

## 積雲により可視化された内部重力弧立波

# Solitary Internal Gravity Waves Visualized by Cumulus Clouds

藤田 由紀夫 \*

Yukio Fujita

### Abstract

Dark stripes propagating on cumulus clouds are often seen at the end of period when cold air bursts to the ocean in winter. Similar dark stripes are also seen on cumulus clouds over the ocean in the trade wind area. In order to examine whether these dark stripes relate to gravity waves at the level of cumulus, equations for gravity waves were solved for atmosphere with simplified wind and potential temperature profile. The characteristics of derived waves were compared with those of the dark stripes.

The comparison showed coincidence of characteristics between the dark stripe and solitary internal gravity wave propagating in the inversion layer at a height of 850hPa. Downward motion associated with this wave make cloud top lower and cloud top temperature higher. These effects result in darkness on satellite imagery.

### 1. はじめに

冬型の気圧配置となって、寒気が海上に吹き出す時、海上には筋状の寒気移流雲が形成される。冬型が弱まった時、この寒気移流雲の上に Fig. 1 の赤外画像に示したような暗い縞模様ができ、海上風と逆向きに伝播していくのが見られることがある。また、頻度は少ないものの亜熱帯の北東貿易風帯の積雲群の上にも同様な暗い縞模様ができ、伝播していくのが見られる。寒気移流雲上に見られる縞模様については麻生(1989)が衛星画像からわかる特徴を調査している。しかし、縞模様自体の励起原因、維持、伝播の機構についてはまだ解明されていない。

縞模様の維持、伝播の機構の候補として考えられるものに積雲の雲頂付近の高度に励起された重力波があ

る。もし、重力波であるならば縞模様の出現時の大気の状態から求められる重力波の波速等の値が衛星画像から得られるものと一致するはずである。また、励起原因とは無関係にその伝播の特徴を調べることができ。そこで、励起原因は考えず、縞模様が重力波により出現、伝播していると仮定し、出現時の高層観測資料から簡単な大気モデルを考え、それから求めた重力波の性質が縞模様の特徴と一致するか否かを調べた。

本報告では、まず縞模様の衛星画像及び出現時の大気状態の特徴を述べる。ここでは麻生(1989)では触れられていない貿易風帯での縞模様の特徴についても報告する。次に重力波計算のための大気モデルと方程式系及び計算結果と衛星画像等の特徴との比較結果を報告する。

---

\* 気象衛星センター解析課

(1996年 8 月 5 日受領、1996年 9 月 20 日受理)

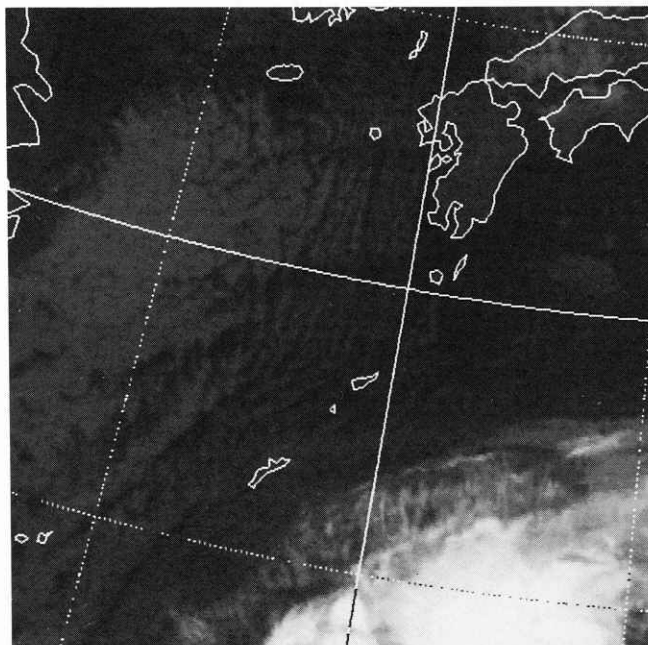


Fig. 1 Dark stripes seen on cumulus clouds  
Infrared imagery by GMS-3  
00UTC, 14 Oct. 1988

## 2. 縞模様の特徴

### 2.1 衛星画像からみた特徴

麻生(1989)によると寒気移流雲上の暗い縞模様は以下のような特徴を示す。

- (1) 弱い寒気移流場の積雲列または積雲域に現れ、オープンセル状の積雲域、層積雲域には出現しない。
- (2) 出現する縞の数は一定していないが、一～数本で、その幅は50～100km。
- (3) 移動方向は海上風の風上側で、その速さは5～15m/s。また、海上風に相対的な速さは15～25m/s。
- (4) 縞の走行は積雲列の走行となす角度は一定していないが直交している事が多い。また、上層の流れと平行なことが多い。
- (5) 発生から消滅までおよそ6時間程度。
- (6) 東シナ海から四国沖でよく出現するが、その他の場所でも出現する。ただし、寒気の吹き出しがあってもオープンセル状となることの多い千

島列島の東海上、カムチャッカの東海上、アリューシャンの南海上では出現しない。また、寒気移流雲の存在しない低緯度でも出現しない。

- (7) 縞模様の励起原因は不明だが、上層のCiストリークと同じ走行で出現することが多いことから、上層に励起の原因がある可能性がある。

上記のうち、(2)の縞の数は1991年以降の画像を筆者が見て気づいた限りでは全て一本であり、Fig. 1のように複数本が明瞭に見えた例はない。また、麻生(1989)のまとめでは幅は10～100kmとしているが、これは本調査で対象としているものとは異なり、地形に起因していると思われる事例の値も含んだものである。このような例を除くと幅は50km程度以上である。Fig. 2は縞が一本で、発生直後の例を示す1991年12月30日00UTCの赤外画像である。巻雲域の北の29°N、126～133°E付近に暗い縞模様が見られる。Fig. 1の例と比べて縞は長く、幅も若干大きい。しかし、移動速度はほぼ同じである。発生直後であるために(4)の縞の走行と上層の流れの関係がはっきりわかる。

次に北東貿易風帯に出現した例とその特徴を示す。

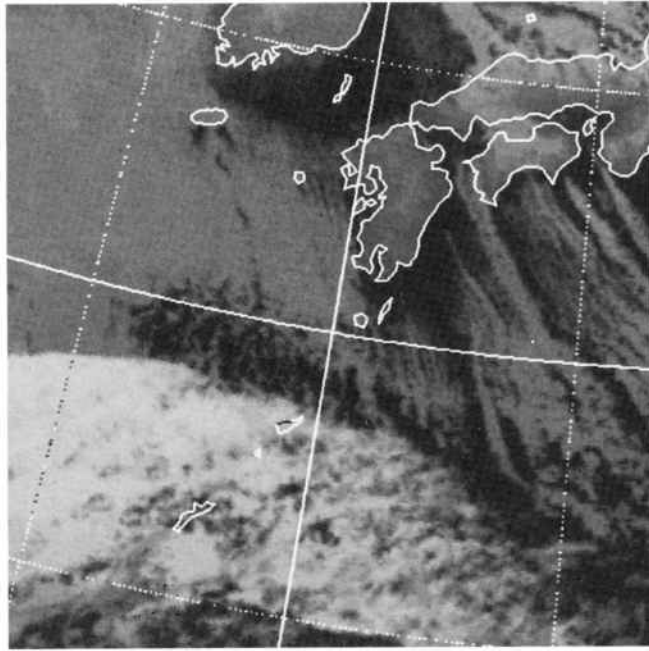


Fig. 2 Dark stripe seen on cumulus clouds  
Infrared imagery by GMS-4  
00UTC, 30 Dec. 1991

