



# 天 気

1992年6月  
Vol. 39, No. 6

〔解説〕

108 (VHF レーダー; 鉛直風; 山岳波;  
大気重力波; スペクトル)

## MU レーダーで観測される対流圏及び 下部成層圏の鉛直風擾乱\*

—1991年度山本・正野論文賞受賞記念講演—

佐藤 薫\*\*

### 1. はじめに

この度は、山本・正野論文賞を頂きましてありがとうございます。またこのような講演の機会を与えて頂きまして大変光栄に思っております。授賞対象となったこの研究は、近年開発された MST (Mesosphere-Stratosphere-Troposphere) レーダーの一つである京都大学超高層電波研究センターの MU レーダーという、高精度(視線速度で 0.1 m/s 以下)で高分解能(視線方向に数百 m, 時間方向に約 1 分)な風の観測測器を用いています (Fukao *et al.*, 1985 a, b)。このような優れた測器によって、時空間スケールが小さくエネルギー的にも微弱なために、これまでほとんどその実態を知られることのなかった、大気重力波・乱流などの小規模擾乱の様子が手にとるようにわかるようになってきました。特に、ここ十年に亘っては、小規模擾乱の「スペクトル」という観点からの研究が進んできました。そこで、この講演ではまずスペクトルに関する一連の研究を概観し、この研究の位置付けを確認してから、詳しい論文の内容の紹介をしたいと思えます。

### 2. 小規模擾乱の観測スペクトルと理論

VanZandt (1982) は、それまでに報告されている小規模運動スケールのスペクトルを調べ、水平風成分の周

波数スペクトル、水平波数スペクトル、鉛直波数スペクトルが、観測地点や時期によらず、ある程度普遍的な形をしていることを見出しました。第 1 図は周波数スペクトルを示します。内部重力波の存在領域であるプラントーバイサラ周期(対流圏で約 10 分, 成層圏で約 5 分)から慣性周期(日本付近で約 20 時間)に亘る周期帯で、ほとんどのスペクトルが周波数の約  $-5/3$  に比例する傾きを持つことがわかります。

このような普遍的なスペクトルに対して内部重力波(以後、重力波と呼ぶことにします。)による説明があります。重力波であれば、その周波数と波数は分散関係式により結び付いており、それぞれの成分の振幅や位相は偏波関係式によって関連づけられます。したがって、重力波の場のスペクトル同士もこれらの関係式により関連があるはずというのがそのポイントです。ここでは、VanZandt (1985) による、海洋の内部重力波スペクトル理論 (Garret and Munk, 1972, 1975) の大気中のスペクトルへの応用理論を述べます。

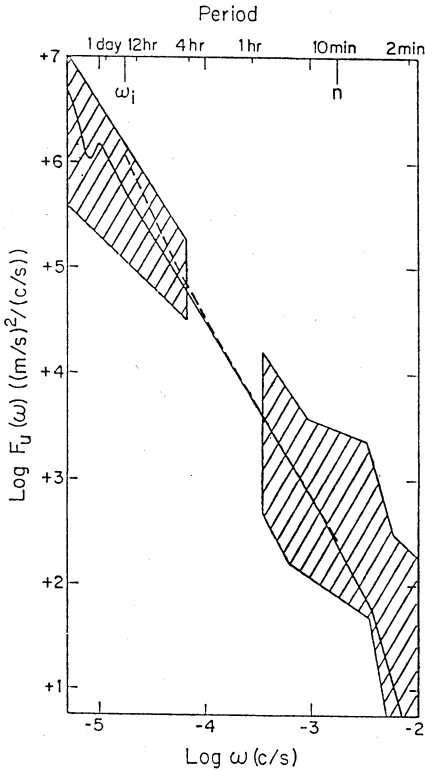
簡単のために背景風が存在しない場合を考えます。大気はプラントーバイサラ周波数  $N$  の  $z$  方向に一樣な成層状態であり、慣性周波数を  $f$  とします。このとき、単色重力波を記述するパラメータは水平波数  $k$ 、鉛直波数  $m$ 、周波数  $\omega$ 、水平伝播方向 ( $x$  軸に対して  $\theta$ ) の 4 つとなりますが、これらの間には分散関係式

$$m/k = (N/\omega) / (1 - (f/\omega)^2)^{1/2} \quad (1)$$

があるので、(ここで、 $\omega^2 \ll N^2$  を仮定) その各風速成分の振幅はある関数  $A(m, \omega, \theta)$  に比例した形で表

\* Vertical wind disturbances in the troposphere and lower stratosphere observed by the MU radar.

\*\* Kaoru Sato, 京都大学理学部地球物理学教室。



第1図 観測で得られた水平風の平均周波数スペクトル (VanZandt, 1982). 斜線の領域は平均に用いた多くの周波数スペクトルの存在領域.

