

大気のカルマン渦列の形状に及ぼす成層の影響について

九州大学総合理工学府
東京大学海洋研究所

野口 宗宏
伊賀 啓太

冬季、大陸から寒気が流出する際に、孤立した島の風下に二列に並んだカルマン渦列が見られることがある。通常このような渦列は互い違いに並ぶのであるが、時折、対に近い配置で並んだ渦列が観測されることがある。このような対の渦列は、中立層が山より厚い時に、両側の渦列の渦管が上空でつながることによって生じるのであるという樋口・酒井(2005)の仮説を検証するために、メソ気象モデルを用いて数値実験を行い、再現された渦列の様子を詳細に調べた。

この渦列の渦度場は波状の構造をしており、その位相は、山の風下の中心線上とそれからずれた渦の生じている領域とで逆の方向に傾いていた。この性質は波状構造が内部重力波と考えることで説明できる。

対に近い配置と通常の互い違いの配置の渦列は、同じ山の高さで中立層の厚さの設定の中で異なる時間に現れた。これは必ずしも中立層が厚い時に対に近い渦列ができるわけではないことを示している。ただし、渦度の構造を詳細に見ると、互い違いになった渦列では片方の渦列の渦管は他方の側の下層の方にもぐって弱まっているのに対して、対になった渦列では上空で両側の渦がつながっており、樋口・酒井(2005)の構造に関する仮説を支持するものである。

1 はじめに

冬季の気象衛星画像には、ユーラシア大陸からの寒気の流出の際に、日本海から東シナ海にかけて筋雲がよく見られる。そして、その寒気の流出が弱まったときには屋久島や済州島など孤立した島の風下に綺麗に並んだ2列のカルマン渦列がしばしば見られる(図1左)。衛星画像の観測によると、大気のカルマン渦列を作り、島の大きさは、島の半径が約20kmで島の高さは約2~4kmである。渦列の半径は約20km~40kmで、島の下流約400kmまで達する。渦の寿命期間は約10時間で、渦列が確認できる高さはおおよそ1km~2kmである。大気のカルマン渦列は冬の気圧配置で、風が孤立した山と同じ方向から半日以上吹いた時、この流れが雲によって可視化されて観測される。大気のカルマン渦列に関してこれまでに理論や室内実験、数値実験などで多く研究されてきた。

実験室におけるカルマン渦のメカニズムはシリンドラーの粘性境界層の剥離によるものとされているが、大気のカルマン渦でも同様の議論がなされ、混合層モデルを用いて、Ruscher and Deardroff (1982) や Dempsey and Rotunno (1988) は境界層の粘性が唯一の渦生成のメカニズムであると示している。一方で、Smolarkiewicz et al. (1988) や Smolarkiewicz and Rotunno (1989) が三次元モデルを用い、安定成層を設定して、表面摩擦と粘性がない状況で、山岳後方にできる渦の計算を行なったところ、 $Fr = 0.15 \sim 0.5$ (但し、 $Fr = u/NH$, N : プラント・パイサラ振動数, H : 山の高さ) の強い安定成層の場合に渦が生成することを見つけた。このケースでは等温位面の变形により浮力の勾配から水平方向の渦度が傾圧的に生成しており、従って渦生成に成層が影響していることが示された。

さらに山の風下側の流れの減速の原因を、Kang et al. (1998) が、表面摩擦と粘性がなく、逆転層のない安定成層における三次元の流れで調べている。山の高さを変えることで Fr を変化させたところ、 $Fr = 0.48$ で風下渦が生成して $Fr = 0.22$ で互い違いの渦列が生成している(図1右)が、これは Smolarkiewicz and Rotunno (1989) が見出した $Fr = 0.15 \sim 0.5$ で渦が形成されるという結果と整合的である。

ところでカルマン渦列は一般的に互い違いに並んでいるものが多い(図1)。しかし衛星画像で見られるカルマン渦列には対に近くなるものも存在する(図2左)。このような形状の渦列について、樋口・酒井(2005)は一様な水の層の中で円錐状の山を牽引して渦列を作るという水槽実験によって調べている。その結果、水面から山が頭を出している場合にはカルマン渦列が形成される一方、山が水没している場合には対に近くなったカルマン渦列が形成した。そして彼女らはこのような違いは対に近くなった渦の配置は上方で渦がつながっていることによるものであろうと推測している。またこのような観点から大気中にカルマン渦列が生じる時の環境場を見直し、温位の不連続面から山が頭を出している場合に互い違いのカルマン渦列が生じて、温位の不連続面が山より上層にある場合にカルマン渦列が対に近くなって現れるのであろうと推測している。

以上のように大気のカルマン渦列の研究は数多くある。しかし、いくつかの疑問も残る。Kang et al. (1998) では下層まで成層があるように設定した数値実験をもとに、内部重力波の運動量輸送の議論を行ってカルマン渦