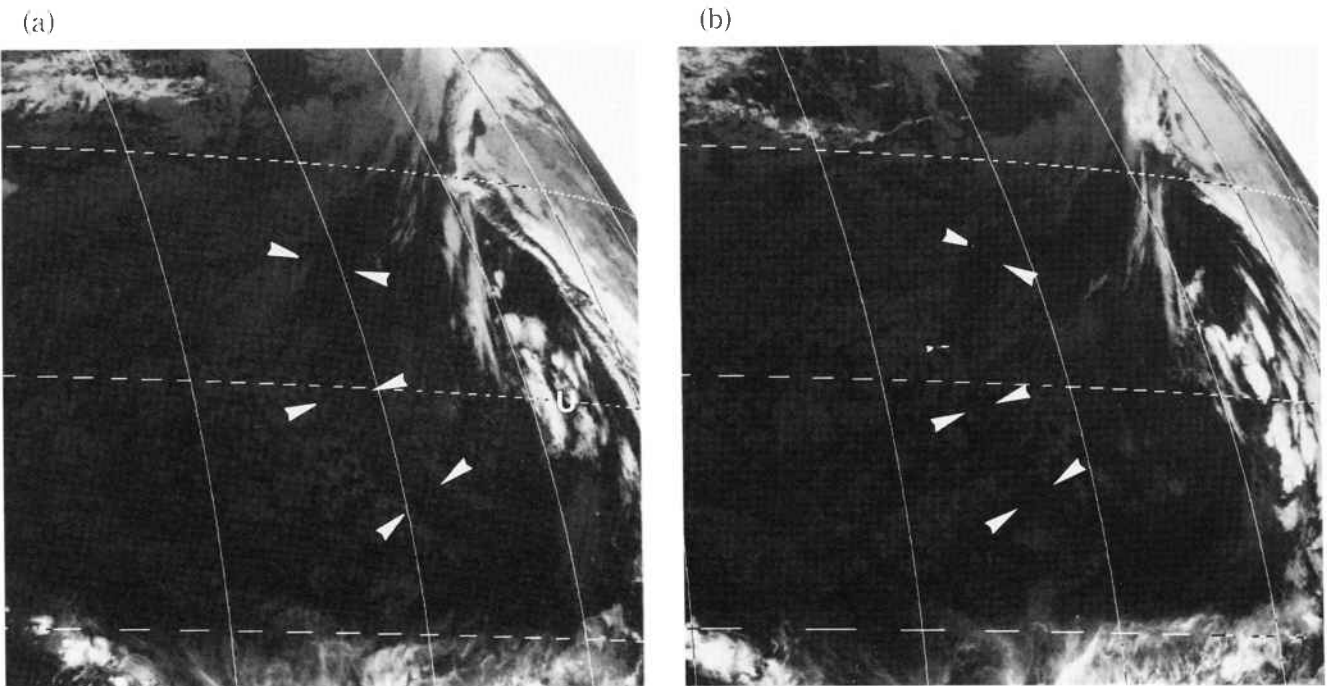


Fig. 3 Dark stripe on cumulus clouds at subtropical ocean  
infrared imagery by GMS-4 at  
(a) 1200UTC and (b) 1800UTC, 29 Nov. 1992  
Arrows show dark stripes.

Fig. 3は1992年11月29日12及び18UTCの赤外画像である。10~25°N、150~180°Eの海域には積雲がほぼ一面に分布している。この積雲域の中に矢印により囲まれた弧状の領域に幅200km程度の周囲よりやや暗い縞模様が見られる。縞模様は寒気移流雲上のものより目立たず、静止画像では見つけにくい、動画では縞模様が移動していくため比較的に見つけやすい。この縞模様は出現海域の東にあった上層寒冷低気圧(Fig. 3(a)のU)に巻き込む弧状の巻雲が見られた場所で29日00UTC頃発生した。暗い縞模様の弧状の形はこの巻雲の形状と同じであり、縞模様の走行は上空の流れに平行なことが言える。Fig. 3の2枚の画像から縞模様は西に移動していることがわかる。その速度は約25m/s程度である。縞模様の出現海域に近いウェーキ島の30日00UTCの大気鉛直構造図(Fig.4)より、海上風はENE、7m/sなので縞模様は海上風と同方向に、海上風より大きい速度で伝播している。海上風に相対的な風速は18m/sである。縞模様は30日00UTC頃までその存在が確認できる。したがって、その寿命は約一日程度と言える。貿易風帯の縞模様のおおよその特徴はこの例で代表される。ただし、伝播方向についてはこの例とは逆に海上風と逆方向のものもある。

寒気移流雲上のものと貿易風帯のものを比較すると、その共通点としてまず、両者とも積雲上に出ている点が挙げられる。また、移動方向は異なるが海上風に対する相対的な移動速度は15~25m/s程度と近い値を示す。さらに、縞模様の走行は両者とも巻雲高度の上層の流れに平行である。一方、両者の違いとしては縞模様の水平スケールが貿易風帯の方が大きいこと、また、寿命も貿易風帯の方が長いことが挙げられる。なお、水平スケールについては、画像の検索において、寒気移流雲上のは日本付近を拡大した画像が使えるのに対し、貿易風帯では北半球全体の画像しか使えないために、貿易風帯では小さいものは見逃している可能性もある。

