることがわかる.

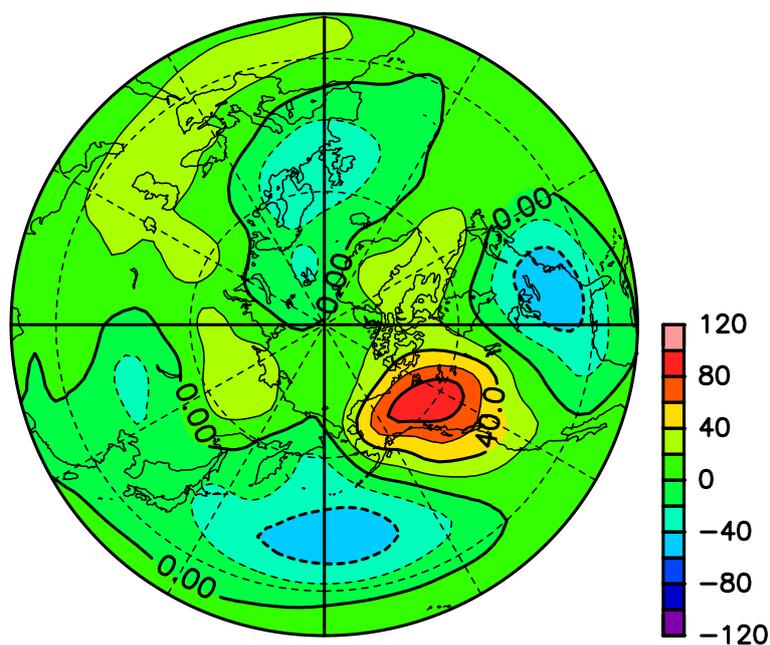


図 3.7: 1000 - 500 hPa 層厚における, PNA が最大の時と冬季 45 ヶ月平均の差の図. 実線は正の値, 点線は負の値を示す. 等値線間隔は 20 m.

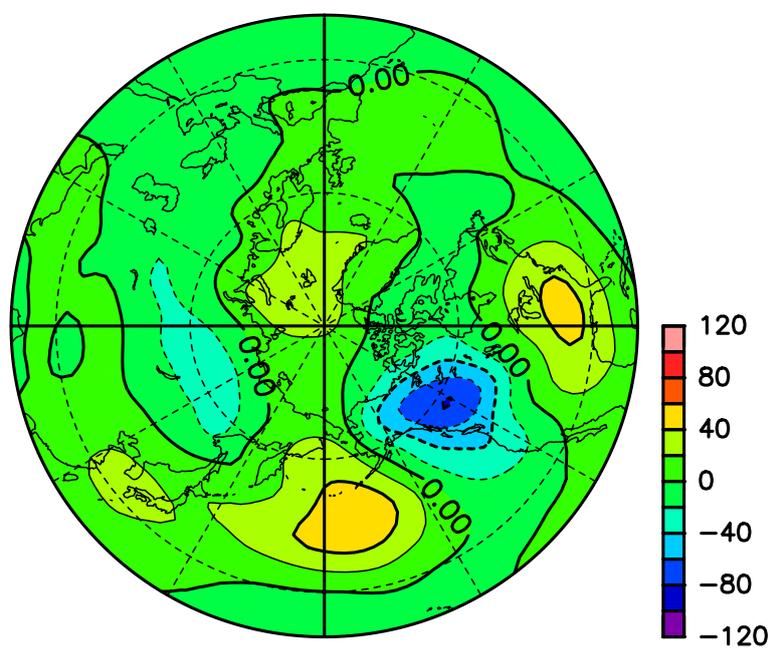


図 3.8: 1000 - 500 hPa 層厚における, PNA が最小の時と冬季 45 ヶ月平均の差の図. 実線は正の値, 点線は負の値を示す. 等値線間隔は 20 m.

