

中緯度対流圏界面付近におけるロスビー波の碎波

京大理 赤堀 浩司 (Akahori Koji)

京大理 余田 成男 (Yoden Shigeo)

1. はじめに

温帯低気圧は、対流圏界面付近のロスビー波と地上付近の温度アノマリとの相互作用の力学によって発達する。低気圧が非線型段階に達するにつれてロスビー波は振幅が増大して碎波するが、そのパターンには2つの典型的な事例があると指摘されている (Thorncroft, Hoskins and McIntyre 1993). 我々は、大気全球モデルを長時間積分し、帯状流とロスビー波の碎波パターンとの関係について調べた。

2. ポテンシャル渦度

非線型現象を含む大気の大規模な運動の考察に有効な方法として、ポテンシャル渦度の解析がある。ここでは、解析の概略を述べる。

地球大気の運動は、水蒸気を無視すると、次の方程式系で記述できる:

運動方程式

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (1)$$

連続の式

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

熱力学の式

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{c_p T} Q. \quad (3)$$

ここで, t : 時間, $\mathbf{u} = (u, v, w)$, u : 東向き速度, v : 北向き速度, w : 鉛直上向きの速度, ρ : 密度, θ : 温位 (エントロピー), p : 気圧, T : 温度, c_p : 定圧比熱, Q : 非断熱加熱率, g : 重力加速度, Ω : 自転角速度, F : 粘性項である.

(1) 式に $\nabla \times$ を作用させて, (2) 式を使って変形を行なうと, 渦度方程式

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta_a}{\rho} \right) = \frac{\zeta_a \cdot \nabla \mathbf{u}}{\rho} + \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^3} + \frac{\nabla \times \mathbf{F}}{\rho}, \quad (4)$$

が得られる. ここで, ζ_a は絶対渦度 ($= 2\Omega + \nabla \times \mathbf{u}$) である. さらに, この式と $\nabla \theta$ の内積をとり, (3) 式を用いて変形するとポテンシャル渦度

$$P = \frac{\zeta_a \cdot \nabla \theta}{\rho}, \quad (5)$$

に関する式

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\zeta_a \cdot \nabla \dot{\theta}}{\rho} + \frac{\nabla \theta \cdot (\nabla \times \mathbf{F})}{\rho}, \quad (6)$$

を得る. ここで $\dot{\theta} = d\theta/dt$ である.

Hoskins, McIntyre and Robertson (1995) は, 次の 2 つの点を強調し, ポテンシャル渦度を用いた解析の重要性を訴えた. ひとつめは, 以前から知られているように, ポテンシャル渦度 P が, 断熱で非粘性の運動に対して, ラグランジュ的に保存することである. 温位 θ もラグランジュ的な保存量であるから, 等ポテンシャル渦度面と等温位面の交線は物質の動きと一致する. ふたつめは, 地衡風近似等のバランス条件を仮定すると, ポテンシャル渦度の分布から原理的には速度場や温度場といった全ての力学場を求めることができる点である.

ポテンシャル渦度の式 (6) を線形化すれば, 惑星スケールの運動に重要な

波動であるロスビー波の式

$$\frac{dP'}{dt} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{P} = 0, \quad (7)$$

が得られる。ポテンシャル渦度の擾乱 P' が流れの擾乱 \mathbf{u}' をつくり、その流れの擾乱が基本場のポテンシャル渦度 \bar{P} のゆらぎ P' をつくることで、波の位相が伝播していく。

3. 温帯低気圧活動と対流圏界面付近のロスビー波

温帯低気圧の発達には、対流圏界面付近のポテンシャル渦度アノマリ（ロスビー波）と地上付近の温度アノマリとの相互作用の観点から解釈することができる。すなわち、対流圏界面付近のロスビー波がつくる流れと地上付近の温度アノマリが作る流れが互いのアノマリを強化するように相互作用し、その結果温帯低気圧が発達すると考えることができる。

理想化した温帯低気圧のライフサイクル実験によれば、温帯低気圧の成熟期における対流圏界面付近のロスビー波は、初期場の平均帯状流の子午面構造に依存して2つの典型的なパターンを示す (Thorncroft, Hoskins and McIntyre 1993)。初期基本場の帯状流ジェットが高緯度寄りにある場合、微小な摂動から成長した温帯低気圧は、成熟期を向かえた後、ジェットの低緯度側の高気圧性シアーによって引き伸ばされて急激に減衰する (LC1型)。これに対して、ジェットが低緯度寄りにある場合には、低気圧の中核部はジェットの高緯度側の低気圧性シアーによって（北半球では）反時計まわりに移流され、大きな低圧渦となって長期間持続する (LC2型)。

