

## 大規模山岳における低気圧性渦の形成

穂積 祐・植田 洋匡・余 偉明\*

\*東北大学理学研究科

### 要旨

大規模な山岳が回転成層場に置かれている際の、非定常流および定常流による渦の生成を考えた。非定常流において計算初期に生成した、地表から山岳頂上に及ぶ低気圧性渦の渦度は、流れが山岳斜面を下る際のストレッチ効果により生成されること、無次元渦度はフルード (Fr) 数を用いて  $Fr^{-1/2}$  に比例するという傾向がみられた。この傾向は先行研究の線型理論を発展させることで説明することができた。定常流下の状況では、山岳風下側に次々と生成される正負の鉛直渦度を持つ渦対が再現できた。この渦対について計算したストローハル (St) 数は  $St \sim 0.15$  という一定の値を得た。この渦対の形成は、Fr 数が小さい場合でかつロスビー (Ro) 数が十分大きい場合に限ることが判明した。傾圧不安定の理論を適用した結果、渦形成は傾圧安定の条件でおこることが判明した。

キーワード: 回転成層場, 大規模山岳, 低フルード数, 数値計算, lee vortex

### 1. はじめに

大規模山岳の風下側では、古くから低気圧発生頻度が高いことが指摘されている (例えば Petterssen, 1956; Manabe and Terpstra, 1974; Smith, 1984)。これは大規模山岳が定常流れに及ぼす影響によることや、例えば強風イベントなどの非定常の流れが山岳による効果を受けて生じる影響によることが考えられる。山岳のスケールがロスビーの内部変形半径と同程度もしくはそれ以上であるような状況における低気圧性渦の生成の議論として、Huppert and Bryan (1976) は準地衡風方程式系からなる数値モデルを用いて数値計算を行い、初期の鉛直渦度生成には山岳から流れ降りてくる流体の鉛直方向のストレッチング効果が効いていることを示した。さらに生成した鉛直渦を山岳上に位置する理想的な温位塊とみなすことで、渦位保存式からその移動経路を示した。ストレッチング効果により生じるこのような鉛直渦は Taylor column や Taylor-Proudman の定理に関連して古くから議論されている (Jacobs,

1964; Ingersoll, 1969; Huppert, 1975; Huppert and Bryan, 1976; Ferrero et al, 2001)。Huppert (1975) や Smith (1984) らによる線型理論ではその設定条件のために低気圧性渦の生成は議論することができない。しかしながら山岳上に強風もしくは海流イベントが接近したとき、言い換えると接近流が急変するような非定常の流れでは、山岳上に高圧性渦および山岳風下側に低圧性渦が生成される。このような現象は、水槽実験や衛星観測でも山岳風下側における低気圧性渦の生成として確認なされている (Huppert and Bryan, 1976; Boyer and Chen, 1987; Boyer and Zhang, 1990; Holland, 2001)。Boyer and Zhang (1990) は、海流の時間変動と合わせて海山の流下側の水温が変動する現象を説明するために、低 Fr 数成層回転水槽に円盤状の物体を入れて流速を周期変動させた実験を行い、流速と水槽回転周期によるロスビー (Ro) 数、および流速の変動周期による temporal Ro 数と、流れパターンとの関連を示したダイアグラムを作成した。彼らはその中で、特に流速の変動周期が長い場合、流速の減速にあわせ

て円盤の流下方向の右側の下流域に低気圧性の渦ができ、左側下流域には高気圧性の渦ができることを示した。また Boyer and Chen (1987) はロッキー山脈に見立てた物体を低 Fr 数成層回転水槽に入れ実験を行い、山岳流下側に低圧性の渦ができ、流されていく様子を示した。これらの研究は、強風もしくは海流イベントが山岳上を流れることによって、山岳と同規模の鉛直渦が生成することを示しており、現実の大気や海洋における山岳まわりでの低圧性渦の生成可能性を示唆するものである。

成層回転場において山岳の影響により発生する低圧部を、慣性内部重力波という視点で議論したものとして、Smith (1980) は非回転の 3 次元成層場における定常低圧場の構造を、Smith (1984) は 3 次元成層回転場における定常低圧場の構造をそれぞれ示した。Smith (1984) による定常山岳波の水平構造は、一様風状況下においては山岳中心を通る流れ方向軸に対して対称であった。しかし Huppert and Bryan (1976) や Boyer and Zhang (1990), Chapman and Haidvogel (1992) や Chapman and Haidvogel (1993) らの回転成層の数値実験や Richard et al. (1992) らの水槽実験からはいずれも山岳中心を通る流れ方向軸に対して非対称であった。Chapman and Haidvogel (1993) は海洋を想定した回転成層場に有限振幅を持つ山岳を入れて数値実験を行い、内部重力波の鉛直モードは一般流で決定した Fr 数よりも山岳頂上付近で局所的な極値を持つ流速を基にした Fr 数のほうに依存することを示した。彼らはまた山岳まわりを流れる流れが水平方向にシアアを持つために、山岳波の水平構造が流れ方向軸に対して非対称になると述べている。Thorsteinsson (1988) もまた回転場における山岳まわりの流れの非対称性および局所的な流速の極値の存在について、Chapman and Haidvogel (1993) と同様の結果を示した。Huppert and Bryan (1976) の計算設定と同条件での 3 次元慣性内部重力波の理論解をつなげるアイデアは乏しいのが現状であるが、Chapman and Haidvogel (1993) の結果は、これらを結びつける一つの結果である。

また定常流れに関する山岳まわりの流れ場は、成層のわずかな違いによって大きく変化し、周囲の環境場に擾乱や拡散など、力学的に重要な効果を及ぼす。成層効果が顕著である一つの例は、山岳風下側における hydraulic jump である。これは、山岳まわりでの強制上昇および強制下降によって発生した振動の振動数と、大気安定度の振動数との共鳴作用による振幅増大現象であり、おろし風や晴天乱流に関係しているといわれている。また、低 Fr 数の環

境場では、山岳の風下側において wake 領域や lee vortex が生じることがある。Kármán vortex も lee vortex の一種である。このような渦形成は、安定成層のために山岳を上ることができない流れが、山岳を回りこむことによって山岳風下側に合流域を形成するためにおこる。Hunt et al. (1997; 2001) は、山岳まわりにおける低 Fr 数の流れは山岳を越える流れ (over the mountain) と山岳を周る流れ (around the mountain) とに分けることができるとし、山岳を越えることができる streamline の風上遠方での高度をもとに、山岳を越えることができる流体領域を top layer, 山岳を越えることができない流体領域を middle layer とした。すなわち、top layer では山岳波が顕著になり、一方 middle layer では lee vortex やそれに準ずる現象が顕著になる、というものである。Top layer と middle layer の境界の高度はまた、Sheppard (1956) による dividing streamline の議論にも関連している。Sheppard (1956) は、Bernulli の定理を用いて運動エネルギーが成層場のポテンシャルエネルギーに打ち勝って山岳を越えることができるかどうかという視点で、dividing streamline の高度を決めることができるとした。彼は非摩擦場において、鉛直一様の風速、大気安定度場における dividing streamline の高度を以下の式により決定した。

$$d\left(\frac{1}{2}v^2\right) = d\left(-gz - \frac{p}{\rho}\right). \quad (1)$$

ここで  $v$  は風速、 $z$  は高度、 $\rho$  は密度である。静水圧平衡を仮定し、式 (16) を地表面から  $v = 0$  となる高度  $H_s$  まで積分すると、

$$h_m - H_s = \frac{v}{N}, \quad (2)$$

となる。ここで  $h_m$  は山岳高さ、 $N$  はブラントバイサラ振動数である。Sheppard (1956) はこの式より dividing streamline の高さ  $H_s$  を求めた。また Hunt et al. (1997; 2001) は、top layer と middle layer の境界高度を  $H_s$  とした。この  $H_s$  については、より厳密な解釈を多くの研究が試みており (例えば Hanazaki, 1988; Hunt et al., 1997; Hunt et al., 2001), 局所的な圧力変化が無視できない場においては Sheppard の結果からはずれるという結果が報告されたが、そうでない場については Sheppard の理論はおおよそ妥当なものであることがわかってきた。

以上の議論では、山岳風下側における渦生成は、非定常流および定常流に関して起こるといえる。非定常流に伴う渦生成は、大規模山岳風下側の top layer に特徴的なものとして起こり、定常流に伴う渦生成

は、middle layer で起こる。つまり、top layer と middle layer における渦生成の議論は、流れの定常性による渦生成の議論である、といえる。

また、回転成層流体中における大規模山岳の議論は、チベット高原やロッキー山脈、グリーンランドなどのような山塊を想定することができる。しかしながら現実の大規模山岳では、接近流の山岳による分流、風上側での合流や、山岳上でのプラネタリー境界層の発達、山岳とまわりの地域との間でおこる熱的要因によるハドレー循環など、さまざまな要因が複雑に絡み合う。この中でも特に熱的要因は季節によって大きく左右することや、季節内においてもモンスーン系と他系との相互作用により、モンスーン循環やモンスーン季節内変動が卓越することがあるため、理想数値実験による完全な把握は難しい。しかしながら季節を限定し、他系の影響を無視できるような状況を想定することによって大規模山岳の気象学的なモデリングは可能となる。

一方、lee vortex や Kármán vortex の形成は、cyclogenesis としての側面も持つ。台湾、ハワイ島、スマトラ島、済州島などの島についてや、メキシコのシエラ・マドレ山脈、ロッキー山脈、朝鮮半島付け根に位置するペクト山など、さまざまな地形とメソスケール低気圧の発生との関連が多数報告されている (Sun et al., 1991; Sun and Chern, 1994; Smolarkiewicz and Rottuno, 1989; Kuettner, 1989; Kang et al., 1998; Mozer and Zehnder, 1996; Wilczak and Christian, 1990; Lee et al., 1998)。これらの研究では、対象となる地形の風下側において発生したメソスケール低気圧の成因を、lee vortex もしくは Kármán vortex の形成のような、機械的な作用によるとしたもののや、その作用に加えて太陽放射による地形の加熱や、地形と海洋との温度分布による熱的作用 (局地的循環や大気安定度の変化など) によると結論付けている。Schär and Durran (1997) は、 $Fr = 1/3$  において初期に温度擾乱を与えた場合に渦列の生成を再現している。しかしながら初期の温度擾乱を与えない場合には渦列は再現されなかった。このように、wake 領域の渦生成現象は、ポテンシャル渦度 (PV, Potential Vorticity) 生成のほか、山岳を回りこむ流れの山岳風下領域における合流時のシア不安定などの不安定状態に加え、微少擾乱が発達する必要があることが示唆される。

また大規模山岳であるチベット高原における観測や数値計算は数多くなされており、流れ場の特徴や顕著な気象現象について明らかになってきた (Staff Members, Academia Sinica, 1957, 1958a, 1958b; Murakami, 1981a, 1981b, 1981c; Nakamura and Mu-

rakami, 1983; Murakami and Nakamura, 1983)。Staff Members, Academia Sinica (1958a) は大規模循環におけるチベット高原の役割について、主に力学的な役割と熱的役割があることに触れた。このうち力学的な役割として主に彼らが挙げたものは、1) チベット高原風上側および風下側の対流圏下層における”死水領域”の存在、2) 流れの南北分流、そして 3) 偏西風に乗って移動してきた大規模擾乱の南北分裂である。これらに関して、Boyer and Chen (1987) は水槽実験によって、1) に関するもののうちチベット高原南東域におけるメソスケール停滞性低気圧 (”SW vortex”) や、2) に関して、対流圏下層だけでなく、上層にわたって南北分流がおこっている様子を再現することに成功した。チベット高原についても、lee vortex の形成が示唆される。1) に関して Murakami (1981b) は、Hirota and Miyakoda (1965) で再現されたような Kármán vortex の特徴と似ていることを述べた。lee vortex や wake の形成が必ず Kármán vortex の形成と同じメカニズムであるとは限らない。しかし、lee vortex の形成はある一定の条件下でしかおこらない、という結果は先行研究に一致したものである。