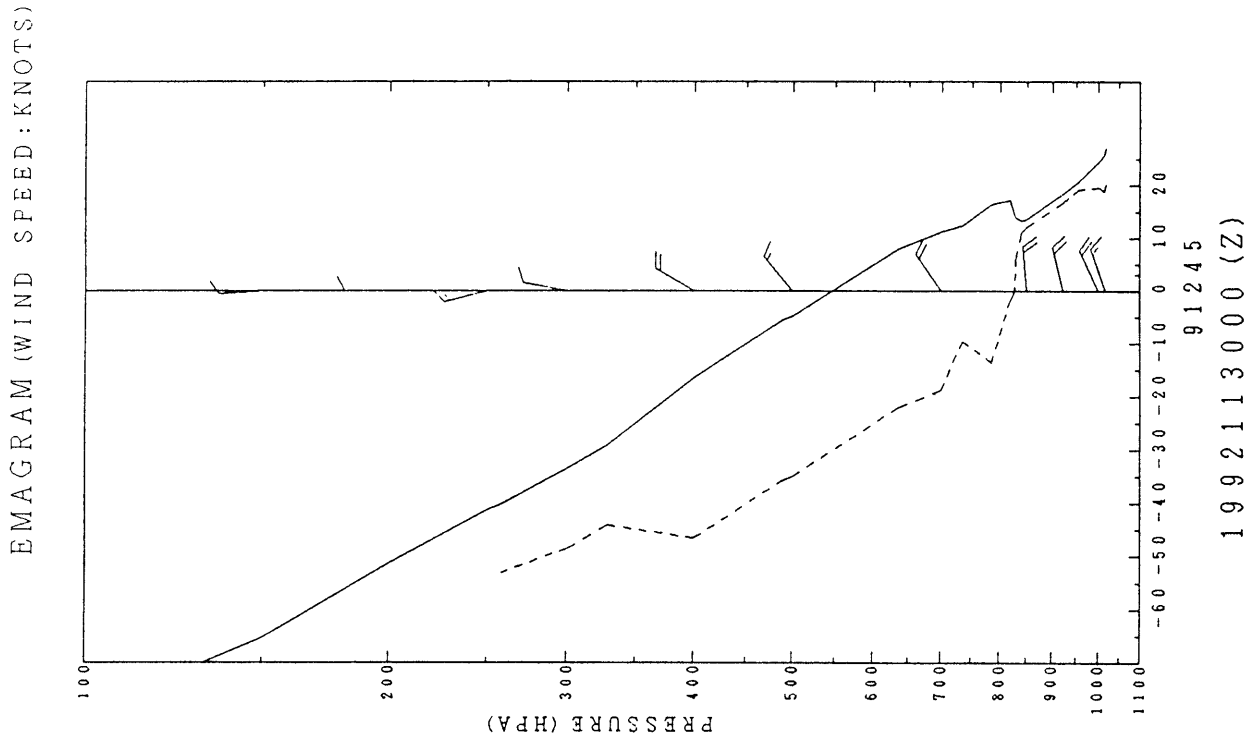
## 2.2 出現時の大気の特徴

Fig. 4に、(a)寒気移流雲上のFig. 1の事例における

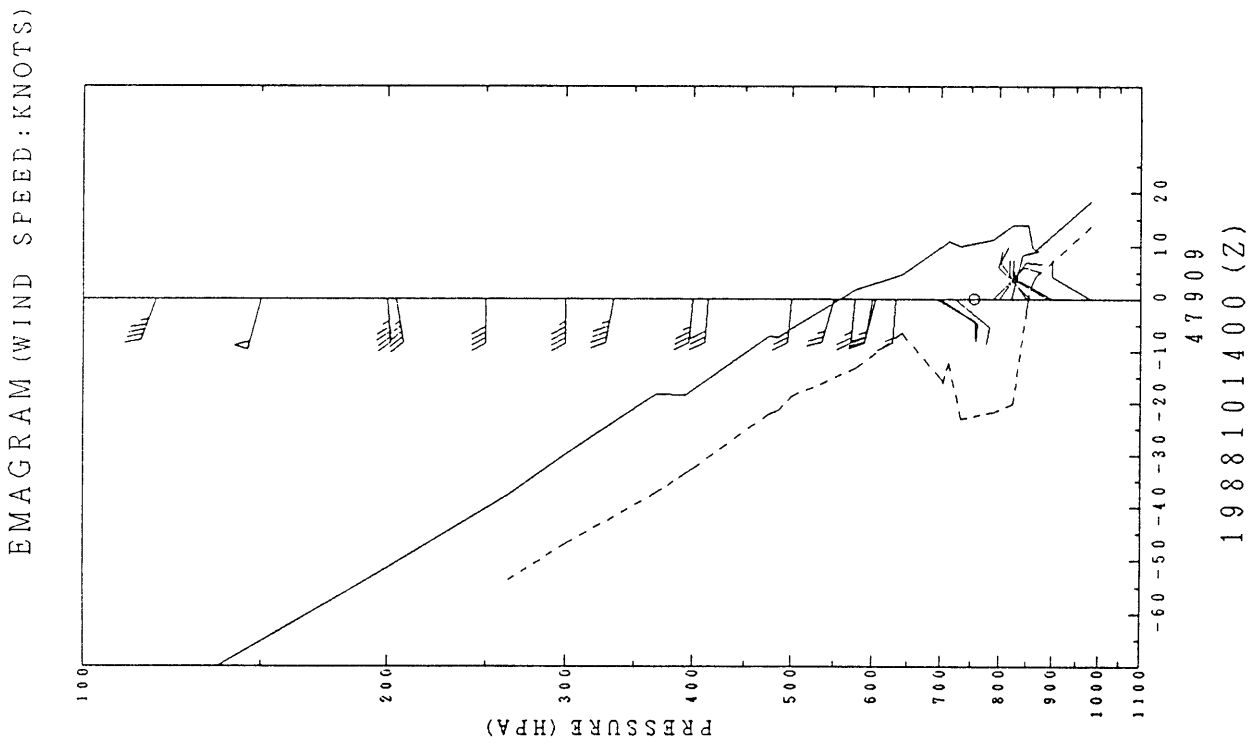
名瀬(1988年10月14日00UTC)と(b)貿易風帯における事例のウェーキ島(1992年11月30日00UTC)の気温と露点温度の鉛直分布を示す。名瀬では海上から870hPa付近まで気温はほぼ乾燥断熱減率で下降しており、温位が一定の状態である。ここでは風もほぼ一定で、海上から870hPa付近までは混合層といえる。混合層の厚さは約1400mで、混合層内の風向はNNE、風速は7m/sである。混合層内の凝結高度を求めると910hPa付近で、これから積雲の雲厚は約400mと推定される。870hPaから840hPaには逆転層がある。逆転層内での温位の変化量は9Kである。風速は逆転層内で減少し、風向も東方向に回転している。840hPaより上ではいくつかの逆転層が見られるが全般的には850hPa付近の逆転層に比べると温位上昇の割合の小さい層が圏界面まで続いている。風は700hPaの逆転層までの間では5m/s以下で風向は時計回りに回転している。それより上では西風で海上風の風向とほぼ直交しており、風速は上に行くほど速い。

一方、ウェーキ島でも海上から840hPa付近まで混合層となっており、混合層の上の820hPaまでは逆転層となっている。また、混合層内の凝結高度は920hPaとなっている。風は混合層内ではNE10m/sでほぼ一定である。逆転層の上は逆転層内に比べると温位上昇の小さい層が圏界面まで続いている。風はENEからNに変化し、上に行くほど風速は小さくなっている。これらを名瀬と比べると成層の特徴は名瀬とほぼ同じである。風は混合層内では風向は別として風速の鉛直分布は同一である。逆転層より上では名瀬では上に行くほど西風が強まるのに対し、ウェーキ島では北風が弱まっており、両者には違いがある。ただし、縞模様の伝播方向の成分に限ってみると、名瀬では縞模様の伝播方向が北よりで、風が西よりであるので0に近い。ウェーキ島では伝播方向は西よりで風は北よりなのでやはり0に近く両者は一致する。

このような大気鉛直構造は、他の事例にも共通したものである。ただ、混合層の厚さ等の数値が事例により若干異なる程度である。混合層の厚さはおよそ1400~2400mの範囲であり、混合層内の風速は7~10



(b) Wake Is. at 00UTC, 30 Nov. 1992



(a) Naze at 00UTC, 14 Oct. 1988

Fig. 4 Temperature and dew-point temperature profile

m/s程度である。また、雲層及び逆転層の厚さは300~800m程度である。

### 2.3 波動を特徴づける量

縞模様を重力波とみなした場合、波動としてどのような特徴を持っているか、また、方程式を解く際にどのような近似あるいは解法ができるかを調べるために波動を特徴づける物理量を衛星画像及び出現時の大気鉛直構造から求めた。

まず、波速  $C$  は海上風の風下方向を正にとると、2.1節に記した通り海上風と逆方向に伝播するもので $-5 \sim -15$  m/s、同方向に伝播するもので $+25$  m/s程度である。海上風との相対風速の絶対値は $15 \sim 25$  m/s程度となる。

波長  $\lambda$  は縞模様が一本しか出現しない例が多く特定できないが、二本出現した Fig. 1 の例では約300kmである。縞模様の幅は、50~200kmであるから少なくとも100km程度以上のオーダーといえることができる。

振幅  $a$  は積雲の雲頂の輝度温度の変化量からある程度見積もれるが正確ではない。Fig. 1 の場合では変化量は3~5K程度でこれは高度差に換算すると雲厚と同じかやや大きい程度となる。Fig. 1 の縞模様では、その最も暗いところでも積雲列が完全に消えてはいないので、振幅は雲厚より大きくはなく、最大でも積雲の厚さ300~800m程度と見積もれる。

鉛直方向の代表的スケールと波長の比  $H/\lambda$  は、鉛直方向のスケールとして混合層の厚さ2000m、 $\lambda$  として300kmをとると  $7 \times 10^{-3}$  と小さな値なる。 $H$  として逆転層より上の圏界面までの厚さ16000mを取り、 $\lambda$  として最も小さい値と考えられる100kmをとると0.2程度とやや大きくなるが、海面の波の深水波と浅水波の境の目安0.5(富永、1976)よりは小さい。このように、 $H/\lambda$  が小さいことからこの波はほぼ浅水波とみなして良いと考えられる。

非線形効果の大きさの目安である振幅と鉛直方向のスケールの比  $a/H$  は  $a$  として上記の振幅の項で述べた理由から雲層の厚さ(300~800m)を取り、 $H$  として混合層の厚さを取ると0.3程度となる。これは1に比

べると小さいが、海面の波の  $10^{-3}$  に比べると大きな値である。 $H$  として逆転層の厚さ(300~800m)を取った場合は $\approx 1$ となる。

## 3. モデル大気と方程式

### 3.1 モデル大気

本章では前章で述べた大気状態のもとで存在し得る重力波を求める。これに際して縞模様の発現の概念と計算を簡単にするための大気の状態の簡単なモデル化を行った。

まず、縞模様の発現、伝播の概念モデルであるが、一般に大気中の重力波は安定成層中の内部重力波として発生する。また、性質の異なる気層が接している場合にはその境界面に海面の波のような界面波が発生しえる。縞模様発現時の大気では積雲のある層が温位一定の混合層となっており、その上に混合層とは性質の異なる逆転層がある。このことから、いま考えている条件下では Fig. 5 のような混合層とその上の逆転層の境界に存在する界面波が考えられる。また、逆転層内は安定成層をしており、ここに内部波が発生している事も考えられる。いずれの場合にせよ混合層と逆転層の境界面が波動により下にくぼんだ場所では波動に伴う下降流で積雲を構成する気塊が下降、昇温すると考えられる。このために衛星画像では周囲より暗く見えるわけである。また、縞模様は重力波の伝播速度で伝播していくと考えられる。

モデル大気としては成層状況により大気を数層に分けるのが適当と考えられる。前述の発現の概念モデルから、最下層の混合層とその上の層の最低二層からなる大気と考えられる。高層観測からは混合層より上は大きく分けて逆転層とその上の圏界面までの層に分けられるので、混合層、逆転層、最上層の三層構造のモデルを考えるのが適当であろう。しかし、逆転層の厚さはその上の層や混合層に比べると小さいことから逆転層を単なる遷移層と考えてその厚さを無視した二層モデルも考慮することとした。また、この波動が純粹の界面波とみてよいのか、強い安定成層をしている逆転層内の内部波の影響もあるのかどうかをみるために、