最近、Hartmann(1995)は南半球対流圏の冬季季節内変動に関する ECMWF データ解析を行ない、帯状流ジェットの変動がこれら2つの温帯低気圧の典型的なパターンと関連することを指摘した。すなわち、帯状流がダブルジェット型のときには低気圧は LC1型となり、シングルジェット型のときには LC2

型となる事例を見出した。本研究では、理想化した全球大気モデルを用いて数値実験を行ない、LC1 および LC2 型の温帯低気圧パターンと帯状流変動との関連を検証した (Akahori and Yoden 1997)。

4. モデル

方程式系 (1)–(3) を球座標で表示する。さらに、鉛直流 w の加速度を無視するなどの気象学的近似を施せば、プリミティブ方程式系と呼ばれる偏微分方程式系を得る。鉛直座標を高度から $\sigma = p/p_s$ (p_s : 地上気圧) に座標変換した σ 座標系では次のように書ける:

運動方程式

$$\frac{du}{dt} = \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{RT}{a \cos \phi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + F_\lambda, \quad (8)$$

$$\frac{dv}{dt} = - \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - \frac{RT}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \phi} + F_\phi, \quad (9)$$

静力学平衡の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = - \frac{RT}{\sigma}, \quad (10)$$

連続の式

$$\frac{d\pi}{dt} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0, \quad (11)$$

熱力学の式

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{c_p} \left\{ \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \phi} + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right\} + \frac{Q}{c_p}. \quad (12)$$

ここで,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma}, \quad (13)$$

である。また λ : 経度, ϕ : 緯度, $\dot{\sigma} = d\sigma/dt$, $\pi = \ln p_s$, Φ : ジオポテンシャル高度, a : 地球半径, $f = 2\Omega \sin \phi$: コリオリパラメータ, R : 気体定数である。

この方程式系を地球流体電脳倶楽部の数値モデル AGCM5 コードに基づいて鉛直方向には 20 層に離散化し, 水平方向には球面調和関数で展開して数値的に解く. 湿潤過程は含めていない. 表面地形も含めない. 地表面摩擦の効果は, 最下層でのレーリー摩擦

$$F_\lambda = -\frac{u}{\tau_R}, \quad (14)$$

$$F_\phi = -\frac{v}{\tau_R}, \quad (15)$$

で表現する. 緩和時間 τ_R は, 標準実験では $\tau_R = 0.5$ 日に, パタメータ実験では $\tau_R = 1.0$ および 0.25 日にとる. 加熱項 Q は, 緩和時間 $\tau_N = 15$ 日で放射平衡温度に戻すニュートニアン強制とする. 放射平衡温度 T^* は

$$T^* = T_0(\sigma) + \frac{\Delta T(\sigma)}{2} \left(\cos 2\phi - \frac{1}{3} \right), \quad (16)$$

である. ここで, $T_0(\sigma)$ は各レベルでの平均気温であり, 平均の浮力振動数 N が, 対流圏では $N = 1.14 \times 10^{-2} s^{-1}$, 成層圏では $N = 2.24 \times 10^{-2} s^{-1}$ となるように決めた. $\Delta T(\sigma)$ は極-赤道温度差であり, 地表では $60K$ とする.

各実験とも, 放射平衡温度でバランス方程式を満たす速度場の初期状態から 3,180 日間積分し, 準平衡状態にあると判断した 1,900 日以降のデータを解析する. 南・北半球の時系列データが得られるが, 帯状流の時間変動は両半球でほぼ独立とみなせるので, 南半球のデータを座標変換して 2 つの独立な北半球データが存在するものとして解析する.

5. 結果

全期間について時間平均した帯状平均帯状流を図 1 に示す. 西風ジェットが対流圏界面の緯度 46° 付近で最大風速 36.9 ms^{-1} の値をとっている. 平均帯状流の時間変動をみるために, EOF(経験的直交関数) 解析を行なった. EOF1 (寄与率 44.9%) のパターンは 3 極子構造を示し(図 2), 対応した第 1 主成分 PC1 はかなり不規則に変動する(図 3).

