



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	準地衡風方程式系に於ける傾圧不安定波に対する大気成層の効果
Author(s)	坪木, 和久; 若浜, 五郎
Citation	低温科学. 物理篇 = Low temperature science. Series A, Physical sciences, 48: 51-70
Issue Date	1990-03-12
URL	http://hdl.handle.net/2115/18583
Rights	
Type	bulletin
Additional Information	



Instructions for use

準地衡風方程式系に於ける傾圧不安定波に 対する大気成層の効果*

坪 木 和 久

(北海道大学大学院理学研究科)

若 浜 五 郎

(低温科学研究所)

(平成元年 11 月受理)

I. 緒 言

大気の不均一な加熱により水平温度傾度がある場合、それに温度風バランスして吹く地衡風は鉛直シアをもつ。この温度傾度、すなわち鉛直シアが大きくなると、温度傾度を解消しようとして擾乱が発達する。このような回転流体の不安定を傾圧不安定と云う。エネルギー論的には、水平温度傾度に伴う位置エネルギーが擾乱の運動エネルギーに変換されることによって発達する擾乱である。Charney¹⁾とEady²⁾によって初めて提唱された傾圧不安定は、中緯度の天気を支配する総観規模の温帯低気圧の力学的メカニズムとして重要であるばかりでなく、近年、極気団の寒気流中に発生する総観規模より小さいスケールの低気圧である Polar low (Harrold and Browning³⁾; Mansfield⁴⁾; Reed⁵⁾; Reed and Duncan⁶⁾; Ninomiya⁷⁾), Comma cloud (Reed⁵⁾, Mullen⁸⁾), Coastal cyclogenesis (Bosart^{9,10)}, Uccellini 他¹¹⁾) や、インド西岸に発生するモンスーン低気圧 (Mak¹²⁾) などの力学的メカニズムとしても、その重要性が指摘されている。

Eady²⁾は準地衡風方程式系においてベータ効果を見捨て、基本場の風は気圧のみの関数として東西風を与え、しかもその鉛直シアは一定とする最も単純化したモデルを考え、線形安定論を用いてその場の安定性を解析的に調べた。これにより求められた解は、現実の温帯低気圧の構造やその発生に伴うエネルギー変換の過程を本質的な点においてよく説明していた。しかしながら、現実の大気では鉛直シアは一定でなく、また Eady²⁾のモデルでは無視された大気の成層の効果も重要になってくると考えられる。これまで、成層の効果を取り入れた数値モデル (Orlanski¹³⁾) やプリミティブモデル (Nakamura¹⁴⁾) により、ある特別な成層状態の時、波長の長い不安定波だけでなく、短波長の不安定波も現れることが示されてきている。

北海道西岸では、冬期季節風の寒気流中に小低気圧がしばしば発生し、その時に特徴的な風の鉛直シアと成層状態が観測される。我々は、この小低気圧の発生メカニズムとして傾圧不安定が重要であると考え、理論的研究を進めている。本論文では、準地衡風方程式系におい

* 北海道大学低温科学研究所業績 第 3311 号

て傾圧不安定波に対して、実際に観測されるような成層の効果がどのような影響を与えるかを線形安定性解析により調べた。成層の効果のみを特に明らかにするため、鉛直シアーについては、それが一定のモデルを考えた。複雑な鉛直シアーを与えたときに発生する傾圧不安定波に対する成層の効果については別の論文に述べる予定である。

II. 準地衡風方程式系の発展とその数値解法

1. 気圧座標系における準地衡風方程式系の発展

気圧座標系における準地衡風ポテンシャル渦度方程式と熱力学方程式は、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla \right) \left[\frac{1}{f_0} \nabla^2 \phi + f + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \mathbf{V}_g \cdot \nabla \left(-\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) - \sigma \omega = 0 \quad (2)$$

である。ここで大気の静的安定度は気圧のみの関数である $\sigma = \sigma(p)$ 。これらを摂動法を用いて線形化する。水平の速度成分 (u, v) を基本場 (バーを付けて表す) と擾乱成分 (プライムを付けて表す) に分ける。

$$u = \bar{u}(p) + u'(x, y, p, t) \quad (3)$$

$$v = \bar{v}(p) + v'(x, y, p, t) \quad (4)$$

これにより線形化された準地衡風ポテンシャル渦度方程式と熱力学方程式は、

$$\frac{D}{Dt} \left[\frac{1}{f_0} \nabla^2 \phi' + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + v' \beta - \left[\frac{\partial \phi'}{\partial y} \frac{d}{dp} \left(\frac{f_0}{\sigma} \frac{d\bar{v}}{dp} \right) + \frac{\partial \phi'}{\partial x} \frac{d}{dp} \left(\frac{f_0}{\sigma} \frac{d\bar{u}}{dp} \right) \right] = 0 \quad (5)$$

$$\frac{D}{Dt} \frac{\partial \phi'}{\partial p} - \left(\frac{\partial \phi'}{\partial y} \frac{d\bar{v}}{dp} + \frac{\partial \phi'}{\partial x} \frac{d\bar{u}}{dp} \right) + \sigma \omega = 0 \quad (6)$$

ここで、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \quad (7)$$

今後簡単のためにベータ効果は無視する。

次にこれらを実数次元化する。速度の代表的スケールを U 、水平の長さの代表的スケールを L 、地上気圧を P_0 として、それぞれの量を以下のように無次元化する。無次元の量を $(\hat{\cdot})$ をつけて表す。

$$\begin{aligned} (\hat{x}, \hat{y}) &= \frac{1}{L} (x, y), \quad \hat{t} = \frac{U}{L} t, \quad \hat{p} = \frac{p}{P_0}, \\ (\hat{u}, \hat{v}) &= \frac{1}{U} (u, v), \quad \hat{\omega} = \frac{L}{P_0 U} \omega, \quad \hat{T} = \frac{R}{fUL} T', \\ \hat{\phi} &= \frac{1}{fUL} \phi' \end{aligned} \quad (8)$$

ここで大気の安定度を与える無次元量を定義しておく。気圧座標系における大気の静的安定度

σ は,

$$\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (9)$$

である。これを無次元化したものを S_N と定義する。

$$S_N = \frac{P_0^2}{U^2} \sigma \quad (10)$$

σ は気圧 p のみの関数であると仮定しているから、 S_N も p のみの関数である。(8), (10) 式を用いて (5), (6) 式をそれぞれ無次元化すると,

$$\frac{D}{Dt} \left[\nabla^2 \phi + \frac{1}{R_0^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{S_N} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] - \frac{1}{R_0^2} \left[\frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{d}{dp} \left(\frac{1}{S_N} \frac{d\bar{v}}{dp} \right) + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{d}{dp} \left(\frac{1}{S_N} \frac{d\bar{u}}{dp} \right) \right] = 0 \quad (11)$$

$$\frac{D}{Dt} \frac{\partial \phi}{\partial p} - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{d\bar{v}}{dp} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{d\bar{u}}{dp} \right) + R_0 S_N \omega = 0 \quad (12)$$

となる。(11), (12) 式と今後は (8) を省略する。

2. 境界条件

境界条件としては、地表と大気の上端で鉛直流 w が 0 というものを考える。ここで w は高度座標系での鉛直流である。気圧座標系では鉛直流は $\omega = dp/dt$ で与えられるが、近似的に $\omega = -\rho g w$ がなりたつ。ゆえにここで与えるべき境界条件は、

$$\omega = 0 \quad \text{at} \quad p = 1, 0 \quad (13)$$

である。これを (12) 式に適用すると、 $p = 1, 0$ で、

$$\frac{D}{Dt} \frac{\partial \phi}{\partial p} - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{d\bar{v}}{dp} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{d\bar{u}}{dp} \right) = 0 \quad (14)$$