三層モデルでは純粋な界面波に相当する逆転層内の温位変化を 0 としたモデルと内部波の存在する、温位変化があるモデルの二つを考える事とした。

重力波を求めるための方程式系の次元数は縞模様が海上風の風向に平行に伝播すること、縞模様の伝播速度が風向に垂直な方向に変化がみられないことから、海上風と直交する方向の物理量の変化は無いものとして鉛直方向と海上風の方向の変化を扱う二次元とした。

モデル大気の風速の分布は最下層で一定とし、最上

層は海上風に直交していることから 0 とした。三層モデルでは逆転層内で風速は混合層内の風速から 0 に直線的に変化することとした。温位分布も最下層では観測通り一定とした。最上層は現実の大気では温位は一定ではない。しかし、ここでは計算を簡単にするために温位は一定とした。逆転層内の温位変化を考慮するモデルについては直線変化を仮定することとした。各層の厚さは伝播方向に変化せず一定とした。Fig. 6 に各モデルの成層構造と風の分布を示す。

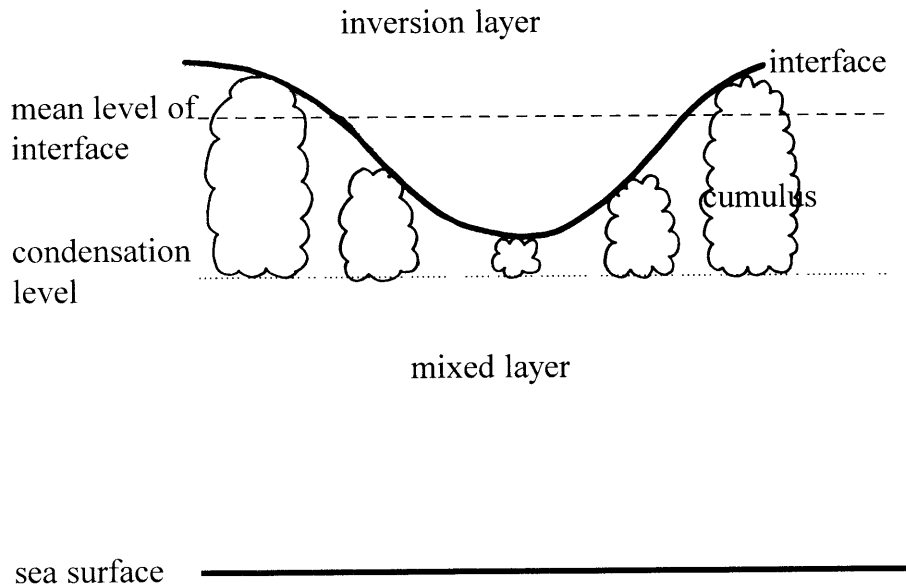


Fig. 5 Model for dark stripe on cumulus cloud

The interface between mixed layer and inversion layer undulates.

Sinking motion associated with the wave constraints development of cumulus clouds and the clouds are seen dark on satellite imagery.

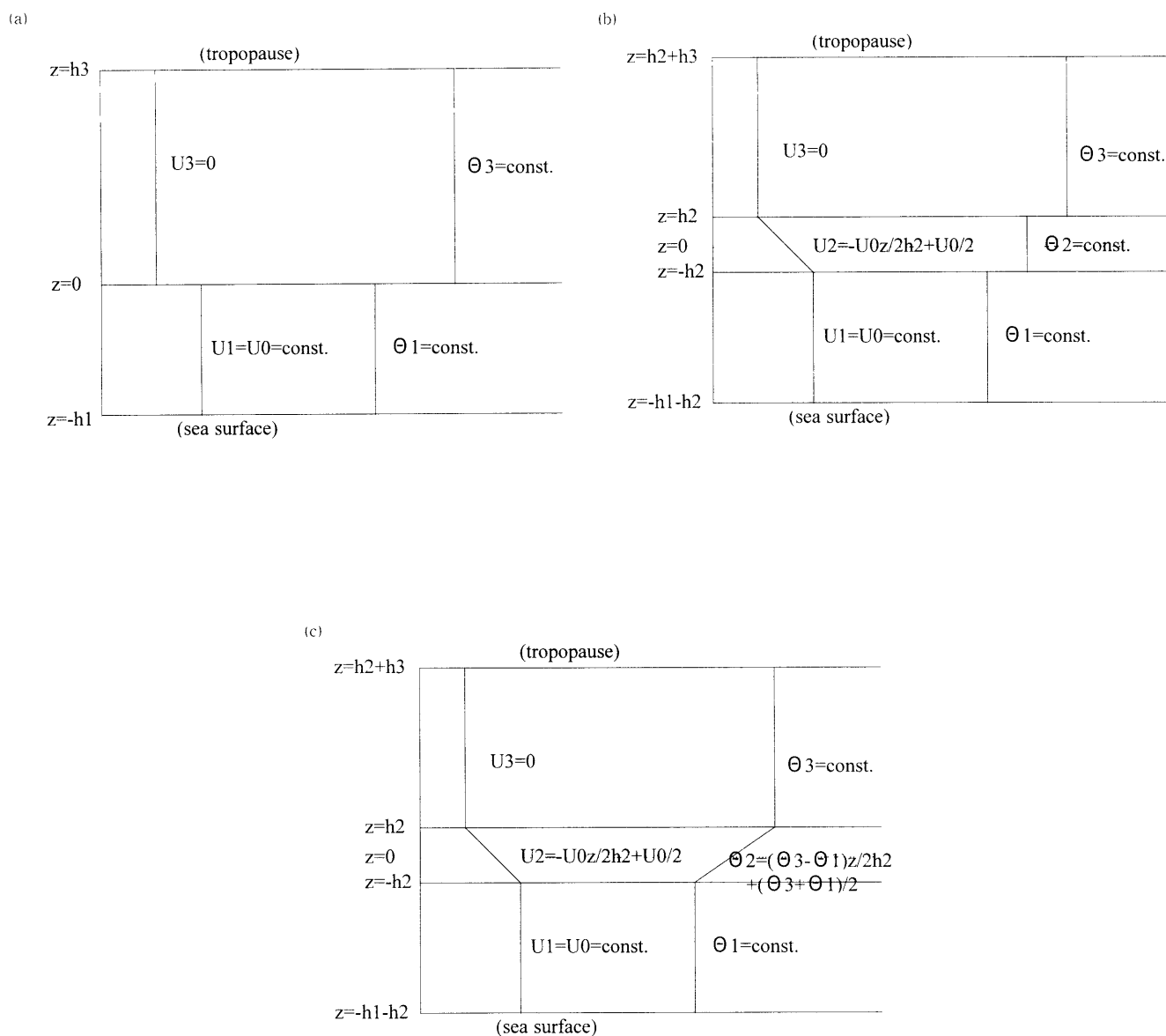


Fig. 6 Model atmosphere used to derive gravity waves.

$U_i$ ,  $\Theta_i$  and  $h_i$  are wind speed, potential temperature and layer thickness of  $i$ -th layer, respectively. Profiles of wind speed and potential temperature are shown. Vertical coordinate system is shown at left side of the figures.