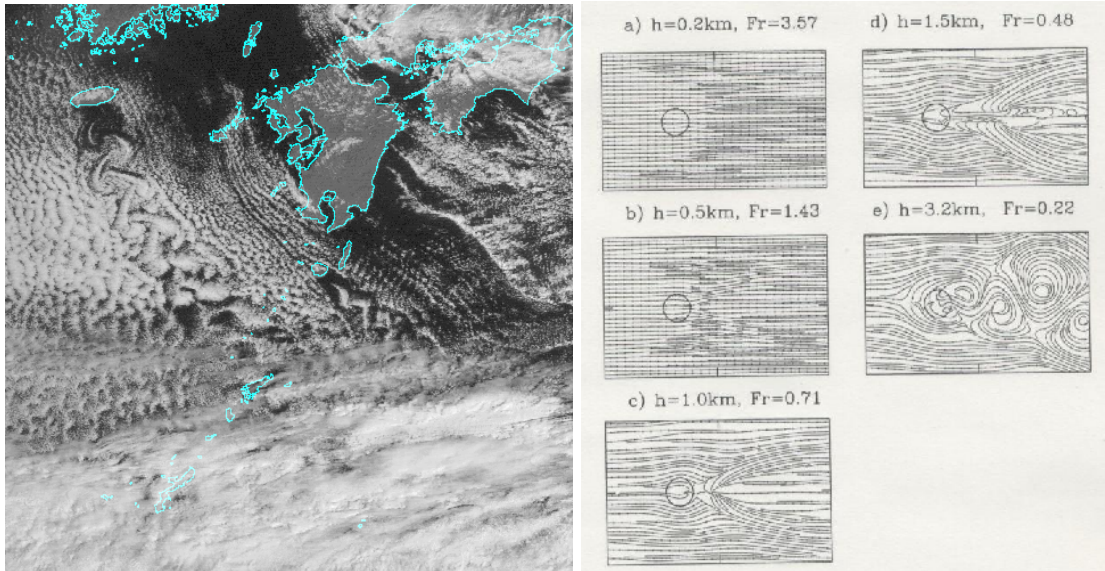


図 1: 左図: 2000 年 2 月 21 日正午 (日本時間) の可視画像 (高知大学気象情報頁、URL <http://weather.is.kochi-u.ac.jp/>)、右図: Kang et al.(1998) で示された $Fr = 0.22 \sim 3.57$ の高さ 1km の水平断面図

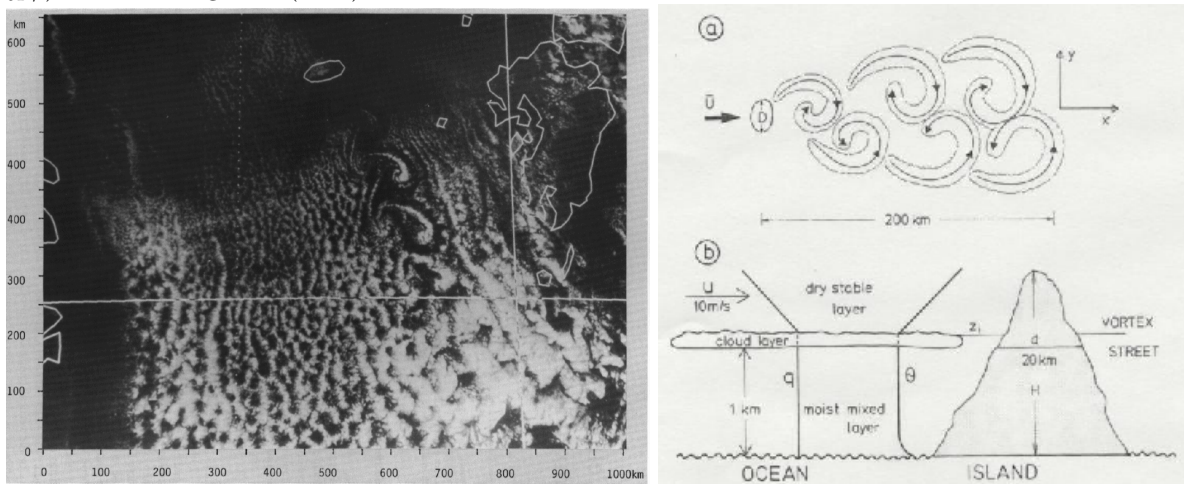


図 2: 左図: 対に近いカルマン渦列 (Kimura, 1988)、右図: 大気の渦列の概略図 (Etling, 1989)

列の形成メカニズムを議論しているが、実際の大気では海面からの大量の顕熱・潜熱供給によって混合層が発達し、下層が中立成層になっている場合にこのような渦列が観測されることが多い(図2右)。そのため、Kang et al. (1998) のような条件ではなく、下層に中立成層が存在することによってどのような影響が出るか、発生のメカニズムは変わらないか調べる必要がある。

また樋口・酒井(2005)は、対に近い渦列は上方で繋がっているであろうという予想を立てたが、彼女らが行なった室内実験の条件は上方に水面という密度の飛びがある場合であった。ところが実際の大気では中立層の上に密度の飛びがあるのではなく、安定な層が続いている状況である。この違いが影響を与えるのか調べておく必要がある。また、そもそも対に近い渦列は上方で繋がっているであろうという予想が正しいかどうかを確認する必要がある。

そこで本研究ではメソ気象モデルを用いて、下層に中立成層、上層に安定成層を置いた状況のもとでカルマン渦列を再現し、中立成層と安定成層の役割を調べる。さらに対に近くなった渦列を再現してその渦度場を詳しく解析することにより、渦が上方でつながっているという仮説を検証することにする。

2 モデルと計算設定

今回 ARPS を使用した。ARPS は非静力学、完全圧縮性モデルであり、数 m ~ 数百 km のスケールの予報に適している。また鉛直グリッドは高度に伴ってストレッチングを指定することが可能である。