となる。

3. 数値解法の概要

ここでジオポテンシャル ϕ について次の解を仮定する。

$$\phi = \text{Re} \left[\Phi(p) \exp \{ i(kx + ly - \nu t) \} \right] \quad (15)$$

ここで Re は解の実数部をとることを意味する。これを (12), (14) 代入すると、

$$(\bar{u}k + \bar{v}l - \nu) \left[\frac{d^2}{dp^2} - \frac{d \ln S_N}{dp} \frac{d}{dp} - R_0^2 S_N (k^2 + l^2) \right] \Phi - S_N \left[l \frac{d}{dp} \left(\frac{1}{S_N} \frac{d\bar{v}}{dp} \right) + k \frac{d}{dp} \left(\frac{1}{S_N} \frac{d\bar{u}}{dp} \right) \right] \Phi = 0 \quad (16)$$

$$(\bar{u}k + \bar{v}l - \nu) \frac{d\Phi}{dp} - \left(l \frac{d\bar{v}}{dp} + k \frac{d\bar{u}}{dp} \right) \Phi = 0 \quad (17)$$

となる。Eady²⁾ のモデルのように鉛直シアーが一定でも、大気の成層を表す S_N が気圧 p の関数になると、(16), (17) 式は解析的に解けなくなる。そこでここでは、大気を鉛直方向に N 層に分けて、第 1 層と第 N 層に熱力学的方程式 (17)、第 2 層から第 $N-1$ 層までに準地衡ポテン

シャル渦度方程式(16)を適用し、数値的に解く。このような差分近似が Φ の固有値を決める振動数方程式になる。これをマトリックスで表すと、

$$\left[(V - \nu I) M - D \right] \Phi = 0 \quad (18)$$

ここで Φ はベクトル $\Phi = (\Phi_j)^T$ である。また V は (\bar{u}, \bar{v}) を含むマトリックス、 M は微分演算子を含むマトリックス、 D は (\bar{u}, \bar{v}) と S_N の微分を含むマトリックスである。(17)式を数値的に解いて固有値 ν と固有関数 Φ を求める。一般にこれらは複素数で、 ν の実数部 ν_r は位相速度に関係し、虚数部 ν_i は成長率を表す。

4. 擾乱の構造

得られた固有関数 Φ の実数部 Φ_r と虚数部 Φ_i は擾乱の鉛直構造を与える。ジオポテンシャル、

$$\phi = A \exp(\nu_i t) \cos(\theta + \delta)$$

ここで

$$\begin{aligned} A &= (\Phi_r^2 + \Phi_i^2)^{-\frac{1}{2}} \\ \delta &= \tan^{-1} \frac{\Phi_i}{\Phi_r}, \quad \theta = kx + ly - \nu_r t \end{aligned} \quad (19)$$

擾乱の水平風速、

$$u' = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = Al \exp(\nu_i t) \sin(\theta + \delta) \quad (20)$$

$$v' = \frac{\partial \phi}{\partial x} = -Ak \exp(\nu_i t) \sin(\theta + \delta) \quad (21)$$

比容、

$$\alpha' = -\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\left[\frac{d\Phi_r}{dp} \cos \theta - \frac{d\Phi_i}{dp} \sin \theta \right] \exp(\nu_i t) \quad (22)$$

この比容の擾乱は温度擾乱に対応する。また、鉛直速度は(12)式より、

$$\omega = -\frac{1}{R_0 S_N} \left[W_e \cos \theta + W_s \sin \theta \right] \quad (23)$$

ここで

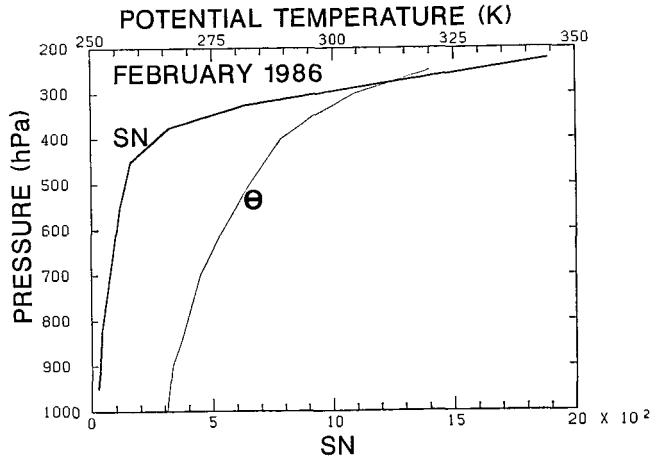
$$\begin{aligned} W_e &= (\nu_r - \bar{u}k - \bar{v}l) \frac{d\Phi_i}{dp} + \nu_i \frac{d\Phi_r}{dp} + \left(k \frac{d\bar{u}}{dp} + l \frac{d\bar{v}}{dp} \right) \Phi_i \\ W_s &= (\nu_r - \bar{u}k - \bar{v}l) \frac{d\Phi_r}{dp} - \nu_i \frac{d\Phi_i}{dp} + \left(k \frac{d\bar{u}}{dp} + l \frac{d\bar{v}}{dp} \right) \Phi_r \end{aligned}$$

となる。

III. 速度及び成層の基本場

まず、水平速度の基本場としては、最も簡単な Eady のモデルを用いる。すなわち鉛直シア一定で、

$$\bar{u} = A(P_0 - p) \quad (24)$$



第1図 稚内の1986年2月の月平均した温位と S_N のプロファイル

$$\bar{v} = 0 \tag{25}$$

で与えられる。ここで A は定数である。

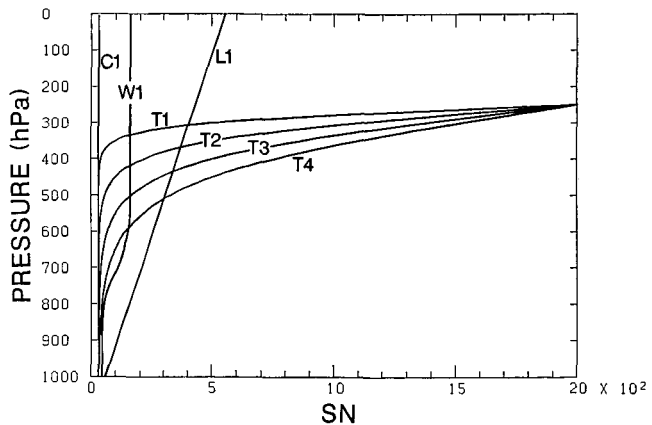
次に成層の基本場としては、冬期の成層状態の傾圧不安定に対する効果に興味があるので、2月の稚内のゾンデ観測で得られた成層状態をモデル化する。第1図に1986年2月の稚内の月平均の温位と S_N のプロファイルを示す。ここで無次元化のために $U=15$ m/s, $P_0=1000$ hPa を用いた。冬期の S_N のプロファイルの特徴は地表から500 hPaまではほぼ一定または緩やかに増大し、それより上空では急速に増大することである。このような S_N のプロファイルを次の関数でモデル化した。