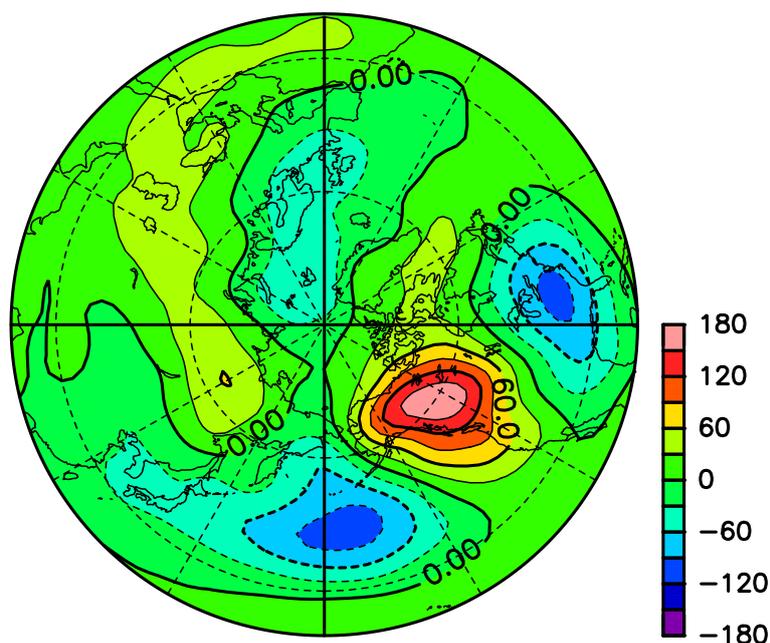


図 3.9: 1000 - 500 hPa 層厚における, PNA が最大の時と最小の時の差の図. 実線は正の値, 点線は負の値を示す. 等値線間隔は 20 m.

3.4 地表面温度

図 3.10 は PNA が最大の時と最小の時の地表面温度の差の図である. 層厚の差の図 (図 3.9) と比べてみると, 差の大きな部分の位置や符号がほぼ一致していることがわかる. つまり, 地表面温度も 1000 - 500 hPa の気層の平均温度と同様の変動をしている.

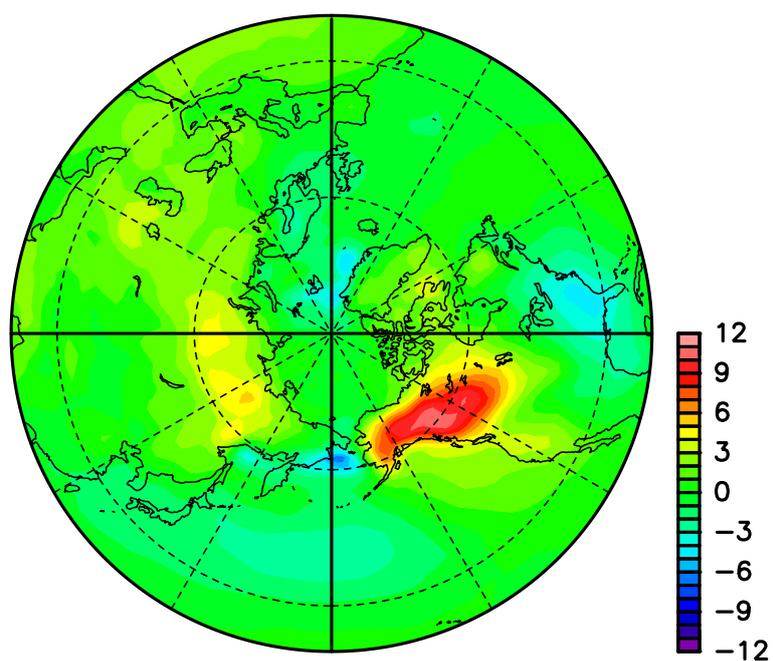


図 3.10: 地表面温度における, PNA が最大の時と最小の時の差. 等値線間隔は 1 K.

