

大規模山岳における低気圧性渦の剥離

穂積 祐・植田洋匡・余 偉明

* 東北大学大学院理学研究科

要旨

大規模山岳による低気圧性渦の生成メカニズムを探るため、回転場、成層場における三次元の理想実験を非静力学プリミティブモデルを用いて行った。その結果、山岳頂上付近において山岳半値幅と同スケールの低気圧性渦が生成し、風下側へ流されていく様子が再現できた。移動速度からこの低気圧性渦は山岳風下側にできた重力波であり、その初期段階における生成メカニズムの可能性としては山岳を越える流れが風下側において下降流域を形成したことによる大気伸張作用によることが示唆された。また渦の維持メカニズムとしては、山岳を下降した空気が上層から高温位空気をもたらしたことによって気圧低下が起こり、地衡風バランスによって正の渦度が生成されたためと判明した。しかしながら計算 2 により、生成された低気圧性渦の渦度強度は一般風速に依存することがわかり、それは先行研究と完全には一致しない特徴であったが、その理由は一般風が強くなることで山岳風下側への高温位移流を強めること、非線型効果によることが考えられた。

低気圧性渦の生成メカニズムをより詳細に調べるため、計算 3 において一般風をサインカーブで周期的に変化させ、風速変化による低気圧性渦の生成時の状態を詳細に調べた。その結果、高温位空気の移流による大気伸張効果は主な生成メカニズムであることが分かった。

キーワード：チベット、cyclogenesis、低気圧、数値モデル

1. はじめに

山岳と流れの相互作用に関わるさまざまな研究は、流体力学的、気象学的に数多くなされている。流体力学的には渦の力学作用や地表の摩擦による応力作用という面で、気象学的には局地風や山岳低気圧の予測という面で山岳による重力波の生成・伝播現象が興味をもたれるところである。気象学の面ではさらに、大規模山岳と低気圧の発生について半世紀以上に渡りさまざまな議論が続いている。この山岳低気圧については数多くの研究がなされている (Manabe and Terpstra 1976; Schar 1990; Buzzi and Tibaldi 1977; Boyer and Chen 1987)。他方では、非回転場において多様な山岳形状、広い範囲の無次元数 U/Nh において (U は風上無限遠における一般風速、 N は初期場、風上無限遠における Brunt-V is l 振動数、 h は山岳頂上の高さ) の山岳と流れの相互作用について研究がなされている。Smith (1980) や Drazin (1960) は非回転の低 U/Nh 場について、山岳波の定常解を求め、Smith (1984)、

Smith (1986) は回転場において、三次元の山岳について山岳波の定常解を求めた。Smith (1984) は、lee wave は lee cyclogenesis の発生原因の一つとして考えられるとし、風下での定常な lee vortex を風速や山岳高さなどのパラメータを用いて表現した。Smolarkiewicz and Clark (1988) や Sun and Chern (1993) はメソスケール山岳について ($Ro \sim 1$ 、コリオリ力は含む) の lee vortex を現実地形に対して数値計算を行い、議論した。Huppert (1975) や Huppert and Bryan (1976)、Buzzi and Tibaldi (1977) は準地衡風方程式を用いて、山岳と流れの相互作用や lee vortex に関係のあるパラメータとして Ro 数と h/H を導入し議論した (H は流れの鉛直厚さ)。Huppert and Bryan (1976) は低 Ro 数、低 U/Nh について計算を行い、山岳風下側に発生・移流する vortex を再現し、その発生原因として山岳風下側で下降した高温な空気であることを示唆した。この計算では山岳上に高気圧性渦度が留まり、風下側へは低気圧性渦度域が流されることや、この vortex が風下側へ流される条件として主に Ro 数と U/Nh により決まる限界風速の存在を示

し、PV保存則を用いた計算によるvortexの経路と数値計算との良い一致を示した。Huppert(1975)、Huppert and Bryan(1976)らの理論では、vortexの発生、移流は傾圧不安定によってではないかもしれない、というのは、水平浮力が存在しない中立状態についてでもvortexは発生、移流するからである (Ferrero et al.(2002))。中立と成層ではvortexの発生メカニズムは同じでないかもしれないが、後で述べるようにvortexの発生に最も本質的な要素はコリオリ力と成層である。コリオリ力の影響は正負の渦度域の位置の非対称性に現れる。また、成層効果は山岳の周りをまわる流れの風速や流れのパターンそのものに現れ、それゆえ渦度分布パターンにも影響を及ぼす。

lee vortexについての数多くの研究が、理論的、解析的アプローチや室内、数値実験などにより長年にわたり行われてきたが、大規模回転場、成層場における山岳と流れの相互作用については、それらの実験や観測の解釈の難しさから十分明らかにされたとはいえない。vortexが発生し、移流されるメカニズムを理解することは難しく、また低気圧の視点から見ると、低気圧の発生は大規模山岳と関係があるように見える。この論文では大規模山岳を含めた回転場、成層場システムの数値計算により低気圧性渦の発生と移流のメカニズムについて議論する。2章では我々が導入し実験を行った数値モデルを紹介する。数値モデルによる結果は3章で示し、結果に対する主な議論は4章で行う。5章は結論である。

2. 数値モデルと計算概要

三次元の山岳の周りの流れを表現するため、Sha et al.(1996)やSha et al.(1998)の三次元非静力学モデルを導入する。このモデルでは以下のような大気のプリミティブ方程式系を採用している。

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= f(v - v_g) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\eta - 1}{H - h} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \\ &\frac{\partial}{\partial x} (K_{hm} \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{hm} \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (K_{vm} \frac{\partial u}{\partial \eta}) \quad (1) \\ \frac{dv}{dt} &= -f(u - u_g) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\eta - 1}{H - h} \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \\ &\frac{\partial}{\partial x} (K_{hm} \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{hm} \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (K_{vm} \frac{\partial v}{\partial \eta}) \quad (2) \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho(H-h)} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \frac{\theta'}{\theta} g + \frac{1}{H-h} \frac{\partial}{\partial x} (K_{hm} \frac{\partial w}{\partial x}) \\ &+ \frac{1}{H-h} \frac{\partial}{\partial y} (K_{hm} \frac{\partial w}{\partial y}) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (K_{vm} \frac{\partial w}{\partial \eta}) \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial x} (K_{hh} \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_{hh} \frac{\partial \theta}{\partial y}) \\ &+ \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} (K_{vh} \frac{\partial \theta}{\partial \eta}) \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \{ \bar{\rho}(H-h)u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ \bar{\rho}(H-h)v \} \\ + \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \bar{\rho}(H-h)\omega \} = 0 \quad (5) \end{aligned}$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial \eta} \quad (6)$$

$$w = (H-h)\omega + (1-\eta)(u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y}) \quad (7)$$