- (a) two layer model
- (b) three layer model without stable layer
- (c) three layer model with stable layer



### 3.2 方程式系

計算に用いる方程式は以下の通りである。

まず、運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \Theta \frac{\partial \pi}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \Theta \frac{\partial \pi}{\partial z} + g = 0 \quad (2)$$

$u$  : 水平風速、 $w$  : 鉛直速度、 $\Theta$  : 温位

$g$  : 重力加速度

$\pi = C_p(p/p_0)^{R/C_p}$  : エクスナー関数、 $p$  : 気圧

$p_0$  : 1000hPa、 $C_p$  : 空気の定圧比熱、 $R$  : 気体定数

ここで、 $x$  軸は海上風の風下方向を正としてとることとした。鉛直方向の座標は Fig. 6 に示した通りである。気圧をエクスナー関数で表現する書式では温位が直接式中に現れ、高層観測値を代入して波速等を求めるのに便利なので、ここでは上式を用いることとした。

次に連続の式は非圧縮を仮定して

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

また、熱力学の第一法則より

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + w \frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

境界条件は海面及び大気の上層で

$$w = 0 \quad (5)$$

また、各層の境界面での条件として鉛直速度が連続という条件から

$$\langle w \rangle = 0 \quad (6)$$

ここで記号  $\langle q \rangle$  は  $q$  の境界面上及び下での値の差をとることを意味する。

外力が連続なことから

$$\left\langle \frac{d\pi}{dt} \right\rangle = 0 \quad (7)$$

また、気塊が気層から分離しないという条件により

$$w = \frac{d\zeta}{dt} \quad (8)$$

$\zeta$  : 境界面の平均位置からの変位

である。

この方程式を解くに当たって、前章で見た波動を特徴づける量を考慮すると、 $a/H$  が比較的大きいことから、線形近似は適用できず、非線形効果を考慮する必

要があることがわかる。しかし、1よりは小さいことから非線形効果は小さい。一般に非線形方程式を解くことは困難であるが、非線形効果が無視できないが、その大きさは小さい場合に、厳密に解ける安定な波動解として孤立波が知られている。孤立波は非線形効果と波の波速が波長により変化する事からくる分散の効果が釣りあって存在しているものである。縞模様は6時間以上にわたって安定に存在しているので、ここではこのような解を求める事とし、その解法である逐減摂動法(辻村、1993)により上式を解くこととした。なお、 $H$  として逆転層の厚さをとると  $a/H$  はほぼ1と大きくなるので強い非線形効果を考慮した解法を適用する必要も考えられるが、とりあえず逐減摂動法によることとした。

逐減摂動法においては、まず、時間・空間的に変化のしかたがゆっくりとした非線形効果、分散効果を取り扱えるよう、 $O(a/H)$  の微量  $\epsilon$  を用いて時間及び水平座標の変数変換を行う。この変換は Gardner-森川変換(以下、GM 変換)と呼ばれ、変換式は波動の分散性の程度により異なる。 $H/\lambda$  が小さい場合、すなわち浅水波の場合には変換式は

$$\xi = \epsilon^{1/2}(x - C_0 t) \quad (9)$$

$$\tau = \epsilon^{3/2} t \quad (10)$$

$C_0$  : 線形近似の場合の波速となる(辻村、1993)。

次に、波動が無い時の状態を表す  $u^{(0)}$ 、 $\pi^{(0)}$ 、 $\theta^{(0)}$  は  $z$  のみの関数、 $w^{(0)}$  は 0 とし、波動による変化量は小さいとして微量  $\epsilon$  により以下のように展開する。

$$\begin{pmatrix} u \\ w \\ \pi \\ \Theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u^{(0)}(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n u^{(n)}(\tau, \xi, z) \\ \epsilon^{1/2} \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n w^{(n)}(\tau, \xi, z) \\ \pi^{(0)}(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \pi^{(n)}(\tau, \xi, z) \\ \Theta^{(0)}(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \Theta^{(n)}(\tau, \xi, z) \end{pmatrix} \quad (11)$$

(1)~(4)式に(9)、(10)の GM 変換を施し、(11)を代入して  $\epsilon$  の巾毎に整理する。

$O(\epsilon^0)$  の項からは静力学平衡の式

$$\Theta^{(0)} \frac{d\pi^{(0)}}{dz} + g = 0 \quad (12)$$

が得られる。

$O(\varepsilon)$ の項については、

$$\begin{cases} (u^{(0)} - C_0) \frac{\partial u^{(1)}}{\partial z} + \frac{du^{(0)}}{dz} w^{(1)} + \Theta^{(0)} \frac{\partial \pi^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \\ \Theta^{(0)} \frac{\partial \pi^{(1)}}{\partial z} + \Theta^{(1)} \frac{d\pi^{(0)}}{dz} = 0 \\ \frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial w^{(1)}}{\partial z} = 0 \\ (u^{(0)} - C_0) \frac{\partial \Theta^{(1)}}{\partial \xi} + w^{(1)} \frac{d\Theta^{(0)}}{dz} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

(13)の3番目の式から  $u^{(1)}$ 、 $w^{(1)}$  について

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= \frac{\partial \Psi(\tau, \xi, z)}{\partial z} \\ w^{(1)} &= -\frac{\partial \Psi(\tau, \xi, z)}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (14)$$

なる流線関数を導入できる。ここで、 $\Psi$  は

$$\Psi(\tau, \xi, z) = A(\tau, \xi) \phi(z) \quad (15)$$

のように、変数変換をされた  $\tau, \xi$  と変換されていない  $z$  の関数に変数分離できるものと仮定する。これにより  $\Psi$  は波動の鉛直構造を示す  $\phi$  と時間および水平位置により決まる振幅に相当する量  $A$  で表されることとなる。(14)、(15)式を(13)式に代入し、 $\pi^{(1)}$ 、 $\theta^{(1)}$  を消去すると  $\phi$  を決定する方程式

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \phi}{dz^2} - \frac{1}{\Theta^{(0)}} \frac{d\Theta^{(0)}}{dz} \frac{d\phi}{dz} \\ + \left\{ \frac{N^2}{(u^{(0)} - C_0)^2} - \frac{1}{u^{(0)} - C_0} \frac{d^2 u^{(0)}}{dz^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{u^{(0)} - C_0} \frac{1}{\Theta^{(0)}} \frac{d\Theta^{(0)}}{dz} \frac{du^{(0)}}{dz} \right\} \phi = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

$$N^2 = \frac{gd\Theta^{(0)}}{\Theta^{(0)} dz} \quad : \text{ブラント・バイサラ振動数} \quad (17)$$

が求まる。大気中の内部重力波については、鉛直方向の運動は基本場の温位の鉛直変化から求まる大気の代表的鉛直スケールに比べて小さいというブシネスク近似が成り立つ。これにより、(16)において  $\frac{1}{\Theta^{(0)}} \frac{d\Theta^{(0)}}{dz}$  のかかった項は無視できる。また、3.1節で決定したモデル大気では基本場の風の分布はすべて一定か高さの一次関数としているので、本モデルでは第三項の括弧内の二番目の項の基本場の風速の二次微分は0となる。したがって、 $\phi$  を決める方程式は

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + \frac{N^2}{(u^{(0)} - C_0)^2} \phi = 0 \quad (18)$$

となる。

(5)~(8)の境界条件についても GM 変換を施し、(11)の展開式を代入する。さらに、境界面の平均位置を  $\zeta_0$ 、平均位置からのずれを  $\zeta$  とし、 $\zeta$  は小さいとして

$$q \Big|_{z=\zeta_0+\zeta} = q \Big|_{z=\zeta_0} + \zeta \frac{\partial q}{\partial z} \Big|_{z=\zeta_0} + \dots \quad (19)$$

のように境界面での物理量  $q$  を境界面の平均位置の値で展開する。また、 $\zeta$  についても他の量と同様に

$$\zeta = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \zeta^{(n)}(\tau, \xi) \quad (20)$$

と、 $\varepsilon$  で展開する。これらの操作をして  $\varepsilon$  の巾毎にまとめると、境界条件の  $O(\varepsilon)$  の項は、(5)に対応して海面及び圏界面で

$$\phi = 0 \quad (21)$$

また、(6)~(8)に対応して平均境界面で

$$\langle \phi \rangle = 0 \quad (22)$$

$$\langle \{ -(u^{(0)} - C_0)^2 \frac{d\phi}{dz} + (u^{(0)} - C_0) \frac{du^{(0)}}{dz} + g\phi \} \rangle = 0 \quad (23)$$

$$A\phi = -(u^{(0)} - C_0)\zeta^{(1)} \quad (24)$$

となる。以上の(18)、(21)、(22)式より鉛直構造  $\phi$  が決定される。また、 $\phi$  を(23)式に代入する事により波速  $C_0$  が求まる。なお、 $\phi$  を求めるにあたっては逆転層における  $\phi$  の  $z$  に関する一次微分を1と置く。これにより解の一般性は失われないし、以下の方程式の導出が容易になる。

$O(\varepsilon)$ の項からは  $\phi$  と  $C_0$  が求まったが、 $A$  を求めるためには  $O(\varepsilon^2)$  の項を考慮しなければならない。ブシネスク近似と基本場の風速分布の仮定を考慮した  $O(\varepsilon^2)$  の方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z^2} + \frac{N^2}{(u^{(0)} - C_0)^2} w^{(2)} = -\frac{2N^2 \phi}{(u^{(0)} - C_0)^3} \frac{\partial A}{\partial \tau} \\ - \frac{3N^2 \phi}{(u^{(0)} - C_0)^4} \frac{du^{(0)}}{dz} A \frac{\partial A}{\partial \xi} + \phi \frac{\partial^3 A}{\partial \xi^3} \end{aligned} \quad (25)$$