$$S_N(p) = S_0 - S_1 \tan h \left(\frac{P_i - p}{P_H} \right) \tag{26}$$

第1表に(26)式のパラメーターを示した。またそれらのプロファイルを図2に示した。C1

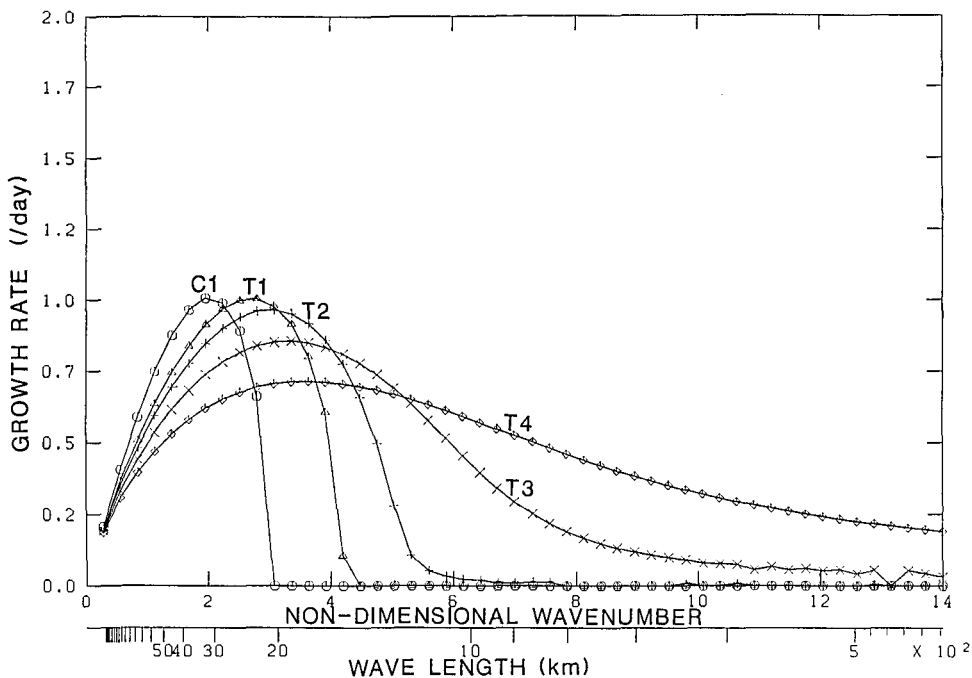
第1表 S_N のプロファイルを与える(26)式のパラメーター

	S_0	S_1	P_i	P_H
C 1	30	0	—	—
T 1	2000	1970	250	50
T 2	2000	1970	250	100
T 3	2000	1970	250	150
T 4	2000	1970	250	200
W 1	100	60	700	80

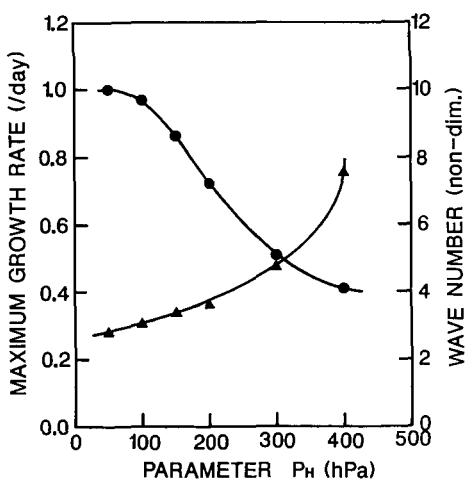


第2図 基本場として与えた S_N のプロファイル

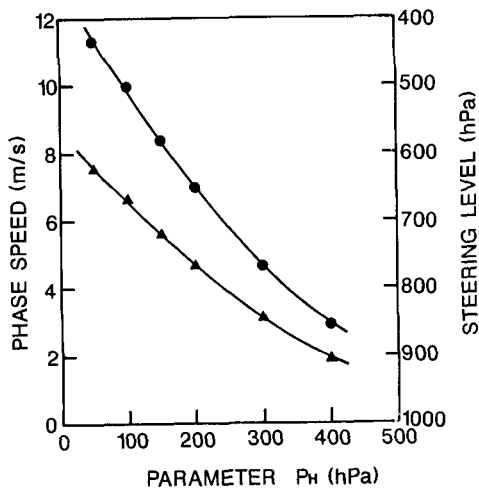
は S_N を全層で一定とした場合で Eady²⁾ のモデルと同じである。T1~T4 は上空で安定度が急速に大きくなるように S_N を与えた。L1 は S_N が気圧に対して線形に増大するように与えたもので、また W1 は Nakamura¹⁴⁾ のモデルに相当するものである。



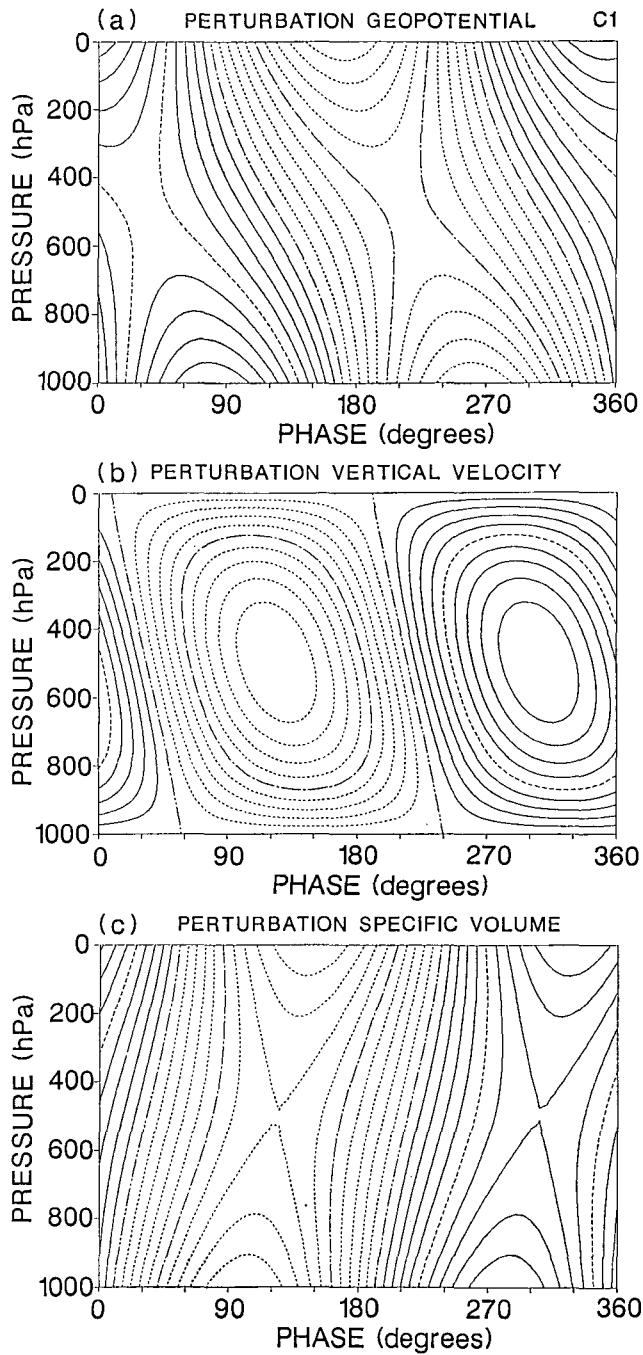
第3図 C1及びT1~T4の波数(波長)に対する成長率曲線



第4図 T1~T4の最大成長率(●)とその波数(▲)のパラメーター P_H に対する依存性



第5図 T1~T4の最大成長率を持つ不安定波の位相速度(●)とそのスティアリングレベル(▲)のパラメーター P_H に対する依存性



第6図 C1の最大成長率を持つ不安定波の鉛直構造。横軸に位相が一周期とってある。また図中の値は最大振幅で規格化してあり、等値線は0.1毎である。(a) ジオポテンシャルの擾乱、気圧の擾乱に対応する。点線は負、実線は正の変動を表す。(b) 鉛直流。点線は下降流、実線は上昇流を表す。(c) 比容の擾乱、温度の擾乱に対応する。点線は負、実線は正の変動を表す