またブジネスク近似、非弾性近似を含めている。鉛直格子は を用いた地形準拠座標を用いた。山岳としては以下のようにベル型山岳を用いた。

$$h(z) = h_0 \exp\left\{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{L}\right\} \quad (8)$$

ここで山岳の高さ(h_0)は4000mであり、山岳の水平スケール(L)は500km、位置(x_0, y_0)は山岳の中心である。予報方程式はCFL条件を満たしつつ時間方向へ積分をしている。グリッドとしては水平方向についてx50km × y50km、鉛直方向については地表付近が最も高分解能で100m、上部は10000mであり、グリッド数はx120 × y121 × 44としている。全ドメインとしてはx6,000km × y6,000km × z25,000mである。上部境界条件は初期値に固定し、下部境界条件はno-slip条件であり、これは摩擦速度を用いた無次元関数を適用した大気境界層スキームを採用している(Sha et al., 1998)。側面境界条件は、風上側については初期値に固定し、他の3方向については放射条件を用いている。また、境界からのエネルギー反射を避けるためのダンピング層を、上部境界については15km ~ 25kmに、側面境界については側面から350kmについてほどこした。メソスケール気圧変動 p' は三次元Poisson方程式をNeumann境界条件により解くことによって得られその際に水平方向にはFourier変換を、鉛直方向にはGaussの消去法を用いている(Schumann and Volkert, 1984)。

数値実験は三部から成る。第一には、無限遠風速を($U=10\text{m/s}$)、大気安定度を($N=0.01\text{1/s}$)とし、コリオリ力はf平面上で与え、 $f=f(\phi=35^\circ\text{N})$ とした。これはf平面の回転場において低Ro数、低U/Nhの挙動をまず調べた。この条件においてはコリオリ力による回転の効果、成層による効果の双方ともが流れ場に大きく影響を及ぼすことが考えられる。第二には、Uを3 ~ 20m/sに、NをN=0.02, 0.01, 0.005 1/sにそれぞれ独立に変化させ、諸パラメータの変化やRo数、U/Nhの変化による現象の

推移を調べた。第三には、大気安定度Nは変化させず、一般風速Uを、UからU_{max}まで変化させた実験を行った。上記のそれぞれの実験ではともに山岳の上を流れる流れは、コリオリ力の影響や山岳を上る流れ、下る流れなどの影響により、水平に波を打つ(Y軸方向の要素を持つ)ことが次の実験により分かる。

3. lee vortexの数値実験

Huppert(1975)やHuppert and Bryan(1976)はlee vortexの発生を議論するためにPV保存則を非摩擦場、回転場、大規模場について理論的、実験的に応用した。彼らを含めた先行研究においては、山岳頂上もしくは山岳風上側においては高気圧部に対応する負の浮力域が留まり、一方で低気圧部に対応する正の浮力域は山岳風下側から一般風に流される(もしくは山岳に沿って時計回りに動く)ことが指摘されている。まずはlee vortexの生成、移流を再現し、その移流条件について議論する。次にvortexの発生機構や渦度強度について議論する。

3.1 計算 1

Fig.1(a)-(c)は $N=0.01$ 1/s、 $U=10$ m/sの計算における5000mの高度での水平風ベクトル及び相対渦度の鉛直成分を表している。時間スケールは $=L/U$ の無次元時間で定義しており、ここでは $=50000s$ (約14時間)となる。太実線はベル型山岳の半幅 L を表す。高気圧性回転をしている渦は山岳風上側において徐々に形成され、山岳に沿うように風下側向かって左のほうへと動く。一方低気圧性の回転をしている渦は頂上付近で形成され、渦度強度を強めながら風下側へ移動する。風上から流れてきた流れは、高気圧性回転のために風下側向かって左のほうへと向きを曲げられ、一方山岳上を流れた流れは、低気圧性回転のために風下側向かって右のほうへと曲げられる。これらの渦の水平スケールはともに $\sim 1,500km$ ほどである。これらの渦の位置は、それぞれの渦の相互作用の結果決まっているものと推測できる(Huppert and Bryan,1976)。移流する低気圧性渦は(Fig.2a-c)比較的暖かい領域となっており($\sim +2K$)、渦の前面では上昇流域、後面では下降流域という分布をしている。これは単純に考えると、高度5000mより2K高い高度($\sim 660m$)から降りてきていると推測できる。

Fig.3は、移流する低気圧性渦の軌跡を、異なる高度においてプロットしたものである。これらの軌跡はHuppert and Bryan(1976)によって理論的に導かれた軌跡に比べて初期位置のずれがあるものの、山岳近傍か

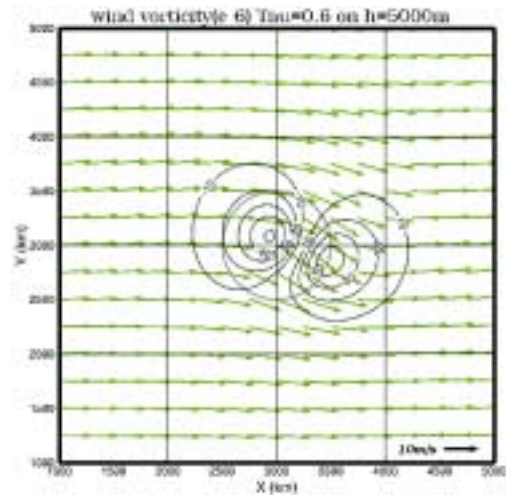


Fig.1(a) wind vector and vorticity distributions at $\tau=0.6$, $h=5000m$, $N=0.01$, $U=10m/s$ RUN1

