

# 第2回MUレーダーシンポジウム

平成3年3月12・13日

京都大学超高層電波研究センター

# 目 次

はじめに .....	1
加藤 進	
1. レーダーシステム及び応用	
i. MU レーダーによる銀河背景放射の観測 .....	2
前田耕一郎・前田佐和子	
ii. MU レーダーによる微光流星の観測 .....	4
渡部潤一・中村卓司・津田敏隆・堤 雅基・宮下暁彦・吉川 真	
iii. MU レーダーによるスペースデブリ観測 .....	11
木村磐根・佐藤 亨・古澤 明・若山俊夫・池田健一郎	
iv. DND レーダーによる日本海沿岸冬季雷雲の観測 .....	18
前川泰之・深尾昌一郎・園井康夫・吉野文雄	
v. FM 音波を用いた RASS の解析 .....	25
増田悦久・阿波加純・中村建治	
vi. MU レーダーと放送衛星電波による降雨観測 .....	33
木村磐根・佐藤 亨・山田 徹・長徳英晶	
vii. 境界層レーダー開発の現状 .....	40
橋口浩之・山本 衛・深尾昌一郎・津田敏隆・佐藤 亨・中村卓司・ 山中大学・加藤 進・牧平経市・浜津亨助	
viii. MU レーダーにおける SDI/FDI 観測 .....	45
深尾昌一郎・山本 衛・中村卓司・津田敏隆・山中大学・加藤 進	
2. 対流圏観測	
i. 寒気吹き出しに伴う大気擾乱の構造について .....	52
渡辺 明	
ii. マルチレーダー観測による梅雨前線の構造解析 .....	57
渡辺 明・上田 博・住 明正	
iii. モデル温帯低気圧の発達メカニズムと前線形成 .....	63
高菫 出	

iv. MU レーダー装置による台風降雨帯周辺の大気運動場の観測 .....	70
石原正仁	
v. 台風とそれに伴う小規模擾乱 .....	80
佐藤 薫	
vi. 温帯低気圧とそれに伴う小規模擾乱 .....	86
佐藤 薫・永戸久喜・廣田 勇	
vii. 亜熱帯前線（特に秋霖前線）と熱帯低気圧の相互作用について .....	90
山中大学・小谷玄哉・深尾昌一郎・丹山照敏・前川泰之・山本 衛・津田敏隆・加藤 進	
viii. 梅雨季対流圏鉛直流変動に見られる階層構造（1989～90年 MU レーダー観測結果の総括） .....	97
小谷玄哉・山中大学・深尾昌一郎・佐藤 亨・上田 博・住 明正・渡辺 明・津田敏隆・加藤 進	
ix. 梅雨前線に伴う対流圏界面ギャップと非降水性微細構造（1987～88年 MU レーダー観測結果の総括） .....	108
高田陽二・前川泰之・小谷玄哉・山中大学・深尾昌一郎・山本 衛・津田敏隆・加藤 進	
x. MU レーダー／RASS による温度観測 .....	115
足立樹泰・津田敏隆・加藤 進・深尾昌一郎	
xi. 気象用ドップラーレーダーと MU レーダーの比較観測 — 層状雲内の気流系 — .....	123
城岡竜一・上田 博・清水収司・深尾昌一郎・津田敏隆・加藤 進・住 明正・渡辺 明	
3. 将来計画	
i. STIB-IGBP 研究計画 — 現状と将来 — .....	129
田中 浩	
ii. ICEAR 計画 .....	135
加藤 進	

#### 4. 電離圏観測

- i. 信楽 MU レーダーの磁場環境 ..... 140  
米山利明・家森俊彦・荒木 徹・竹田雅彦・田中良和・山本 衛
- ii. 中緯度電離層への IMF の影響 ..... 147  
家森俊彦・竹田雅彦・荒木 徹・田中良和・米山利明・山本 衛
- iii. 地磁気静穏日のイオンドリフト ..... 154  
門倉真二・深尾昌一郎・高見友幸
- iv. 信楽における熱圏の光学的ドップラー温度観測 ..... 161  
市川敏朗・岡野章一・J. S. Kim
- v. アイオノゾンデより求めた熱圏中性風と MU レーダーによるものとの比較 ..... 166  
猪木誠二・小川忠彦・高見友幸
- vi. Super WAGS キャンペーン期間における電離圏観測 ..... 170  
五十嵐喜良・永山幹敏・大谷 光・貝沼昭司・猪木誠二・丸山 隆・  
西牟田一三・小川忠彦・高見友幸・山本 衛・深尾昌一郎
- vii. MU レーダー多ビーム IS 観測 ..... 178  
高見友幸・深尾昌一郎・佐藤 亨・加藤 進・津田敏隆・山中大学・  
山本 衛・中村卓司
- viii. 電離層ダイナモでのホール電気伝導度の役割 ..... 185  
竹田雅彦
- ix. IS レーダーによる E 領域中性風の特徴 ..... 191  
國武 学・Kristian Schlegel
- x. (特別講演)  
「地磁気嵐に伴う電離圏擾乱」 ..... 198  
田中高史
- xi. E 層イレギュラリティーの微細構造と運動 ..... 204  
小川忠彦・山本 衛・深尾昌一郎・津田敏隆・加藤 進
- xii. MU レーダーによって観測された電離圏 E 領域イレギュラリティーのモホロジー ..... 211  
山本 衛・松本 崇・深尾昌一郎・小川忠彦・津田敏隆・加藤 進
- xiii. スポラディック E 層を介した MU レーダー波の海面散乱 ..... 218  
小川忠彦・山本 衛・深尾昌一郎・津田敏隆・加藤 進

## 5. 中層大気観測

- i. Combined Radar and Lidar Observations in the Middle Atmosphere .... 226  
R. Wilson · 村山泰啓 · 津田敏隆 · 中根英昭
- ii. MU レーダー／MF レーダーによる中間圏重力波比較観測 ..... 235  
中村卓司 · 津田敏隆 · 村山泰啓 · 山本 衛 · 深尾昌一郎 · 加藤 進 ·  
A. H. Manson · R. A. Vincent
- iii. DYANA 観測による中層大気中の重力波の解析 ..... 242  
村山泰啓 · 津田敏隆 · 中村卓司 · 山中大学 · 山本 衛 · 加藤 進 ·  
深尾昌一郎 · 小山孝一郎 · D. オッフアマン
- iv. 中間圏で観測される風速変動の周波数スペクトルの特性 ..... 247  
村岡良和 · 深尾昌一郎 · 杉山卓也 · 山本 衛 · 山中大学 · 津田敏隆 ·  
中村卓司 · 加藤 進
- v. インドネシア赤道域におけるラジオゾンデ観測 ..... 253  
津田敏隆 · 田中 卓
- vi. ヒカマルカレーダーによる赤道域中層大気の高分解能観測 ..... 258  
前川泰之 · 山本 衛 · 深尾昌一郎 · 津田敏隆 · 山中大学 · 中村卓司 ·  
加藤 進 · R. F. Woodman
- vii. 成層圏から対流圏へのオゾン輸送過程 ..... 268  
佐藤公喜 · 田中 浩
- viii. MU レーダーによる流星風観測 ..... 274  
堤 雅基 · 中村卓司 · 津田敏隆 · 山本 衛 · 加藤 進 · 深尾昌一郎

はじめに

加藤 進 (京大超高層)

MUレーダーが完成したのは1984年11月でした。その完成祝いを兼ねてMAP国際シンポジウムが京都駅前の新都ホテルで開催されたことを昨日のこの様に、はっきりと私は思い出します。多くの研究者が、沢山の国から出席してくれました。その折、信楽観測所に出かけてMUレーダーをみて頂くこともできました。この様にして、盛大な祝福を受けて船出したMUレーダーはその後幸いにも期待を裏切ることなく、多くの成果を挙げて来たと言えます。これはひとえにセンター内外の多くの人達の努力と暖かい思いやりによるものであります。ここに御礼申し上げる次第です。

本日は第2回のMUレーダーシンポジウムであります。ご参加頂いている皆様方の興味ある報告、コメント、討論が行なわれると期待します。今や地球環境、グローバルチェンジという言葉がさげばれ、地球科学に対する関心は大きく高まっています。

MUレーダーも皆様の御働きを通して新しい地球大気科学の発展に新しい貢献をして欲しいと私は念願しています。

## MUレーダーによる銀河背景放射の観測

前田耕一郎 前田佐和子  
(兵庫医大) (京都芸術短大)

MUレーダーはアクティブ・フェイズド・アレイであるから、短期間に広範囲の空のデータが取得できるという利点がある。しかし、絶対強度のキャリブレーション・システムを持たない、内部雑音がわからないなど、天体電波を観測する場合には困難な点がある。今回、MUレーダーにより得られた46.5 MHzでのデータを38 MHzにおけるマッピングのデータ (Milgradev-Turin and Smith, Mon. Not. R. Astr. Soc., 161, 269, 1973) と比較することにより、内部雑音を分離して銀河成分の雑音温度を求める方法を試みたので、その結果について報告する。

解析には、1988年2月22-24日の2日間に右回り偏波で取得したデータを用いた。この観測は、各日16のビーム方向を設定することにより2日間で赤緯5度から65度の範囲の空をカバーしている。

解析は次のように行った。MUレーダーの観測から得られるのは各ビーム方向での雑音温度(銀河成分と内部雑音成分の和)の相対値であり、適当にスケールリングすることにより雑音温度に変換される。仮定として、MUレーダーにより観測される雑音温度、 $T(46.5)$ 、と38 MHzでの銀河成分の雑音温度、 $T_g(38)$ 、の間には

$$T(46.5) = a T_g(38) + b \quad (1)$$

なる直線関係が成り立つものとする。ここで、 $a$ 、 $b$ は定数である。ところで、銀河成分の雑音温度の周波数依存性は、ほぼ(周波数) $^{-2.55}$ で表されることが知られているので、(1)式の $a$ の値は $(38/46.5)^{-2.55} = 1.67$ となるべきである。また、(1)式の $b$ は内部雑音を表すと解釈される。 $T(46.5)$ と $T_g(38)$ のデータ(分布がほぼ一様となるように132点を選んだ)の間に成り立つ回帰直線を最小2乗法によって求めることにより、 $a$ 、 $b$ の値を決めることができる。スケールリングの値によって、 $a$ の値が変化するので、 $a$ の値が1.67となるようにスケールリングの値を決めた。このとき、得られる $b$ の値から内部雑音の見積値を得た。今回の解析から求められた内部雑音温度は $2.38 \times 10^3$  Kである。 $T(46.5)$ から内部雑音温度を差し引くことにより、銀河成分の雑音温度の測定値を得た。

この解析方法によって得られた銀河成分の雑音温度の信頼度をチェックするために、チリ大学のグループによりMUレーダーと有効面積のほぼ等しいアレイによって得られている赤緯+5度、赤経19時の方向での銀河成分の雑音温度(45 MHzで29500 K)とMUレーダーの結果を比較してみた。周波数依存性を考慮して比較したところ、両者の値は約3%の差で一致した。

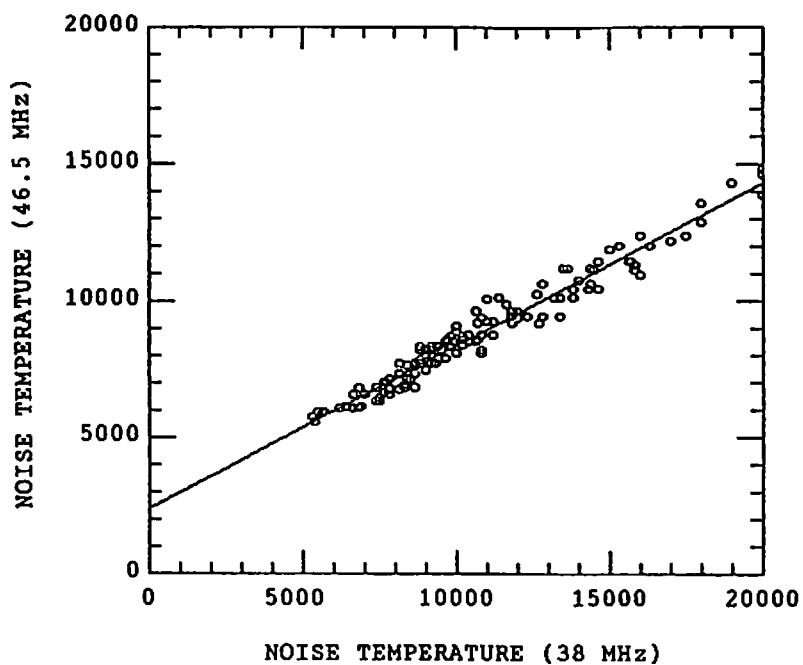


図 1 : 38 MHz での銀河背景放射の雑音温度と 46.6 MHz で観測された雑音温度 (内部雑音成分を含む) の相関

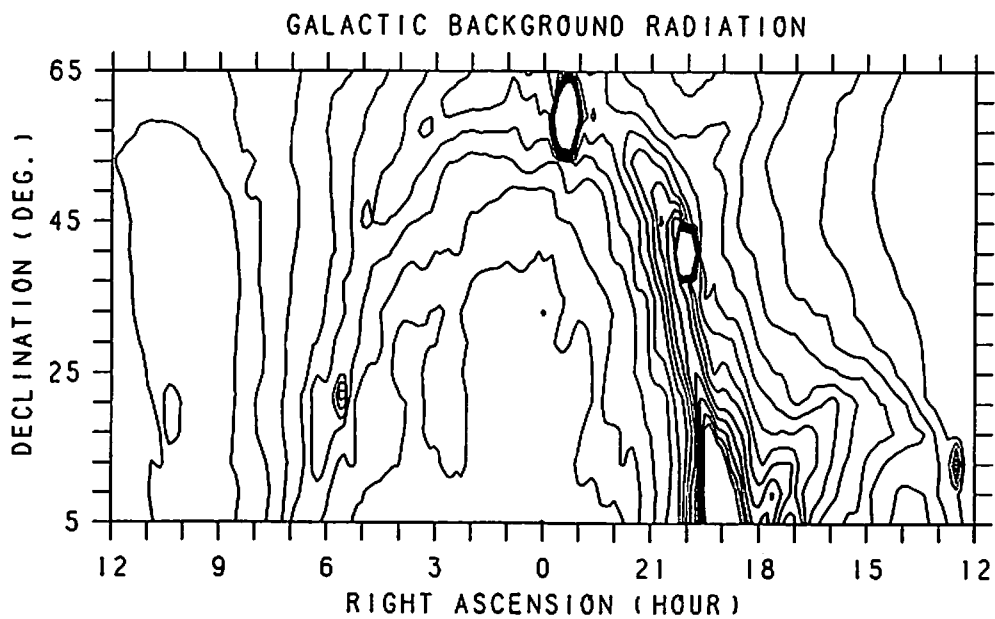


図 2 : 銀河背景放射の強度分布図



# MUレーダーによる微光流星群の観測

渡部 潤一<sup>1</sup> 中村 卓司<sup>2</sup> 津田 敏隆<sup>2</sup>  
堤 雅基<sup>2</sup> 宮下 曉彦<sup>1</sup> 吉川 真<sup>1</sup>

(1: 国立天文台 2: 京大超高層)

要旨: われわれは1990年度の共同利用期より、MUレーダーを用いて微光流星群の観測を開始した。これまでに1990年5月22日前後に出現の予想されたシュワスマン-ワハマン第3彗星に伴う流星群、および今後10年にわたって活動が活発になると予想されるしし座流星群の観測を行った。また、流星風による超高層大気研究を主目的として行った1989年のふたご座流星群、1990年のペルセウス座流星群の観測データをあわせ、MUレーダーで行う流星観測の天文学的意味と、それらの解析結果を簡単に紹介する。

## 1. はじめに

太陽系内小天体の代表である彗星と流星物質のもとになる惑星間塵とはきわめて深い関係がある。彗星はその軌道上に塵をまき散らし、それが長い時間をかけて、彗星の軌道上にひろがる。いってみれば、彗星は親、流星は子供である。その軌道をたまたま地球が通過すると、塵が地球大気に飛び込んで流星群として観測されるわけである。ここで、われわれの問うべき問題は「彗星から飛び出した塵がどのようにして、どのくらいの時間をかけて流星群を形成していくか」という流星群の進化についてである。これは、長年の問題である太陽系内の惑星間塵の起源(小惑星起源か、彗星起源か)に関連した重要なテーマであり、現在も明確な答は得られていない。

この流星群の進化の問題に迫るために、MUレーダーによる観測は2つの点で強力な武器となる。ひとつは今までの光学観測では得られない微光流星の観測ができることである。流星群の進化は塵の大きさ(質量)によって異なるといわれている。同じ軌道上にあっても、小さな塵ほど輻射圧などの影響を受けて早く進化・散逸する。光学観測ではふたご座流星群とペルセウス座流星群はほぼ同等の活動を示すのに、レーダー観測では後者は全くと言っていいほど活動しない(この事実はMUレーダーの観測結果でも確かめられている: 後述)。これは、両群の進化の程度(年齢)の差である可能性がある。もうひとつのMUレーダーの利点は、定常的な観測が行えることである。光学観測は天候、月明、薄明などに大きく影響を受け、同一条件で長期間モニターするような観測は不得意である。流星群の観測は、いわば地球の軌道運動を利用した惑星間の塵の壮大なサンプリングであって、同一条件が最も望まれる。特に、しし座の流星群のように進化の進んでいない流星群の場合には、彗星の軌道上でも彗星本体に近いところほど

塵が多く、流星も多くみられる。塵の軌道上での分布を定量的に比較するために、毎年同じ条件でサンプリングできるMUレーダーでの観測が望ましい。

このような天文学的な観点から、われわれは1990年度の共同利用期からMUレーダーを用いて微光流星の観測を開始した。ここでは簡単に現在までの観測結果を紹介したい。

## 2. 1990年度の観測

### (1) シュワスマン-ワハマン第3彗星に伴う流星群の観測

この彗星は1930年にドイツのシュワスマンとワハマンによって発見された周期5年ほどの短周期彗星である。発見直後の1930年6月8日に地球が、その軌道の降交点から0.006天文単位を通過し、5月24日から6月10日にかけて中村(1930)らがそれにともなう流星を観測した。出現数は一時間に60個にも及んだが、その多くは5等から6等の微光流星で、光学観測は難しい流星群である。その後、目立った活動は報告されていないが、1990年には彗星軌道と地球軌道の最接近点を彗星が通過してから、わずか24日後の5月22日に地球が通過するという好条件で、流星群の活動も期待できることが大塚(1986)らによって指摘されていた。

この流星群の観測のため、われわれは5月20日から60時間のMUレーダー観測を行った。その結果、予想された時間帯とは異なった流星群らしい活動が観測された(図1)。これが流星群とすると今までの流星群の活動リストには見あたらないものであり、はたして彗星に関連して1990年だけ出現したものなのか、定常的な活動の流星群なのかを確かめる必要が残されている。

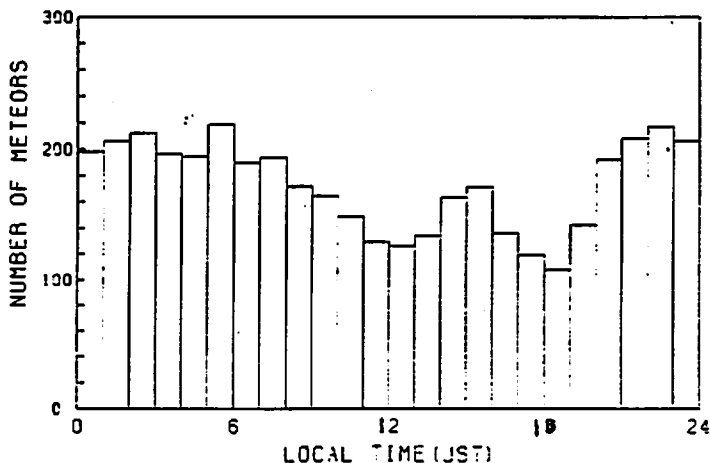


図1 5月20日のMUレーダー観測による流星数の時間変化。15時から16時にかけて流星数の増加がみられる。このピークは23日には低くなった。

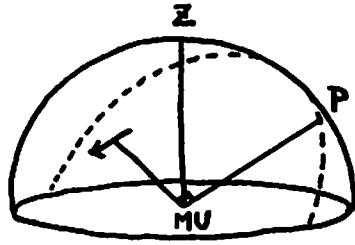


図2 流星の出現空間位置と、その流星の輻射点Pとの関係。輻射点Pは出現位置を極とする大円上(点線)に存在する。

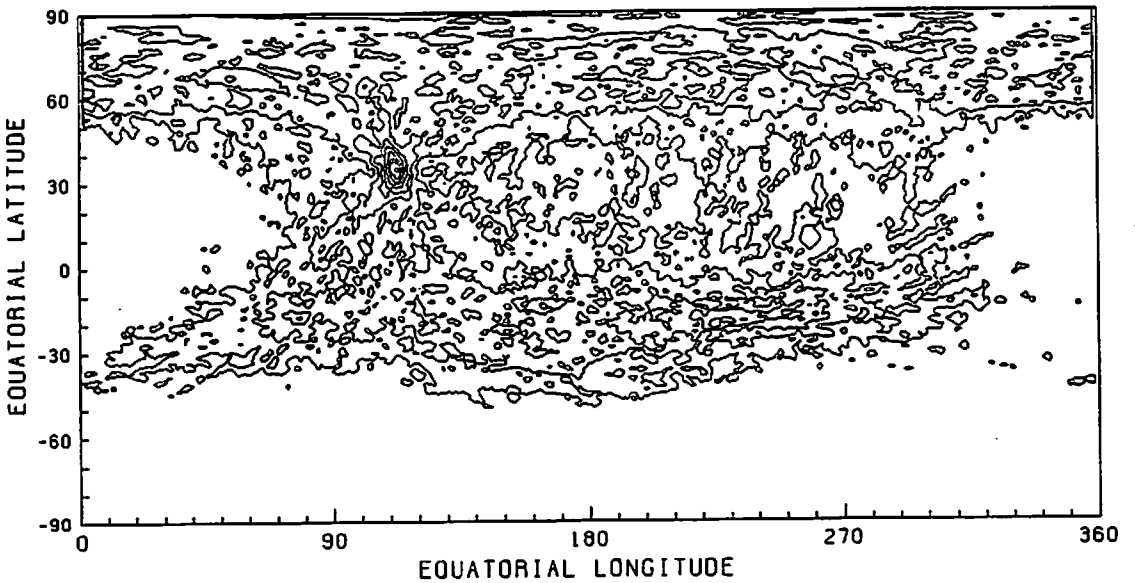


図3 1989年ふたご座流星群活動期における全天輻射点マッピング。ふたご座流星群の輻射点が顕著に現れている。

## (2) しし座流星群の観測

この流星群は毎年11月16日から17日にかけて、わずかながら活動を示すものである。母彗星は周期33年のテンペル・タートル彗星で、この彗星が回帰する前後数年にわたってすさまじい流星数の増加がみられる。その活動は6世紀から知られており、ほぼ33年毎に流星雨を降らしてきた。次回の回帰予定である1998年に向かい、活動が活発になっていくと考えられる。今後10年にわたって、MUレーダーにより同一条件で流星出現数のモニターを行えば、この流星群軌道上にどのように流星物質が分布しているのかが定量的に明らかになるはずである。その手始めとして1990年11月17日から48時間にわたってMUレーダーでの観測を行った。その結果、しし座流星群の活動は未だに低調であることがわかったが、これにより、この時期の流星数のバックグラウンドの出現数をおさえることができた。

## 3. 今までのデータの解析

われわれの観測は、いままで出現していなかった流星群のモニターと出現数がこれから増加していくと予想される流星群の観測であったので、MUレーダーがこの種の観測に有効であることが理解しにくいかもしれない。そこで、われわれは、主要流星群の活動期に、流星風による超高層大気研究を主目的として行われた中村らのMUレーダー観測結果(1989年12月ふたご座流星群、1990年8月ペルセウス座流星群)の解析も紹介する。

### (1) 輻射点マッピング

MUレーダーでの流星の観測では、アンテナを小分割し、4つのチャンネルを用い、干渉計として流星飛跡からの散乱電波を観測している。これにより各チャンネル間の位相差から到来角を測定し、流星出現空間位置が決定できる(中村他、1991)。電波反射点での流星の飛跡はMUレーダーの方向に対して直交しているはずであるから、その流星の輻射点は出現位置を極とする大円上にある(図2)。各流星に対して、それぞれこの大円が書ける。ここで、それぞれの大円を地平座標ではなく天球座標(赤道座標)で書くことにしよう。なぜならば、地平座標では流星群の輻射点は地球の自転にともなって移動してしまうからである。赤道座標上で、流星毎に輻射点が存在するであろう大円を書いて重ね合わせる。もし、特定の流星群が活動しているのであれば、その輻射点付近には大円の軌跡が密集するはずである。真の輻射点の大円からのずれは、レーダー波の反射の直交条件からのずれである。これを $d$ 度と考え、幅のある大円(それぞれのウェイト $w$ )を重ね合わせることによって、輻射点マッピングが可能である。

この方法はすでにモートンら（1982）によって応用されている。

図3は $d = 1^\circ$ 、 $w = 1$ （等ウェイト）で行ったふたご座流星群活動期における全天輻射点マッピングである。ふたご座流星群の輻射点が顕著に現れているのがわかる。その拡大図（図4）を見ると、光学観測によって知られた通りの位置に輻射点が一致している。流星群の検出や輻射点の決定などに、MUレーダーは非常に有効であることがわかる。

## （2） 微光流星の存在量推定

上に述べた輻射点マッピングは、微光流星の存在量を推定するために用いることができる。MUレーダーで観測できる流星は、通常の光学眼視観測よりもずっと微光の（すなわち小さな）流星である。したがって、MUレーダーによる輻射点マッピングは、おもに微光流星によるものと考えて良い。光学観測ではふたご座流星群と並び活発な活動を示す8月のペルセウス座流星群では、図5に示すように輻射点マッピングによる輻射点の検出はできていない。これは、言い替えると、ペルセウス座流星群に属する流星には光学観測できるような大きな塵しかないということである。MUレーダーの観測結果を、今までの光学観測の結果とあわせて解析することで、微光流星の存在量が定量的に推定できると思われるが、定式化はこれからの課題である。

## 4. おわりに

上に述べたように、MUレーダーは流星群の観測にたいへん有効である。特に、光学観測では得られない微光流星の観測ができること、同一条件での定常的な観測が行えることは、「地球を利用した流星群軌道上の塵のサンプリング」としてとらえた流星観測の重要性を最大限に生かすものである。このようなことから、われわれは今後10年に渡って活動が活発化するであろうし座流星群の観測をはじめ、1991年度以降の共同利用期にもMUレーダーを用いた微光流星の観測を続けていくつもりである。

## 参考文献

- Ohtsuka, K., 1986, Tokyo Meteor Network Report, 2, 5.  
Morton, J.D., and Jones, J., 1982, Mon. Not. R. astr. Soc., 198, 737.  
Nakamura K., 1930, Mon. Not. R. astr. Soc., 91, 204.  
Nakamura T. et al., 1991, Radio Sci., in press.

# 1990-DEC FOR GEMINIDS

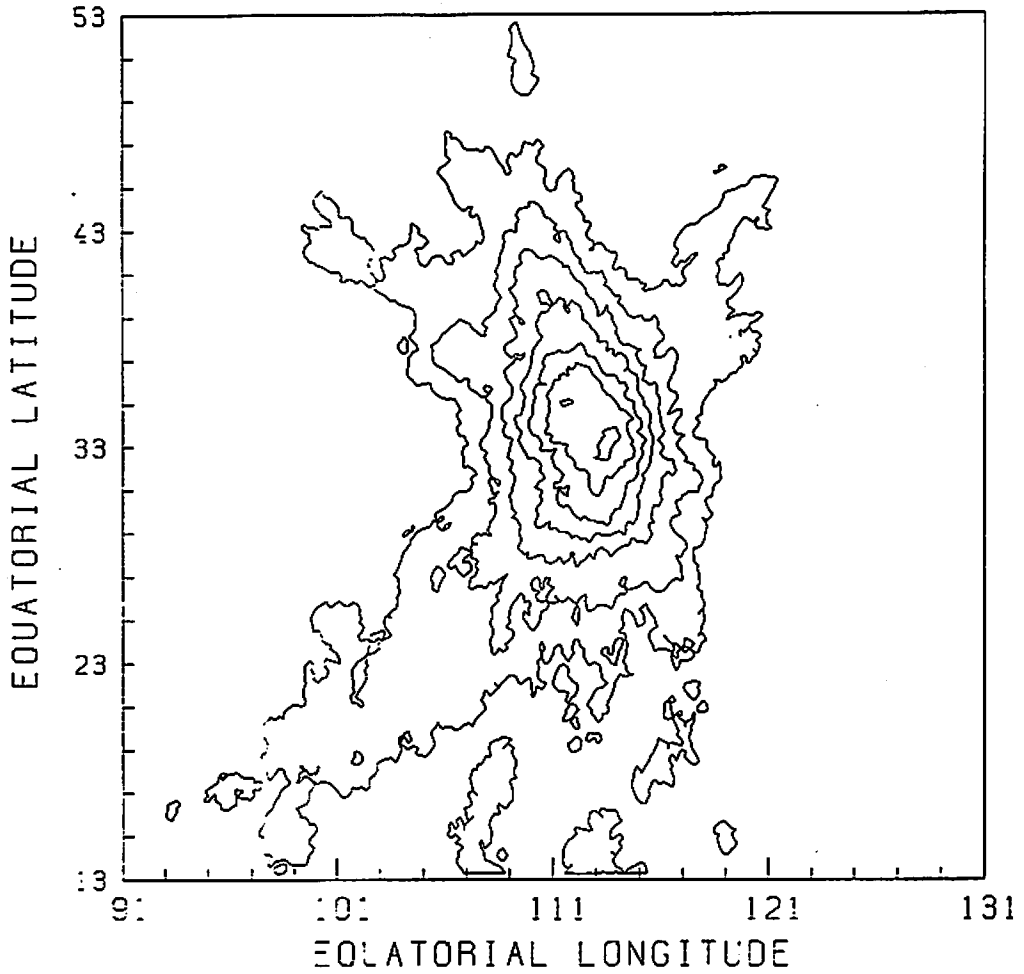


図4 図3のふたご座流星群の輻射点付近の拡大図。光学観測によって知られた位置に輻射点が一一致しており、流星群の検出や輻射点の決定に、MUレーダーが有効であることを示している。

# 1990-AUG-11 FOR PERSNIDS

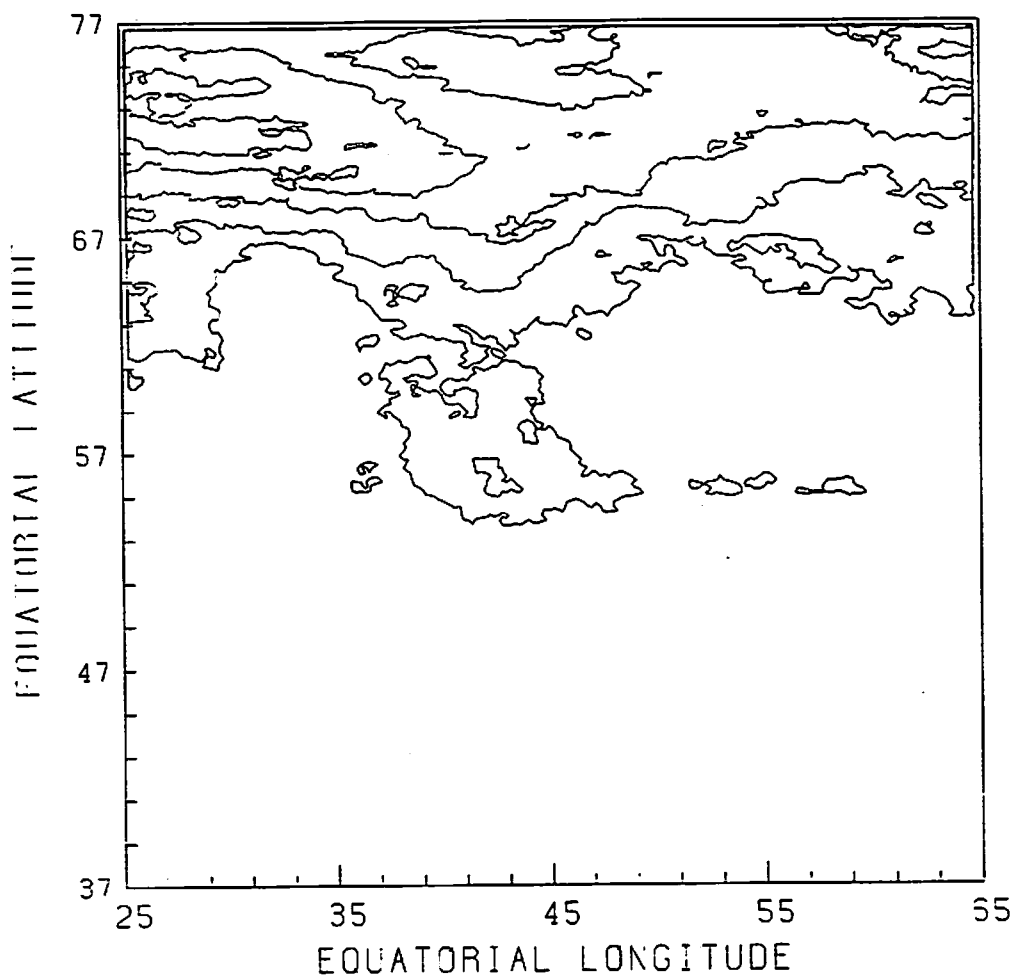


図5 1990年ベルセウス座流星群活動期における予想輻射点付近の輻射点マッピング。図3のふたご座流星群の場合と比べて、輻射点の検出は有意にできていない。すなわち、光学観測での明るい流星では、ふたご座流星群と同等の活動を示すのに、レーダー観測では全く受からない。これはベルセウス座流星群が大きな塵だけでできているということを意味する。

# MU レーダーによるスペースデブリ観測

木村 磐根・佐藤 亨・古澤 明・若山俊夫・池田健一郎  
(京都大学工学部)

## 1 まえがき

現在地球周回軌道上には人工衛星やその残骸などの軌道運動物体が数多く存在している。我々は京都大学超高層電波研究センターの MU レーダーを用いて軌道運動物体の探索を行い、その高度分布や散乱断面積分布を求めてきた [1, 2, 3]。

様々な周波数で測定された散乱断面積を比較すれば未知の軌道運動物体の形状の情報を得ることができる。特に MU レーダーは 46.5 MHz という、この種の観測に用いられるレーダーとしては他に例のない低い周波数を持つため、貴重な情報源となる。

同じ物体について MU レーダーで観測した散乱断面積と他のレーダーで観測された散乱断面積を比較するためには、観測の際にその物体の散乱断面積に加えて軌道の情報も知る必要がある。しかし従来の電離圏標準観測ではそれは不可能である。そこで我々は軌道運動物体の軌道を 1 回の観測で決定できる観測法を開発し、未知の物体の軌道を決定する試みを行った [4]。この観測法 (以下デブリ観測モードと呼ぶ) を用いると物体の軌道のみでなく、散乱断面積の時間変動をも正確に測定することができ、物体形状を知る上でも重要な情報が得られる。

本報告ではこの観測法の概要と、これまでに得られた結果について述べ、さらに従来の観測法による結果との比較を行う。

## 2 MU レーダーシステムと観測法

MU レーダーは直径 103m の円形敷地に配置された 475 本の直交 3 素子八木アンテナからなるモノスタティック パルスレーダーである。このレーダーの最大の特徴は各アンテナが固体送

表 1: 観測の主要諸元

高度範囲	201.46km~810.63km (天頂ビーム)
サブパルス幅	64 $\mu$ sec
高度分解能	9.6km
パルス圧縮符号	7 ビットパーカー符号
パルス繰り返し周期	10msec
インコヒーレント 積分回数	12

受信機をそなえ、電子的に位相制御を行うアクティブ・フェイズド・アレイ方式を採用しているため高速のビーム操作が行えることである [5]。デブリ観測モードの主要諸元を表 1 に示す。

この観測法の最大の特徴はビームの配置にある。MU レーダー観測では異なるビーム方向を各パルス毎に順に切り換えることができるが、電離圏標準観測ではビーム 4 つを天頂角 20° でそれぞれ東西南北にばらばらに向けていた。これを図 1 に示すように 8 つのビームを全て天頂付近に集中させた。

図 1 はレーダー校正用衛星 LCS-4(Lincoln Calibration Sphere) の観測例である。LCS-4 は米国マサチューセッツ工科大学によって 1971 年に打ち上げられたレーダー校正用衛星であり、直径 1.129m、重量 34kg の完全導体球である [6]。これは軌道傾斜角 87°、高度約 800km の極円軌道を持つ。図 1a) の横軸は東西方向、縦軸は南北方向の天頂角である。図中の実線の円は MU レーダーの半値幅 (1-way) を表している。点線はビームの有効範囲の目安として書いたもので、半径を 3° としている。また図の下にある時刻は観測された位置の内で最も天頂に接近したときの時刻である。丸印が 1 秒毎に決定された LCS-4



の方向を示している。矢印は LCS-4 の運動方向を表している。

図に示すように、ビーム同士が近接しているため同一時刻に複数のビームで物体のエコーが得られる。これにより物体のある瞬間における位置を決定することが可能となり、さらにその時間変化から運動も知ることができる。

インコヒーレント積分の回数は 12 回とした。その結果時間分解能は約 1.2 秒となる。この観測における最高高度約 800km での探知可能な最小散乱断面積は約  $5 \times 10^{-3} \text{m}^2$  で、これは完全導体球の場合半径 0.24m に対応する。

### 3 データ処理の方法

#### 3.1 データ処理の流れの概要

MU レーダーの受信データは、インコヒーレント積分などのオンラインデータ処理が行われた後に磁気テープに記録される。このデータの中には必要となる軌道運動物体のエコーの他に、背景銀河雑音、流星飛跡からのエコー、電離層からのエコー等の外来雑音が多く含まれている。オフラインデータ処理ではまずデータの中から軌道運動物体からのエコーのみを抽出する。次にそのデータを用いて物体の位置と速度を求め、その値から軌道を決定する。また位置の決定できた時刻については散乱断面積の時間変化の計算を行う。

#### 3.2 エコーの抽出

磁気テープに記録される一次処理後のデータは膨大な量となり、そのままの形では解析に不便である。そこで、このデータから軌道運動物体のエコーが受信されている時間のデータのみを抽出する。エコーの判別は受信信号強度に一定のスレッシュホールドを定めることにより行う。これにより抽出されたエコーの中には流星飛跡からのエコーや外来インパルスエコーなども含まれる。それらの不要エコーをその時間パターンによって識別し、取り除いて必要なデータのみをファイルに書き込む [2]。

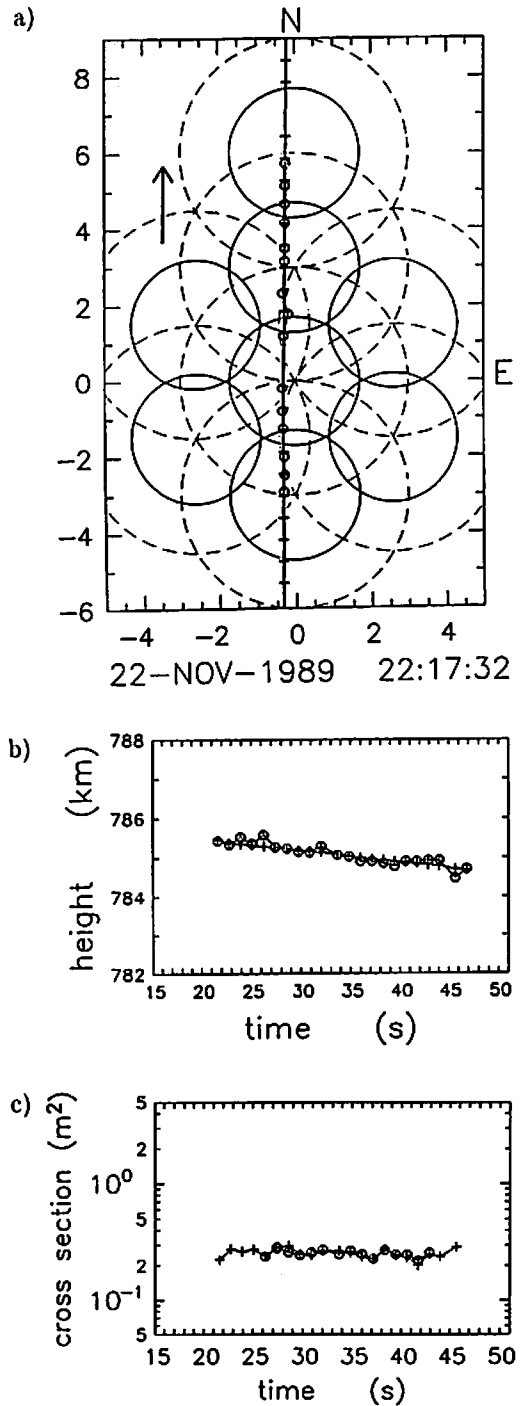


図 1: デブリ観測モードのビーム配置と LCS-4 衛星の観測例。a) ビーム配置と LCS-4 の軌道、b) 高度変化、c) 散乱断面積の時間変動。

### 3.3 軌道運動物体の位置の決定

受信エコーのデータより、まず軌道運動物体のレーダーからの距離及び方向を求める。まず距離について説明する。一般にパルスレーダーでは散乱体までの距離  $R$  を送受信の時間差  $\Delta t$  との関係

$$R = \frac{1}{2}c\Delta t \quad (1)$$

を用いて求めることができる。今回の観測ではサブパルス幅が  $64\mu\text{s}$  であるのでこの方法のみでは高度分解能は  $9.6\text{km}$  しか得られない。そこで高度方向のエコーパターンを用いて分解能を上げる。

デブリ観測モードでは受信データを  $32\mu\text{s}$  毎にオーバーサンブルしているため最大強度となる高度の上下の点においても比較的高い受信レベルが得られる。このエコーパターンを送信パルスの応答波形によりフィッティングすることによって高度を決定し、またエコー強度の補正を行う。図 1b) はこれにより得られた LCS-4 の高度変化である。図中の丸印が各瞬間のデータより決定された高度、実線と十印は後述の軌道決定により定められた高度を表す。この図より、約  $200\text{m}$  の誤差で高度が決定できていることがわかる。これは本来の高度分解能の 50 倍の精度である。

方向の決定には、隣接する 3 つのビームの強度比が分かれば 3 ビーム間内の位置が一意的に決まることを利用している。一定角度離れた 2 つのビームの間の任意の方向である物体を観測した場合の強度比は、理論的な MU レーダーのアンテナパターンを用いてあらかじめ計算しておくことができる。従って、逆に観測された物体の強度比から物体の相対位置が計算でき、3 つのビームを用いれば天頂角・方位角が一意に決定できる。その 3 つのビームは、8 つのうちで信号強度の大きいものから 3 つを選ぶ。またあまりビームの中心から離れた位置では、サイドローブでの受信と区別がつかなくなり、また SN 比も悪くなるので注意が必要である。各ビームの中心より半径  $3^\circ$  程度までが有効範囲であると考えている。

位置が決まれば、位置の決定に用いた 3 つのビームのうちの 1 つについて MU レーダーのビームパターンを考えれば、ビームパターンによる信号強度の減少を補正することができる。し

たがって、ビームの中心から多少ずれて物体が通過した場合でも正しく散乱断面積を求めることができる。

### 3.4 軌道決定

ある時刻の位置  $(x, y, z)$ 、速度  $(v_x, v_y, v_z)$  の計 6 つの独立な量が得られる。一方楕円軌道の自由度は 6 つである。したがってこの  $(x, y, z)$ 、 $(v_x, v_y, v_z)$  を用いれば軌道を決定できることになる。万有引力定数を  $G$ 、地球の質量を  $M$  とすると、楕円軌道の長半径  $A$  は

$$A = \frac{r}{2 - \frac{rv^2}{GM}} \quad (2)$$

ここに  $r$  は地心距離、 $v$  は物体速度の絶対値である。また物体の位置ベクトルと速度ベクトルのなす角を  $\phi$  とすると、離心率  $e$  は、

$$e = \sqrt{1 + \left(\frac{r^2v^4}{G^2M^2} - \frac{2rv^2}{GM}\right)\sin^2\phi} \quad (3)$$

により求めることができる。さらに観測された複数の点から軌道面の自由度 2 つ、すなわち軌道傾斜角及び昇交点赤経を決めることができる。図 1a) の直線と十印はこうして決定した軌道と、各観測時刻における LCS-4 の位置である。

MU レーダーの観測では、磁気テープに受信データを記録すると同時にレコードの開始時刻と終了時刻を記録する。(1 レコードは 12 ブロックからなり、内 10 ブロックが受信データである。)ところが、LCS-4 の観測及び未知の軌道運動物体の観測より、この時刻が軌道決定に必要な精度を持たないことが明らかになった。そこで LCS-4 の観測結果より速度に関する軌道要素(長半径、離心率)を計算してその値を NASA からの軌道データと比較し、ブロック間の時間、及びレコード間の時間を決めることにした。

軌道傾斜角は、計算結果が  $89.83^\circ$  に対し NASA のデータが  $87.6^\circ$  とほぼ一致した。

### 3.5 散乱断面積の計算

散乱断面積はレーダー方程式から求めることができる。MU レーダーでは受信電力の絶対値を知ることが困難なので受信信号と背景銀河雑音の SN 比を用いる。散乱断面積を  $S$ 、送信電力を  $P_t$ 、波長を  $\lambda$ 、アンテナの有効開口面積を  $A$ 、

距離を  $r$ 、ボルツマン定数を  $k$ 、雑音温度を  $T$ 、受信周波数帯域を  $B$ 、SN比を  $R$  とすると

$$S = \frac{4\pi\lambda^2 r^4}{A^2 P_i} (R-1) kTB \quad (4)$$

と求められる。MU レーダー観測における銀河雑音温度については、既知の電波星を用いて校正された分布が測定されており、これを用いる。図 1c) に LCS-4 の散乱断面積を示す。同図より計算される散乱断面積変動の標準偏差は 0.4dB であり、これがこの高度における観測誤差の限界を表すと考えられる。

散乱断面積の値は  $0.33 \sim 0.35 \text{m}^2$  でほぼ一定の値となっている。完全導体球に対する散乱断面積は理論的に計算されている。MU レーダーで LCS-4 を観測する場合はレイリー領域での散乱となり散乱断面積の理論値は  $0.76 \text{m}^2$  と計算される。この値から考えると、前に述べた観測結果は信号強度にして約 3dB 小さいことになる。今回の観測での散乱断面積の時間変化が小さいことや、以前に行った観測においても理論値に比べて観測値が小さくなる傾向にあったことを考えると、理論値と観測値の差は統計的誤差とは考えにくい。従って、レーダー方程式を用いるときに考慮されていない損失要因があるものと思われる。以後はここで得られた値を用いて散乱断面積の補正を行う。