初期条件とモデル領域は Kang et al. (1998) を参考に、図3のように設定した。水平領域は 576km×195km、格子間隔は 3km×3km である。鉛直方向は地表から高度 15km まで 50 層をとった。グリッド間隔は $z = 7.14\text{km}$ までを 170m にして、高度 7.14km から高度に伴って、徐々に粗くなるように設定した。半値幅 10km のベル型の山を $(x, y) = (60, 97.5)\text{km}$ に置く。初期条件は図3のように水平一様な風速は x 方向に 10m/s に設定し、下層に温度 296.3K 一定の中立成層を置き、その上に $N = 0.014\text{s}^{-1}$ の安定成層大気があるように設定した。大気は乾燥大気として、地表面気圧は 965hPa とする。気圧に初期擾乱を与えた。側面の境界条件は開境界 (open boundary) とし、Orlanski (1976) の放射条件を用いた。下端は固体壁として、地面での摩擦はなく、断熱である。上端は上方へ伝播する重力内部波が透過して反射しない Klemp and Durran (1983) の放射境界条件とした。重力波反射の影響を避けるため、高度 8000m より上層に Rayleigh damping によるスポンジ層を設置した。(図3)

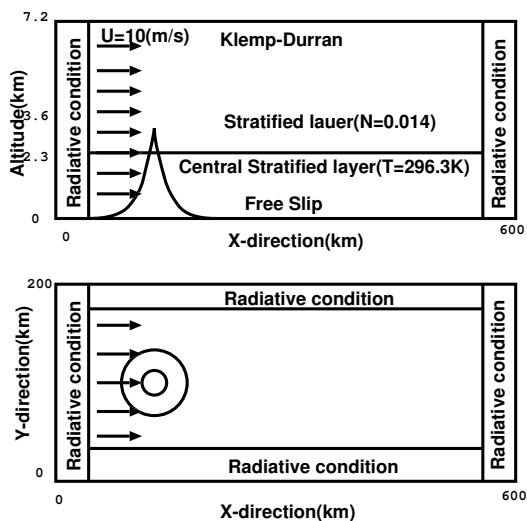


図 3: 計算領域と境界条件と初期条件 (横から見た図 (上) と上から見た図 (下))

3 結果

3.1 形成されたカルマン渦列の時間変化

前章で設定した条件のもとで時間積分を行ったところ、山の風下にカルマン渦列が形成される様子がシミュレートされた。その様子は図4のようになっている。時間積分を始めてしばらくは山の風下に対称な双子渦ができていたのが、振動する渦列となり、しばらく互い違いのカルマン渦列を形成していたが、 $t = 154800\text{s}$ (43h) 後には対に近い形で渦が並ぶようになり、 $t = 241200\text{s}$ (67h) 後にはまたきれいな互い違いのカルマン渦列が形成された。

このように環境場の設定が同じ設定であっても、時刻によって渦列の様子が異なってくる。互い違いの渦が並んでいる場合と対に近くなっている場合のそれぞれについて渦の構造を詳細に見ていくことにする。