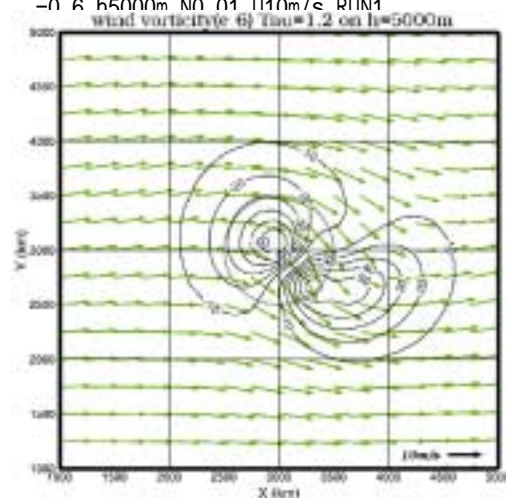


Fig.1(b) wind vector and vorticity distributions at $\tau=1.2$, $h=5000m$, $N=0.01$, $U=10m/s$ RUN1

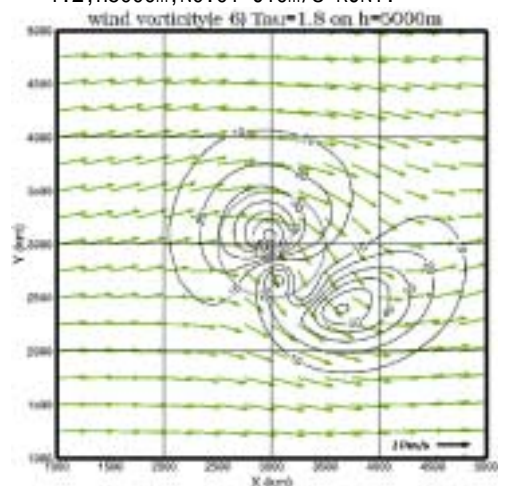


Fig.1(c) wind vector and vorticity distributions at $\tau=1.8$, $h=5000m$, $N=0.01$, $U=10m/s$ RUN1

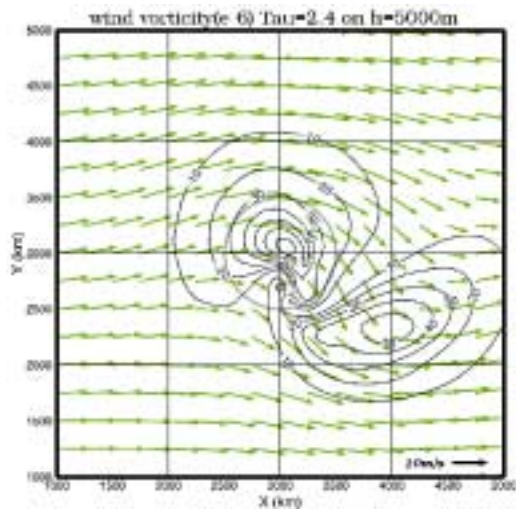


Fig.1(d) wind vector and vorticity distributions at $\tau=2.4, h=5000m, NO.01 U10m/s RUN1$.

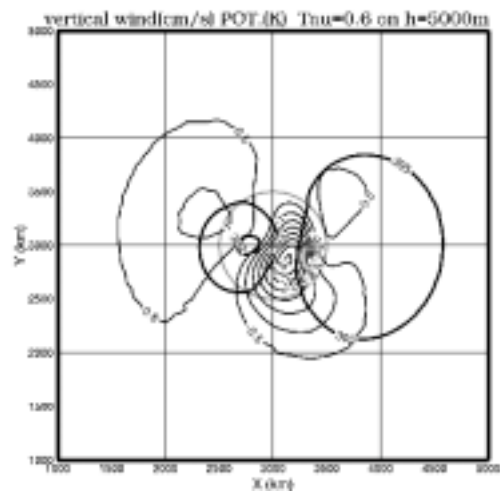


Fig.2(a) vertical wind and potential temperature distributions at $\tau=0.6, h=5000m, NO.01 U10m/s RUN1$.

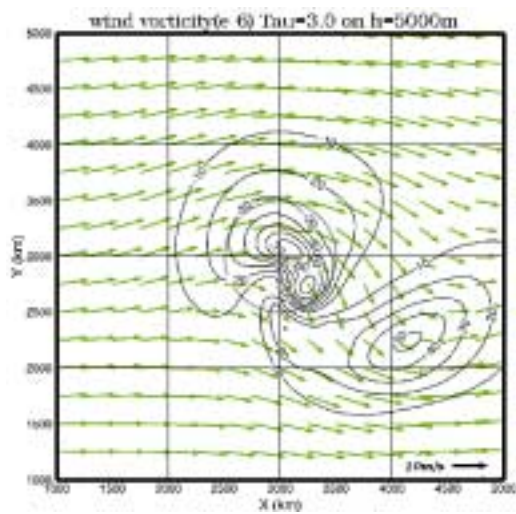


Fig.1(e) wind vector and vorticity distributions at $\tau=3.0, h=5000m, NO.01 U10m/s RUN1$.

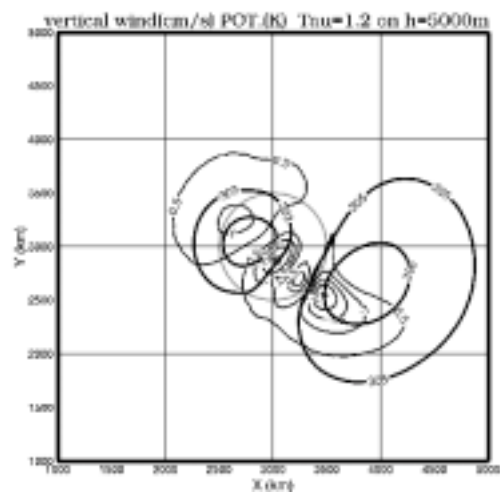


Fig.2(b) vertical wind and potential temperature distributions at $\tau=1.2, h=5000m, NO.01 U10m/s RUN1$.

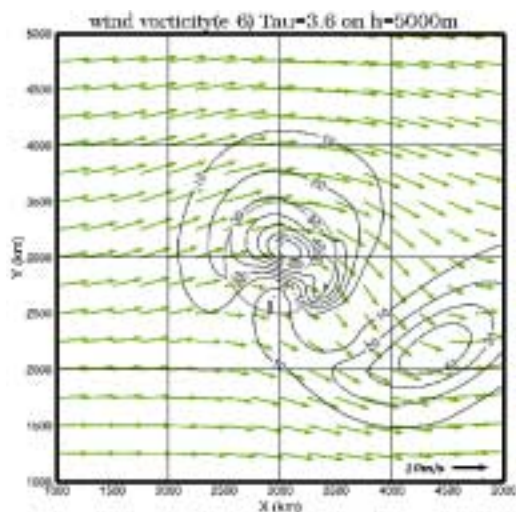


Fig.1(f) wind vector and vorticity distributions at $\tau=3.6, h=5000m, NO.01 U10m/s RUN1$.