せませす。また、重力波の風速の各成分は偏波関係式でつながりがあります。つまり、風速の  $x, y, z$  成分  $u_x, u_y, \omega$  は、

$$u_x = \text{Re}[(\cos \theta + i(f/\omega)\sin \theta) \cdot A(m, \omega, \theta) \exp i(kx \cos \theta + mz - \omega t)] \quad (2)$$

$$u_y = \text{Re}[(\sin \theta - i(f/\omega)\cos \theta) \cdot A(m, \omega, \theta) \exp i(kx \cos \theta + mz - \omega t)] \quad (3)$$

$$\omega = \text{Re}[\delta_{\pm}^{1/2} / (N/\omega) \cdot A(m, \omega, \theta) \exp i(kx \cos \theta + mz - \omega t)] \quad (4)$$

のように表現できます。ここで、 $\delta_{\pm} = 1 \pm (f/\omega)^2$  とします。したがって、このような単色重力波がランダムに重なりあった重力波の「場」のスペクトルも互いに分散関係式、偏波関係式によって関連してくるはずで

Garret and Munk (1975) は、重力波の場の全エネルギーに対するスペクトルが次のように表されると考えました。

$$F(m, \omega) = E \frac{A(\mu)}{m_*} B(\omega) \quad (5)$$

ここで、 $E$  は重力波の場の全エネルギー (運動エネルギー + 位置エネルギー)、 $A(\mu)$  は鉛直波数のモデルスペクトル ( $\mu = m/m_*$ 、 $m_*$  は特性鉛直波数)、 $B(\omega)$  は周波数のモデルスペクトルです。観測される周波数スペクトルは  $\omega$  のマイナス乗に比例することから、パラメータ  $p$  を用いて

$$B(\omega) = (p-1) f^{p-1} \omega^{-p} \quad (6)$$

と表します。また、観測される鉛直波数スペクトルは  $m$  が大きいところでは、 $m$  のマイナス乗に比例しますから、パラメータ  $t$  を用いて、

$$A(\mu) = \frac{c}{(1+\mu)^t} \quad (7)$$

$$c = t-1 \quad (\text{Garret and Munk, 1975 のモデル}) \quad (8)$$

$$c = \frac{t}{\pi} \sin \frac{\pi}{t} \quad (\text{Desaubies, 1976 のモデル}) \quad (9)$$

と表します。ここで、 $A(\mu)$  および  $B(\omega)$  は  $\int_0^{\infty} A(\mu) d\mu = 1$ 、 $\int_f^N B(\omega) d\omega = 1$  と正規化されています。また、重力波の水平伝播方向の等方性を仮定しています。水平風成分の観測周波数スペクトルは  $\omega$  の  $-5/3 \sim -2$  乗に比例し、観測鉛直波数スペクトルは  $m$  の  $-3$  乗に比例することから、パラメータ  $p$  および  $t$  は観測より、それぞれ  $5/3 \sim 2, 3$  とします。

風の水平成分、鉛直成分、温位の重力波スペクトルは (5) を用いて、それぞれ、偏波関係式をみたとすように、

$$F_u(m, \omega) = F(m, \omega) \delta_+ \quad (10)$$

$$F_w(m, \omega) = F(m, \omega) \delta_- (\omega/N)^2 \quad (11)$$

$$F_\theta(m, \omega) = F(m, \omega) \delta_- \theta_z^2 / N^2 \quad (12)$$

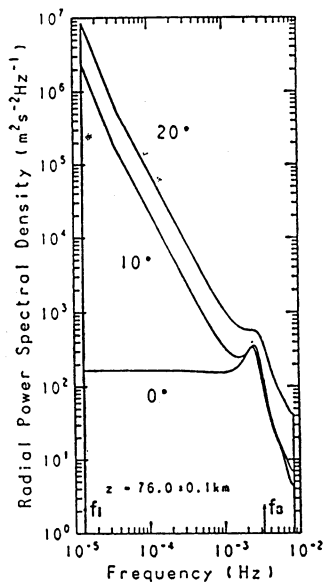
と表されます。ここで、 $\theta_z$  は背景温位勾配です。

通常の観測で得られるような、 $m$  スペクトル、 $\omega$  スペクトルはそれぞれ、(10) から (12) を  $\omega, m$  について観測されるレンジを積分範囲として積分した結果となります。例えば、 $F_u(m)$  は、

$$F_u(m) = \frac{E}{m_*} \frac{2p}{p+1} A(\mu) \quad (13)$$

となります。また、 $(f/N) \sim 10^{-2}$  ですから、(10) から (12) より、パラメータ  $p$  はおよそ運動エネルギーと位置エネルギーの比になっているのがわかります。

以上が、VanZandt (1982, 1985) によって示された大気中の重力波スペクトルのモデルです。この理論によれば、観測スペクトルの一部よりモデルを決定し、それが別の物理量あるいは周波数 (波数) についての観測スペクトルと一致することで、観測スペクトルが重力波に



第2図 MU レーダー観測で得られた中間圏における天頂角 0°, 10°, 20° の視線速度の周波数スペクトル。  $t=3$ ,  $p=2$  とした時のモデルスペクトルとよく一致する (Muraoka *et al.*, 1990).

よるものであると確認できることとなります。第2図はMU レーダー観測により得られた中間圏でのスペクトルの例です (Muraoka *et al.*, 1990)。水平風成分は周波数の $-2$ 乗に比例し、鉛直風成分はゼロ乗に比例するスペクトル構造が現れており、 $p=2$  とした時のモデルと良く一致しているのがわかります。このモデルは大変理想化された状況を仮定していますが、背景風によるドップラー効果、重力波の伝播方向の非等方性を考慮した改良モデルも提案されています (Scheffler and Liu, 1987, Fritts and VanZandt, 1987, VanZandt *et al.*, 1990)。

ところで、VanZandt による重力波スペクトルのモデルは観測によって決めるべき2つのパラメータ  $p$  と  $t$  を含みます。このうち、 $m$  スペクトルの高波数側の傾きを表す  $t$  が3であることについては飽和重力波による説明があります。重力波は上方伝播する過程で大気密度減少に見合う分だけ振幅が増大するはずですが、実際の中層大気ではそうなってはいません。これは、重力波に伴う温度揺らぎにより温度場が対流不安定状態になって乱流を引き起こし、その渦拡散効果で振幅が制限さ