第4章 議論

3章において、太平洋・北米パターンの500 hPa ジオポテンシャル高度や1000 - 500 hPa 層厚などの特徴を説明した。1000 - 500 hPa 層厚や地表面温度において、東西方向に3つの逆符号の隣り合う異常が並んでいることが確認できる。これがポテンシャル渦度を保存するようにして起こるロスビー波の現れであることをこの章にて説明する。具体的には、順圧な構造をもち、水平スケールが変形半径と同程度である太平洋・北米パターンと類似した状況下である単層の準地衡流浅水方程式を用いて、ロスビー波の波数を推定し、実際の太平洋・北米パターンと比較する。

4.1 単層の浅水系の運動量方程式

浅水方程式とは、流れの水平スケールが層の深さよりもずっと大きい密度一定の流体層に適用できる方程式である。図4.1のような状態を考える。 $h(x, y)$ は流体柱の厚さ、 H はその平均の厚さ、 η は自由表面の厚さである。

鉛直方向の運動量方程式は静水圧平衡の式

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho_0 g \quad (4.1)$$

である。ここで p は圧力、 ρ_0 は密度 (定数)、 g は重力加速度である。上式を z で積分すると

$$p(x, y, z, t) = -\rho_0 g z + p_0 \quad (4.2)$$

となる。流体の上端 $z = \eta$ で $p = 0$ とすると、 $p_0 = \rho_0 g \eta$ であり、

$$p(x, y, z, t) = \rho_0 g (\eta(x, y, t) - z) \quad (4.3)$$

となる。この結果より、圧力の水平勾配が高度に依存しないことがわかる。つまり、

$$\nabla p = \rho_0 g \nabla \eta \quad (4.4)$$

である。ここで

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} \quad (4.5)$$

は水平勾配演算子とする。これより、水平方向の運動量方程式は、

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \mathbf{f} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p = -g \nabla \eta \quad (4.6)$$

となる。ここで \mathbf{u} は水平速度, $\mathbf{f} = f\mathbf{k}$, f はコリオリ・パラメータである。また, D/Dt は物質微分を表す。

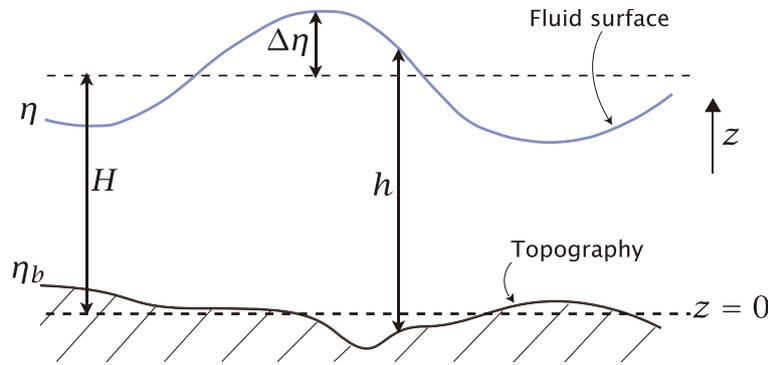


図 4.1: 浅水系の概念図. h は流体柱の厚さ, H はその平均の厚さ, η は任意の原点から測った自由表面の高さ, η_b は, 任意の原点から測った, 典型的には η_b の平均がゼロとなるように選ばれた下方の剛体面の高さである. $\Delta\eta$ は自由表面高度の偏差である. 従って, $\eta = \eta_b + h = H + \Delta\eta$ である. Vallis (2017) より引用.

次に, 導出した水平方向の運動量方程式を無次元化する. L を運動の典型的な長さスケール, U を典型的な速度スケールとし, スケールが水平方向に等方的であると仮定して,

$$\begin{aligned} (x, y) &\sim L & \text{または} & & (x, y) &= \mathcal{O}(L) \\ (u, v) &\sim U & \text{または} & & (u, v) &= \mathcal{O}(U) \end{aligned} \quad (4.7)$$

と書く。このとき, 以下のように書くことで変数を無次元化することにする。

$$(x, y) = L(\hat{x}, \hat{y}), \quad (u, v) = U(\hat{u}, \hat{v}) \quad (4.8)$$

ここでハット付きの変数は無次元であり, $\mathcal{O}(1)$ である。

また, 移流項とコリオリ項の比として, ロスビー数を

$$Ro \equiv \frac{U^2}{fL} = \frac{U}{fL} \quad (4.9)$$

と定義する.