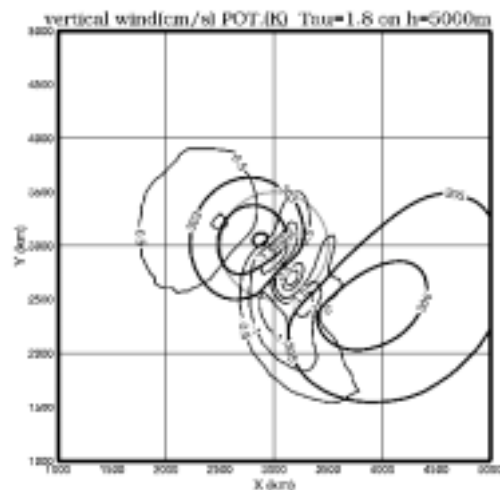


Fig.2(c) vertical wind and potential temperature distributions at $\tau=1.8, h=5000m, NO.01 U10m/s RUN1$.

ら離れた領域においては移流するパターンはほぼ同じである。Fig. 4によれば、移流する低気圧性渦の渦度は下層ほど強く、上層へ行くにしたがって弱くなっていることがわかり、例えば山岳頂上の高さよりも低い高度においてはHuppert (1975)においてTaylor columnを仮定したときの大気柱の伸張による正渦度の生成値に比べて ~ 7 倍の値となっているが、このような渦度の高度差は、山岳を含むような成層場、回転場におけるポテンシャル流の流れパターンを考えることによって説明がつく。

3.2 計算 2

Huppert (1975)では、移流する低気圧性渦の渦度強度は一般風速によらないとされる。しかしながら他の多くの数値実験では低気圧性渦の渦度強度と一般風速には相関があることが示されている(Fererro et al., 2002)。これらの相違は実験想定の違い、つまり地表面摩擦があるかないか、また非線型効果が大きいかどうかの違いによる可能性がある。そこで次段階として、異なる一般風速について計算を行ない、渦度強度と一般風速の相関を調べた。

Fig. 5(a-c)は一般風速を $U=16\text{m/s}$ にし $N=0.01\text{ 1/s}$ にした計算であるが、高気圧性渦、低気圧性渦の渦度強度は計算 1 に比べ、ともに強化されている。しかし低気圧性渦における暖気領域の温位偏差の極大値は計算 1 とそれほど変わりはない。他方、一般風速を $U=5\text{m/s}$ 、 $N=0.01\text{ 1/s}$ にした計算では(Fig. 6(a-c))、計算 1 に比べ渦度分布や温位分布に大きな違いがある。ここでは高気圧性渦、低気圧性渦の渦度強度はともに弱く、低気圧性渦については移流しているかどうかは明確には分からなくなっている。一般風速を変化させたときの低気圧性渦の渦度強度のグラフをFig. 7(a-b)に示す。Huppertの理論と異なり、低気圧性渦の渦度強度は一般風速に依存することが判明した。また、それぞれの計算においては計算時間が経つにつれて渦度強度は弱くなっているが、これは地表面摩擦によって生じるEkman減衰によるものと考えられる。渦度強度と一般風速の依存関係については、 U/Nh が大きくなればなるほど、その逆数である無次元山岳高さが小さくなることになり、流れとしては山岳を周るよりも越える要素が強くなることになるという逆の予想となり、さらにまた Ro 数からしてもコリオリ力の影響よりも慣性力の影響のほうがより強くなる為に、こちらまた逆の予想となる。この原因として考えられるのは、一つには山岳を越える流れによる下降流が引き起こす大気の伸張効果が挙げられる。このため、一般風速が強くなると何故低気圧性渦の渦度強度が強くなるのか、ひいて

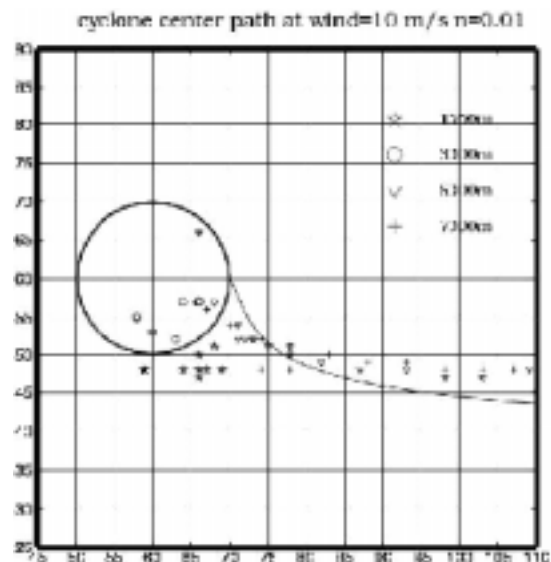


Fig.3 cyclones paths on several height.(large circle denotes the half length of the mountain.)

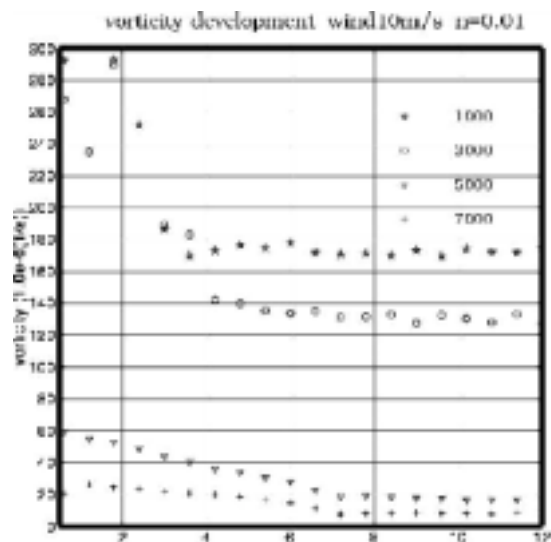


Fig.4 time developments of cyclonic vorticities on several height

いばどのようにして低気圧性渦が生成されるのかについてより詳細に検証するため、渦の発生期に焦点を当てた。

4. 移動する低気圧性渦

そもそも相対渦度という量は、ただ流れのパターンのみによって決まる。そして準地衡風近似が成り立つようなスケールにおいては、流れはほぼ気圧分布によって決まる。Huppertは、移流する低気圧性渦の生成は、山岳近傍における正の浮力と深い関係があることを示唆している。また低気圧性渦における高温位域と低圧