#### 4 デブリ観測モードと標準観測モード

上述のようにデブリ観測モードは、個々のデブリの軌道や正確な散乱断面積とその時間変動を観測することができる等の特長を持ち、MU レーダーによるデブリ観測には最適の観測方法である。しかし、この観測モードは他の観測とデータを共用することのできない専用観測であり、全国共同利用設備である MU レーダーをこのモードのために長時間占有することはできない。これに対して従来デブリ観測に用いられていた電離圏標準観測モードは、得られる情報は限定されるが、毎月 18 時間のデータが得られるため統計的研究や経年変化の解析等には重要な役割を果たす。

ここではデブリ観測モードを構成する個々のビーム方向における観測データを標準観測モードによるデータとみなして解析することにより、

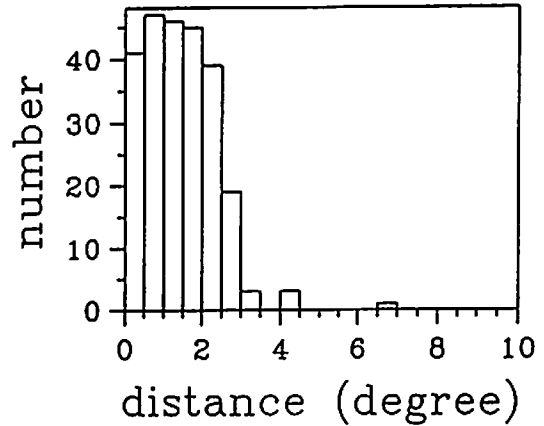


図 2: メインビーム中心付近のデブリの通過頻度分布

標準観測モードによるデブリ観測のデータ解析法を改良し、その信頼性を評価する。これまで標準観測モードのデータ解析においてはエコー強度の時間変動パターンを用いて、観測されたエコーがスペースデブリによるものか流星エコーや外来信号等によるものかを判定していた [3]。しかしスペースデブリによるエコーの中でもアンテナメインローブ中心から離れたサイドローブ領域を通過するものを識別するのは容易ではなく、顕著な時間変動パターンを示すもののみが除去可能であった。その点、すでに軌道が決定されているデブリ観測モードによるデータの場合は各ビーム中心からどれだけの角度を通過したかがわかっている。そこでこの情報と実際に観測されたエコーパターンを対比させることによりサイドローブエコーの時間変動パターンの特徴を詳細に検討し、デブリエコー抽出アルゴリズムの改良を行った。その結果サイドローブエコー除去能力を向上すると同時に、抽出されたデブリエコー強度の時間変動パターンをより正確に測定することが可能となった。これは標準観測データを用いて散乱断面積変動を解析する場合に重要である。

図 2 は、改良されたデブリエコー抽出アルゴリズムによりメインローブを通過したデブリエコーと判定されたものの、ビーム中心からの角度に対する頻度分布を示す。図より、大部分のエコーがメインローブ中心より  $2.5^\circ$  以内を通過していることがわかり、このアルゴリズムが良好に動作していることが示された。物体がビー

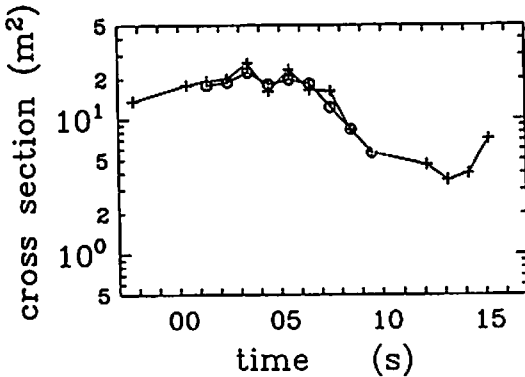


図 3: コスモス 1023 ロケットブースターの散乱断面積変動。

ム中心からはずれた方向を通過した場合にはアンテナ利得の減少のため散乱断面積が過小評価される。図 2 の結果よりその割合の期待値を求めると 0.54 (-2.7dB) となった。以下に示す標準観測モードによる散乱断面積の結果はこの値を補正したものである。また個々の観測による散乱断面積の値には 3dB 程度の不確定性が含まれていることになる。

## 5 散乱断面積変動の解析

図 1 に示した LCS-4 衛星は完全な球形であるため、散乱断面積は観測時間に対して変動しないが、スペースデブリは多くの場合なんらかの非等方性を持ち、さらにスピン運動をしていると考えられる。従ってレーダー散乱断面積の時間変動を観測することによりその形状に関する情報を得られると期待される。特に、現存するほとんど唯一のデータベースである US SPACECOM カタログにはこの情報が含まれておらず、MU レーダーによる統計観測は貴重なデータを提供する。

図 3 は、コスモス 1023 ロケットブースターの散乱断面積の時間変動を示す。この物体は長さ 7.4m、直径 2.4m の円筒形の形状を持つことが知られている。最大光学散乱断面積は 16.21m<sup>2</sup> であり、観測結果とよく一致する。そのスピン周期は 20 秒程度と推定される。この例では散乱断面積の時間平均値からの変動の標準偏差  $\sigma$  は 4.0dB という大きな値を示す。

直感的には、このような大型の物体は非等方性も大きいと予想される。そこでデブリ観測モ-

ドにより得られた全てのデータを散乱断面積によって分類し、その変動の周波数スペクトルを取った。その平均値をそれぞれの散乱断面積で正規化したものを図 4 に示す。図より、いずれの場合も周期 5 秒以上の長周期成分が卓越することがわかるが、予想に反して散乱断面積の小さい物体の方が明らかに大きな変動を示している。これは、これらが波長 (6.4m) に比べて小さい板状あるいは棒状の破片を多く含むことを意味すると解釈できる。このような物体の散乱特性は微小ダイボールの特性に近づくと考えられるので、そのスピン周期毎に比較的大きな散乱断面積変動を示すことになる。これまでの研究においては観測される散乱断面積を同じ断面積の金属球とみなして質量を計算し、衝突の効果が議論されてきた。しかしここに示した結果は、衝突の危険性の高い比較的小さな物体の質量が、同じ断面積を持つ金属球より著しく小さい可能性を示唆するものであり、今後さらに詳しく検討する必要がある。

逆に大きな物体の非等方性が小さいことは、図 3 のような物体が例外的な存在であることを意味する。周期 5 秒以下の短周期成分については、散乱断面積に対する顕著な依存性は見られない。

## 6 統計結果

前節の結果をより統計的に検証するため、標準観測モードにより得られるデータについて散乱断面積とその変動の関係を調べてみる。ただし、この場合は個々の観測におけるデータ長が 5~10 秒程度に制限されるため、周波数スペクトルを計算するのは困難である。さらにデータ長が短いため、変動の長周期成分の一部が除去されることになり変動量そのものがデブリ観測モードの場合に比べて小さく評価される。4 節の方法による比較の結果では、デブリ観測モードによる  $\sigma$  の平均値は 1.61dB であるが、それを構成する個々のビームのデータから計算される  $\sigma$  は 0.93dB である。ただし以下ではこの差については補正を加えていない。

図 5 に 1989 年の 1 年間の標準観測モードデータによる散乱断面積とその変動強度の関係を示す。図より、散乱断面積の大きさに関わらず大部分の物体は 1dB 以下の比較的小さな変動を示

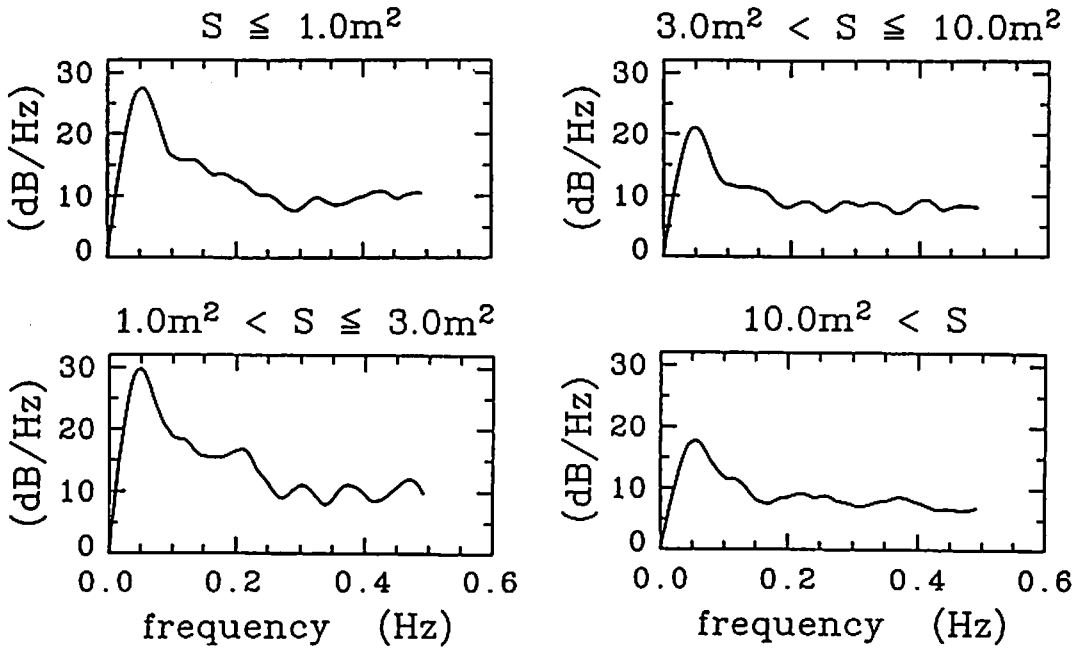


図 4: 散乱断面積  $S$  により分類した散乱断面積変動の周波数スペクトル。

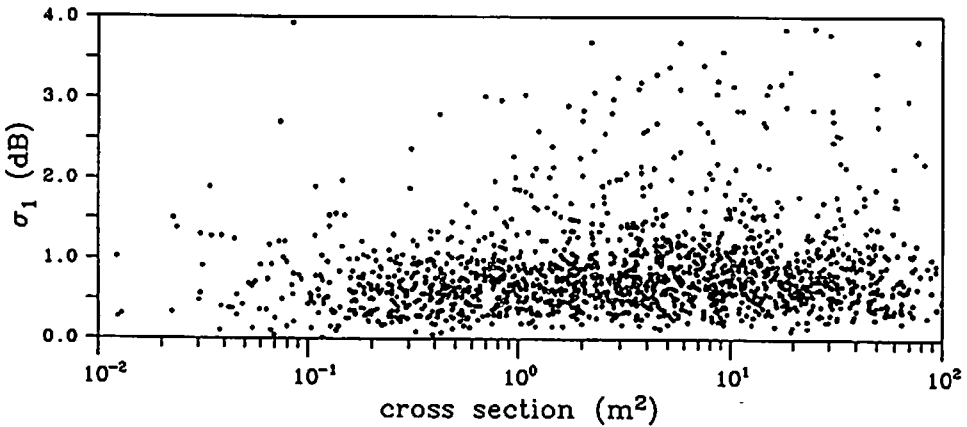


図 5: 標準観測モードのデータによる散乱断面積とその変動強度の関係。

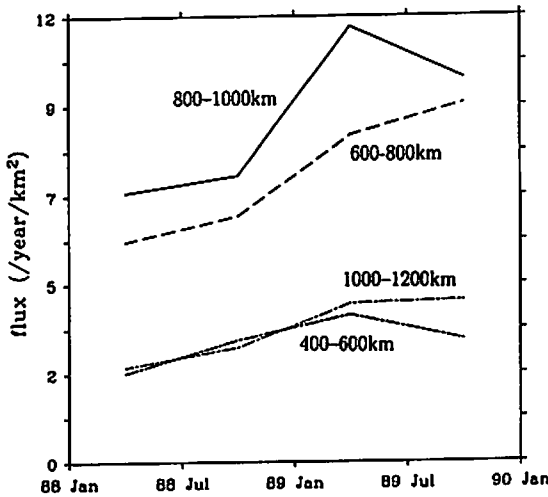


図 6: デブリフラックスの経年変化。

す。しかし、大きな物体については、小数ながら大きな変動を伴うものが見られる。これらは図3のような物体と考えられる。また、平均変動量は散乱断面積に対してほとんど変化しないが、これは図4において短周期変動成分が散乱断面積によらずば一定であったことと一致する。

最後にデブリの経年変化について検討する。スペースデブリの数については、ある高度の単位面積を1年間に通過するデブリの個数をデブリフラックスと呼び、これによってその頻度を表示することが多い。図6は1988～1989年の2年間の観測結果について、半年毎にフラックスを計算した結果である。デブリフラックスは高度800～1000kmで最大となることが知られており、図6の結果もそれを示している。これは、軌道に投入されるデブリの数はこれより低軌道のものをはるかに多いが、高度600km程度以下では大気摩擦抵抗が無視できないため、デブリの存在期間が短いことによる。図6からは高度600～1000kmの高度範囲でフラックスが2年間に50%程度増加していることが読み取れる。ただしこの傾向についてはさらに長期の統計結果による検証が必要である。

高度600km程度以下では大気密度は太陽活動度により変化し、フラックスにもその影響が現れる。図6の時期は太陽活動度の極大期にあたり、デブリフラックスの減少率は最も大きい。高度600km以下でほとんどフラックスの増加が見られないのはこの効果によると考えられる。

## 7 まとめ

新たに開発したデブリ観測モードと従来から行っている電離圏標準観測モードによるデータを総合することにより、スペースデブリの分布について考察を加えた。

特に散乱断面積変動の解析から、波長に比べて小さい物体の非等方向性が大きな物体より大きいという注目すべき結果が得られた。また、大きな物体については、非等方向性の大きな物体はごく小数であり大部分の物体は比較的等方的な形状を持つと考えられることがわかった。さらにデブリフラックスに関してはわずか2年間の観測ではあるが、明かな増加の傾向が観測された。

今後これらのデータをさらに蓄積することにより宇宙環境に関する貴重なデータベースが得られるものと期待される。

## 参考文献

- [1] 加山英俊、木村磐根、佐藤 亨、MU レーダーによる軌道運動物体の探索、信学技報、SANE87-43、1987。
- [2] 加山英俊、古澤 明、佐藤 亨、木村磐根、MU レーダーによる軌道運動物体の高度分布の測定、信学技報、SANE88-55、1988。
- [3] T. Sato, H. Kayama, A. Furusawa, and I. Kimura, MU radar measurements of orbital debris, *J. Spacecraft*, in press.
- [4] 若山俊夫、古澤 明、佐藤 亨、木村磐根、MU レーダーによる軌道運動物体の探索(2) 軌道決定の試み、信学技報、SANE89-44、1990。
- [5] S. Fukao, T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihara, The MU radar with an active phased array system : 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, 20, 1155-1168, 1985.
- [6] R. T. Prosser, The Lincoln Calibration Sphere, *Proc. IEEE*, 53, 1672-1676, 1965.

## DNDレーダーによる 日本海沿岸冬季雷雲の観測

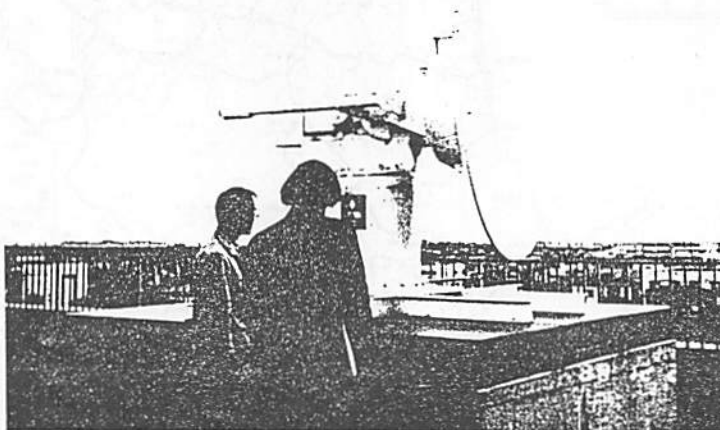
前川泰之（大阪電通大）・深尾昌一郎（京大超高層）・園井康夫（関西電力）・  
吉野文雄（建設省土木研）

日本海沿岸に特有な冬季雷は、夏季雷に比べ雲頂高度が低く季節風によるシア一により風下側に傾いた構造を有する。また正極性の雷撃が多いことも特徴のひとつである。本研究では酒田市に設置されたDNDレーダー（土木研二重偏波ドップラーレーダ）を用いて、発雷時の降水粒子の分布と運動について調査を行った。また電力・通信設備を保護するための発雷予知の観点からも定量的な解析を進めたので報告を行う。

DNDレーダーは直径2mφのバラボラアンテナを有し、周波数は5280MHz、出力は75kW、ビーム幅は1.8°であり、水平・垂直両偏波が発射可能である。パルス繰返し周波数は280Hz、パルス幅は2μsであり、受信機の最小探知電力は-107.5dBmである。二重偏波モードでは、アンテナは1分間に6回スキャン可能であり、偏波面はスキャン毎に切換えられる。また仰角は3、5、7、9°の順に6スキャン毎に変化し、このサイクルがデータ取得及び処理時間を含め約4分42秒毎に繰返された。レーダーエコーのデジタルデータは、各仰角の水平・垂直両偏波について約1分10秒間隔で磁気テープに記録された。オフラインのレーダースコープ上の処理では水平偏波のレーダー反射因子( $Z_H$ )を計算するとともに、水平・垂直偏波間のレーダー反射因子差( $Z_{DR} = Z_H - Z_V$ , dB)が極端に小さい点と大きい点を求めた。前者は形状が球形に近い"あられ"、後者は扁平な"氷晶"がそれぞれおもに存在するものと推定される。

今回の酒田におけるDNDレーダーを用いた雷雲観測により二重偏波ドップラーレーダーは雷雲の立体構造や運動のみならず、雷雲中の降水粒子の識別に極めて有力であることが示された。つまり $Z_H$ や $Z_{DR}$ の大小により着氷電荷発生機構で重要な役割を果たす"あられ"と"氷晶"の区別が可能となり、それらがちょうど発雷時に-10°Cレベルの高度で接触・混合することが認められた。またこの様な前線通過に伴うバンド状の冬季雷雲では、発雷の電荷蓄積に複数の雷雲が関与していることが示唆された。

また、CAPPI画面上で"あられ"及び"氷晶"と識別される格子点をカウントし、適切に分割した領域毎にそれらの積を単純に求めるだけでもかなり正確に雷撃位置が予測出来ることが分かった。また、この様な"あられ"と"氷晶"の混在は発雷の為の必要条件であるばかりでなく、これらのエコー強度が理論的に計算される値に達する時にちょうど発雷に到ることが確かめられた。今後これらの諸条件を総合的に検討し、さらに多数の発雷時の事例を検証することにより、二重偏波レーダー観測がより正確な発雷予知につながるものと期待される。



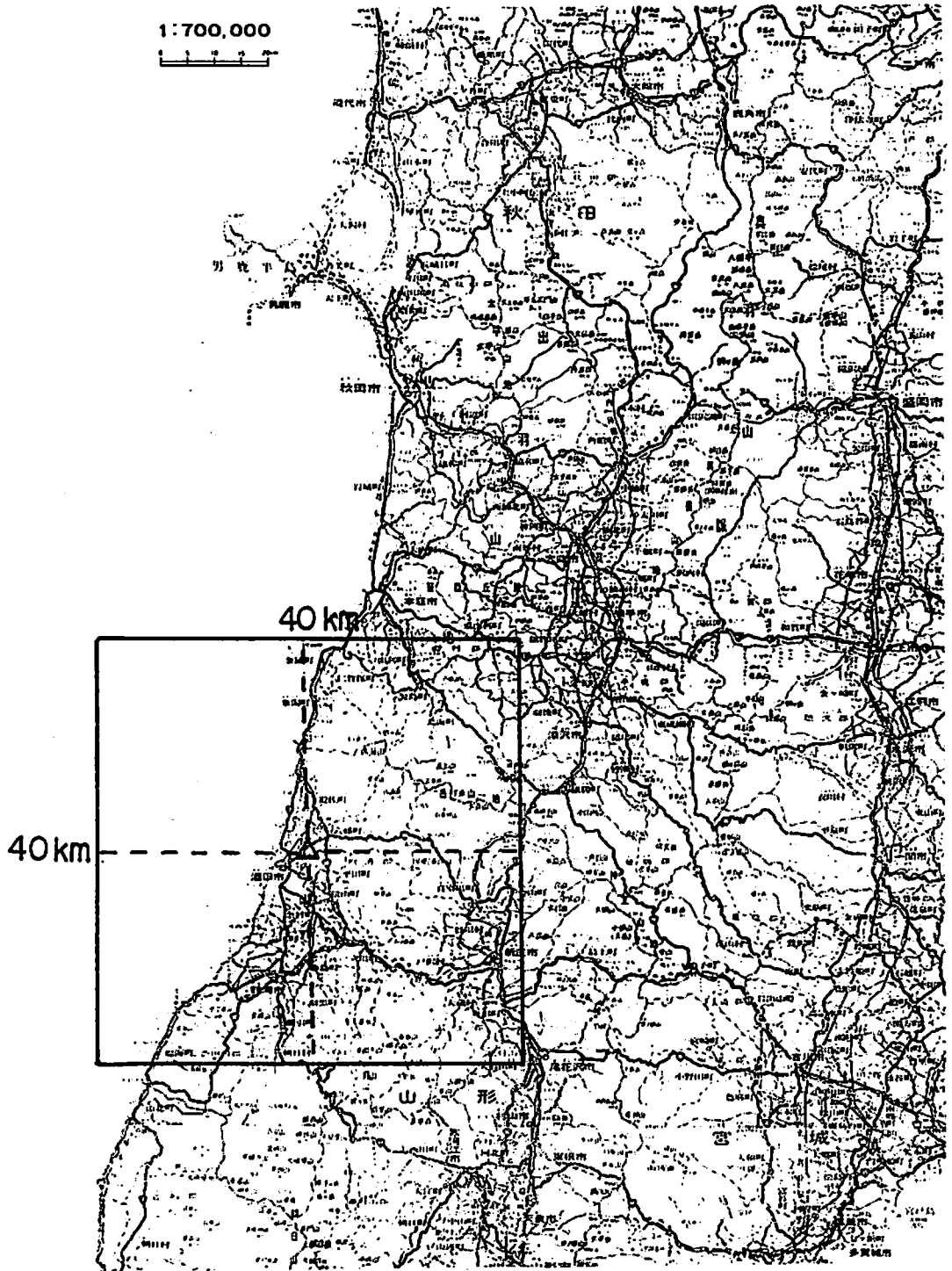
DNDレーダーの概観

表2-1. DNDレーダー主要諸元

観測範囲	: 40 km
アンテナ	: 2mφ円形パラボラ
偏波	: 水平(H) / 垂直(V)
仰角	: 0~90° (EL)
方位角	: 0~360° (AZ)
PPI-SCAN	: 6 rpm (二重偏波時)
周波数	: 5,280MHz ( $\lambda = 5.68\text{cm}$ )
尖頭出力	: 75 kW
送信パルス幅	: 2 $\mu\text{s}$
IPP	: 280pps
最小受信電力	: -107.5dBm
レンジ分解能	: 500m
偏波切換速度	: 9パルス毎(32ms)又はSCAN毎(0.16s)



1:700,000



観測範囲。△印がレーダーサイト。

レーダー方程式

$$P_r = \frac{C |K|^2 \sum D^6}{r^2} \quad z = BR^\beta$$

$$Z_{DR} = 10 \log_{10} \frac{Z_H}{Z_U} = Z_H - Z_U \quad [\text{dB}]$$

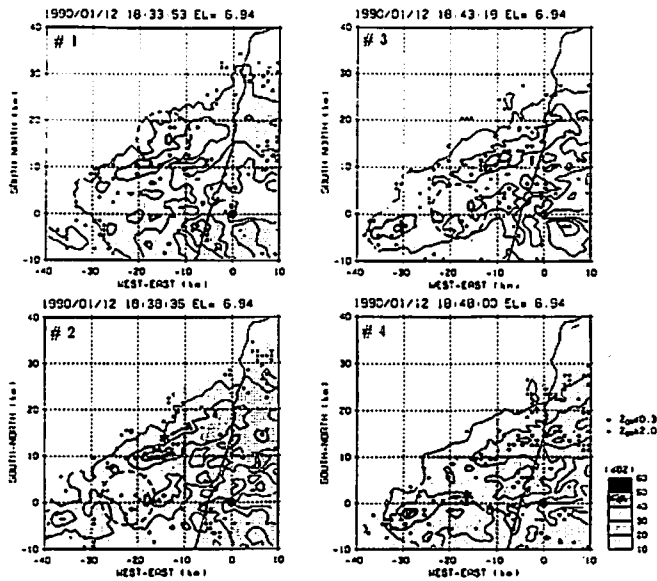
$$Z_H = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K|^2} \int_0^{D_{\text{max}}} \sigma_H(D) N(D) dD$$

$$Z_U = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K|^2} \int_0^{D_{\text{max}}} \sigma_U(D) N(D) dD$$

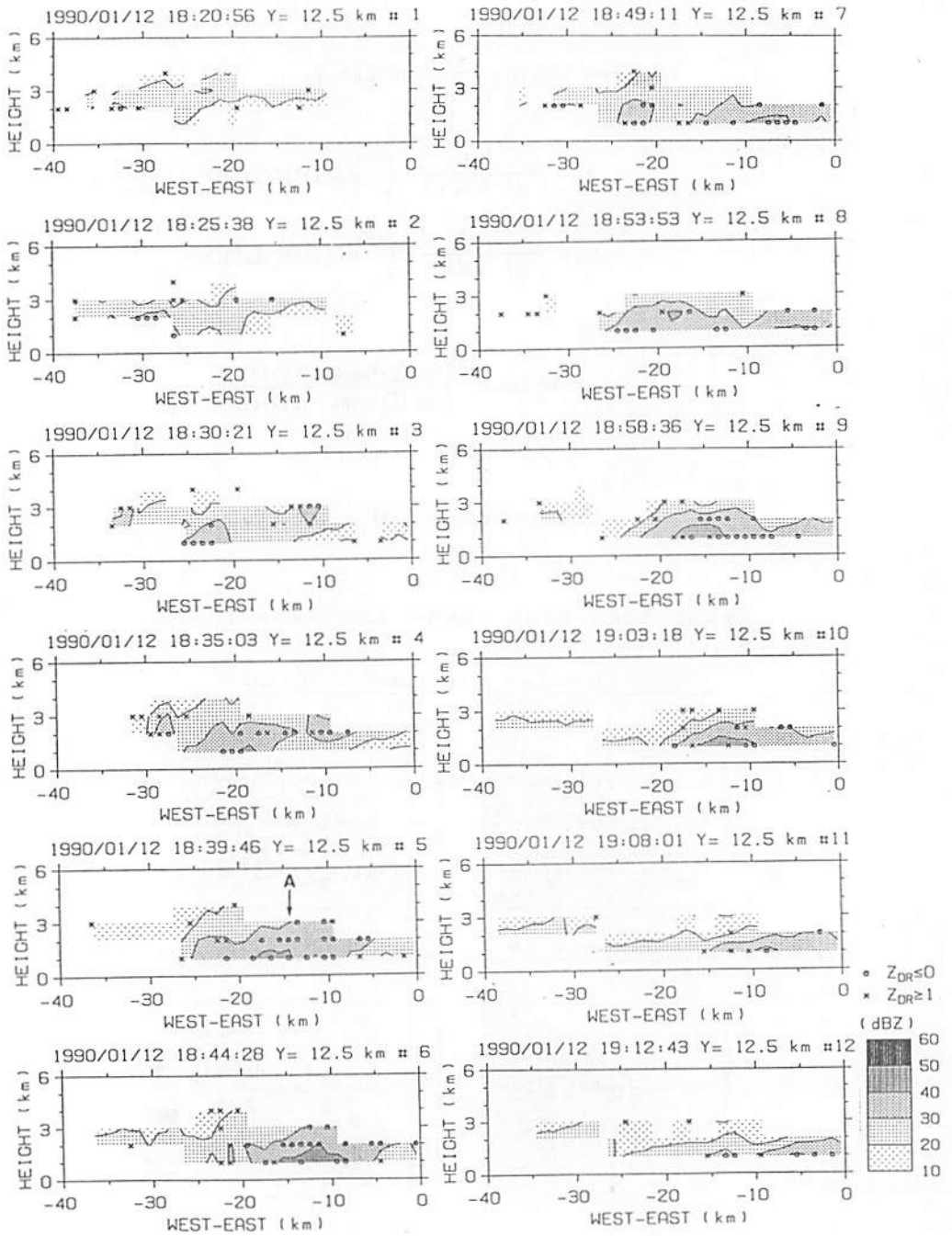
$$Z_{DR} = 10 \log_{10} \frac{\int \sigma_H(D) \exp(-\Lambda D) dD}{\int \sigma_U(D) \exp(-\Lambda D) dD}$$

$$N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D) \quad [\text{m}^{-3} \text{mm}^{-1}]$$

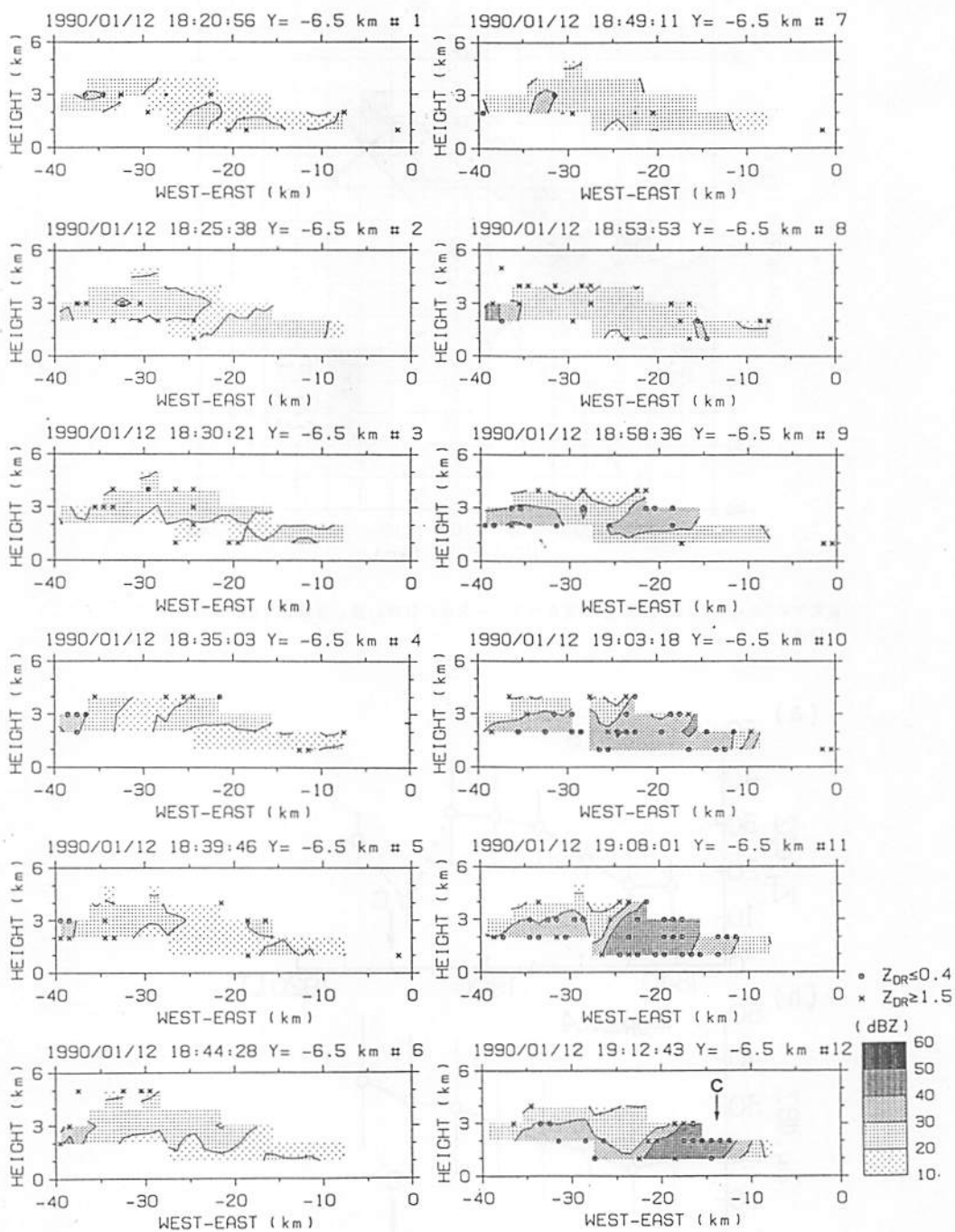
気象レーダーの方程式、及びレーダー反射因子 ( $Z_H$ ) と反射因子差 ( $Z_{DR}$ ) の定義



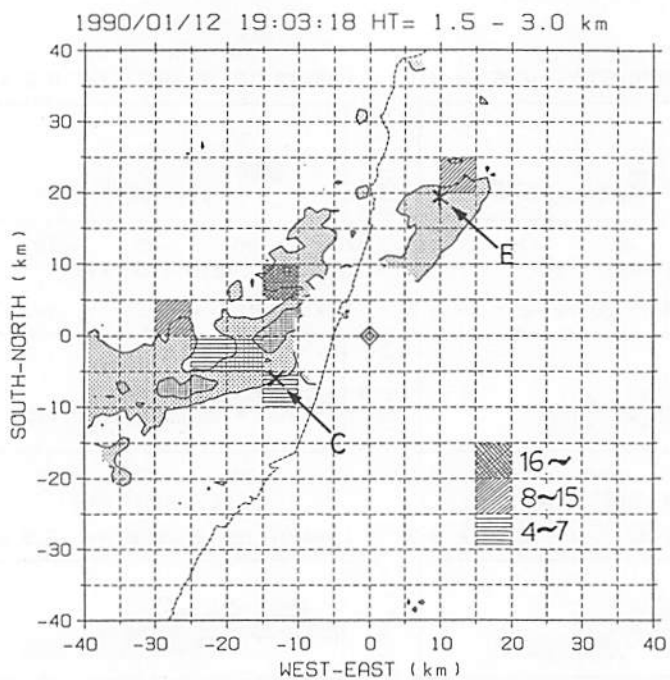
仰角7°のPP1ディスプレイ上の雷雲の観測例。○印は“あられ”、×印はそれぞれ“氷晶”と推定されるデータ点の分布を示す。\*印は雷撃点、点線で示した円は雷撃前に氷晶の集積が見られる範囲と、これがひとつ先行する雷雲(白い矢印)の背後に相当することを示す。



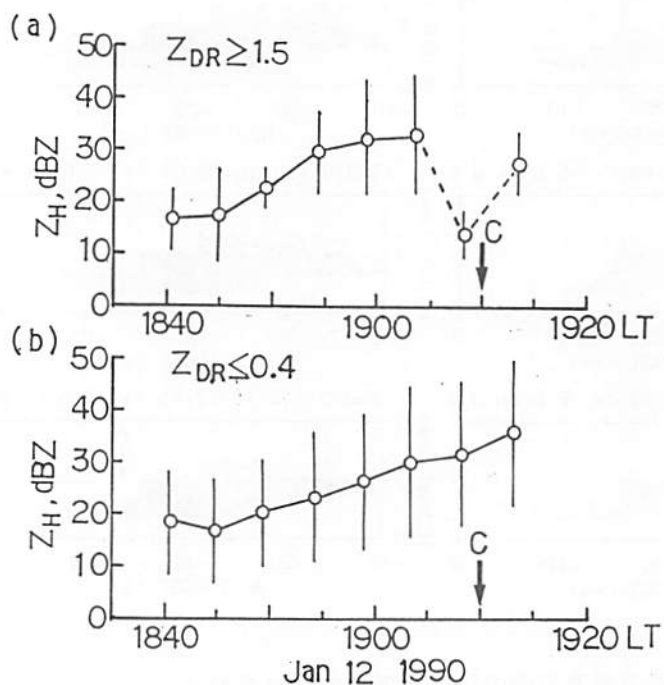
雷雲の東西方向の鉛直断面。矢印は雷撃点 (A)。



雷雲の東西方向の鉛直断面。矢印は雷撃点 (C)。



雷雲中の“あられ”及び“氷晶”と推定されるデータ点の個数の積と雷撃点(C, E)の関係。



“氷晶”(a)及び“あられ”(b)のエコー強度分布。矢印(C)は発雷時刻。

# F M音波を用いたR A S Sの解析

増田悦久、阿波加 純、中村健治 (通信総研)

## 1. はじめに

F M変調した音波パルスからの電波の散乱波について解析し、気温測定誤差について考察する。

単一周波数の音波パルスからなるR A S Sは、ブラッグの共鳴条件(電波波長=2音波波長)の高度を除き、正確なドップラ周波数偏移の測定ができない。

直線F M変調した音波を用いたR A S Sは、ブラッグの共鳴条件高度の時間変化が音速に比例することから、広い高度範囲の正確なドップラ周波数偏移の測定を可能にする。ドップラ周波数偏移誤差は、主に、レンジゲート、音波パルス幅及び音波掃引周波数(Hz/s)によって変化する。

掃引周波数 50 Hz/s 以上とした数値シミュレーションによる気温測定誤差は、レンジ周波数 1357.5 MHz でレンジゲート 75 m では、±0.025 °C、レンジ周波数 46.5 MHz でレンジゲート 150 m では、±0.055 °C以内となり、高い精度の測定が可能であることが判明した。

単一周波数の音波パルスとCW ドップラレーダ及びパルスドップラレーダ[Kato et al.,1984]を用いたR A S Sは、音波パルスを長くして行くとスペクトルのピーク値の周波数は、ブラッグ共鳴条件の高度からの散乱波を除き、音波周波数偏移を示した。又、音波パルスを極力短くした場合でも、信号対雑音比の低下にあわせ測定誤差を免れないことを確認している[Fukushima et al.,1981; Adachi et al.,1991;Masuda et al., 1990]。

ここではブラッグ共鳴条件を用いる直線F M音波とパルスドップラレーダを組み合わせたR A S Sを解析し、気温高度分布の正確な測定が可能であることを示し、その誤差特性とR A S Sのパラメータについて考察する。

## 2. 解析

第1図は、モデル気温高度分布と測定気温範囲に対応するドップラ周波数偏移量 $\Delta F_d$ を含む直線F M音波パルスを示す。気温高度分布は、次式で与える。

$$T(r) = T_1[1 + \beta(r - r_1)] \quad (1)$$

ただし、 $\beta = \alpha/T_1$ であり、 $r$ 、 $T_1$ 及び $\alpha$ は、各々地表からの高度、高度 $r_1$ での絶対温度、気温減率である。電波を散乱するF M音波を以下のように仮定した。

$$\omega_s(t) = \omega_{s0} + \Omega_s t \quad (2)$$

ただし、 $\Omega_s = 2\pi\Delta F$ であり、 $\Delta F$ は、単位時間当りの掃引周波数である。この解析では、音波と電波のビーム

方向軸は一致しており、受信散乱波電界は、散乱体傾長方向の積分だけを考えれば良い場合について求める。

## 2.1 瞬時周波数と振幅

受信電界の位相は、次式で与えられる。

$$\theta(t, r) = \omega_s t - 2k_s r - \omega_{s0}[t - \tau(r)] - \frac{\Omega_s}{2}[t - \tau(r)]^2 \quad (3)$$

$\tau(r)$ は音波と電波の遅延時間の和である。受信電界の位相の変化は、時刻 $t$ を一定とすると高度 $r$ の変化に対して放物線をなし、 $d\theta/dr = 0$ の条件となる高度で最小または最大値となる。この散乱波の積分は、位相の停留する領域の寄与のみが残る。微分の結果を示す。

$$2k_s = k_s(r) \left[ 1 + \frac{\Omega_s}{\omega_{s0}} [t - \tau(r)] \right] \left[ 1 + \frac{C_s(r)}{C_s} \right] \quad (4)$$

但し、 $k_s(r) = \omega_{s0}/C_s(r)$ 、 $C_s(r) = K_s \sqrt{T(r)}$ である。上式は音速が気温減率で変化する場合のブラッグの共鳴条件である。ブラッグの共鳴条件の高度 $r$ での音波周波数が、ドップラ周波数偏移量 $\omega_d(r)$ になる。(4)式の時間微分をとると、ブラッグ共鳴条件高度の変化速度 $dr/dt$ (以下、ブラッグ速度と記す)が求まる。

$$\frac{dr}{dt} = C_s(r) \left[ 1 + \frac{\omega_{d r_1} \beta C_{s r_1}}{2\Omega_s} \right]^{-1} \quad (5)$$

ただし、 $\omega_{d r_1} = 2k_s C_{s r_1}$ 、 $C_{s r_1}$ は高度 $r_1$ の音速である。ブラッグ速度が音速に比例することを示している。第2図は、縦軸に高度、横軸に時間を取り、R A S S観測のタイミングと(5)式の関係を示す。図中の2本の傾斜した平行線は、音波パルスの上限と下限であり、音波パルス内の傾斜角が異なる実線は、ブラッグ共鳴条件の高度の時間変化である。

受信散乱波の瞬時周波数を求める解析を容易にするため、(3)式の位相項をブラッグの高度 $r$ を中心に $R - r$ についてテイラー展開する。 $R$ は、ブラッグの共鳴条件を含む散乱体傾内の任意の高度である。 $|R - r| \ll 1$ を仮定することにより、位相項は、次の近似式で与えられる。

$$\theta(r, t) \approx \omega_s t - 2k_s r - \frac{\omega_s^2(r) - \omega_s^2}{2\Omega_s} - \frac{\Omega_s x}{2C_s^2(r)} (R - r)^2 \quad (6)$$

但し、 $x = 1 + \beta\omega_s(r)C_s(r)/2\Omega_s$ である。従って、ブラッグの共鳴条件の高度を含む散乱体傾からの受信電界は、

以下で与えられる。

$$E \propto \exp\left\{j\left[\omega_e t - 2k_e r - \frac{\omega_e^2(r) - \omega_e^2}{2\Omega_e}\right]\right\} \cdot I_{ab} \quad (7)$$

$$I_{ab} = \int_b^a \exp\left\{-j\left[\frac{\Omega_e x}{2C_e^2(r)}(R-r)^2\right]\right\} dR \quad (8)$$

但し、 $a, b$ は、散乱体積の上限と下限に対応し、 $a > r > b$ で  $I_{ab} = \text{const.}$  の条件を仮定する。(7)式の位相項の時間微分は、次式のようになる。

$$\frac{d}{dt}\theta(t, r) = \omega_e - 2k_e \left[1 + \frac{\omega_{e,r} \beta C_{e,r}}{2\Omega_e}\right] \frac{dr}{dt} \quad (9)$$

$$= \omega_e - 2k_e C_e(r) \quad (10)$$

但し、(10)式は、(5)式を用いて変形したもので、受信電界の周波数は、音速に対応したドップラ周波数偏移となる。即ち、高度  $r$  に対して積分項  $I_{ab}$  が一定の時、受信電界は、音速に対応したドップラ周波数偏移を示す。

次に、積分項  $I_{ab}$  が一定となる条件を示す。積分項  $I_{ab}$  は、フレネル積分で与えられる。

$$I_{ab}(t) = \int_a^b \exp\left\{-j\frac{\Omega_e x}{2C_e^2(r)}(R-r)^2\right\} dR \quad (11)$$

$$= C_e(r) \sqrt{\frac{\pi}{\Omega_e x}} [C(B) + C(A) - jS(B) - jS(A)]$$

但し、

$$A = \frac{r-a}{C_e(r)} \sqrt{\frac{\Omega_e x}{\pi}}, \quad B = \frac{b-r}{C_e(r)} \sqrt{\frac{\Omega_e x}{\pi}}$$

この積分が一定と見なせる条件が成立する次の2つの極限が存在する。一つは、 $b-a=L$ として  $\Omega_e x/2C_e^2(r) \cdot L^2 \ll 1$  の条件のときである。この条件下の積分は  $I_{ab} = L$  となり、ドップラ周波数偏移量の測定が可能である。この条件での RASS は、狭い範囲の気温高度分布しか測定できない。

もう一方の極限は、ブラッグ共鳴条件の高度の上下に十分広い積分領域がある場合で

$$\frac{b-r}{C_e(r)} \sqrt{\frac{\Omega_e x}{\pi}} > 1, \quad \frac{r-a}{C_e(r)} \sqrt{\frac{\Omega_e x}{\pi}} > 1 \quad (12)$$

この時、 $C = 0.5, S = 0.5$  で  $I_{ab}$  は次式となる。

$$I_{ab}(r) = C_e(r) \sqrt{\frac{2\pi}{\Omega_e x}} \exp(-j\pi) \quad (13)$$

以上の条件が成立する受信散乱波は、音速に依存したドップラ周波数偏移を受けている。当然の事であるが、積分が一定でないとき測定誤差を生ずる。 $x$  は、 $\omega_e(r) = 2k_e C_e(r)$  と (1)式を用いて次式となる。

$$z = 1 + \frac{\alpha K_e^2 [1 + \beta(r-r_1)]}{\lambda_e \Delta F} \quad (14)$$

(14)式の右辺が  $z \approx 1$  と見なせる条件下では、(13)式の積分  $I_{ab}$  が主に音速と掃引周波数  $\Delta F$  及び積分の上限と下限の幅によって決まる。ここでの積分の上下限幅は、レーダレンジゲート  $\Delta R$  とする。即ち、ドップラ周波数偏移誤差は、主に音速掃引周波数  $\Delta F$  とレーダレンジゲート  $\Delta R$  で決まることを示唆している。

### 3. 考察

第2図のFM音波パルスとレーダレンジゲートが交差して出来る散乱体領域に注目し、数値シミュレーションにより求めたドップラ周波数偏移誤差特性を示す。

ドップラ周波数偏移誤差は、積分値  $I_{ab}$  の時間変化として生ずる。その原因は、第1に、ブラッグ共鳴条件の高度を含む積分  $I_{ab}$  の積分域は、有限なレーダレンジゲートと音波パルス幅であること、第2に、ブラッグ共鳴条件の高度が時間で変化する為である。

第3図のスペクトル分布 (A), (B), (C) は、第2図の散乱体領域の破線  $C, L, R$  をブラッグ共鳴条件が通過したと仮定したときの受信散乱波の周波数偏移成分の分析結果に対応する。スペクトル分布は1、散乱体領域を通過するブラッグ共鳴条件の位置によってドップラ周波数偏移誤差が異なることを示している。