れていると考えられています。このような振幅が高さと共に変化しない重力波は、「飽和重力波」と呼ばれています。

まず、1つの飽和重力波を考えます。「飽和」条件 (温位の鉛直勾配がゼロ) より飽和重力波の水平風成分の振幅が、 $N/m$  に等しいことから、この重力波による水平風の分散は  $N^2/2m^2$  となります。次に、この飽和重力波が占めるスペクトル帯域  $\Delta m$  は、 $m$  に比例すると仮定します (従って、波束という方がより正確です)。このようなそれぞれが飽和した重力波束が多数集まって  $m$  スペクトル  $F_u(m)$  を構成すると考えますと、

$$F_u(m) = \frac{N^2}{2m^3} \quad (14)$$

となります。すなわち、飽和重力波の  $m$  スペクトルの傾き  $t$  は3となり、観測と良く一致します (Dewan and Good, 1986)。次に、重力波の「場」が VanZandt のモデルに従うスペクトル分布をしているとし、全体として飽和していると考えますと、高波数側のスペクトルは  $m_*$  によらず、

$$F_u(m) = \frac{N^2}{6m^3} \quad m \geq m_* \quad (15)$$

となり、スペクトルの振幅は (14) の  $1/3$  になります (Smith *et al.*, 1987)。

この理論によると、特性鉛直波数  $m_*$  の高度変化も説明できます。(13) より  $F_u(m)$  の振幅は  $Em_*^2$  に比例します。(15) はそれが一定値 (正確には  $N^2$  に比例) をとることを示しています。 $m_*$  は、 $m$  スペクトルの形からわかるように、最もエネルギーを持った波数帯域に相当します。実際の大气中では擾乱の全エネルギー  $E$  は高度と共に増えますので、目だって見える擾乱の鉛直スケールも大きくなるはずですが、Tsuda ら (1989) による MST レーダーの観測スペクトルを第3図に示します。スペクトルの振幅が高度によらず制限されている点、擾乱の全エネルギー (スペクトルの  $m$  についての積分) 増加に伴い、高度とともに特性鉛直波長も大きくなっている点が理論とよく一致しています。

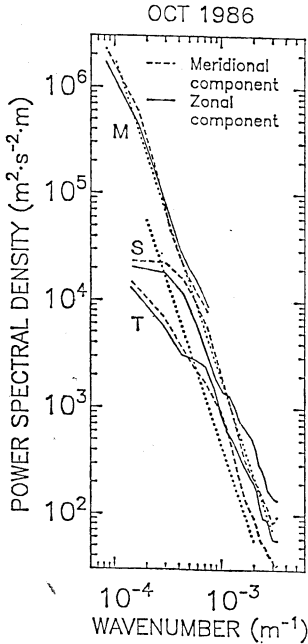
このように、VanZandt による普遍重力波スペクトル理論、Smith らによる飽和重力波スペクトル理論は観測事実を良く説明できます。一方、乱流理論では観測スペクトルの背景風の大きさ依存性が説明できないことから、重力波スペクトル理論は、ほぼ正しいというのが現在の共通した認識となっています。しかしながら、この理論にも観測の乏しい水平波数スペクトルに対する議論や、飽和スペクトルで用いた  $\Delta m \propto m$  という仮定の