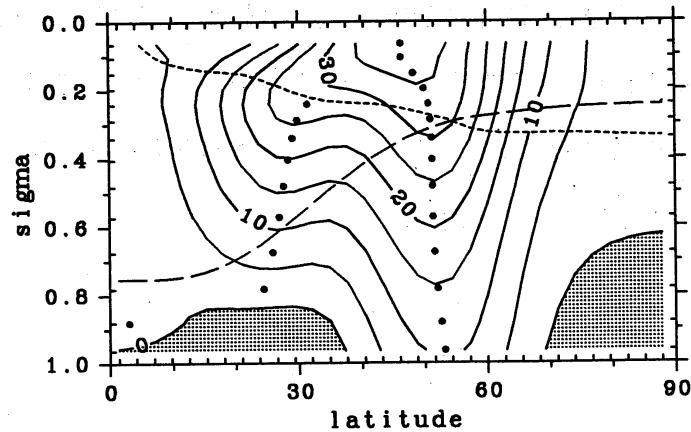


図1: 全期間平均した帯状平均帯状流の緯度-高度 (σ) 断面図. 陰影部は東風領域. ●は等 σ 面における風速の極大位置を示す. 破線は $\theta = 310\text{K}$ の等温位面. 点線は $P = 2\text{ PVU}$ の等ポテンシャル渦度面.

第1主成分PC1の変動が正および負に最も極端な期間(それぞれ, $U+$, $U-$ と呼ぶ)について, 詳細な解析を行なった. 期間 $U+$ は北半球の2,440~2,445日, 期間 $U-$ は南半球の1,920~1,925日である. 期間平均した帯状平均帯状流は, $U+$ 期間には典型的なダブルジェット型の構造になっている. 全期間平均のジェット軸と比べると, 高緯度側ジェットは 8° 程度極寄りにシフトしている. 一方, 期間 $U-$ にはシングルジェット型となり, 主要な高緯度側ジェットは対流圏上層で全期間平均よりも 5° 程度低緯度側にシフトしている.

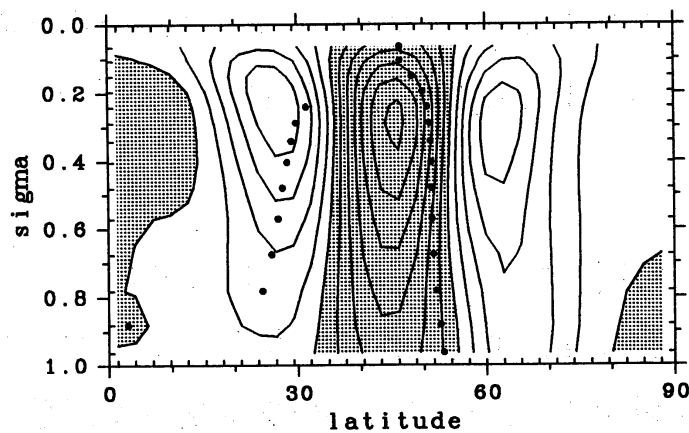


図2: 帯状平均帯状流の EOF1 パターン. ●は図1と同じ.