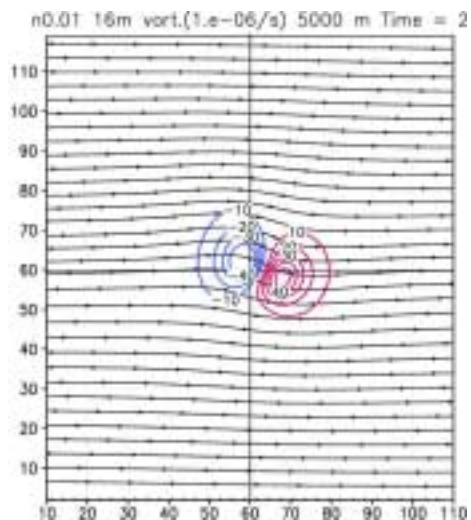


Fig.5(a) streamlines and vorticity at =0.6,N0.01,U16m on h5000m RUNs2

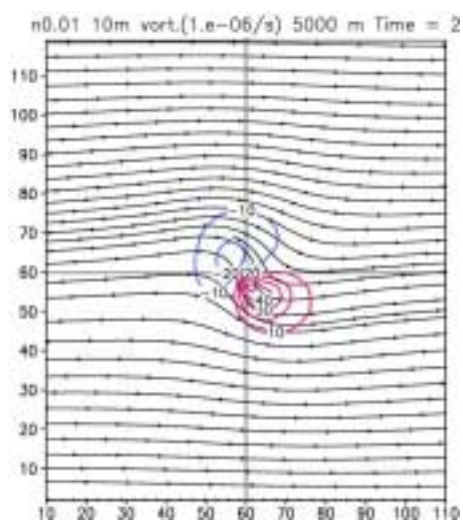


Fig.6(a) streamlines and vorticity at =0.6,N0.01,U5m on h5000m RUNs2

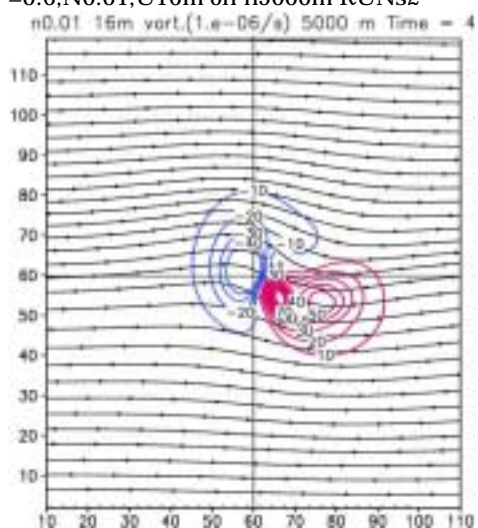


Fig.5(b) streamlines and vorticity at =1.2,N0.01,U16m on h5000m RUNs2

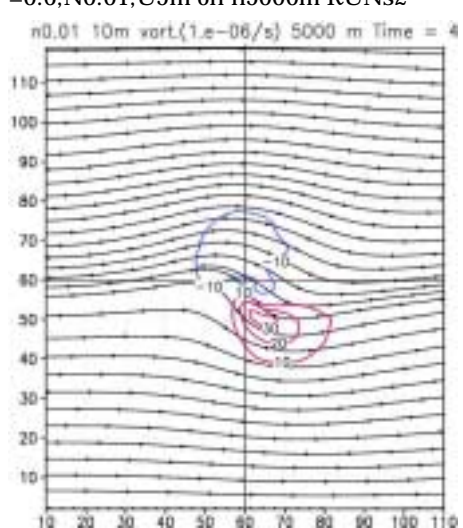


Fig.6(b) streamlines and vorticity at =1.2,N0.01,U5m on h5000m RUNs2

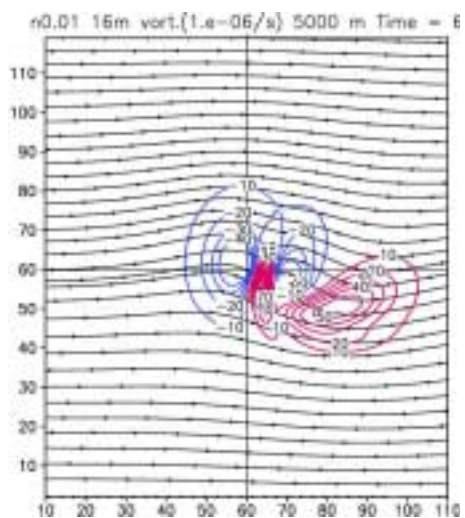


Fig.5(c) streamlines and vorticity at =1.8,N0.01,U16m on h5000m RUNs2

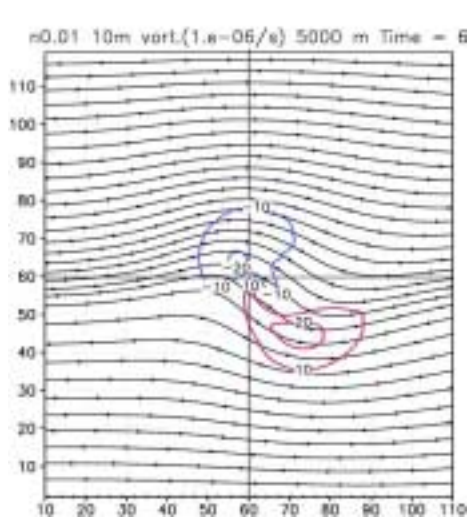


Fig.6(c) streamlines and vorticity at =1.8,N0.01,U5m on h5000m RUNs2

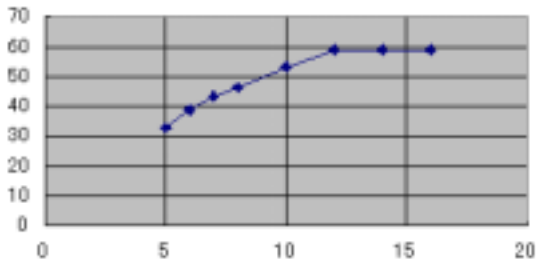


Fig.7(a) relation between cyclonic vorticity(row) and wind speed(column) at $\alpha = 0.6$