本研究では、成層回転流体中に置かれた 3 次元大規模山岳風下側での低気圧性渦の生成や lee vortex を、3 次元非静力学数値モデルを用いて再現し、生成した渦のパラメータ依存性や渦形成・維持の力学的メカニズムを解明することを目的とする。先に述べたようにこれらの領域の境界高度を  $Fr$  数の関数として表す試みがいくつかなされているが (例えば Hunt and Snyder, 1980; Hanazaki, 1988)、本研究では一般的な  $Hs = h_m(1 - Fr)$  を用いて top layer と middle layer を分けることにする。第 2 節において数値計算の設定について述べ、第 3 節では数値計算による回転成層場での低気圧性渦の生成を再現し、その特徴や先行研究との関連について触れる。第 4 節では top layer における低気圧性渦の生成を再現し、渦の生成原因や渦度強度について考察する。ここではまた風速の変化に伴い、連続的に生成する低気圧性渦についても触れる。次に middle layer においてどのような状況下で渦が生成されるのかを調べ、その渦の形成・維持に関しての力学的メカニズムを第 5 節において考察する。第 6 節にて結論を述べる。

## 2. 計算設定

本研究では、Sha et al. (1996; 1998) による 3 次元非弾性非静水圧モデルを用いた。この数値モデル

はブジネスク近似、非弾性における以下のようなブリミティブ方程式から成る。

$$\frac{du}{dt} = fv - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\eta-1}{H-h} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_{hm} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_{hm} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( K_{vm} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right), \quad (3)$$

$$\frac{dv}{dt} = -fu - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\eta-1}{H-h} \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_{hm} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_{hm} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( K_{vm} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right), \quad (4)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho(H-h)} \frac{\partial p'}{\partial \eta} + \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g + \frac{1}{H-h} \frac{\partial}{\partial x} \left( K_{hm} \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{1}{H-h} \frac{\partial}{\partial y} \left( K_{hm} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( K_{vm} \frac{\partial w}{\partial \eta} \right), \quad (5)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_{hh} \frac{\partial \theta'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_{hh} \frac{\partial \theta'}{\partial y} \right) + \frac{1}{(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( K_{vh} \frac{\partial \theta'}{\partial \eta} \right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \{ \bar{\rho}(H-h)u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ \bar{\rho}(H-h)v \} + \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \bar{\rho}(H-h)\omega \} = 0. \quad (7)$$

ここで  $\eta$  は地形準拠座標であり、地表を  $\eta = 0$ 、上部境界を  $\eta = 1$  とした次式で表わすことができる。

$$\eta = \frac{H-z}{H-h}. \quad (8)$$

ここで  $z$  は高度、 $H$  は上部境界の高度であり、 $h$  は地面標高である。 $u$ 、 $v$  は  $\eta$  座標上における水平風速を、 $\omega$  は鉛直風速を、 $\theta'$  は温位変動を、 $p'$  は気圧変動を表わす。また  $f$  はコリオリパラメータであり鉛直水平に一定値を用いているが、値については後述するように各計算により変化できるものとしている。 $K_{hm}$  および  $K_{hh}$  はそれぞれ運動量および熱の水平乱流拡散係数であり、 $K_{vm}$  および  $K_{vh}$  はそれぞれ運動量および熱の鉛直乱流拡散係数である。ここでは乱流モデルとして k-1 モデル (k:乱流運動エネルギー, l:乱流渦の代表長さ) を採用している。特に  $K_{vm}$  に関しては Blackadar (1962) のスキームを用いて計算し、 $K_{vh}$  に関しては  $K_{vm}$  との比、乱流プラントル ( $Pr \equiv K_{vm}/K_{vh}$ ) 数を、リチャードソン数の関数を用いて計算している。実質微分  $d/dt$  は、以下のとおりである。

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial \eta}. \quad (9)$$

$\eta$  座標による鉛直風  $\omega$  に関しては、以下の式を用いて  $z$  座標における  $w$  に変換している。

$$w = (H-h)\omega + (1-\eta) \left( u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right). \quad (10)$$

密度  $\bar{\rho}$  に関しては、以下のようである。

$$\bar{\rho} = \frac{P_0}{RT_c} \left( 1 - \frac{gz}{C_p T_c} \right)^{\frac{C_p}{R}}. \quad (11)$$

ここで  $P_0$  は高度 0m における気圧であり、 $P_0 = 1000\text{hPa}$  とした。 $R$  は乾燥大気的气体定数、 $C_p$  および  $C_v$  はそれぞれ乾燥大気の定圧比熱および定積比熱である。 $T_c$  は高度 0m における温度であり 289K とした。また、計算設定において  $\bar{\theta}$  の値は、高度 0m では  $T_c$  を用い、その上部では各計算において定義したプラントパイサラ振動数  $N$  ( $N = (g/T_c \cdot d\theta/dz)^{1/2}$ ,  $g$ : 重力加速度) により求めた。

気圧に関しては、時間的に一定である基準気圧を  $p_{00}$ 、温位変化に伴う静水圧変動を  $p_0$ 、および非静水圧成分を  $p''$  とすると

$$p = p_{00} + p' = p_{00} + p_0 + p'', \quad (12)$$

と書ける。上式のうち  $p'$  が予報変数であり、 $p_{00}$  は

$$p_{00} = p_{00}(z) = \int_0^z \frac{pg}{R\theta_0} \frac{P_0}{p} \frac{dP_0}{P_0} dz, \quad (13)$$

を満たし、 $C_p$  は乾燥大気の定圧比熱である。 $\theta_0$  は初期条件で与えた温位である。また  $p_0$  は

$$p_0 = p_0(z) = \int_z^{z_t} -g\bar{\rho}(z') \frac{\theta'(z')}{\bar{\theta}(z')} dz', \quad (14)$$

である。 $p''$  は気圧変動のうち、非静水圧成分であり、3次元の Poisson 方程式を Neumann 境界条件により解いた (Schumann and Volkert, 1984)。水平グリッドは Staggard 格子 (Arakawa C grid) である。計算領域を Figure 1 および Figure 2 に示す。

本研究では山岳形状としてベル型を採用した。地面標高は式 (15) で表わされる。

$$h(x, y) = h_m \exp \left\{ -\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{L^2} \right\}. \quad (15)$$

ここで  $h_m$  は山岳頂上の高さ、 $L$  は山岳の水平スケール、 $(x_0, y_0)$  は山岳の中心位置であり、計算ドメインの中心に対応する。山岳形状としては、サイン状など種々の表現が用いられているが、その相違が流れの力学的メカニズムに違いを生じることはないと考えられる。ただし本研究では山のアスペクト比 ( $h_m/L$ ) を変化させることにより山岳斜面の勾配を変化させた。

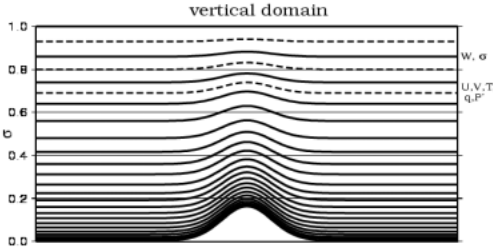


Figure 1: Vertical domain.

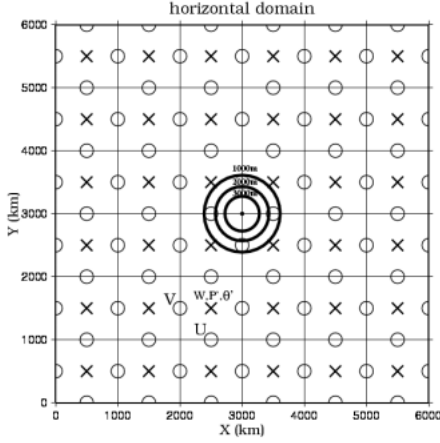


Figure 2: Horizontal domain.

本研究における計算は2つのタイプに分けることができる。一つは、風速  $U$  とブラントバイサラ振動数  $N$  を、以下の Table 1 のように設定した計算である (RUN1 から RUN6 まで)。RUN1 における設定は、ごく一般的なチベット高原まわりの流れ場の設定に近いものである。また RUN4 は 3.7 節で扱う計算であり、風速  $U$  をサイン状に変化させた計算である。これらの計算では、コリオリパラメータ ( $f$ ) を  $f_0 (= 8.34 \times 10^{-5} 1/s)$  にし、山岳の高さ ( $h_m$ ) は 4000m に、山岳の水平スケール ( $L$ ) は 500km に設定した。もう一つは、以下の Table 2 から Table 5 に記すように、 $U$  と  $N$  がそれぞれ独立に変化した設定における計算 (計 76RUN) と、 $U$  と  $N$  は固定し、コリオリパラメータ、山岳高さおよび水平スケールはそれぞれ異なる値に設定した計算である。これらの計算はそれぞれ、 $U$  および  $N$  の変化に対する依存性、コリオリパラメータの依存性、山岳高さおよび水平スケールの依存性をみるために行なった計算である。本研究においては、Fr 数および Ro 数を、 $U$  や  $N$ 、コリオリパラメータ  $f$ 、および山岳に関する  $h_m$  や  $L$  を用いて表わし、それぞれ  $Fr = U/Nh_m$  および  $Ro = U/fL$  と定義する。

Table 1: Initial conditions of uniform wind speed  $U$ (m/s), Brunt-Vaisala frequency  $N$ (1/s), Fr number and Ro number for each RUNs (6 RUNs).

RUN	$U$ (m/s)	$N$ (1/s)	$Fr$	$Ro$
RUN1	10	0.010	0.25	0.24
RUN2	15	0.010	0.38	0.36
RUN3	20	0.010	0.50	0.48
RUN4	10-15	0.010	0.25-0.38	0.24-0.36
RUN5	18	0.015	0.30	0.43
RUN6	6.0	0.005	0.30	0.14

Table 2: Variations for wind speed  $U$ (m/s) and Brunt-Vaisala frequency  $N$ (1/s) in RUNs as variable these parameters. (all 76 RUNs).

$U$ (m/s)	3.0	5.0	6.0	8.0	10	12	14
	15	16	18	20	22	24	26
	28	30	32	36	40	-	-
$N$ (1/s)	0.0050		0.010	0.015	0.020		

Table 3: Variations for Coriolis parameter in RUNs as variable its parameter (all 8 RUNs).

( $U = 10$  m/s,  $N = 0.020$  1/s,  $h_m = 4000$ m,  $f_0 = 8.33 \times 10^{-5}$  1/s,  $L = 500$ km)

$f/f_0$	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.2	1.4	1.6
---------	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Table 4: Variations for mountain height  $h_m$ (km) in RUNs as variable its parameter (all 6 RUNs).

( $U = 10$ m/s,  $N = 0.020$  1/s,  $f = f_0 = 8.33 \times 10^{-5}$  1/s,  $L = 500$ km)

$h_m$ (km)	2	3	5	6	7	8
------------	---	---	---	---	---	---

Table 5: Variations for horizontal scale of mountain  $L$ (km) in RUNs as variable its parameter (all 5 RUNs).