時間は L/U によってスケールし,

$$t = \frac{L}{U} \hat{t} \quad (4.10)$$

とする. このとき, 運動量方程式中の局所的時間微分項と移流項はどちらも U^2/L とスケールされ, これらはコリオリ項よりも $O(Ro)$ 倍だけ小さい. そのため, 運動量方程式においてコリオリ項が支配的な項となるか, コリオリ項が圧力傾度力項と釣り合う, つまり地衡流平衡となるかのどちらかになる. 支配的な平衡が地衡流平衡となるとすると, 運動方程式中の $\Delta\eta$ は

$$\Delta\eta \sim \frac{fUL}{g} = Ro \frac{f^2 L^2}{g} = RoH \frac{L^2}{L_d^2} \quad (4.11)$$

のようにスケールされる. ここで $L_d = \sqrt{gH}/f$ は変形半径, H は流体の平均深さである. したがって, 流体の高さの変化は

$$\frac{\Delta\eta}{H} \sim Ro \frac{L^2}{L_d^2} \quad (4.12)$$

とスケールでき, 流体の高さは

$$\eta = H \left(1 + Ro \frac{L^2}{L_d^2} \hat{\eta} \right), \quad \Delta\eta = Ro \frac{L^2}{L_d^2} H \hat{\eta} \quad (4.13)$$

と書くことができる.

運動量方程式 (4.6) に (4.8), (4.10), (4.13) を代入してスケールすると, 無次元化された運動量方程式

$$Ro \left[\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial \hat{t}} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{u}} \right] + \hat{\mathbf{f}} \times \hat{\mathbf{u}} = -\nabla \hat{\eta} \quad (4.14)$$

が得られる. ここで $\hat{\mathbf{f}} = \mathbf{k} \hat{f} = \mathbf{k} f / f_0$ であり, f_0 はコリオリ・パラメータの典型的な値である. 以下では, $f = f_0 + \beta y$ とする.

4.2 単層の浅水系の準地衡流ポテンシャル渦度方程式

準地衡流ポテンシャル渦度方程式を導くため, 以下の仮定をする.

1. ロスビー数は小さく, そのため流れはほぼ地衡流平衡である.

2. 運動のスケール L は変形半径 L_d よりも著しく大きくない, 特に

$$Ro \left(\frac{L}{L_d} \right)^2 = \mathcal{O}(Ro) \quad (4.15)$$

であるとする.

3. コリオリ・パラメータの変動は小さい, つまり $|\beta L| \ll |f_0|$ である.

4. 時間は移流的にスケールする, つまり, 時間に対するスケールリングは $T = L/U$ によって与えられる.

次に, 変数 $\hat{u}, \hat{v}, \hat{\eta}$ をロスビー数を用いて漸近級数展開する. つまり

$$\begin{aligned} \hat{u} &= \hat{u}_0 + Ro\hat{u}_1 + Ro^2\hat{u}_2 + \dots \\ \hat{v} &= \hat{v}_0 + Ro\hat{v}_1 + Ro^2\hat{v}_2 + \dots \\ \hat{\eta} &= \hat{\eta}_0 + Ro\hat{\eta}_1 + Ro^2\hat{\eta}_2 + \dots \end{aligned} \quad (4.16)$$

とする. $\beta = \hat{\beta}U/L^2$ とすると, $f = f_0 + \beta y$ より

$$\hat{f} = f/f_0 = \hat{f}_0 + Ro\hat{\beta}\hat{y} \quad (4.17)$$

となる. ここで \hat{f}_0 は f_0 を無次元化した値である. (4.16) を無次元の運動量方程式 (4.14) に代入し, Ro のべきごとに等しいと見なすと, 最低次において

$$\hat{f}_0\hat{u}_0 = -\frac{\partial\hat{\eta}_0}{\partial\hat{y}}, \quad \hat{f}_0\hat{v}_0 = \frac{\partial\hat{\eta}_0}{\partial\hat{x}} \quad (4.18)$$