曖昧さなど残された問題点があります。また、このようなスペクトルが観測的に得られるようになったのはごく最近のことであり、より多くの観測との比較を行なって

いく必要があります。

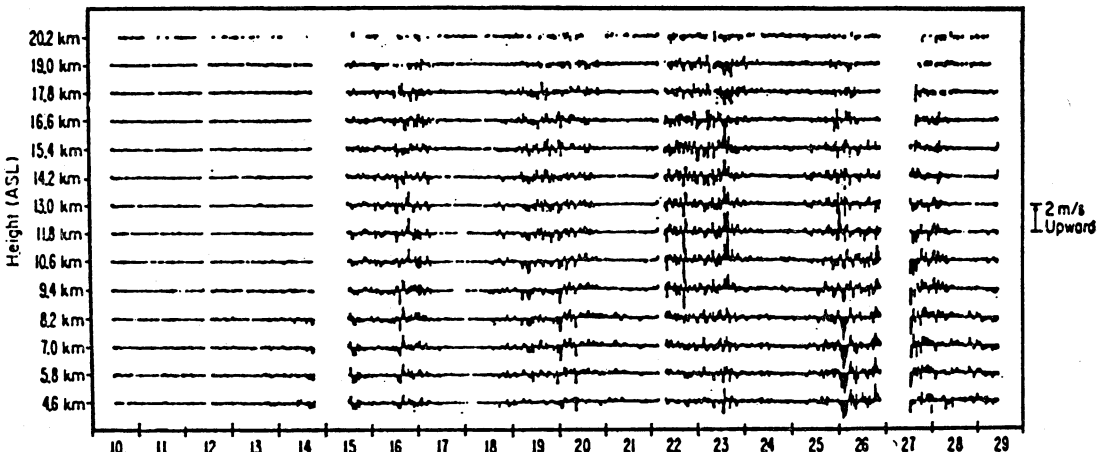
3. 鉛直風擾乱

MST レーダーのもう一つの特長は鉛直風が直接測定できることです。これまでの観測で、世界各地で、対流圏・下部成層圏において鉛直風に擾乱が存在することが報告されています (Ecklund *et al.*, 1981, 1982, 1985, 1986)。第4図はコロラドロッキーの風下にあるプラットビルレーダーで観測された鉛直風プロファイルの一例です。擾乱が対流圏・下部成層圏はほぼ全層で、数日周期であらわれているのがわかります。このような鉛直風擾乱は、MU レーダーでも晩秋から早春にかけて時々観測されます (第5図)。下層風と擾乱の強さとの間に高い相関があること、および、山のそばでより強い擾乱が見られることから、この擾乱は山岳波によるものと推定されています。Ecklund ら (1985) は、鉛直風の周波数スペクトルが、擾乱が見られる時 (active 期間) と見られない時 (quiet 期間) で大きく形が異なることを見い出しました。すなわち、quiet 期間にはスペクトルは周波数のゼロ乗に比例するフラットな構造を持つのに対し (第2図参照), active 期間には周波数の $-5/3$ 乗に比例した構造が見られます。第6図は MU レーダー観測による active 期間での水平風と鉛直風の周波数スペクトルです、Ecklund ら (1985) と同様、鉛直風スペクトルは周波数の $-5/3$ 乗にはほぼ比例しています。ところが、水平風スペクトルもやはり周波数の $-5/3$ 乗にはほぼ比例しています。これは VanZandt (1985) の重

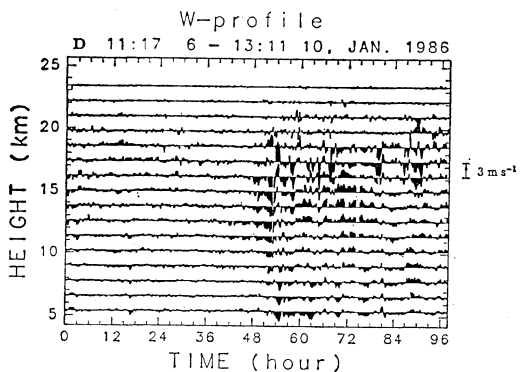


第3図 MU レーダー観測により得られた水平風の鉛直波数スペクトル (Tsuda *et al.*, 1989)。T, S, M は、それぞれ、対流圏、下部成層圏、中間圏を表す。

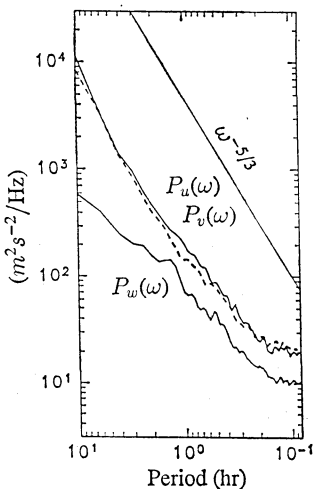
Platteville Radar Vertical Winds



第4図 プラットビルレーダーによって観測された鉛直風のプロファイルの例 (Ecklund *et al.*, 1982)。



第5図 MU レーダーで観測された鉛直風プロファイルの一例。後半に 3 m/s を越える強い擾乱が見られる (Sato, 1990)。

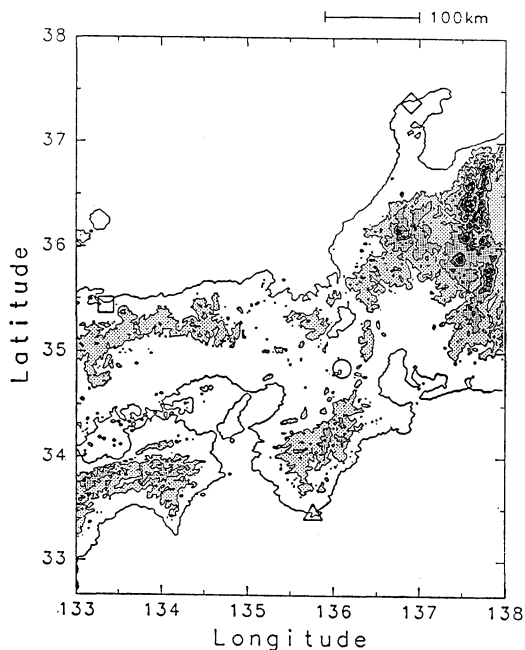


第6図 第5図の後半の active 期間における風の東西成分, 南北成分, 鉛直成分の周波数スペクトル。

力波スペクトル理論では説明できません。

このように興味深い特徴を持つ鉛直風擾乱ですが, MST レーダー観測の優れた高度時間分解能を生かした詳しい鉛直構造解析は行なわれていませんでした。また, MU レーダーで観測される擾乱は風上側 (西側) に高い山岳がないため (第7図), 本当に山岳波であるかどうか疑問があります。そこでこの研究では, MU レーダーで観測される鉛直風擾乱の構造, 起源を調べると共に, 擾乱に伴う鉛直運動量フラックスを解析しました。

Topography around Shigaraki



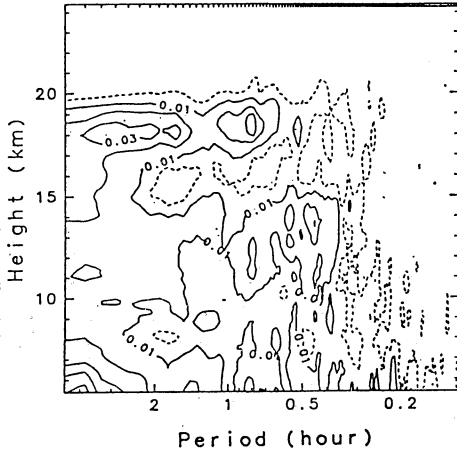
第7図 MU レーダーのある信楽付近での地形図。等値線間隔は 500 m。○は信楽, □は米子, ◇は輪島, △は潮岬の位置を表す (Sato, 1990)。