従って、以下では第2図に示す散乱体領域上のブラッグ共鳴条件の破線を  $L$  から  $R$  まで (音波パルス幅  $\Delta T_e$  の左端から右端に対応) 順次移動させて求めた各々のスペクトルのドップラ周波数偏移誤差 (1次のモーメントとドップラ周波数偏移真値との差) とそのスペクトル幅 (標準偏差) 及びピークパワー値を、掃引周波数をパラメータとし、音波パルス幅を横軸に取り特性曲線として示す。

第4図の特性曲線は、気温減率を変えたときの特性を示すため、電波周波数  $f_e = 1357.5 \text{ MHz}$ 、レンジゲート  $\Delta R = 75 \text{ m}$ 、音波パルス幅  $\Delta T_e = 0.7 \text{ sec}$  の場合で、気温減率  $\alpha = \pm 0.013 \text{ }^\circ\text{C/m}$  の場合を第4図 (A) に、 $\alpha = 0.0 \text{ }^\circ\text{C/m}$  の場合を第4図 (B) に示す。

第5図の特性曲線は、電波周波数は  $1357.5 \text{ MHz}$  と同じで、レーダレンジゲート  $\Delta R$  と音波パルス幅  $\Delta T_e$  を各々  $\Delta R = 150 \text{ m}$ 、 $\Delta T_e = 1.4 \text{ s}$  と2倍にし、気温減率  $\pm 0.013 \text{ }^\circ\text{C/m}$  の場合について示す。

第6図の特性曲線は、電波周波数を変えたときの特性を示すため、レーダレンジゲート  $\Delta R$  と音波パルス幅  $\Delta T_e$  は第5図と同じ  $\Delta R = 150 \text{ m}$ 、 $\Delta T_e = 1.4 \text{ s}$  とし、電波周波数を約30分の1の  $46.5 \text{ MHz}$  とした場合である。

第4図 (A)-1, (B)-1, 第5図 (A), 第6図 (A) のドップラ周波数偏移誤差曲線に共通した特徴点は、第1に誤差曲線両端 (第2図の散乱体領域の左右両端に対応

する)から第4図の場合は $\Delta t \approx 0.25 \text{ sec}$ , 第5, 6図では $\Delta t \approx 0.5 \text{ sec}$ , を除去した時間域 $T_m$ では、誤差が少なく、 $\Delta t$ の時間域では、誤差曲線の左右両端へ行くほど誤差が大きくなる。

時間 $\Delta t$ は、レンジゲート $\Delta R$ をブラッグ共鳴条件が伝搬する時間の約1.25倍に相当し、音波パルスのエッジが偏移誤差に影響を及ぼす範囲を示している。従って、偏移誤差の少ない測定をするには、上記の時間 $\Delta t$ を考慮したFM音波パルスを用いる必要がある。

第2に掃引周波数が大きいと、誤差が少ない。

第3にレーダレンジゲートを大きくすると、気温の高度分解能を悪くするものの、誤差を少なくできる。

第4に電波周波数と気温減率を変えても、誤差特性曲線が殆ど変化しない。この特徴は、レーダ周波数が高いほど測定精度が高くなることを示している。

第4図(A)-2, (B)-2, 第5図(B), 第6図(B)の標準偏差で示したスペクトル幅の共通した特徴は、第1に掃引周波数で殆ど変化しない。第2に高い電波周波数の場合に気温減率 $|\alpha|$ が大きくレンジゲートが広い場合に僅かに広がる。この原因は、レンジゲートの気温差に対応するドップラ周波数偏移量 $B_d$ とドップラ信号幅 $T_d$ の積が大ききことによる [Klauder, J.R., et al., 1960]。

第4図(A)-3, (B)-3, 第5図(C), 第6図(C)の特性曲線は、パワースペクトルのピーク値をしめす。共通した特徴は、第一に掃引周波数に反比例した変化を示す。第2に電波周波数と気温減率に殆ど依存しない。第3にレンジゲートを大きくしても $B_d \times T_d > 2$ の条件にある時は、ドップラ信号幅 $T_d$ の自乗に比例するとは限らない。

第7図の誤差特性曲線は、第6図(A)の誤差特性の縦軸を10倍に拡大して示した。

以上の数値シミュレーションの結果は、解析の結果によく一致しており、時間域 $T_m$ での測定は、ラジオゾンダの気温測定精度 $0.1^\circ\text{C}$ 相当の測定を可能とする。

例えば、電波周波数 $1357.5 \text{ MHz}$ のレーダを用いたRASSの気温測定精度は、掃引周波数を $-50 \text{ Hz/s}$ 以上とし、レンジゲート $75 \text{ m}$ とした場合に第4図(A)-1から気温誤差 $\pm 0.025^\circ\text{C}$ 以内の測定が可能である。 $46.5 \text{ MHz}$ のレーダを用いたRASSのそれは、掃引周波数を $-50 \text{ Hz/s}$ 以上とし、レンジゲート $150 \text{ m}$ で第7図から気温誤差 $\pm 0.055^\circ\text{C}$ 以内の測定が可能である。

FM音波パルスを用いたRASSのパラメータ設定は、ドップラ周波数偏移誤差と散乱波電力を設定することであるが、所持するレーダによるレンジゲートが最初にきまり、その後のパラメータ設定の手順は、測定気温

幅に対応するドップラ周波数偏移幅 $\Delta F_d$ を決め、誤差特性と散乱波電力に比例する等価散乱体積 $L_{jm}$ の自乗値とから最適な掃引周波数 $\Delta F$ を定め、次式を使い掃引時間 $T_m$ を決めると良い。

$$T_m = \frac{\Delta F_d}{\Delta F} \quad (15)$$

最終的なFM音波パルスは、第1図で示すようにパルス時間 $\Delta T_p = \Delta t + T_m + \Delta t$ とし、掃引周波数 $\Delta F$ を選ぶことになる。

#### 4. まとめ

FM音波パルスを用いたRASSは、単一周波数の音波パルスのRASSにくらべて測定精度が改善されるだけでなく、一個のFM音波パルスで広い高度範囲の気温高度分布の測定を可能とする。

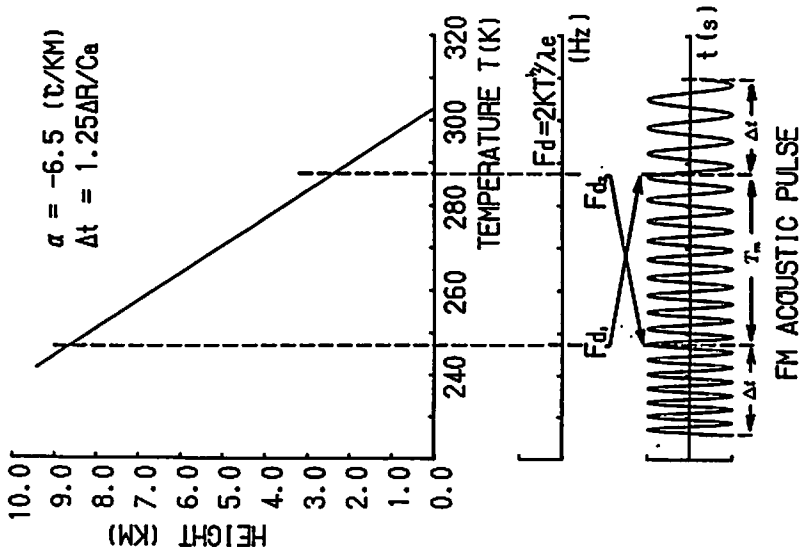
ドップラ周波数偏移誤差は、レーダレンジゲートと掃引周波数で決定され、いずれも大きな値にするほど誤差を小さくでき、レーダ周波数と気温減率に殆ど影響されない。結果として、誤差の少ない測定が可能である。電波の周波数が高いほど高い精度の気温測定が可能である。

FM音波パルスの設計は、レンジゲート幅を音波が伝搬する時間の1.25倍の時間を考慮することである。

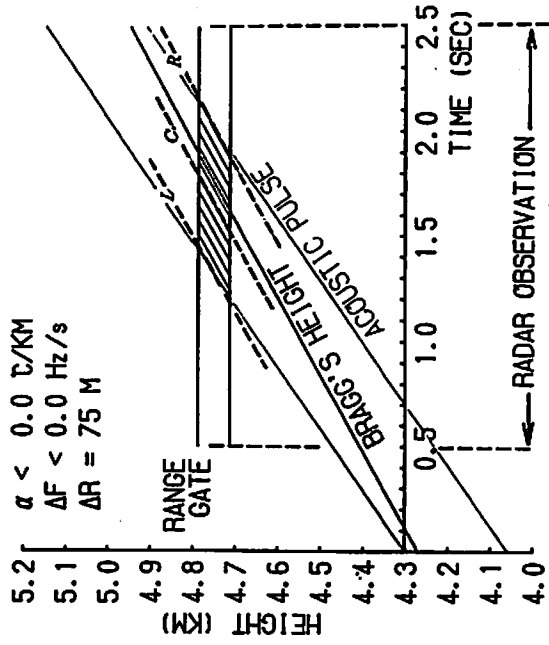
## 参考文献

- [1] Adachi, T., et al, "RASS観測における最適音波パルス長", To be submitted Radio Sci., 1991.
- [2] Fukushima, M., K. Akita, and Y. Masuda, "Development of Radio acoustic Sounding System (RASS) for Wind Aloft", Environ. Res. Jpn., 2, 103-1-103-11, 1981.
- [3] Kato, S., T. Ogawa, T. Tsuda, T. Sato, I. Kimura, and S. Fukao, "The middle and upper atmosphere radar: First results using a partial system", Radio Sci., 19, 426-428, 1986.
- [4] Klauder, J.R., A.C. Price, S. Darlington, and W.J. Albersheim, "The theory and design of chirp radars", Bell System Tech. J., 39, No. 4, 745-808, 1960.
- [5] Masuda, Y., T. Tsuda, Y. Adachi, "RASSの気温測定誤差と音波パルス長について", A.P.研究会, 90-3, 17-24, 1990.

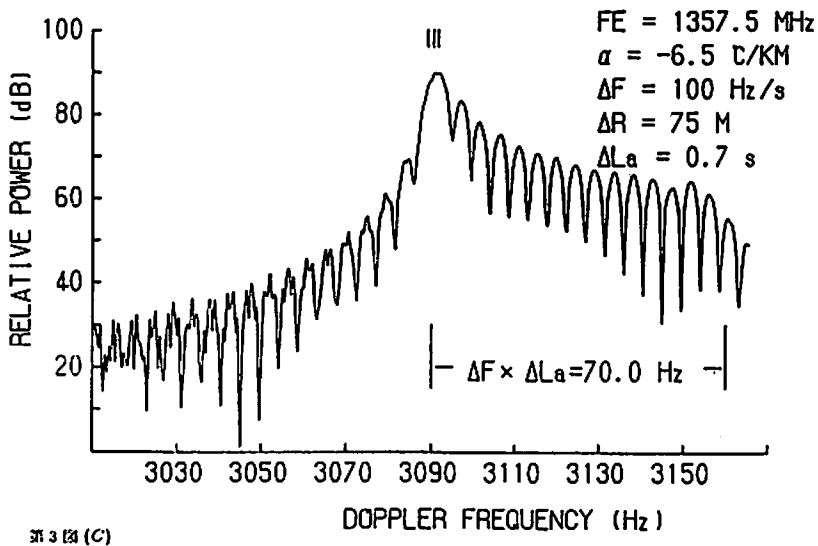
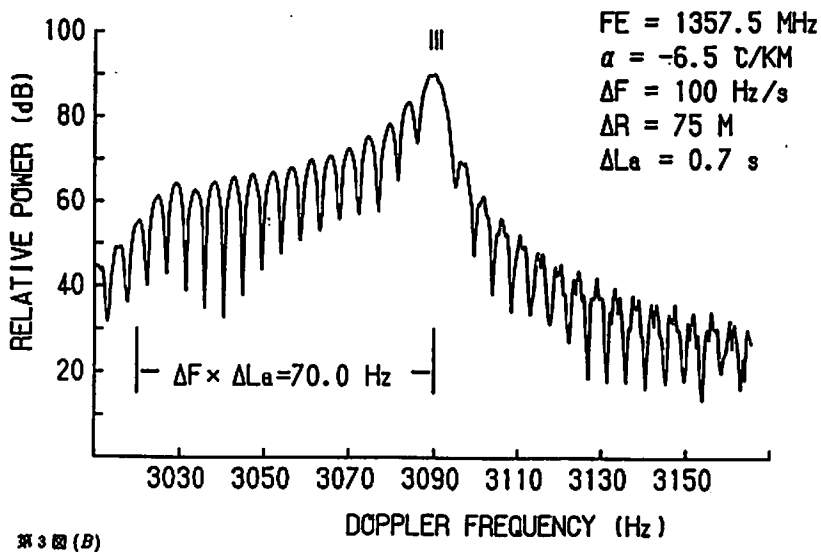
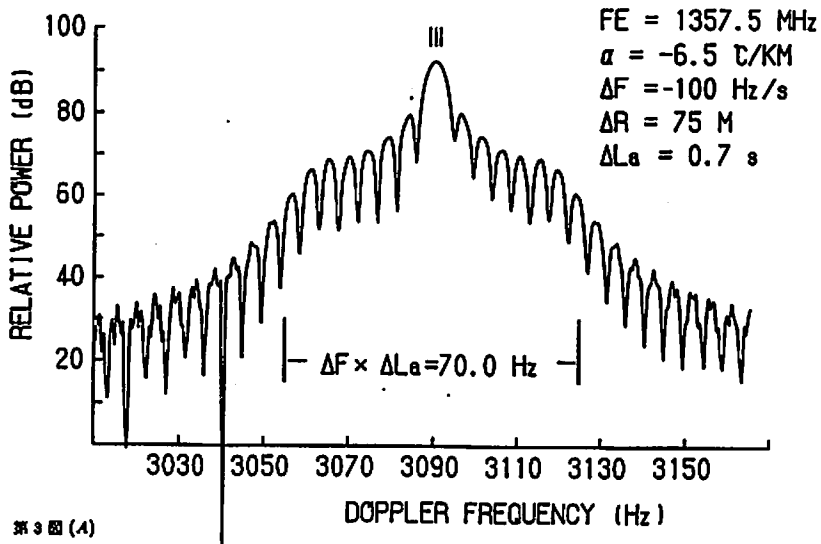




第1图



第2图



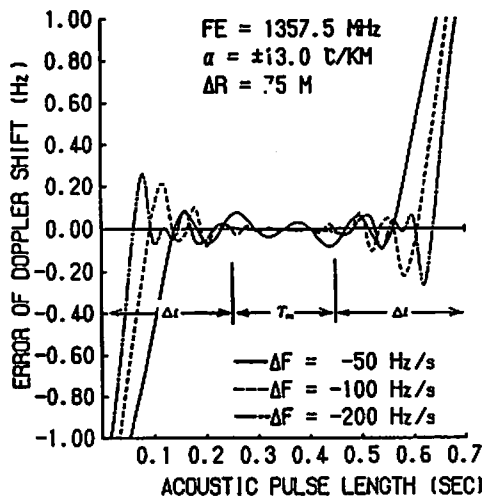


图 4 (A)-1

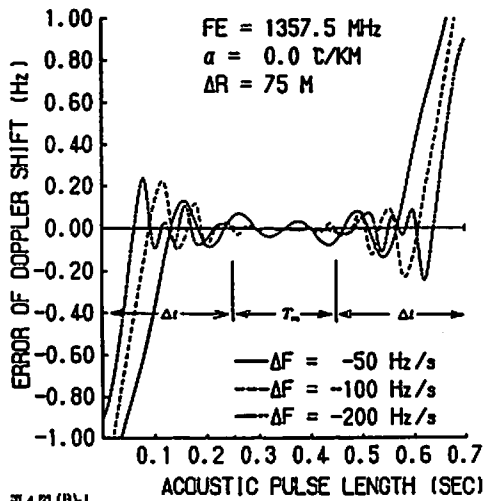


图 4 (B)-1

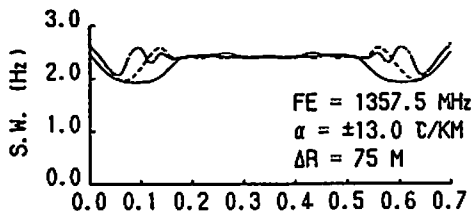


图 4 (A)-2

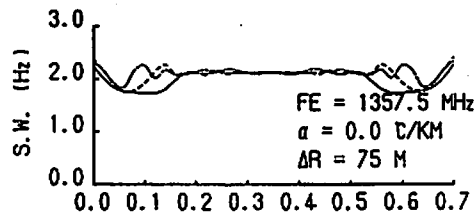


图 4 (B)-2

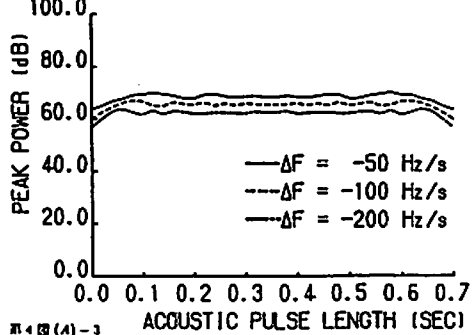


图 4 (A)-3

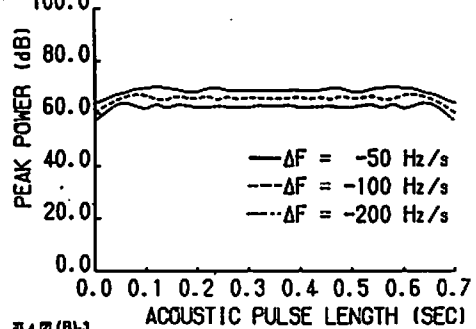
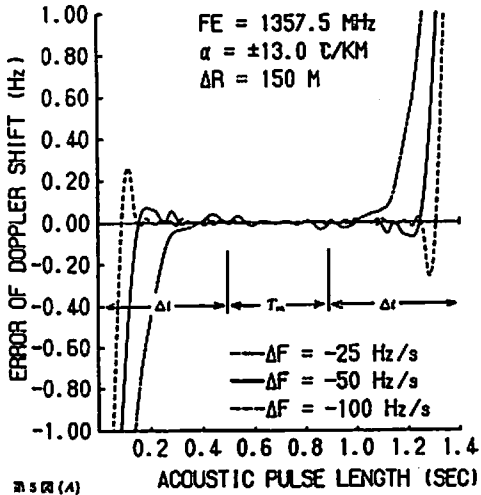
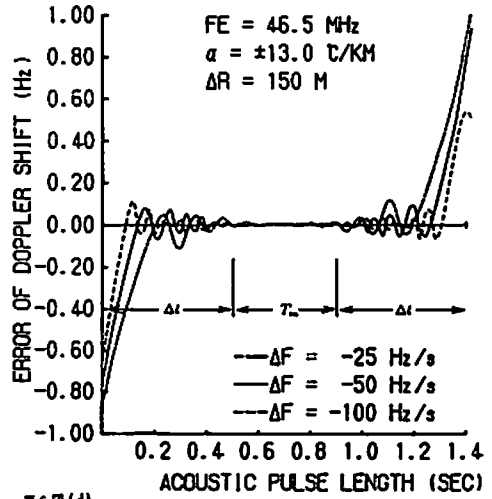


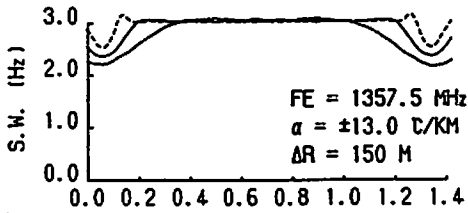
图 4 (B)-3



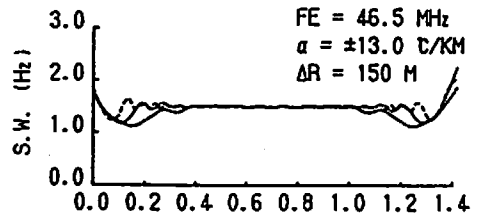
#5 (A)



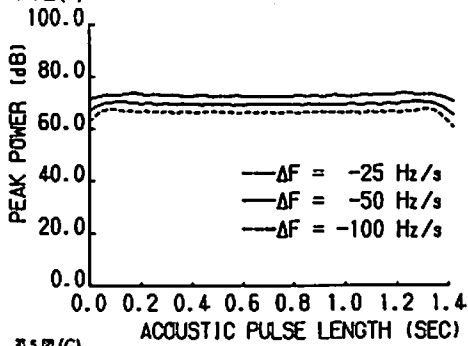
#6 (A)



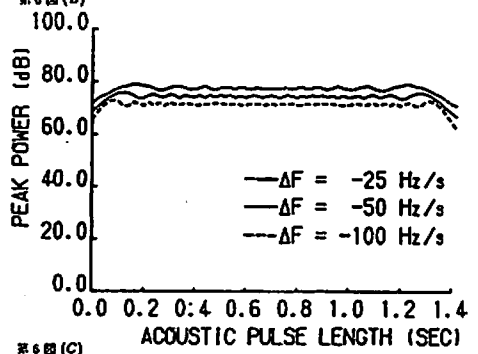
#5 (B)



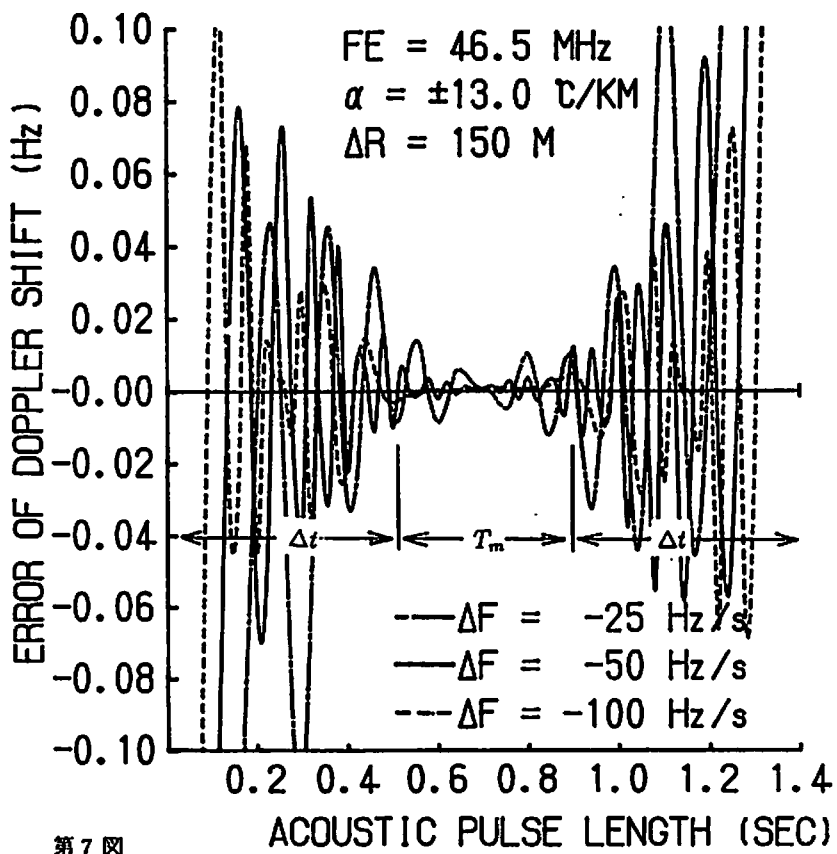
#6 (B)



#5 (C)



#6 (C)



第 7 图

# MU レーダーと放送衛星電波による降水観測

木村 磐根・佐藤 亨・山田 徹・長徳 英晶 (京都大学工学部)

## 1 はじめに

降雨時において、電波の周波数が 10GHz を越えると雨滴による電波の吸収、散乱が大きくなり、受信点ではそれが降雨減衰として観測される。我々は 12GHz 帯で行なわれている衛星放送の電波を継続的に受信し、強度の変化を観測することにより、局所的な降水特性を解析する研究を行っている。

放送衛星電波の降雨減衰は電波の伝搬路上の雨滴の影響を積分したものであるため高度分解能に問題はあるが、観測点を自由に設定できるという利点がある。また市販の受信機を利用できるため多数点の観測が比較的容易に実現でき、局所的な降雨の空間構造観測に有力と考えられる。

降雨減衰を降雨観測に利用する上での問題点は、衛星電波の降雨減衰強度が降雨強度のみの関数ではなく、降雨粒径分布にも依存することである。降雨粒径分布とは単位体積中に存在する単位直径毎の雨滴の個数の分布であり、同じ降雨強度でも降雨粒径が異なると減衰量が大きく異なる場合がある。局所降水特性の研究においては、降雨粒径分布を含めた降雨特性を詳細に観測することが重要である。本研究では、降雨特性を直接観測する能力を有する京都大学 MU レーダーによる観測結果をリファレンスとして用いることにより、詳細な解析を行った。

放送衛星電波の受信強度は降雨減衰の指標となるが、受信強度の変動の振幅はシンチレーション強度の指標になると考えられる。したがって両者を組み合わせることにより、降雨状況に関するより詳細な情報を得ることが出来ると期待される。

我々はパーソナルコンピュータを用いてこれ

らのデータを信楽 MU 観測所を含む約 2.5km 間隔の 3 地点において計測し、電話回線を通じて自動的にデータを収集する試験的ネットワークを構成し、局所降水特性の研究を行なっている [1, 2]。以下に現在までに得られた観測結果について述べ、その物理的意味を考察する。

## 2 MU レーダーによる降雨観測

京都大学 MU レーダーは直径 103m のアクティブ・フェイズド・アレイを用いた VHF 帯のモノスタティック・パルスレーダーであり [3]、大気屈折率変動からの散乱波より中層・超高層大気中の風速や大気乱流強度等を推定することを主な目的として建設されたが、降雨時には対流圏観測モードを用いることにより背景大気からの散乱波と同時に雨滴からの散乱波をも観測することが可能である [4]。したがって降雨時に観測される散乱エコーのドップラー・スペクトルを解析することにより、空間的な降雨粒径分布が背景大気の諸量と同時に直接測定でき、降雨観測の極めて有力な手段として用いることが出来る。

本観測モードにおいては、垂直方向及び天頂角が 10 度で方位角が 90 度ずつ異なる 4 方向の計 5 ビーム方向の観測が行われており、観測高度範囲 1.5-10km、高度分解能 150m、時間分解能 1 分で、それぞれの時間、高度におけるエコーパワースペクトルが得られる。但し、観測は 2 つまたは 3 つの異なるモードを順番に切り換えて行なわれるため、解析に使用するデータは 2、3 分間隔となる。

晴天時には上空の大気乱流からのエコーによる単峰性のスペクトルが観測されるが、降雨時にはそれに正のドップラーシフト (下向き速度成

分)を持つ雨滴からのエコーが加わった双峰性のスペクトルが観測される。雨滴の直径を  $D(\text{cm})$  とすると降雨粒径分布  $N(D)$  は

$$N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D) \quad (1)$$

という Marshall-Palmer 分布で近似される [5]。粒径  $D$  と雨滴の落下速度  $v_p(\text{m/s})$  の間には次の経験的な関係が知られている [6]。

$$v_p(D) = 9.65 - 10.3 \exp(-6D) \quad (2)$$

降雨中の雨滴はその直径が約 6mm になると分裂してしまい、それ以上の粒径の雨滴は存在できないことが知られており、降雨の種類によっては最大粒径がもっと小さいことも考えられる。そこで雨滴の最大粒径  $D_{\max}$  を設定し、それに対応する雨滴の最大落下速度  $v_{\max}$  を粒径分布のパラメータとして考えると、(1) 式は

$$N(D) = \begin{cases} N_0 \exp(-\Lambda D) & \text{for } (v_{\max} \leq v_p(D) \leq 0) \\ 0 & \text{for } (v_p(D) < v_{\max}, 0 < v_p(D)) \end{cases} \quad (3)$$

となる。

また大気乱流からのエコー  $P(v)$  は

$$P(v) = P_0 \cdot \exp\left[-\frac{(v-w)^2}{2\sigma^2}\right] + P_n \quad (4)$$

のようなガウス関数で近似できる。ただし  $P_0$  はパワースペクトルのピーク値、 $w$  は平均視線方向風速、 $\sigma$  はスペクトル幅、 $P_n$  はノイズレベルである。したがって背景大気のパラメータとして  $P_0$ 、 $w$ 、 $\sigma$ 、 $P_n$  を、雨滴に関するパラメータとして降雨粒径分布のパラメータである  $N_0$ 、 $\Lambda$  及び  $v_{\max}$  を考え、以上 7 個のパラメータを用いて降雨時に観測されたエコーパワースペクトルを非線形最小二乗法を用いてフィッティングすることにより、各パラメータを求めている [7, 8]。このようにして背景大気の影響も考慮した比較的精度のよい降雨粒径分布の推定が実現され、降雨特性の解析に非常に有力なりファレンスとなっている。

### 3 受信強度変動特性

減衰の変動量は大気の影響による屈折率の細かなゆらぎ、いわゆる対流圏シンチレーション

によるものであると考えられる。大気擾乱の強度は降雨そのものの指標ではないが、対流性の降雨においては層状性の降雨よりも背景大気の影響は当然大きいと考えられ降雨の特性を示す重要な物理量となる。MU レーダーにおいては背景大気の影響に関するパラメータとしてスペクトル幅  $\sigma$  が得られる。 $\sigma$  は散乱体積内の大気のランダムな動きに伴う速度分布の拡がりを表すので、大気乱流強度の直接の指標となる。従ってこれと減衰の変動量とを比較することによりその物理的意味を評価することが出来る。

最初に解析に用いる降雨観測例を示す。図 1 は MU レーダーで観測された上空の降雨状況の一例である。雨滴が観測されたところを大きな点で示し、雨滴が観測されなかったところを小さな点で示す。高度約 4.5km に霧度層が見受けられるが、高度 6km 付近まで雨滴が観測されている時間帯もあり、これは雨滴が過冷却のまま高い高度まで達する非常に対流性の強い雨であると考えられる。図 1 と同時刻における地上降雨強度、背景大気の影響強度及び放送衛星電波の減衰変動量を図 2 (a)、(b)、(c) に示す。平均乱流強度は、MU レーダーの観測によって得られる背景大気エコーのスペクトル幅から水平風によるビーム・ブロードニングの影響を除去したものである。降雨時にはこのように減衰の変動量と平均乱流強度の時間変化の傾向により対応がみられる。

この理由としては、以下に述べるような解釈が考えられる。シンチレーション強度は屈折率  $n$  の変動強度  $\Delta n^2$  に比例する。また  $\Delta n$  は  $n$  の平均高度勾配  $\partial n / \partial z$  と乱流のスケール  $L$  を用いて

$$|\Delta n| \simeq \frac{\partial n}{\partial z} \cdot L \quad (5)$$

と表せる。ここで

$$L \simeq 1.1\sigma / f_B \quad (6)$$

$f_B$  : プラント・バイサラ周波数

である [9]。

大気中の飽和水蒸気圧  $e_s$  と温度の間には次の関係が知られている [10]。

$$\ln \frac{e_s}{6.11} = \frac{L}{R_V} \left( \frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right) \quad (7)$$

$R_V$  : 水蒸気気体定数,  $0.4615 \text{Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$

# PRECIPITATING CONDITION

13-SEP-1989 18:02:23.97 - 14-SEP-1989 16:02:31.19

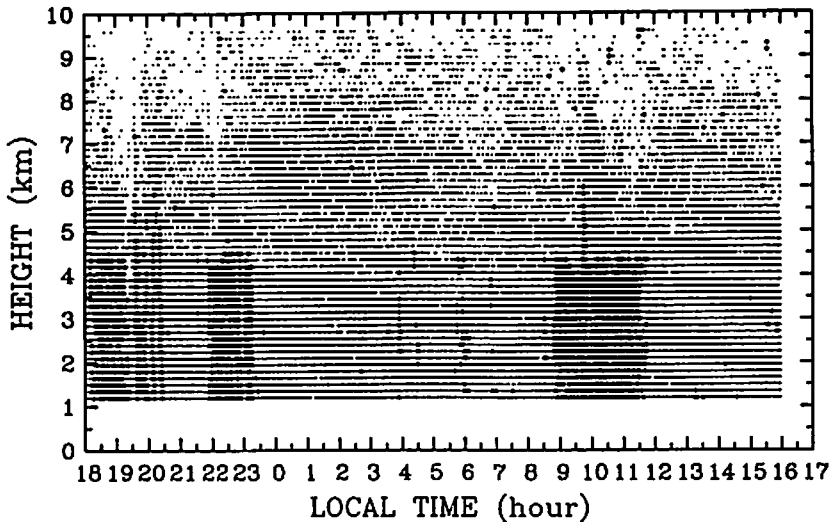


図 1: 1989年9月13日-14日にMUレーダーによって観測された降雨状況。  
大きな点は雨滴が観測されたことを示す。

すなわち、 $e_s$ は温度のみの関数である。

降雨時には空気の相対湿度が100%近くになり、上空の水蒸気圧 $e$ が飽和水蒸気圧 $e_s$ にほぼ等しくなる。式(7)より $e_s$ は温度が下がると急激に減少する。それによって屈折率の高度方向の変化 $\partial n/\partial z$ が大きくなる。またこのとき $\partial n/\partial z$ 及び $f_B$ は大気温度構造 $T(z)$ のみの関数となるので比較的安定である。よって式(5)、(6)から次のような関係が導ける。

$$|\Delta n| \propto L \propto \sigma \quad (8)$$

シンチレーション強度が $\Delta n^2$ に比例することから、降雨時にはシンチレーション強度の指標である減衰変動量と平均乱流強度 $\sigma$ との間に対応関係が存在するものと考えられる。

一方無降雨時には $e < e_s$ となり、 $e$ の高度・時間変化が屈折率 $n$ の変化に大きな影響を及ぼす。よって $|\Delta n| \propto L$ の関係が成り立たなくなり、 $\Delta n$ と $\sigma$ との関係は水蒸気の空間分布によって決定される。これは雲量等他の要因によるシンチレーションへの影響が支配的になることを示している。

## 4 観測結果

背景大気平均乱流強度と降雨減衰変動量の関係を詳細に評価するため、実際に観測された降雨について両者の比較を行なった。

1989年9月13日-14日及び1989年10月16日-17日において前線通過にともなう降雨が観測され、両期間とも降雨強度は10mm/hour前後の比較的強い降雨が観測された。図3(a)、(b)はそれぞれ9月、10月の降雨時における平均乱流強度と降雨減衰変動量の相関図を示す。それぞれの降雨独自では乱流強度と減衰変動量はある程度の相関を持っていることがわかるが、2つの降雨事象における両者の対応関係を比較すると異なった対応を示していることがわかる。

そこで減衰変動量について考察してみると、先に述べたように降雨減衰は電波の伝搬路上の雨滴の影響を積分したものであるため減衰変動量もその積分値となる。すなわち平均乱流強度との比較を行なうためにはこれを単位長当たりの変動量に換算する必要がある。ここで図1に示したようなMUレーダーによって得られる降



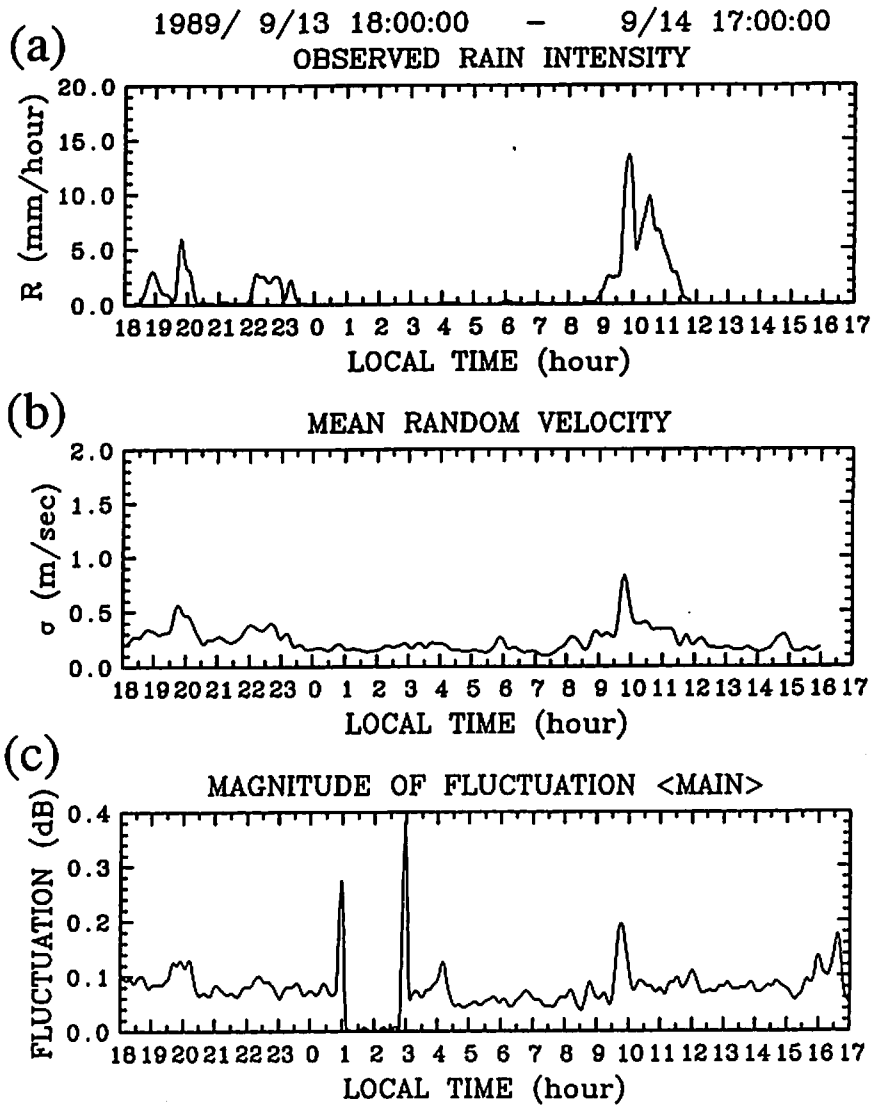


図 2: 1989 年 9 月 13 日-14 日に観測された  
 (a) 降雨強度計により計測された降雨強度、  
 (b) MU レーダーにより得られた平均乱流強度、  
 (c) BS チューナーから得られた降雨減衰の変動量。

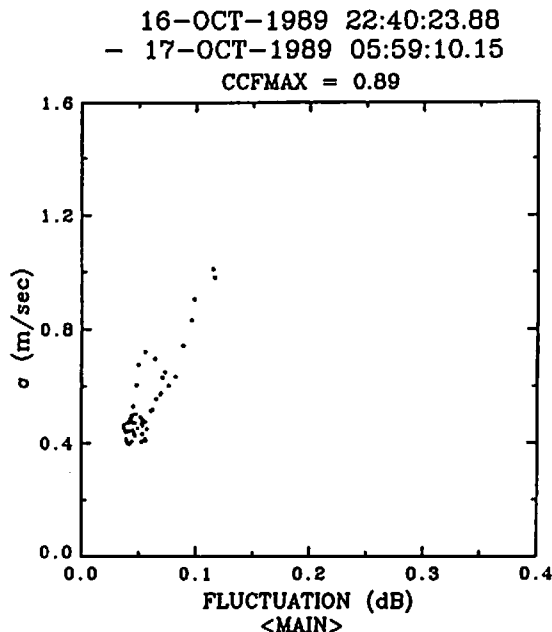
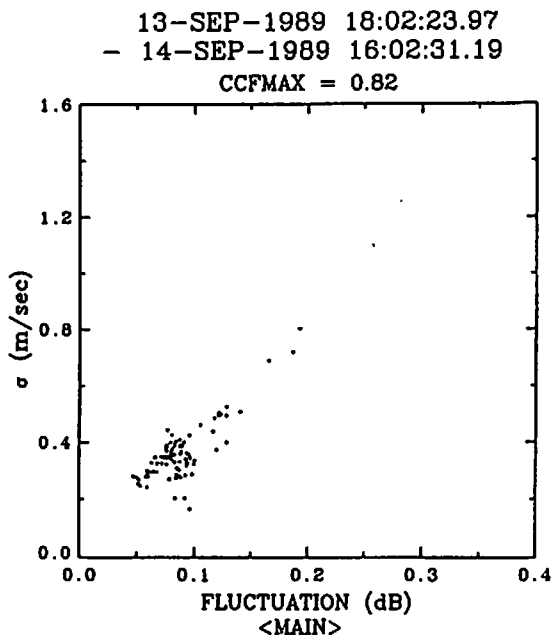


図 3: 背景大気の平均乱流強度と降雨減衰変動量の相関図

(a) 1989年9月13日-14日

(b) 1989年10月16日-17日

雨状況の図より、雨滴の存在する最高高度がわかる。これより仰角 $40^\circ$ の放送衛星電波の到来方向を考慮すれば、その時の電波の等価通路長が求められる。したがって地上で観測された降雨減衰の変動量を等価通路長で割れば単位長当たりの減衰変動量が得られる。

図3で用いた2例について9月の降雨における等価通路長は約6.8km、10月の降雨における等価通路長は約4.3kmであり、平均乱流強度と単位長当たりの減衰変動量の相関関係はほぼ同じ傾向の対応を示すことがわかった。

上記の結果より、平均乱流強度と降雨減衰変動量(単位長当たり)がほぼ線形な対応を示すことが予想される。そこでさまざまな種類の降雨について乱流強度と減衰変動量の相関をとり、降雨の種類によって両者の関係がどのような傾向を示すか考える。

図4(a)は1990年7月3日に観測された梅雨時の降雨における乱流強度と減衰変動量の相関図であり、この時の降雨強度は平均2-3mm/hour程度であった。また図4(b)は1990年9月19日に観測された台風時における相関図であり、こ

の時の降雨強度は約10mm/hourであった。両者を比較すると梅雨時の降雨と台風時の降雨が同じ傾向の相関は持っているが、はっきりと異なった領域に分布していることがわかる。このことは減衰変動量が降雨の種類(層状性降雨か対流性降雨か)を判定するのに利用できることを示している。

図5はこれまでの観測によって得られた降雨時のデータを同じ相関図に描いたものである(5事例)。乱流速度は背景大気エコーのスペクトル幅から求めているため、シア-ブロードニングや時間分解能1分以内での降雨状況の変化の影響などで若干大きめに推定されていると思われる。またスペクトルの周波数分解能は0.33m/secであるから、これ以下の乱流速度については正しく推定できない。したがって乱流速度及び減衰変動量がかかなり小さい領域では乱流速度が底打ちになり相関が悪化しているが、この領域を除いては減衰変動量と乱流強度の間には明確な相関が見られる。

以上より、降雨減衰変動量から降雨の種類を識別できることが明らかとなった。従って、降

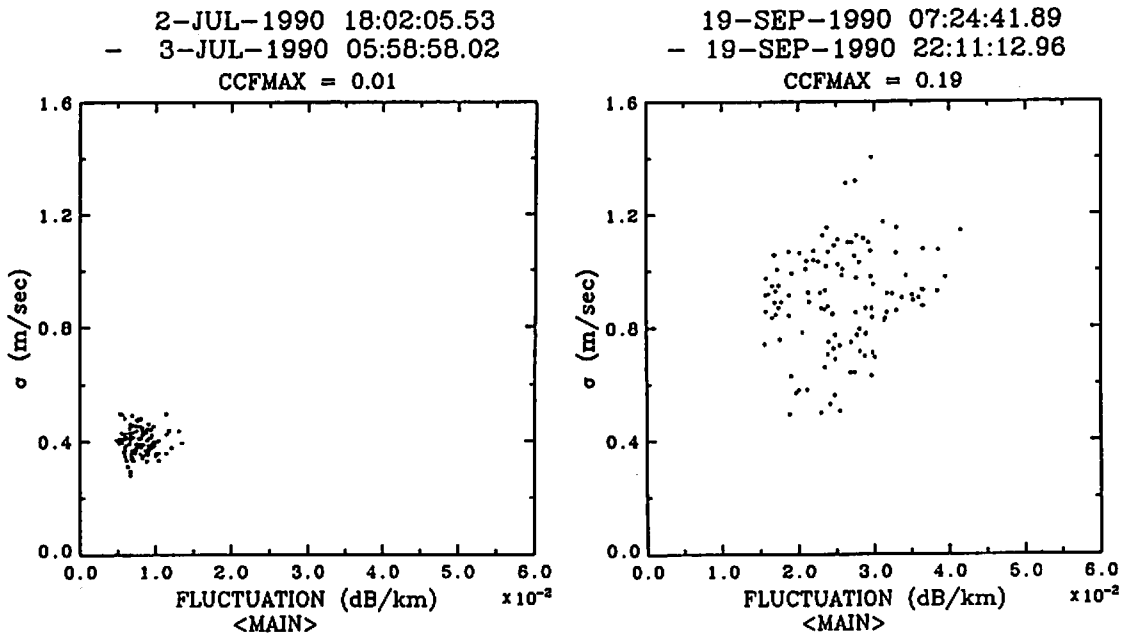


図 4: 背景大気のア平均乱流強度と降雨減衰変動量の相関図  
 (a) 1990年7月3日(梅雨)

(b) 1990年9月19日(台風)

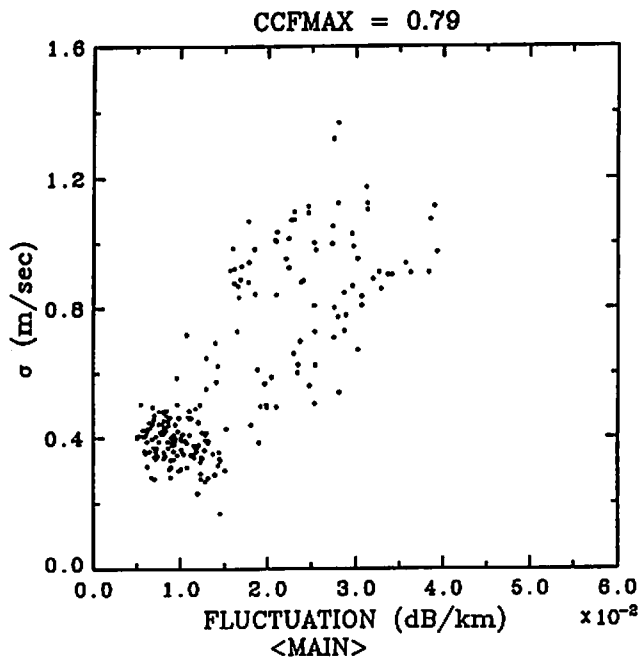


図 5: 背景大気のア平均乱流強度と降雨減衰変動量の相関図(総合)

雨の種類に応じた降雨粒径分布のモデルを使用することにより、従来の平均減衰量のみを用いる場合に比べて降水量推定の精度を大きく改善できると期待される。

## 5 まとめ

我々は MU レーダーの持つ降雨観測能力をリファレンスとして、放送衛星電波の降雨減衰現象を詳細に解析し、単なる降雨減衰特性の研究にとどまらず降雨特性の詳しい解析を目的として研究を行ってきた。

今回の報告においては、まず降雨減衰変動量と平均乱流速度が降雨時に特に相関が良い現象に物理的解釈を与えた。次に観測結果に基づいて減衰変動量が気流強度の良い指標であることを示し、これを用いて降雨の種類を識別が行えることを示した。

今後は降雨の種類に応じた降雨粒径分布のモデルを仮定し、衛星電波の受信特性のみの情報から降雨特性と降水量を従来より高精度に推定することを試みる。

## 謝辞

京都大学 MU レーダーは京都大学超高層電波研究センターに所属し同センターにより運営される全国共同利用研究施設であり、本研究の一部はこれを用いる共同利用研究として行われた。

日頃から御討論頂く京都大学工学部電気工学第二教室木村研究室ならびに超高層電波研究センターの各位に感謝します。

## 参考文献

- [1] 山田 徹、太口 努、佐藤 亨、木村 磐根、「放送衛星電波受信ネットワークによる局所降水特性の研究」、信学技報 AP89-74、pp.1-6、1990.
- [2] 山田 徹、太口 努、長徳英晶、佐藤 亨、木村 磐根、「放送衛星電波受信ネットワークによる局所降水特性の研究 (2) —降水特性と受信強度変動の関係—」、信学技報 AP90-119、pp.45-52、1991.
- [3] Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihara, The MU radar with an active phased array system : 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, 20, 1155-1168, 1985.
- [4] Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, S. Morimoto, T. Tsuda, I. Hirota, I. Kimura, and S. Kato, Direct measurement of air and precipitation particle motion by VHF Doppler radar, *Nature*, 316, 712-714, 1985.
- [5] J. S. Marshall and W. M. Palmer, The distribution of raindrops with size, *J. Meteor.*, 5, 165-166, 1948.
- [6] R. Gunn and G. D. Kinzer, The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air, *J. Meteor.*, 6, 243-248, 1949.
- [7] Wakasugi, K., A. Mizutani, M. Matsuo, S. Fukao, and S. Kato, A direct method for deriving drop-size distribution and vertical air velocities from VHF Doppler radar spectra, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 3, 623-629, 1986.
- [8] Sato, T., H. Doji, H. Iwai, I. Kimura, S. Fukao, M. Yamamoto, T. Tsuda, and S. Kato, Computer processing for deriving drop-size distributions and vertical air velocities from VHF Doppler radar spectra, *Radio Sci.*, in press.
- [9] W. K. Hocking, Target parameter estimation, *ISAR Lecture Notes*, 7.1-7.66, Kyoto, Japan, 1988.
- [10] 浅井 富雄, 武田 喬男, 木村 竜治, 大気科学講座 2 - 雲や降水を伴う大気 -, (東京大学出版会, 昭和 53 年) 第 1 章.