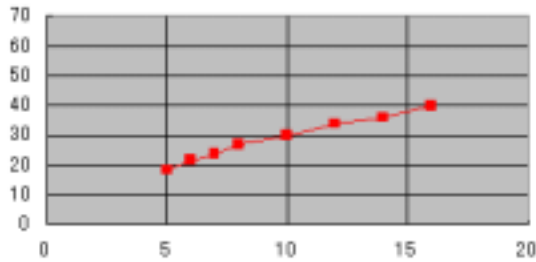


Fig.7(b) relation between cyclonic vorticity(row) and wind speed(column) at $\alpha = 3.0$

部も関係があることが示唆される。この高温位域は、上部境界では温位を固定していることから考えると、大気の伸張を表していることでもある。そこで気圧分布と渦度分布をFig. 8(a-d)に示した。

まずFig. 8(a)はFig. 1(c)と同時刻における気圧分布であり、Fig. 8(b)は初期場での静力学的な気圧分布である。低気圧性渦の高温位域と気圧の谷の領域の相関は明白であり、同高度から比較した低圧部の気圧低下度は $\sim 2hPa$ である。この気圧低下度をより詳しくみるため、Fig. 8(a)とFig. 8(b)の差をFig. 8(c)に示した。また、低圧部から計算した地衡風による渦度をSmith(1986)による以下の方法により見積もり、同図に示した。

$$\zeta = \frac{1}{\rho f} \Delta p' \quad (9)$$

気圧分布から見積もった渦度分布の極大値は $80 \times 10^{-6} \text{ 1/s}$ となり、実際の計算結果による極大値 $60 \times 10^{-6} \text{ 1/s}$ とほぼ似た値を持つことが分かった。このことにより、移流する低気圧性渦の渦度はほぼ気圧分布により、もしくは地衡風により構成されていることが分かった。

次に移動速度であるが、Smith(1984)による三次元の山岳波理論において鉛直シアが無いとした場合と比較すると、風下山岳波の位相速度、群速度ともに一般風速と一致するのに対して、実際の計算結果では低気圧性渦の移動の速度は一般風速よりもやや遅いよう

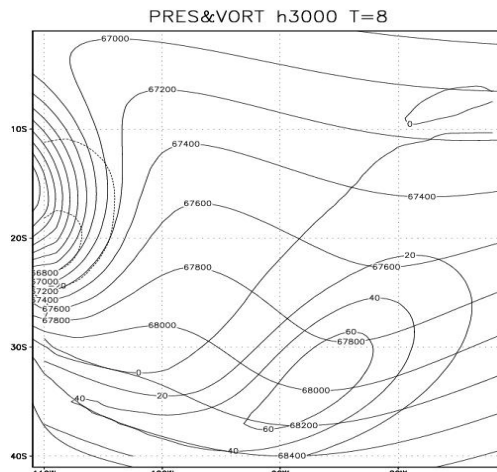


Fig.8(a) distributions of total pressure and vorticity at $\alpha = 1.4$, N0.01 U10m/s on h5000m

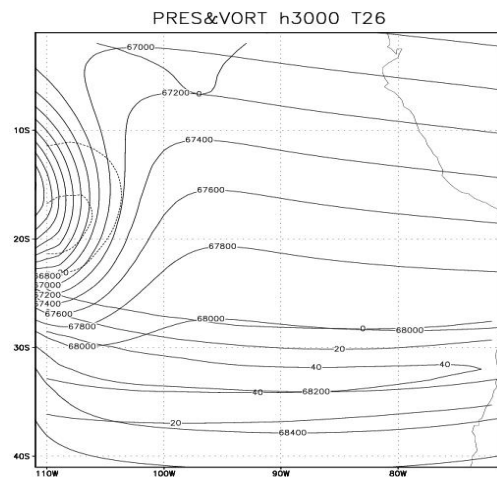


Fig.8(b) distributions of total pressure and vorticity at $\alpha = 12.5$, N0.01 U10m/s on h5000m

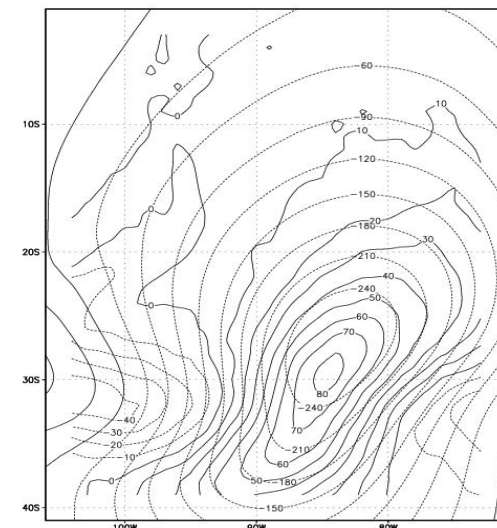


Fig.8(c) pressure difference between Fig.8(a) and Fig.8(b), and corresponding geostrophic vorticity

あるが、この計算結果は山岳頂上付近において生成された重力波が伝播するという予想を覆すほどのものではない。そうはいつても渦度強度と一般風速の依存関係を完全に説明できたわけではない。Huppertによれば移流する低気圧性渦は山岳風下側での正の浮力と関係があるとされ、また準地衡風の視点から見れば低気圧性渦の生成は大気の伸張効果と関係があることが示唆される。この正の浮力は一般風速と関係がある可能性があるため、この正の浮力について、さらに検証を行うことにした。しかし、渦の生成は初期時刻の直後に起こっていることから、計算1と計算2からでは検証が難しい為、さらなる計算を行なうことで渦生成時を詳細に調べることにした。次章では計算3として、計算開始後ある程度時間が経った後で、一般風速をUからU_{max}までの間でサインカーブによって周期的に変化させることで風速の加速・減速を再現し、低気圧性渦の生成過程をみた。