を得る. 交差微分を取ると

$$\frac{\partial}{\partial\hat{x}}\hat{f}_0\hat{u}_0 + \frac{\partial}{\partial\hat{y}}\hat{f}_0\hat{v}_0 = \frac{\partial}{\partial\hat{x}} \left(-\frac{\partial\hat{\eta}_0}{\partial\hat{y}} \right) + \frac{\partial}{\partial\hat{y}} \left(\frac{\partial\hat{\eta}_0}{\partial\hat{x}} \right) = 0 \quad (4.19)$$

つまり

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}_0 = 0 \quad (4.20)$$

を得る.

質量保存の式は最低次において $\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}_0 = 0$ であり, その次のオーダーにおいて

$$\left(\frac{L}{L_d} \right)^2 \frac{\partial\hat{\eta}_0}{\partial t} + \left(\frac{L}{L_d} \right)^2 \hat{\mathbf{u}}_0 \cdot \nabla\hat{\eta}_0 + \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}_1 = 0 \quad (4.21)$$

を得る. ゼロ次の項の時間発展が一次の量の評価を含むので, この方程式は閉じていない. 系を閉じるために運動量方程式の次のオーダーに進むと,

$$\frac{\partial\hat{\mathbf{u}}_0}{\partial t} + (\hat{\mathbf{u}}_0 \cdot \nabla)\hat{\mathbf{u}}_0 + \hat{\beta}\hat{y}\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{u}}_0 + \hat{f}_0\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{u}}_1 = -\nabla\hat{\eta}_1 \quad (4.22)$$

が得られ、この式の回転を取ると、渦度方程式

$$\frac{\partial \hat{\zeta}_0}{\partial \hat{t}} + (\hat{\mathbf{u}}_0 \cdot \nabla)(\hat{\zeta}_0 + \hat{\beta} \hat{y}) = -\hat{f}_0 \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}_1 \quad (4.23)$$

を得る。この式と (4.21) より $\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}_1$ を消去して

$$\frac{\partial}{\partial \hat{t}} \left(\hat{\zeta}_0 - \hat{f}_0 \left(\frac{L}{L_d} \right)^2 \hat{\eta}_0 \right) + (\hat{\mathbf{u}}_0 \cdot \nabla) \left(\hat{\zeta}_0 + \hat{\beta} \hat{y} - \left(\frac{L}{L_d} \right)^2 \hat{f}_0 \hat{\eta}_0 \right) = 0 \quad (4.24)$$

を得る。

次に、最低次の渦度場と高度場が地衡流平衡によって関係づけられていることに注意すると、(4.18) より

$$\hat{u}_0 = -\frac{\partial \hat{\psi}_0}{\partial \hat{y}}, \quad \hat{v}_0 = \frac{\partial \hat{\psi}_0}{\partial \hat{x}}, \quad \hat{\zeta}_0 = \nabla^2 \hat{\psi}_0 \quad (4.25)$$

と表すことができる。ここで、 $\hat{\psi}_0 = \hat{\eta}_0 / \hat{f}_0$ は流線関数である。したがって (4.24) は

$$\frac{D_0}{D\hat{t}} \left(\nabla^2 \hat{\psi}_0 + \hat{\beta} \hat{y} - \hat{f}_0^2 \left(\frac{L}{L_d} \right)^2 \hat{\psi}_0 \right) = 0 \quad (4.26)$$

と書くことができる。ここで物質微分における添え字 0 は、最低次の速度つまり地衡流の速度が移流の速度であることを示している。次元を復活させると、(4.26) は

$$\frac{D}{Dt} \left(\nabla^2 \psi + \beta y - \frac{1}{L_d^2} \psi \right) = 0 \quad (4.27)$$

となる。ここで $\psi = (g/f_0)\eta$, $L_d^2 = gH/f_0^2$ である。上式は浅水系の準地衡流ポテンシャル渦度方程式であり、それゆえ

$$q \equiv \nabla^2 \psi + \beta y - \frac{1}{L_d^2} \psi \quad (4.28)$$

で定義される量は、浅水系の準地衡流ポテンシャル渦度である。

4.3 分散関係、位相の速さ

この節では、次節にて登場する分散関係と位相の速さを説明する。

分散関係とは、振動数 ω と波数ベクトル $\mathbf{k}(= (k, l, m))$ の間にある特定の関係である。

$$\omega = \omega(\mathbf{k}) \quad (4.29)$$

のように表される. 波の多くの特徴を分散関係から導くことができる.