## 境界層レーダー開発の現状

橋口浩之、山本衛、深尾昌一郎、津田敏隆(京大・超高層)、佐藤亨(京大・工)  
中村卓司、山中大学、加藤進(京大・超高層)、牧平経市、浜津亨助(三菱電機)

VHF帯大型レーダーによる鉛直流を含む3次元的大気運動を連続観測する技術はほぼ確立しており、京都大学超高層電波研究センターではMUレーダーを用いて下層大気から超高層大気に渡る広範囲の観測を行い、多くの成果を取っている。しかし、強いグラウンドクラッターやアンテナの内部反射による受信機の飽和のために、MUレーダーでは高度約2km以下を観測することが不可能である。人間活動にとって最も関わりの深い高度数kmより下方の大気運動を解析することは、現在社会的に大きな注目を集めている地球環境問題解明のためにも不可欠である。この高度範囲の観測手段としてはラジオゾンデや鉄塔による観測などがあるが、ラジオゾンデによる観測では時間分解能に限界があり、しかも鉛直流は測定できない。また、鉄塔による直接観測では接地層のみの観測であり、これより上方の惑星境界層の観測は行われていない。そこで我々は、大気境界層を含む高度3km程度までを時間分解能1分程度で連続観測可能なLバンド小型可搬式レーダー(BLR)を開発中である。これはMUレーダーと同様、大気の屈折率をターゲットとするレーダーである。同種のレーダーは、米国NOAAの環境研究所と我国の通信総合研究所が開発に成功しているのみである。

BLRの主要諸言を表1に示す。図1に示すように、BLRは「空中線装置」、「送受信演算装置」、「信号処理装置」から構成される。空中線は直径2mのパラボラアンテナ3台から成り、それぞれアンテナ面を鉛直方向、鉛直より15°傾けて北側および東側の各方向となるように配置する。図2に示すように、送受信演算装置は出力1kwのLバンド送受信機(送受信部)およびA/D変換やコヒーレント積分処理を行う高速データ取得装置(高速演算部)から成る。信号処理装置はエンジニアリング・ワークステーションより成り、FFT処理やスペクトル・パラメータ推定

処理などを行う。データ取得のタイムチャートを図3に、また信号処理装置によるデータ取得からスペクトル・パラメータ推定までの処理の流れを図4に示す。

BLRの観測高度の上限および時間分解能について、MUレーダーによる標準的な対流圏観測データを用いて検討した。まずMUレーダー観測によるSN比のデータから屈折率の揺らぎに対する乱流構造定数 $C_n^2$ を求め、2~10kmの範囲で $C_n^2$ が高度とともにlog-linearで減少するとして高度分布モデルを求めた。これを図5に太一点鎖線で示す。次にこの $C_n^2$ のモデルを用いて、BLRで表2に示す標準的な観測パラメータを用いたときにdetectability=3となる線を求めた。これを図6に実線で示す。この図からインコヒーレント積分30回のとき、観測高度の上限は約2600mであり、1方向の観測に要する時間は約9sであることが読み取れる。このとき表2下に示すように、風速ベクトルの高度プロファイルを得るのに必要な時間は1分以下である。ワークステーションの処理能力から、この1分弱の間に図4に示した時系列データをスペクトル・データに変換するFFT処理、detectability向上のためのインコヒーレント積分処理、およびスペクトル・パラメータ推定などが、オンライン処理で可能であると考えられる。

MUレーダーはVHF帯であるために降雨時にも観測が可能であるが、UHF帯のBLRは降雨からの散乱波が大気乱流からのそれより強く、降雨時には鉛直流の観測が不可能である。また送信パルス長によって決まる観測不可領域(地上~高度約100m)も存在する。しかしこれらの点を除けば境界層における大気運動の連続観測が可能であり、更に同レーダーに音波源を付加しRASSを構成することにより、温度プロファイルの測定も可能である。

表 1. 主要諸元 (予定)

送受信周波数	1350~1400MHz の一波	
占有周波数帯域幅	4MHz	
送信電力	1000W(尖頭値)	
送受信ビーム幅	9°以下	
空中線利得	25dB 以上	
送信パルス幅	0.67, 1.0, 2.0 $\mu$ s	切替
パルス繰り返し周期	50, 100, 1000 $\mu$ s	切替
コヒーレント積分	1~16 回	切替
A/D 変換	2MHz (12bit)	最大
FFT 点数	4096 点 (16bit 複素数)	最大
観測高度範囲	100~2500m	
距離分解能	100m	最小

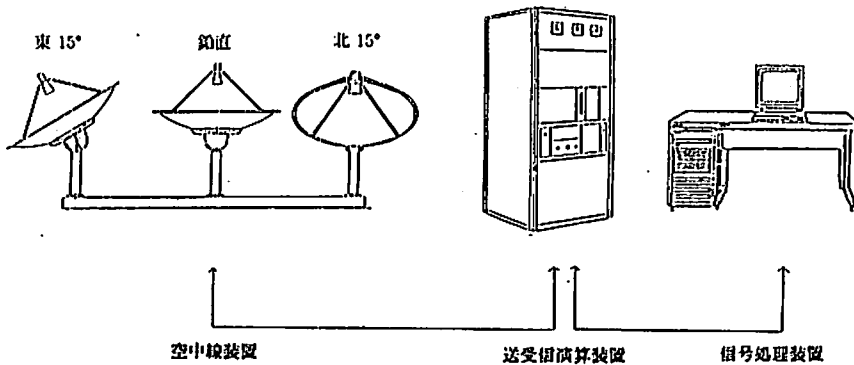


図 1. DLR の外観図

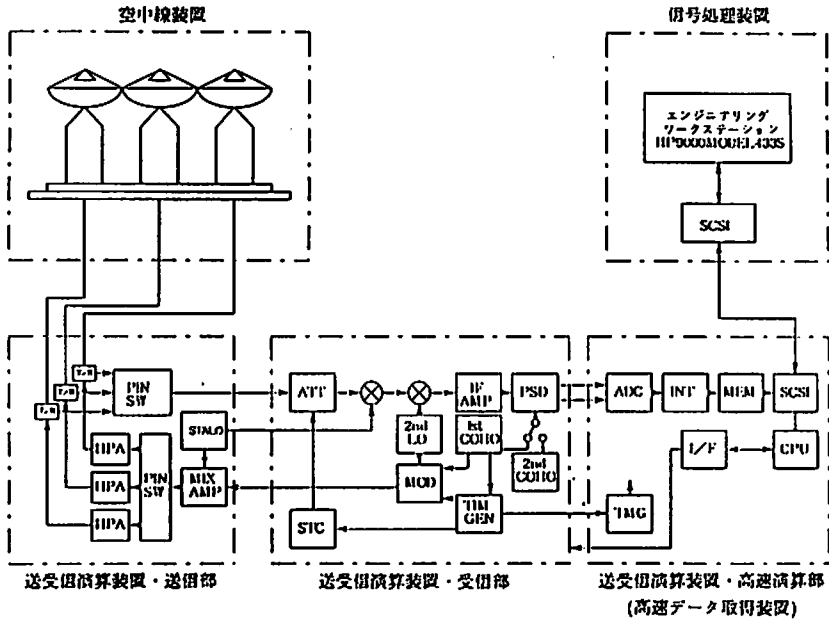


図 2. DLR のブロック図

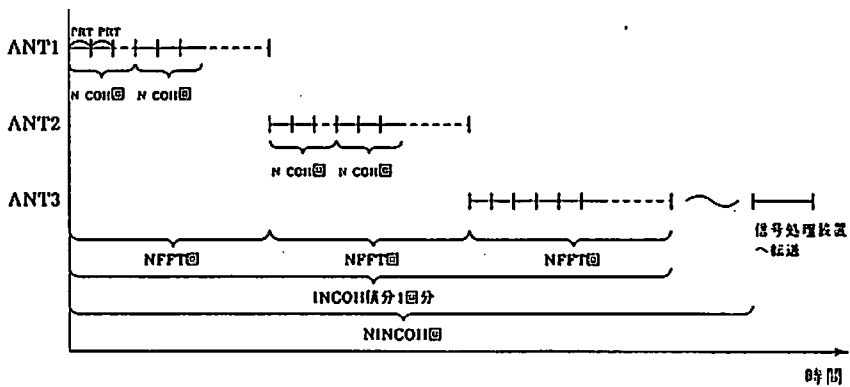


図 3. データ取得のタイムチャート。各アンテナは NFFT 回観測毎に切り換え、必要な全データ取得後信号処理装置へ転送する。

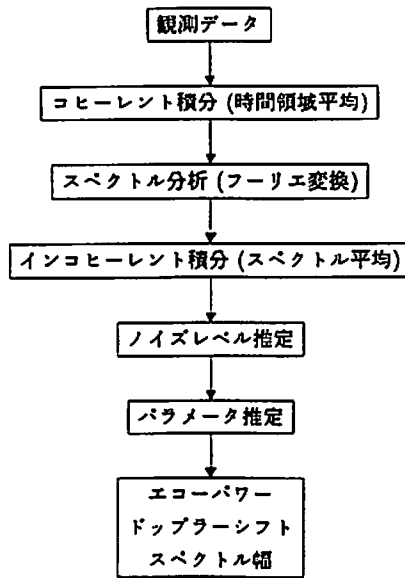


図4. 信号処理装置によるパラメータ推定までの流れ図

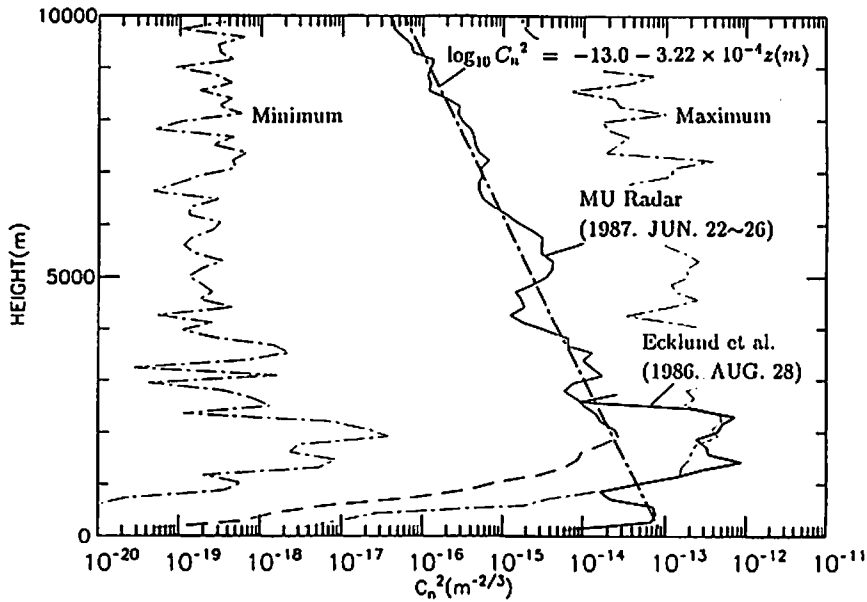


図5. 屈折率の揺らぎに対する乱流構造定数  $C_n^2$  の高度プロファイル。細実線は MU レーダーによる観測結果の4日間平均、細一点鎖線はそれぞれ4日間における最大値および最小値を表す。太一点鎖線は  $C_n^2$  が高度とともに log-linear で減少するとして求めたモデル。太実線は Ecklund 等の BLR による観測結果を表す。



表 2. 観測パラメータおよび時間分解能

送信電力 (ピーク値)	1kw	送信パルス幅	0.67 $\mu$ s
送受信周波数	1350MHz	パルス繰り返し周期	50 $\mu$ s
送受信ビーム幅	7.6°	コヒーレント積分回数	48 回
アンテナ利得	26dB	FFT 点数	128 点
雑音指数	3.5dB	距離分解能	100m
損失	1dB/m	最大水平風速	89.4m/s
天頂角	15°	水平風速分解能	1.4m/s

$$\begin{aligned}
 \text{転送容量} &= (I, Q) \times \text{ビーム数} \times \text{レンジ数} \times \text{NINCOH} \\
 &\quad \times \text{NCOH}/16 \times \text{NFFT} \times 1 \text{ データ (bytes)} \\
 &= 2 \times 3 \times 100 \times 30 \times 3 \times 128 \times 2 \text{ (bytes)} \\
 &= 13500 \text{ (Kbytes)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{転送時間} &= \text{転送容量}/1000 \text{ (Kbytes/s)} + \alpha \\
 &= 13500/1000 + \alpha = 13.5 \text{ (s)} + \alpha
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{時間分解能} &= \text{NBEAM} \times \text{NINCOH} \times \text{NCOH} \times \text{NFFT} \times \text{IPP} + \text{転送時間} + \alpha \\
 &= 3 \times 30 \times 48 \times 128 \times 50 \text{ (\mu s)} + 13.5 \text{ (s)} + \alpha \\
 &= 27.6 \text{ (s)} + 13.5 \text{ (s)} + \alpha \\
 &= 41.1 \text{ (s)} + \alpha
 \end{aligned}$$

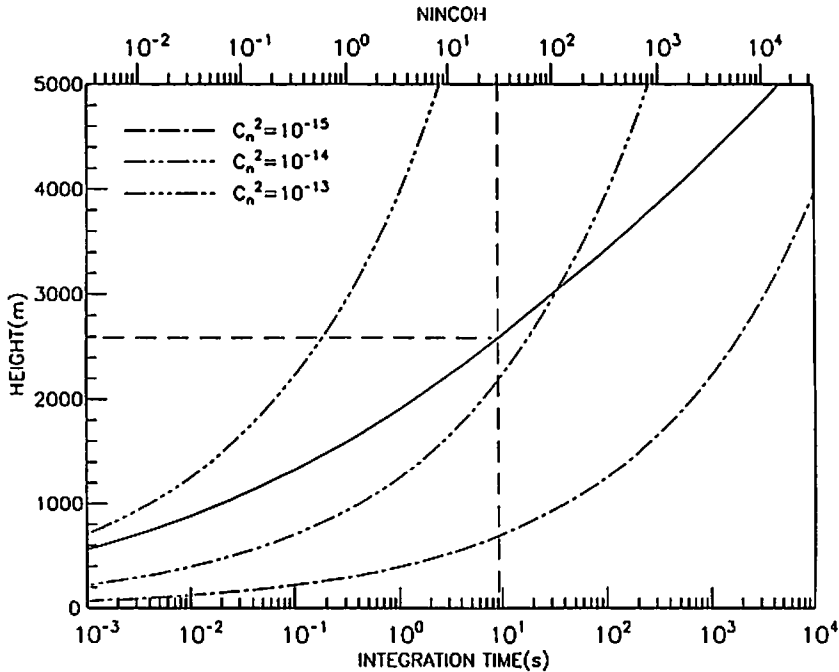


図 6. インコヒーレント積分回数 (積分時間) と観測高度の関係。  
 鎖線は  $C_n^2$  が一定の場合。

# MU レーダーにおける SDI/FDI 観測

深尾昌一郎・山本 衛・中村 卓司

津田 敏隆・山中 大学・加藤 進

(京都大学超高層電波研究センター)

## 1 Spatial domain interferometry (SDI)

### 1.1 Fundamental concept

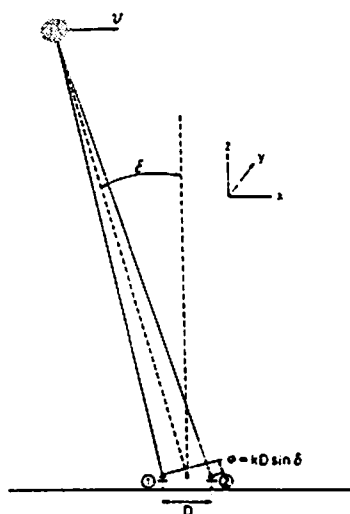


Fig. 1. Depiction of a typical spatial domain interferometer experimental configuration, with scatter being produced from an off-vertical angle  $\delta$ . The scatterer has a velocity  $v$  and produces a phase difference between antennas 1 and 2 of  $\phi = kD \sin \delta$ , where  $k$  and  $D$  are the radar wavenumber and the distance between the antennas, respectively.

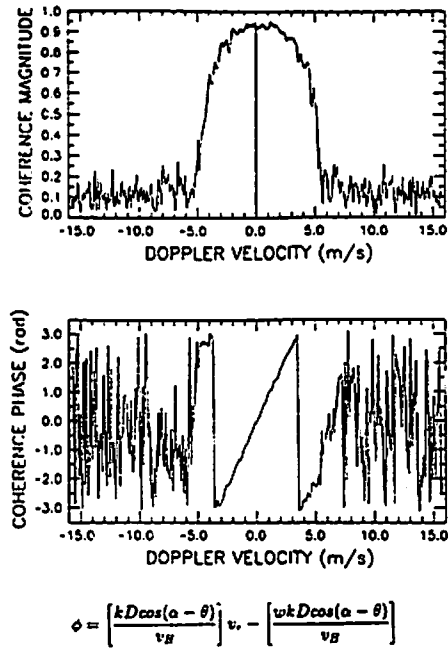


Fig. 2. Typical coherence function, obtained from spatial domain interferometry data, (top) magnitude, and (bottom) phase with an obvious linear variation (after *Palmer et al.* [1990a]).

## 1.2 Measurement of the wind vector using SDI

- Horizontal component

$$m = \frac{kD \cos(\alpha - \theta)}{v_H}$$

$$= kD(u' \sin \alpha + v' \cos \alpha)$$

$$\begin{pmatrix} \sin \alpha_{12} & \cos \alpha_{12} \\ \sin \alpha_{13} & \cos \alpha_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u' \\ v' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_{12}}{kD} \\ \frac{m_{13}}{kD} \end{pmatrix}$$

$$u' = \frac{1}{kD\Delta} [m_{12} \cos \alpha_{13} - m_{13} \cos \alpha_{12}]$$

$$v' = \frac{1}{kD\Delta} [m_{13} \sin \alpha_{12} - m_{12} \sin \alpha_{13}]$$

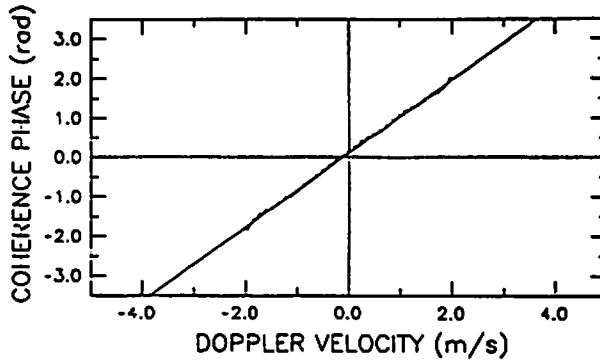
$$\Delta = \sin \alpha_{12} \cos \alpha_{13} - \sin \alpha_{13} \cos \alpha_{12}$$

$$v_H = \frac{1}{\sqrt{(u')^2 + (v')^2}}$$

$$\theta = \alpha_{12} - \cos^{-1} \left[ \frac{m_{12} v_H}{kD} \right]$$

- Vertical Component  
True vertical velocity when  $\phi=0$ ,

$$w = v_r|_{\phi=0} = -\frac{b_{12}}{m_{12}}$$



### TILTED REFRACTIVITY LAYERS

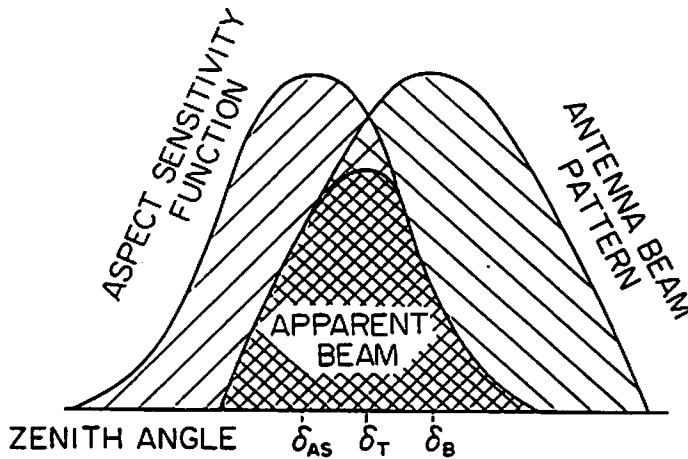


Fig. 3. Depiction of the apparent beam pattern of a VHF radar, when the strongest echoes are received from an off-vertical zenith angle. This effect is due to the aspect sensitivity observed at VHF wavelengths (reproduced from Röttger [1980]). The aspect sensitivity function has a tilt of  $\delta_{AS}$  and the desired antenna beam pattern  $\delta_B$ , which is in this case set to zenith. As a result, the apparent beam is tilted by the angle  $\delta_T$ .

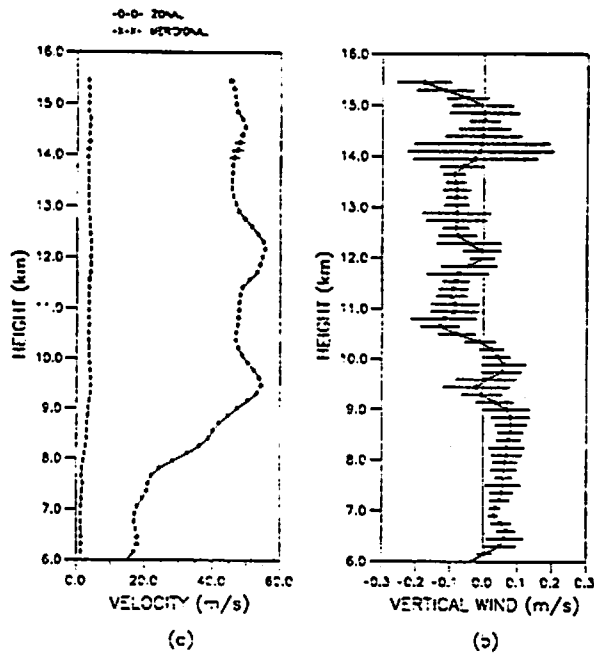


Fig. 4. Wind profiles, with error bars, determined by the spatial interferometer method for a 30 min average of the data from October 24, 1989 2145-2215 LT, (a) zonal and meridional components, and (b) true vertical velocity (after *Larsen et al.* [1990]).

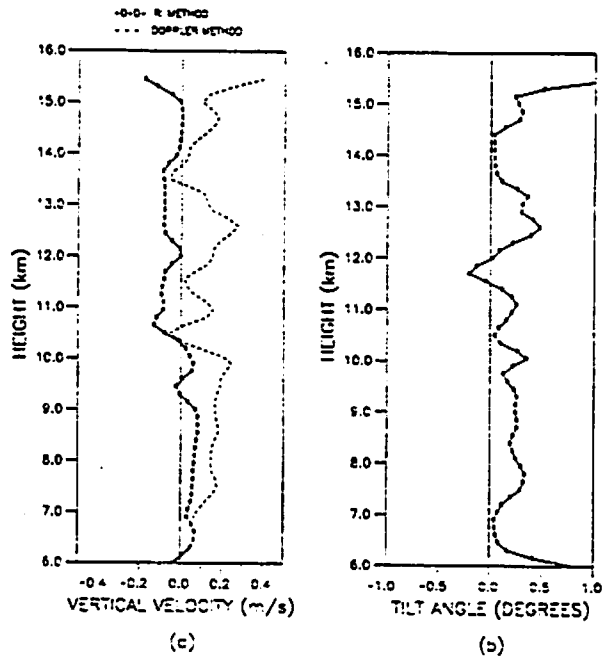


Fig. 5. Data taken from the same 30 min average of Fig. 4. (a) Comparison of vertical velocity estimates obtained from the spatial interferometer and Doppler methods, and (b) estimates of tilt angles obtained from the phase of the cross-correlation function at zero lag (after *Palmer et al.* [1990a]).

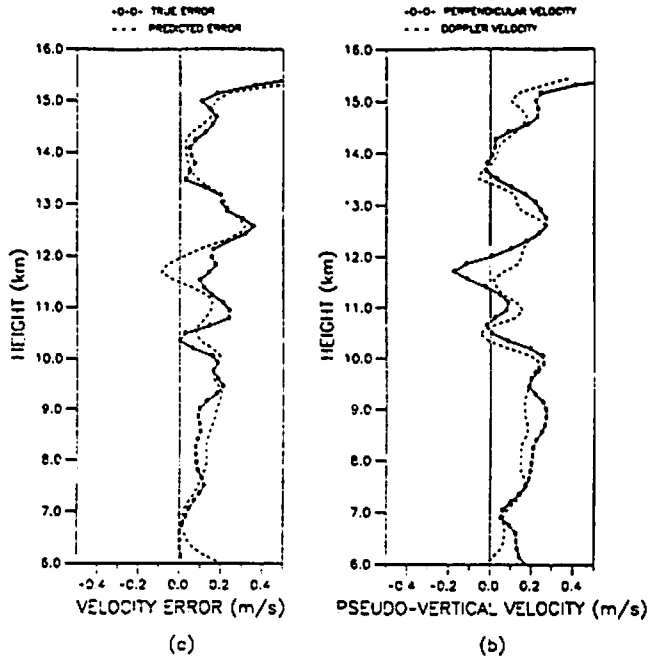
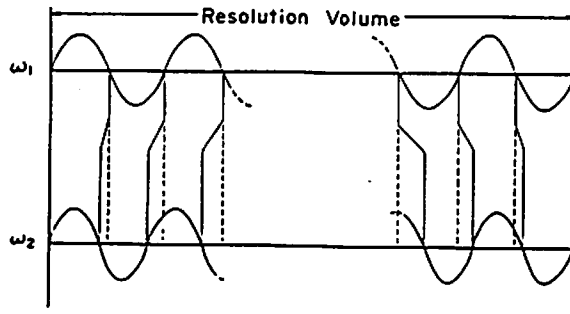


Fig. 6. Data taken from the same 30 min average of Fig. 4. (a) Comparison of observed error, which is the difference between vertical velocities obtained from the spatial interferometer and Doppler methods, and the predicted error, obtained from tilt angles and estimates of the horizontal velocity, and (b) comparison of radial velocities perpendicular to the refractivity layers and the standard Doppler velocities obtained from a *vertical* beam (after Palmer *et al.* [1990a]).

## 2 Frequency domain interferometry (FDI)

- Location Determination



$$z_1 = -\frac{\Phi}{4\Delta k} \frac{\sigma_1^2 + 2\sigma_2^2}{\sigma_2^2}$$

Fig. 7. Phase difference as function of position within the resolution volume when two distinct transmitter frequencies, i.e.,  $\omega_1$  and  $\omega_2$ , are used.

• Thickness Determination

$$2\sigma_1 = 2\sqrt{\frac{2C\sigma_z^2}{\sigma_z^2 - C}}$$

where

$$C = -\frac{1}{2\Delta k^2} \ln \left( |S_{12}|(1 + N/S)\sqrt{1 + \Delta k^2 \sigma_1^2 / z_0^2} \right)$$

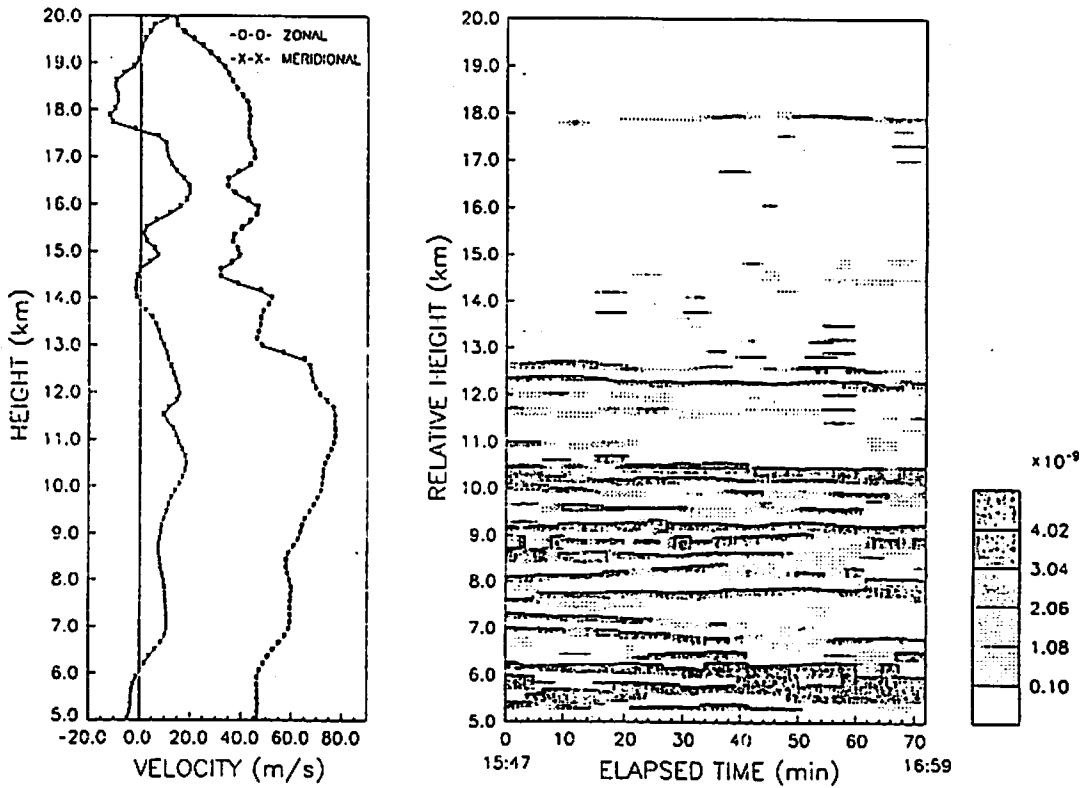


Fig. 8. (Left) Wind profiles determined by the Doppler method, and (right) presentation of the FDI echo power contour plot for January 27, 1990, 1547-1659 LT, clearly showing the tracking ability of this technique (after Palmer *et al.* [1990b]).

### 3 Conclusions

In this paper, a review of recent advances in the spatial domain interferometry (SDI) techniques using the MU radar has been presented. This technique, which has been developed, is the measuring of the three components of the wind field [Larsen *et al.*, 1990; Palmer *et al.*, 1990a]. In this study, the vertical velocity estimate, from the Doppler technique, has been shown to actually be the wind perpendicular to tilted refractivity surfaces. Since the refractivity surfaces are tilted, this vertical velocity estimate is biased by the horizontal wind. In long term averages, this effect may be eliminated. But, for the two cases of 30 min averages presented, it has proven to be significant.

Frequency domain interferometry (FDI) was first introduced to the radar community by Kudeki and Stitt [1987]. It held much promise to improve the altitude resolution of existing radars, if the radar's frequency could be switched between two closely spaced frequencies. But, until recently, not much attention has been paid to this technique [Franke, 1990; Kudeki and Stitt, 1990]. In this paper, we have presented the basic concepts behind this technique, and reviewed the first implementation using the MU radar [Palmer *et al.*, 1990b]. The ability of this method to track the relative positions of high-reflectivity layers, which are smaller than the resolution volume, has been reviewed.

With the implementation of these new techniques using the MU radar, the capabilities of this radar have been increased. It is hoped that future research can make use of these capabilities, in studies which are focused on the dynamics of the atmosphere.

### References

- Franke, S., Pulse compression and frequency domain interferometry with a frequency-hopped MST radar, *Radio Sci.*, 25(4), 565-574, 1990.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasui and T. Makihira, The MU radar with an active phased array, 1, Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, 20(6), 1155-1168, 1985a.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasui and T. Makihira, The MU radar with an active phased array, 2, In-house equipment, *Radio Sci.*, 20(6), 1169-1176, 1985b.
- Kudeki, E. and G. Stitt, Frequency Domain Interferometry: A High Resolution Radar Technique for Studies of Atmospheric Turbulence, *Geophys. Res. Lett.*, 14(3), 198-201, 1987.
- Larsen, M., R. Palmer, S. Fukao, R. Woodman, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, A Method for Deriving Vector Winds and Refractivity Layer Tilt Angles From Interferometer Measurements, *J. Atmos. Ocean Tech.*, submitted for publication, 1990.
- Palmer, R., M. Larsen, R. Woodman, S. Fukao, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, VHF Radar Interferometry measurements of vertical velocities and the effect of tilted refractivity surfaces on standard Doppler measurements, *Radio Sci.*, submitted for publication, 1990a.
- Palmer, R., R. Woodman, S. Fukao, M. Larsen, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, Frequency domain interferometry observations of tropo/stratospheric scattering layers using the MU radar: Description and first results, *Geophys. Res. Lett.*, in press, 1990b.
- Röttger, J., Reflection and scattering of VHF radar signals from atmospheric refractivity structures, *Radio Sci.*, 15, 259-276, 1980.



# 寒気吹き出しに伴う大気擾乱の構造について

渡辺 明 (福島大・教育)

## 1. はじめに

気象衛星の観測が開始されてから、冬季日本海に出現する筋状雲や帯状雲についての解析が急速に展開された。内でも、岡林(1972)は種々の衛星資料を利用して、冬季の標準的な雲パターンを提示している。これによれば山陰地方と朝鮮半島の間では温度風効果で筋状雲が西から東に走行することが示されている。しかし、この多くは中国山地で堰止められ、山陰地方のみがこの雪雲におおわれることが多い。この時山陰地方では南北に走る筋状雲になり、しばしば豪雪の原因となる。これはいわゆる transverse mode の雲で、その微細構造については余り良く知られていない。八木(1985)は冬季季節風の吹き出しに対して直行するこの transverse mode の雲の成因として、ロール軸と shear vector の方向が一致していることを示し、Asai(1972)の線形理論による対流の数値解と、その考察で説明できるとしている。また、Asai(1970)は、いわゆる Bénard-Rayleigh 型対流の shear 効果を考察し、shear が大きくなり Richardson 数が小さくなると、増幅率が小さくなり、擾乱の発達が抑制されることを示し、この効果が transverse mode に顕著に働くのに対して、lognitudinal mode にはその影響が少ないために、shear が大きくなると lognitudinal mode が卓越することを示した。しかし、いずれの mode も発生場所が日本海上であることやその空間 scale が小さいことなどの理由から、詳細な構造や成因についてはまだ多くの疑問が残されている。

京都大学超高層電波研究所信楽観測所の MU レーダー、C-Ku band の二周波レーダーを用いてその詳細な構造を観測することを目的として、1989年から観測を行った。信楽観測所は日本海から60kmも内陸に入るために日本海に出現している筋状雲と同じ物であるかどうかの問題であるが、ここでは1989年2月10日にとらえた transverse mode の筋状雲の構造について報告する。

## 2. 観測結果

第1図に1989年2月10日10時35分に測定された GMS の可視と赤外画像を示す。第1a図に示した可視画像では必ずしも寒気の吹き出しが顕著であるわけではなく、日本海上には

典型的な筋状雲は出現していない。しかし、朝鮮半島から能登半島にかけて、いわゆる transverse mode の筋状雲が出現している。また、第 1 b 図に示した赤外面像では、これらの雲が日本列島に近付くにつれて発達していることが分かる（白色部は $-40^{\circ}\text{C}$ 以下を示し高度が高くなっているのがわかる）。そして、その band 幅も拡大している。M U レーダーのある信楽観測所にはその南端の一部がかかっている。

第 2 図は赤外面像の階調値の分布を示したものである。階調値で 30 以上（約 $-23^{\circ}\text{C}$ 以下）の領域の一部が信楽上空にさしかかりつつある。雲そのものの移動は東進しているがあまり明確でない。

第 3 図にこの時の地上天気図を示す。第 1 b 図で顕著な筋状雲が出現している九州地方西部では、西高東低の気圧場になっているものの、本州中部以東では気圧の谷に位置し、気圧傾度はあまり大きくない。

第 4 図に sonde 観測による信楽の気温、湿度の鉛直-時間断面を示す。これによれば、地上天気図には見られないが、2月10日9時過ぎから cold dome の通過で、寒冷前線が通過している。この不連続線の通過で950-600mbまでの間は相対的に湿っている。

第 5 図に M U レーダーで測定された水平風の鉛直-時間断面を示す。不連続線通過に対応して、北成分の風が侵入しているのがわかる。この不連続線通過前は全層で西ないし南西風が卓越し、高度 6 km 付近では 50 m/s を越す風速が出現している。しかし、cold dome の通過に対応して北西風の寒気が下層から侵入し始め、次第に上層に移動するに従って、上層の南西風領域は薄くなり、風速も減少している。このときの詳細な構造を見るため、第 6 図に風の東西-鉛直成分と南北-鉛直成分の鉛直-時間断面を示す。これによれば上層の南西風領域には顕著な波動が見られる。また、風の南北-鉛直成分の鉛直-時間断面では寒気侵入に対応する北成分の風の領域と上層南西風領域との間に弱い風速層が出現しており、その弱風層では同一方向に回転するローターが顕著に出現している。このローターは回転方向が等しいことから、いわゆる Bénard-Rayleigh type の対流運動ではなく、shear 流に対応したものであると考えられる。

第 7 図はラビット雨量計による降雨強度の時間変化と 2 周波レーダーによる C, Ku-band の反射強度の鉛直-時間断面である。第 6 図に示した 10 時から 12 時までの 3 つのローターが C-band に顕著にみえる相対的に反射強度の強いエコーに対応しており、これがさらに降水強度の強いところに対応していることがわかる。しかし、12 時以降のエコーは全て 1.5 km 付近に存在し、4.5 km 付近にあるローターとは対応していなが、比較的ロ

ーターによって形成される上昇流域に対応して降雨強度が強くなっていることがわかる。

### 3. まとめ

冬季季節風の吹き出しに伴う大気擾乱の解析を目的として、MUレーダー、2周波レーダーを利用して観測を実施してきた。その結果transverse modeの筋状雲の一部は少なくともBénard-Rayleigh typeの対流運動ではなく風速shearに伴うローター運動であることが分かった。しかし、この例は季節風の吹き出しとしては比較的弱いときの例であり、これが代表的な筋状雲の普遍的な構造であるかどうかについてはさらに詳細な観測が必要である。今後さらに顕著な吹き出し時に詳細な観測をし、多くの事例を解析することによってその構造を明確にしたいと考えている。

Asai, T., 1970: Tree-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow. J. Met. Soc. Japan, 48, 18-29.

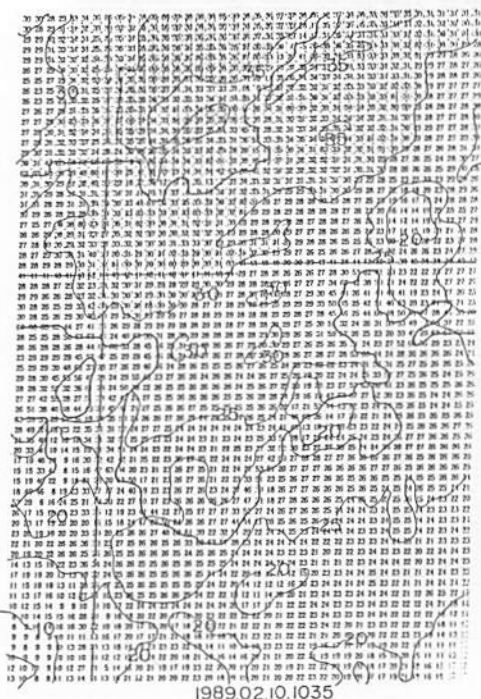
Asai, T., 1972: Thermal instability of a shear flow turning the direction with high. J. Met. Soc. Japan, 50, 526-532.

岡林俊雄, 1972: 気象衛星からみた雪雲と降雪についての研究への利用. 気象研究ノート 113, 74-106.

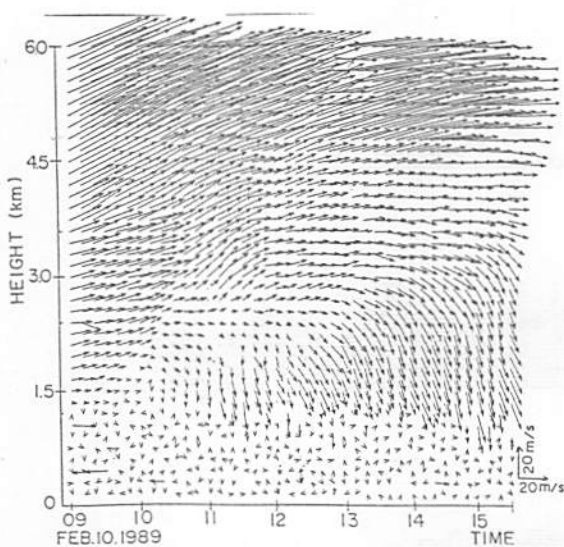
八木正允, 1985: 冬季の季節風の吹き出し方向に対して、おおよそ直交する方向にロール軸をもつ大規模な雪雲. 天気, 32, 175-187.



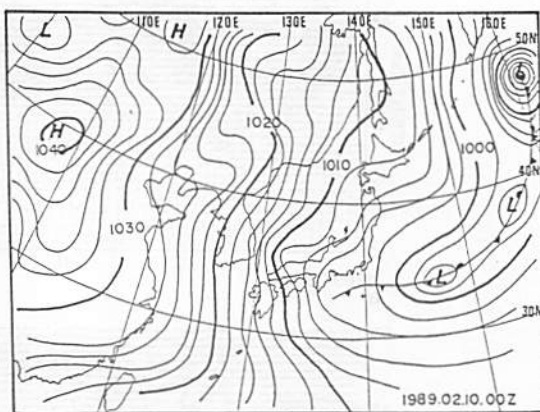
第1図 GMSの可視(a), 赤外(b)画像  
(1989年2月10日10時35分)



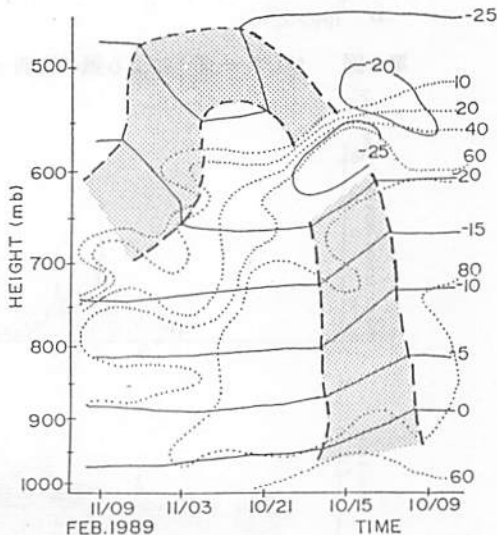
第2図 GMS赤外画像の階調値の分布  
(時刻は第1図と同じ)



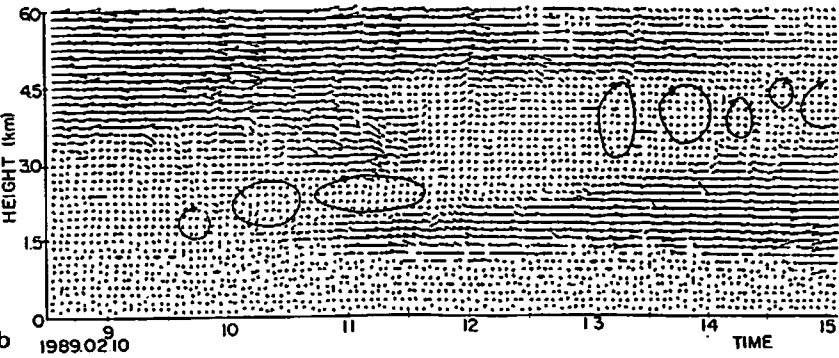
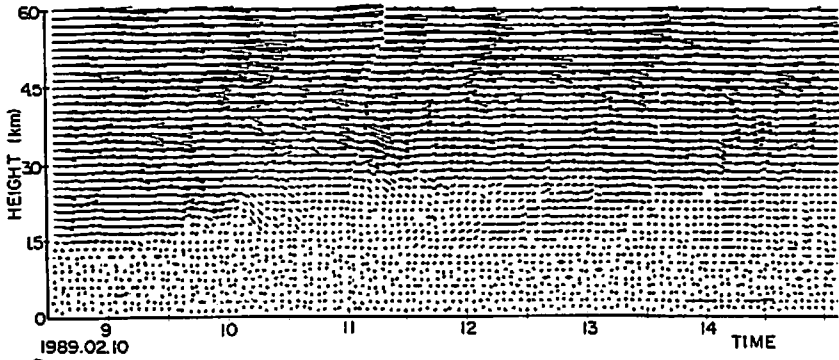
第5図 MUレーダーによる風の水平成分の鉛直-時間断面  
(10分間の平均風速を示す.)