となる。ここで、右辺第二項は非線形項、第三項は分散項に相当する。

境界条件は(5)に対応して海面及び圏界面で

$$w^{(2)} = 0 \quad (26)$$

(6)、(7)に対応して、平均境界面で

$$\langle w^{(2)} - \zeta^{(1)} A \frac{\partial A}{\partial \xi} \rangle = 0 \quad (27)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle \frac{1}{\Theta^{(0)}} \left[ (u^{(0)} - C_0) \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} - \left\{ (u^{(0)} - C_0) \frac{du^{(0)}}{dz} + g \right\} w^{(2)} \right. \right. \\ & - \left. \left\{ 2(u^{(0)} - C_0) \frac{d\phi}{dz} - \frac{du^{(0)}}{dz} \phi \right\} \frac{\partial A}{\partial t} \right. \\ & - \left. \left\{ 2(u^{(0)} - C_0) \left( \frac{d\phi}{dz} \right)^2 - \left( 2 \frac{du^{(0)}}{dz} - \frac{g}{u^{(0)} - C_0} \right) \phi \frac{d\phi}{dz} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{u^{(0)} - C_0} \left( N^2 + \left( \frac{du^{(0)}}{dz} \right)^2 \right) \right\} A \frac{\partial A}{\partial \xi} \right] \rangle = 0 \quad (28) \end{aligned}$$

これらにより  $A$  を決定する方程式が求まる。また、(24)より  $\zeta^{(1)}$  を決定する方程式が求まる。

$\zeta^{(1)}$  を決定する方程式は

$$\alpha \frac{\partial \zeta^{(1)}}{\partial \tau} + \beta \zeta^{(1)} \frac{\partial \zeta^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma \frac{\partial^3 \zeta^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (29)$$

なる KdV 方程式となる。KdV 方程式の解は以下の二種類がある。

$$\zeta^{(1)} = \zeta_0 + \frac{3\alpha C_1 s^2}{\beta(2s^2 - 1)} cn^2 \frac{\alpha C_1}{4\gamma(2s^2 - 1)} (\xi - C_1 \tau; s) \quad (30)$$

$\zeta_0$ : 積分定数、 $cn$ : ヤコビの楕円関数

$$\zeta^{(1)} = \frac{3\alpha C_1}{\beta} \operatorname{sech}^2 \frac{\alpha C_1}{4\gamma} (\xi - C_1 \tau) \quad (31)$$

(30)はクノイド波と呼ばれる周期的な解で、(31)は孤立波と呼ばれる片側のみに変位を示す非周期的な解である。(30)の  $s$  は  $0 < s < 1$  の値をとるパラメータで、 $s \rightarrow 0$  の時は正弦波すなわち、線形近似の時の解に一致し、 $s \rightarrow 1$  の時は(31)に一致する。式中  $C_1$  は  $\tau - \xi$  座標系における波の伝播速度で、非線形効果による波速の変化に相当する。各式の係数に  $C_1$  が入っていることから  $C_1$  は波の振幅に依存することがわかる。

(30)、(31)を通常の  $t - x$  座標系に戻し、 $O(\epsilon)$  まで考慮した境界面の変位  $\zeta$  を求めると

$$\begin{aligned} \zeta &= \epsilon \zeta^{(1)} \\ &= \zeta_0 + \frac{3\alpha C_1 s^2}{\beta(2s^2 - 1)} cn^2 \frac{\alpha C_1}{4\gamma(2s^2 - 1)} \\ & \quad \times \{x - (C_0 + C_1)t; s\} \quad (32) \end{aligned}$$

$$\zeta = \epsilon \zeta^{(1)} = \frac{3\alpha C_1}{\beta} \operatorname{sech}^2 \frac{\alpha C_1}{4\gamma} \{x - (C_0 + C_1)t\} \quad (33)$$

となる。 $C_1$  は非線形効果による波速への寄与量で、 $C_0 + C_1$  が  $O(\epsilon)$  まで考慮した波速となる。孤立波の場合、変位方向は平均位置のどちらかの方向のみであるが、

その方向は  $\operatorname{sech}$  の係数の正負で決まる。この係数のうち、 $\alpha C_1$  は  $\operatorname{sech}$  内の根号の中にも現れており、根号の中は正でなければならないから、 $\alpha C_1$  は  $\gamma$  と同じ符号を持つ。したがって、 $\operatorname{sech}$  の係数の正負は  $\beta\gamma$  の正負により決まる。

#### 4. 計算結果

三つのモデル大気について方程式の解を求め、その結果に温位等の観測値を代入して得られる波速と縞模様様の移動速度を比較する。比較は、寒気移流雲の場合の Fig. 1 の事例 (以下、事例 1) と Fig. 2 の事例 (事例 2) 及び貿易風帯における Fig. 3 の事例 (事例 3) の計 3 事例について行った。事例 1 と事例 2 は同じ寒気移流場であるが、事例 1 は混合層と混合層内の風速が 2.2 節で述べた値の最小に近い値をもち、事例 2 は最大に近い値をもち、縞模様様の移動速度は事例 1、2 は約  $-15\text{m/s}$ 、事例 3 は約  $+25\text{m/s}$  であった。代入した値を Table 1 にまとめて示す。

各モデルについての解と波速の計算結果を以下に記す。

##### 4.1 二層モデル

二層モデルにおいて風と温位の分布は

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = U_0 = \text{const.}, \\ u_3^{(0)} = 0 \\ \theta_1^{(0)} = \theta_1 = \text{const.}, \\ \theta_3^{(0)} = \theta_3 = \text{const.}, \end{cases} \quad (34)$$

である。これらを前章の(16)、(21)、(22)、(23)に代入して、線形近似の場合の波の速度  $C_0$  を求めると、 $C_0$  は次の二次方程式の解として求まる。

$$\begin{aligned} & \left( \frac{1}{h_1 \theta_1} + \frac{1}{h_3 \theta_3} \right) C_0^2 - \frac{2U_0}{h_1 \theta_1} C_0 \\ & + \frac{U_0^2}{h_1 \theta_1} - \left( \frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{\theta_3} \right) g = 0 \quad (35) \end{aligned}$$

二次方程式の解に Table 1 の数値を代入し、縞模様様の伝播方向に合う符号を持つ波速を求めると、事例 1 は  $-13\text{m/s}$ 、事例 2 は  $-17\text{m/s}$ 、事例 3 は  $+30\text{m/s}$  となる。事例 1、2 については実際の伝播速度  $-15\text{m/s}$  に

	Case 1	Case 2	Case 3
Date	1988.10.14	1991.12.30	1992.11.30
Place	Naze	Naze	Wake Is.
$h_1$ (m)	1400	2300	1600
$h_2$ (m)	300	400	300
$h_3$ (m)	16000	13000	16000
$U_1$ (m/s)	7	10	10
$U_3$ (m/s)	0	0	0
$\Theta_1$ (K)	294	285	298
$\Theta_3$ (K)	303	295	308
a(m)	300	400	700
C(m/s)	~-15	~-15	~+25
W. D.	NNE	N	ENE

Table 1 Substituted values to calculate wave speed and direction of displacement for three cases.

'a' shows wave amplitude. Other symbols represents same as Fig. 5. Observed propagating speed and sea surface wind direction (W. D.) are also shown. The signs of speed express propagating direction. '-' means the stripe propagates against sea surface wind.