### 3.1 鉛直構造

解析は3つの典型的な active 期間について行ないました。第8図はその1期間における周波数スペクトルの鉛直構造を示します。大きなパワーは高周波成分を含む広い周期にわたって分布していますが, そのすべての周期帯において, 高度 20 km で急に減少しているのがわかります。同様な構造は他の active 期間についても見られます。この高度 20 km における減少の様子を第9図でより詳しく調べてみましょう。実線はパワースペクトルの高度 15~20 km の平均, 破線は高度 20~22 km の平均です。パワーの減少は低周波数側で大きく, その結果スペクトルの形が大きく変化しているのが明らかです。

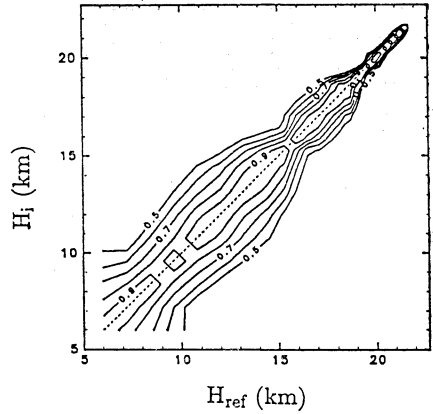
次に高度方向の相関を解析しました。これは, 統計的に意味を持つと考えられる, 観測期間の 1/5 以下の周期成分について行ないました。第10図に第8図と同じ観測期間における, 各高度間の相互相関関数の最大値のコンターマップです。高度 10 km, 15 km, 20 km 付近に相関の節が存在します。これは, 鉛直風擾乱が一つながり

Power spectra  $\rho P(\omega)\omega$

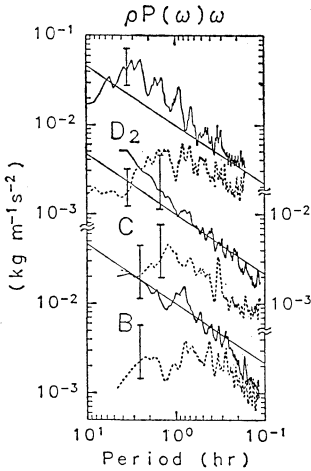


第8図 周波数パワースペクトルの鉛直プロフィール (Sato, 1990). 実線の等値線間隔は  $1 \times 10^{-2}$  ( $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-2}$ ). 破線は  $5 \times 10^{-3}$  ( $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-2}$ ) の等値線を表す.

CORR( $H_i, H_{ref}$ )

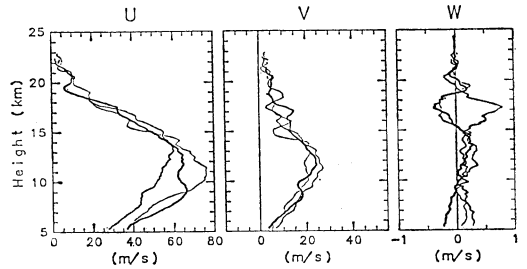


第10図 高度  $H_i$  の鉛直風時系列  $H_{ref}$  の鉛直風時系列に対する相互相関係数の最大値. 期間は第8図と同じ.



第9図 3つの active 期間に対する鉛直風のパワースペクトル. 実線は高度領域 15~20 km での平均, 破線は高度領域 20~22 km での平均を示す. 比較のために  $\omega^{-5/3}$  の線を入れてある. エラーバーは95%の信頼区間を表す.

Active period



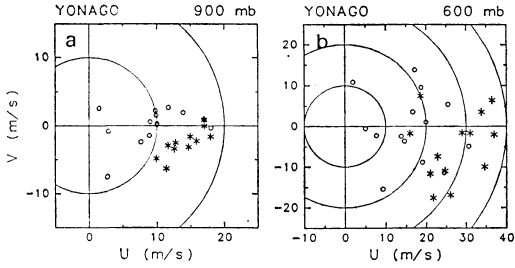
第11図 3つの active 期間における時間平均風の高度プロフィール.

ではなく、これらの節を境界とするそれぞれの高度領域で異なる振動をしていることを示します。さらに大切なのは、パワーの減少していた 20 km より上では下のど

の高度とも相関がないことです。これらの特徴も active 期間に共通して見られます。

以上の結果は、高度 20 km が鉛直風擾乱にとって特別のレベルであり、これより上に存在しないことを示します。そしてその特徴は重力波のクリティカルレベルと良く一致しています。背景風を調べてみますと、いずれの active 期間にも高度 20 km で非常に弱くゼロに近いことがわかります (第11図)。高度 20 km がクリティカルレベルなら擾乱の位相速度もゼロに近いはずですが、これは山岳波の特徴と一致しています。

では、定在的な山岳波がどうして広い周波数領域に存在するのでしょうか。おそらくこれは次のように説明できるとおもいます。背景風の時間変化に伴い山岳波の位相



第12図 米子における 900 hPa (a) と 600 hPa (b) での水平風ベクトル。信楽で active 期間時と quiet 期間時の水平風ベクトルの先をそれぞれ○, \* で表す。

が空間的に揺らぐはずで、その位相揺らぎが MU レーダーの一地点で時間変動として観測されたと考えるのです。周波数スペクトルにおける 20 km 付近のパワー減少が広い周期帯に亘り存在することはこの推論を強く裏付けます。またこの考えは、鉛直風周波数スペクトルの形（周波数の  $-5/3$  乗に比例）が水平風周波数スペクトルの形から重力波スペクトル理論で予想される鉛直風スペクトル（周波数の  $1/3$  乗に比例）と異なることも説明できます。すなわち、鉛直風擾乱時に観測される周波数は波の周波数ではないのです。