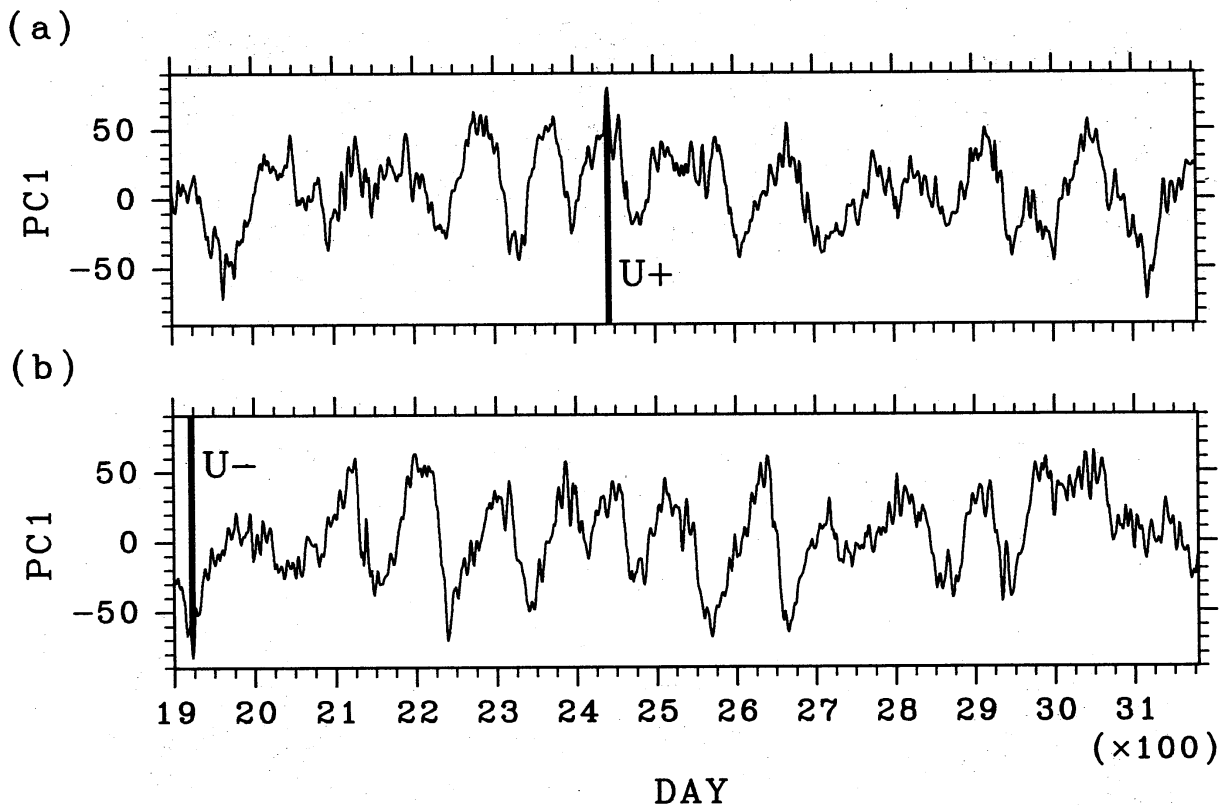


図3: 第1主成分 PC1 の時間変動. (a) 北半球, (b) 南半球.

これらの期間において 310 K 等温位面上でのポテンシャル渦度 P の分布を描き, そのラグランジュ的な時間発展をみた. 期間 $U+$ における P および流れ場の時間発展を図4に示す. 高 P 部分が長く引きのばされる「ストリーマ」が発達して, ジェットの低緯度側の高気圧性シアーによって時計まわりに移流される. この引き伸ばしが顕著な部分では, やがて高 P 大気の切離も起きている. これらの過程は, Thorncroft et al.(1993) の LC1 型ライフサイクルに対応している. 一方, 期間 $U-$ では, 310 K 等温位面上の P 分布は LC2 型の時間発展を示す (図5). すなわち, 高緯度成層圏起源の高 P 大気と低緯度対流圏起源の低 P 大気がジェットの高緯度側の低気圧性シアーによって反時計廻りに移流され, 大きな「巴形渦」を形成する.

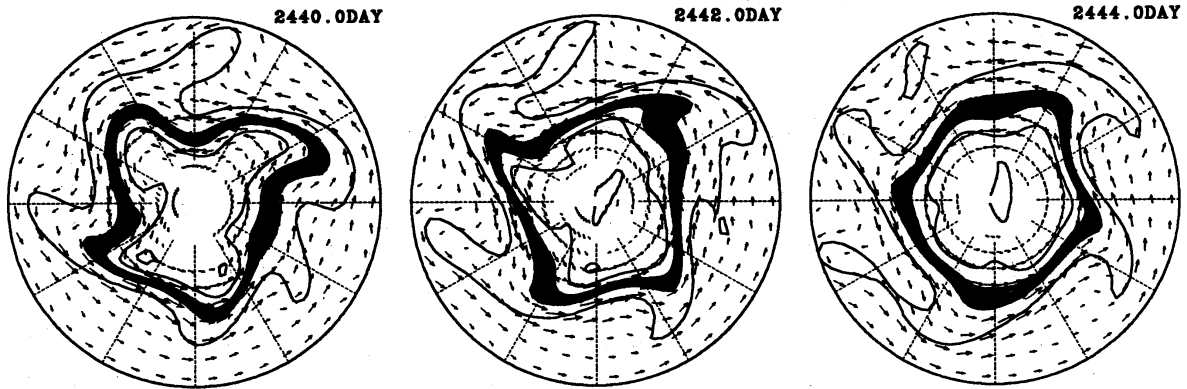


図4: $U+$ 期間における 310 K 等温位面上のポテンシャル渦度分布の時間発展 (隔日). 実線は 1 PVU 間隔のコンターで, 2 PVU と 3 PVU の間を黒く塗りつぶしている. 矢印は速度ベクトル. 30° 以北を表示.