( $U = 10$ m/s,  $N = 0.020$  1/s,  $h_m = 4000$ m,  $f = f_0 = 8.33 \times 10^{-5}$  1/s)

$L$ (km)	100	200	250	400	750
----------	-----	-----	-----	-----	-----

### 3. Dividing streamline の概念と top layer, middle layer

この章では、本研究における考察に重要な役割を果たす、dividing streamline および top layer, middle layer に関する研究背景を述べる。

Sheppard (1956) は、強安定成層もしくは低 Fr 数成層場において、流れが山岳遠方から山岳に向かって流れる際に、流れの運動エネルギーが環境場の成層状態から決まるポテンシャルエネルギーに打ち勝って山岳を越えることができるかどうかという議論を行い、その際 Bernulli の定理により dividing streamline の概念を導入した。彼は鉛直

水平一様の風速  $v$ , 気圧場  $p$ , および密度場  $\rho_e$  の環境場において, 山岳の無限遠方における高度  $h$ , 密度  $\rho (= \rho_e(z = h))$  における流れが山岳に接近し, 山岳頂上まで昇るような状況を考えた。この流れが無限遠方から山岳を上るまでの間, Bernulli の定理から流れは以下の式を満たす。

$$d\left(\frac{1}{2}v^2\right) = d\left(-gz - \frac{p}{\rho}\right). \quad (16)$$

ここで  $z$  は考慮している流れの高度を示す。静水圧平衡を仮定し, 環境場の密度およびブラントサイラ振動数をそれぞれ  $\rho_e$  および  $N (= (-g/\rho_e \cdot d\rho_e/dz)^{1/2})$  とすると, 式 (16) は以下ようになる。

$$d\left(\frac{1}{2}v^2\right) = d\left(\frac{\rho_e - \rho}{\rho}gz\right), \quad (17)$$

$$= -N^2 z dz. \quad (18)$$

式 (18) を高度  $z = h$  から山岳頂上  $z = h_m$  まで積分すると

$$h_m - h = \frac{v - v_{top}}{N}, \quad (19)$$

となる。ここで  $v_{top}$  は山岳頂上における流れの速さである。特に流れが山岳頂上に上った時点で  $v_{top} = 0$  になるような状況であれば, 式 (19) は以下のようになる。

$$h_m - Hs = \frac{v}{N}. \quad (20)$$

ここで式 (20) 中の  $Hs$  を, dividing streamline の高さと呼ぶ。山岳遠方における流れの高度  $z$  が  $z > Hs$  であれば, その流れは山岳頂上を越えることができ (flow over the mountain), 一方山岳遠方での流れの高度  $z$  が  $z < Hs$  であれば, 流れが持つ運動エネルギーはポテンシャルエネルギーに打ち勝つことができずに側面を回り込む (flow around the mountain)。Sheppard (1956) はこれらの式より dividing streamline の高さ  $Hs$  を求めた。式 (20) による  $Hs$  と現実の流れによる dividing streamline の高さについては厳密な検定を多くの研究が行なっており (例えば Hanazaki, 1988; Hunt et al., 1997; Hunt et al., 2001), 局所的な圧力変化が無視できない場においては Sheppard の結果からはずれるという結果が報告されたが, そうでない場については Sheppard の理論はおおよそ妥当なものであることがわかっている。

さらに Hunt et al. (1997; 2001) は, 山岳が流れ場におよぼす影響を理解するために, dividing streamline の高さをもとに, 山岳まわりにおける低 Fr 数の流れ場のうち, 山岳を越えることができる流

れ領域を top layer, 山岳を越えることができない流れ領域を middle layer とした。すなわち, top layer は高度  $Hs$  以上の領域であり, middle layer は高度  $Hs$  以下の領域である。山岳を越える流れが下る際に生成する渦はこれらの領域のうち top layer において顕著であり, 一方 lee vortex は山岳を回りこむ流れによって生成する渦であり, middle layer において顕著であると考えられる。また, ある高度において流れが山岳を回り込むとき, この流れが山岳の一般流方向の左側へ回り込むのか, 右側へ回り込むのかを分離する点を, stagnation point と呼ぶ。非回転場であるときには, stagnation point は山岳表面と山岳中心を一般流方向に通る断面との交線上に位置するが, 回転場の場合には必ずしもそうはならず, stagnation point はこの交線からずれることが考えられる。

#### 4. 非定常流中の大規模山岳における低気圧性渦の生成

本章では, 低 Fr 数成層回転流体中の非定常流により大規模山岳風下側に生成する低気圧性渦を, 非静水圧モデルを用いて再現し, 生成した低気圧性渦の渦度強度のパラメータ依存性の議論を行なう。

##### 4.1 大規模山岳まわりの流れの特徴

本節では山岳による低気圧性渦の生成を再現し, その特徴や渦度強度, 移動経路を議論する。まず, チベット高原における代表的な値 ( $f = f_0 = 8.34 \times 10^{-5}$  1/s,  $h_m = 4000$ m,  $L = 500$ km) に対し, 流れ場の典型的な値として  $U = 10$  m/s,  $N = 0.01$  1/s の計算 (RUN1) を Figure 3, Figure 4 に示す。このとき, Fr 数は 0.25, Ro 数は 0.24 である。計算領域の風上境界では設定値として鉛直一様な風速  $U$  を与えているが, 山岳の風上遠方の地表には大気境界層が形成している状態となっている。また, 山岳風上斜面では上昇流が, 風下斜面では下降流が形成している。高度 4500m における風ベクトル, 渦度分布を Figure 3 に, 温位, 鉛直風分布を Figure 4 に示す。Figure 3(a) は無次元時間  $\tau = Ut/L = 0.6$  における状態であり, Figure 3(b) および Figure 3(c) はそれぞれ  $\tau = 1.8$  および  $\tau = 3.0$  における状態である。Figure 3(a) において山岳風下側の山岳近傍において低気圧性渦が表れており, Figure 3(b) および (c) ではその低気圧性渦が風下方向へ流されている様子が分かる。また, 山岳上には高気圧性渦が停滞している。この高気圧性渦は山岳中心よりも風上側, 一般流方向左側に位置している。山岳の風上

側の流れは山岳中心を通る線からやや（一般流方向に向かって）左側に曲がり、風下側では大きく右側へ曲がっている。また、Figure 4の温位、鉛直風分布では、低気圧性渦に対応する高温位空気と、山岳上の高気圧性渦に対応する低温位空気がみられる。これらの様子は、山岳を上る風は安定成層のために周囲よりも低温位であるために山岳風上側の中腹は周辺に比べて高圧部となるため、これに対応した高気圧性循環の場となり、一方山岳風下側では山岳を下る風が周囲に比べ高温位であるために低圧部となり、これに対応した低気圧性循環の場となっていると解釈できる。しかしながら温位分布や鉛直風分布は山岳中心を通る軸に対して左右対称ではなく若干複雑になっている。

一方、低気圧性渦が一般流によって風下へ流された後に相当する $\tau = 21.0$ の高度4500mにおける様子をFigure 5に示す。RUN1におけるこの時刻は、ほぼFigure 5のような定常な流れ場になっている。まずFigure 5(a)では、山岳風下側から風下遠方へ伸びる弱い正渦度帯がみられる。これは、風下側には弱風域が存在し、その流れ方向右側に風速の水平シアが形成することによる。この正渦度帯にはほぼ対応し、山岳風下側における弱い下降流による高温位域が対応する(Figure 5(b))。また山岳風上側には、負渦度領域がみられる。これは、計算初期に生成した高気圧性渦が引き続き停滞していることを示す。さらに山岳風下側の一般流方向左側に別の負渦度領域がみられ、これは山岳を越える流れによる山岳波(lee wave)の鉛直収縮によって表れたものであり定常的に存在するものであった。これらの負渦度領域の風上側には高温位域および上昇流域が対応しており、いずれも風上側下層からの定常的な上昇流による負渦度領域の形成であることがわかる(Figure 5(b))。生成した低気圧性渦の移動速度は7.36 m/sであり、一般風より若干遅く、水平スケールは山岳の水平スケール( $L$ )に比べやや小さいスケール( $\sim 0.7L$ )となっている。

次に下層における様子をFigure 6に示す。まずFigure 6(a), (b)では、風下側に低気圧性渦の生成、風下側への移動がみられる。低気圧性渦の中心位置はFigure 3(c)とFigure 6(b)を比較することにより、上層と下層ではおおよそ70kmの位置のずれがみられた。しかしこれは低気圧性渦の水平スケール( $\sim 350\text{km}$ )に比べると小さいものである。山岳風上側では山岳を回り込む流れは上層に比べて強く、また山岳風下側においては上層に比べて山岳の一般流方向左側の流れによる回り込みが顕著である様子がわかる。特にFigure 6(b)では、風下側へ移動す

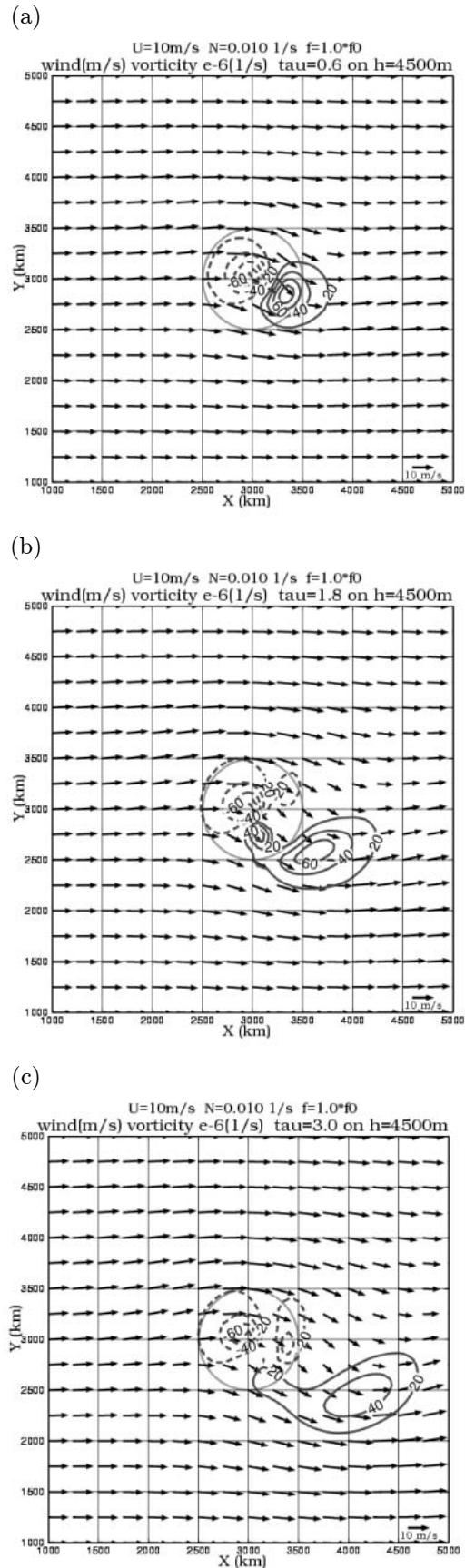


Figure 3: RUN1 : Wind vector and vorticity (thick lines every  $20 \times 10^{-6}$  1/s) on 4500m height at (a) $\tau = 0.60$ , (b) $\tau = 1.8$ , (c) $\tau = 3.0$ .

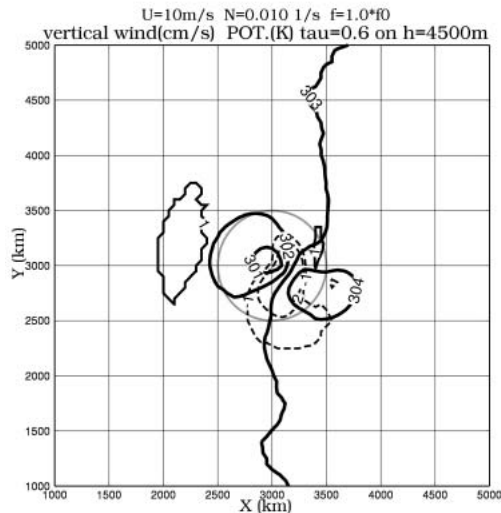


Figure 4: RUN1 : Vertical wind (thin lines every 1.0 cm/s) and potential temperature (thick lines every 1.0K) on 4500m height at  $\tau = 0.60$ .

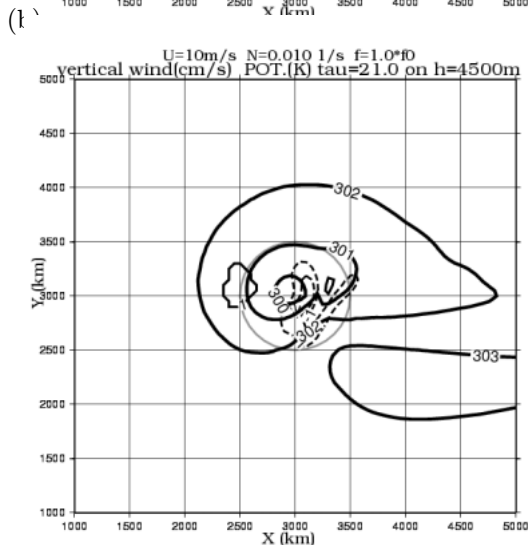
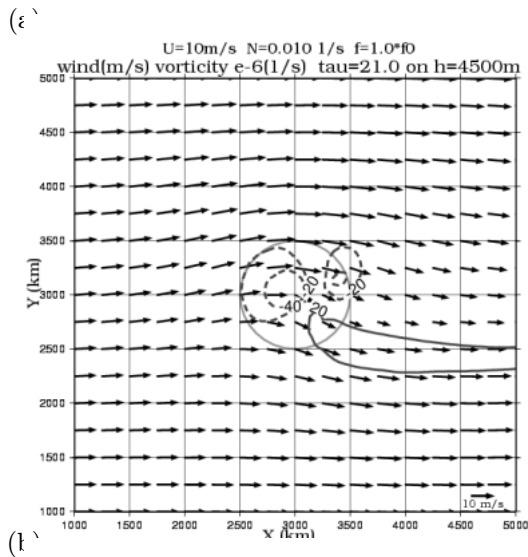


Figure 5: RUN1 : Results on 4500m height at  $\tau = 21.0$ . (a) Wind vector and vorticity (thick lines every  $20 \times 10^{-6}$  1/s), (b) vertical wind (thin lines mean updraft, every 1.0cm/s) and potential temperature (thick lines every 1.0K).