波が平面波であると仮定すると, 図 4.2 のように波は k の方向に伝播する. この方向にそって座標軸を合わせ, $k \cdot x = Kx^*$ とする. ここで x^* は k の方向に増加し, $K = |k|$ は波数の大きさである. これを用いると,

$$\psi = \text{Re} \tilde{\psi} e^{i(Kx^* - \omega t)} = \text{Re} \tilde{\psi} e^{iK(x^* - c_p t)} \quad (4.30)$$

と書くことができる. ここで $c_p = \omega/K$ であり, これを位相の速さと定義する.

波長 λ は

$$\lambda = \frac{2\pi}{K} \quad (4.31)$$

により与えられる. また, 図 4.2 より x 方向と y 方向の波長と波数ベクトルは

$$\lambda^x = \frac{\lambda}{\cos\phi}, \quad \lambda^y = \frac{\lambda}{\sin\phi}, \quad k^x = K \cos\phi, \quad k^y = K \sin\phi \quad (4.32)$$

である. よってこれらの軸に沿って伝播する速さは

$$c_p^x = \frac{c_p}{\cos\phi} = \frac{\omega}{k^x}, \quad c_p^y = \frac{c_p}{\sin\phi} = \frac{\omega}{k^y} \quad (4.33)$$

と与えられる.

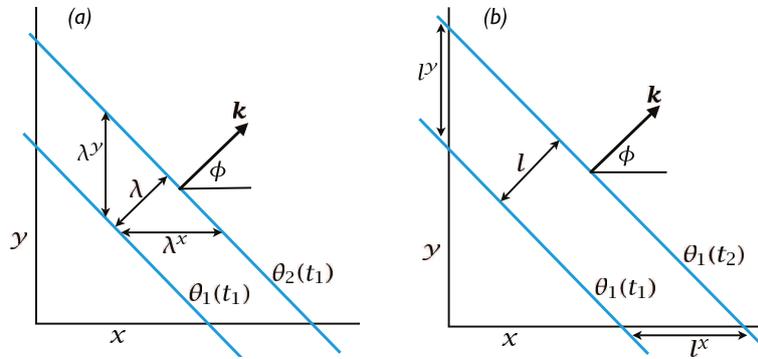


図 4.2: 二次元平面波の伝播. (a) 時刻 t_1 における等位相線. 波は波長 λ で k の方向に伝播している. (b) 二つの連続した時間における同じ等位相線. 位相の速さは伝播方向に波の頂が進む速さであり, よって $c_p = l/(t_2 - t_1)$ である. Vallis (2017) より引用.

4.4 ロスビー波

ロスビー波は流体パーセルのポテンシャル渦度を保存するようにして起こる運動である. そのため, 以下では前節で導出したポテンシャル渦度方程式 (4.27) を変

形してロスビー波の特徴を確認する.

流れを基本状態と擾乱に分けて, ポテンシャル渦度方程式 (4.27) を東西流 $\bar{u}(y)$ について線形化する. ここで基本状態は上付きバー, 擾乱はプライム記号で表され, 基本状態は時間に依存しない y の関数であり, また擾乱は平均流と比べて小さいと仮定する. つまり, ポテンシャル渦度 q と流線関数 ψ は

$$q = \bar{q}(y) + q'(x, y, t), \quad \psi = \bar{\psi}(y) + \psi'(x, y, t) \quad (4.34)$$

と表される. これらをポテンシャル渦度方程式 $\partial q / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla q = 0$ に代入すると

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla q' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{q} + \mathbf{u}' \cdot \nabla q' = 0 \quad (4.35)$$

を得る. プライム付きの量は小さいので, それらの積を含む項を無視する. さらに, 運動方程式の解である状態について線形化しているので, $\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{q} = 0$ である. また, $\bar{v} = 0$ と $\partial \bar{q} / \partial x = 0$ とすると

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial q'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = 0 \quad (4.36)$$

を得る.