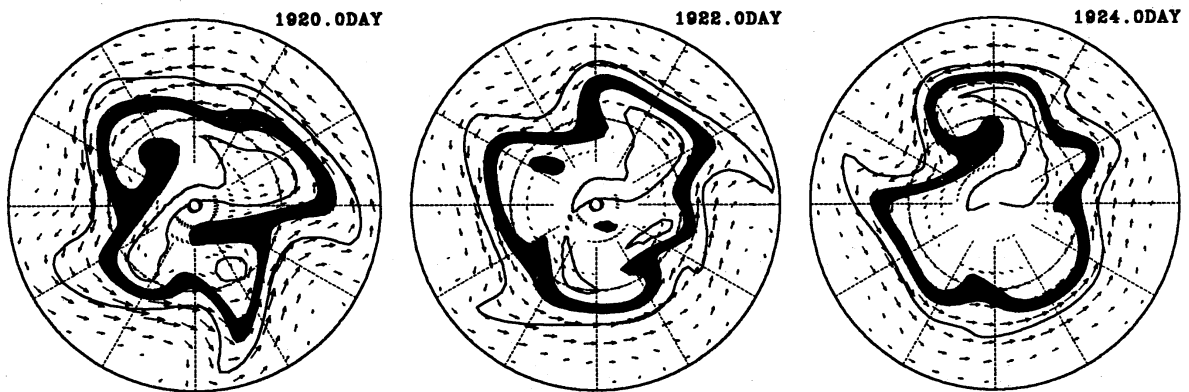


図5: 図4と同様. ただし, $U-$ 期間.

次に, 全解析期間にわたる平均帯状流と低気圧パターンの関係を調べた. ポテンシャル渦度 P の南北勾配が負の領域は, 低気圧パターンが LC1 型のときに低緯度側に, LC2 型のときに高緯度側に位置している. そこで, この P の南北勾配が負である緯度を勾配の絶対値と面積の重みをつけて平均した値に注目し, これを低気圧パターンの指標「LC-index」と呼ぶことにする. この指標と PC1 の全期間にわたる分布図を図6に示す. PC1 が正 (ダブルジェット型) のときは指標が低緯度 (LC1 型) で, PC1 が負 (シングルジェット

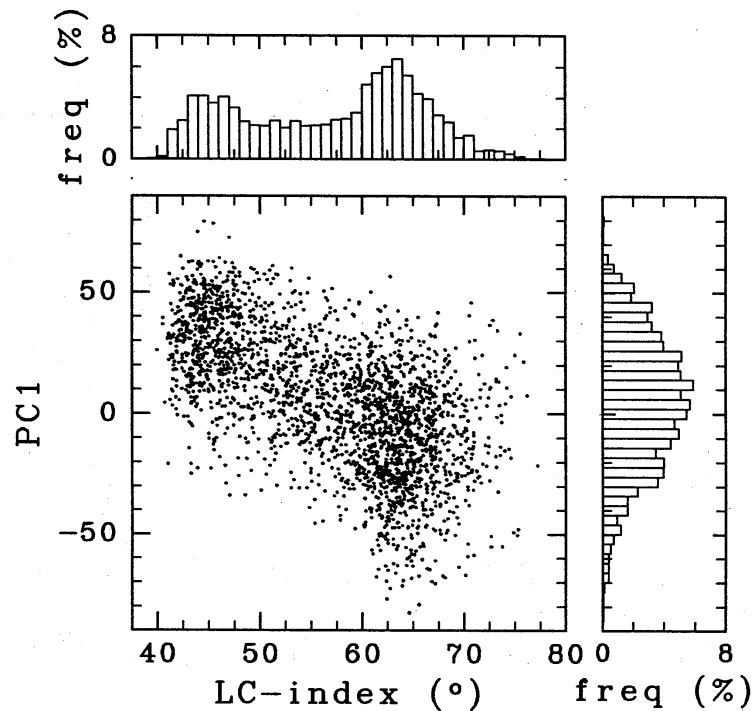


図 6: 低気圧パターンの指標 LC-index と PC1 の全期間にわたる分布図及びそれぞれのヒストグラム。

ト型) のときは指標が高緯度 (LC2 型) である. 両者の相関係数は -0.61 である. LC-index の分布には偏りがあり, 2つのピークをもつ (図 6 上部のヒストグラム).