近い値であるが、事例3は観測値+25m/sよりやや大きい。

次に混合層とその上の大気の境界面の平均位置からの変位を  $\zeta_{M1}$  とすると、その  $O(\varepsilon)$  の項  $\zeta_{M1}^{(1)}$  を求める式は

$$\alpha_1 \frac{\partial \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \tau} + \beta_1 \zeta_{M1}^{(1)} \frac{\partial \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma_1 \frac{\partial^3 \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (36)$$

$$\alpha_1 = 2 \left( \frac{V_1^2}{h_1 \Theta_1} + \frac{V_3^2}{h_3 \Theta_3} \right) \quad (37)$$

$$\beta_1 = -3 \left( \frac{V_1^2}{h_1^2 \Theta_1} - \frac{V_3^2}{h_3^2 \Theta_3} \right) \quad (38)$$

$$\gamma_1 = -\frac{1}{3} \left( \frac{V_1^3 h_1}{\Theta_1} - \frac{V_3^3 h_2}{\Theta_2} \right) \quad (39)$$

ただし、 $V_1 = U_0 - C_0$ 、 $V_3 = -C_0$

となる。したがって、存在する波は周期性の無い孤立波か周期性のあるクノイド波のどちらかとなる。衛星画像による調査では出現する縞模様の数が多いことを考慮すると孤立波の方が解として適していると考えられる。孤立波の場合、その変位方向が問題となってくる。暗い縞模様ができるためには混合層と逆転層の境界面は Fig. 5 のように平均位置より下に変位しなければならない。すなわち、 $\zeta_{M1} < 0$  でなけ

ればならない。したがって、(36)において  $\beta_1 \gamma_1 < 0$  でなければならない。Table 1 の値及び先に求めた波速から  $\beta_1 \gamma_1$  を計算すると、三事例とも  $\beta_1 \gamma_1 > 0$ 、すなわち  $\zeta_{M1} > 0$  となる。したがって、このモデルでは暗い縞模様は説明できないことがわかる。

#### 4.2 三層モデル (逆転層内の温位一定)

このモデルでは

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = U_0 = \text{const.} \\ u_2^{(0)} = -U_0 z / 2h_2 + U_0 / 2 \\ u_3^{(0)} = 0 \\ \Theta_1^{(0)} = \Theta_1 = \text{const.} \\ \Theta_2^{(0)} = \Theta_2 = \text{const.} \\ \Theta_3^{(0)} = \Theta_3 = \text{const.} \end{cases} \quad (40)$$

である。線形近似での波速  $C_0$  を求める式は

$$\begin{aligned} \frac{(U_0 - C_0)^2 C_0^2}{4h^2 \Theta^2} = & \left\{ \left( \frac{1}{h_1 \Theta_1} + \frac{1}{2h_2 \Theta_2} \right) (U_0 - C_0)^2 \right. \\ & \left. - \frac{U_0}{2h_2 \Theta_2} (U_0 - C_0) - \left( \frac{1}{\Theta_1} - \frac{1}{\Theta_2} \right) g \right\} \end{aligned}$$

$$\times \left\{ \left( \frac{1}{h_3 \Theta_3} + \frac{1}{2h_2 \Theta_2} \right) C_0^2 - \frac{U_0}{2h_2 \Theta_2} C_0 + \left( \frac{1}{\Theta_3} - \frac{1}{\Theta_2} \right) g \right\} \quad (41)$$

と、 $C_0$  の四次方程式となる。これから求めた波速のうち、縞模様の伝播方向に合うものは事例 1 では  $-14\text{m/s}$  と  $-2\text{m/s}$ 、事例 2 では  $-18\text{m/s}$  と  $-2\text{m/s}$ 、事例 3 では  $+30\text{m/s}$  と  $+12\text{m/s}$  とそれぞれ二つずつある。いずれも絶対値の大きい方の解は縞模様の移動速度に近いやや大きい程度であるが、小さい方は全く合わない。

混合層と逆転層の界面の変位  $\zeta_{M1}^{(1)}$  については、

$$\alpha_2 \frac{\partial \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \tau} + \beta_2 \zeta_{M1}^{(1)} \frac{\partial \eta_{M1}^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma_2 \frac{\partial^3 \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (42)$$

$$\alpha_2 = \frac{\phi_3}{V_3^2} \left( \frac{2V_3 - U_z \phi_3}{\Theta_2} - \frac{2V_3 \phi_{3z}}{\Theta_3} \right) - \frac{\phi_1}{V_1^2} \left( \frac{2V_1 - U_z \phi_1}{\Theta_2} - \frac{2V_1 \phi_{1z}}{\Theta_1} \right) \quad (43)$$

$$\beta_2 = \left[ \frac{\phi_3}{V_3^2} \left( \frac{3V_3 - 3U_z \phi_3 + U_z^2 \phi_3^2 / V_3}{\Theta_2} - \frac{3V_3 \phi_{3z}^2}{\Theta_3} \right) - \frac{\phi_1}{V_1^2} \left( \frac{3V_1 - 3U_z \phi_1 + U_z^2 \phi_1^2 / V_1}{\Theta_2} - \frac{3V_1 \phi_{1z}^2}{\Theta_1} \right) \right] \times \frac{-\phi_1}{V_1} \quad (44)$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{3} \left\{ \phi_3^2 \left( \frac{\phi_3}{\Theta_2} + \frac{h_3}{\Theta_3} \right) - \phi_1^2 \left( \frac{\phi_1}{\Theta_2} - \frac{h_1}{\Theta_1} \right) \right\} \quad (45)$$

$$V_1 = U_0 - C_0, \quad V_3 = -C_0, \quad U_z = -U_0 / 2h_2$$

$\phi_1, \phi_3$  はそれぞれ  $z = -h_2, z = h_2$  での  $\phi$  の値

$\phi_{1z}, \phi_{3z}$  はそれぞれ  $z = -h_2, z = h_2$  での  $d\phi/dz$  の値

となる。

二層モデルと同様に  $\beta_2 \gamma_2$  の値を計算すると、絶対値の大きい解では  $\beta_2 \gamma_2 > 0$  となって、二層モデル同様  $\zeta_{M1} < 0$  の解は求まらない。また、絶対値の小さい解では  $\beta_2 \gamma_2 < 0$ 、すなわち  $\zeta_{M1} < 0$  となるが速度が合わない。したがって、このモデルでも暗い縞模様を重力波として説明できない。

#### 4.3 三層モデル (逆転層内の温位は変化)

この場合の風と温位の分布は以下の通りである。

$$\begin{cases} u_1^{(0)} = U_0 = \text{const.} \\ u_2^{(0)} = -U_0 z / 2h_2 + U_0 / 2 \\ u_3^{(0)} = 0 \\ \Theta_1^{(0)} = \Theta_1 = \text{const.} \\ \Theta_2^{(0)} = (\Theta_3 - \Theta_1) z / 2h_2 + (\Theta_3 + \Theta_1) / 2 \\ \Theta_3^{(0)} = \Theta_3 = \text{const.} \end{cases} \quad (46)$$

線形近似の波速  $C_0$  を求める式は

$$\tan(m \ln \left| \frac{U_0 - C_0}{-C_0} \right|) = \frac{U_z \{ (U_0 - C_0) / h_1 - C_0 / h_3 \}}{U_z^2 J + U_z \{ (U_0 - C_0) / h_1 + C_0 / h_3 \} + (U_0 - C_0) C_0 / h_1 h_3} \quad (47)$$

$$J = \frac{g(\Theta_3 - \Theta_1)}{2\Theta_1 h_2 U_z^2} \quad ; \text{リチャードソン数, } m^2 = J - 1/4$$

となる。この解は無数個あるが二つを除いて 0 または  $U_0$  にごく近い値である。0 にちかいもの、すなわちほぼ停滞して動かないものと  $U_0$  にちかいもの、すなわち海上風とほぼ同じ速さで伝播するものは縞模様の移動速度とは異なる。0 または  $U_0$  に近くない二つの解は正負一つずつある。各事例の伝播方向に合った値はそれぞれ  $-14\text{m/s}$ 、 $-18\text{m/s}$  及び  $+31\text{m/s}$  となり、これまでの二つのモデルと同様に縞模様の伝播速度に近いやや大きい。