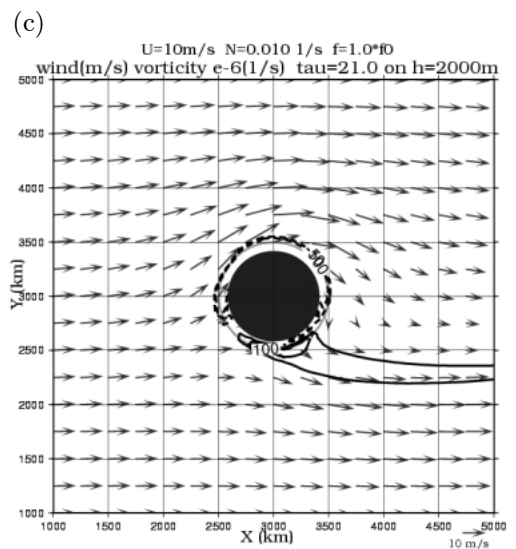
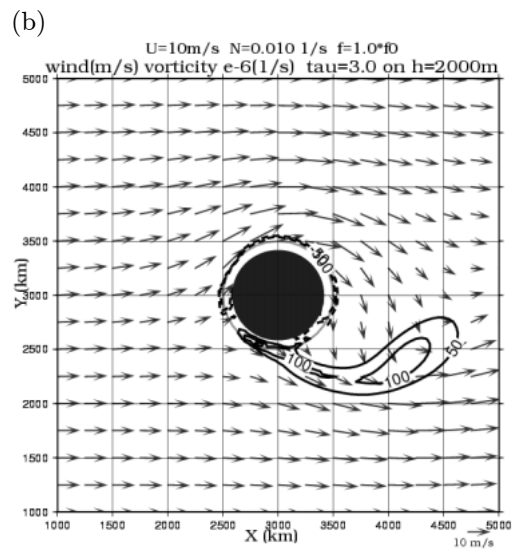
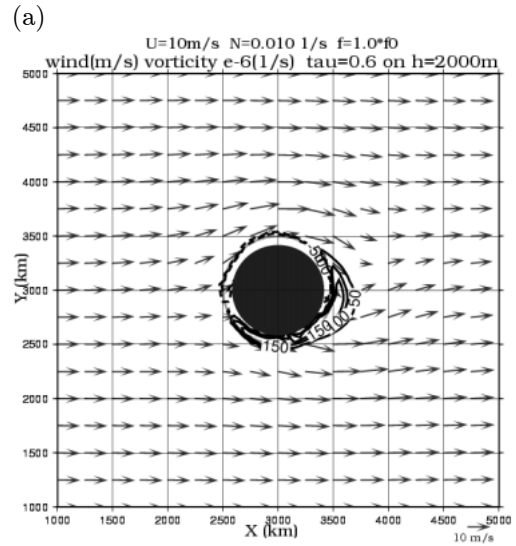


Figure 6: RUN1 : Wind vector and vorticity (thick lines every  $50 \times 10^{-6}$  1/s) on 2000m height at (a)  $\tau = 0.60$ , (b)  $\tau = 3.0$ , (c)  $\tau = 21.0$ .



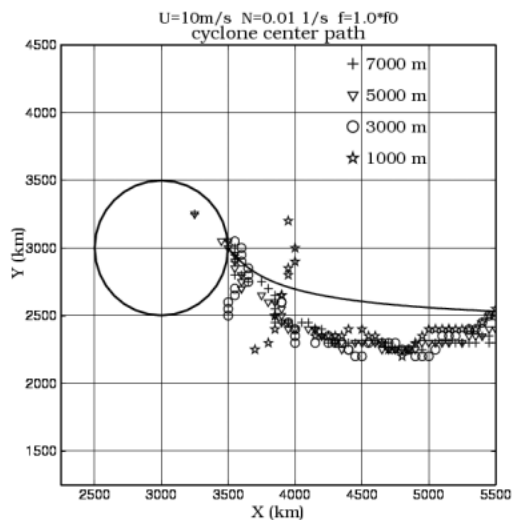


Figure 7: RUN1 : Paths of cyclone centers on each heights (1000m, 3000m, 5000m, 7000m) and paths from linear theory of Huppert (1975). A circle means the horizontal scale of the mountain.

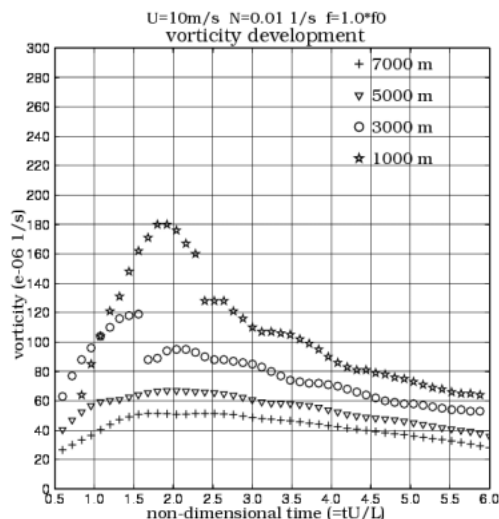


Figure 8: RUN1 : Time series of the cyclone vorticities on each heights (1000m, 3000m, 5000m, 7000m).

る低気圧性渦に加えて、山岳の一般流方向右側に別の正渦度の極大域がみられる。これは定常状態を示す Figure 6(c) にもみられ、山岳近傍に留まるものであり、流れと山岳斜面による摩擦が主な形成原因と考えられる。

低気圧性渦は山岳風下斜面から離れ、一般風の風下側へ流れていき、その後再び低気圧性渦が生成することはなく。流れ場は定常な状態に漸近する。つまり、計算開始時に山岳の風上斜面での上昇流と風下斜面での下降流、その他摩擦などの効果により正負の渦度を持つ渦が生成され、このうち負の渦度を持つ高気圧性渦は山岳風上側に停滞するのに対し、正の渦度を持つ低気圧性渦が流れ場により風下遠方へ流れた後の定常状態では、低気圧性渦の生成はみられない。計算領域に流入する流れがもつ渦度は0であり、また地形による摩擦の影響がさほど大きくなければ流出する流れが持つ渦度の総和も0でなければならない。そのため、低気圧性渦の生成は、計算開始後の一度のみである。

次に、生成した低気圧性渦の、各高度における位置および移動経路を議論する。Figure 7は、RUN1において生成した低気圧性渦に対応する正渦度の極大値をとる位置の軌跡を、異なる高度 (1000m, 3000m, 5000m, 7000m) において示したものである。また同図に Huppert and Bryan (1976) によって理論的に導かれた軌跡を示してある。まず高度 1000m と 3000m における軌跡ははじめ、山岳近傍を回り込んでいるが、おおよそ  $\tau \sim 2.0$  以降では風下側へ移動するようになる。一方高度 5000m と 7000m における軌跡は風下へ移動することに加え、風下側の一般流方向の右側へややずれる様子が分かる。高度 5000m と 7000m における軌跡は Huppert and Bryan (1976) による軌跡に比べて初期位置のずれがあるものの、山岳近傍から離れた領域へと移流する経路パターンはほぼ同じである。低気圧性渦は一般流方向に対して平行ではなく、右側へずれて移動している。これは、山岳上に停滞する高気圧性循環場と、移動する低気圧性渦が持つ低気圧性循環場との相互作用の結果決まる経路であると考えられる。このような、一般流方向より右側にずれる移動経路は Ferrero et al. (2002) や Chapman and Haidvogel (1992; 1993) においても再現されている。また Figure 8 は各高度における低気圧性渦に対応する正渦度の極大値の時系列である。高度 1000m と 3000m では、徐々に正渦度は強くなるものの、おおよそ  $\tau \sim 2.0$  を境に時間の経過とともに渦度強度は弱くなっており、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。また、それぞれ  $\tau \sim 2.4$  および

$\tau \sim 1.6$ において渦度の不連続がみられる。これは下層にみられる特徴であり、山岳風下側へ移動する低気圧性渦に加えて山岳近傍を回り込む低気圧性渦が混在し、これらの正渦度値の大小の逆転によるものである。また高度5000mと7000mでは、 $\tau \sim 2.0$ までは強くなり、その後ゆるやかに弱くなるが、それでもなお強い渦度強度を維持していることが分かる。これは、生成した低気圧性渦は、山岳から遠く離れた位置まで伝播することを示している。またこの強い渦度強度は、自然界における総観規模低気圧の渦度 ( $\sim O(10^{-4})$  1/s) と同程度の強さである。

高度5000m, 7000mにおいて生成した低気圧性渦は、Figure 8によればおおよそ $\tau = 2.0$ までの時間において生成したことがわかる。そこで次節では、風下側へ移動する低気圧性渦に関し、計算初期のtop layerにおける低気圧性渦の生成メカニズムについて議論する。

#### 4.2 生成メカニズム

本節では、低気圧性渦の生成メカニズムを議論する。渦の生成がどのようなメカニズムによって行なわれているのかを調べるため、次のような渦度方程式を用いて渦度変化をもたらす要因を調べた。

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (21)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \zeta}{\partial t}}_{\text{tendency}} = \underbrace{-u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - v \frac{\partial \zeta}{\partial y}}_{\text{h.advection}} \underbrace{-w \frac{\partial \zeta}{\partial z}}_{\text{v.advection}} - \underbrace{\zeta \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{\text{divergence}} + \underbrace{\frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z}}_{\text{tilting}} + \underbrace{f \frac{\partial w}{\partial z}}_{\text{frictional}} - \underbrace{F_z}_{\text{frictional}}. \quad (22)$$

ここで式(21)は渦度である。また式(22)中の左辺は時間変化項である。右辺第1項、第2項は水平移流項、第3項は鉛直移流項、第4項は伸縮項、第5項、第6項、第7項は傾斜項であり、第8項( $F_z$ )は摩擦項である。

$\tau = 0.6$ における各項の水平分布をFigure 9に示す。ただし鉛直移流項については他の項との比が $O(10^{-2})$ 以下であり、渦生成への寄与は非常に小さいと考えられるため、図は省略した。Figure 9によると、山岳風下側において低気圧性渦が成長することが分かる。この正渦度の生成にもっとも寄与しているのは伸縮項であり(Figure 9(b))、ついで水平移流項が卓越している。摩擦はこれを抑制する方向に働いているが、抑制しきれずに正渦度が成長していることが分かる。伸縮項の極大域はFigure 4における下降流域( $w \sim 0.2$  cm/s)と一致している。すなわち、低気圧性渦の生成には山岳を下る流れに

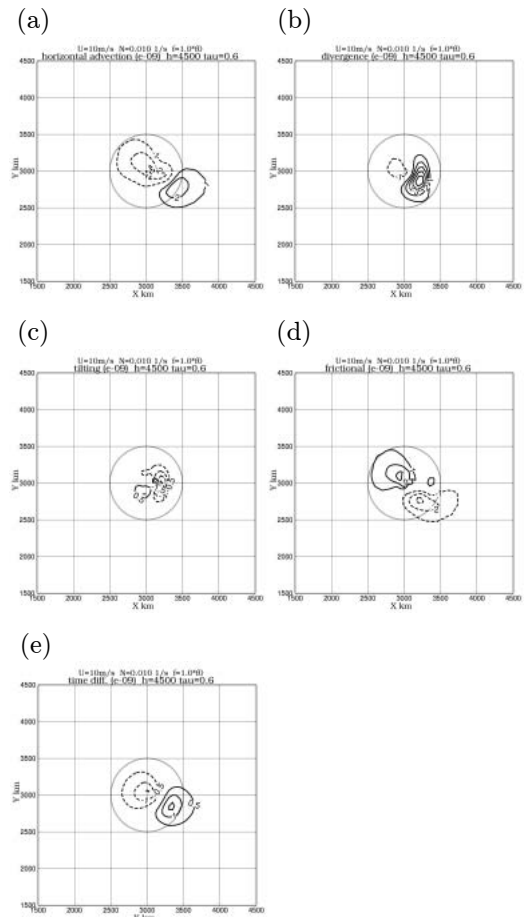


Figure 9: RUN1 : Each terms in vorticity equation on 4500m height at  $\tau = 0.60$ . (a)horizontal advection (thick lines for positive value and broken lines for negative value, every  $1.0 \times 10^{-9}$  1/s<sup>2</sup>), (b)divergence (every  $1.0 \times 10^{-9}$  1/s<sup>2</sup>), (c)tilting (every  $0.50 \times 10^{-9}$  1/s<sup>2</sup>), (d)friction (every  $1.0 \times 10^{-9}$  1/s<sup>2</sup>), (e)time difference (every  $0.50 \times 10^{-9}$  1/s<sup>2</sup>).