IV. 成長率・位相速度及び擾乱の鉛直構造

1. 成長率・位相速度

まず、Eady²⁾ のモデルに相当する C1 と冬期の成層をモデル化した T1~T4 の波数に対する成長率の分布を第3図に示す。C1 では Eady²⁾ モデルの特徴である不安定波の最大波数が、波数3のところに現れる。一方、T1 から T4 にかけて上空がより安定になるにつれて、波数の大きなところにも不安定波が現れる。T4 と T3 では少なくとも波数14以下の全ての波数領域に不安定波が存在する。

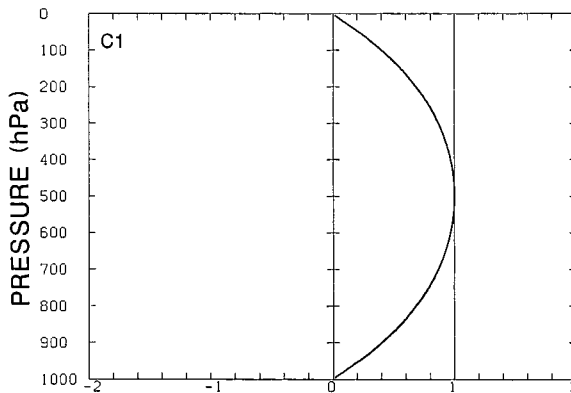
次にこの成長率曲線のピークとその不安定波の位相速度のパラメーター P_H に対する依存性を示す。

(26) 式のパラメーター P_H が大きくなるほど上空の成層がより安定になる。この P_H に対する最大成長率とその波数を第4図に示した(第3図以外の値も含む)。 P_H が50の時は Eady モデルとほぼ同じ最大成長率1.0になるが、波数は小さい方にずれる。すなわち擾乱の波長が、Eady²⁾ モデルでは ~3300 km であったのが、この場合波長 ~2300 km と小さくなる。 P_H が大きくなるにつれて成長率は減少し、一方、波数は大きくなる。

第5図に P_H に対する位相速度とスティアリングレベル(擾乱の位相速度に直接影響を及ぼすような風の吹いている層)の気圧を示す。ここでスティアリングレベルは位相速度と同じ大きさの \bar{u} の高度とした。Eady²⁾ モデルではその解析解からスティアリングレベルは大気全層のちょうど中央になるが、成層の効果を取り入れると、スティアリングレベルは低下する。第5図より P_H が大きくなるほど、位相速度は小さくなり、従ってスティアリングレベルは低くなることわかる。

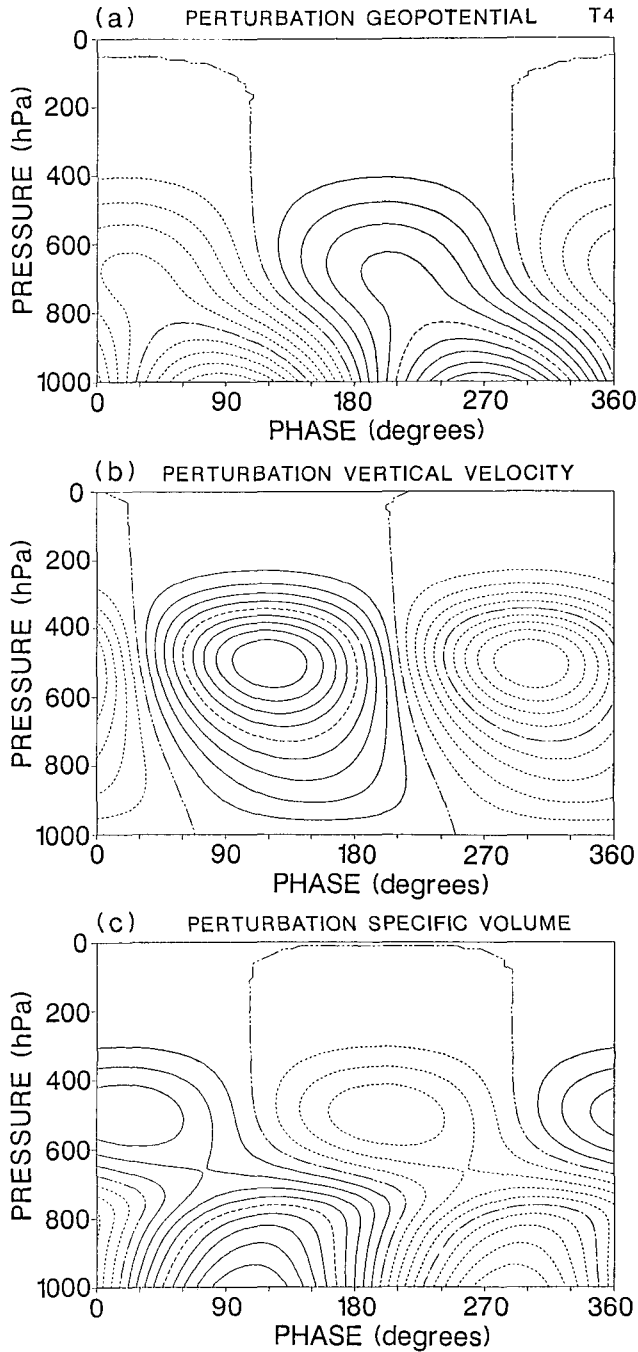
2. 最大成長率を持つ擾乱の構造とエネルギー変換

第6図に C1 の最大成長率を持つ不安定波の鉛直構造を示す。これは Eady モデルの解析解とまったく同じになる。気圧擾乱の特徴は、地上と大気上端で最大振幅を持ち、トラフトリ

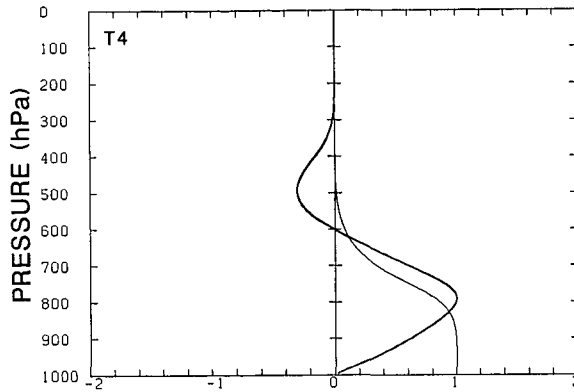


第7図 エネルギー変換のプロファイル。細い線は南北の熱輸送 $[v'\alpha']$, 太い線は AE から KE へのエネルギーの変換 $-\omega\alpha'$ のプロファイルを示す。横軸は任意スケールでとってある