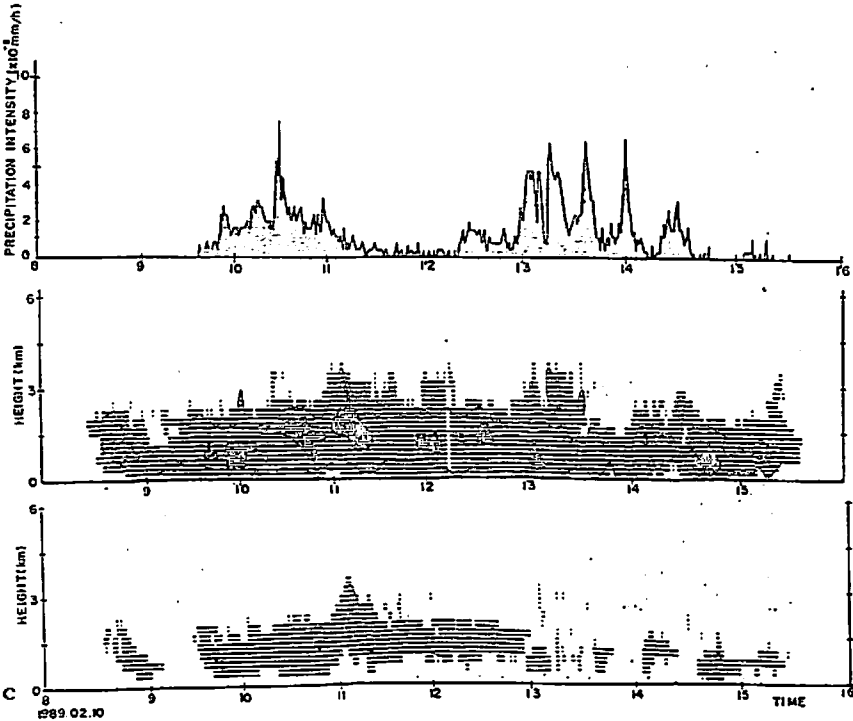
第3図 地上天気図  
(1989年2月10日9時)



第4図 信楽における気温(°C)、湿度(%)の鉛直-時間断面  
(1989年2月10日9時から11日9時, 陰影部は不連続線を示す.)



第6図 M Uレーダーによる風の東西-鉛直(a), 南北-鉛直成分(b)の鉛直-時間断面



第7図 ラビット雨量計による降雨強度(a), C-band(b), Ku-band(c)の反射強度の時間変化 (等値線は10, 20, 30dBを示す.)

# マルチレーダー観測による梅雨前線の 構造解析

渡辺 明(福島大・教育), 上田 博(北大・理), 住 明正(東大・理)

## 1. はじめに

梅雨前線の大規模場の特徴については二宮(1979)などによって, 850~700mbの間で梅雨前線に沿った湿潤域が存在していること, 500~300mbの間は温暖域になっていること, 太平洋高気圧の西縁をめぐる南西風によって前線帯の下層でwarm-moist advectioningがあり,

強い収束と水蒸気fluxの収束があること, 前線帯南縁の850~700mbに下層jetが, また, 北縁の上層300~200mbにsub-tropical jetが存在していること, さらに, 前線帯では1000~2000km程度の中規模擾乱が発達していること等が指摘されている. さらに, Ninomiya and Akiyama(1971, 1972, 1973)は低気圧前面の前線上に直径200~300kmのいくつかのclusterがあることを示し, さらに, これらが一つ一つのエコーに対応していることを指摘している.

また, Akiyama(1978)はエコー系の北部は層状エコーで弱い雨が連続していること, また, 中心部から南側では中規模のまとまった対流性エコーで1~2時間周期の変動の大きい降雨があることなどの特徴を指摘している.

今回こうした特徴を詳細に解析することを目的として, 京都大学超高層電波研究所信楽観測所のMUレーダー, C-Ku bandの2周波レーダー, さらに北大が同所に設置したドプラレーダーを利用し1990年7月2日から15日まで観測を行った. この間, 梅雨末期で2つの台風が温帯低気圧に変化しながら信楽上空を通過した. ここでは特に7月2日から3日にかけての台風6号が温帯低気圧に変化し, その温暖前線前面のclusterによる降雨と閉塞前線通過に伴う降雨が観測された. この時の大気構造の特徴について報告する.

## 2. 観測結果

第1図に1990年7月2日21時と3日9時の地上天気図を示す. 7月1日から2日にかけて台風6号から温帯低気圧に変化した低気圧が日本付近に接近し, そこから伸びる温暖前線上の擾乱によって九州地方では豪雨となり水害が発生した. 3日9時には低気圧は日本海に進み, 前線は閉塞して東進している. 第2図に7月2日20時35分と7月3日8時35分のGMS赤外画像を示す. Ninomiya and Akiyama(1972)が示すように低気圧に伴う温暖前線の前面に

前線とはほぼ平行して約250kmの間隔で3本のcloud bandが認められる。-40°C（白色部）以下の発達した1つのcloud bandが信楽上空に約50kmの幅を持って存在している。3日9時になってもこの3つのcloud bandは顕著に存在しcloud band間の距離は150kmとやや短くなっている。

この間の2周波レーダーで測定したエコーを見ると、7月2日9時から12時頃までは高度約3km付近で20分程度の周期を有する相対的に強いエコーが出現している。その後エコースケールも大きくなり、それが1時間程度の周期で存在し、15時頃からは1つのエコーにいくつかの強いエコーを含んで90分から150分程度の周期を持って存在している。この大きいエコーはAkiyama(1978)の報告とほぼ対応したものと考えられる。第3図は鉛直方向に固定された2周波レーダーで測定した反射強度の鉛直-時間断面である。

40dB以上の強い反射強度を有する領域はほぼ150分周期で両bandに出現している。また、この大きい反射強度を示す上限（ブライツバンド）は約4.5kmと一定している。相対的に強い降雨時はほぼこの40dB以上の反射強度域に対応している。また、 $Z_{\text{R}}/Z_c$ は降水強度と良く対応することが知られている。第3c図に $Z_{\text{R}}/Z_c$ の鉛直-時間断面を示す。あまり強い降水強度が観測されないためか明確ではないが、エコー内部で3程度の値が存在する。

第4図は北大のドプラレーダーによって観測されたエコーからVAD法によってもとめた水平風の1時間平均値の鉛直-時間断面である。2km以下では小笠原高気圧による偏東風と思われる南東風がこの期間常に出現している。2日9時頃の高度6kmより上層では西風が、そしてこれらの中間層は南西風になっている。この南西風は時間と共に減少し、3日6時頃には1km程度の厚さになっている。しかし、この南西風領域の上限は相対的に大きい風速（下層jet）を示している。特に顕著にこの傾向が出現した2日20時前後のMUレーダーによって測定された水平、東西-鉛直、南北-鉛直成分を第5図に示す。第5a図の水平成分を見ると、高度3km以下の南東風と4.5kmより上層の北西風、その中間の南西風とに顕著に分離しており、北西風と南西風の間は22m/sec程度のjetが存在している。下層の南東風領域とその上層の南西風の間には大きな風速shearが存在している。また、第5b図の東西-鉛直時間断面で見ると、下層jet付近より下層の南西風領域で15分程度の波動が出現している。また、2.5km付近の風速shear層にはshearに伴うローターが出現し、さらにそれより下層の南東風領域でも波動が存在している。また、第5c図に示した南北-鉛直成分の鉛直-時間断面では下層jetの上部にローター運動が顕著に出現している。下層jetがこれらのローター運動による運動量輸送に強く関係しているように思われる。

第6図は3日0時から1時40分頃までのMUレーダーによる風の東西-鉛直成分の鉛直-時間断面である。南東風領域と南西風領域の間に顕著なローターが出現しており、その後南東風領域で波動運動が顕在化している。このように気圧傾度や大規模な地形によって風速場にshearが形成されることが梅雨前線等の擾乱の形成の基本であると考えられる。

第7図に7月2日20時30分に信楽でsondeによって観測された気温の鉛直分布と Brunt-Väisälä frequencyの鉛直分布を示す。下層2 km付近に安定層があり、それから12 km付近までは次第に不安定化している。前述した大気波動はこのBrunt-Väisälä frequencyよりやや小さくなっている。

### 3. まとめ

以上、マルチレーダーを利用した1990年7月2日から3日にかけての梅雨前線に伴う擾乱の観測の結果、梅雨前線に伴うcloud band は約150~200 kmの間隔で存在していたこと、下層の水蒸気移流は小笠原高気圧に伴う定常的な南東風によって高度2 km付近までもたらされていたこと、さらに、その上層の水蒸気と熱輸送は南西風に依存していたが、この南西風領域は次第に薄くなり、最終的には2 kmから3 km付近の間のみ存在するようになったこと、1つのcloud bandの中には1時間から2時間30分程度のエコ-強度の相対的に強い擾乱が存在し、さらにそれらは10分から30分程度の、短い場合は数分程度のエコ-強度の強い部分が周期的に存在する階層構造をしていること、また、この短い擾乱は風速shearによる波動運動、あるいはローター運動に大きく関与していること、さらに、かそうjetは南西風と北西風との間に形成され、その上層には顕著なローターが出現し、下層jetの形成に関連していることなどが明かになった。しかし、こうした構造が常に存在するかどうか、また、今回観測されなかったcold front typeではどのような構造を示すかなど今後多くの観測結果を蓄積し結論つけたいと考えている。

Akiyama, T., 1978: Mesoscale pulsation of convective rain in medium-scale

disturbances developed in the Baiu Front. J. Met. Soc. Japan, 56, 267-283.

Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1971: The development of the medium-scale

disturbance in the Baiu Front. J. Met. Soc. Japan, 49, Special Issue, 663-677.

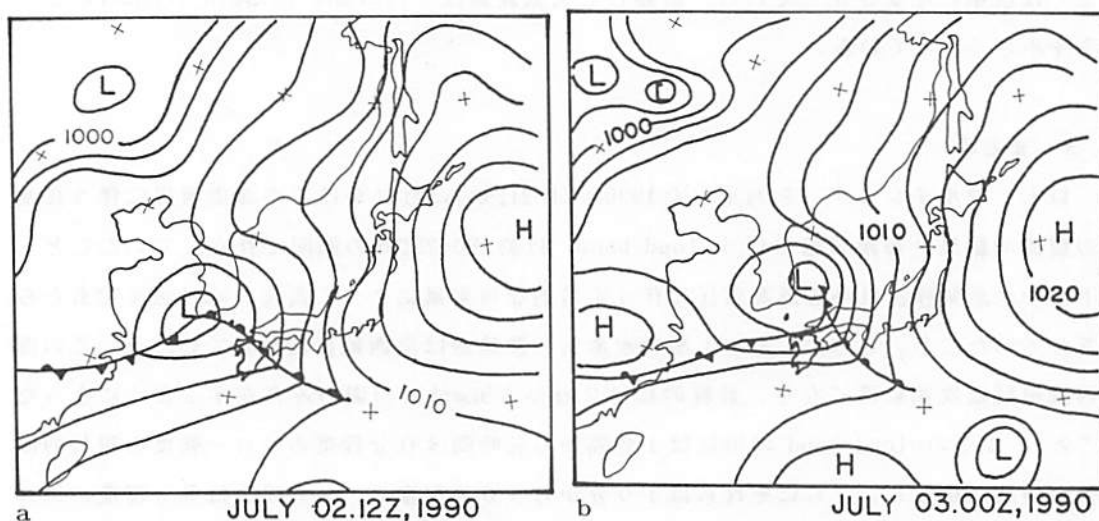
Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1972: Medium-scale echo clusters in the Baiu Front



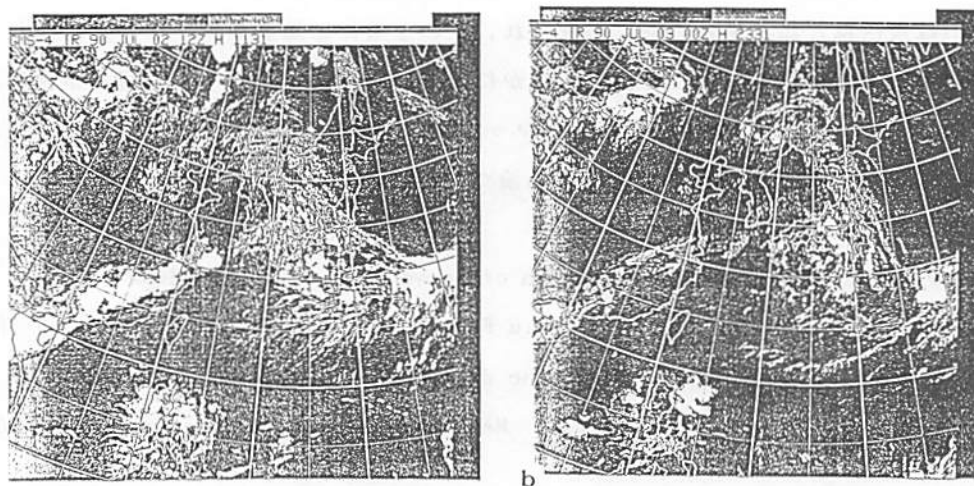
as revealed by multi-radar composite echo maps, (Part 1). J. Met. Soc. Japan, 50, 558-569.

Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1973: Medium-scale echo clusters in the Baiu Front as revealed by multi-radar composite echo maps, (Part 2). J. Met. Soc. Japan, 51, 108-118.

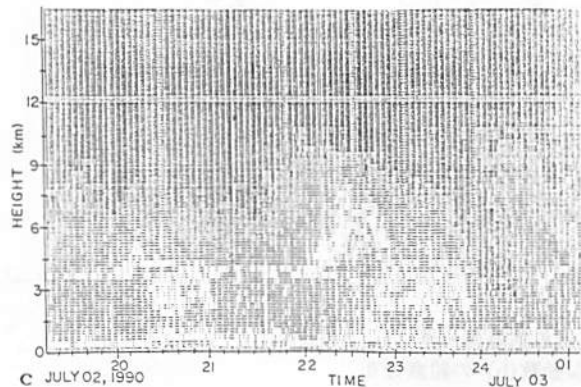
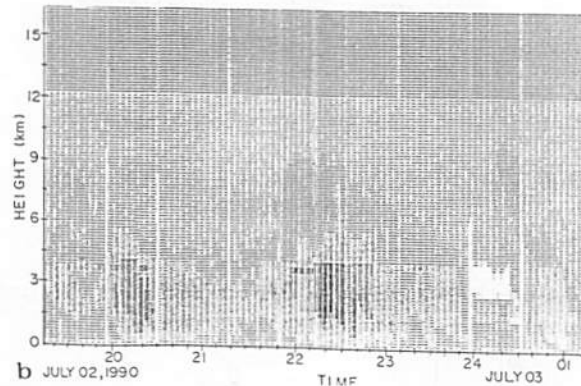
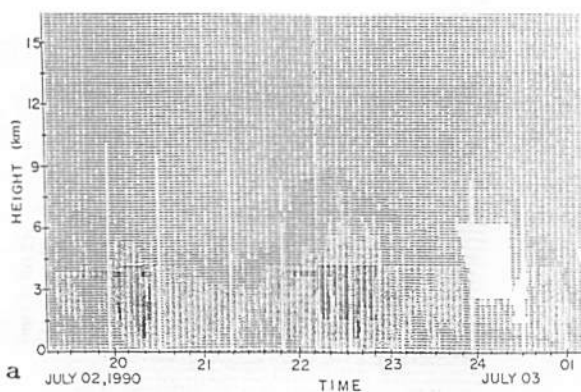
二宮 洸三, 1979: 梅雨前線に及ぼす積雲対流の影響, 気象研究ノート, 138, 74-90.



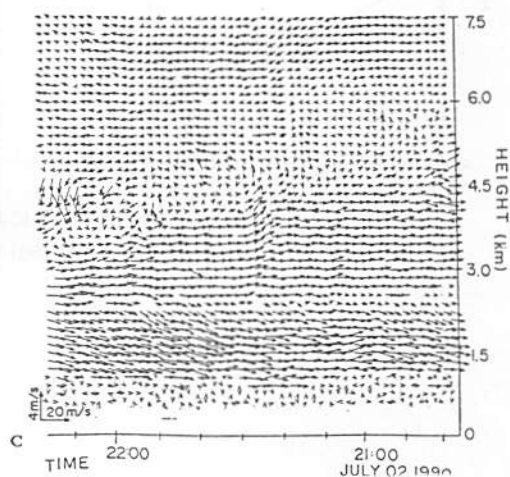
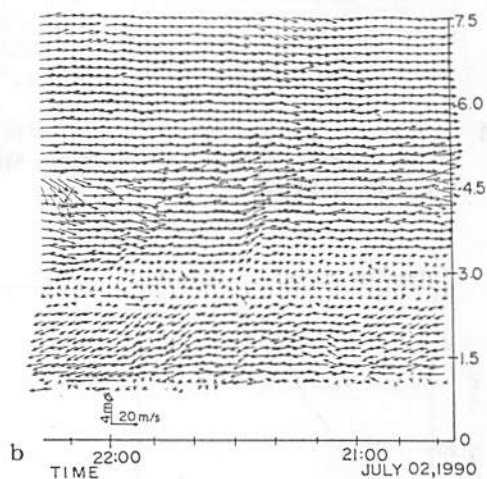
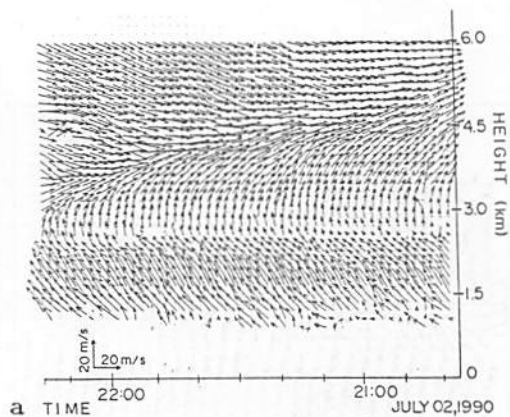
第1図 地上天気図  
[1990年7月2日21時(a)と7月3日9時(b)]



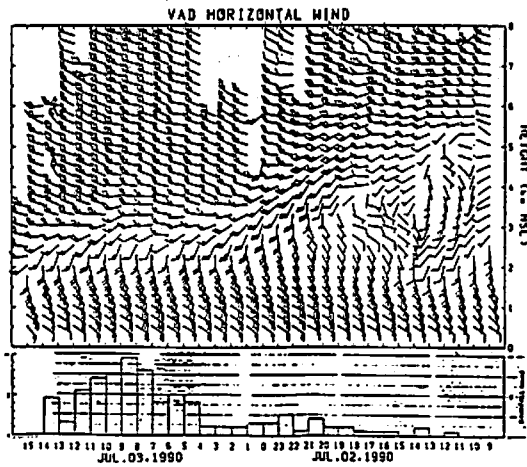
第2図 GMSの赤外画像  
[1990年7月2日20時35分(a)と7月3日8時35分(b)]



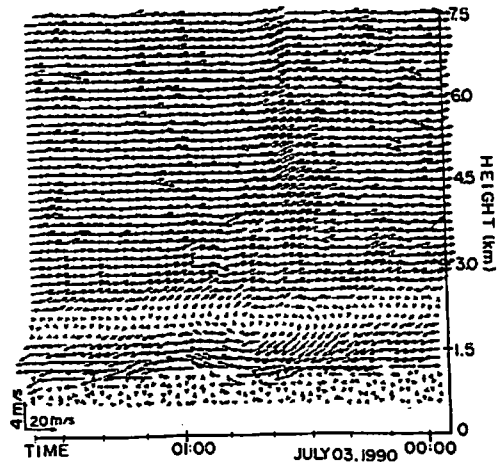
第3図 二周波レーダーのC-band(a), Ku-band(b)の  
反射強度とその比(c)の時間変化  
(反射強度は最も黒い部分が40dB以上で  
10dBずつ小さくなる. 比は最も黒い部分  
が4以上を示し, 1ずつちいさくなる.)



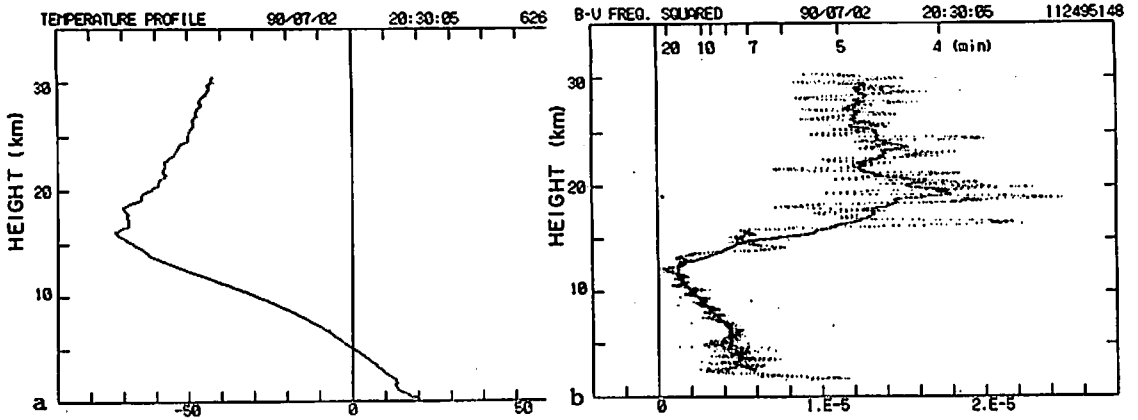
第5図 MUレーダーによる風の水平(a),  
東西-鉛直(b), 南北-鉛直成分(c)の  
鉛直-時間断面



第4図 ドップラーレーダーによるエコーからVAD法  
によって求めた1時間毎の水平風の鉛直-時間断面  
と降水量の時間変化



第6図 MUレーダーによる風の東西-鉛直  
成分の鉛直-時間断面



第7図 信楽における気温(a, 単位°C)とBrunt-  
Vaisala振動数(b)の鉛直分布

高 蔵 出 (気象研・応用気象)

MUレーダー上空を通り過ぎる気象現象のうちで、温帯低気圧とそれに伴う前線は最もポピュラーな部類に属するであろう。ここでは、理想化された数値モデルの結果の引用を中心に温帯低気圧と前線形成についてまとめてみた。

1) 傾圧帯(温帯低気圧発達の場合)

まず、気象において扱われるいくつかの概念を説明するために大気の「風船モデル」を導入する(図1参照)。

◎一定質量の空気の詰まった、うすい膜で出来た風船を考える。これは加熱して温度を高くしてやれば膨らみ、冷却して温度を下げてやれば小さくなる。簡単のため、風船は温度・圧力とも一定の空気に囲まれているとする。この風船を気柱と考えることにする。この上に渡した板は、等圧面ということになる。

非圧縮流体の運動方程式は次のとおり。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla u - fv = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla v + fu = - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2)$$

①            ②            ③            ④

大気中の大きなスケールの運動では①、②が無視でき、近似的にコリオリ項③と気圧傾度項④がバランスする。この結果、等圧面高度の低い方(低圧部)を左にみる「地衡風」が吹くことになる(図1参照)。対流圏上層について実例を示したのが図2である。

図3は、北半球中緯度の南北断面の一例である。対流圏では、温度は北から南に向かって高くなり、偏西風の強度は上空に向い増加している。この風と温度場の関係は「温度風の関係」と呼ばれ、「地衡風」のバランスによって説明される。風船モデルで示すと図4のようになり、上空ほど等圧面高度の傾きが大きくなって地衡風速が増加するわけである。

2) 温帯低気圧の発達メカニズムと構造

温帯低気圧は、図3に示したような傾圧帯で南北の温度差をエネルギー源に生ずる水平対流の一種である。発達中のこの水平対流では低気圧の東側で南風による暖気移流が、西側で北風による寒気移流が生じるため低圧部は上空で西に傾く。この様子を風船モデルを用いて示したのが図5である。この構造は線形化された方程式系を解くことによって十分再現される(Charney 1947, Eady 1949)。図6は孤立渦を初期値とした計算例である(Takayabu 1990)。

現実の温帯低気圧では前線を伴っているのが普通である。これを再現するには、(1)、(2)式を線形化せずに時間積分する必要がある。傾圧帯に弱い渦を重ねたものを初期値としてそのような時間積分を数値的に行った例が図7である

(Takayabu 1985,1986)。大きな温度勾配をもった前線が形成されているの  
 分かる。前線の断面図(図8)をみるとこれは対流圏全層に及ぶ構造を持って  
 おり、暖気内で上昇、寒気内で下降の強い二次循環が生じている。これは基本  
 場の一エネルギーを解放していることに他ならず、ここで温帯低気圧へのエネ  
 ルギー供給が行われていることを示している。

### 3) 前線形成論

2) で述べたように、温帯低気圧の発達と前線形成は不可分である。ここ  
 では、前線の形成メカニズムと鉛直構造について考察する。前線形成は一般に次  
 式で表される合流場で生ずる(図9参照)。

$$\left. \begin{aligned} u &= -\alpha x \\ v &= \alpha x^y \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

断熱を仮定するとき、熱力学の第一式は温位(エントロピー)

$$\theta = T(p_0/p)^{c_p/R}$$

を用いて、

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (4)$$

と表される。温位の二階微分はないものとして(3)式を(4)式に代入すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = 0 \quad (5)$$

となり、これを解くと

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_t = \left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_0 \cdot \exp(\alpha t) \quad (6)$$

で温位勾配は時間と共にexpで成長することが予想される。ところが、現実の  
 大気では合流場は同時に風の鉛直シアを弱めるため、これだけでは温度風の  
 関係が壊されてしまう。これを補償する形で生じているのが図10にみられるよ  
 うな二次循環で、Sawyer(1956)、Eliassen(1962)によってはじめて理論的に示  
 され、Hoskins(1972)によって完成されたものである(式の導出を「補遺」に  
 示した)。

このような前線形成は温帯低気圧を陽に登場させずとも、傾圧帯に合流場を  
 重ねた二次元モデルで十分に確かめることが出来る。図11は、非線形の方  
 程式系を用いてそのように計算した例である(Keyser and Pecnick 1985のモデル  
 を参考に作成した)。ジェットコアの下側に理論的に予測されたような二次循  
 環が再現されているの分かる。二次循環の下降域は成層圏の空気の対流圏へ  
 の進入経路としても重要視されている。ここでもう一つ注目したいのは、ジ  
 ャットコアの上側に逆向きの循環が見られることである。ジェットコアの上  
 方では南北の温度勾配が逆転するため、理論的考察とは矛盾しない。

最後に、ジェット軸の南側と北側での風の鉛直分布を図12に示しておく。ジ  
 ャット軸北側のパターンは図2,3と同期間のMUレーダーの測定結果、図13  
 (Fukao et al 1991)と一定の対応をみせている。但し、前線形成論を下部成  
 層圏にまで拡張し得るものなのかはもう少し詰める必要がある。

「参考文献」

- Charney, J.G. 1947 *J.Meteor.* 4,135.  
 Eady, E.T. 1949 *Tellus.* 1,33.  
 Eliassen, A. 1962 *Geophys.Publ.* 24(4),147.  
 Fukao, S., M.F.Larsen, M.D.Yamanaka, H.Furukawa, T.Tsuda & S.Kato 1991  
*Mon.Wea.Rev.* 119, in press.  
 Hoskins, B.J. 1972 *Q.J.R.Met.Soc.* 98,532.  
 Keyser, D. & M.J.Pecnick 1985 *J.Atmos.Sci.* 42,1259.  
 Keyser, D. & M.A.Shapiro 1986 *Mon.Wea.Rev.* 114,452.  
 Sawyer, J.S. 1956 *Proc.Roy.Soc.London* A234,346.  
 Simmons, A.J. & B.J.Hoskins 1979 Seminar 1979, Dynamical Meteorology  
 and numerical weather prediction. ECMWF 1,34.  
 Takayabu, I. 1985 ながれ (日本流体力学会誌) 4,337.  
 Takayabu, I. 1986 *J.Met.Soc.Japan* 64,329.  
 Takayabu, I. 1990 Ph.D.Thesis, Faculty of Science, University of Tokyo.

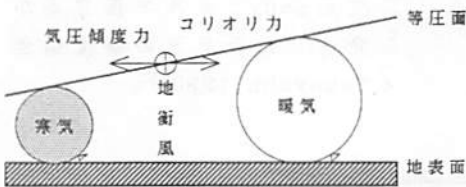
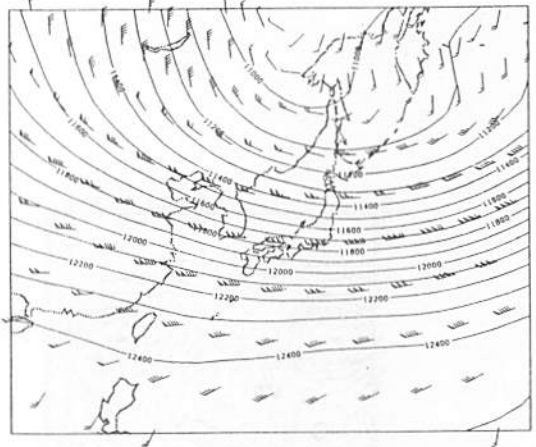


図1：気柱の「風船モデル」と地衡風。

図2：対流圏上層(200hPa)の地衡風の例(気象庁客観解析データ1988年2月15-19日の平均)。等値線は等圧面高度(m)。

TIME MEAN Z (200HPA) 15/00-19/12 FEB.



TIME MEAN ZONAL WIND 15/00-19/12  
 LON: 135.00

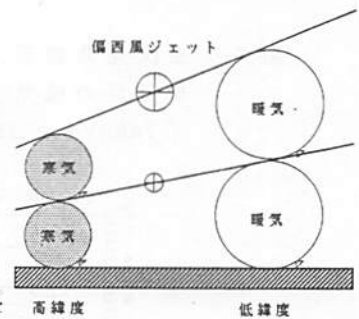
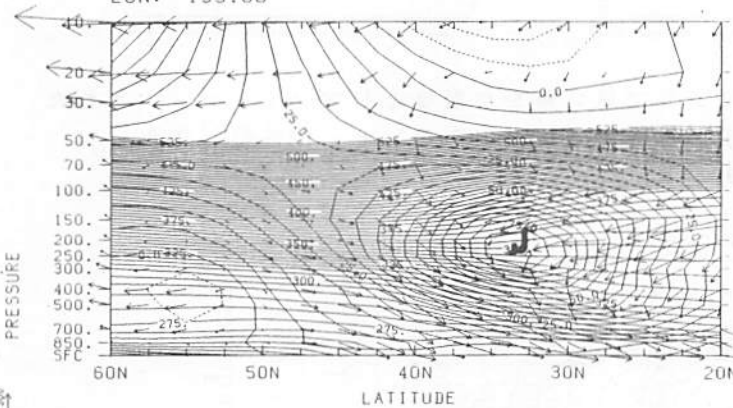


図4：温度風の関係

図3：中緯度の南北-鉛直断面の例(図2と同期間の東経135度線上)。等値線は带状風速(m/s)と温位(K)。

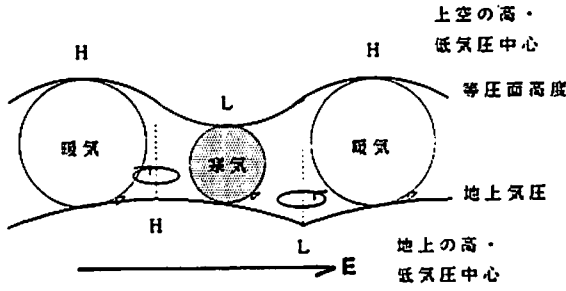


図5：発達中の温帯低気圧の構造の模式図

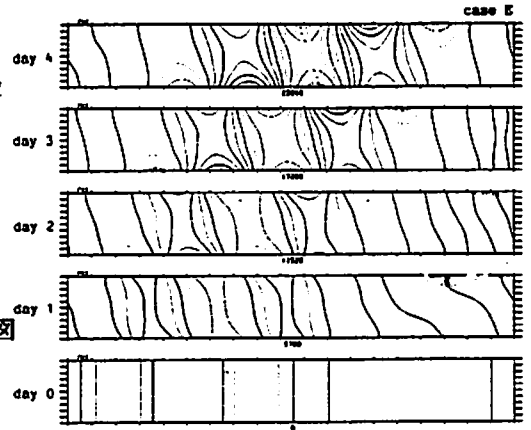


図6：二次元Eadyモデルで孤立渦から発達した低気圧の高度偏差 (Takayabu 1990)。

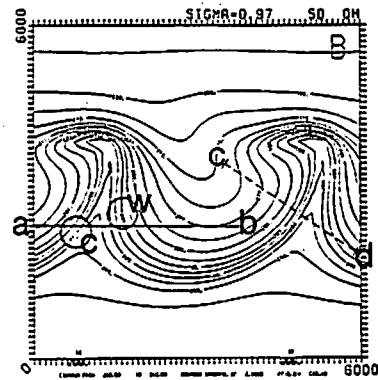
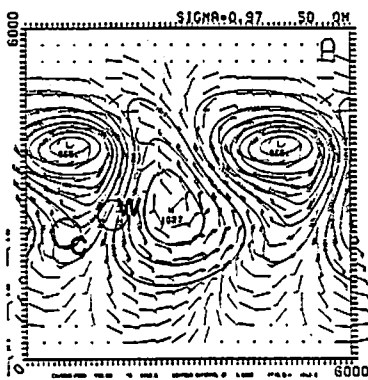


図7：三次元非線形モデルで弱い渦を初期値としてシミュレートされた5日目の低気圧。A)地上気圧(4hPa毎)と、B)温位(2K毎) (Takayabu 1985)。

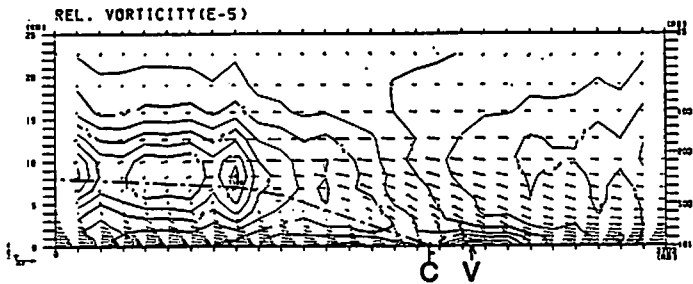


図8：図7Bのc-d断面。等値線は相対渦度、鎖線は前線面を表す。

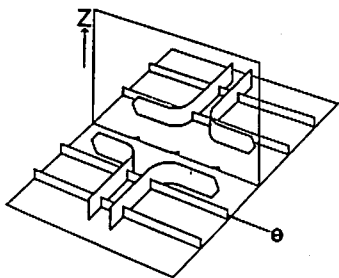


図 9 : 合流場の模式図。

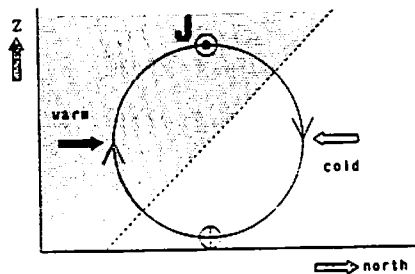


図 10 : 前線形成域での二次循環の模式図。

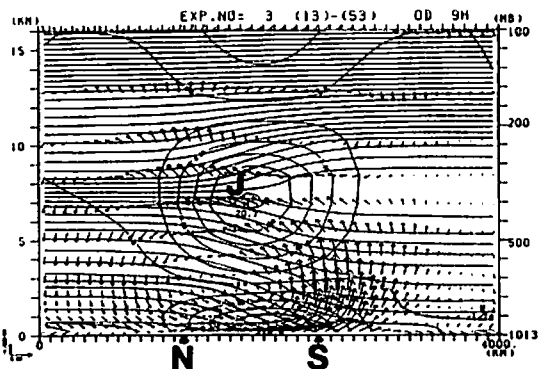


図 11 : 2次元非線形モデルによる前線形成。式(3)で  $\alpha=10^{-5}/s$  を与えたときの9時間後の結果。等値線は前線に沿った水平風速 (m/s) と温位 (K)。

図 12 : 図 11 の N, S に於ける風速の3成分の鉛直分布。U : 前線に沿った水平風、V : 前線を横切る水平風、W : 鉛直流。

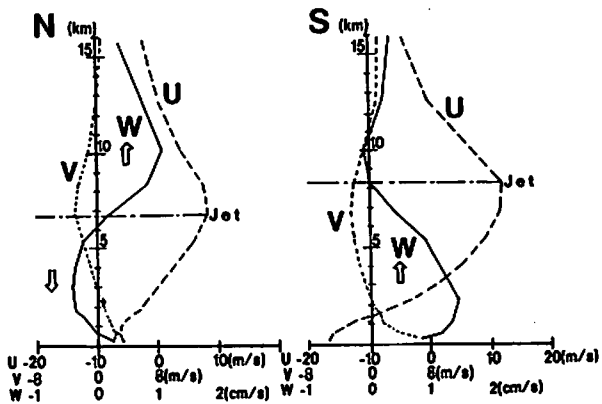
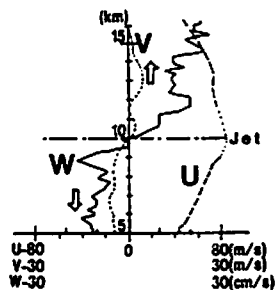


図 13 : MUレーダーで得られた風速の3成分の鉛直分布の例。1988年2月15-19日の平均値 (Fukao et al 1991より転載)





「補遺」

二次元のフロントゲネシス理論

(after Simmons and Hoskins 1979)

前線はx軸に直交しているとする。

前線に沿った方向の長さや風速のスケール:  $L, V$

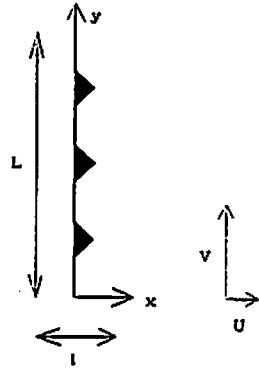
前線を横切る方向の長さや風速のスケール:  $l, U$

$$L > l, \quad V > U$$

前線に乗った座標系で考える。

時間微分は次のようにスケールされる。

$$\frac{d_s}{d_s t} \sim u \frac{\partial}{\partial x} \sim \frac{U}{l}$$



前線に沿った方向と、これを横切る方向でロスビー数はそれぞれ次のように評価される。

$$\frac{d_s u}{d_s t} \sim \frac{U^2}{fV} \sim \left(\frac{U}{V}\right)^2 \cdot \frac{V}{fL} \ll 1, \quad (C.1)$$

$$\frac{d_s v}{d_s t} \sim \frac{UV}{fU} \sim \frac{V}{fL} \sim 1, \quad (C.2)$$

ここで、 $f \sim 10^{-4} s^{-1}$ ,  $V \sim 10 m/s$ ,  $l \sim 10^5 m$  とした。

従って、前線に沿った方向の風のみ地衡風を仮定することが出来る。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_g + u', \\ v &= v_g, \\ \omega &= \omega'. \end{aligned} \right\} \quad (C.3)$$

ここで、地衡風は次のとおり。

$$u_g = -\frac{1}{f} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

前線に沿った方向の運動方程式と、熱力学の式は結局次のようになる。

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, \quad (C.4)$$

$$\frac{D(\ln \theta)}{Dt} = 0, \quad (C.5)$$

ここで、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \omega \cdot \frac{\partial}{\partial p}$$

である。

$\frac{\partial}{\partial p}$  (C.4) と  $\frac{\partial}{\partial x}$  (C.5) から、以下の関係式を得る。

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial v}{\partial p} \right) = Q - \left( f + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \cdot \frac{\partial u'}{\partial p} - \frac{\partial \omega'}{\partial p} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial p} \quad (C.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left( -\frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial x} \right) &= -Q + \frac{1}{f\rho} \left( \frac{\partial u'}{\partial x} - \frac{\omega'}{p} (\kappa - 1) \right) \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial x} \\ &\quad + \frac{\partial \omega'}{\partial x} \cdot \frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} \end{aligned} \quad (C.7)$$

ここで、 $Q$  は地衡風成分による強制項であり、前線形成の場合は正、前線消散の場合は負となるものである。

$$\begin{aligned} Q &= -\frac{\partial v_z}{\partial p} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial u_z}{\partial p} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ &= -\frac{\partial u_z}{\partial x} \cdot \frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial x} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \cdot \frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial y} \end{aligned} \quad (C.8)$$

地衡風の関係式、

$$v_z = \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

と静水圧平衡の関係、

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho}$$

からは、次の温度風の関係式が導かれる。

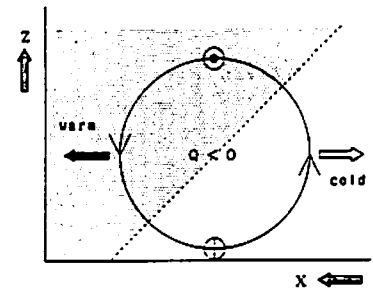
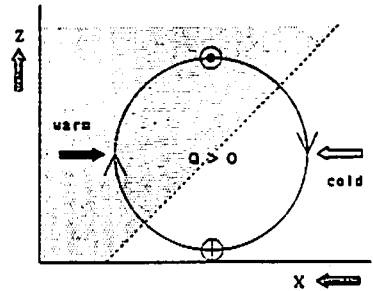
$$\frac{\partial v_z}{\partial p} = -\frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial x} \quad (C.9)$$

(C.6)、(C.7)、(C.9) をみると、地衡風成分による強制項  $Q$  は、温度風を崩そうとする傾向にあることがわかる。温度風が保たれている状態では、前線を横切る非地衡風成分の風は (C.6)、(C.7)、(C.9) から導かれる次の関係を満たすように生じていることが予想される。

$$\begin{aligned} 2Q &= f + \frac{\partial v_z}{\partial x} \cdot \frac{\partial u'}{\partial p} + \frac{\partial \omega'}{\partial x} \cdot \frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} \\ &\quad - \frac{\omega'}{f\rho p} \cdot (\kappa - 1) \cdot \frac{\partial \ln \theta}{\partial x} \end{aligned} \quad (C.10)$$

ここで、 $\kappa = \frac{R}{c_p}$

である。



## MUレーダー装置による台風降雨帯周辺の 大気運動場の観測

石原 正仁 (気象研究所台風)

### 1. はじめに

熱帯低気圧(台風、ハリケーン)は種々の降水雲の複合体であり、その代表的なものは眼の壁雲、その周辺を取り囲む降雨域、さらに外側に分布するらせん状の降雨帯および層状性降水域である。Willoughby et al.(1984)はハリケーンを構成する降雨帯を航空機観測をもとに eyewall, principal band, connecting band, secondary band の4つに分類した。しかし、この形態上の分類は必ずしも構造にreferしたものではないし、いずれの熱帯低気圧にもあてはまるというものでもなく、今後さらに検討が必要である。さらにこれら熱帯低気圧を構成する各種の降水雲の形成要因としては、境界層内の風速が十分に強い内側領域での摩擦収束による上昇流(Ooyama, 1982)の他に、外側域の降雨帯については、対流雲内の降水が作る下降流と雨滴の蒸発による冷却の効果が重要であるという考え方(Yamasaki, 1983)や、内部動力波にその源を求める考え方(Willoughby et al., 1984)があり、観測や数値モデルを通して議論が行われている。

気象研究所のレーダーグループは1981年以来、台風を構成する降水雲の構造とその振舞い、さらにはその形成要因を知る目的で、ドップラーレーダーを用いた台風の観測的研究を行っている。この研究課題のひとつとして台風の降水雲内の鉛直流の分布を台風の種々の部分について比較することが挙げられている。鉛直流分布は降水雲の形成に第一義的に関与する物理量であり、その構造を議論する場合に不可欠な量である。さらに台風の数値モデルにおける積雲のパラメタリゼーションの改善にも必要な情報である。

ここでは、MUレーダーによって観測された台風8917号の中心付近の降雨域内の鉛直流分布を解析し、MUレーダーによって台風降雨帯内の鉛直流分布がどの程度測定可能であるのかを検討する。次にそれを亜熱帯で行われたドップラーレーダーによる台風 9015号の観測結果と比較検討する。

### 2. 台風8917号の中心付近のメソ降雨域

図1は台風8917号の経路図である。この台風は1989年8月27日に四国東部に上陸し近畿地方を北東進した。同日15~16時にMUレーダーに最接近した。15時の大阪レーダーのPPI図(図2)を見ると、台風の気圧中心のすぐ北東側に直径50km程度の水平規模を持つ30dBZ以上のまとまった降雨域がある。四国に上陸する以前には台風の眼の壁雲として環状であったものが、上陸後変質を受けこのような形となった一種のメソ降雨域である。図3はこの降雨域が3~4時間の寿命を保って台風中心とともに移動したことを示している。この降雨域は14時50分から15時20分の間MUレーダーの上空にあって、10mmの降雨をもたらした(図4)。

### 3. 鉛直流分布

このメソ降雨域内の鉛直流分布を知るため、MUレーダーの対流圏モードの鉛直ビームのドップラーズベクトルの時系列データを使った。まず、生のドップラーズベクトルの10分間平均を求め、それに平滑化をほどこした後、雨滴の落下成分と空気の鉛直流成分を主観的に(人の眼を使って)分離して、空気の鉛直流を求めた(図5)。

図6はこのようにして求めた10分間平均の鉛直流分布と降水粒子の落下速度分布である。メソ降雨域がMUレーダーの上空にあった14時50分から15時20分には、高度6kmから11kmに0.