いま, $\bar{v} = 0$ としているため, $\bar{\psi} = -\bar{u}y$ である. よってポテンシャル渦度は (4.28) より $\bar{q} = \bar{u}y k_d^2 + \beta y$ であり, その勾配は $\nabla \bar{q} = (\beta + \bar{u}k_d^2)\mathbf{j}$ である. 線形化したポテンシャル渦度方程式 (4.36) にこれらを代入すると

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \psi' - \psi' k_d^2) + (\beta + \bar{u}k_d^2) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (4.37)$$

を得る. 擾乱が平面波である仮定として $\psi' = \text{Re} \tilde{\psi} e^{i(kx + ly - \omega t)}$ を代入すると, 分散関係

$$\omega = \frac{k(\bar{u}K^2 - \beta)}{K^2 + k_d^2} = \bar{u}k - k \frac{\beta + \bar{u}k_d^2}{K^2 + k_d^2} \quad (4.38)$$

を得る. よって, 位相の速さの東西成分は

$$c_p^x \equiv \frac{\omega}{k} = \bar{u} - \frac{\beta + \bar{u}k_d^2}{K^2 + k_d^2} = \frac{\bar{u}K^2 - \beta}{K^2 + k_d^2} \quad (4.39)$$

となる. (4.39) より, 東西平均流 \bar{u} がなければ c_p^x は常に負であり, 波の移送が常に西向きになることが確認できる.

ここではロスビー波の特徴を説明するため, β 平面における順圧流れを考える最も単純な場合, つまりポテンシャル渦度が絶対渦度 $\beta y + \zeta$ である場合を考える. この場合の二次元ロスビー波を図 4.3 に示す. 絶対渦度の保存より, 北向きの変位は

負の相対渦度の生成を、南向きの変位は正の相対渦度の生成をもたらす。相対渦度は速度場を生み出し、物質線の流体パーセルを移流する。そして、波の位相は西向きに伝播する。

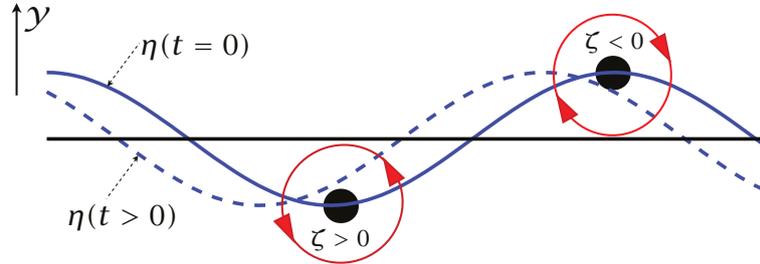


図 4.3: 二次元 (xy 平面) のロスビー波. 初期のゆらぎは緯度が一定であるところ (まっすぐな水平線) にある物質線を $\eta(t=0)$ と記された実線へと変位させる. 物質線はその後西へ伝播する位相を伴って、破線 ($\eta(t>0)$) へと発展する. Vallis (2017) より引用.

太平洋・北米パターンは定常ロスビー波であるため、(4.39) において $c_p^x = 0$ として変形すると、

$$K = \sqrt{\frac{\beta}{\bar{u}}} \quad (4.40)$$

が得られる. ここで、 $\beta \sim 10^{-11}[\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}]$, $\bar{u} \sim 10^1[\text{ms}^{-1}]$ なので

$$K \sim 10^{-6}[\text{m}^{-1}] \sim 1[(1000\text{km}^{-1})] \quad (4.41)$$

となる. 北アメリカ大陸の東西方向の広がり約 4000 km であり、太平洋・北米パターンでは北アメリカ大陸上に約 1 波長のロスビー波が存在するため、上記の波数 K は太平洋・北米パターンの波数と同じオーダーをとっていることがわかる. つまり、水平方向においては、単層の準地衡流浅水方程式を用いたロスビー波は太平洋・北米パターンのロスビー波と類似した波数となった.