ッジが上空にいくに従って西に傾いていることである。このためトラフの西側 (Phase の小さい側) には負の温度擾乱があり, 東側 (Phase の大きい側) では正の温度擾乱がある。地衡風の関係からトラフの西側では北よりの風が吹き, 東側では南よりの風が吹く。すなわち極向き



第8図 第6図に同じ, ただしT4についてのものである



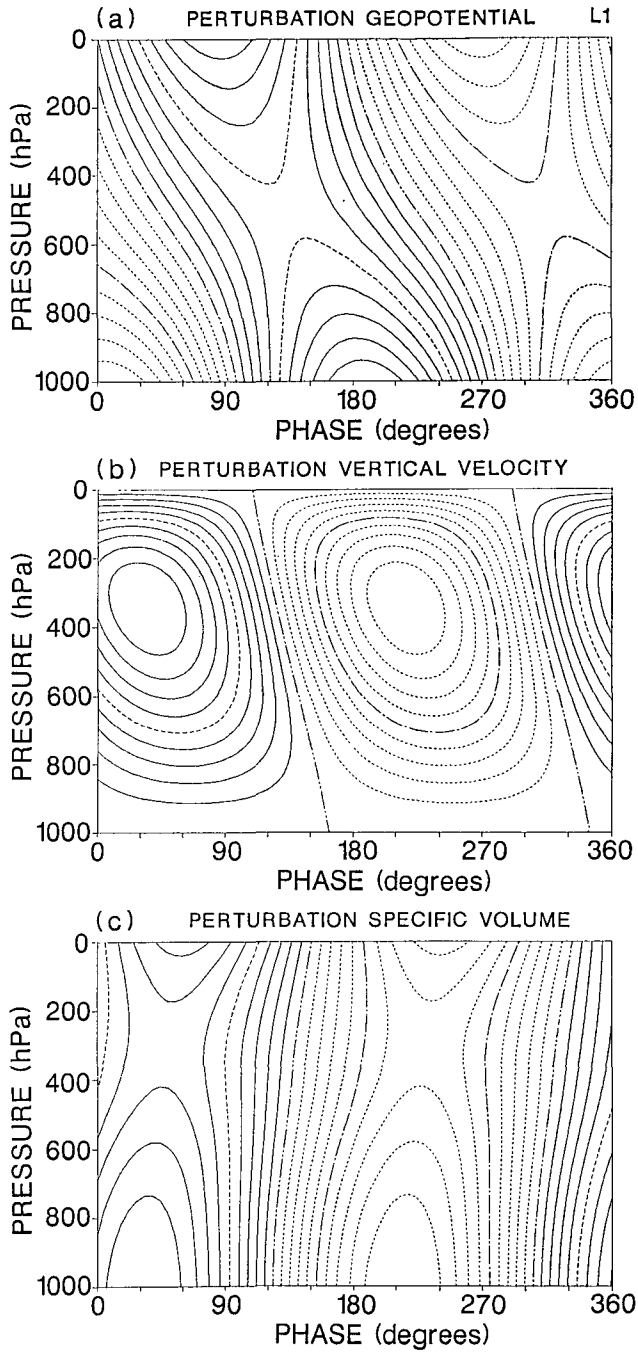
第9図 第7図に同じ、ただしT4についてのものである

に熱を輸送していることになる。またトラフの西側の負の温度擾乱のところでは上昇流があり、東側の正の温度擾乱のところでは下降流がある。すなわち擾乱の有効位置エネルギー(AE)から擾乱の運動エネルギー(KE)への変換が起きていることを示している。第7図に北向きのエンタルピーの輸送 $[v'\alpha']$ とAEからKEへの変換 $-[\omega'\alpha']$ の鉛直プロファイルを示した。ここで $[\]$ は一波長平均である。 $[v'\alpha']$ は全層一様に起こっており、 $-[\omega'\alpha']$ は擾乱の中央の高さで最大振幅を持ち、地上と大気上端で0になるようなプロファイルをしている。

一方、第8図に示した成層の効果を取り入れたT4の最大成長率を持つ不安定波では、気圧の擾乱は400 hPa以下に限られ、地上に最大振幅を持つが、C1にみられたような大気上端の最大振幅は現れない。リッジとトラフはC1と同様に西に傾き、トラフの西側には500 hPa付近に最大振幅を持つ下降層と700 hPa以下に主要部分を持つ負の温度擾乱があり、東側には500 hPa付近に最大振幅を持つ上昇流と700 hPa以下に主要部分を持つ正の温度擾乱がある。この不安定波のエネルギー変換を第9図に示す。 $[v'\alpha']$ は地上から850 hPaまで最大値を持ち、そこから減少し始め、500 hPa付近で0になる。 $-[\omega'\alpha']$ は790 hPa付近に最大値を持ち600 hPaで0になる。600 hPaから300 hPaの層で小さい負の値をとるが、全層で p について平均すると、AEからKEへの変換は正になり、この不安定波は傾圧不安定であることがわかる。この不安定波のスティアリングレベルは767 hPaにあり、 $-[\omega'\alpha']$ の最大値の少し上の風速で移動する擾乱であることがわかる。

3. L1の最大成長率を持つ不安定波の構造とエネルギー変換

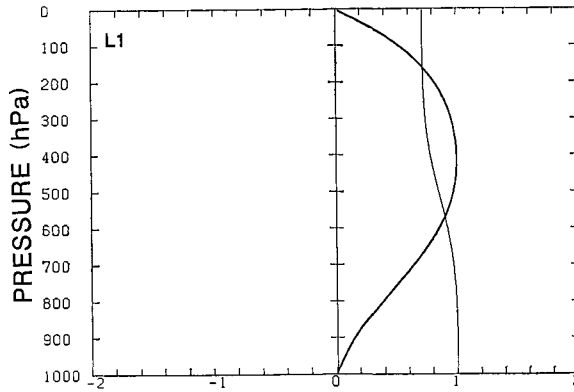
L1は S_N が地上から大気上端に向かって線形に大きくなる場合で、この成長率曲線は二つのピークを持つ。ひとつは波長12566 km、成長率0.3、位相速度14.8 m/sを持つもので、その擾乱の構造を第10図に、またエネルギー変換を第11図に示す。C1に比べて波長は約3倍、成長率は1/3になっている。位相速度は大気全層のほぼ中央の風速に等しく、C1のそれとほぼ同じである。擾乱の構造はC1のそれに似た形をしており、また $[v'\alpha']$ 、 $-[\omega'\alpha']$ のプロファイルもC1のそれらに似ている。ただジオポテンシャルと比容の擾乱の極小値及び鉛直流の極大値の位置が高い方にずれている。これに対して $[v'\alpha']$ は上空でやや小さくなり、 $-[\omega'\alpha']$ の



第10図 第6図に同じ、ただしL1の長波長についてのものである

極大値も 400 hPa 付近にずれている。

成長率曲線のもう一つのピークは波長 1396 km にあり、その成長率は 0.28、位相速度は 4.3 m/s である。この擾乱の構造を第 12 図に、またエネルギー変換を第 13 図に示す。波長及



第11図 第7図と同じ，ただしL1の長波長についてのものである

び擾乱の構造はT4のそれらに似ており，背の低い擾乱である。 $[v'\alpha']$ は950 hPa以下に最大値があり，その上で急速に減少し，750 hPa付近で0になる。 $-[\omega\alpha']$ については，890 hPa付近に極大がある。このためスティアリングレベルは低く860 hPa付近で，この擾乱は $-[\omega\alpha']$ の極大の少し上の風速で移動する。