5~1.5m/sの上昇流が見られる。この上昇流はこの30分間持続的に観測されたことから、メソスケールの上昇流と見なせる。0°C高度である5kmから下では降水粒子の落下速度が顕著に現れている。0°C層付近でこの落下速度が急増していることから、メソ上昇流の存在する層は雪片や氷晶から成っていることが分かる。

メソ降雨域がMUレーダーの上空を通過した後の15時20分~15時30分にはMUレーダーは台風の中心に最も近づいたが、一般に活発な台風の眼の中にある下降流はこの期間のスペクトル(図6d)には見い出されなかった。

#### 4. 台風9015号との比較

図7は沖縄県宮古島で観測された台風9015号のレーダーエコーであり、図8はこの台風眼の壁雲付近の降雨帯内の動径方向の循環である。これと台風8917号の中心付近のメソ降雨域の鉛直流分布を比較すると次のことが言える。

- ・台風9015号の壁雲は対流性の傾向が強く8m/sに達する外側に傾いた上昇流によって維持されている。一方、そのすぐ外側の層状性の降水域では高度10km付近に2~3m/sの上昇流があるが平均的には1m/s程度の鉛直流が支配的である。

- ・MUレーダーで観測された台風8917号の中心付近のメソ降雨域内の鉛直流は、台風9015号の壁雲付近の降雨帯と比較すると1オーダー小さく、むしろ壁雲のすぐ外側の層状性降水領域での鉛直流分布と似ていた。

- ・これらのことから、台風8917号は陸への上陸によって最下層での水蒸気と熱の補給を絶たれ、さらに地形による境界層内の風速の低下により、本来ならば台風の中心付近にある眼の壁雲が変質し、層状性のメソ降雨域として比較的長時間持続し、MUレーダーによって観測されたと考えられる。

#### 5. まとめ

MUレーダーによって衰弱期にある台風8917号の中心付近に存在したメソ降雨域内の鉛直流分布を観測した。高度6kmより上空にメソスケールの上昇流が見い出された。このメソ降雨域の形成・維持機構は低緯度にある台風の中心付近の降雨帯とはかなり異なった構造とものとであると予想され、今後は異なった波長のドップラーレーダーや降水粒子の直接的な観測などを加えて理解していく必要がある。

#### 謝辞

台風8917号のMUレーダーのデータの利用については京都大学超高層電波研究センターの津田敏隆氏のお世話を受けました。お礼申し上げます。

#### 参考文献

Ooyama, K., 1982 : Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone. J. Met. Soc. Japan, 60, 369-380.

Yamasaki, M., 1983 : A further study of the tropical cyclone without parameterizing the effects of cumulus convection. Papers. Meteor. Geophys., 34, 221-260.

Willoughby H. E., F. D. Marks, Jr. and R. J. Feinberg, 1984 : Stationary and moving convective bands in hurricane. J. Atmos. Sci., 41, 3189-3211.

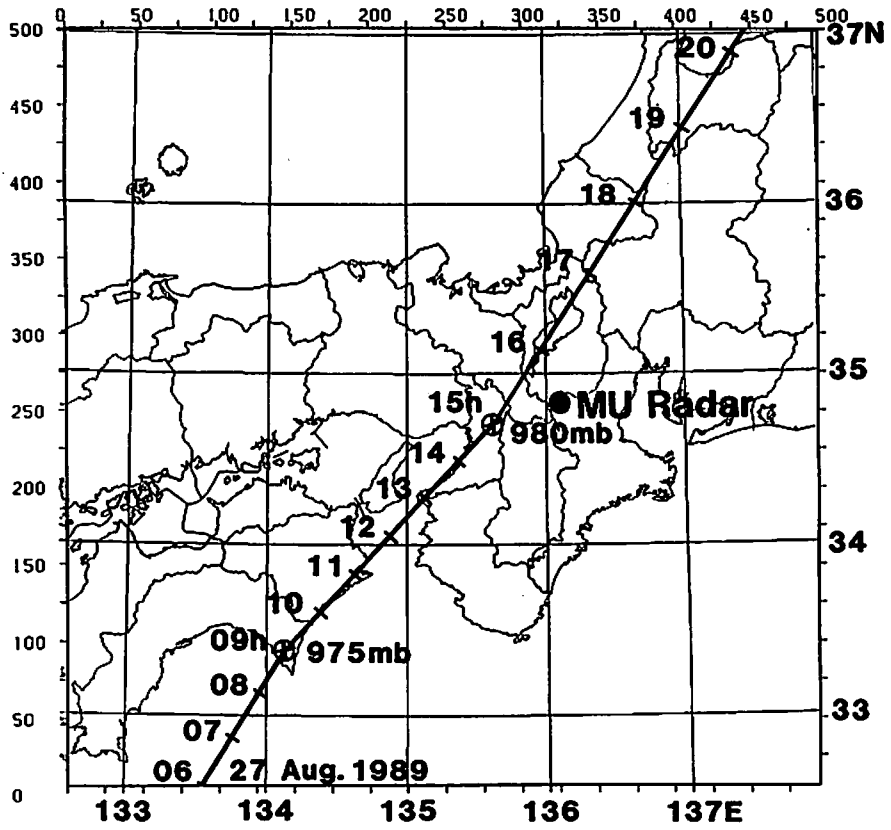


図1 台風8917号の経路図.

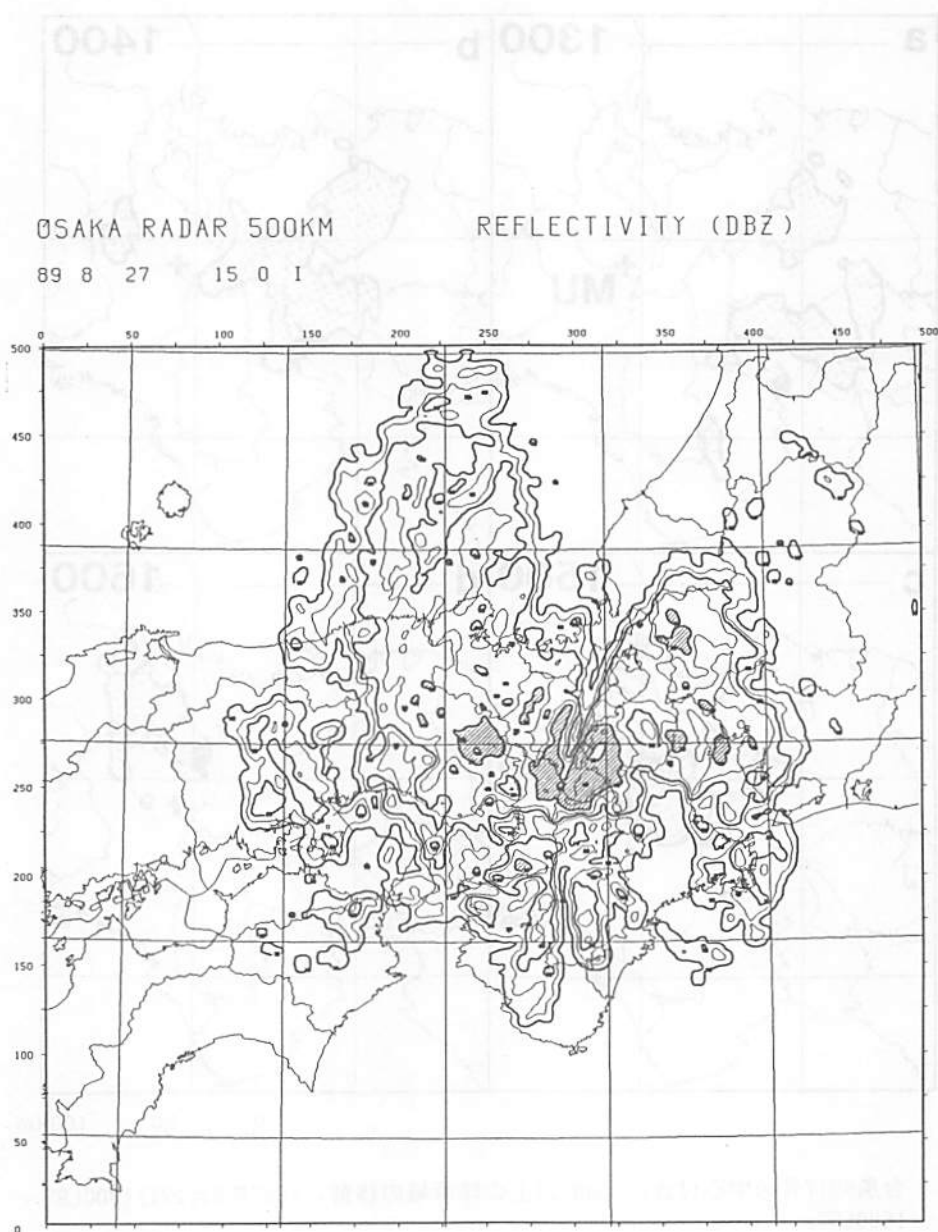


図2 大阪レーダーによって観測された台風8917号のエコー分布。1989年8月27日1500LST。  
 反射強度の等値線は10dBZから5dB間隔。30dBZ以上の領域を斜線で表す。

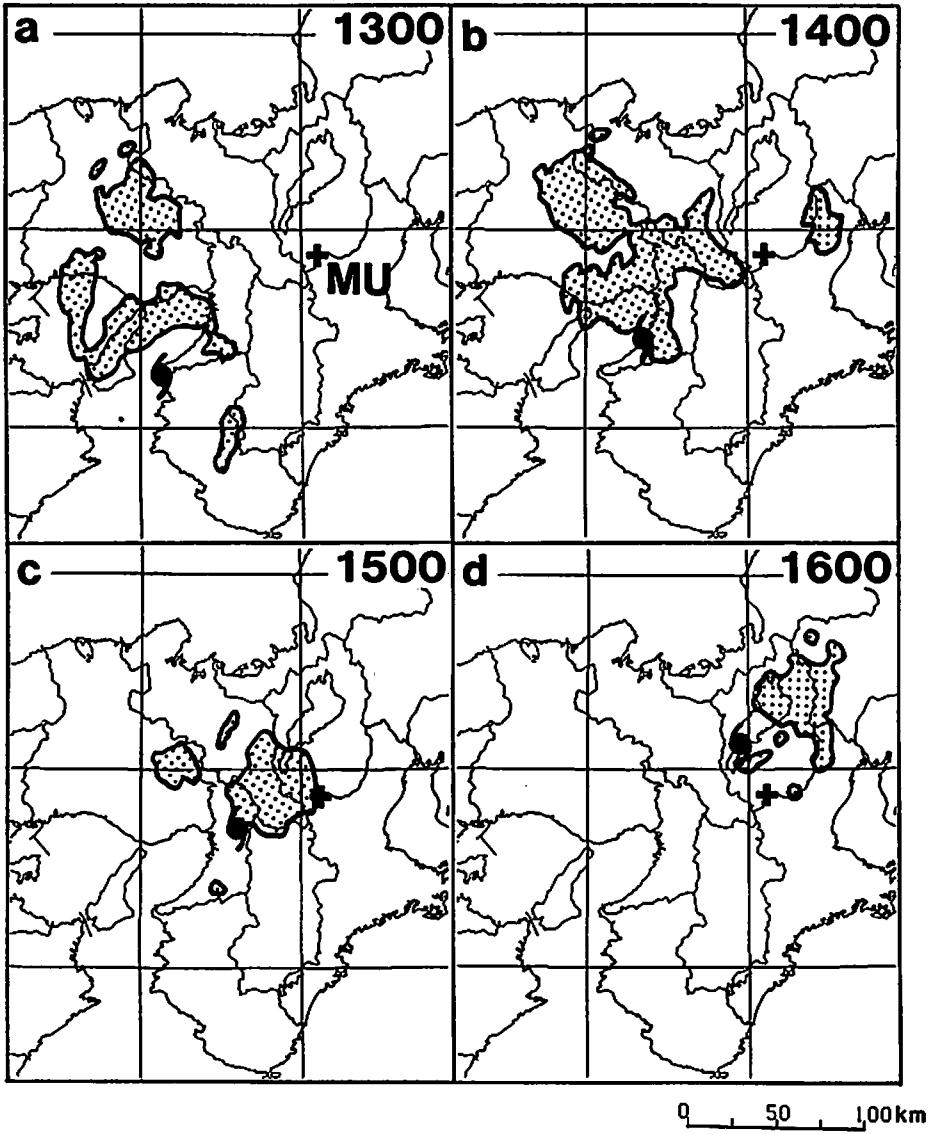


図3 台風8917号の中心付近の30dBZ以上の降雨域の移動。1987年8月27日1300LST～1600LST.

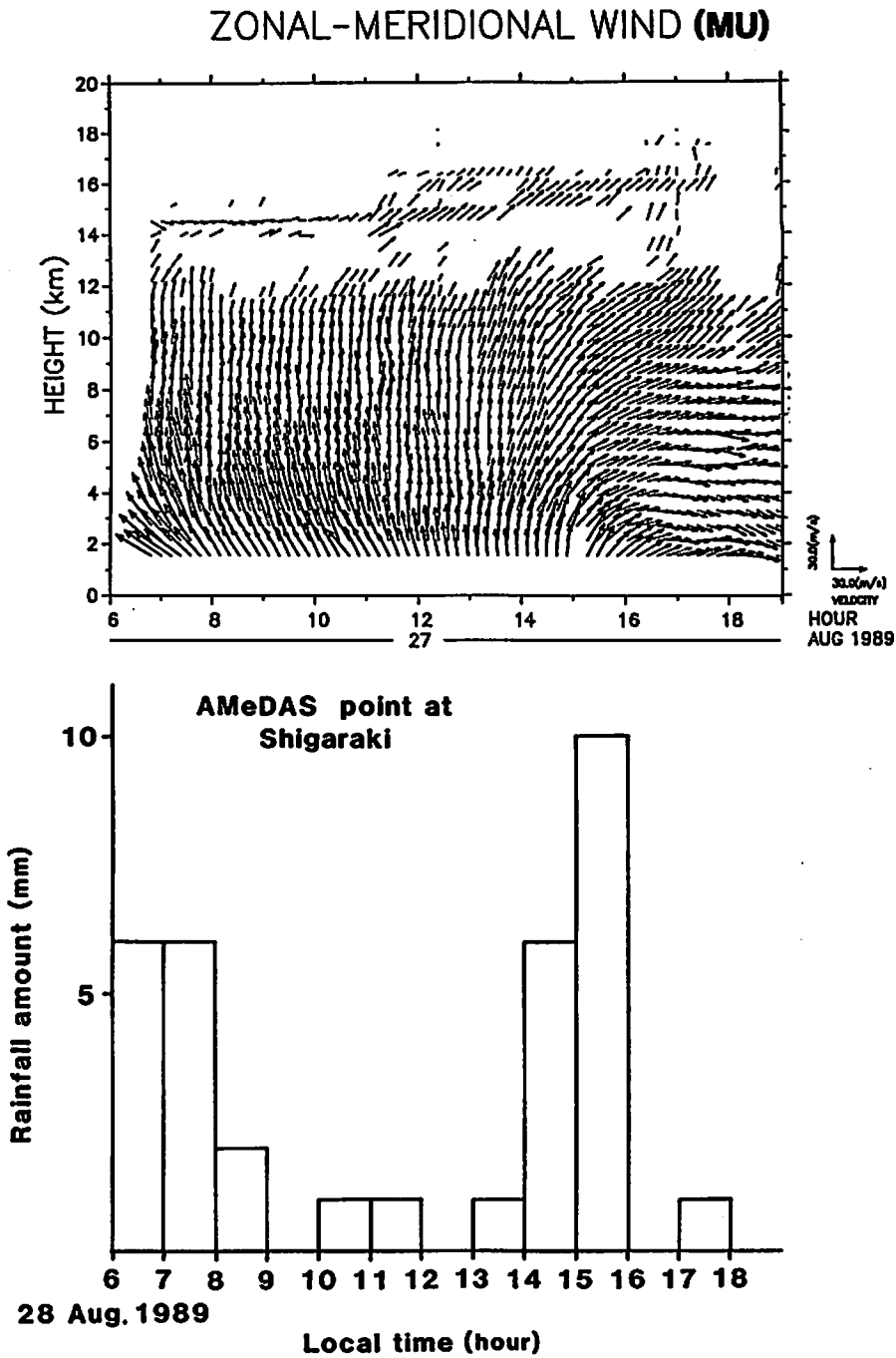


図4 MUレーダーで観測された水平風の鉛直分布と信楽のアメダス観測点での1時間降水量。



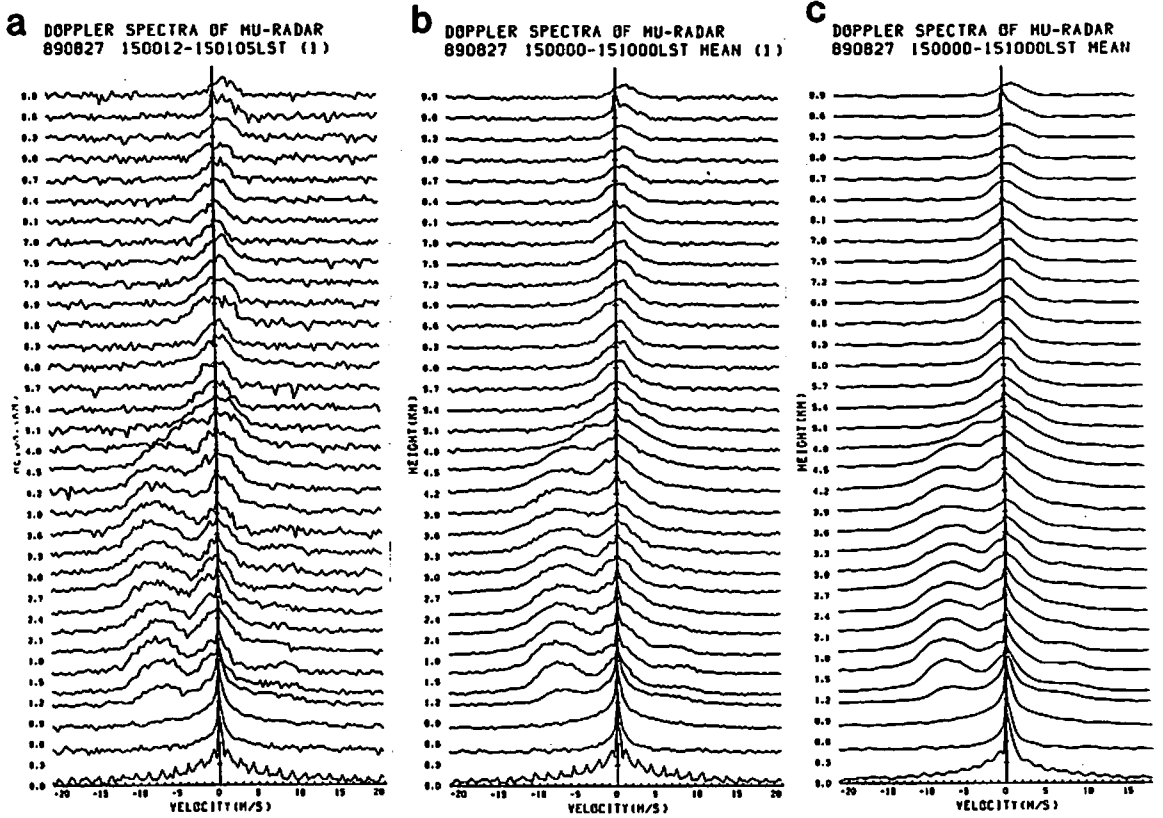


図5 MUレーダーの鉛直ビームのドップラースペクトルの鉛直分布。(a)生データ、(b)10分間平均、(c)10分間平均を平滑化したもの。

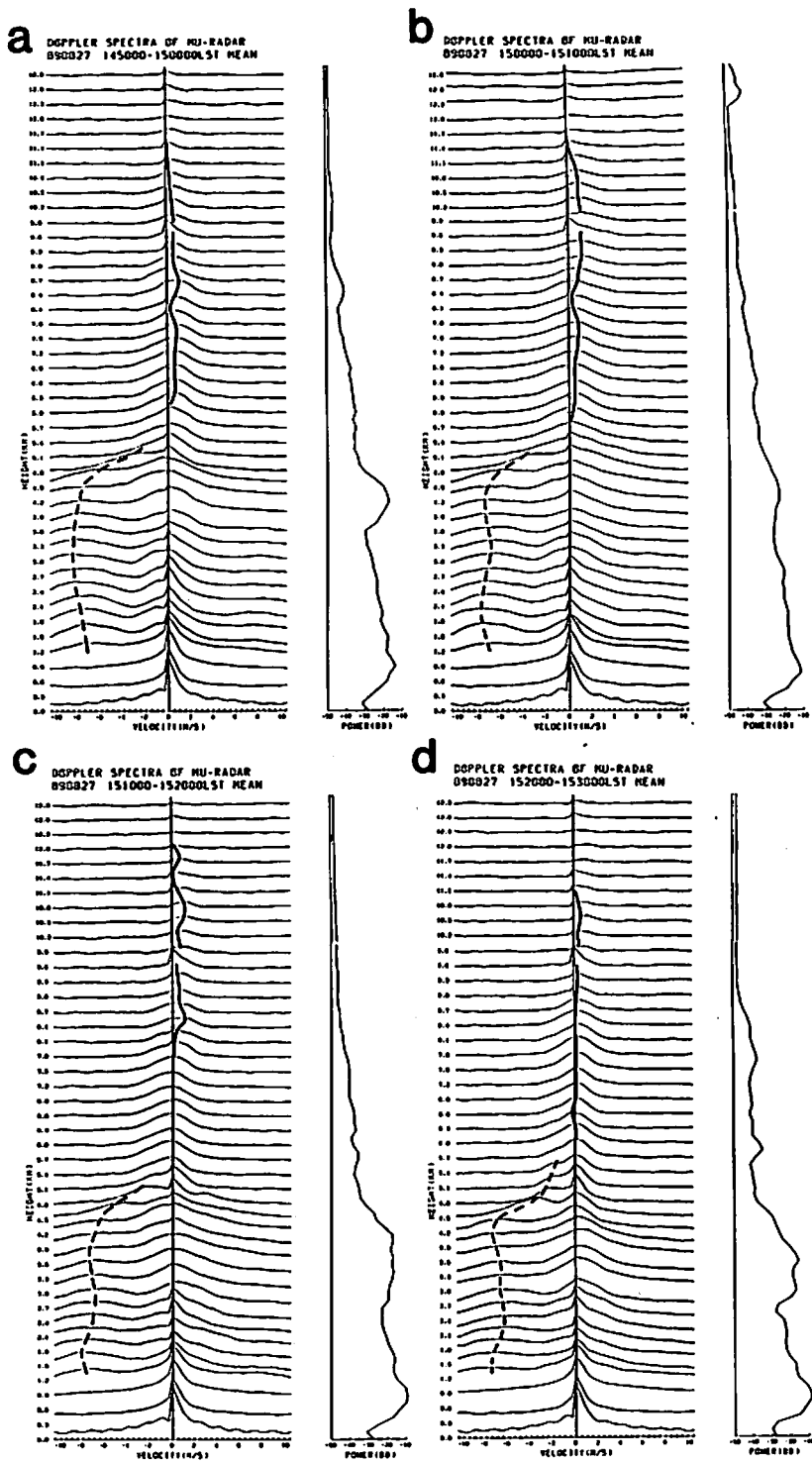


図6 台風8917号の中心付近のメソ降雨域付近の上昇流（太実線）と降水粒子の落下速度（破線）の分布。

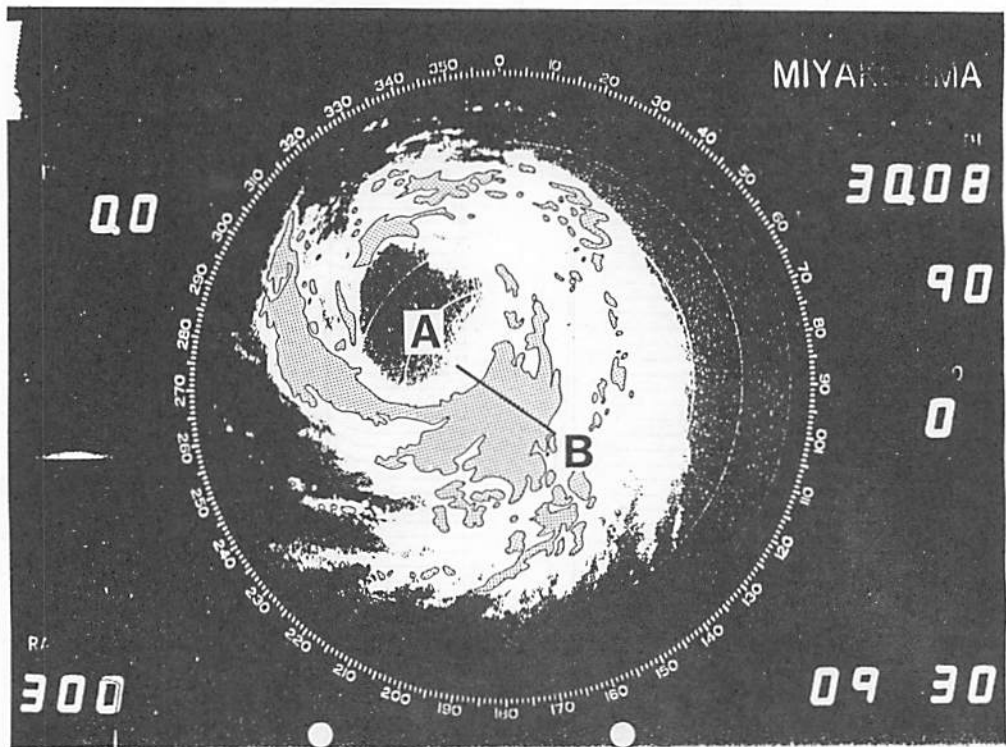


図7 宮古島レーダーで観測された台風9015号のエコー分布。1990年8月30日0930LST。斜線は反射強度が32dBZ以上の領域。実線A Bは図8の鉛直断面図の位置を示す。

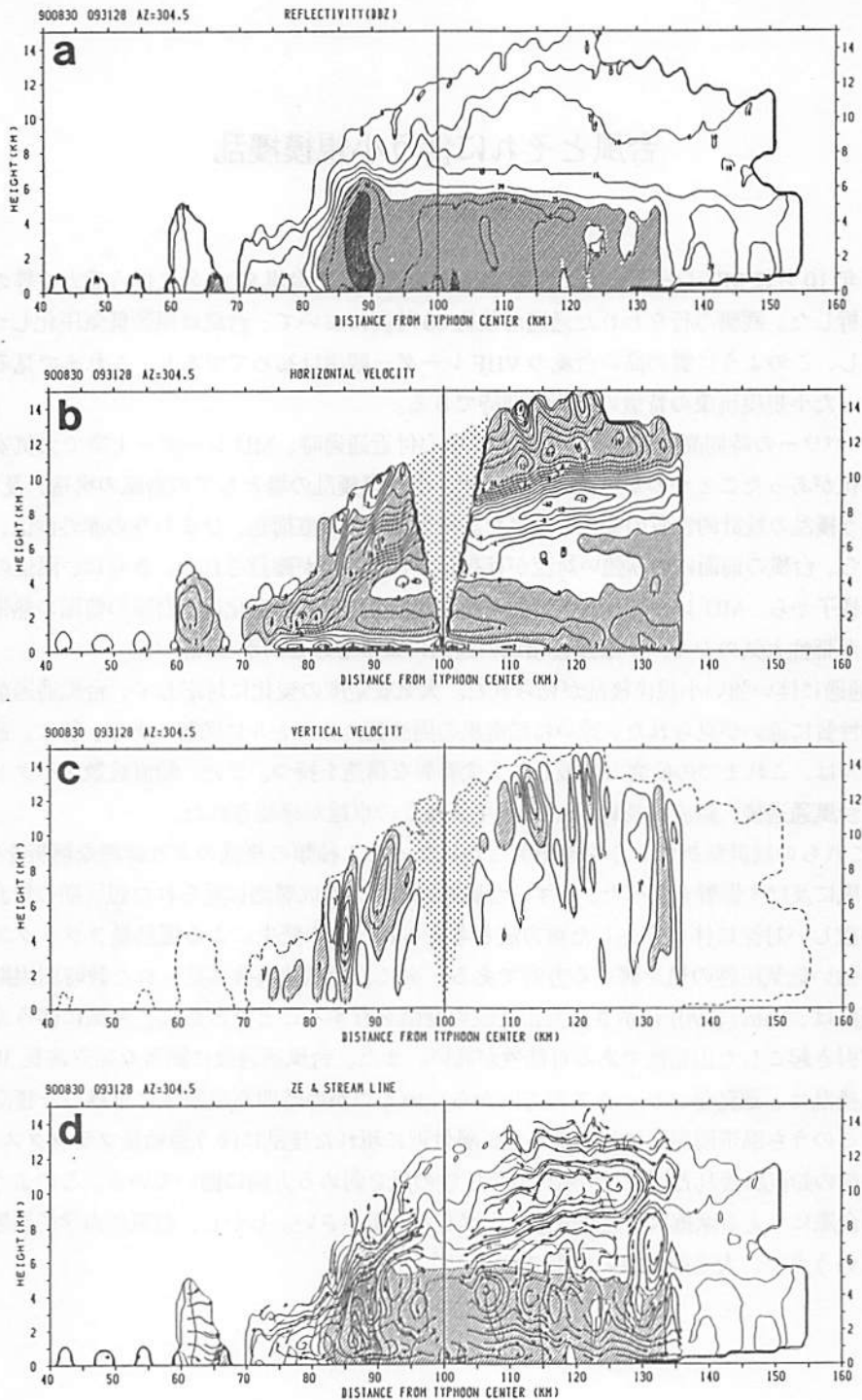


図8 3cmドップラーレーダーで観測された台風9015号の中心をから外側に向かう鉛直断面図. 1990年8月30日0931LST. (a)反射強度(5dBZから5dB 間隔、25dBZ以上を斜線で、35dBZ 以上に濃い斜線で示す.), (b)断面に沿う水平風分布(1m/s間隔、外向きの流れを斜線で示す. レーダーの真上で水平風が計算できない領域をハッチで示す.), (c)鉛直流分布( $\pm 1\text{m/s}$  から1m/s間隔、上昇域を斜線で示す.), (d)水平流と鉛直流から描いた流線.

## 台風とそれに伴う小規模擾乱

佐藤 薫 (京大・理)

1987年10月にMUレーダーの北西約100kmを通過した台風8719号に伴う重力波等の小規模擾乱を解析した。観測の行なわれた通過前後約60時間において、台風は温帯低気圧化しつつあった。しかし、このように質の高い台風のVHFレーダー観測は初めてであり、これまで見ることでできなかった小規模現象の特徴の解明が期待できる。

エコーパワーの時間高度断面図より、台風中心付近通過時、MUレーダー上空で大気安定度に大きな変化があったことがわかる。そこでまず、小規模擾乱の場としての台風の構造、及び、その通過に伴う擾乱の統計的性質の変化を調べた。相当温位の鉛直構造、ひまわりの赤外画像、降水量の分布から、台風の前面にのみ強い対流が存在していたことが確認された。さらに、温位の総観規模構造の様子から、MUレーダー上空の大気安定度の突然の時間変化は、台風の前面の熱帯性大気と後面の温帯性大気のシャープな遷移領域の通過によるものとわかった。

台風通過に伴い強い小規模擾乱が見られた。大気安定度の変化に対応して、台風通過前後でその統計的性質に違いが見られた。違いは鉛直風の周波数スペクトルに顕著であり、特に、通過前のスペクトルは、これまでの研究と比較して大変異なる構造を持つ。また、鉛直波数スペクトル解析により、台風通過後、鉛直波長約3kmの水平風擾乱の卓越が確認された。

次にこれらの統計解析により卓越が明らかになった3種類の擾乱のより詳細な解析を行ない、擾乱の台風に及ぼす影響を調べた。まず、台風通過前、下部成層圏に見られた短周期の鉛直風擾乱は下層の激しい対流に伴い発生した重力波と考えられ、その発生による運動量フラックスの収束は台風の強い低気圧性の風を弱める方向である。次に、台風通過後に見られた数時間周期を持つ鉛直風擾乱は、Sato (1990) に示された山岳波の特徴を有することなどから、台風に伴う地上付近の強風が引き起こした山岳波である可能性が高い。また、台風通過後に顕著な鉛直波長3km程度の水平風擾乱は、運動量フラックスの方向から、いくつかの時間高度領域に卓越した擾乱に分けられる。このうち温帯圏界面に対応する逆転層付近に現れた擾乱に伴う運動量フラックス収束は、台風通過前の鉛直風擾乱と同様、台風の低気圧性の風を弱める方向に働いている。このような小規模擾乱の台風に与える摩擦は、地面摩擦と比べると一桁小さい。しかし、台風に力学的影響を与えているという点で、大変興味深い結果である。

Path of Typhoon 8719

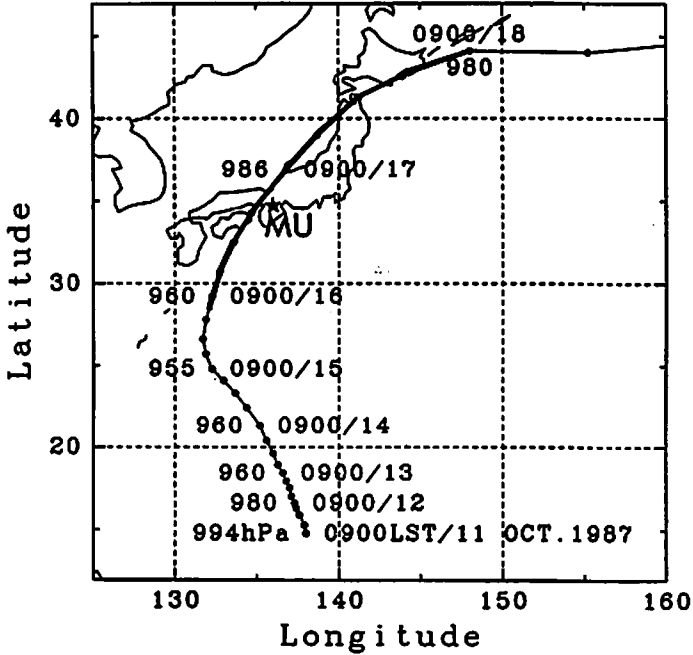
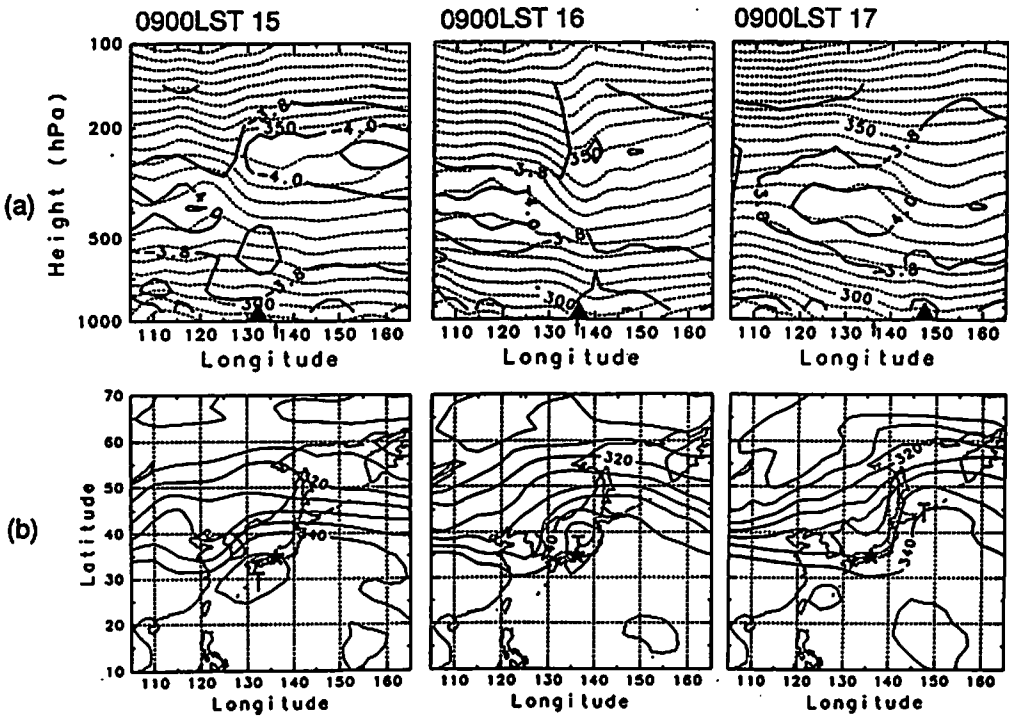


図1(左) 台風8719号の経路図  
太線はMUレーダーの観測期間を示す。

図2(下)(a) 温位(破線)と  $\log N^2$  (実線)の経度高度断面図  
台風(▲)の西側に温位勾配の大きな層が300hPa (~9km)まで下がっている。↑はMUレーダーの位置。

(b) 温位の経度緯度断面図  
台風(丁)の西側に高緯度からの冷たい空気の入り込みが見られる。



15-18 OCT. 1987

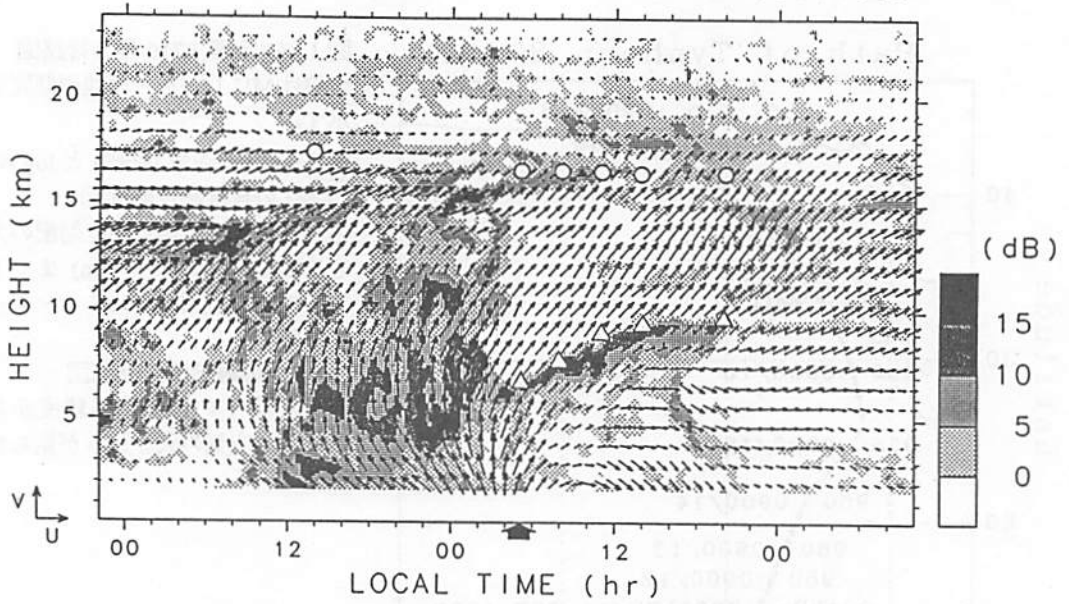


図3 エコーパワー (変動成分)

水平風も同時に示す (単位ベクトルは 50m/s)。○ は信楽での圏界面高度。台風中心付近通過時 (▲) 対流圏全層で大気安定度に大きな変化があったことがわかる。通過後に見られた温度逆転層 (△) は温帯圏界面に対応する (図2 参照)

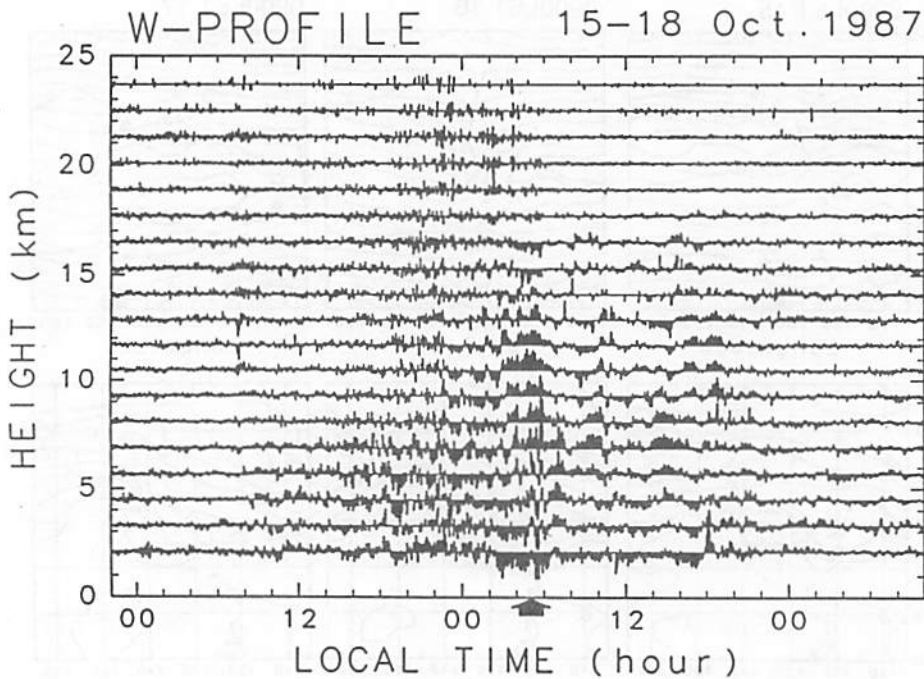


図4 鉛直風プロファイル

台風通過前後で擾乱の卓越周期、卓越高度に違いが見られる。

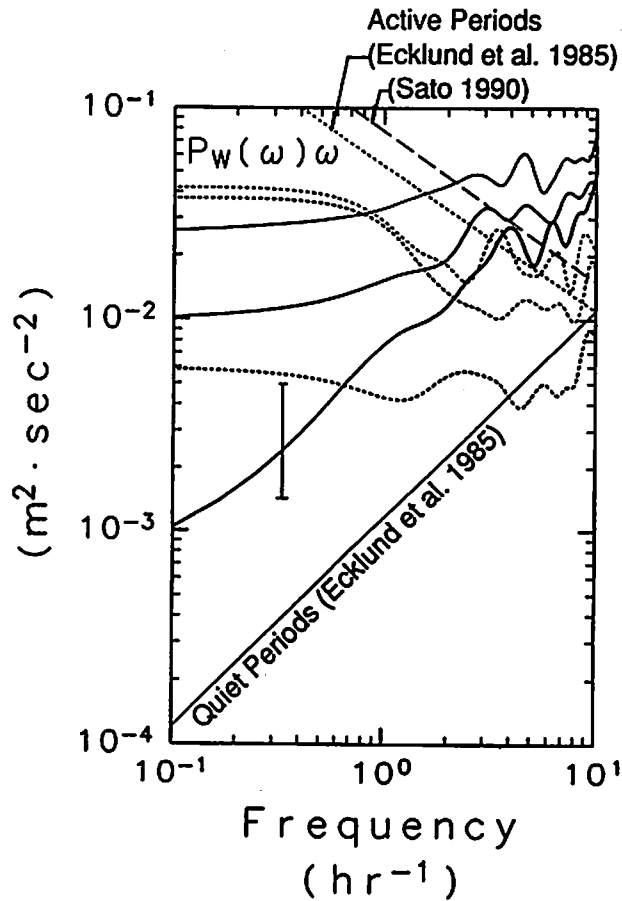


図5 鉛直風の周波数スペクトル  
 実線は台風通過前 (BT)、破線は通過後 (AT)、太線、中太線、細線はそれぞれ高度 5.5-9、9-16、16-20km のスペクトルを示す。BT では短周期成分、AT では長周期成分が卓越している。

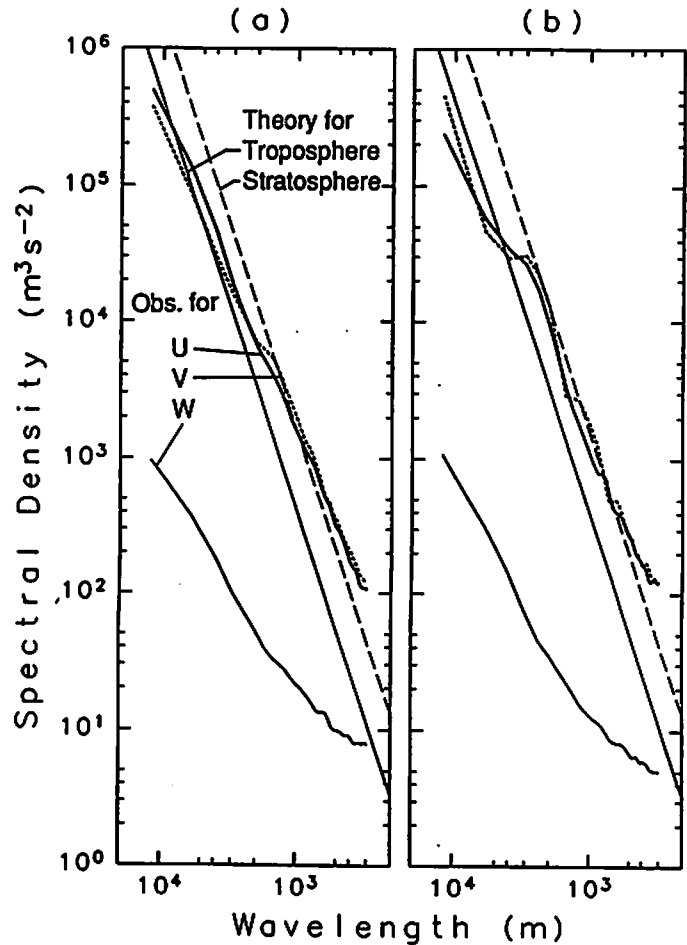


図6 風の3成分の鉛直波数スペクトル  
 (a)はBT、(b)はATを示す。ATに波長3kmのピークが見られる。



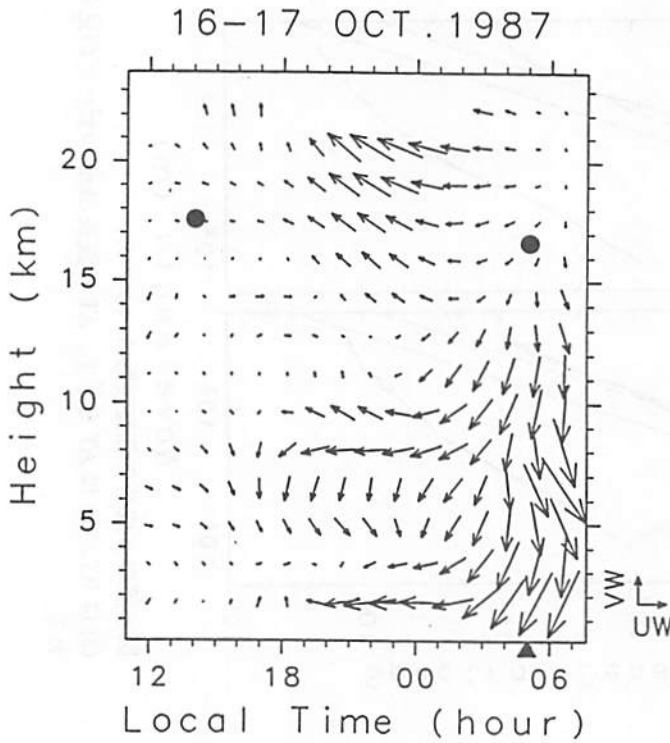


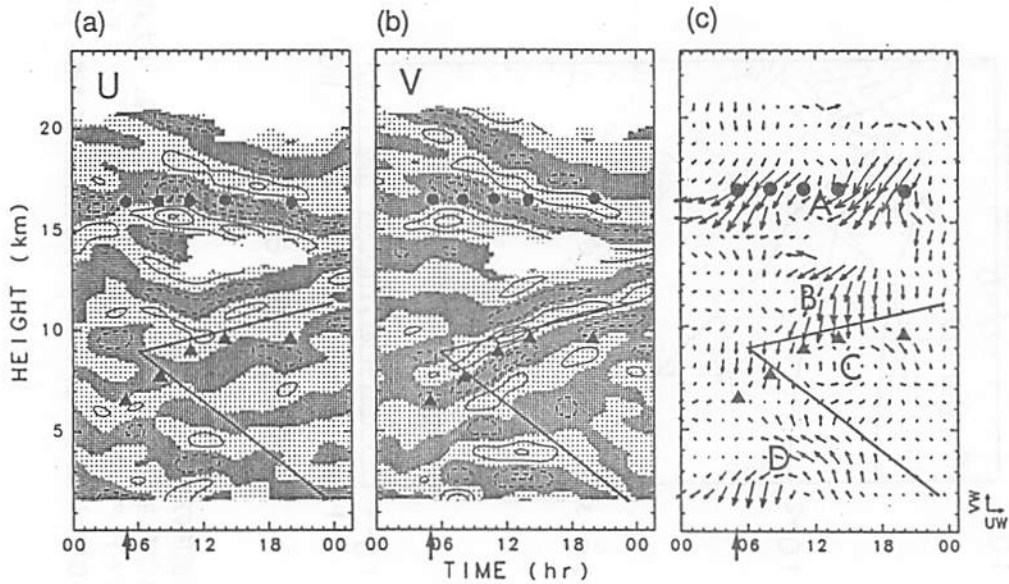
図7 BT の短周期 ( $\leq 1h$ ) 鉛直風擾乱に伴う運動量フラックスの鉛直成分