3.2 地上風との相関

では、どの山岳が起源なのでしょう。すでに記したように MU レーダーのある信楽の晩秋から早春にかけての風上（西）側には高い山岳が存在しません。強いていえば、数百 km 離れた高さ 1 km 程度の中国山地がその起源である可能性があります。そこで、気象庁で高層観測が行なわれている、米子、潮岬、輪島の 3 地点での地上付近の水平風と MU レーダーで観測される鉛直風擾乱の活動度の関係を調べました。まず、これまでの 8 回の MU レーダー観測で得た晩秋から早春にかけての約 340 時間のデータを用い、鉛直風擾乱の強度により 13 の active 期間と 14 の quiet 期間に分け、それぞれの期間において各高層観測地点で観測された水平風を分類しました。米子での 900 hPa（高度約 1 km）での結果を第 12 図 (a) に示します。水平風が強い時、しかも信楽の方に向いている時に信楽で鉛直風擾乱が観測されることが明らかです。この相関はより高いレベルになると弱くなります。（第 12 図 (b)）。また、潮岬、輪島ではこのように高い相関は見られませんでした。以上の結果から、鉛直風擾乱は中国山地によって励起された山岳波であると結論することができます。

3.3 鉛直運動量フラックス

これまで、Lilly and Kennedy (1973) などの飛行機観測より山岳波は大きな運動量フラックスを伴うことが報告されており、その破波に伴う運動量フラックス収束は、下部成層圏における大規模な大気循環場に大きな役割を果たしうることが、Tanaka and Yamanaka (1985), Palmer ら (1986) によって数値モデルを用いて示されています。

運動量フラックスの鉛直成分  $\overline{u'w'}$  は、VHF レーダー観測においても、鉛直に対称な 2 ビームの視線速度を用い、ビーム間の擾乱の場の一様性を仮定して次式のように精度良く求められます (Vincent and Reid, 1983)。

$$\overline{u'w'} = \frac{V_{\theta}^2 - V_{-\theta}^2}{2 \sin 2\theta} \quad (16)$$

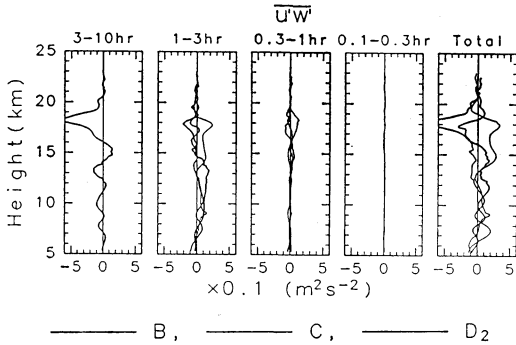
ここで、 $u'$ ,  $w'$  はそれぞれ擾乱の水平風成分、鉛直風成分を、 $V_{\theta}$  は天頂角  $\theta$  の視線速度を表します。この研究ではこれがスペクトルに拡張できることを示しました。すなわち、

$$\text{Re}[U(\omega)W^*(\omega)] = \frac{PV_{+\theta}(\omega) - PV_{-\theta}(\omega)}{2 \sin 2\theta} \quad (17)$$

です。ここで  $PV_{\pm\theta}(\omega)$  は視線速度  $V_{\pm\theta}$  のパワースペクトル、 $\text{Re}[U(\omega)W^*(\omega)]$  は周波数  $\omega$  の波動成分の鉛直運動量フラックスに対する寄与を表します。このような運動量フラックススペクトルの鉛直構造を調べることで個々の重力波の伝播の様子が理解できます。ほぼ定量的な山岳波については擾乱の場の一様性は仮定できませんが、山岳波の位相が空間的に揺らいだ結果、視線方向を横切る位相の通過が 2 ビーム間で同程度に起こったとして空間平均を時間平均に置き換え、同じ方法で鉛直運動量フラックスを推定することができます。実際、観測された鉛直風の分散は時間平均よりもたいへん大きく、この仮定は妥当と考えられます。また、運動量フラックススペクトルの特徴を解析することで、それが鉛直風擾乱に伴うものかどうか調べることができます。

結果を第 13 図に示します。得られた鉛直運動量フラックスは周波数パワースペクトルと同様、低周波側に大きく分布しており、クリティカルレベルに対応する高度 20 km 付近での収束も見えます。したがってこれは鉛直風擾乱に伴うものと断定できます。クリティカルレベルより下の高度領域における観測期間の  $1/5$  以下の周期成分の運動量フラックスの合計は、およそ  $0.3 \sim 0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  ( $\sim 0.03 \sim 0.05 \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-2}$ ) で、飛行機観測で得られている値と同程度に大きな値を持っています。

以上の解析により、MU レーダーで観測される鉛直



第13図 3つの active 期間における鉛直運動量フラックス東西成分の鉛直プロファイル。左から、0.1~0.3時間成分、0.3~1時間成分、1~3時間成分、3~10時間成分および全成分による寄与。全成分とは観測期間の1/5の周期以下の成分を示す。

風擾乱は中国山地付近で励起された山岳波であることが明らかになりました。この擾乱は、高度 20 km 付近にクリティカルレベルを持ち、また大きな運動量フラックスを伴うことから、下部成層圏における大規模な循環場に重要な役割を果たしていることがわかりました。