さらに, 地表面摩擦の緩和時間を変えたパラメータ実験を行なった. 図 7b に 310K 面上での帯状平均帯状流の最大緯度を示す. 最大値の平均緯度は, 摩擦が弱い場合 (a) には標準実験 (図中の \bullet) よりも 5° 程度高緯度側に位置し, 摩擦が強い場合 (b) には標準実験よりも 4° ほど低緯度側に位置する. この状況はそれぞれ, 標準実験の $U+$ 期間および $U-$ 期間の状態に近い. このときの, 310K 等温位面上における低気圧パターンの指標 LC-index のヒストグラムを 図 7a に描いた. 地表面摩擦が弱い場合 (太破線) には, 低緯度でストリーマが現れる LC1 型が卓越し, 強い場合 (太実線) には, 高緯度側で

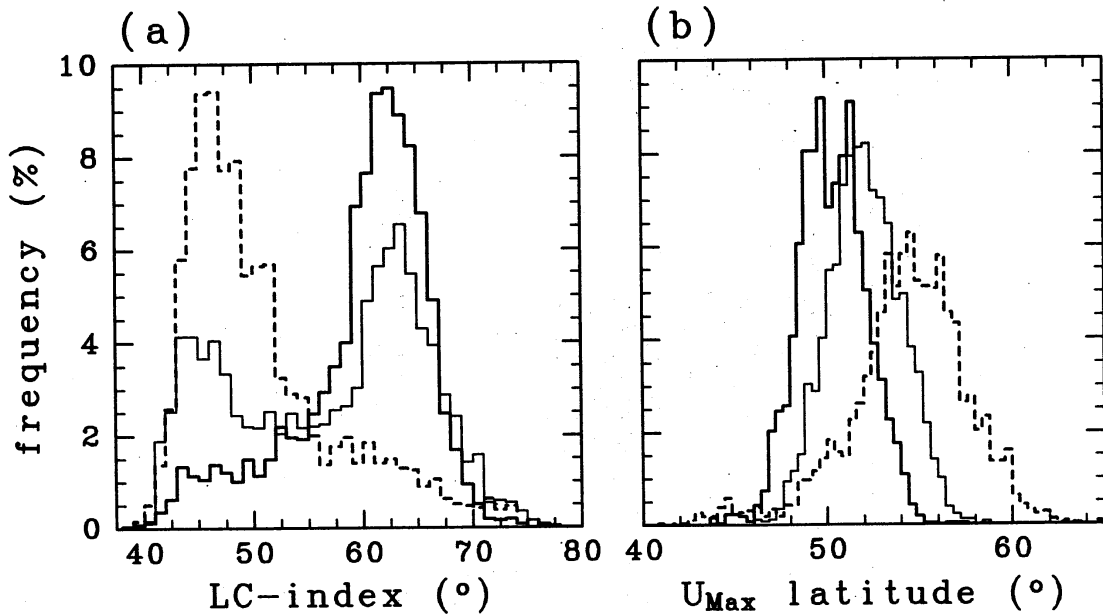


図7: (a)LC-index のヒストグラム. (b) 310K 温位面上で帯状平均帯状流が最大となる緯度のヒストグラム. 実線: 標準実験 $\tau_R = 0.5$ 日, 太破線: $\tau_R = 1.0$ 日, 太実線: $\tau_R = 0.25$ 日.

LC2 型の巴形渦が卓越する.

6. まとめ

3次元全球モデルを用いて帯状平均帯状流の変動と低気圧パターンの関連を調べた. 地表摩擦が弱い場合には, 帯状流は期間を通じて高緯度ジェットとなり, 対流圏界面付近のロスビー波は LC1 型の碎波パターンをみせる. 摩擦が現実大気程度に強い場合には, 帯状流はモデル内部の力学によって, 高緯度ジェット型と低緯度ジェット型の2つのレジーム間を不規則に遷移する. このとき, 卓越する碎波パターンはそれぞれ LC1 型と LC2 型である. 地表の摩擦が非常に強い場合には, 帯状流は期間を通じて低緯度ジェットとなり, LC2 型の碎波が支配的となる.

7. 参考文献

- Akahori, K. and S. Yoden, 1997: Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic-eddy life-cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, accepted.
- Hartmann, D. L., 1995: A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2561–2576.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877–946.
- Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins and M. E. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic-wave life cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **119**, 17–55.