単位ベクトルは  $0.2m^2/s^2$ 。成層圏に北西向き大きな運動量フラックスが見られる。この擾乱の発生による運動量フラックス収束は、発生高度範囲を高度 5km を中心とする 5km とすると、 $0.7m/s/day$  で、台風に伴う低気圧性の風の回転を弱める向きである。

図8 AT の鉛直波長約 3km の水平風擾乱とそれに伴う運動量フラックスの鉛直成分

温度逆転層 ( $\blacktriangle$ ) 付近での運動量フラックス収束は  $4m/s/day$  で、台風の低気圧性回転を弱める方向である。

cf. 地面摩擦による台風渦の減衰  
 $\dots 20-30m/s/day$



# W-profile

Period  $\geq 5$ hr      15-18 Oct. 1987

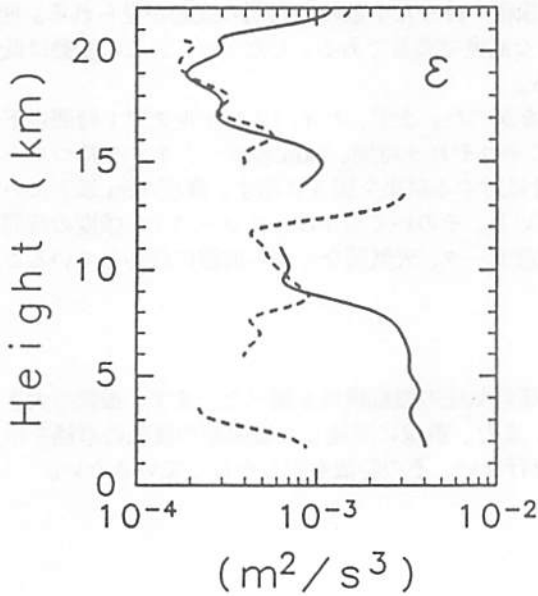
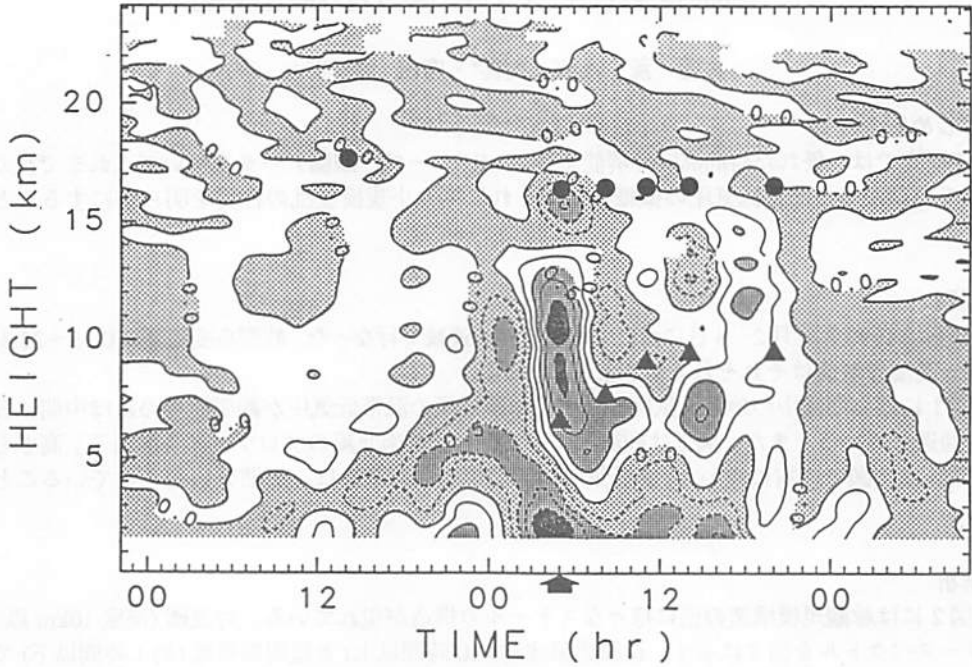


図9(上) BT の長周期鉛直風擾乱  
温度の鉛直構造が対流安定であること、  
長周期、長い鉛直スケールなどの特徴  
から、山岳波である可能性が高い。

図10(左) 乱流エネルギー消散率  
実線はBT、破線はATを示す。BTでの  
推定には雨のエコーの影響を避けるため  
 $w$ が正の時のデータのみを用いている。  
BTでの大きな $\epsilon$ は山岳波がBTで  
見られなかったことと関連していると思  
えられる。

# 温帯低気圧とそれに伴う小規模擾乱

佐藤 薫・永戸 久喜・廣田 勇(京大・理)

## 1. はじめに

本研究では、優れた時間高度分解能を持つ MU レーダー観測データを用いてこれまで良く調べられていなかった温帯低気圧の微細構造やそれに伴う小規模擾乱の性質を明らかにすることを試みた。

## 2. 観測

観測は1990年4月2～6日にかけて約100時間連続で行なった。観測高度範囲は0.15～22.35km、時間・高度分解能はそれぞれ6分、300mである。

図1に観測期間中の地上天気図を示す。総観規模の温帯低気圧が観測期間のほぼ中間に日本付近を通過している。また、図2は観測によって得られた南北風のプロファイルである。高さと共に西に傾いた(図では右に傾いた)高低気圧の総観規模構造がほぼ一周期分観測されていることがわかる。

## 3. 解析

図2には総観規模構造の他に様々なスケールの構造が現れている。対流圏(高度10km以下)のパワースペクトルを図3に示す。長周期領域(約10時間以上)と短周期領域(約1時間以下)では明らかにスペクトルの傾きが異なり、性質の違いが示唆される。

まず長周期成分を見るためにバンドパスフィルタを用いて8～20時間の周期成分を取り出した(図4)。対流圏において10m/sにも及ぶ大きな振幅を持った十数時間周期の変動が見られる。図2と比較すると、この変動は低気圧の振幅の大きな高度で顕著である。したがって、この変動は低気圧に伴う2次的な構造に対応すると考えられる。

次に、短周期成分のパワーの時間高度分布を調べた。まず、ハイパスフィルタで1時間以下の周期成分を取りだして2乗し、時間高度方向にそれぞれ5時間、2kmのカットオフを持つローパスフィルターでスムージングした。南北風成分に対する結果を図5に示す。高度7km以下にいくつかのパワーの大きな時間高度領域が存在している。そのいくつかは、エコーパワー強度の時間高度断面図(図6)や、信楽でのラジオゾンダの温度データ、天気図などから前線に対応していることがわかる。

## 4. まとめ

高分解能のMUレーダーデータによって温帯低気圧の微細構造を調べた。まず、振幅の大きい十数時間周期の2次的構造の存在がわかった。また、前線に関連した短周期の擾乱の卓越を示した。今後はこれらについて個々に詳しい解析を行ない、その特徴を明らかにしていきたい。

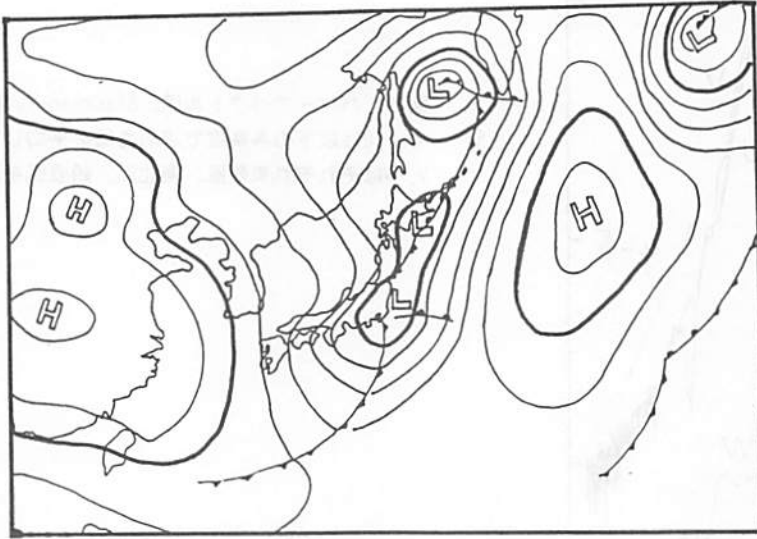


図1. 観測期間中、4月4日21時の地上天気図。

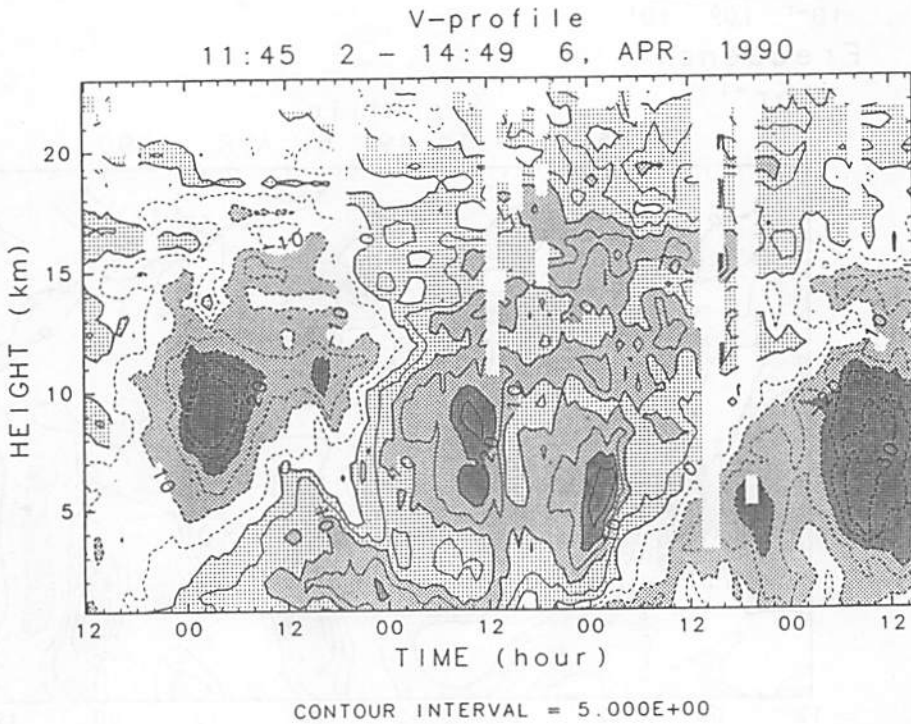
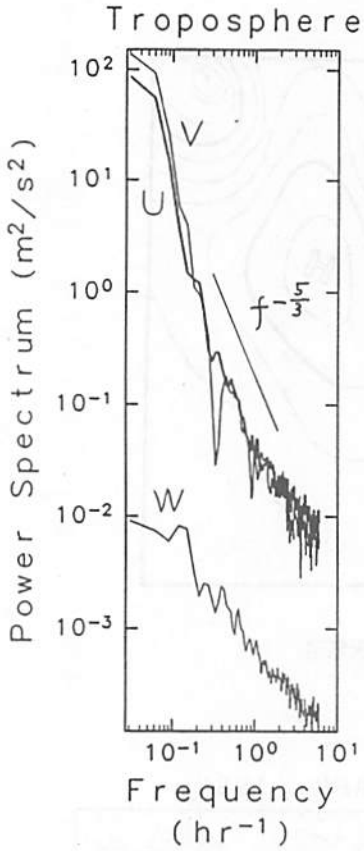
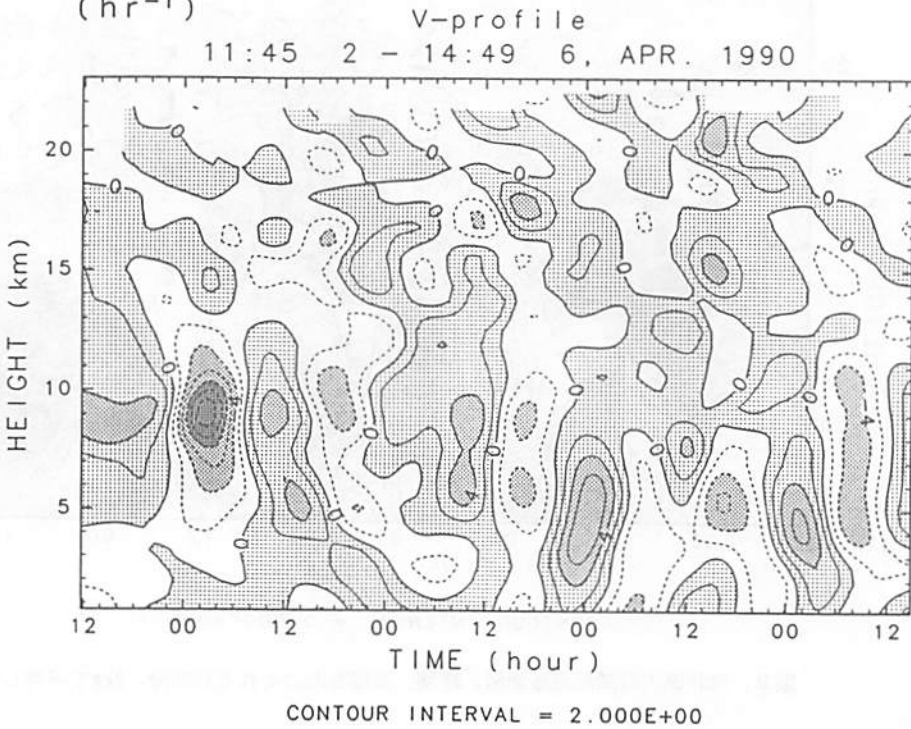


図2. 南北風の時間高度断面図。時間、高度方向にそれぞれ30分、2kmで平均した。



← 図3. パワースペクトル図。Blackman-Turkey法を用いて、10km以下の各高度で求めた値を平均している。U、V、Wはそれぞれ東西風、南北風、鉛直風を表す。

図4. 南北風の時間高度断面図。バンドパスフィルタで8~20時間の周期成分を取り出し、高度方向に2kmのカットオフを持つローパスフィルタでスムージングした。



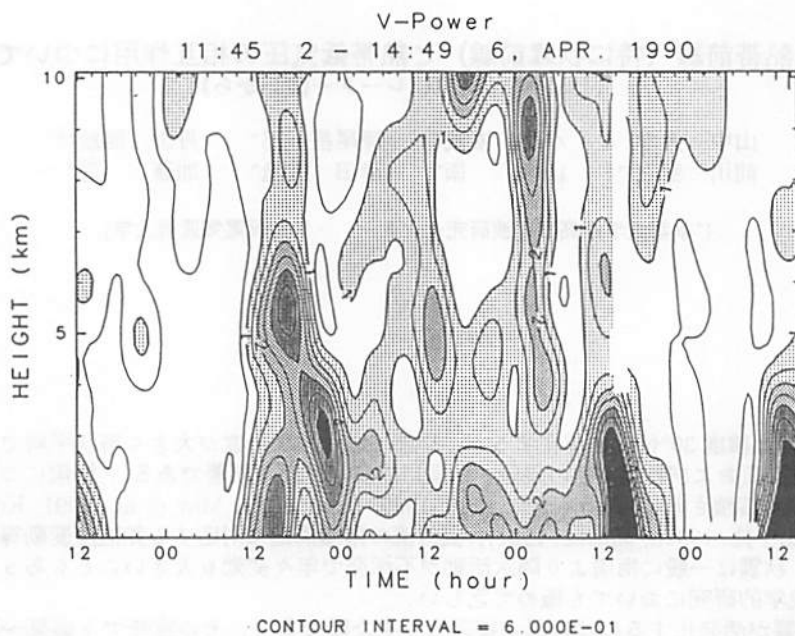


図5. 南北風のパワーの時間高度分布。ハイパスフィルタで1時間以下の周期成分を取り出して2乗し、時間高度方向にそれぞれ5時間、2kmのカットオフを持つローパスフィルタでスムージングした。

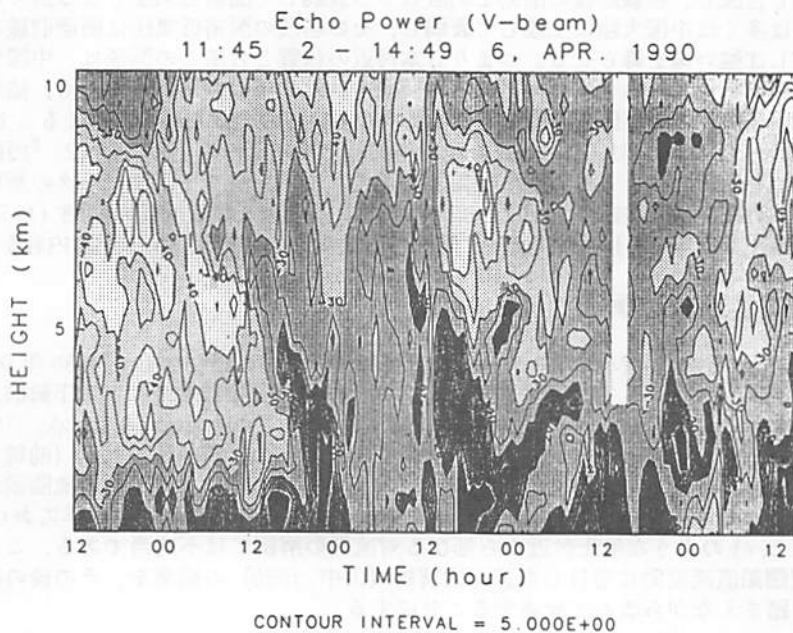


図6. エコーパワー強度の時間高度断面図。時間、高度方向にそれぞれ30分、2kmで平均した。単位はdB。

# 亜熱帯前線（特に秋霖前線）と熱帯低気圧の相互作用について (1985～90年 MU レーダー観測から)

山中 大学\* 小谷 玄哉\* 深尾昌一郎\* 丹山 照敏\*\*  
前川 泰之\*\* 山本 衛\* 津田 敏隆\* 加藤 進\*

(\*京都大学超高層電波研究センター \*\*大阪電気通信大学)

## 1. はじめに

亜熱帯前線は緯度 30°付近に存在するが、季節・地理的変動度が大きく帯状平均では一般に不明瞭で、ただ梅雨および秋霖（秋の長雨、秋雨）の日本付近で顕著である<sup>1</sup>。梅雨については MU レーダー観測も蓄積され (Fukao et al., 1988, 1989; Sumi, 1989; May et al., 1991; Kotani et al., 1991a, b, c; 山中他, 1991b; 高田他, 1991), 雲対流の階層構造に対応する鉛直流変動等が解明されつつあるが、秋霖は一般に梅雨より降水活動が不活発で年々変動も大きいこともあって、既存手段による気象学的研究においても極めて乏しい。

一般に秋霖が活発化するのには台風が接近してきた時であり、その意味でも盛夏～秋季の気象現象の研究は専ら台風に関するものが圧倒的である。MU レーダー観測においても台風についてはいくつかの観測が行われ (Kato et al., 1984; Fukao et al., 1985; T. Sato et al., 1990; K. Sato, 1991a, b), レインバンドに沿う対流性降水や波動に対応すると考えられる興味深い風速変動が見出されている。周知のように台風は亜熱帯前線の南側の暖い海洋上で発生・発達する熱帯低気圧で、大規模な大気の流れに乗って日本付近にまで到来するものである。秋霖季には確かに日本付近で亜熱帯前線と合流し、秋霖前線の活動を刺激しつつ衰弱して温帯低気圧となる訳であるが、かたや梅雨季には多くは中国大陸に上陸して衰弱し、その名残の温帯低気圧は梅雨前線に乗って日本付近にしばしば強い雨を降らせる。つまり日本付近の秋霖と台風との関係は、中国大陸上の梅雨と台風との関係と似ているとも捉えられる。梅雨や秋霖の年々変動についても、結局は熱帯の変動が台風という南北の情報伝達機構を通じて反映しているのではないかと考えることができる。

以上の背景から、筆者らは (1)「台風と亜熱帯前線との相互作用」および (2)「梅雨と秋霖との違い」の 2 つを最終目標として、特に秋霖季対流圏の MU レーダー観測データの解析を開始した。ここでは、明瞭な秋霖前線の北側 (1985 年 9 月)、不明瞭な秋霖前線の南側 (1987 年 9 月)、および強い台風 (1990 年 9 月) の観測データ解析の現状報告 (山中他, 1991c) の内容を再録する。

## 2. 明瞭な秋霖前線面上の観測例 (1985 年 9 月)

最初に取り上げる例は、MU レーダーによる長期連続観測の最初として 1985 年 9 月 24 日～30 日に行われたものである。実はこの観測は、名大水圏研の田中浩教授による下部成層圏内部重力波の研究を課題としたもので、本来の課題の成果はすでに Ushimaru and Tanaka (1990) によって報告されているが、明瞭かつほぼ同緯度に維持された地上の秋霖前線の北側（前線面上）の観測例としても極めて貴重である。但し観測の目的上、また当時はまだ下部対流圏観測の有効性が検討中であったため、データは約 6km 高度よりも上に限られており、梅雨季における Kotani et al. (1991a, b, c) のような地上付近から延びる対流雲の解析には不適合である。ここでは秋霖季の上部対流圏鉛直流変動に注目した速報的解析 (山中, 1986) の結果を、その後の梅雨その他の研究結果を踏まえながら改めて記述することにする。

<sup>1</sup> 厳冬季の寒帯前線上で発達した総規模低気圧に伴う寒冷前線（季節風吹き出し）も、南に延びた部分は亜熱帯前線と同一視されることもあるが、ここでは一応これを除外する。なお「春霖」については文末（5 節）参照。

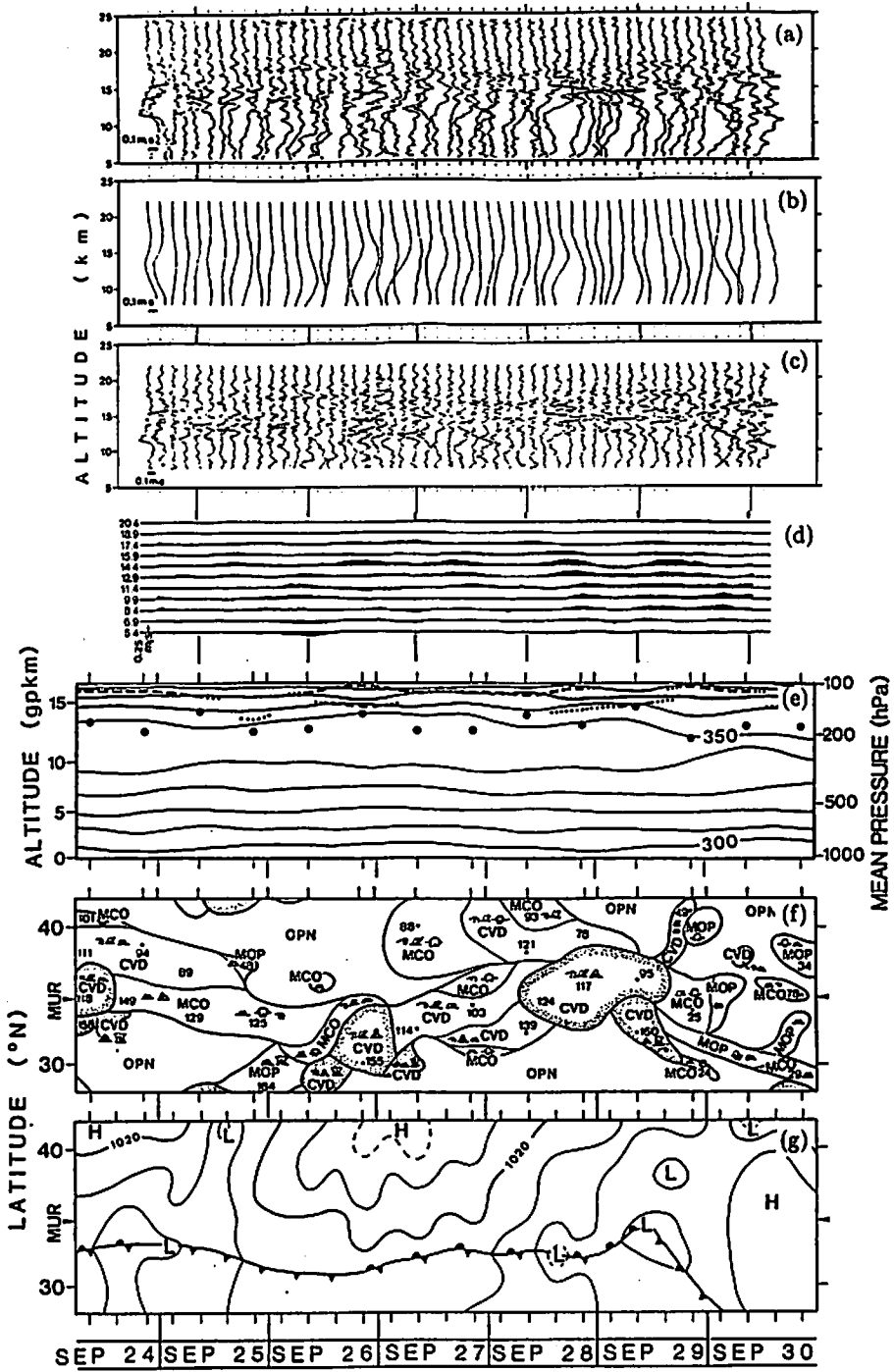


図1 MUレーダーで観測された秋霖前線北側の鉛直流変動(1985年9月24日~30日)。(a)時間173点(=2.6h)平均の鉛直プロファイル;(b)(a)の鉛直31点(=4.65km)移動平均;(c)(a)の(b)からの偏差;(d)時間5点(=4.5min)平均の時系列の100個(=7.57h)移動平均;(e)潮岬測候所における温位(等値線10Kごと)・対流圏界面(太破線)・風速最大高度(●印)の推移;(f)雲解析図の136°Eにおける緯度・時間断面図;(g)地上天気図の136°Eにおける緯度・時間断面図。



図1は特に鉛直流変動について解析した結果を、気象官署資料に基く温度場・雲分布・地上気圧場と対比して示したものである。鉛直構造については、まず成層圏側より対流圏側で鉛直流変動が卓越していることが一目瞭然である(図1(a))が、この対流圏側の変動は圏界面付近を節とする鉛直波長10 km程度の定在波的構造(図1(b))と、圏界面直下部つまりジェット気流領域を中心とする鉛直波長1 km前後の振幅変化の激しい構造(図1(c))に区別できることがわかる。一方、時間的振舞いについては、ジェット付近で最大振幅をもち慣性周期(〜21 h)に近い周期の振動(図1(d))と、対流圏を上下に抜けるような時間スケール1 h程度以下のランダムな変動(図は省略)が見られる。前者の周期的振動は定在波的鉛直構造とほぼ同定でき、またこれと同期するように薄い鉛直構造も増幅していることがわかっている。なお観測期間はこの年の秋霖末期にあたり、ジェットや圏界面は上下に揺れつつ最終日に冬季の高度に落ちつく(図1(e))。それまで秋霖前線上を中規模雲団や中間規模低気圧が次々と東進していく(図1(f)(g))。

上記の鉛直流変動に見られた慣性周期に近い周期は、Fukao et al. (1988)が梅雨前線面上の同様な状況において見出した上昇流の間隔と類似している。但し梅雨季でも低気圧中心付近の下部対流圏(Kotani et al., 1991a, b, c)や前線面北端に近い場合(山中他, 1991b; 高田他, 1991)などでは、類似の間隔に見える部分もあるがここで述べた例ほど顕著でないので、東西に比較的均質すなわち地球自転軸に関し対称な場の特徴的なものと言える。一般に傾圧大気中の慣性重力波については、傾圧つまり水平一様の場合の低周波極限(臨界高度)である慣性振動(水平円運動のため鉛直流変動に何ら寄与し得ない)とは別に、もう一つの極限状態として等温位面上の軸対称運動的な振動があり(Olbers, 1981; Yamanaka and Tanaka, 1984; Yamanaka, 1985)、等温位面勾配の大きい前線面の上で観測された上記の鉛直流変動はこれに相当する可能性が大きい。すなわち1 kmほどの薄い構造が波動の位相構造(鉛直1波長)に相当し、この種の波が高度幅数kmの群れ(波束)をなすことが約10 kmの厚い構造として現れたものと考えられる。1年を通じた観測に基く考察から、このような「等温位面振動」は普遍的に卓越している重力波モードであり、対流圏界面の多重化という役割をも果たしていると予想される(山中他, 1991a)<sup>2</sup>。

一方、対流圏下部から上端へ抜けるような時間スケール1 h程度以下の変動は、形態的にはEcklund et al. (1982), Ohno (1988), K. Sato (1990)などが観測し、地形性重力波の振幅変動と判定したものに類似している。これら過去の地形性重力波の研究では、この種の波の励起に関係する下部対流圏の風速の強弱などに対応する‘active’および‘quiet’な期間の存在を指摘しているが、これと前述の1日弱程度の「等温位面振動」との区別あるいは同定はむづかしく今後の課題の一つである。そもそも1日弱のスケールは、梅雨季や秋霖季に卓越する低気圧のスケール(中間規模; 2〜3日程度)より小さく、地形性重力波の振幅変動と同様な時間スケールをもつ雲よりも大きい、中規模の雲団(cluster)に対応したスケールである。実際この観測期間における顕著な雲団や高い雲頂高度の出現も「等温位面振動」の振幅最大と時間的に近いようにも見えるが、水平風速場がこれと同期して変化すれば地形性重力波の変動もこれに呼応する可能性がある。また以上とは本質的には全く独立した放射日変化による雲の活動度変動も、このスケールをもつことが知られている(例えばAkiyama, 1978, 1984)。

何れにしても、これまで主として雲や雨の観測に基いていた気象学的研究における概念・用語と、MUレーダーにより達成された3次元風速の高分解能観測による概念・用語を、詳細な相互比較を行って再整理する必要があると見られる。後者はデータの定量的や連続性から現象を‘波’として解析しやすいのに対して、前者は観測できる物理量の種類や分解能から形態的な考察が主となりがちである。Ushimaru and Tanaka (1990)が論じているような内部重力波が多重圏界面とも解釈できることについては先に触れたが、一方Ninomiya (1983)は気象官署観測に基き梅雨季の豪雨域の分布が内部重力波としても解釈できることを指摘している。

<sup>2</sup>但しMUレーダー観測結果の数日平均値において、冬季を中心として強いジェット気流の上下に見られる鉛直流逆転現象(Fukao et al., 1991)は、この振動による鉛直流が直接貢献しているのではなく、この振動が(飽和重力波として)生成する等温位面沿いの砕波乱流層によるレーダー電波散乱の異方性に起因した観測上のバイアスである。

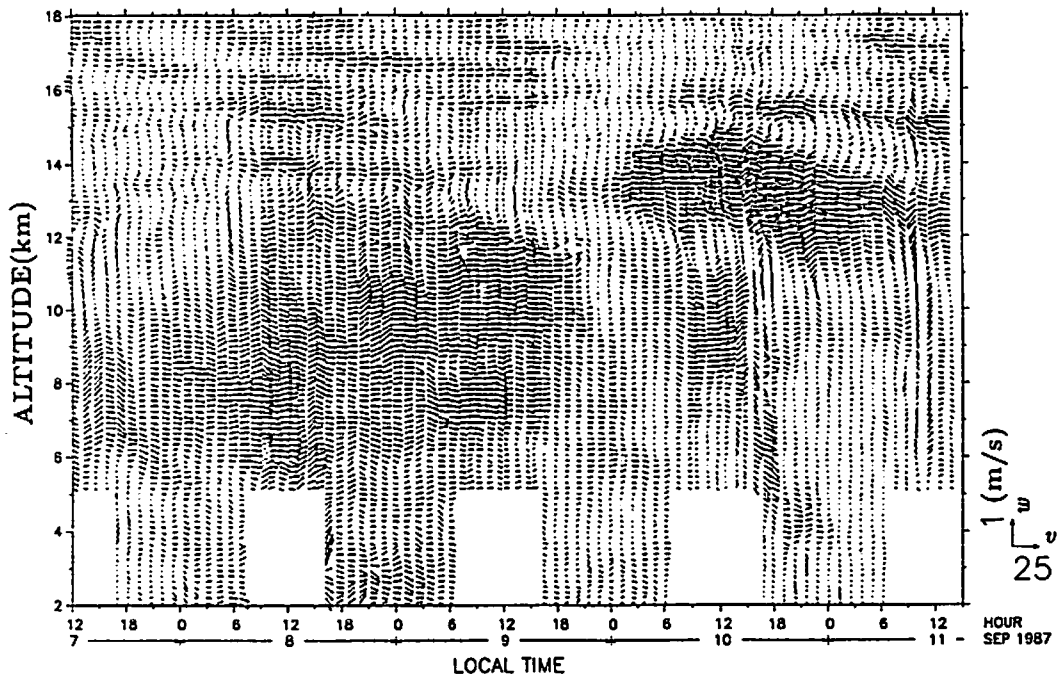


図2 MUレーダーで観測された不明瞭な秋霖前線の南側における南風(v)と上昇流(w)の時間高度変動(1987年9月7日~11日)。

### 3. 不明瞭な秋霖前線の南側の観測例(1987年9月)

1節で述べたように秋霖前線の活動度は年々や季節内の変動が大きく、ほとんど解消したかに見えることもしばしばである。2節で紹介した観測の後、MUレーダーではGRATMAC標準観測と称する準ルーチン観測を1985年12月以来毎月約100時間連続という形で繰り返している(Fukao et al., 1991参照)が、その毎年9月度の観測期間の気象庁地上天気図を参照すると、前線が描かれていなかったり、亜寒帯域の総観規模低気圧に伴う前線の延長であったりすることもかなりある。しかしこういう言わば一見何も特徴的現象のないケースの解析が、気候学的研究のみならず特徴的現象そのものの研究にも重要である。本節で紹介する1987年9月7日~11日のMUレーダー観測は、そのような不明瞭な前線の南側を観測したケースの一つであるが、1988年以前のGRATMAC標準観測は高度5km以下のデータ取得が中間圏観測のない夜間に限られていたため、下部対流圏についての考察はやはり不完全なものとなる。

この観測期間には、地上の秋霖前線は沿海州からオホーツク海へ進んだ総観規模低気圧から延びる寒冷前線の延長という形で日本海から北海道東方にかけて存在し、低気圧を追って気圧の谷が中~上部対流圏を東進した。図2に示すMUレーダー観測結果からは、気圧の谷の東進が9日夜を中心とした上部対流圏の南北風逆転として明瞭に見られる。この気圧の谷の両側で中小規模運動の出現状態にもかなり差があり、例えば圏界面重力波や下部対流圏鉛直流変動なども気圧の谷の通過前(つまり東側)において顕著である。前節で述べたことから、圏界面重力波の振舞は等温位面の構造から説明できると考えられる。また鉛直流変動の不均一性は、上層の気圧の谷の前面が不安定(つまり低気圧あるいは前線発達)領域であるという総観規模気象学の常識と矛盾しない。ここで観測された鉛直流変動は、地上の梅雨前線近傍でKotani et al. (1991a, b, c)が

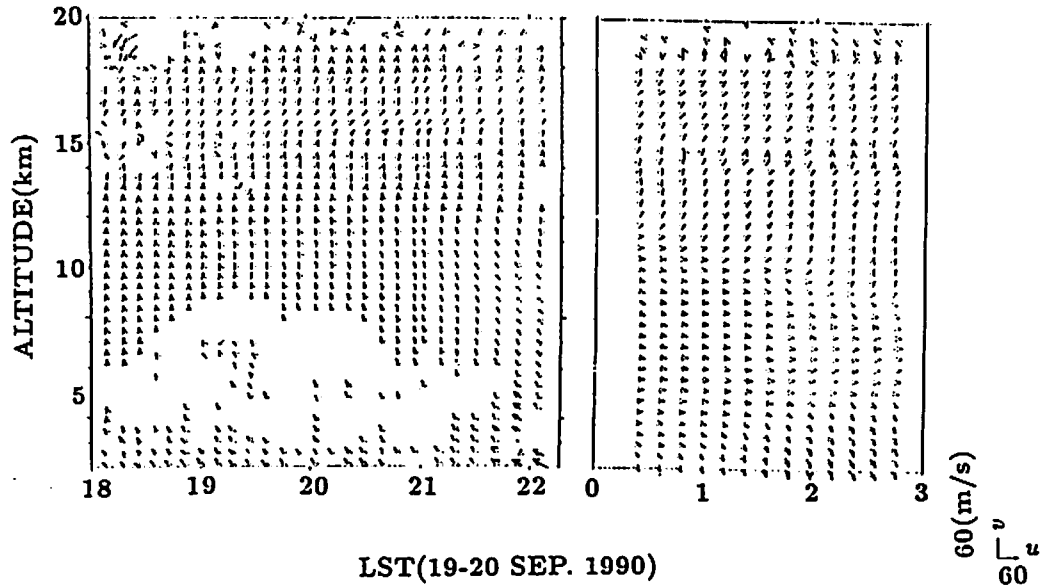


図3 MUレーダーで観測された台風9019号の中心最接近直前(1990年9月19日18時～20時)および直後(20日00時～03時)における西風(u)と南風(v)の時間高度変化。

観測したような顕著なものではなく、どちらかと言えば山中他(1991b)や高田他(1991)の報告した梅雨前線面北端の下側のケースに近い。

以上の結果は、不明瞭な秋霖前線は梅雨前線というよりむしろ普通の寒帯前線(総観規模低気圧に伴うもの)に近いことを示唆している。なおこの観測期間には、次節に述べるような台風の襲来はなかった。詳しい検討は今後の課題であるが、亜熱帯前線としての特徴的性質は熱帯低気圧との相互作用を経て生み出されるのではないかと考えている。

#### 4. 秋霖前線帯に侵入した台風の観測例(1990年9月)

前節のケースとは逆の顕著な秋霖前線活動が1990年にはしばしば見られたが、特に台風9019号(国際名:Flo)の上陸前後は極めて活発であった。この台風は9月16日に沖縄近海に至ってから転向しつつ急発達し(NASAの航空機観測による最低中心気圧は17日9時～15時の890 hPa)、第2室戸台風に近い経路で北東に進んで19日20時過ぎに和歌山県白浜付近に上陸し(上陸時の中心気圧945 hPaは観測史上10位)、伊勢湾台風と同様に紀伊半島から三陸まで本州を縦断してしだいに衰弱し、20日11時過ぎ(この時の中心気圧984 hPa)に太平洋へ抜けた(饒村, 1990)。これに先立ち11日頃から秋霖前線は活発化しつつ北上し、台風上陸前後は津軽海峡から北陸・山陰沖にかけて(ちょうど台風中心を移動させたジェット気流に平行して)位置していた。この前線活動を含めて日本全国の総雨量は観測史上2位と言われ、秋霖前線と台風との相互作用の研究対象としてはまさに典型的な例であった。

MUレーダーでは18日から20日までGRATMAC標準モードの特別観測を実施し、この間に19日23:10頃には台風中心が東南東約30 kmまで接近した。気象庁の観測から推定したこの時の中心気圧が945 hPa、観測棟のアネロイド気圧計による最低気圧は956 hPaであり(何れも海面補正值)、観測史上有数の台風の中心付近の観測が期待されたが、残念なことに強風による商用電源の断線停電のため最接近時前後の約2時間が欠測となってしまった。しかし欠測前後のMUレーダー観測による対流圏最下部の水平風速は、気象庁観測による中心付近の平均最大風速

40 m s<sup>-1</sup>に達しており、中心にかなり近い所(気象庁による中心経路から推定すると約50 km)までの貴重な観測が達成できたことは間違いない。詳細の解析は現在なお続行中なので、以下には速報的な結果と最終目標と関連した見通しを中心に述べる。

まず中心通過前後の対流圏内のほぼ全高度領域にわたる水平風逆転は、一見して教科書的である(図3)。しかしよく見ると通過後の中部対流圏の風向はほぼ真西が持続しており、一方的風向回転というよりもむしろ1割程度の風速振幅で南北に揺れていることがわかる。また図は省略するが鉛直流向もまたこの期間に上下に変化している。鉛直流反転の繰り返しは軸対称な雲の渦あるいはレインバンドを仮定しても説明できるが(Kato et al., 1984; Fukao et al., 1985 参照)、南北流の反転については軸対称構造の一定方向の進行では説明できず、副低気圧のような非対称構造の出現を考えるか(Matsumoto and Okamura, 1985 参照)、あるいは進行方向のジグザグな変化を考えなければならない。実際、気象庁の毎時の観測による紀伊半島上陸後の台風の中心位置は、上陸前数時間のほぼ同一直線上等間隔に並んだのは打って変わって、所々に顕著な‘飛躍’が見られる。つまりMUレーダーを通過する頃の台風中心は時に複数個存在して、それぞれかなりずれた方向に移動しつつ生成・消滅を繰り返していたと考えられる。

一方、エコー強度観測から得られた乱流特性についても中心通過前後で顕著な変化があり、通過前是对流圏ほぼ全高度領域にわたり等方性乱流が分布したのに対して、通過後は層状乱流が観測当初の圏界面の下方でも次第に現われた。先述の風速変動場や今述べた乱流場の非対称性はこれまでのMUレーダーによる台風観測でも指摘されており(例えばK. Sato, 1991a 参照)、台風の(中間規模)温帯低気圧化の過程を研究する上で重要と考えられる。

これまでの気象学的知識に基づく台風と秋霖前線の相互作用は、台風の特に東側で顕著な南海上の高温高湿な空気の北上(湿舌の侵入)による前線活動の活発化(南北温度勾配と可降水量の両方の増加)と、逆に前線帯付近での潜熱(暖かい海面から蒸発する水蒸気)補給途絶および陸地による摩擦(角運動量散逸)に伴う台風の衰弱と温帯低気圧化(眼・軸対称性の消滅)とがある。前者については、台風は熱帯域で発生しかつ活発な積乱雲活動を伴うことで高い圏界面を維持してやって来るので、中高緯度の低い圏界面との間に顕著な圏界面ギャップを生じ、つまり前線の明瞭化をもたらすとも説明することができる。また後者についてはポテンシャル渦度の保存則による渦の転倒と引き伸ばし、あるいは静的安定度の増大による第二種条件付不安定(熱帯低気圧の原因)から傾圧不安定(温帯低気圧の原因)への移行などとしても説明できる。

## 5. おわりに

梅雨にせよ秋霖にせよ特徴的なことは、中高緯度の大陸・大洋上の総観規模温帯低気圧とは違った側面の多い中間規模低気圧、あるいはこれに組織化された雲団の存在である。4節で述べた台風の温帯低気圧化は実は梅雨季にも起こっており、但しほとんどは大陸上で起こり日本には温帯低気圧として来るのである。従って梅雨季や秋霖季の中間規模低気圧の成因については、前線上で「自然」発生するものと、台風から変わったものとに大別できるようであるが、これまでの気象学的研究でも後者の活動の顕著さを指摘するものが多い。

梅雨や秋霖以外の時季に一時的に類似の地上気象状態が出現する場合として、「春霖(菜種梅雨)」がある。厳冬季の温帯低気圧はオホーツク海～ベーリング海で発達・閉塞する(西高東低の気圧配置)が、晩冬～初春には日本海付近で一旦閉塞するか、または台湾付近から日本南岸を進んできた別の低気圧(台湾坊主)と足並みを揃えて、いわゆる「二つ玉」低気圧の状態となる。これらの低気圧群に先行する移動性高気圧が停滞(ブロッキング)すると、南側の低気圧に伴う前線が停滞して春霖が出現することになる。この春霖は梅雨や秋霖とどの程度類似した力学的構造をもつのかという問題は、梅雨や秋霖の特殊性の秘密を探る上で検討に値しよう。

最後に、ここで紹介した研究は、内部重力波の「源」の有力候補としての雲対流活動という観点や、現在注目されている赤道西太平洋域の北端を押さえる意味でも、重要な一つの礎石である。

## 文 献

Akiyama, T., 1978: Mesoscale pulsation of convective rain in medium-scale disturbances developed in Baiu

- front. *J. Meteor. Soc. Japan*, **56**, 267-283.
- , 1984: A medium-scale cloud cluster in a Baiu front, Part I: Evolution process and fine structure. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 485-504.
- Ecklund, W. L., K. S. Gage, 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.
- Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, T. Tsuda, I. Kimura, N. Takeuchi, M. Matsuo and S. Kato, 1985: Simultaneous observation of precipitating atmosphere by VHF band and C/Ku band radars. *Radio Sci.*, **20**, 622-630.
- , M. D. Yamanaka, T. Sato, T. Tsuda and S. Kato, 1988: Three-dimensional air motions over the Baiu front observed by a VHF-band Doppler radar: A case study. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 281-292.
- , H. Matsumoto, T. Sato, T. Tsuda and S. Kato, 1989: Wind fluctuations near a cold vortex-tropopause funnel system observed by the MU radar. *Pure Appl. Geophys.*, **130**, 463-479.
- , M. F. Larsen, M. D. Yamanaka, H. Furukawa, T. Tsuda and S. Kato, 1991: Observations of a reversal in long-term average vertical velocities near the jetstream wind maximum. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, in press.
- Kato, S., T. Ogawa, T. Tsuda, T. Sato, I. Kimura and S. Fukao, 1984: The middle and upper atmosphere radar: First results using a partial system. *Radio Sci.*, **19**, 1475-1484.
- Kotani, G., M. D. Yamanaka, S. Fukao, T. Sato, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, 1991a: Medium-scale and mesoscale dynamical structures of the Baiu front observed by the MU radar: A case study. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, in press.
- , ——, ——, ——, H. Uyeda, A. Sumi, T. Tsuda and S. Kato, 1991b: Hierarchical dynamical structure of Baiu frontal precipitation systems revealed by MU radar observations in July 1990. 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中.
- , ——, ——, ——, ——, A. Watanabe, T. Tsuda and S. Kato, 1991c: 梅雨季対流圏鉛直変動に見られる階層構造: 1989~90年 MU レーダー観測結果の総括. (本報告書所収)
- Matsumoto, S., and H. Okamura, 1985: The internal gravity wave observed in the Typhoon T8124 (Gay). *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 37-51.
- May, P. T., S. Fukao, P. J. Neiman, M. W. Kozleski, M. D. Yamanaka, S. Kato, M. Yamamoto, T. Sato and T. Tsuda, 1991: MU radar observations of the wind field in the vicinity of the Baiu front during early July, 1987. *J. Geomag. Geoelectr.*, **43**, in press.
- Ninomiya, K., 1983: Internal-gravity-wave-like variations of temperature, humidity and wind observed in the troposphere downstream of heavy rainfall area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 163-169.
- 鏡村 昭, 1990: 記録的な大雨をもたらした台風第19号. 気象, **34**(11), 11156-11158.
- Ohno, Y., 1988: Strong vertical wind variability in the troposphere and lower stratosphere observed by the MU radar. M.Sc. Thesis, Faculty of Science, Kyoto University, 63pp.
- Sato, K., 1990: Vertical wind disturbances in the troposphere and lower stratosphere observed by the MU radar. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2803-2817.
- , 1991a: Wind disturbances associated with a typhoon 8719 observed with the MU radar, Part I: Difference between before and after the typhoon passage. Submitted to *J. Atmos. Sci.*
- , 1991b: Wind disturbances associated with a typhoon 8719 observed with the MU radar, Part II: Detailed characteristics and effects on the typhoon. Submitted to *J. Atmos. Sci.*
- Sato, T., N. Ao, M. Yamamoto, S. Fukao, T. Tsuda and S. Kato, 1990: A typhoon observed with the MU radar. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, in press.
- Sumi, A., 1989: Short-period fluctuation of the lower tropospheric winds observed by the MU radar. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 167-175.
- 高田陽二・前川泰之・小谷玄哉・山中大学・深尾昌一郎・山本 衛・津田敏陸・加藤 進, 1991: 梅雨前線に伴う対流圏界面ギャップと非降水性微細構造: 1987~88年 MU レーダー観測結果の総括. (本報告書所収)
- 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.
- 山中大学, 1986: MU レーダー 1 週間連続観測資料の解析: II. 上部対流圏の鉛直変動. 日本気象学会 1986年 春季大会講演予稿集, #333.
- ・高蔵 出・深尾昌一郎, 1991a: 圏界面重力波と子午面循環について. 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中.
- ・小谷玄哉・高田陽二・前川泰之・深尾昌一郎・津田敏陸・加藤 進, 1991b: MU レーダーによる梅雨期対流圏の多層構造の観測. 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中. (本報告書所収)

## 梅雨季対流圏鉛直流変動に見られる階層構造 (1989~90年 MU レーダー観測結果の総括)

小谷玄哉\*, 山中大学\*, 深尾昌一郎\*, 佐藤亨\*\*,  
上田博\*\*\*, 住明正\*\*\*\*, 渡辺明\*\*\*\*\*, 津田敏隆\*, 加藤進\*

\*京都大学超高層電波研究センター, \*\*京都大学工学部,  
\*\*\*北海道大学理学部, \*\*\*\*東京大学理学部, \*\*\*\*\*福島大学教育学部

### Abstract

We can observe three-dimensional wind fluctuations associated with meso-, medium- and cumulus-scale (horizontal scale:  $10^1$ - $10^3$  km) structures moving eastward along the Baiu front, by using the MU radar. Results obtained in 1989 have been published by Kotani et al. (1991), and those during 1987-88 are shown by Takada et al. (1991).