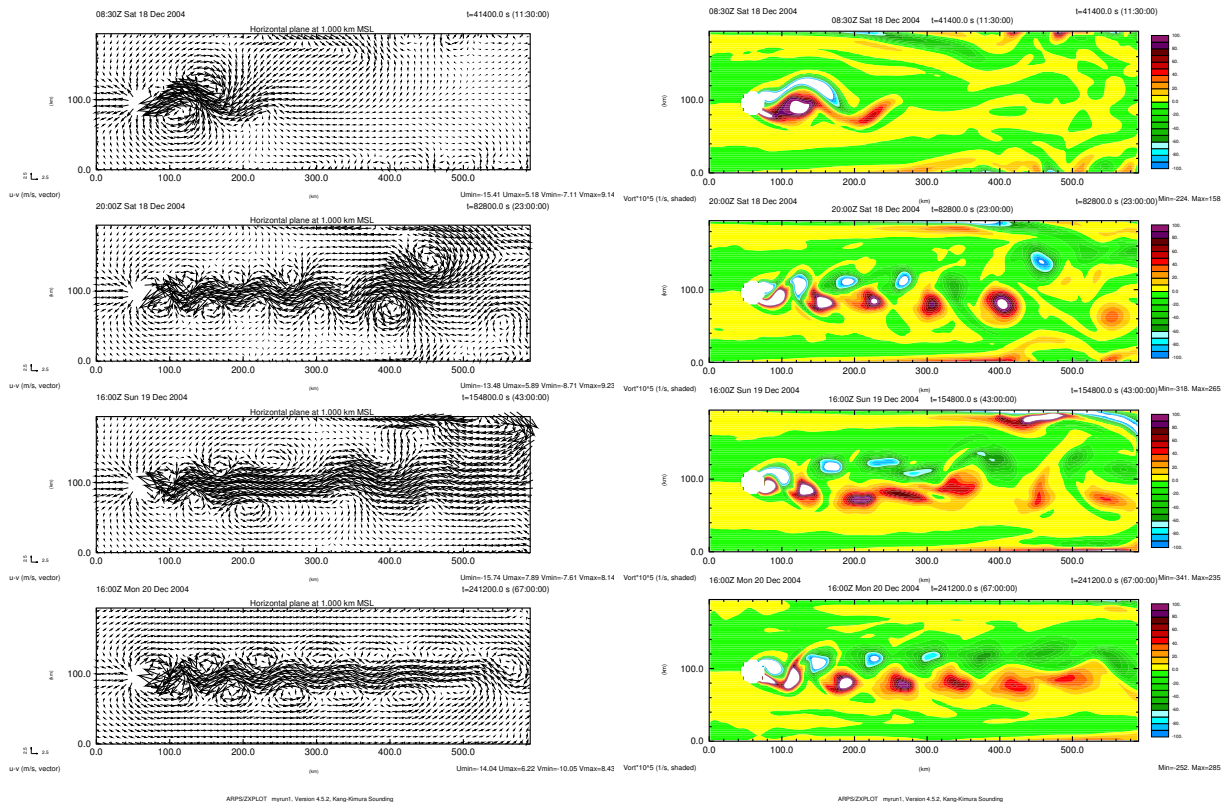


図4: 高さ1000mの速度擾乱の水平分布(左)と渦度 z 成分(右)。時間は上から11h30m, 23h, 43h, 67h

3.2 互い違いのカルマン渦列

まず互い違いのカルマン渦列が並んでいる $t = 67\text{h}$ の時点に注目する。この時の鉛直速度、温位、渦度 z 成分、速度ベクトルの擾乱を示したのが、図5の左図であるが、いずれの物理量で見ても互い違いの渦を形成していることがわかる。

さらにこの時の渦度 y 成分の xz 断面図を書いたものが、図5の右図の二つの図で、それぞれ山の中心を通る中心軸 $y = 97.5\text{km}$ における断面図と、流れの右側の渦列の付近にあたる $y = 76.5\text{km}$ における断面図を示している。 $y = 76.5\text{km}$ の渦列に近い場所の断面図には渦度 y 成分の高さが山の付近が山頂付近と、高さ0.6kmに存在し、 $y = 97.5\text{km}$ の中心軸の断面図には山の風下側の高さ1.5kmから上に波状の構造が見える。この波状の構造は上空に行くほど下流側に傾いており、水平波長 λ_x は $\lambda_x \sim 35\text{km}$ 、鉛直波長 λ_z は $\lambda_z \sim 1\text{km}$ 程度である。一方渦列付近 $y = 76.5\text{km}$ の断面図でも同様に波状の構造が見られるが、こちらは中心軸のとは異なって、上空に行くほど、上流側に傾いている。また水平波長は中心軸付近の倍の $\lambda_x \sim 70\text{km}$ 、鉛直波長 $\lambda_z \sim 2 \sim 3\text{km}$ 程度の値を持つ。

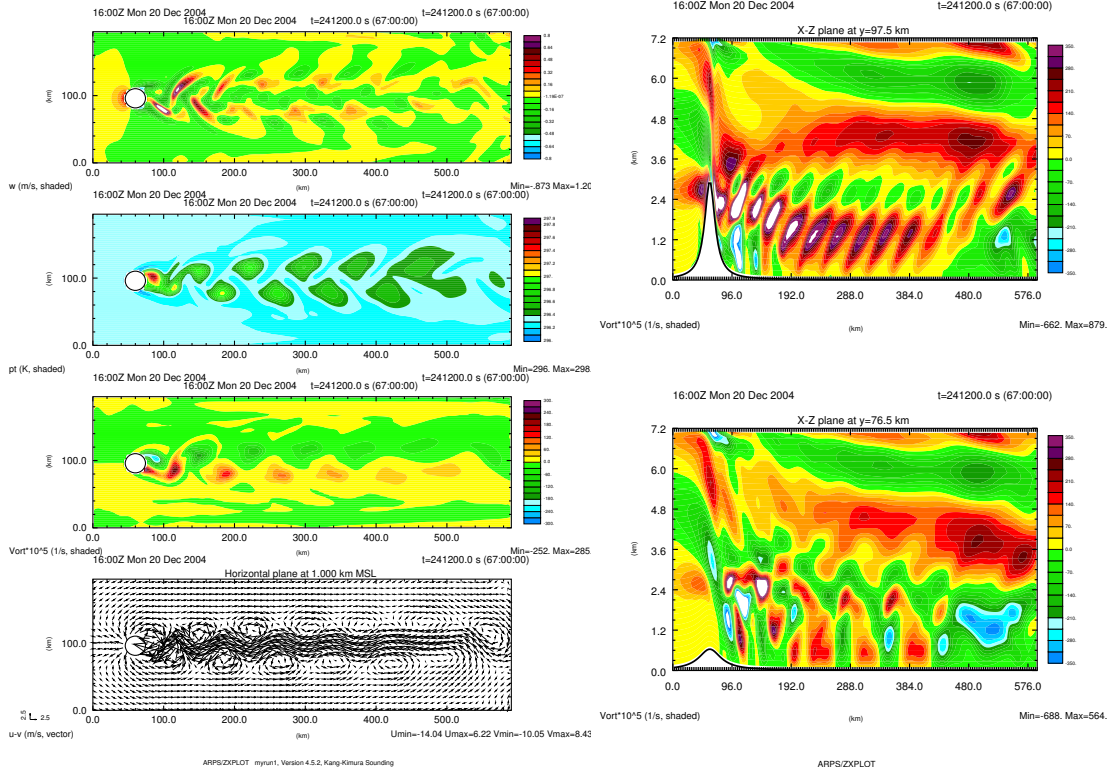


図 5: 左図は高さ 1000m の水平断面図で、上から速度鉛直成分 (m/s)、温位 (K)、渦度 z 成分 ($\times 10^5$ 1/s)、速度ベクトルの擾乱 (m/s)。右図は渦度 y 成分の xz 断面図で、上が $y = 97.5\text{km}$ (中心軸)、下が $y = 76.5\text{km}$ (渦列付近)