混合層と逆転層の界面の変位  $\zeta_{M1}^{(1)}$  は

$$\alpha_3 \frac{\partial \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \tau} + \beta_3 \zeta_{M1}^{(1)} \frac{\partial \eta_{M1}^{(1)}}{\partial \xi} + \gamma_3 \frac{\partial^3 \zeta_{M1}^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0 \quad (48)$$

$$\alpha_3 = \frac{\phi_3^2}{V_3} \left( \frac{U_z}{V_3} + \frac{1}{h_3} \right) - \frac{\phi_1^2}{V_1} \left( \frac{U_z}{V_1} - \frac{1}{h_1} \right) - U_z m^2 \left( \frac{1}{|V_3|} - \frac{1}{|V_1|} \right) \quad (49)$$

$$\beta_3 = \left[ \frac{\phi_3}{V_3^2} \left\{ \phi_3^2 \left( -2 \frac{U_3}{h_3} + \frac{2N_0^2 + U_z^2}{V_3} \right) - \frac{2J - 1/2}{J + 2} \left( 2 - \frac{|V_3|}{U_z h_3} \right) \right\} - \frac{\phi_1}{V_1^2} \left\{ \phi_1^2 \left( 2 \frac{U_z}{h_1} + \frac{2N_0^2 + U_z^2}{V_1} \right) - \frac{2J - 1/2}{J + 2} \left( 2 + \frac{|V_1|}{U_z h_1} \right) \right\} \right] - \frac{\phi_1}{V_1} \quad (50)$$

$$\gamma_3 = \left\{ \phi_3^2 \left( \frac{h_3}{3} - \frac{|V_3|}{U_z} \frac{1 + \frac{|V_3|}{U_z h_3}}{4J + 3} \right) \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{4U_z} \frac{4J-1}{4J+3} V_3^2 \Big\} \\
 & -\left\{ \phi_1^2 \left( \frac{h_1}{3} - \frac{|V_1|}{U_z} \frac{1 - \frac{|V_1|}{U_z h_1}}{4J+3} \right) \right. \\
 & \left. -\frac{1}{4U_z} \frac{4J-1}{4J+3} V_1^2 \right\} \quad (51) \\
 N_0^2 &= \frac{g(\Theta_3 - \Theta_1)}{2\Theta_1 h_2}
 \end{aligned}$$

となる。 $\beta_3 \gamma_3$ を計算すると $\beta_3 \gamma_3 < 0$ から $\zeta_{M1} < 0$ となり、Fig. 5のモデルと合う。観測された振幅 $a$ は $\zeta_{M1}$ の最大値なので、(33)の sech の中を0とおいて、

$$C_1 = -\frac{\beta_3 a}{3\alpha_3} \quad (52)$$

として振幅に応じて変化する非線形効果による波速の変化量が求まる。各事例のこの値はそれぞれ、+3m/s、+4m/s、-5m/sになる。したがって、非線形効果を考慮した伝播速度 $C_0 + C_1$ はそれぞれ-11m/s、-14m/s、+26m/sになる。事例1では観測よりやや小さくなるが、事例2、3については非線形効果を考慮する事により観測速度に近づいた。

以上のように計算された波速はどのモデルも同じような値で観測値に近い値を示す。また、計算された波は縞模様の出現本数から孤立波と考えられる。しかし、混合層と逆転層の境界面の波による変位の方向はモデル1、2のような界面波では説明できない。モデル3のように逆転層内の成層を考えた場合にのみ変位方向を説明できる。これらのことから、縞模様は逆転層内に生じた内部重力孤立波により積雲付近の気塊が下降させられることによって生じているものと考えられる。

## 5. 考察

オーストラリアのモーニンググローリー (Clarke et al., 1981) や Lin and Goff (1988) のメソ低気圧など大気中の孤立波と考えられるものの多くは接地逆転層または安定度の大きい接地層とその上の安定度の比較的小さい層の存在により、接地層に内部重力孤立波が存在し、伝播して行くというモデルで論議されている。しかし、本報告の例では内部重力波の存在する逆転層は海面と接しておらず1500~2500m程度の上空に存

在する。

事例1で混合層内の気圧変化量を計算すると約1hPaで、数hPaの気圧変化が認められるモーニンググローリーなどよりやや小さい。また、変化に要する時間は少なくとも3時間以上であり、数十分程度で変化するモーニンググローリーよりはるかに長い。変化量と変化時間から考えると波動による気圧変化と日変化やその他の変化を区別するのは困難であり、地上では波動の検出が不可能と思われる。この波は積雲によって可視化された時にはじめて衛星画像によりその存在が認められることとなる。

本調査では簡単のため最上層の成層を中立としたが、実際には安定成層をしている。このため、最上層にも内部波が存在できる。したがって、逆転層内の内部波は上層にも伝播し、次第に減衰していく。よって、最上層の安定成層を考慮したモデルで内部波の消滅までの時間を見積もり、実際の寿命と比較してみる必要があろう。また、GM変換において、浅水波における変換を採用したが、最上層は他の層に比べて厚く、 $H/\lambda$ が比較的大きいので、この層だけ別の変換式を採用して計算すべきであったかもしれない。

寒気移流雲上に出現するものについては、寒気移流が強い時や層積雲の時は現れない。この理由については詳細はわからないが以下のような点が考察される。まず、寒気移流が強い場合、3章の計算では対流による運動を全く無視して行ったことになるが、これが無視できないほど大きいと考えられる。おそらくは、波動による下降流よりも混合層が発達する速さが速く波が存在できないものと考えられる。層積雲の場合、積雲との大気構造の違いは混合層の厚さが薄いこと、混合層内の風速が小さいことが挙げられる。このうち、混合層の厚さについては、(47)式から0または $U_0$ に近くない解が存在する条件を求めることにより波の存在できる混合層の厚さの範囲が求められる。これによると波が存在できるのは混合層と逆転層の厚さの比がリチャードソン数の逆数の $1/2$ より大きいときとなる。したがって、混合層の厚さが100m近くになるまでは波は存在できることとなる。100mという値は実際の

混合層の厚さに比べて極端に薄いので、混合層が薄くなることは波の存在には関係しないことがいえる。風速が小さいとその分逆転層内のリチャードソン数は大きくなる。(47)式からはリチャードソン数が大きいほど  $C_0$  の絶対値が大きくなるだけで波の存在に関する情報は得られない。

モデル大気では混合層の厚さは場所により変化しない事を仮定した。しかし、実際には厚さは変化しており、弱い寒気移流時に出現し、風上へ伝播する場合には進むにつれて混合層の厚さは減少していき、大陸で0となる。したがって、陸の近傍では混合層は波が安定に存在できる厚さ約100mより薄くなる。このことから、海洋上を伝播してきた波は大陸の近傍で碎波してしまうと考えられる。

弱い寒気移流時に出現するものと貿易風帯に出現するものは、大気の構造がほぼ同じであること、両者ともモデル計算結果と良く一致することから同一の現象と考えられる。両者の寿命と水平スケールには差が見られるが、これは両者が同一の現象であることを否定するものではないと考える。寒気移流雲上のものが寿命が短いのは陸に近い場所で発生していること、寒気移流の終了時近くになって発現することにより、すぐに陸地にぶつかったり、総観場の状況が変わって消滅するためと考えられる。水平方向のスケールについても縞模様の走行方向のスケールについては寒気移流雲上の上ものは陸に近いことや存在に適した積雲域が広範囲に広がっていないために貿易風帯のものより小さくなっていると考えられる。

## 6. まとめ

寒気移流雲及び貿易風帯の積雲群上に現れる暗い縞模様を重力波と考えて、その波動としての特徴を調べた。そして、簡単化した大気モデルにおいて存在する重力波を求め、衛星画像から得られる移動速度等と比較をした。その結果、この暗い縞模様の速度と変位方向は高度1500~2500m程度のところにある逆転層内に生じた内部重力弧立波のそれと良く一致した。これから、暗い縞模様はこの内部重力波によって逆転層

直下の混合層内で積雲を構成する気塊が下方に押し下げられ昇温するために周囲に比べて雲頂高度が低く、雲頂温度の高い領域が生じ、それが衛星画像上では暗く見えている可能性が高いことがいえる。このことは、通常は見ることのできない大気中の内部重力弧立波が混合層内の積雲により可視化されていると考えて良いことを意味する。また、この波動に伴う海面における気圧変化はごく小さいため、地上観測では検知できず、衛星からのみその存在を知ることができる。

このように縞模様は重力波として説明できることがわかったが、この重力波の励起原因については未解明である。今後、これに関する調査が必要であろう。

## 参考文献

- 麻生 正、1989：弱い寒気移流雲上に現れる「暗い縞」、気象衛星センター技術報告、19、27-36。
- 富永 政英、1976：海洋波動、共立出版、591pp。
- 辻村 豊、1993：気象とソリトン・モドン—気象現象中の弧立波(上)、第1部、気象研究ノート、第178号、3-99。
- Clarke, R. H., R. K. Smith and D. G. Reid, 1981：The morning glory of the Gulf of Carpentaria：an atmospheric undular bore. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1726-1750.
- Lin, Y. -L. and R. C. Goff, 1988：A study of a mesoscale solitary wave in the atmosphere originating near a region of deep convection, *J. Atmos. Sci.*, 45, 194-205.