よるストレッチング効果が最も寄与していることがわかる。

一方、山岳風上側斜面では高気圧性渦が成長する。この成長には水平移流が最も卓越しており、ついで伸縮項が寄与している。この場合においても摩擦はこれを抑制する方向に働いているが、抑制しきれずに結果的に負の渦度が成長している。

次節では各計算において生成した低気圧性渦の渦度強度のパラメータ依存性について議論する。

#### 4.3 無次元渦度のパラメータ依存性

この節では、生成した低気圧性渦の渦度強度のパラメータ (Ro, Fr) 依存性を議論する。まず RUN2 および RUN3 における計算結果を示し渦度強度の風速依存性について議論し、その後他の計算 (Table 2~Table 5) における渦度強度のパラメータ依存性

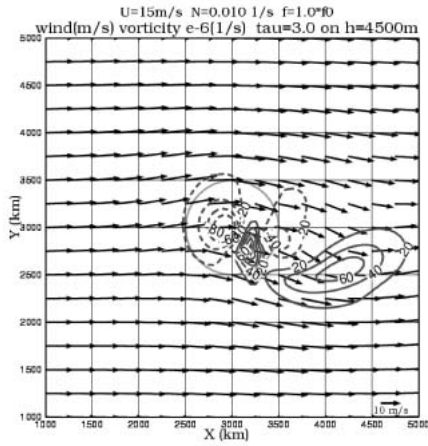


Figure 10: RUN2 : Wind vector and vorticity (thick lines every  $20 \times 10^{-6}$  1/s) on 4500m height at  $\tau = 1.8$ .

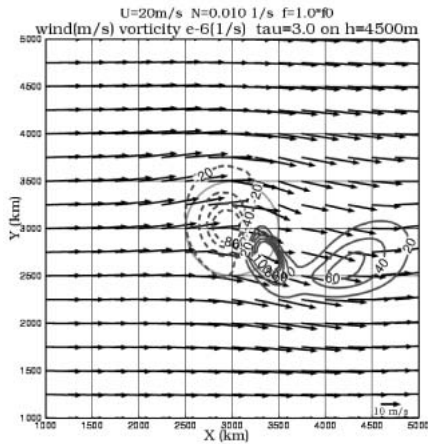


Figure 11: RUN3 : Wind vector and vorticity (thick lines every  $20 \times 10^{-6}$  1/s) on 4500m height at  $\tau = 1.8$ .

について議論する。

RUN2 の計算結果を Figure 10 に、RUN3 の計算結果を Figure 11 に示す。いずれの図も高度 4500m,  $\tau = 3.0$  における風ベクトルおよび渦度分布を示してある。 $\tau = 3.0$  という無次元時間は、低気圧性渦がストレッチング効果による生成を完了した時刻に相当する。RUN1 の結果も踏まえると、Figure 3(c), Figure 10, および Figure 11 から、生成した低気圧性渦の渦度極大値はそれぞれ  $58 \times 10^{-6}$  1/s,  $70 \times 10^{-6}$  1/s, および  $68 \times 10^{-6}$  1/s であることが分かる。Figure 3(c) と Figure 10 を比較すると、生成した低気圧性渦の渦度は Figure 10 のほうが強いが、Figure 3(c) と Figure 11 を比べると、渦度の値は同じである。これら 3 つの計算では Fr 数が異なり、流れパターンも変化しているため、このような渦度の値の変化は在り得るものである。これらの結果から、傾向は示唆されるものの、単に  $U$  もしくは Fr 数に比例するとはいえず、渦度のパラメータ依存性は複雑である。

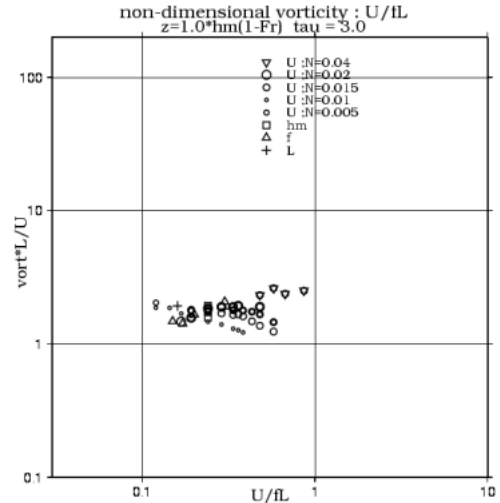


Figure 12: Diagram of lognormal non-dimensional vorticities ( $\zeta^*$ ) for Y-axis, and lognormal Ro number for X-axis.

そこでさらなるパラメータ依存性の解析を行った。渦度生成に関わりがある可能性のあるパラメータとしては Fr 数, Ro 数, Re 数, 山岳のアスペクト比である  $h_m/L$ , 山岳の無次元厚さ  $h_m/H$  である。まず Table 1 の計算で再現した低気圧性渦の高度 4500m,  $\tau = 3.0$  における渦度について、Ro 数との関係を調べた。その結果を Figure 12 に示す。この図では、無次元渦度は Ro 数にほぼ依存していないことが分かる。また、Table 1 から Table 5 までの計算で再現した低気圧性渦の高度 4500m,  $\tau = 3.0$  における無次元渦度について、上記の無次元数による依存性を調べた。結果を Figure 13 に示す。横軸は Fr 数であり、縦軸は  $\zeta^*$  に上述の無次元パラメータを掛けたもの ( $\zeta^+ = Re^{1/2} \cdot (\frac{h_m}{L})^1 \cdot (\frac{h_m}{H})^{-3/2} \cdot \zeta^*$ ) である。Figure 13 によると、 $\zeta^*$  は  $Fr > 0.18$  の範囲において  $Fr^{-1/2}$  に比例することがわかる。この比例則は次のように表わすことができる。

$$\ln \zeta^+ = 5.818 - 0.500 \ln Fr, \quad (23)$$

もしくは

$$\zeta^* = 336.3 Re^{-0.5} \left(\frac{h_m}{L}\right)^{-1} \left(\frac{h_m}{H}\right)^{3/2} Fr^{-0.5}, \quad (24)$$

となる。この経験式には Ro 数は含まれていない。一方  $0 < Fr < 0.18$  ではおおよそ  $Fr$  の 0 乗から  $1/2$  乗に比例しているが、不明確である。

成層回転場における大規模山岳により生成した渦の渦度強度のパラメータ依存性に関する先行研究は希少であり、ここでの計算結果との比較が困難である。そこでまず先行研究の理論により導いた渦度強

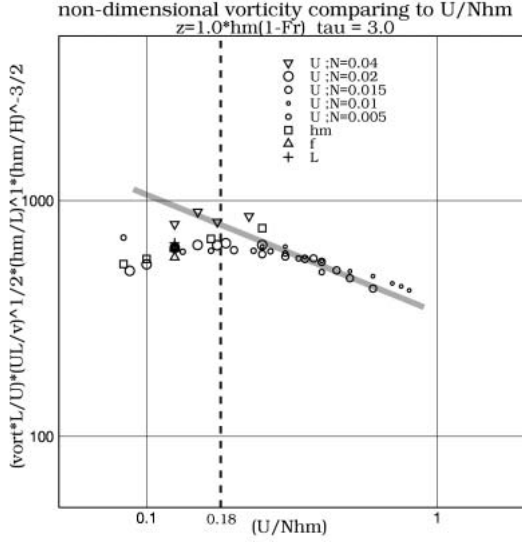


Figure 13: Diagram of lognormal non-dimensional vorticities for Y-axis with a special parameterization ( $\zeta^+$ , detail on the text), and lognormal Fr number for X-axis. The light thick line represents lognormal  $-\frac{1}{2}$  inclination and the light broken line means  $Fr = 0.18$ .

度を示し、その渦度強度と本研究による結果とを比較する。

Huppert and Bryan (1976) が用いた理論では、地表面における低気圧性渦の無次元渦度強度 ( $\zeta^*$ ) は、 $Fr$  ( $Fr \equiv U/Nh_m$ ) を用いて以下のように表すことができる。

$$\zeta^* = \frac{\zeta L}{U} = \frac{Nh_m}{2U} \cdot \frac{L^3}{(X^2 + Y^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (25)$$

$$= \frac{1}{2Fr} \cdot \frac{L^3}{(X^2 + Y^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (26)$$

ここで  $X^2 + Y^2$  は、山岳中心  $(0, 0)$  から低気圧性渦の位置  $(X, Y)$  までの距離の 2 乗である。ここで、ある一定の無次元時間が経過した時の低気圧性渦の移動距離を考え、おおよそ  $X^2 + Y^2 \sim L^2$  が成り立つとする。

また Smith (1984) によって計算された気圧偏差から、地衡風がバランスされるとした場合の無次元渦度 ( $\zeta^*$ ) は以下のように表わすことができる。

$$\frac{\zeta L}{U} = 4\pi \frac{Nh_m}{U}, \quad (27)$$

$$= \frac{4\pi}{Fr}. \quad (28)$$

Table 6: Non-dimensional vorticity of RUN1, RUN2 and RUN3.

	RUN1	RUN2	RUN3
$\zeta^*$ ( $\zeta^* = \zeta L / U$ )	2.9	2.3	1.7
$\zeta^* / Fr$	0.73	0.85	0.85

式 (26) および式 (28) は、いずれも無次元渦度が  $Fr$  に逆比例する関係であることがわかる。これら 2 つの比例関係は、 $Fr$  数が大きければ大きいほど、山岳風下側の下降流によって高温位空気が下降し、気圧を下げる効果が大きいことによる。ただしこれらの関係式は、 $Fr < 1.0$  の範囲に限られる。しかしながら、これらの理論による結果は計算結果とは一致しないものである。

そこで Figure 13 の結果を解釈するために、Huppert and Bryan (1976) の理論により求めた無次元渦度の導出方法に top layer の概念を新たに適用し、無次元渦度の関係を導くことにする。

まず、Huppert and Bryan (1976) による渦度は次のようになる。

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \\ &\sim -\frac{Q}{f_0} \nabla^2 G, \\ &\sim -\frac{NQ}{2\pi f_0^2} \frac{1}{(X^2 + Y^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (B \rightarrow \infty). \end{aligned} \quad (29)$$

$f_0$  はコリオリパラメータ、 $(X, Y)$  は渦の中心位置である。また  $G$  は、以下の流線関数

$$\begin{aligned} \pi(x, y, z, t) &= -f_0 U y + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \times \\ &G(x, y, z, t) \varphi(x', y', t) dx' dy', \end{aligned} \quad (30)$$

を満たす Green 関数であり、 $\pi$  は静水圧からの気圧偏差である。一方  $Q$  は、下部境界における次式

$$\frac{\partial \pi(x, y, -H_0, t)}{\partial z} = \frac{f_0^2}{N^2} \varphi(x, y, t), \quad (31)$$