3.2.1 重力波の分散関係との比較

まずこの波状構造はどのように説明できるであろうか。もとの設定では $z = 2300\text{m}$ の高さまでを中立成層としていたが、図 6 で示されるように山の風下側では安定成層の領域がやや下層まで広がっている。このような成層中に見られる波長の構造であるから、内部重力波ではないだろうかと予想される。

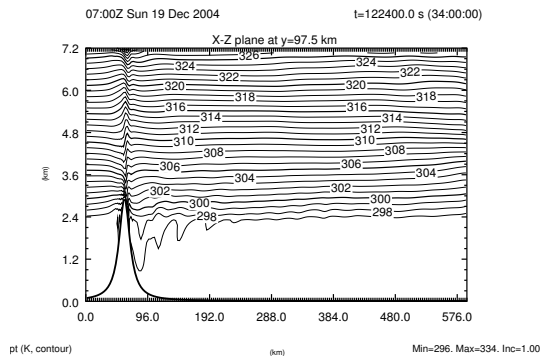


図 6: $y = 97.5\text{km}$ (中心軸) の温位の xz 断面図。

もし内部重力波であるとすれば、一様流中の内部重力波の分散関係式

$$c = U \pm \frac{N}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} \quad (3.1)$$

に従うはずである。この時群速度の z 成分は複号同順で

$$c_{gz} = \mp \frac{Nk_x k_z}{(k_x^2 + k_z^2)^{3/2}}. \quad (3.2)$$

さて、これらの波状構造は渦列とともに動いており、渦列の移動速度はおよそ $c \sim 7\text{m/s}$ 程度となっている。一方、背景場の速度は中心軸から離れたところでは $U \sim 10\text{m/s}$ なのに対して、中心軸付近では減速されて、 $U \sim 6\text{m/s}$ 程度となっている。中心軸付近では $c - U > 0$ となるから、式 (3.1) の複号は上のプラスをとることになり、それに伴って式 (3.2) の複号は上のマイナスをとる。波のエネルギーが下から上方へ放射されていると考えると $c_{gz} > 0$ のはずだから、式 (3.2) より k_x と k_z は異符号を持つことになり、波状構造が上空に行くほど上流に傾くことになる。このように一様流中の内部重力波と考えることにより、波状構造の傾きの向きの説明がつく。

さらに定量的な比較を行うと、今回調べている波の場合 $k_z \gg k_x$ とみなせるので、

$$c - U = \pm \frac{N}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}, \quad (3.3)$$

$$\approx \frac{N}{|k_z|} \quad (3.4)$$

となるが、中心付近では

$$c - U \sim 1(\text{m/s}) \quad (3.5)$$

で、 $N \sim 1.4 \times 10^{-2}(\text{s}^{-1})$ とすると

$$k_z = \frac{N}{c - U} \sim \frac{1.4 \times 10^{-2}}{1} \sim 1.4 \times 10^{-2}(\text{1/m}) \quad (3.6)$$

で波長は

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z} \sim 0.5 \times 10^3(\text{m}) \quad (3.7)$$

となる。一方、渦列付近では $c - U \sim -3(\text{m/s})$ なので

$$k_z = \frac{N}{c - U} \sim \frac{1.4 \times 10^{-2}}{3} \sim 0.4 \times 10^{-2}(\text{1/m}) \quad (3.8)$$

従って、

$$\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z} \sim 1.5 \times 10^3(\text{m}) \quad (3.9)$$

と見積られる。図から読みとった値は中心軸付近で $\lambda_z \sim 1\text{km}$ 、渦列付近 $\lambda_z \sim 2 \sim 3\text{km}$ であったが、この読み取られた値に比べて、ファクターは若干小さいが、適切なオーダーの値を与えている。 N として $N \sim 1.4 \times 10^{-2}(\text{s}^{-1})$ を与えて計算したが、安定成層が下に伸びた領域では N の値がこれよりは小さくなっている可能性があるため、それを考慮すればもう少し長い波長が説明できるかもしれない。

3.2.2 渦のつながり

カルマン渦列の渦管が上空でどのようにつながっているのを見るために、渦度の z 成分を各高度毎に描き (図 7 左) また、渦度の y 成分を様々な y の値の xz 面で切った断面図を描く (図 7 右)。山から下流に向かって右側の $x = 250\text{km}$ にある渦 (図 7 の左図中に黒い で記してある) の渦管を図で追跡していくと、まず $y = 76.5\text{km}$ のところで上方に行ったあと、 y の大きな方に続き、中心軸 $y = 97.5\text{km}$ 付近では高さ $z = 1.5\text{km}$ 付近を通る。さらに y の大きな側では弱まりながら高度を下げていく。

一方、逆に、山から下流に向かって左側の $x = 300\text{km}$ のところにある渦 (図 7 の左図中の赤い) はこれと逆はに $y = 106.5\text{km}$ のところで上方に行ったあと y の小さい側に高度を下げてながらつながり、弱まっていく。この様子から対応する渦管の様子は図 8 のようになっているものと推定される。この図を見ると、中心軸付近では両側から来た渦管が並んでいるため、渦列付近の xz 面に比べて倍の渦管が存在し、従って波長は半分になることがわかる。