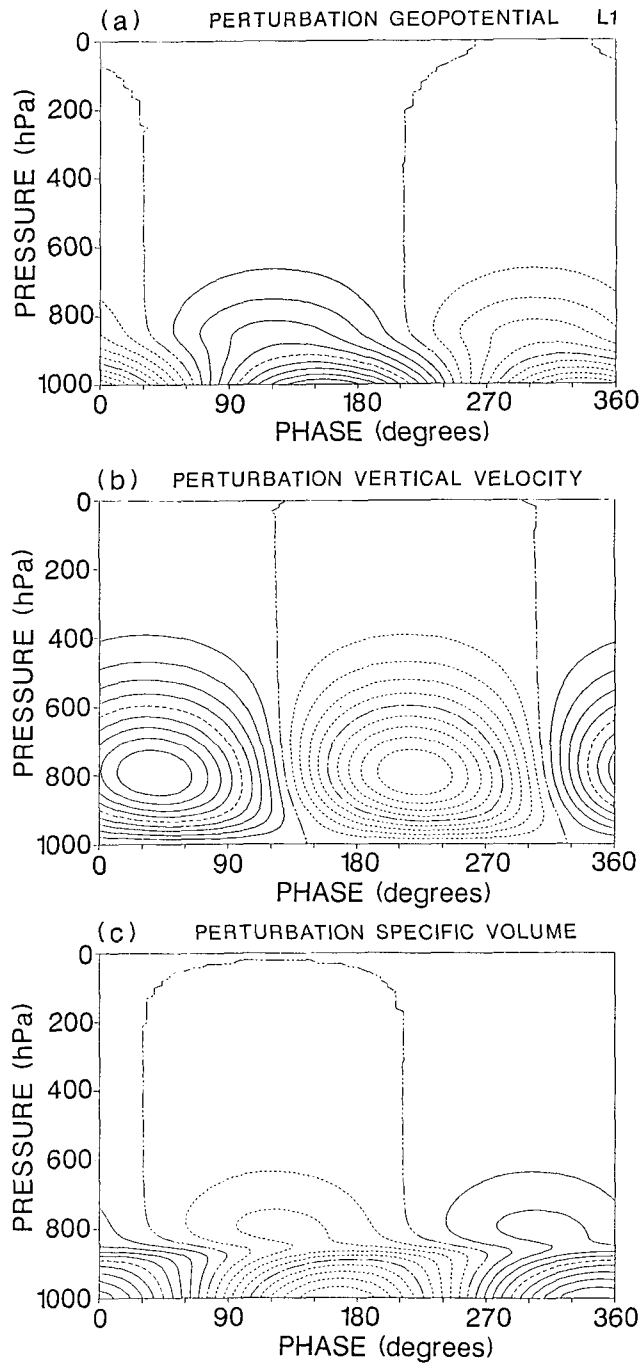
4. W1の最大成長率を持つ不安定波の構造とエネルギー変換

W1の様な S_N のプロファイルにおいては， S_N の大きな上層と S_N の小さな下層の境界が ~ 600 hPaより下にあるとき，Nakamura¹⁴⁾の結果にみられるように成長率曲線には二つのピークが現れる。W1では波長の長い方のピークは7540 kmで，成長率は0.44，位相速度は14.9 m/sであった。その構造を第14図に，またエネルギー変換を第15図に示す。擾乱の構造はC1のそれに似たもので，大気全層に及ぶ背の高いものである。ただし700 hPaより下に成層の効果が現れており，ジオポテンシャルと比容の振幅が大きくなり，鉛直流の振幅が小さくなっている。これに対応して $[v'\alpha']$ は700 hPaより下で大きく， $-[\omega\alpha']$ は急速に減少している。この不安定波の成長率は境界より上の S_N が大きくなればなるほど小さくなる。

次にW1の波長の短い方のピークは1450 kmにあり，成長率は0.67，位相速度は6.1 m/sであった。その不安定波の構造を第16図に，エネルギー変換のプロファイルを第17図に示す。この不安定波の構造及びエネルギー変換プロファイルはT4のそれらに似ており，背の低い擾乱である。スティアリングレベルは800 hPa付近にあり， $-[\omega\alpha']$ のピークの少し上の風速で移動する擾乱である。この不安定波の成長率は，境界より上の S_N が大きくなると，大きくなるが，上の S_N が下の S_N の10倍より大きくなると頭打ちになる。またその極限として上の S_N と下の S_N が同じになるとC1のプロファイルと同じになり，このモードの不安定波は現れなくなると考えられる。

V. 考 察

本研究では傾圧不安定に対する大気の成層の効果を，準地衡風方程式系を用いて調べた。その結果，最も単純な線形のシアを与えた場合でも，大気の成層の効果を取り入れると，短

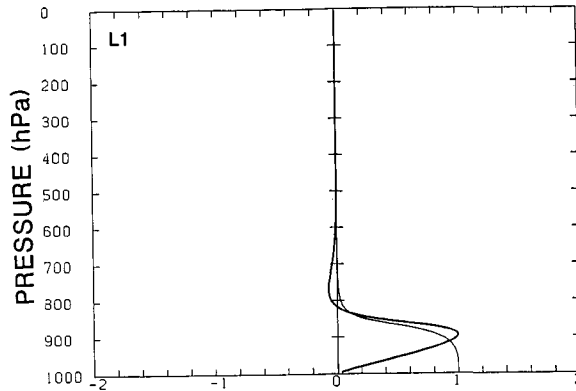


第12図 第6図に同じ、ただしL1の短波長についてのものである

波長の不安定波が発達することがわかった。

1. 長波長の不安定波について

Eady²⁾ モデルにみられるような大気全層に及ぶ波長の長い不安定波はL1とW1にはみ



第13図 第7図に同じ，ただしL1の短波長についてのものである

られたがT1～T4では現れなかった。T1～T4はW1に比べて上空の S_N の大きな層が薄くまた S_N が十分大きいので，大気全層に及ぶ不安定波が現れなかったと考えられる。W1のプロファイルでも S_N の変曲点((26)式のパラメーター P_i)が ~ 600 hPaより低いところにあるときにのみ長波長の不安定波のピークが現れる。また上空の S_N が大きくなるとこの成長率は小さくなる。これらのことから大気全層に及ぶ長波長の不安定波が成長するためには上空の大気の安定度があまり大きくなく，かつ十分な厚さが必要であると考えられる。