において、次のように  $\varphi$  の正負偏差として与えている。

$$\varphi(x, y, t) = Q \delta(x - \xi) \delta(y - \eta) - \delta(x) \delta(y). \quad (32)$$

ここで  $\delta$  はデルタ関数である。これらの式は、正の浮力に相当する  $Q$  が、時間的に移動する点  $(\xi, \eta)$  上を動くことをあらわしている。

ここで Huppert and Bryan (1976) によれば

$$Q = \pi f^2 h_m L^2, \quad (33)$$

であり、この  $Q$  は山岳の全体積に比例する浮力に相当する量である。この考えは、生成する低気圧性渦を構成する高温位空気は、一般風によって山岳の全体積に相当する高温位空気から成る、というものである。しかしながら生成した低気圧性渦は主に top layer に属するものであるため、 $Q$  は山岳の全体積ではなく top layer に属する部分のみである

としたほうが適切である。そこで  $Q$  の決定に際し top layer の概念を適用する。 $Q$  は山岳の全体積のうち、top layer に含まれる領域であると仮定し

$$Q = 2\pi f^2 h_m \int_0^{r_0} r \{m(r) - m(r_0)\} dr, \quad (34)$$

とする。ここで  $r$  は山岳中心からの水平距離を表わし、 $r_0$  は dividing streamline の高さで山岳を切った断面円の半径である。 $m(r)$  は山岳形状を表わす式 (15) を  $h_m$  で無次元化したものであり

$$m(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{L^2}\right), \quad (35)$$

とする。また  $r_0$  は

$$\frac{Hs}{h_m} = (1 - Fr) = \exp\left(-\frac{r_0^2}{L^2}\right), \quad (36)$$

と表わすことができる。また  $Hs$  は dividing streamline の高さである。移動距離を

$$\xi^2 + \eta^2 = r_0^2, \quad (37)$$

とすると、最終的に山岳形状に対して、渦度は次のように書くことができる。

$$\zeta_{\xi,\eta} = \frac{Nh_m Fr + (1 - Fr) \log(1 - Fr)}{4L \left(\log \frac{1}{1 - Fr}\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (38)$$

$$\sim \frac{1}{2} \frac{Nh_m Fr + (1 - Fr) \log(1 - Fr)}{L Fr^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{3}{4} Fr\right)} \quad (39)$$

また無次元化した渦度は、次のように表すことができる。

$$\frac{\zeta_{\xi,\eta} L}{U} = \frac{1}{2} \frac{Fr + (1 - Fr) \log(1 - Fr)}{Fr^{\frac{5}{2}} \left(1 - \frac{3}{4} Fr\right)}, \quad (40)$$

$$\sim \frac{1}{2} Fr^{-\frac{1}{2}}. \quad (41)$$

これは低気圧性渦の生成に top layer の概念を適用した結果であり、より詳細な関係式といえる。この式と Figure 13 を比較すると、 $Fr > 0.18$  の範囲では  $\zeta^+$  が  $Fr^{1/2}$  に逆比例するという傾向はほぼ一致していることが分かる。

このような傾向の一致は、まず  $Q$  は top layer 領域の山岳体積に比例すること、および山岳上にあった空気は山岳を下るが top layer 内に留まり、低気圧性渦の高温位空気を構成することを示唆するものである。そのことに加え、はく離現象に影響をおよぼす Re 数の各計算における違いや、山岳のアスペクト比  $h_m/L$  の各計算における違いも影響していることが考えられる。しかしながらそれでもなお上記関係式と計算結果のそれぞれ傾向は定性的に一致し

ていることがわかる。これは、非定常流による低気圧性渦の生成は、top layer においておこっていることを示唆する結果である。

これまで、成層回転場において低気圧性渦は主にストレッチング効果により生成し風下方向へ移動する様子を再現した。また、Huppert and Bryan (1976) による  $Q$  の概念に新たに top layer の考えを適用することにより、低気圧性渦の無次元渦度のパラメータ依存性を  $Fr > 0.18$  において式 (24) によって表わせることを示した。

## 5. 定常流中の大規模山岳における渦の生成

Lee vortex は middle layer において生成するといえる。これは、middle layer における流れは山岳の側面を回りこみながら水平面を流れるからである。一方、top layer では山岳斜面を上昇、下降し、それに伴う内部重力波を励起する。これは、dividing streamline の高さを基底とする領域では  $Fr=1$  になるため、山岳風下側において強い lee wave がおこる。このように、middle layer と top layer における流れは異なるといえる。本章では、低 Fr 数成層回転流体中の大規模山岳により生成される middle layer 内における lee vortex を非静水圧モデルにより再現し、渦形成のパラメータ依存性を議論する。

### 5.1 回転場が lee vortex 生成の有無に与える影響

本節では、成層回転場の middle layer における lee vortex の生成を再現し、渦の形成に関するパラメータ依存性を議論する。Figure 14 は  $U = 18\text{m/s}$ ,  $N = 0.015 \text{ 1/s}$  ( $Fr = 0.30$ ,  $Ro \sim 0.43$ ) の計算結果 (RUN5) であり、 $\tau = 4.9$  から  $\tau = 8.6$  までの風、渦度分布を示している。RUN5 における計算設定では、dividing streamline の高さ  $Hs$  は 2800m であり、図は middle layer 内における高度 2000m の様子を示している。top layer において生成した低気圧性渦が通りすぎた後、middle layer では正と負の渦度を持つ渦がそれぞれ山岳側面近くで生成され、流されている様子がわかる。渦の移動速度ははく離後の経過時間によって若干異なるが、低気圧性渦および高気圧性渦ともに約 11 m/s であった。また低気圧性渦と高気圧性渦は互い違いに生成していた。風上側での stagnation point は、山岳のやや南側に位置していた。一方、Figure 15 は  $U = 6.0\text{m/s}$ ,  $N = 0.0050 \text{ 1/s}$  ( $Fr = 0.30$ ,  $Ro \sim 0.14$ ) の計算結果 (RUN6) であり、 $\tau = 4.8$  から  $\tau = 8.4$  までの風、渦度分布を示している。Fr 数は RUN5 と同じであるが、ほぼ定常な流れとなっており渦のはく離は

みられない。これは、回転の効果が強く、山岳上における定常的な高気圧性循環が強いため、山岳の一般流に向かって左側を回る流れは山岳風下側を一般流右側にまで大きく回り込み、渦のはく離を抑えていることが示唆される。また風上側での stagnation point は RUN5 に比べてさらに山岳右側に位置していることに加え、風下側での stagnation point も確認できる。

次節では RUN5, RUN6 でみられた、渦の形成と  $Ro$  数依存性との関連について議論を行なう。

## 5.2 渦形成のパラメータ依存性

この節では、渦形成に関する  $Fr$  数と  $Ro$  数のパラメータ依存性を議論する。渦の形成がおこっているかどうかの判定としては、一つには渦度を用いる方法が考えられる。しかし、渦度は平行な流れであるような水平シア一流中でも極値を持ちうるため、渦形成の判別時に困難が伴う。そこで、地表面に対して固定した座標で渦の有無を判断した。ここで渦の形成とは、ある点を中心とした循環場が形成している状態である。まず、地面に対して渦の形成がある状態では、渦の中心は速度が 0 である。また、その点を囲むような循環場が形成されている状態では、その点を通る直線に沿って同じ符号を持つ水平シアが形成されている。この 2 つを形成の条件とし、以下のように表わした。

$$\mathbf{u}(x, y) = \mathbf{0}, \quad (42)$$

$$D_k(x, y) = \frac{\partial(\mathbf{k} \times \mathbf{u}(x, y)) \cdot \mathbf{i}_k}{\partial(\mathbf{r} \cdot \mathbf{i}_k)} \neq 0.$$

ここで  $\mathbf{r}$  は以下のようなベクトルである。

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= x\mathbf{i} + y\mathbf{j}, \\ \mathbf{i}_k &= \cos \theta_k \mathbf{i} + \sin \theta_k \mathbf{j}, \\ \theta_k &= \frac{2\pi k}{n} \quad (k = 0, 1, \dots, n-1). \end{aligned} \quad (43)$$

ただし  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  はそれぞれ  $x$  方向,  $y$  方向の単位ベクトルである。全ての  $k$  に対し,  $D_k(x, y) > 0$  ならば,  $(x, y)$  における渦度は正值であり, 逆に全ての  $k$  に対し  $D_k(x, y) < 0$  であれば, 渦度は負値である。これらの検出は, 以下のことを意味する。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(x, y) &= \mathbf{0}, \\ \nabla^2 \mathbf{u} &\neq \mathbf{0}. \end{aligned}$$

本研究では式 (43) 中で  $n = 8$  として渦を検出した。

さまざまな  $Fr$  数,  $Ro$  数の計算において,  $\tau > 3.6$  での middle layer における渦形成の有無を Figure

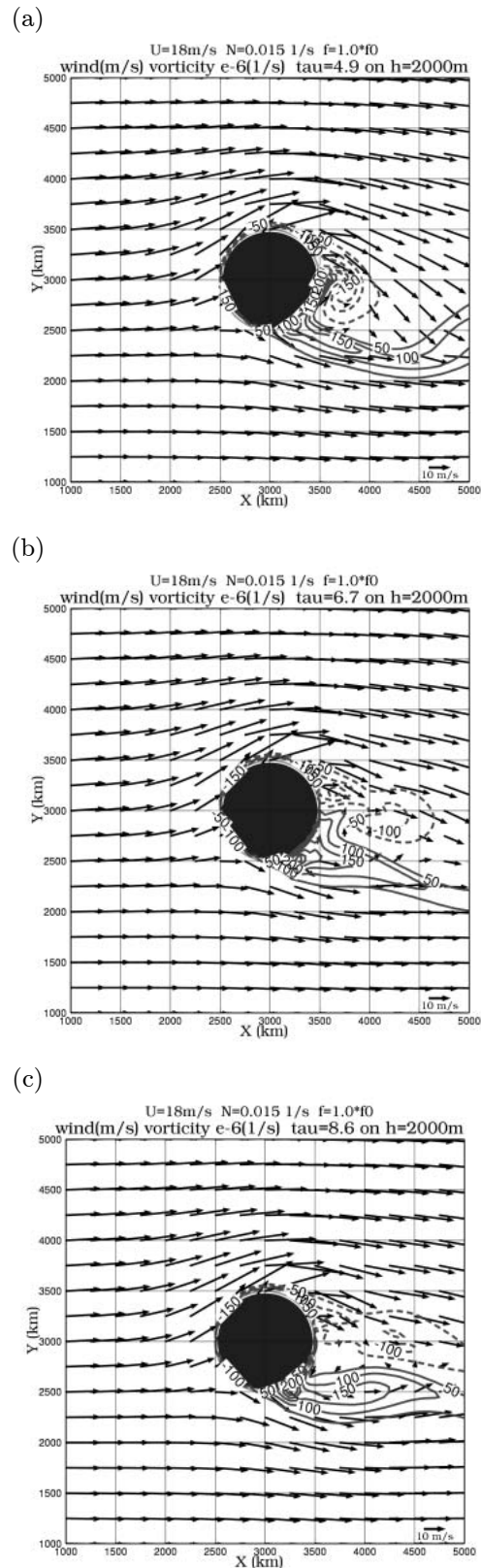


Figure 14: RUN5 : Wind vector and vorticity (thick lines every  $50 \times 10^{-6}$  1/s) on 2000m height. Circle represents the mountain. (a)  $\tau = 4.8$ , (b)  $\tau = 6.7$ , (c)  $\tau = 8.6$ .