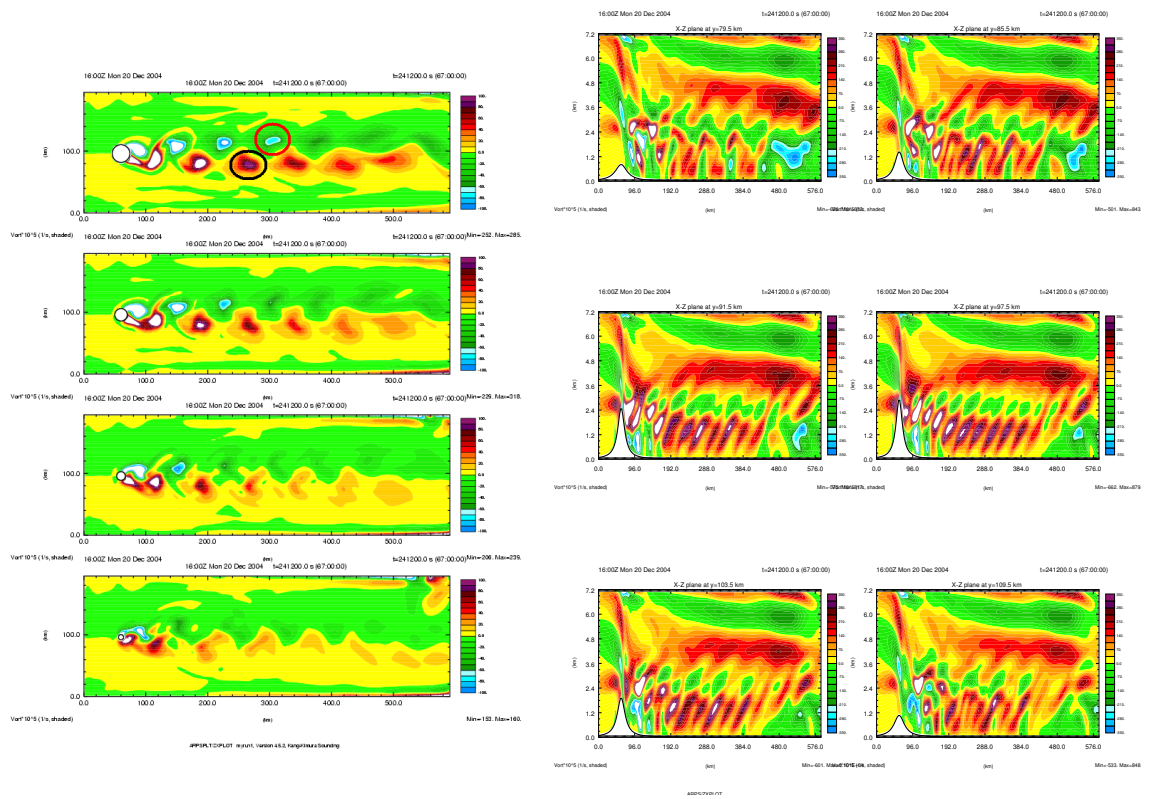


図 7: 互い違いの渦列時の渦度 z 成分 ($\times 10^5$ 1/s)。左図は xy 断面図で、高度は上から 1000m、1500m、2000m、2500m。右図は xz 断面図で、上左は $y = 79.5\text{km}$ 、上右は $y = 85.5\text{km}$ 、中左は $y = 91.5\text{km}$ 、中右は $y = 97.5\text{km}$ 、下左は $y = 103.5\text{km}$ 、下右は $y = 109.5\text{km}$

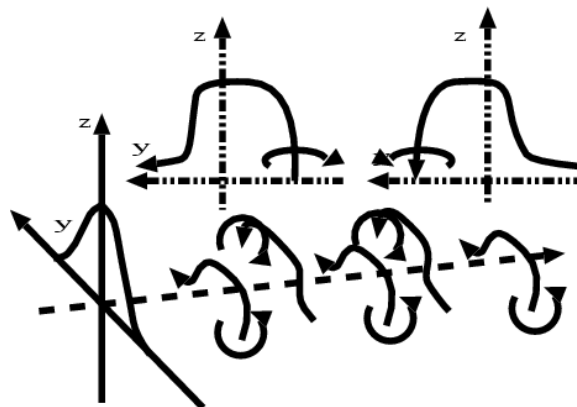


図 8: 互い違いになったカルマン渦列の渦のつながり概念図

3.3 対に近くなったカルマン渦列

3.3.1 渦度場の特徴

次に対に近い形の渦が並んだ $t = 43\text{h}$ の時点の渦の様子を見る。鉛直速度、温位、渦度 z 成分、速度ベクトルの擾乱は図 9 の左図ようになる。この時の山の中心軸を通るものと渦列付近の $y = 76.5\text{km}$ の渦度 y 成分の xz 断面図が示されている (図 9 右図)。互い違いのカルマン渦列ができた時と同様、中心軸 ($y = 97.5\text{km}$) の断面図には山の風下側高さ $z = 1.5\text{km}$ 付近から上に、上空に行くほど下流に傾く縞状の構造があり、鉛直波長 $\lambda_x \sim 50\text{km}$ 、鉛直波長 $\lambda_z \sim 1\text{km}$ 程度である。

また渦列付近 $y = 76.5\text{km}$ の断面図では上空に行くほど上流側に傾く波動状の構造があって、水平波長 $\lambda_x \sim 50\text{km}$ 、鉛直波長 $\lambda_z \sim 2 \sim 3\text{ km}$ くらいである。この場合においては、水平波長はどちらの断面でも同程度である。