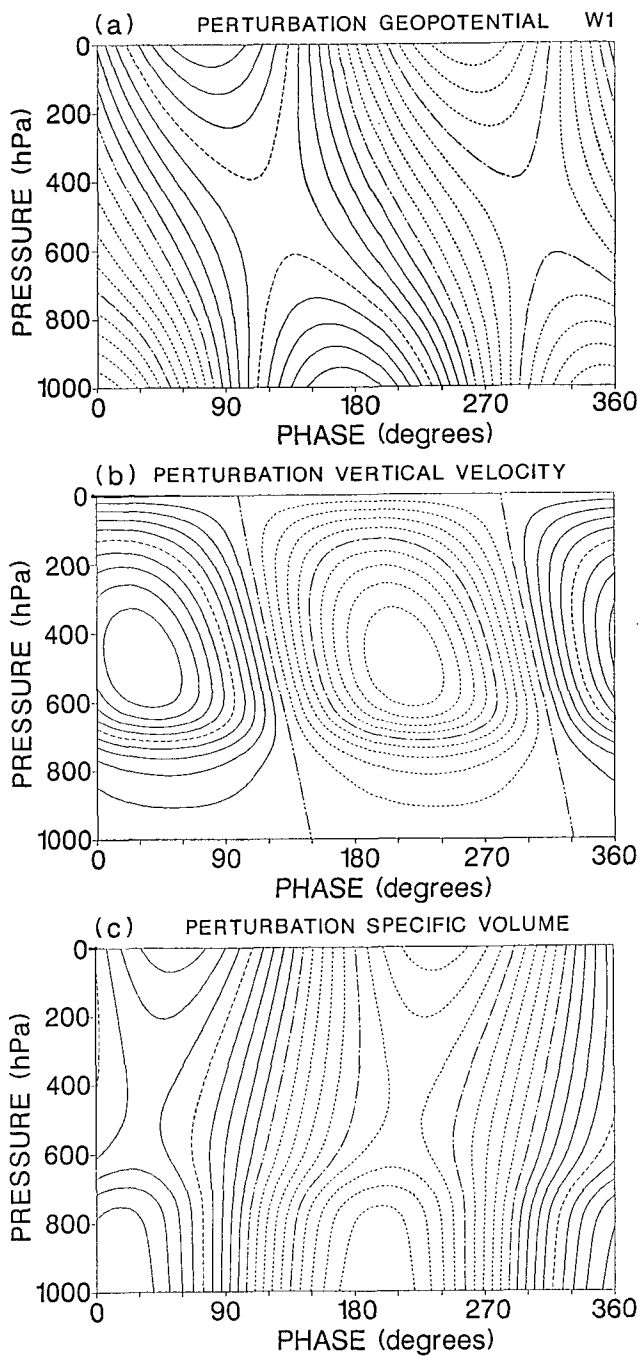
W1とL1にみられた長波長の不安定波は，その位相速度と擾乱の構造及びエネルギー変換のプロファイルがC1のそれらに大変よく似ている。すなわちこれらの不安定波はC1にみられたEady²⁾モードの大気成層による変形と考えられる。

2. 短波長の不安定波について

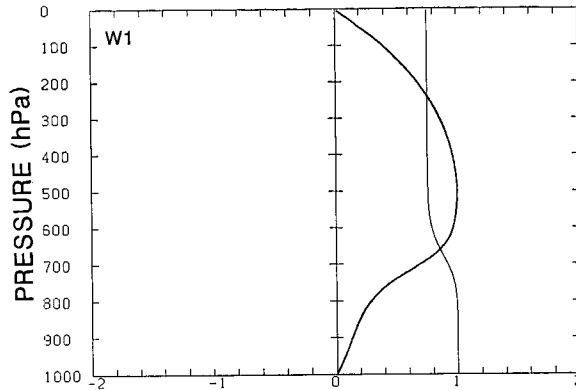
Orlanski¹³⁾は数値モデルを用いて境界層の安定度がその上の安定度よりも小さいときその中に波長の小さい傾圧不安定波が発達することを示した。T4にみられた短波長の不安定波の鉛直構造はそれとよく似た形をしていた。Nakamura¹⁴⁾はプリミティブモデルを用いて成層の効果を調べ，波長の長い波と短い波が発達することを示した。W1で得られた二つのタイプの不安定波はそれらとほぼ同じものであった。

T4, W1, L1でみられた短波長の不安定波はその波長がほぼ同じであり，擾乱の鉛直構造とエネルギー変換のプロファイルが似ている。これらの不安定波は気圧と温度の擾乱の最大振幅が地上にのみあり，下層の大気の安定度の小さい層に捕らわれた擾乱であると考えられる。このためその位相速度もEadyモードに比べて小さく， $-\omega\alpha$ のピークの少し上の風速で移動する。またこれらの背の低い擾乱は，上空の安定度の影響をあまり受けないと考えられる。

冬期，北海道付近を通過する温帯低気圧の中には，衛星画像から，その水平スケールが1000 km \sim 2000 km程度とみられるものが存在する。このような低気圧は明かに典型的な総観規模の温帯低気圧よりスケールが小さい。このような低気圧は，T4にみられるような，偏西風のシアーによって発生する冬期の大気成層の効果を受けた温帯低気圧であることが，この研



第14図 第6図に同じ、ただしW1の長波長についてのものである



第15図 第7図と同じ，ただしW1の長波長についてのものである

究によって示唆される。

VI. ま と め

気圧座標系における準地衡風方程式系を用いて，傾圧不安定波に対する大気成層の効果を線形安定性解析により調べた。大気成層状態は静的安定度 σ を無次元化した S_N を用いて与えた。 S_N のプロファイルとしては冬期の稚内で観測された1986年2月の月平均値をモデル化して与えた(T1~T4)。またこの他に S_N が上空に向かって線形に増大するもの(L1)，上空の S_N が下層の4倍程度のもの(W1)についても調べた。基本場の速度のシアは，最も簡単なものとして気圧に対して線形のシアを与えた。結果をまとめると以下ようになる。

1) T1~T4では，上空の成層が安定になるほど，最大成長率は小さくなり，その波数は大きくなる。また位相速度は小さくなり，スティアリングレベルは低下する。

2) T4では波長1795 kmに最大成長率0.71を持つ傾圧不安定波が現れた。その鉛直構造はEadyモードのそれと異なり，300 hPa~400 hPa以下の擾乱である。

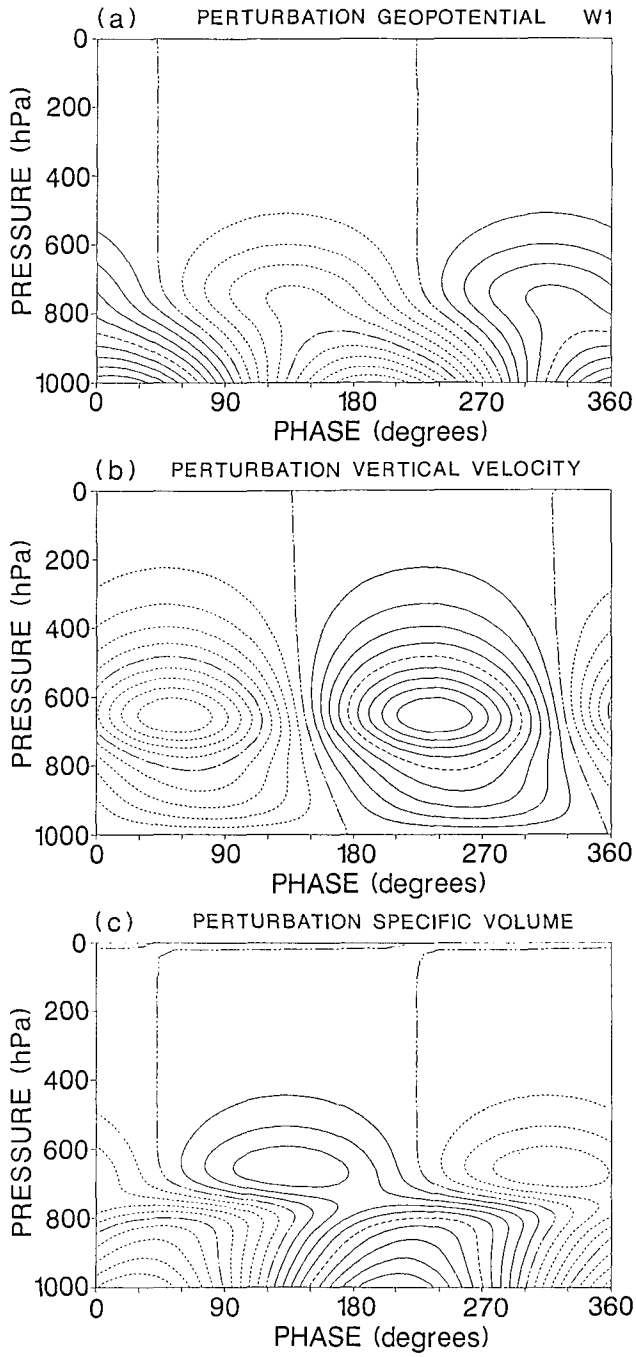
3) その不安定波の $[v'\alpha']$ は700 hPa以下にその主要部分があり， $-\omega\alpha'$ は790 hPa付近にピークを持つ。