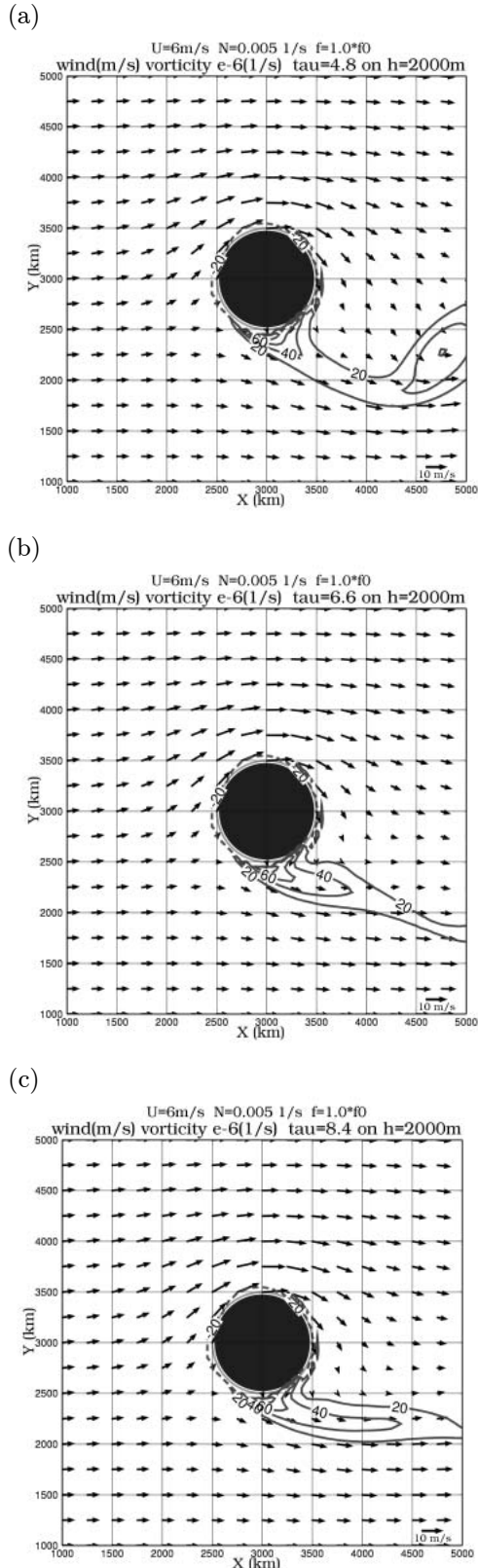


Figure 15: RUN6 : Wind vector and vorticity (thick lines every  $20 \times 10^{-6}$  1/s) on 2000m height. (a)  $\tau = 4.8$ , (b)  $\tau = 6.6$ , (c)  $\tau = 8.4$ .

16に示した。検出した渦列はさまざまな寿命を持つ。図中、寿命に応じて種類を振り分けた。渦形成の検出は下層から上層に亘り行い、一高度でも検出した場合にはその計算を渦形成ありとした。図中の記号はそれぞれ一つの計算結果による渦形成の有無を表わし、○は渦の寿命が  $4.0\tau$  以上であるもの、 $\Delta$  は寿命が  $4.0\tau$  から  $1.0\tau$  のもの、そして  $\times$  は寿命が  $1.0\tau$  未満のものを表わす。Figure 16では、Fr数が小さい計算では渦が形成していたことを示すが、同じFr数であってもRo数が小さいときには形成されていないことがわかる。また、○の領域と $\times$ の領域の境界には $\Delta$ の領域が存在していることも分かる。同様の傾向は、高気圧性渦についても同じであった。

以上により、Fr数が小さければ渦は生成される傾向にあり、これは非回転場における先行研究の結果と一致する。しかしながら渦形成はRo数が大きいときに限られる。つまり、回転の効果が大きいと渦は形成しにくい。これは、回転の効果が大きければ、山岳左側を回り込む流れが山岳風下側の一般流方向右側にまで回り込み、渦の生成を抑えているためと考えられる。

さらにこの結果より、渦形成には成層効果と回転効果の関係していることが示唆される。そのため、渦形成の有無を説明するために、成層場および回転場中の安定問題である、Pedlosky (1987) によるEady型の傾圧不安定を考える。ここでPedlosky (1987) と異なる点は、考慮する層の厚さを、 Hunt et al. (2001) による middle layer の厚さに置き換えている点である。発達する擾乱の水平スケールは山岳スケール  $L$  と同程度であるとし、擾乱の  $x$  方向の波数を  $k$ 、 $y$  方向の波数を  $l$  とし、層は下端  $p_b$  と上端  $p_t$  に囲まれた、コリオリパラメータ  $f_0$  および大気安定度  $N_s$  であるような回転成層場を考え、この領域内において擾乱が発達する条件を考える。

擾乱が発達するための必要条件は

$$\frac{\mu}{2} < \coth \frac{\mu}{2}, \quad (44)$$

である。ここで  $\mu$  は

$$\mu^2 = \frac{N_s^2(k^2 + l^2)(p_b - p_t)^2}{f_0^2}, \quad (45)$$

である。また  $N_s$  は

$$N_s = \frac{\alpha_0}{g} N, \quad (46)$$

であり、 $\alpha_0$  は一般場の比容、 $g$  は重力加速度である。式 (44) において、左辺と右辺が等しいとすると、その場合における  $\mu$  の値は以下ようになる。

$$\frac{\mu}{2} = \frac{\mu_c}{2} \sim 1.1996786 \dots \sim 1.2. \quad (47)$$

$\mu_c$  を用いると、擾乱が発達するための必要条件は最終的に

$$0 < \mu < \mu_c, \quad (48)$$

となる。

この条件を、成層回転場における middle layer に適用する。Middle layer の上端高度および下端高度は以下のようになる。

$$h_t = h_m \left( 1 - \frac{U}{Nh_m} \right) = h_m(1 - Fr), \quad (49)$$

$$h_b = 0. \quad (50)$$

これらの気圧差を静水圧近似のもとで以下のように書く。

$$p_b - p_t = \frac{g}{\alpha_0} h_m(1 - Fr). \quad (51)$$

また、 $k$  と  $l$  を以下のように仮定する。

$$k \sim l \sim \frac{2\pi}{2L}. \quad (52)$$

これは、生成する渦の水平スケールは、Fr 数に大きくよらずおおそ山岳の水平スケールと同様であるからである。

以上により求めたパラメータを式 (44) および式 (45) に代入すると、擾乱が発達するための必要条件は

$$\frac{Nh_m}{f_0 L} < \frac{2.4}{2\sqrt{2}\pi} \frac{1}{1 - Fr}, \quad (53)$$

もしくは

$$Ro < \frac{2.4}{2\sqrt{2}\pi} \frac{Fr}{1 - Fr}, \quad (54)$$

となる。ただし  $Ro = U/fL$  である。

このようにして不安定曲線を描いたのが Figure 16 の太線であり、この線の左上が安定、右下が不安定に対応する領域である。Figure 15 の計算結果との対応をみると、傾圧不安定の状態が山岳風下側に存在する場合には、はっきりした鉛直渦の形成は確認されず、一方傾圧的に安定である領域では渦形成が顕著であることがわかる。これは次のように解釈できる。高 Fr 数 (ただし  $Fr < 1$ ) かつ Ro 数が十分小さく、山岳風下側の middle layer において傾圧不安定状態となっている場合には、初期に生成された 3 次元構造を持つ渦は、3 次元構造を保つことができる。一方、低 Fr 数かつ高 Ro 数の状態で流れが傾圧的に安定であるような場合には、3 次元構造、特に水平に軸を持つ渦成分は減衰し、結果的に鉛直に軸を持つ 2 次元構造のみが残る、という

ものである。なお、これらの議論は Smolarkiewicz and Rottuno (1989a) や Ding and Street (2003) による鉛直渦の生成の議論との関連が示唆されるものである。

生成した Kármán 渦状の渦列に対して渦の生成周期をみるために、ストローハル (St) 数 ( $St = U/\nu D$ ,  $\nu$ : 渦の生成周波数,  $D$ : 山岳の直径スケール  $= 2L$ ) を計算した。一例として、第 3 章の Table 2 における各計算のうち、比較的渦列の形成が多い  $N = 0.02$  1/s であるものについて、高度 1000m における渦列の St 数を Figure 17 に示す。Figure 17 から、St 数は  $St \sim 0.15$  であることがわかる。これは、中立成層の円柱まわりの流れによる St 数,  $St \sim 0.21$  に近い値である。さらに Trischka (1980) は、現実大気において山や島の風下側に形成した Kármán 渦状の渦列の、衛星観測による St 数 (Tsuchiya, 1969; Lyons and Fujita, 1968; Thomson et al., 1977) を比較しまとめた。その結果を Table 8 に示す。これによると、山や島によってできる lee vortex の St 数には多少ばらつきがあるものの、ほぼ  $St \sim 0.2$  前後であり、数値計算による St 数の値に近いことが分かる。

このように、lee vortex でも特に回転の影響を大きく受けた渦列の St 数をさまざまなパラメータ計算により求め、その結果、現実の山や島により形成する Kármán 渦状の渦列による St 数 ( $St \sim 0.2$ ) に近い、 $St \sim 0.15$  を得ることができた。このような、回転場の影響を強く受けた渦列の St 数を数値計算により求め、さらにそれがパラメータ設定によらずほぼ一定値をとるという結果は、lee vortex の研究における新たな発見である。

## 6. まとめ

非定常流による低気圧性渦の生成は、流れ場の急速な変化による渦生成であり、まずは impulsive start により計算を行なうことで渦生成の再現を行なった。この場合の渦生成は  $Ro < 1$  であるような、地球回転の効果が顕著であるときにおこるものであり、また山岳を越える流れが風下斜面を下る際の影響によるものであるため、top layer において顕著な渦生成であると考えられる。Impulsive start による低 Ro 数で生成する渦としては、山岳風下側において生成し風下方向へ移動する低気圧性渦と、山岳上において生成し山岳上に留まる高気圧性渦がある。風下方向へ移動する低気圧性渦のスケールは、山岳の水平スケールに比べやや小さいスケール ( $\sim 0.7L$ ,  $L$  は山岳の水平スケール) であり、鉛直スケールは



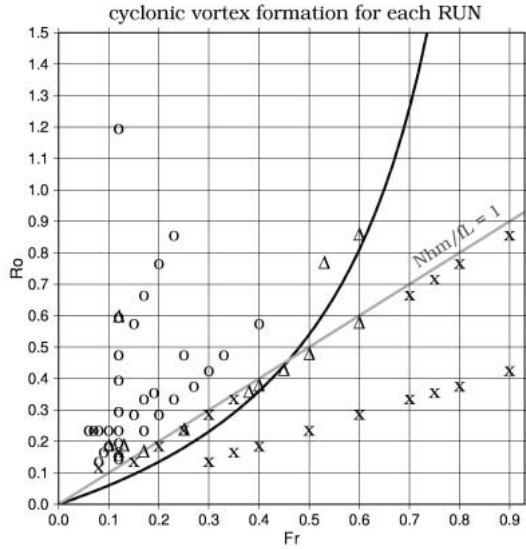


Figure 16: Diagram of vortices existence after  $\tau = 3.6$  in each RUN with  $Fr$  number for X-axis and  $Ro$  number for Y-axis. The character of "○" depicts the lifetime of vortex longer than  $4.0\tau$  with move longer than  $L$ , the character of "△" represents the lifetime between  $4.0\tau$  and  $1.0\tau$ , the character of "×" means the lifetime less than  $1.0\tau$ . The thick line represents the critical as the baroclinic instability.

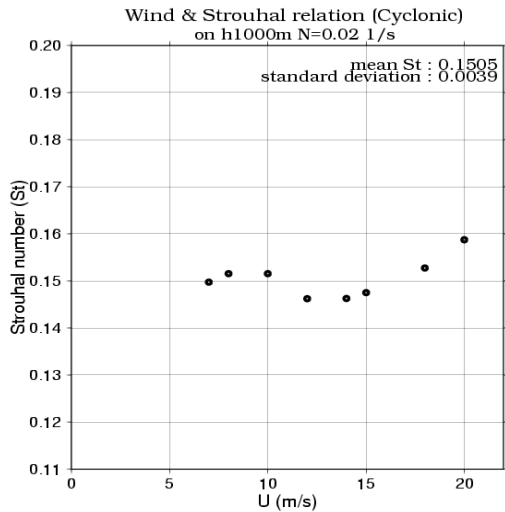


Figure 17: Strouhal number in the results of the RUNs for  $N = 0.02$  1/s. X-axis represents initial wind  $U$ , and Y-axis means  $St$  number.