3.3.2 重力波の分散関係との比較

この場合でも波状構想や渦列の速さは $c \sim 6.5\text{m/s}$ であるのに対して背景場の速度は中心軸付近で $U \sim 6\text{m/s}$ 外の領域では $U \sim 10\text{m/s}$ となっており、 $c - U$ の符号から波状構造の傾きが自然に理解できる。また鉛直波数も同様に評価される。

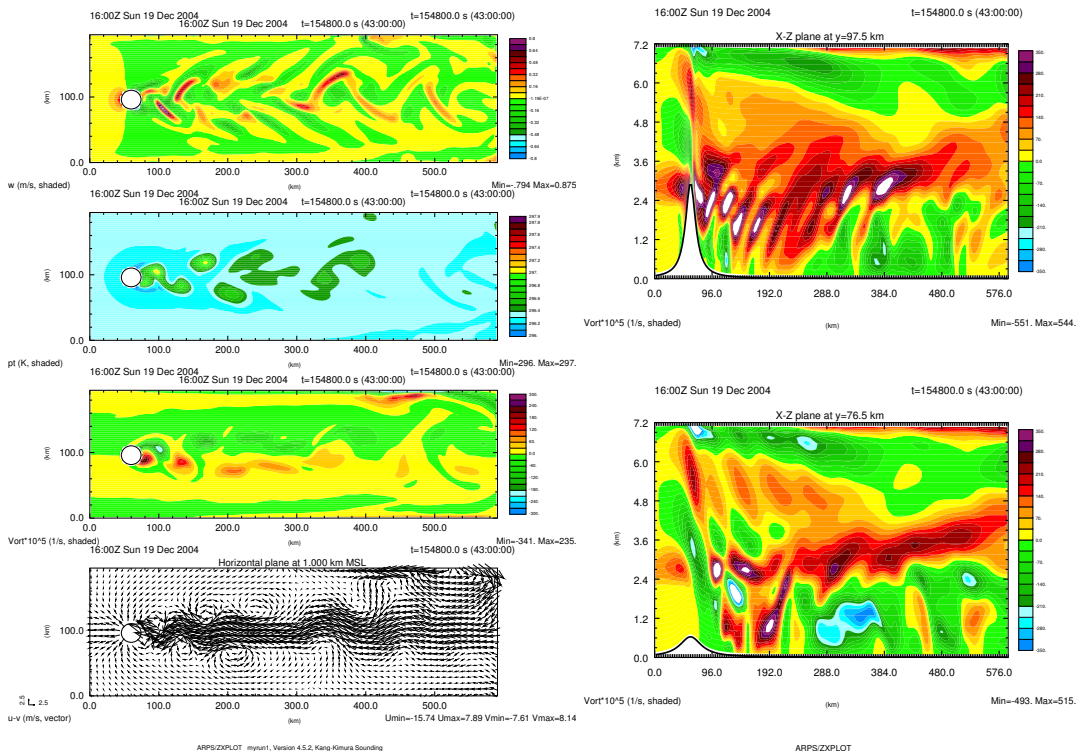


図 9: 対に近くなった渦列が見られた時の高さ 1000m の水平断面図 (左)。上から一段目速度鉛直成分 (m/s)、二段目温位 (K)、三段目渦度 z 成分 ($\times 10^5$ 1/s)、四段目速度ベクトルの擾乱 (m/s)。高さ 1000m の渦度の y 成分の水平断面図 (右)。上は対称軸上、下は渦に近い位置

3.3.3 渦のつながり

この時刻についてもカルマン渦列の渦管が上空でどのようにつながっているかを見るため、渦度 z 成分を各高度毎描いたもの (図 10 左) と渦度 y 成分を様々な y の値の xz 面で切った断面図 (図 10 右) を示す。 $x = 260\text{km}$ のところで、山から下流に向かって右側にある渦 (青い (図 10 左)) の渦管は図 10 右に続き、同じ $x = 260\text{km}$ で下流に向かって左側にある渦につながっていることがわかる。この様子を概念図としてまとめたのが図 11 であるが、この場合には中心軸上でも渦の存在するずれた辺りでも波長 λ_x が同じになるのはこの図から明らかである。