#### 4. これからの課題

これまでの重力波の観測的研究は大きく次の3つにわけられると思います。第一は2節に述べた重力波スペクトルの研究です。重力波のスペクトルはきれいな冪乗にのる魅力的な形をしていることから、その研究は現在もなお活発に行なわれています。第二は重力波の発生や伝播特性に関するケーススタディです。MST レーダーなどを用いた観測的研究により、比較的エネルギーの大きな重力波の発生源として、亜熱帯西風ジェット (Hirota and Niki, 1986), 対流圏界面付近の鉛直シア (Sato, 1989), 台風 (Sato *et al.*, 1991; Sato, 1991), 山岳効果 (Lilly and Kennedy, 1973; Ecklund, 1982; Sato, 1990) などがわかっています。伝播特性を意識したものとしては、Yamanaka ら (1989), Ushimaru and Tanaka (1990) があります。第三は重力波のクライマトロロジーです。Hirota (1984) のロケットデータを用いた成層圏重力波の研究に始まり、同じくロケットデータを用いた Hirota and Niki (1985), ラジオゾンデデータを用いた下部成層圏重力波の研究 (Kitamura and Hirota, 1989), MST レーダーデータを用いた中間圏重力波の研究 (Reid and Vincent, 1987; Vincent and

Fritts, 1987; Tsuda *et al.*, 1989), 同じく熱帯の鉛直風擾乱の研究 (Balsley and Carter, 1989) などがあります。

ところが、この3つのとらえ方はこれまでお互いを強く意識して行なわれることは多くありませんでした。今後は、この3つを統括するような総合的な見方をする必要がありますと思われる。例えば、重力波の発生の問題を考えてみれば、個々のきれいな事例解析はあるけれど、それが季節を通じ、どのような種類がどのくらいの頻度で発生するかは必ずしもあきらかではありません。一方、これまでのクライマトロロジーの研究やスペクトルの研究には、いくつかの研究を除き、あまり重力波の起源や発生メカニズムを意識する議論はありませんでした。重力波のスペクトルは、2節で述べたように、周波数に関しては $-5/3$ 乗、鉛直波数に関しては波長数 km に対応する特性波数より高波数側で $-3$ 乗に近い構造を持ちます。つまり、普遍的に長周期(数時間~十数時間)、短波長(数 km)の重力波が卓越しているわけですが、この重力波が一つの起源を持つのか、または起源自体季節によって異なるのか、まだわかっていません。

しかし解析は容易ではありません。特に対流圏ではさまざまな重力波が起こっている上に、同程度の鉛直・時間スケールを持つ前線や高低気圧の二次構造といった中小規模現象が同時に存在し、その区別は困難です。これらの擾乱を区別し、重力波の生成メカニズムや伝播特性、さらにはそのクライマトロロジーの解明に迫るには、ラジオゾンデの広域データや、衛星画像データ、予報モデルの解析データなどを駆使したきめ細かなケーススタディのさらなる積み重ねが必要となるでしょう。

一方、重力波の対象領域も拡大していかなければなりません。これまでの研究では、観測領域が、単発的なロケットデータを除けば、ラジオゾンデでは対流圏・下部成層圏、VHF レーダーでは対流圏・下部成層圏、上部中間圏と分かれていたこともあって、それぞれの高度領域を別々に解析することがほとんどでした。しかし実際の気象は一つながりのものであり、同時に観測された異なる高度領域のデータの解析により、重力波の伝播特性に関するより一層の理解が期待できます。山岳波は、途中にクリティカルレベルが存在し中層気まで到達し得ないかも知れませんが、例えば、対流やジェット起源の重力波はゼロでない位相速度を持っており、中間圏まで伝播している可能性があります。スペクトル特性や重力波のパラメータの違いなどを調べることで、その伝播特



性が明らかにできるでしょう。

また、地域の拡大も行なう必要があります。Hirota (1984) や, Hirota and Niki (1985) のロケットデータを用いた研究や、最近の LIMS (Limb Infrared Monitor of the Stratosphere) 温度データを用いた Fetzer (1990) の研究によれば、重力波は緯度によりその季節変化やエネルギーの高度分布に大きな違いが見られます。したがって、中緯度だけの解析では大規模場における影響を十分理解できたとはいえません。特に赤道中層大気における平均流の準二年周期振動 (QBO) や半年周期振動 (SAO) に対する重力波の貢献に関しては、観測的裏付けを殆んど持たない理論的数値実験が先行しています。そこで用いられている仮定条件が正当であるかどうか立証するためにも、赤道域での密な VHF レーダー観測、ラジオゾンデ観測が望まれます。

### 謝 辞

この研究は、私の学位論文の前半部分に対応するものです。最後になりましたが、この論文を作成するにあたり丁寧な御指導御助言を賜りました京都大学理学部教授の廣田 勇先生に心よりお礼を申し上げます。また、観測を行なう際に適切な助言を頂き、研究内容に関する有益な議論もして頂きました加藤進教授をはじめとする京都大学超高層電波研究センターのスタッフの方々に深く感謝致します。余田成男先生はじめとする京都大学理学部の気象学研究室の皆さんに(研究の内容のみならず)日頃から多くの貴重な議論をしていただきました。ここに改めて感謝致します。また、私が MU レーダーを用いた研究を始めたのは東京大学大学院修士課程在学中の時でした。そのきっかけを与えて下さいました松野太郎先生に感謝します。