第5章 結論

本論文では、テレコネクションパターンのひとつである太平洋・北米パターンについて、Wallace and Gutzler (1981) で説明された 500 hPa ジオポテンシャル高度、海面更生氣圧、1000 - 500 hPa 層厚に加えて、地表面温度の特徴を説明した。太平洋・北米パターンでは、東西に 3 つほど逆符号の異常が隣り合って並ぶ特徴的な水平構造が確認できた。この構造はロスビー波の現れであった。さらに、太平洋・北米パターンが順圧な構造をもつことも確認した。

付録 層厚が気層の平均温度の指標となることの説明

3.3 節では, 層厚が気層の平均温度の指標となることを利用し, 太平洋・北米パターンの平均温度の分布を確認した. ここでは, 層厚が気層の平均温度の指標となることを示す. このことを示すために, ジオポテンシャルの定義からはじめる. なお, 以下の導出は [3] を大いに参考にしている.

いま, 大気を理想気体の状態方程式に従う乾燥空気とし, 圧力を p , 高度を z , 大気の密度を ρ , 重力加速度を g とすると, 静水圧平衡の式は

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (5.1)$$

と表される. また, 大気の状態方程式は

$$p = \rho R_d T \quad (5.2)$$

である. ここで R_d は乾燥空気の気体定数, T は温度である. (5.2) 式を (5.1) 式に代入して整理すると

$$g dz = -R_d T \frac{dp}{p} = -R_d T d(\ln p) \quad (5.3)$$

を得る. これを高度 z_2 から z_1 まで積分すると

$$g z_1 - g z_2 = -R_d \int_{p_2}^{p_1} T d(\ln p) \quad (5.4)$$

となる. ここで

$$\phi \equiv \int_0^z g dz \quad (5.5)$$

でジオポテンシャルを定義すると, (5.4) は

$$\phi_1 - \phi_2 = R_d \int_{p_1}^{p_2} T d(\ln p) \quad (5.6)$$

と書ける.

ジオポテンシャル高度 Z を

$$Z \equiv \frac{\phi}{g} \quad (5.7)$$

で定義すると, 層厚はジオポテンシャル高度の差として

$$\text{層厚} = Z_1 - Z_2 = \frac{R_d \bar{T}}{g} \int_{p_1}^{p_2} d(\ln p) = \frac{R_d \bar{T}}{g} \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (5.8)$$

と書くことができる. ここで \bar{T} は

$$\bar{T} = \frac{\int_{p_1}^{p_2} T d(\ln p)}{\int_{p_1}^{p_2} d(\ln p)} \quad (5.9)$$

であり, 気層の平均温度である. このように層厚は気層の平均温度と比例するため, 層厚を温度の指標として扱うことができる.

謝辞

林祥介教授には、基礎理論講義や基礎理論読書会にてご指導いただきました。高橋芳幸准教授には、基礎理論読書会だけでなく、本研究の先行研究の内容理解を助けていただき、また研究の進め方など本研究に関して多くのご指導をいただきました。櫻村博基講師には、大気セミナーにて本研究の発表の改善などご指導いただきました。また、地球および惑星大気科学研究室の皆様には、研究室活動を通して地球流体力学の基礎や情報実験機等の仕組みを学ぶ上で大変お世話になりました。ご指導いただきました全ての皆様に心より感謝申し上げます。

本研究における図の描画には、地球流体電脳倶楽部で開発されたライブラリである GPhys を使用しました。

参考文献

- [1] Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784-812.
- [2] Geoffrey, K. Vallis, 2017: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics: Fundamentals and Large-scale Circulation*, 2nd edn. Cambridge University Press. 946 pp.
- [3] 小倉 義光, 2000: *総観気象学入門*. 東京大学出版会. 304 pp.