5. 連続的に生成される低気圧性渦

計算3では、まず一般風速を10m/sにししばらく計算した後、風上境界での風速を10~15m/sの間で周期4のサインカーブで変動させた。Fig.9(a-f)は計算3において、高度5000mでの水平風ベクトル、相対渦度の鉛直成分を示した図である。Fig.9(a)では山岳頂上での一般風速はほぼ10m/sであり、Fig.9(f)はほぼ15m/sである。この計算では先の計算と同様に、山岳風上側では高気圧性回転域、風下側では低気圧性回転域となっている。Fig.9(b)もしくはFig.9(c)では山岳頂上付近に低気圧性の渦度が発生しつつあり、Fig.9(d)もしくはFig.9(e)では低気圧性渦は山岳から離れ、風下側へ移流する様子が分かる。低気圧性渦の生成時刻は、山岳頂上における風速極大時の時刻とややずれがある様子であり、これは大気の伸張に時間がかかるためであると考えられる。Fig.10はFig.9(d)と同時刻における水平温位分布と鉛直風分布である。一般的には移流する低気圧性渦は山岳頂上における風速の周期的変化にあわせて次々と生成され、風下側へ流れていく様子がわかる。次々と生成された渦の軌跡は全てほぼ同様の軌跡を取り、渦の渦度強度もほぼ同様である。

これらの低気圧性渦の生成は高温位空気の移流によってできていることがいえる。Fig.10では、U=10m/sの計算とU=15m/sの計算での温位分布の差を表している。熱力学の式によると、この温位分布の差だけでは同気圧分布の差を説明できないが、温位分布の差以外にも非地衡風の影響や非線型の効果が気圧分布の差を構成しているものと推測される。

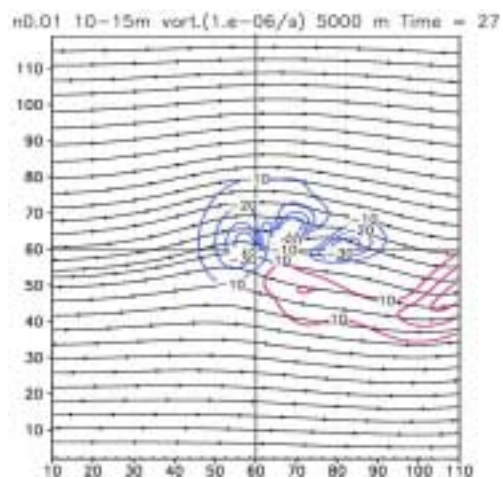


Fig.9(a) wind streamlines and vorticity at $t = 13.0$ (U is nearly 10m/s) on h5000m RUN3

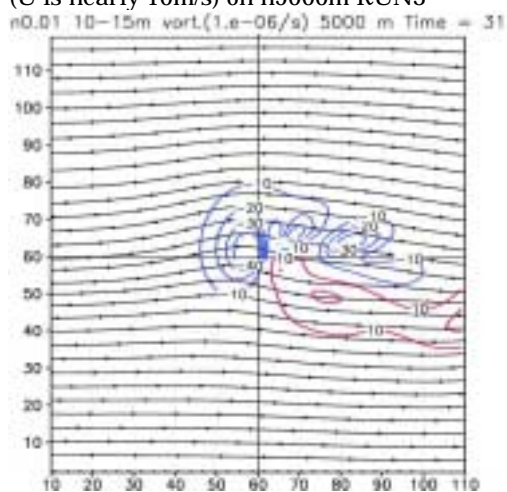


Fig.9(b) wind streamlines and vorticity at $t = 13.8$ on h5000m RUN3

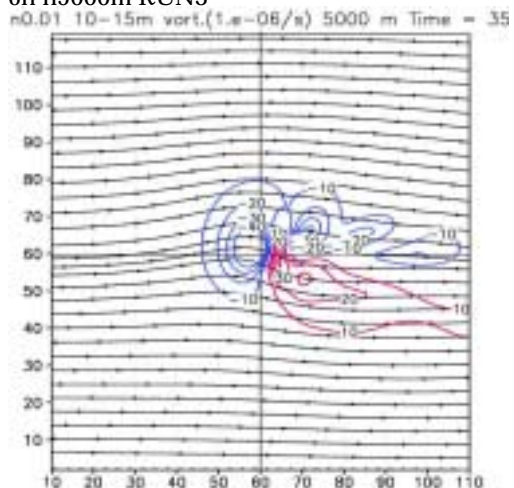


Fig.9(c) wind streamlines and vorticity at $t = 14.6$ on h5000m RUN3

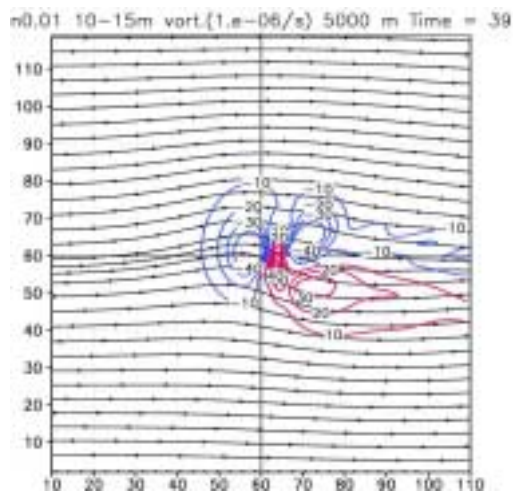


Fig.9(d) wind streamlines and vorticity at $\omega = 15.4$ on h5000m RUN3

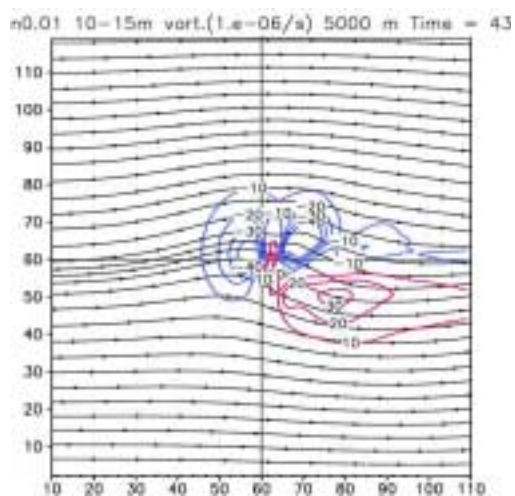


Fig.9(e) wind streamlines and vorticity at $\omega = 16.2$ (U is nearly 15m/s) on h5000m RUN3