### 参考文献

- Desaubies, Y.J.F., 1976: Analytical representation of internal wave spectra. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 976-981.
- Dewan, E.M., and R.E. Good, 1986: Saturation and the "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **91**, 2742-2748.
- Ecklund, W.L., K.S. Gage and A.C. Riddle, 1981: Gravity wave activity in vertical winds observed by the Poker Flat MST radar. *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 285-288.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, B.B. Balsley, R.G. Strauch and J.L. Green, 1982: Vertical wind variability observed by VHF radar in the lee of the Colorado Rockies. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1451-1457.
- \_\_\_\_\_, B.B. Balsley, D.A. Carter, A.C. Riddle, M. Crochet and R. Garello, 1985: Observation of vertical motions in the troposphere and lower stratosphere using three closely spaced ST radars. *Radio Sci.*, **20**, 1196-1206.
- \_\_\_\_\_, K.S. Gage, G.D. Nastrom, and B.B. Balsley, 1986: A preliminary climatology of the spectrum of vertical velocity observed by clear-air Doppler radar. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 885-892.
- Fetzer, E.J., 1990: A global climatology of middle atmosphere inertio-gravity waves. PhD thesis of University of California.
- Fritts, D.C., and T.E. VanZandt, 1987: Effects of Doppler shifting on the frequency spectra of atmospheric gravity waves. *J. Geophys. Res.*, **92**, 9723-9732.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, 1985 a: The MU radar with an active phased array system, 1. Antenna and power amplifiers. *Radio Sci.*, **20**, 1155-1168.
- \_\_\_\_\_, T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi and T. Makihira, 1985 b: The MU radar with an active phased array system, 2. Inhouse equipment. *Radio Sci.*, **20**, 1169-1176.
- Garret, C., and W. Munk, 1972: Space-time scales of internal waves, *Geophys. Fluid Dyn.*, **2**, 225-264.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, 1975: Space-time scales of internal waves., *J. Geophys. Res.*, **80**, 291-297.
- Hirota, I., 1984: Climatology of gravity waves in the middle atmosphere., *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 767-773.
- \_\_\_\_\_, and T. Niki, 1985: A statistical study of inertial gravity waves in the middle atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 1055-1066.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1986: Inertia-gravity waves in the stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 995-999.
- Lilly, D.K. and P.J. Kennedy, 1973: Observations of a stationary mountain wave and its associated momentum flux and energy dissipation. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1135-1152.
- Muraoka, Y., S. Fukao, T. Sugiyama, M. Yamamoto, T. Nakamura, T. Tsuda, and S. Kato, 1990: Frequency spectra of mesospheric wind fluctuations observed with the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1897-1900.
- Palmer, T.N., G.J. Shutts, and R. Swinbank, 1986: Alleviation of a systematic westerly bias

- in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 112, 1001-1040.
- Reid, I.M. and R.A. Vincent, 1987: Measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes and mean flow accelerations at Adelaide, Australia. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 49, 443-460.
- Sato, K., 1989: An inertial gravity wave associated with a synoptic-scale pressure trough observed by the MU radar. *J. Meteor. Soc. Japan*, 67, 325-333.
- \_\_\_\_\_, 1990: Vertical wind disturbances in the troposphere and lower stratosphere observed by the MU radar. *J. Atmos. Sci.*, 47, 2803-2817.
- \_\_\_\_\_, and I. Hirota, 1988: A small-scale internal gravity waves in the lower stratosphere revealed by the MU radar multi-beam observation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 987-999.
- Sato, T., N. Ao, M. Yamamoto, S. Fukao, T. Tsuda, and S. Kato, 1991: A typhoon observed with the MU radar. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 755-768.
- Scheffler, A.O. and C.H. Liu, 1986: The effects of Doppler shift on gravity wave spectra observed by MST radar. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 1225-1231.
- Smith, S.A., D.C. Fritts and T.E. VanZandt 1987: Evidence of a saturation spectrum of atmospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1404-1410.
- Tanaka H. and M.D. Yamanaka 1985: Atmospheric circulation in the lower stratosphere induced by the mesoscale mountain wave breakdown. *J. Meteor. Soc. Japan*, 63, 1047-1054.
- Tsuda T., T. Inoue, D.C. Fritts, T.E. VanZandt, S. Kato, T. Sato, and S. Fukao, 1989: MST radar observations of a saturated gravity wave spectrum. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2440-2447.
- \_\_\_\_\_, Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato, and S. Fukao, 1990: Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, 6, 725-728.
- Ushimaru, S., and H. Tanaka, 1990: Characteristics of internal inertial gravity waves and inertial waves in the lower stratosphere observed by the MU radar. *J. Meteor. Soc. Japan*, 68, 1-18.
- VanZandt, T.E., 1982: A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 9, 575-578.
- \_\_\_\_\_, 1985: A model for gravity wave spectra observed by Doppler sounding systems. *Radio Sci.*, 20, 1323-1330.
- \_\_\_\_\_, G.D. Nastrom, and J.L. Green, 1990: Frequency spectra of vertical velocity from Flatland VHF radar data. *J. Geophys. Res.*, 96, 2845-2855.
- Vincent, R.A., and D.C. Fritts, 1987: A climatology of gravity wave motions in the mesopause region at Adelaide, Australia. *J. Atmos. Sci.*, 44, 748-760.
- \_\_\_\_\_, and I.M. Reid, 1983: HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1321-1333.
- Yamanaka, M.D., S. Fukao, H. Matsumoto, T. Sato, T. Tsuda, and S. Kato, 1989: Internal gravity wave selection in the upper troposphere and lower stratosphere. *Pure Appl. Geophys.*, 130, 481-495.