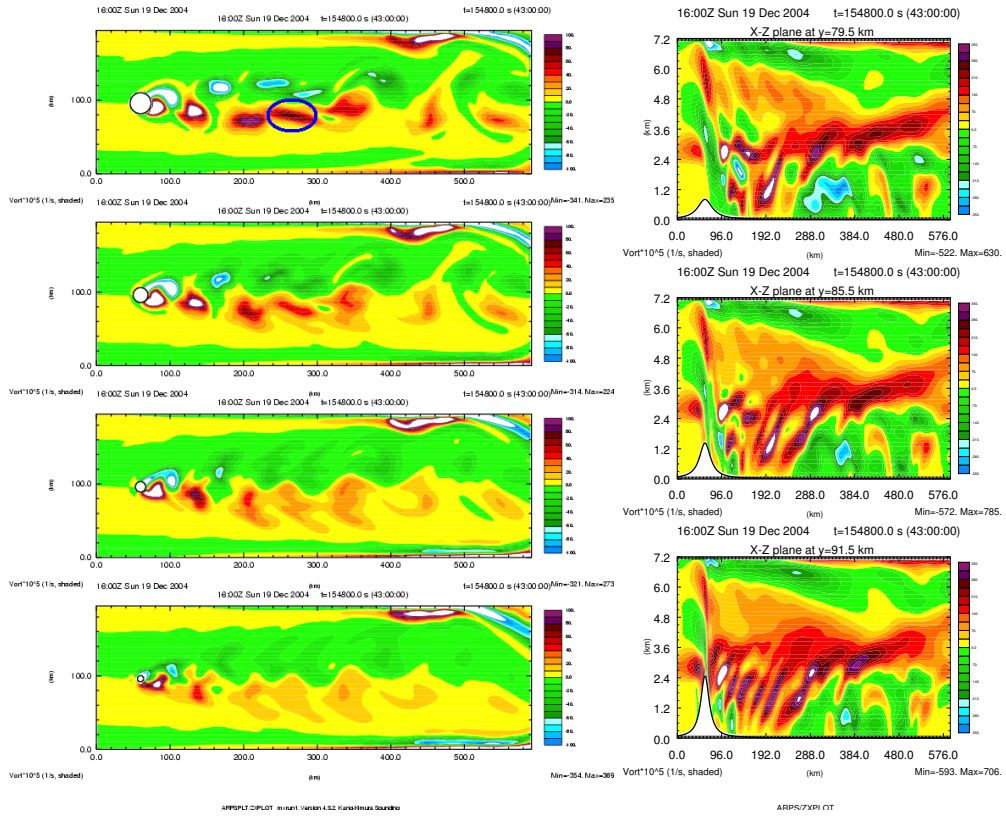


図 10: 対に近くなった渦列時の渦度 z 成分 ($\times 10^5$ 1/s)。左図は水平断面図で、高度は上から 1000m、1500m、2000m、2500m。右図は xz 断面図で上は $y = 79.5$ km、中は $y = 85.5$ km、下は $y = 91.5$ km

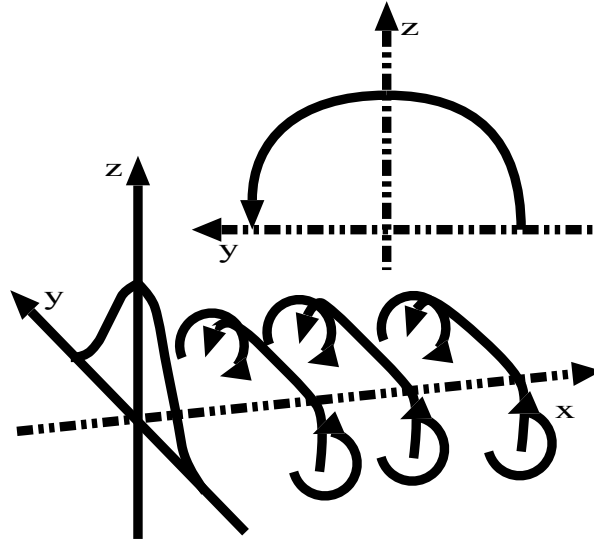


図 11: 対に近くなった渦列の渦のつながり概念図

4 まとめ

大気のカルマン渦列が一般的な互い違いに配列する場合の他に対に近い形に並ぶことがある。樋口・酒井(2005)は対に近い形の渦列は、上空で渦管がつながっているものであろうと予想し、またそれは山の高さより中立層が深い時に起こるであろうと考えた。

本研究ではその仮説を検証したのであるが、まず、同じ条件設定のもとで時刻によって異なる配置が現れた。従って中立層の厚さと山の高さの大小関係がどちらの渦列の形状を取るかを決めるという彼女らの仮説には検討の余地がありそうである。同時にそれぞれの渦列の配置をとっている時刻の渦のつながりを詳細に見てみたところ、交互に並んだ渦の配置の場合では、渦管も互い違いに入り込んでいるのに対して、対に近く並んだ渦列の場合は、上空で渦がつながっていた。この点で対に近い渦列の構造に対する彼女らの予想は適切なものであったと言える。また同時に渦の上空には中心軸付近とそれからずれた場所で異なる方向に傾いた構造が見られたが、これは内部重力波の性質として説明できることがわかった。

参考文献

1. Dempsey, D P. and Rotunno, R., 1988: Topographic generation of mesoscale vortices in mixed-layer models. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2961-2978.
2. Etling, D., 1989: On Atmospheric Vortex Streets in the Wake of Large Islands. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **41**, 157-164
3. 樋口亜里沙、酒井敏, 2004: 濟州島の風下に見られるカルマン渦列の特徴～成層および三次元効果の影響～, 気象学会 2004 年度春季大会講演予稿集, **85**, 115
4. 樋口亜里沙、酒井敏, 2005: カルマン渦列は何故、対になって現れるのか?, 気象学会 2005 年度秋季大会講演予稿集, **88**, 284
5. Kang, S. D., F. Kimura and S.Takahashi., 1998: A Numerical Study On the Karman Vortex Generated by Divergence of Momentum Flux in Flow Past an Isolated Mountain. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 925-935
6. Kimura, R., 1988: The process of generation of Karman Vortex streets in the lee side of Cheju island. *J. Jap. Soc. Fluid Mech.*, **7**, 1-2
7. Klemp, J. B., and D. R. Durran, 1983: An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 430-444
8. Orlandi, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269
9. Ruscher, P. H. and Deardorff. J. W., 1982: A numerical simulation of atmospheric vortex streets., *Tellus*, **34**, 555-566
10. Smolarkiewicz, P. K., Rasmussen and R. M., Clark, T. L., 1988: On the dynamics of Hawaiian cloud bands: island forcing. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1872-1905
11. Smolarkiewicz, P. K. and R. Rotunno, 1989: Low Froude Number Flow past Three-Dimensional Obstacles. Part1: Baroclinically Generated Lee Vortices. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1154-1165