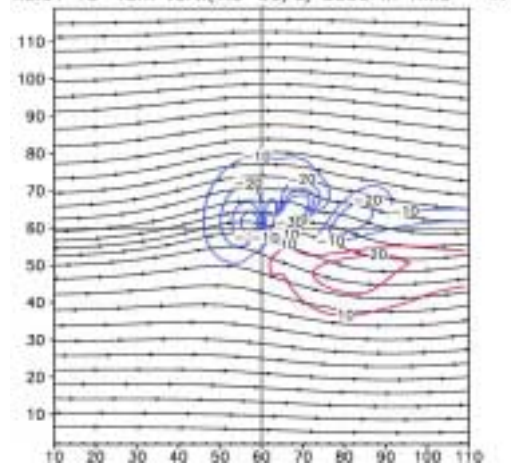


Fig.9(f) wind streamlines and vorticity at $\omega = 17.0$ on h5000m RUN3

6. まとめ

大規模山岳による低気圧性渦の生成メカニズムを探るため、回転場、成層場における三次元の理想実験を非静力学プリミティブモデルを用いて行った。その結果、山岳頂上付近において山岳半値幅と同スケールの低気圧性渦が生成し、風下側へ流されていく様子が再現できた。移動速度からこの低気圧性渦は山岳風下側にできた重力波であり、その初期段階における生成メカニズムの可能性としては山岳を越える流れが風下側において下降流域を形成したことによる大気の伸張作用によることが示唆された。また渦の維持メカニズムとしては、山岳を下降した空気が上層から高温位空気をもたらしたことによって気圧低下が起こり、地衡風バランスによって正の渦度が生成されたためと判明した。しかしながら計算2により、生成された低気圧性渦の渦度強度は一般風速に依存することがわかり、それは先行研究と完全には一致しない特徴であったが、その理由は一般風が強くなることで山岳風下側への高温位移流を強めること、非線型効果によることが考えられた。

低気圧性渦の生成メカニズムをより詳細に調べるため、計算3において一般風をサインカーブで周期的に変化させ、風速変化による低気圧性渦の生成時の状態を詳細に調べた。その結果、高温位空気の移流による大気の伸張効果は主な生成メカニズムであることが分かった。

参考文献

- Boyer D. L. and R.-R. Chen (1987): Laboratory Simulation of Mechanical Effects of Mountains on the General Circulation of the Northern Hemisphere: Uniform Shear Background Flow, *J. Atmos. Sci.*, Vol.44, pp.3552-3574.
- Boyer D. L. and X. Zhang (1990): The interaction of time-dependent rotating and stratified flow with isolated topography, *Dyn. Atmos.*, Vol.14, pp.543-575.
- Buzzi A. and S. Tibaldi (1977): Inertial and frictional effects on rotating and stratified flow over topography, *Quart. J. R. Met. Soc.*, Vol.103, pp.135-150.
- Drazin P. G. (1961): On the Steady Flow of a Fluid of Variable Density Past an Obstacle, *Tellus*, Vol.13, pp.239-251.
- Ferrero, E., N. Loglisci and A. Longhetto (2002): Numerical Experiments of Barotropic Flow Interaction with a 3D Obstacle, *J. Atmos. Sci.*, Vol.59, pp.3239-3253.
- Huppert H. E. (1975): Some remarks on the initiation of inertial Taylor columns, *J. Fluid Mech.*, Vol.67, pp.397-412.
- Huppert H. E. and K. Bryan (1976): Topographically generated eddies, *Deep-Sea Res.*, Vol.23., pp.655-679.
- Manabe S. and T. B. Terpstra (1974): The effects of

mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments, *J. Atmos. Sci.*, Vol.31, pp.3-42.

Schar C. 1990: Quasi-geostrophic Lee Cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, Vol.47, pp.3044-3066.

Schumann, U. and H. Volkert 1984: Three-dimensional mass- and momentum-consistent Helmholtz equation in terrain-following coordinates, *Efficient Solutions of Elliptic Systems.*, W. Hackbush, Ed., Vol.10, Friedrich Vieweg and Son, pp.109-131.

Sha W., W. Grace and W. Physick, 1996: A numerical experiment on the Adelaide gully wind of South Australia. *Aust. Meteor. Mag.*, Vol.45, pp.19-40.

Sha W., K. Nakabayashi, and H. Ueda, 1998: Numerical Study on Flow Pass of a Three-Dimensional Obstacle under a Strong Stratification Condition, *J. Appl. Meteor.*, Vol.37, pp.1047-1054.

Smith R. B., 1980: Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain, *Tellus*, Vol.32, pp.348-364.

Smith R. B. (1984): A Theory of Lee Cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, Vol.41, pp.1159-1168.

Smith R. B. (1986): Further Development of a Theory of Lee Cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, Vol.43, pp.1582-1602.

Smolarkiewicz, P. K. and R. Rotunno 1989: Low Froude number flow pass three-dimensional obstacle. Part I: Baroclinically generated lee vortices, *J. Atmos. Sci.*, Vol.46, 1154-1164.

Sun W.-Y., and J.-D. Chern (1993): Diurnal Variation of Lee Vortices in Taiwan and the Surrounding Area, *J. Atmos. Sci.*, Vol.50, pp.3404-3430.

Numerical simulations of the eddies generated by a large mountain

Yu HOZUMI, Hiromasa UEDA and Weiming SHA

*Graduate School of Science, Tohoku University

Synopsis

We investigated the mechanisms of the generation and drift of this cyclonic eddies by numerical simulation with a large mountain in a rotating flow using three-dimensional non-hydrostatic primitive model. Drifting cyclonic eddy formed from near the mountain and was advected to leeward by the large-scale flow. This drifting cyclonic eddy was known to a kind of the gravity wave for its phase speed, and the initial formation mechanism of this drifting eddy was known to be stretching caused by the advection of warmer air to downslope of the mountain. However, the dependence for the vorticity intensity on the main wind speed seems to be odd, so the thermal advection on the crest of a mountain for the vorticity intensity may depend on the main wind speed.

To investigate thermodynamic effect more exactly, sinusoidally wind RUN was executed for many event of the cyclonic eddy generation. The stretching mechanism from a thermal advection is one of main factors to generate a cyclone, but is not all. So, Other mechanism seems to be important to investigate the drifting cyclonic eddy generation mechanism.

Keywords: Tibet; cyclogenesis; cyclone; numerical model