4) L1とW1では長波長と短波長の傾圧不安定波が現れた。長波長の不安定波は成層による変形を受けたEadyモードで，短波長の不安定波はT4でみられた不安定波とよく似た構造をしていた。

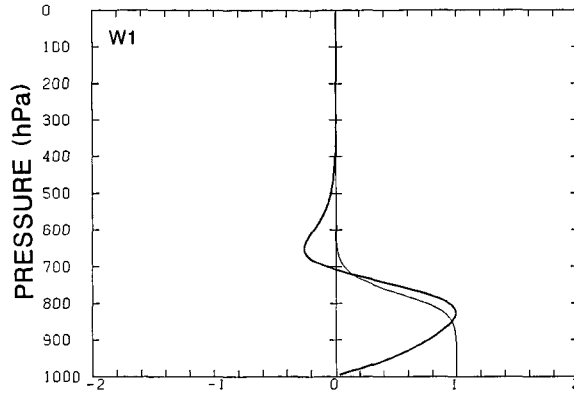
5) L1とW1でみられた長波長の不安定波の位相速度はEadyモードのそれとほとんど等しく，スティアリングレベルはほぼ大気全層の中央にあった。

6) T4とL1，W1の短波長の不安定波の位相速度は $-\omega\alpha'$ のピークの少し上の風速に等しかった。

これらの結果より，線形のシアの場合でも，大気成層の効果で波長の短い傾圧不安定波が現れることが示唆された。



第16図 第6図に同じ、ただし W1 の短波長についてのものである



第17図 第7図に同じ，ただし W1 の短波長についてのものである

Appendix

主な記号のリスト

- f : コリオリパラメーター
- i : 虚数単位
- k : 波数の x 成分
- l : 波数の y 成分
- p : 気圧
- t : 時間
- U : 代表的速度
- L : 長さの代表的スケール
- P_0 : 1000 hPa
- R : 乾燥大気の気体定数
- R_0 : ロスビー数
- S_N : 無次元の大気の静的安定度
- A : 速度の鉛直シア
- Φ : ジオポテンシャルの振幅，固有関数
- α : 比容
- β : $=df/dy$
- θ : 温位，位相角
- ν : 角振動数，固有値
- σ : 大気の静的安定度
- ϕ : ジオポテンシャル
- ω : 気圧座表系における鉛直速度 $=dp/dt$

本研究を進めるにあたり，終始有益な助言をいただいた遠藤辰雄助教授，藤吉康志助手に心から感謝の意を表します。また東京大学海洋研究所の浅井富雄教授，木村竜治博士，吉崎正

憲博士, 気象庁の二宮洗三博士, 京都大学の廣田勇教授, 名古屋大学水圏科学研究所の田中浩教授からも大変有益な助言をいただきました。ここに深い感謝の意を表します。尚, 計算には北海道大学大型計算機センターの HITAC, S-820 を使用した。

文 献

- 1) Charney, J. G. 1947 The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135-162.
- 2) Eady, E. T. 1949 Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33-52.
- 3) Harrold, T. W. and Browning, K. A. 1969 The polar low as a baroclinic disturbance. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **95**, 710-723.
- 4) Mansfield, D. A. 1974 Polar lows: the development of baroclinic disturbances in cold air outbreaks. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **100**, 541-554.
- 5) Reed, R. J. 1979 Cyclogenesis in polar air streams. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 38-52.
- 6) Reed, R. J. and Duncan, C. N. 1987 Baroclinic instability as a mechanism for the serial development of polar lows: a case study. *Tellus*, **39 A**, 376-384.
- 7) Ninomiya, K. 1989 Polar/comma-cloud lows over the Japan sea and the northwestern Pacific in winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 83-97.
- 8) Mullen, S. L. 1979 An investigation of small synoptic-scale cyclones in polar streams. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 1636-1647.
- 9) Bosart, L. F. 1981 The president's day snowstorm of 18-19 February 1979: A subsynoptic event. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1542-1566.
- 10) Bosart, L. F. and Lin, S. C. 1984 A diagnostic analysis of the president's day storm of February 1979. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2148-2177.
- 11) Uccellini, L. F., Kocin, P. J., Petersen, R. A., Wash, C. H. and Brill, K. F. 1984 The president's day cyclone of 18-19 February 1979: synoptic overview and analysis of the subtropical jet streak influencing the pre-cyclogenetic period. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 31-55.
- 12) Mak, M. K. 1975 The monsoonal mid-tropospheric cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2246-2253.
- 13) Orlanski, I. 1986 Localized baroclinicity: a source for meso- α cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2857-2885.
- 14) Nakamura, N. 1988 Scale selection of baroclinic instability —Effects of stratification and nongeostrophy. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3253-3267.

Summary

An effect of the stratification on quasi-geostrophic baroclinic instability waves is studied by linear instability analyses in isobaric coordinates. The characteristics of the stratification are given by the vertical profiles of nondimensional static stability parameter, S_N . We examine a profile of S_N , which resembles the monthly averaged profile observed at Wakkanai in February, 1986 (T1-T4). We also examine profiles of a linear type (L1), and a hyperbolic-tangent type (W1) in which S_N of the upper layer is four times that of the lower layer. The basic flow has a simple linear shear with respect to the pressure. The results are summarized as follows.

1) If the parameter P_H in Eq. (26) increases (from T1 to T4), i. e., if the depth of the upper stable layer increases, the maximum growth rate and the phase velocity of the unstable

wave decreases, and its steering level is lowered, while the wave number increases.

2) The most unstable wave of T4 has a wave length of 1975 km and the maximum growth rate is 0.71 day^{-1} . The disturbance is confined under 300~400 hPa, which is different from the Eady mode. The meridional heat transport by the wave is confined under ~ 700 hPa. The maximum release of potential energy appears at ~ 790 hPa.

3) In the cases of L1 and W1, both long and short baroclinic waves appear. The structure of the long wave is a modified Eady mode. The structure of the short wave is similar to that of T4.

4) The phase velocities of the most unstable waves of L1 and W1 are approximately equal to that of the Eady mode. Their steering levels are located at the middle of the atmosphere.

5) The phase velocities of the short waves of T4, L1, and W1 are equal to the velocity of basic flow just above the level where the maximum release of potential energy appears.

These results show that even under the linear shear condition a short baroclinic instability wave develops when the stratification is smaller than that above. In another paper, we will show the effect of stratification on a baroclinic instability wave which develops under the condition of nonlinear shear.