Table 8 : Strouhal number from mesoscale mountain or island ( $a$  : vortex interval (km),  $u_e/u_0$  : velocity for moving vortex ( $u_e$ ) divided by the initial wind ( $u_0$ ),  $d$  : diameter of mountain or island (km),  $u_0$  : initial wind speed,  $S$  : Strouhal number,  $T_{meas}$  : the period of vortex generating ( $= u_e/a$ ), from Trischka (1980)

Feature	$a$ (km)	$u_e/u_0$	$d$ (km)	$u_0$ (m/s)	$S$	$T_{meas}$ (h)
Cheju*	111	0.76	28	9.2	0.19	4.4
Kiska†	85	0.75	18	10.0	0.16	3.1§
Pavlov‡	65	0.75	18	10.0	0.21	2.4
Pogromni‡	50	0.75	13	10	0.20	1.9
Shishaldin‡	(c) 75	0.75	32	10	0.32	2.8
Vsevidof‡	(c) 75	0.75	17	10	0.17	2.8

\* Tsuchiya, 1969; † Lyons and Fujita, 1968; ‡ Thomson et al., 1977.

ほぼ山岳高さと同様 ( $\sim 5000m$ ) であることが判明した。回転の効果が顕著な場合は、低気圧性渦は風下方向へ移動せず、山岳近傍に留まることが明らかになり、その臨界  $Ro$  数はおよそ  $Ro \sim 0.10$  であることが判明した。この渦は、主に山岳を越える流れが風下側を下る際のストレッチング効果によること、その鉛直渦度の強度は各計算により異なり、先行研究による理論値によっても説明できないものであった。各計算において生成した低気圧性渦の渦度強度と  $Ro$  数の依存性はなく、一方、流れ場や山岳のパラメータを用いて表した無次元渦度は、 $Fr < 0.18$  の範囲において  $Fr$  数に依存することが判明し、その経験式を導いた。この結果を説明するために、先行研究による渦度強度の導出方法を、top layer の概念を適用することで改良し、渦度強度に関する関係式を導いたところ、計算結果における  $Fr^{1/2}$  逆比例の傾向を説明することができた。また、非定常流として impulsive start ではなく風速をサイン状に時間変動させることによってもまた低気圧性渦の生成はおこることを確認した。この場合は山岳直上における風速が最大値になる前後に山岳風下側にて低気圧性渦の生成が行なわれ、風速が減速した直後に渦は山岳を離れ風下方向へ移動する様子がみられた。これは、一般に非定常流による低気圧性渦の生成を裏付けるものである。

定常流による渦の生成は、定常な流れ場での山岳による渦生成であり、Kármán 渦状の渦列による渦形成である。地球回転の効果が無視できないときの渦列の形成は、stagnation point が一般流方向に向かって左右にずれることにより、左右の非対称性が生じる。さらに回転の効果が顕著であるときには

渦列は形成しないことが判明し、いままでにない新たな実験結果となった。また、このような Kármán 渦状の渦列に対し、 $St$  数を計算した結果、流れ場のパラメータによらず、ほぼ一定の  $St \sim 0.15$  という値を得た。この値は、山や島の風下側に形成する Kármán 渦状の渦列の、衛星観測によって得た  $St$  数、 $St \sim 0.20$  の値と近いものであった。理想数値実験において、回転場における渦列に関する  $St$  数の計算はこれまでに例が無いものである。さらに、渦列の形成の有無と流れ場との関連を調べた結果、 $Fr$  数が十分に小さい場合には渦形成がみられ、 $Fr$  数が大きい場合には渦形成はみられないという結果に加え、 $Ro$  数が十分小さければ強安定成層場においても渦形成はみられないという結果を得た。

### 謝辞

本研究において京都大学防災研究所の石川 裕彦助教授から貴重なご助言をいただきました。深く感謝の意を表します。

### 参考文献

- Boyer, D.L. and Chen, R.-R. (1987) Laboratory simulation of mountain effects on large-scale atmospheric motion systems: The Rocky mountain. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 100-123.
- Boyer, D.L. and Zhang, X., (1990) The interaction of time-dependent rotating and stratified flow with isolated topography. *Dyn. Atmos. Ocean*, **14**, 543-575.
- Brennan, F.E. and Vincent, D.G. (1980) Zonal and eddy components of the synoptic-scale energy budget during intensification of hurricane Carmen (1974). *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 954-965.
- Chapman, D.C. and Haidvogel, D.B. (1992) Formation of Taylor caps over a tall isolated seamount in a stratified ocean. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **64**, 31-65.
- Chapman, D.C. and Haidvogel, D.B. (1993) Generation of internal lee waves trapped over a tall isolated seamount. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **69**, 33-54.
- Ding, Li and Street, R.L. (2003) Numerical study of the wake structure behind a three-dimensional hill. *J. Atmos. Phys.*, **60**, 1678-1690.
- Ferrero, E., Longlisci, N. and Longhetto, A. (2002) Numerical experiments of barotropic flow interaction with a 3D obstacle. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3239-3253.
- Hanazaki, H. (1988) A numerical study of three-dimensional stratified flow past a sphere. *J. Fluid Mech.*, **192**, 393-419.
- Hirota, I. and Miyakoda, K. (1965) Numerical solution of Kármán vortex street behind a circular cylinder. *J. Meteor. Soc. Japan*, **43**, 30-41.
- Holland, D.M. (2001) Explaining the Weddell Polynya—a large ocean eddy shed at Maud Rise. *Science*, **292**, 1697-1700.
- Hunt, J.C.R. and Snyder, W.H. (1980) Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill. *J. Fluid Mech.*, **96**, 671-704.
- Hunt J.C.R., Feng, Y., Linden, P.F., Greenslade, M.D. and Mobbs S.D. (1997) Low froude number stable flows past mountains. *Il Nuovo Cimento.*, **20C**, 261-272.
- Hunt, J.C.R., Olafsson, H. and Bougeault, P. (2001) Coriolis effects on orographic and mesoscale flows. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, 601-633.
- Huppert, H.E. (1975) Some remarks on the initiation of inertial Taylor columns. *J. Fluid Mech.*, **67**, 397-412.
- Huppert, H.E. and Bryan K. (1976) Topographical generated eddies. *Deep-Sea Research*, **23**, 655-679.
- Ingersoll, A.P. (1969) Inertial Taylor columns and Jupiter's Great Red Spot. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 744-752.
- Jacobs, S.J. (1964) The Taylor column problem. *J. Fluid Mech.*, **20**, 581-591.
- Kang, S.-D., Kimura, F. and Takahashi, S. (1998) A numerical study on the Kármán vortex generated by divergence of momentum flux in flow past an isolated mountain. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 925-935.
- Kuettner, J. (1989) Easterly flow over the cross equatorial island of Sumatra and its role in the formation of cyclone pairs over the Indian Ocean. *Wetter und Leben*, **41**, 47-55.
- Lee, T.-Y., Park, Y.-Y. and Lin, Y.-L. (1998) A numerical modeling study of mesoscale cyclogenesis to the East of the Korean Peninsula. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 2305-2329.
- Lin, Q., Lindberg, W.R., Boyer, D.L. and Fernando, H.J.S. (1992) Stratified flow past a sphere. *J. Fluid Mech.*, **240**, 315-354.
- Lorentz, E.N. (1955) Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, **7**, 157-167.
- Manabe, S. and Terpstra, T. (1974) The Effects of

- mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 3-42.
- Michaelides, S.C. (1987) Limited area energetics of Genoa cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 13-26.
- Miles, J.W. and Huppert, H.E. (1969) Lee waves in a stratified flow. Part 4: Perturbation approximations. *J. Fluid Mech.*, **35**, 497-525.
- Mozer, J.B. and Zehnder, J.A. (1996) Lee vorticity production by large-scale tropical mountain ranges. Part I: Eastern North Pacific tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 521-549.
- Murakami, T. (1981a) Orographic influence of the Tibetan Plateau on the Asiatic winter monsoon circulation. Part I: Large-scale aspects. *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 40-65.
- Murakami, T. (1981b) Orographic influence of the Tibetan Plateau on the Asiatic winter monsoon circulation. Part III: Short-period oscillations. *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 173-200.
- Murakami, T. (1981c) Orographic influence of the Tibetan Plateau on the Asiatic winter monsoon circulation. Part IV: Long-period oscillations. *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 201-219.
- Murakami, T. and Nakamura, H. (1983) Orographic effects on cold surges and lee cyclogenesis as revealed by a numerical experiment. Part II: Transient aspects. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 547-567.
- Nakamura, H. and Murakami, T. (1983) Orographic effects on cold surges and lee cyclogenesis as revealed by a numerical experiment. Part I: Time mean aspects. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 524-546.
- Petterssen, S. (1956) *Weather Analysis and Forecasting*. Vol. I. 2nd ed. McGraw-Hill, 428pp.
- Richards, K.J., Smeed, D.A., Hopfinger, E.J. and D'hières, G.C. (1992) Boundary-layer separation of rotating flows past surface-mounted obstacles. *J. Fluid Mech.*, **237**, 343-371.
- Schär, C. and Durran, D.R. (1997) Vortex formation and vortex shedding in continuously stratified flows past isolated topography. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 534-554.
- Schumann, U. and Volkert, H. (1984) Three-dimensional mass- and momentum-consistent Helmholtz equation in terrain-following coordinates. *Efficient Solutions of Elliptic Systems*, Ed., Vol.10, Friedrick Vieweg and Son, 109-131.
- Sha, W., Kawamura, K. and Ueda, H. (1991) A numerical study on sea/land breezes as a gravity current: Kelvin-Helmholtz billows and inland penetration of the sea-breeze front. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1649-1665.
- Sha, W., Grace, W. and Physick, W. (1996) A numerical experiment on the Adelaide gully wind of South Australia. *Aust. Meteor. Mag.*, **45**, 19-40.
- Sha, W., Nakabayashi, K. and Ueda, H. (1998) Numerical study on flow pass of a three-dimensional obstacle under a strong stratification condition. *J. Appl. Meteor.*, **37**, 1047-1054.
- Sheppard, P.A. (1956) Airflow over mountains. *Q. L. R. Meteorol. Soc.*, **82**, 528-529.
- Smith, R.B. (1980) Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain. *Tellus*, **32**, 348-364.
- Smith, R.B. (1984) A theory of lee cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1159-1168.
- Smolarkiewicz, P.K. and Rottuno, R. (1989) Low Froude number flow past three dimensional obstacle. Part I: Baroclinically generated lee vortices. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1154-1164.
- Staff Members, Academia Sinica (1957) On the general circulation over Eastern Asia (I). *Tellus*, **9**, 432-446.
- Staff Members, Academia Sinica (1958a) On the general circulation over Eastern Asia (II). *Tellus*, **10**, 58-75.
- Staff Members, Academia Sinica (1958b) On the general circulation over Eastern Asia (III). *Tellus*, **10**, 299-312.
- Sun, W.-Y. and Chern, J.-D. (1994) Numerical experiments of vortices in the wake of large idealized mountains. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 191-209.
- Sun, W.-Y., Chern, J.-D., Wu, C.-C. and Hsu, W.-R. (1991) Numerical simulation of mesoscale circulation in Taiwan and surrounding area. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2558-2573.
- Thorsteinsson, S. (1988) Finite amplitude stratified air flow past isolated mountains on an f-plane. *Tellus*, **40A**, 220-236.

# Numerical Study on Vortices Formation in the Middle Layer of Flow around a Large Mountain under Rotating Stratified Conditions

Yu HOZUMI, Hiromasa UEDA, Weiming SHA\*

\*Graduate School of Science, Tohoku University

## Synopsis

Generation of cyclonic vortices in the middle layer of flow around a large mountain like Tibet and Rocky was investigated by means of a 3-D nonhydrostatic meteorological prognostic model. Special attention was paid on the effects of earth rotation and stratification on the vortices detached successively from the slope of a high and large horizontal scale mountain. It was found the successive formation and detachment of such 'von Karman-like vortices' occurred in the flow regime at high Rossby numbers  $Ro$  and low Froude numbers  $Fr$ . It was successfully divided by the criterion of baroclinic instability. This means that if the condition is unstable baroclinically, a lee vortex is destabilized into three dimensional one, while under baroclinically stable conditions the lee vortex with vertical axis retains its standing structure and remains for a long time in the middle layer.

**Keywords:** Lee vortex, flow around mountain, stratification effect, Coriolis effect, rotating stratified flow, numerical model