Here we mainly show observational evidence during 2-16 July 1990. During this observational period, we observed two medium-scale cyclones changed from typhoons along the Baiu front with the MU radar, Ku/C-band radar and the meteorological Doppler radar simultaneously. These results are described by Watanabe et al. (1991) and Shirooka et al. (1991).

Passage of an occluded front was observed by the MU radar on July 4. This occluded front was warm-front type. Before the passage of the occluded front, typical stratiform precipitations with continuous upward velocity events below the warm frontal surface were observed. When the occluded point passed, weak updrafts were observed below the frontal surface. After the passage of the occluded front, quite remarkable convective cells of cumulus-scale without precipitation were observed in the lower troposphere.

In case that another medium-scale cyclone system passed during 12-13 July, we at first observed a warm sector and stratiform precipitations with continuous updrafts. Near the cold front, convective clouds became more remarkable. Peaks of the upward velocity events were in good agreement with peaks of rainfall. At ~00 LST 12 July, a synoptic-scale ridge passed above the MU radar, and northerly winds changed into southerly winds.

On the south side of the Baiu front, two convective cells of cumulus-scale were observed on July 10. The peak of the upward velocity events also corresponded to the peak of the rainfall.

Finally, on the basis of the observational evidence obtained so far (not only in 1990 but also in 1987-89), a model of the structure of the medium-scale structures along the Baiu front is proposed.

- References:* Kotani et al., 1991: *J. Meteor. Soc. Japan*, in press.  
Shirooka et al., 1991: in this issue.  
Takada et al., 1991: in this issue.  
Watanabe et al., 1991: in this issue.

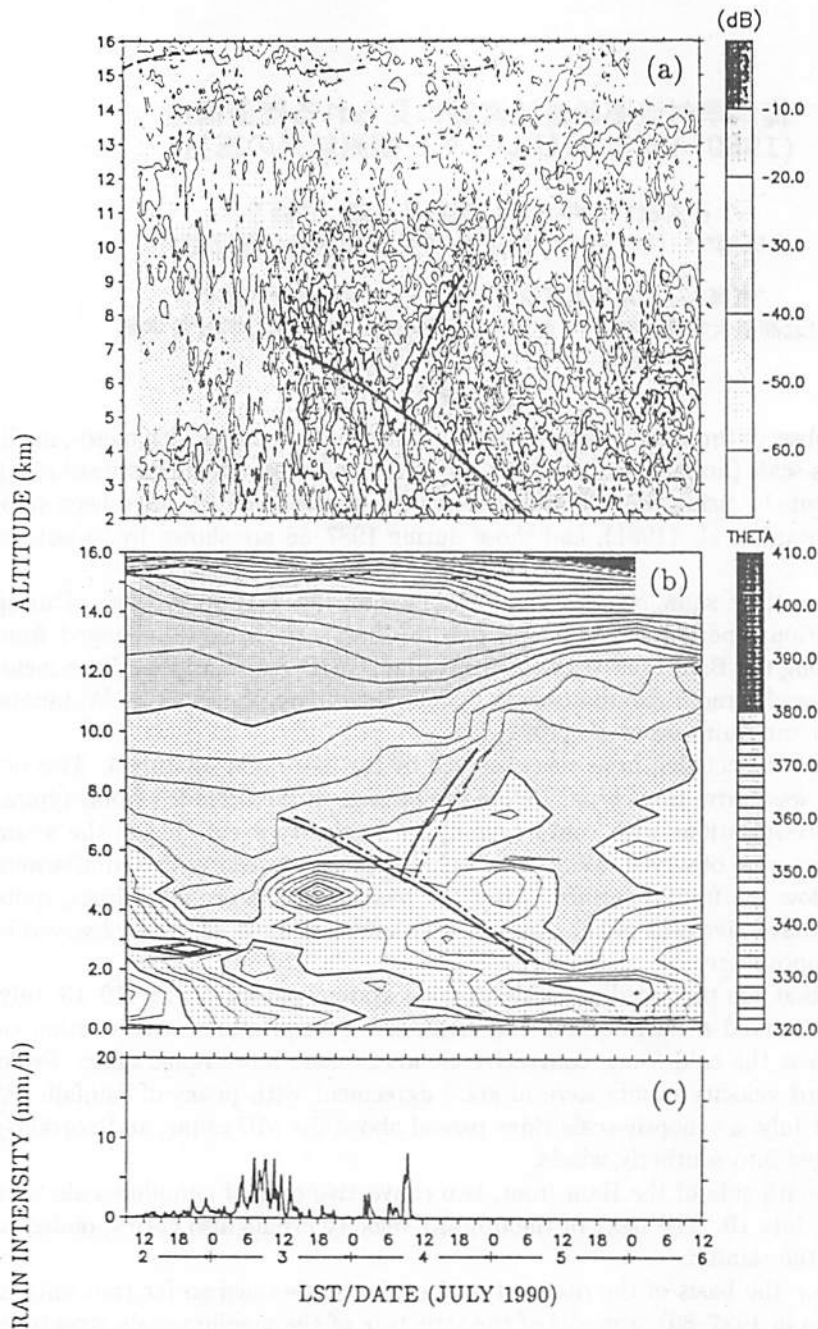


Figure 1 Time-altitude cross-sections of (a) vertical echo intensity observed by the MU radar (averaged over  $\sim 30$  min), and (b) equivalent potential temperature at the Shionomisaki Weather Station (JMA, 1990b), in comparison with (c) rainfall intensity observed at the MU radar site during 2–6 July. The frontal surface (thick solid curves in (a) and (b)) is determined mainly based on the echo intensity distribution. The frontal surface at Shionomisaki (broken and dotted curves in (b)) is estimated on the basis of weather charts. The tropopause (thick broken curves in (a) and (b)) is according to the data observed at Shionomisaki.

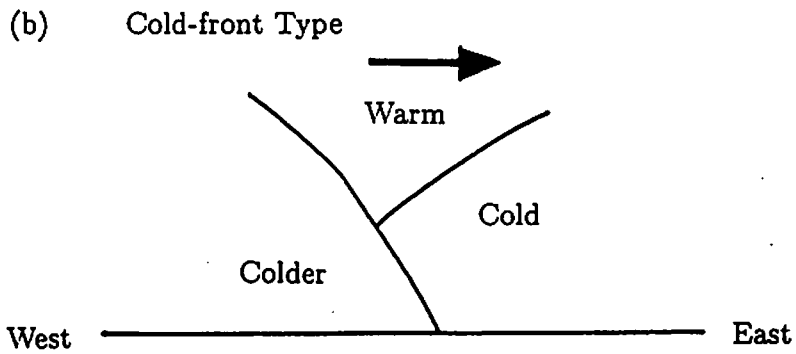
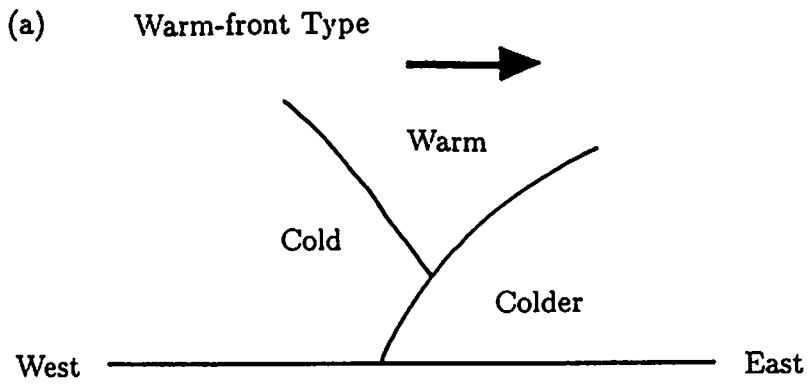
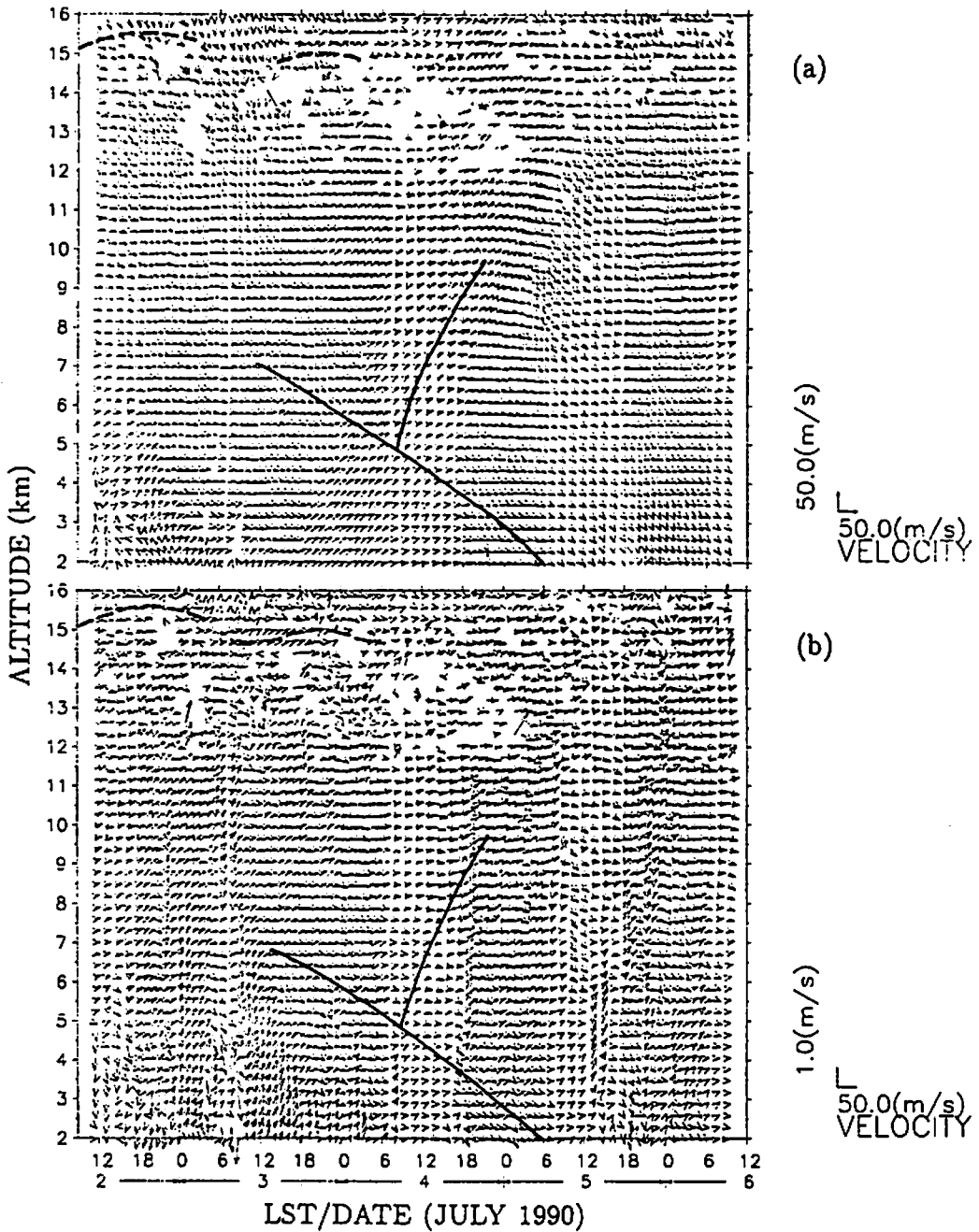


Figure 2 Two types of the occluded front: (a)warm-front type, and (b)cold-front type.





**Figure 3** Time-altitude cross-sections of (a)zonal-meridional and (b)zonal-vertical winds observed by the MU radar during 2-6 July 1990. Winds are averaged over  $\sim 100$  min, and velocity scales are indicated in the right bottom ( $u$ ,  $v$  and  $w$ : zonal, meridional and vertical wind components, respectively). Solid and broken curves show the frontal surface and the tropopause, respectively, both determined in Fig. 1.

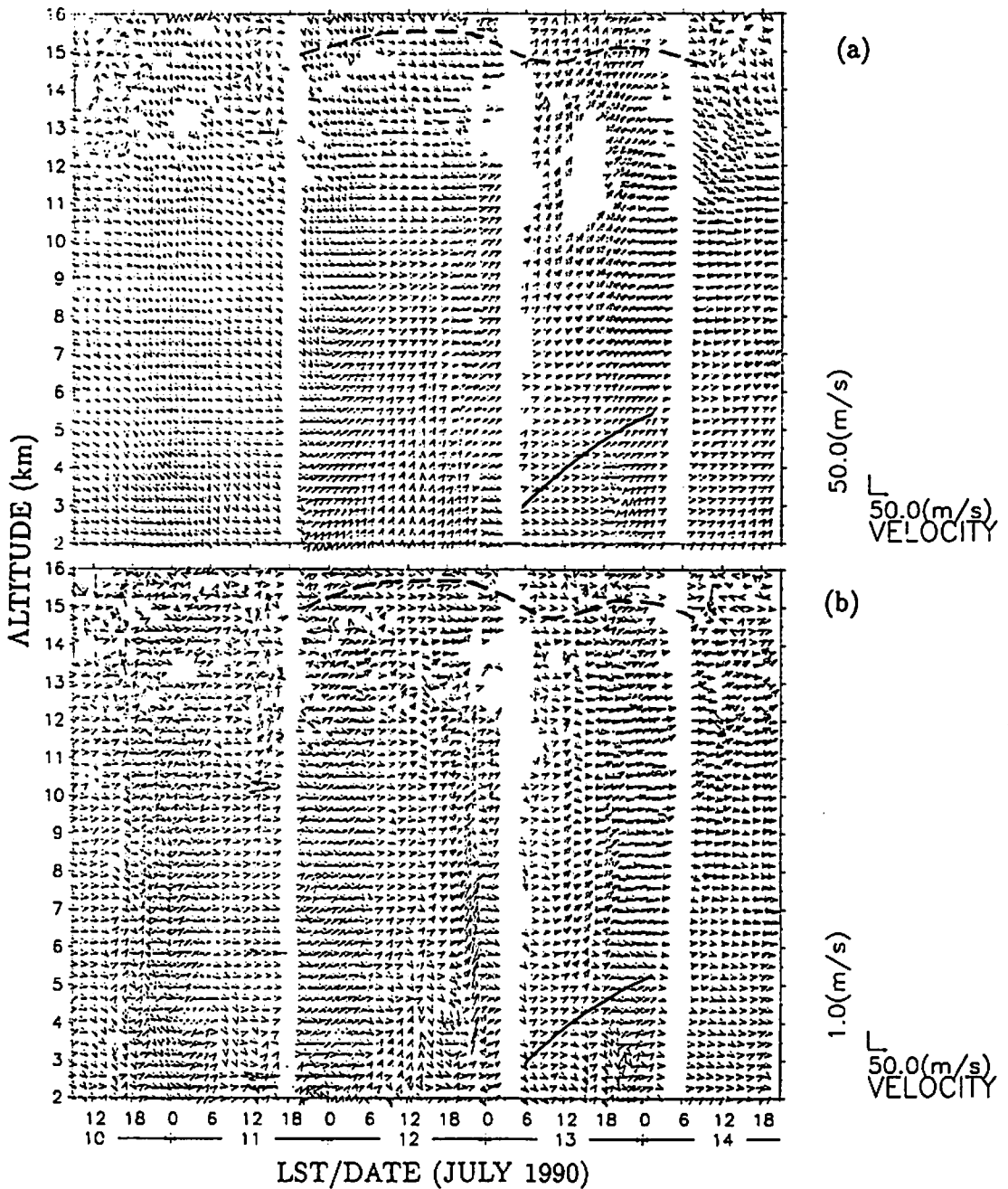
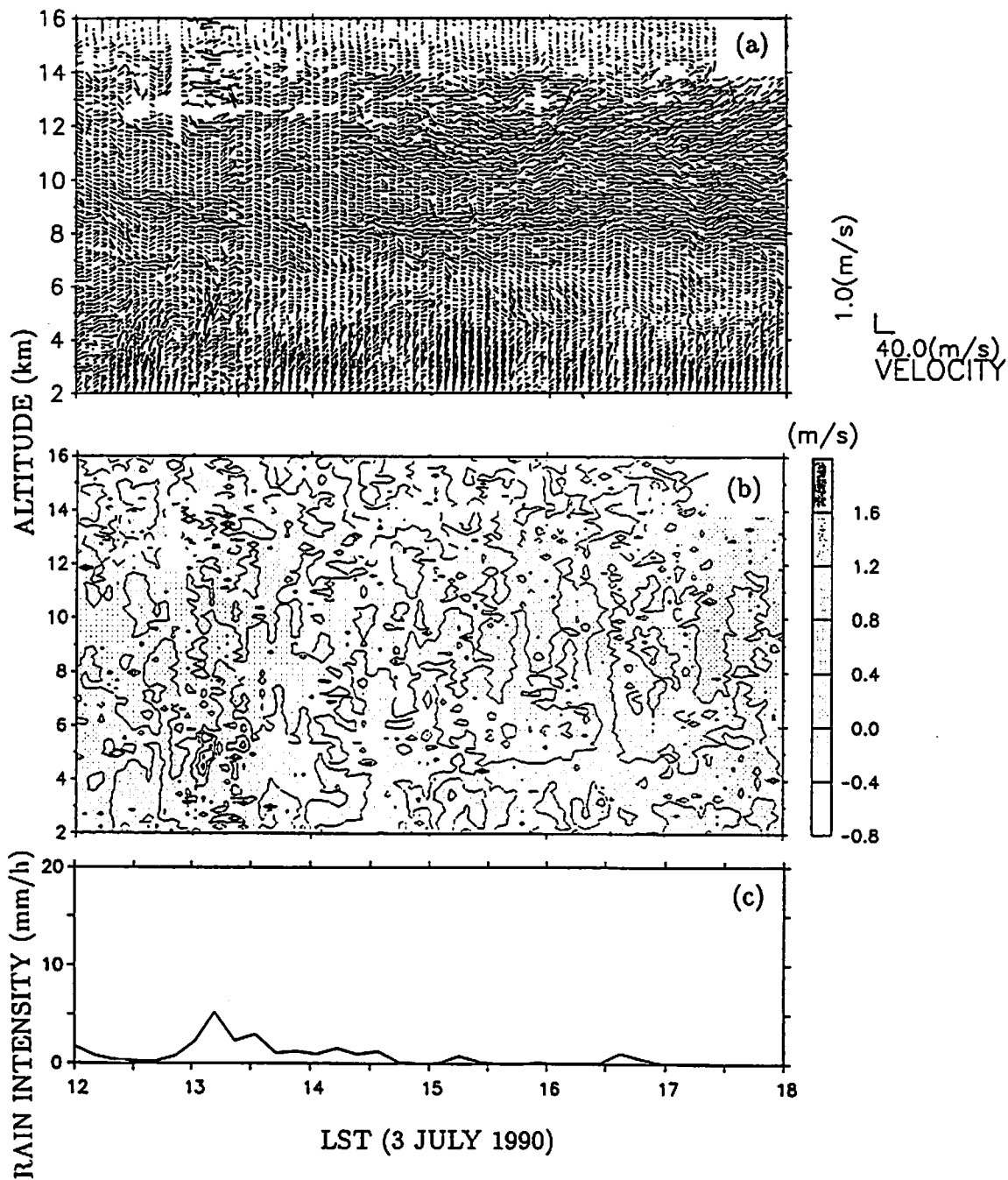


Figure 4 Time-altitude cross-sections of (a) zonal-meridional and (b) zonal-vertical winds observed by the MU radar during 10–13 July 1990. Winds are averaged over  $\sim 100$  min. Solid and broken curves show the cold frontal surface and the tropopause, respectively.



**Figure 5** Time-altitude cross-sections of (a) zonal-vertical winds, (b) vertical wind expressed by contour levels, and (c) rainfall intensity during 1200–1800 LST 3 July 1990 at the MU radar. Winds are averaged over  $\sim 8$  min.

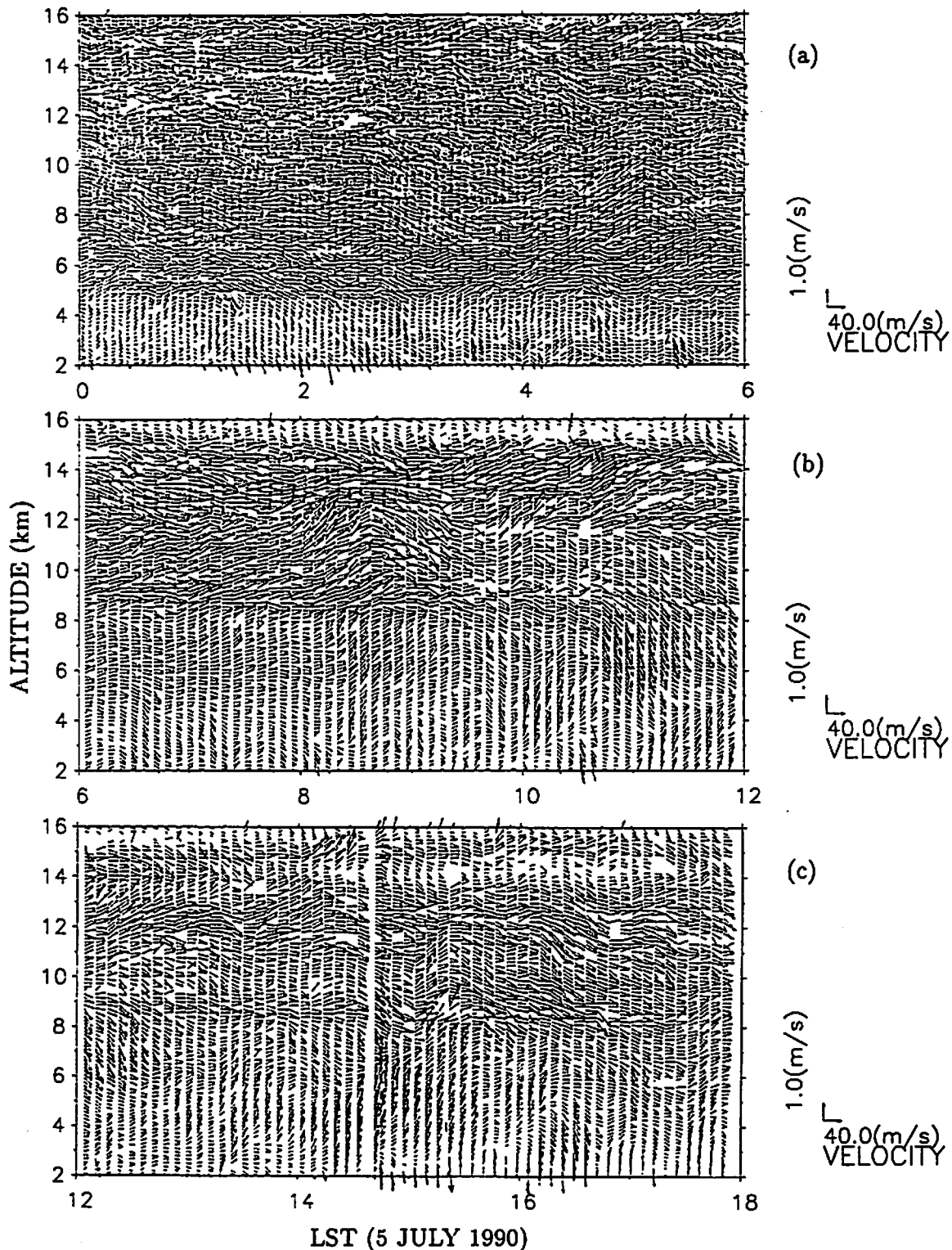


Figure 6 Time-altitude cross-sections of zonal-vertical winds during during (a)0000–0600 LST, (b)0600–1200 LST and (c)1200–1800 LST 5 July 1990. Winds are averaged over  $\sim 8$  min.

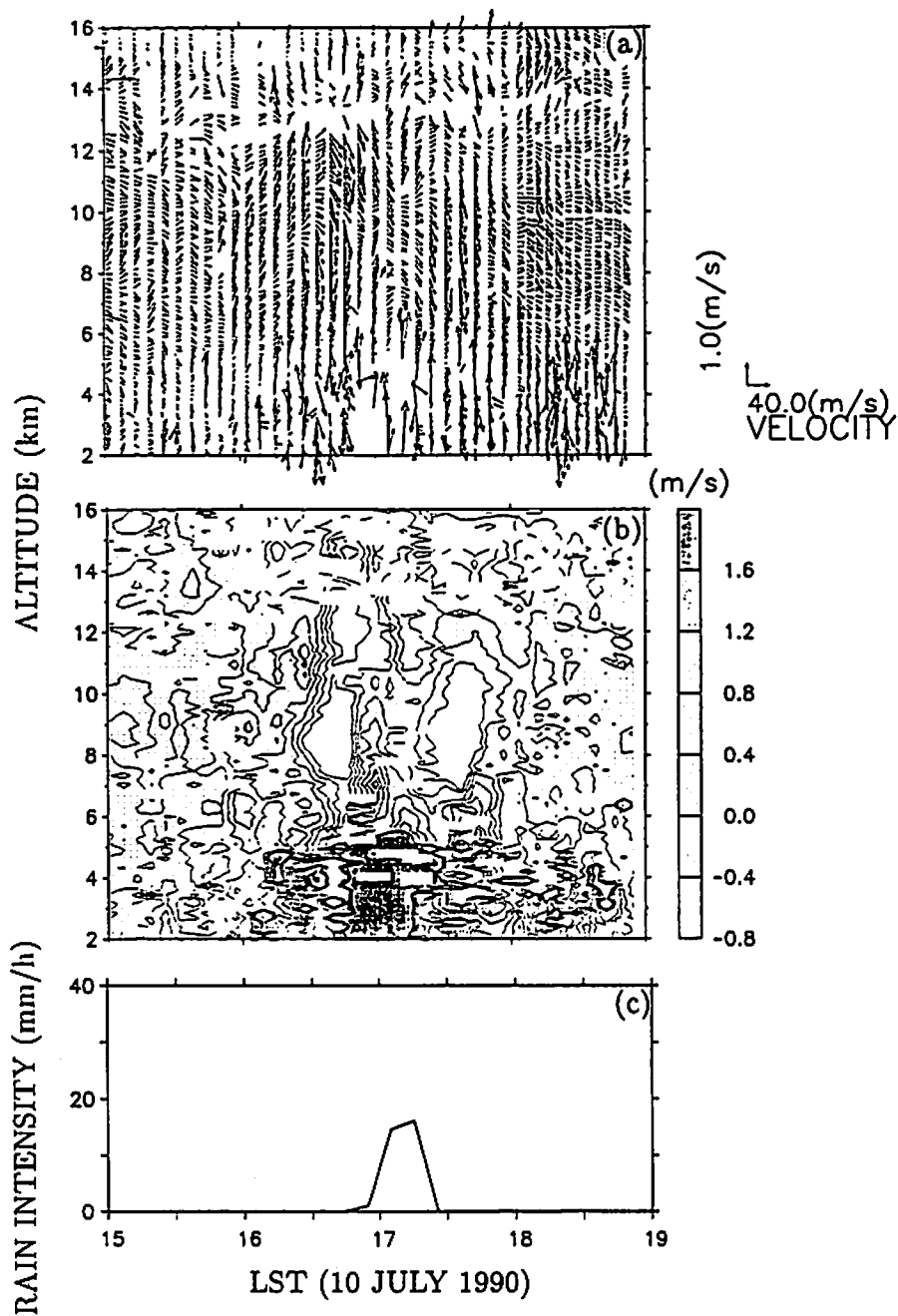


Figure 7 Time-altitude cross-sections of (a) zonal-vertical winds, (b) vertical wind expressed by contour levels, and (c) rainfall intensity during 1500-1900 LST 10 July 1990 at the MU radar. Winds are averaged over  $\sim 8$  min.

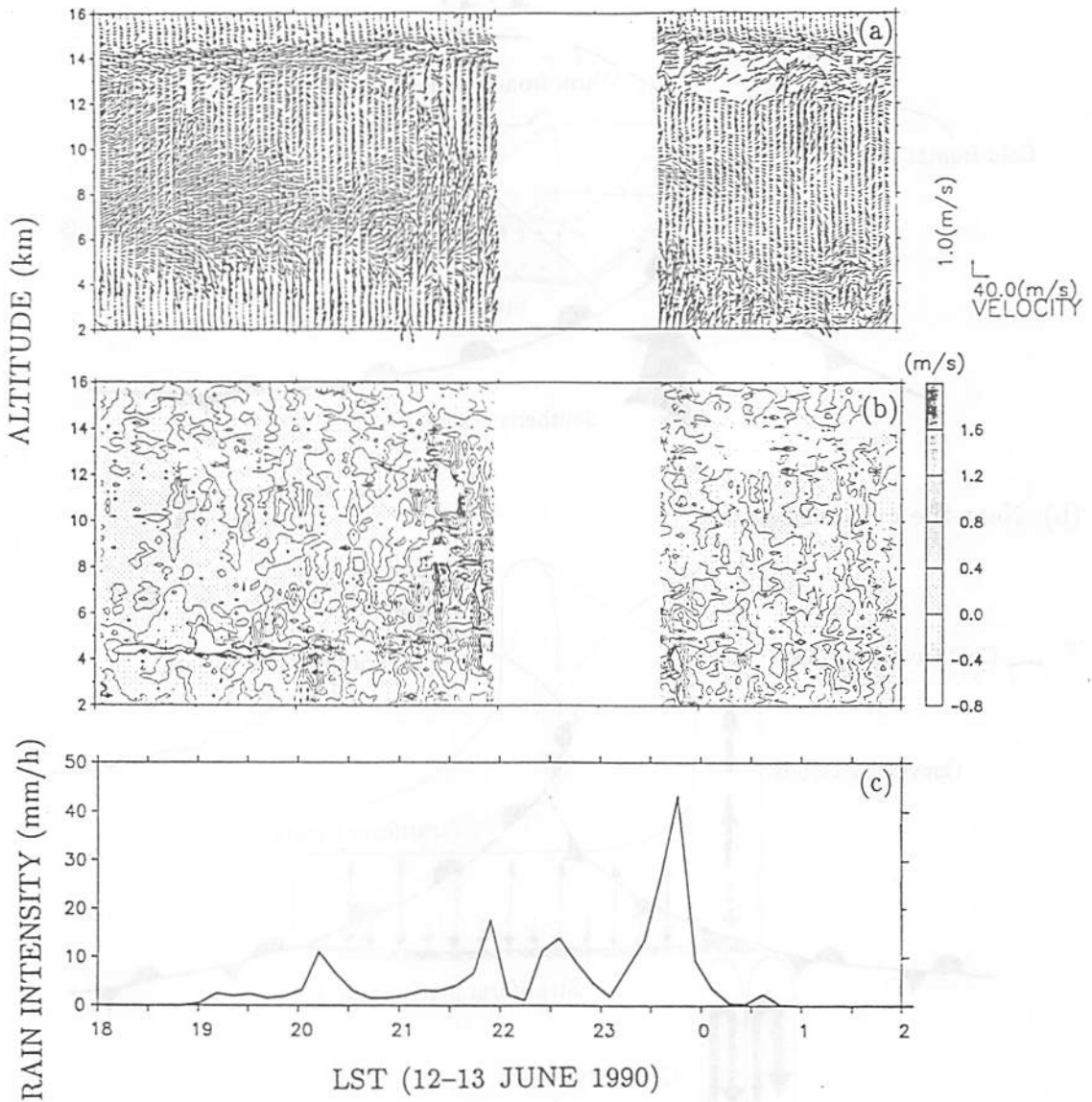
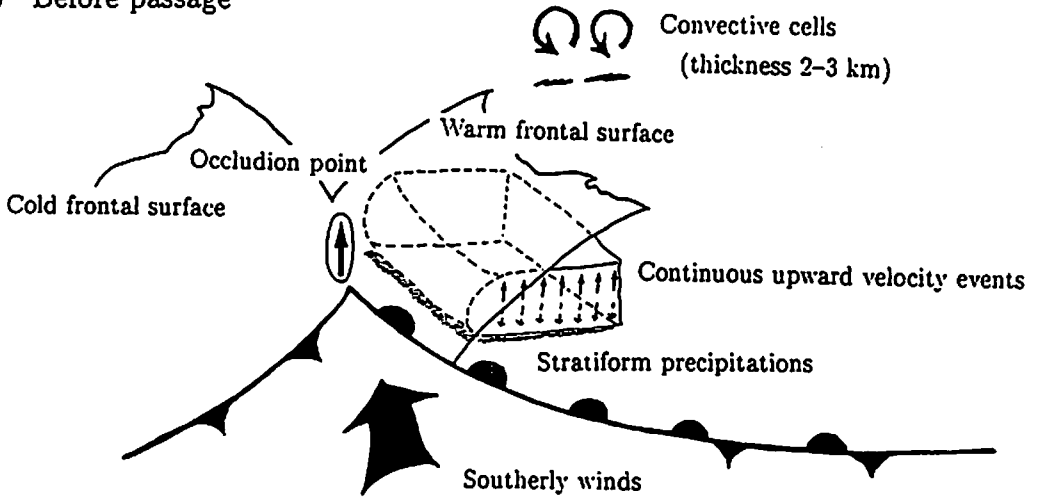


Figure 8 Time-altitude cross-sections of (a) zonal-vertical winds, (b) vertical wind expressed by contour levels, and (c) rainfall intensity from 1800 LST 12 to 0200 LST 13 July 1990. Winds are averaged over  $\sim 8$  min.

(a) Before passage



(b) Near the cyclone center

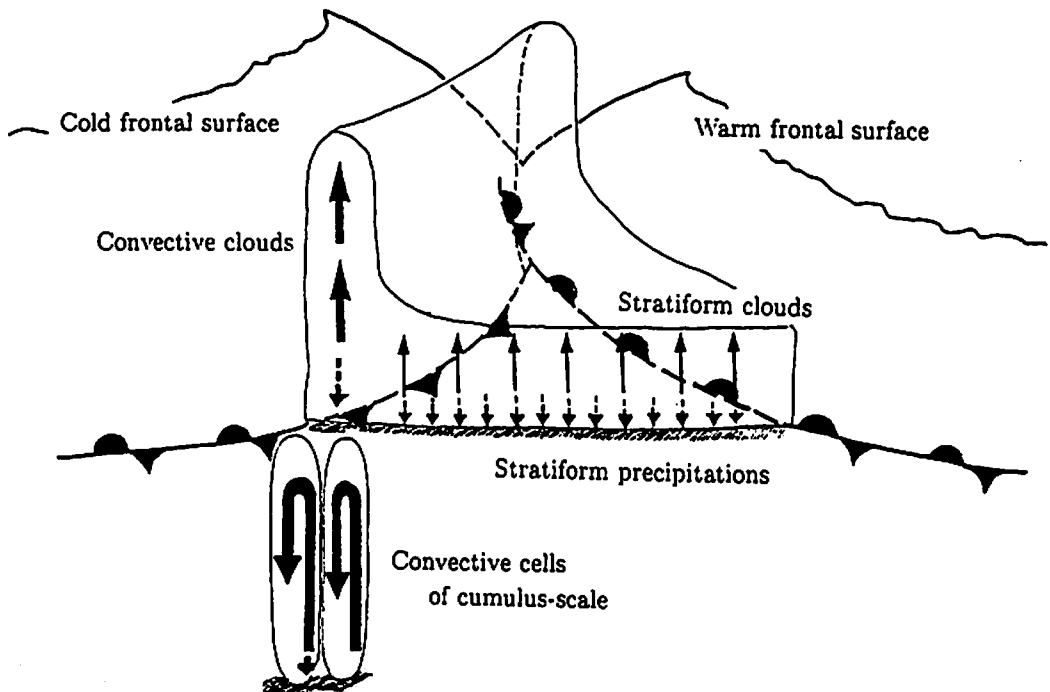


Figure 9 Three-dimensional model of the structures (a) before the passage of the medium-scale cyclone along the Baiu front, (b) near the medium-scale cyclone center, and (c) after the passage of the cyclone. (continued to the next page)

(c) After passage

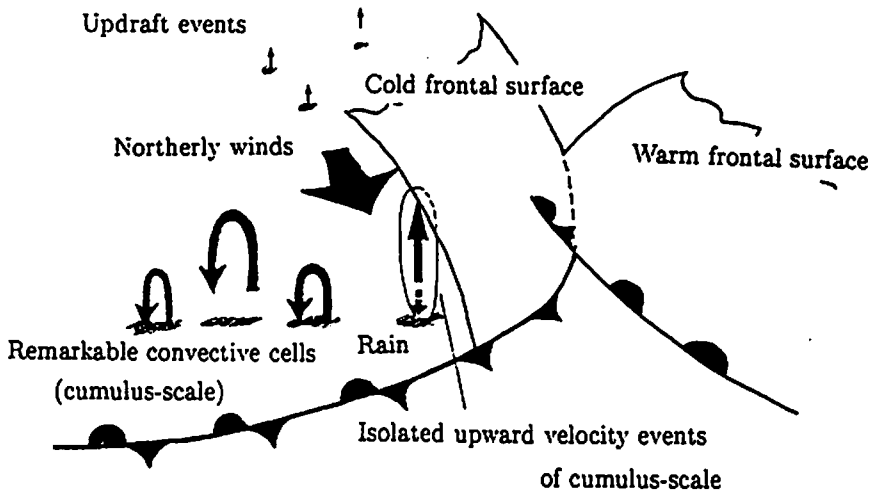


Figure 9 (continued from the preceding page)



# 梅雨前線に伴う対流圏界面ギャップと非降水性微細構造 (1987~88年 MU レーダー観測結果の総括)

高田 陽二\* 前川 泰之\* 小谷 玄哉\*\* 山中 大学\*\*  
深尾昌一郎\*\* 山本 衛\*\* 津田 敏隆\*\* 加藤 進\*\*

(\*大阪電気通信大学 \*\*京都大学超高層電波研究センター)

## 1. はじめに

MU レーダーによる梅雨観測については近年研究が蓄積され (Fukao et al., 1988, 1989; Sumi, 1989; May et al., 1991; Kotani et al., 1991a, b, c; 山中他, 1991b), 雲対流の階層構造や前線の微細構造に対応する、鉛直流を含む 3 風速の変動の実態が次々と明らかになってきている。特に Kotani et al. (1991a, b, c) は、1989 年および 1990 年に観測されたデータをもとに、中間規模低気圧の中心に比較的近い領域での降雨を伴う顕著な上昇流の階層構造の存在を発見し、MU レーダー観測の梅雨研究における有用性を実証した。本報告では、山中他 (1991b) で速報的に紹介した 1987 年のデータに基く前線の北側の鉛直構造と、1988 年の中間規模低気圧についての観測結果をまとめて述べる。

本報告で用いるデータは、GRATMAC 標準観測 (Fukao et al., 1991) の中の 1987 年 6 月 22 日 12 時~26 日 12 時、ならびに 1988 年 6 月 6 日 12 時~10 日 15 時の対流圏モード (観測高度 2~16km)、成層圏モード (観測高度 5~25km) のデータである。解析に際しては、それぞれのモードごとに記録された天頂および東西南北の天頂角 10° の計 5 ビームについてのパワースペクトル・散乱電力・平均ドップラー偏移・スペクトル幅の観測値を、高度 2~5km については対流圏モード、高度 5~25km については成層圏モードとして結合した。但しこの時期の GRATMAC 観測においては、対流圏モードの観測は夜間しか行われていないため、データの欠損部分が生じている。なお解析から得られた現象の解釈に当たっては、信楽 MU 観測所に設置されている雨量計のデータ、気象庁から発行されている地上および高層天気図・レーウィンゾンデのデータ・気象衛星ひまわり雲画像などを、随時参考にした。

## 2. 前線帯北端の鉛直微細構造 (1987 年観測)

気象庁地上天気図によると、1987 年 6 月 22~26 日には地上の梅雨前線は日本列島のかなり南方にあり、ゆっくりと北上している。つまりこの期間には、MU レーダーは地上の梅雨前線の北側を徐々に南へとスキャンして観測したことになる。この期間のデータ解析から、総観~中間規模 (水平スケール 10<sup>3</sup>km 以上) の構造として気圧の尾根の通過に伴う南北風逆転と対流圏界面ギャップ、また中~積雲規模 (水平スケール 10<sup>2</sup>km 以下) の構造としては非降水性対流および乱流の多重層状構造が得られた (山中他, 1991b)。

### 2.1. 中間規模風速変動および圏界面ギャップ

観測期間を通じた南北・鉛直風の時間高度変化の解析結果 (図 1(a)) には、24 日 0 時頃を境に高度 4~16km にわたり北風から南風への逆転が見られる。また東西風 (図は省略) については、高度 2~7km で 24 日昼頃を境に西風から東風への逆転、25 日の 17 時頃から東風が次第に西風に戻るのが観測された。気象庁の 500mb 等圧面天気図との比較により、南北風逆転は気圧の尾根の信楽上空通過に相当し、東西風の変化は尾根の後ろを東進してきた中間規模の背の高い低気圧性の渦に対応することがわかった。なお鉛直流については、24 日の 17 時頃から 25 日の 6 時頃にかけて、高度 2~7km に顕著な上昇・下降流の変動が見られる (2.2 節参照)。

天頂ビームの散乱エコー強度の時間高度変化 (図 1(b)) からは、高度 12km と 16km 付近にエコー強度のピークが見られ、温度勾配の変化で定義される対流圏界面高度に相当すると考えられる (Fukao et al., 1989; 山中他, 1991a)。信楽の南側の潮岬および北側に位置する輪島での気象庁レーウィンゾンデ観測結果による対流圏界面高度と比較した結果、高度 12km 付近のピークと輪島で観測された対流圏界面高度、高度 16km 付近のピークと潮岬で観測された対流圏界面高度がほぼ一致していた。つまり MU レーダーは、梅雨前線北端 (上端) の対流圏界面ギャップを観測したことになる。さらに詳しく見ると、観測期間の初めは梅雨前線が日本列島の南に遠ざかっていたため潮岬でも 12km 付近の対流圏界面が観測され、終り頃は梅雨前線の北上により輪島でも 16km 付近の対流圏界面が観測されるようになったことがわかる。

以上から、梅雨前線も顕著な圏界面ギャップをもち、その意味で他の季節・地域に見られる寒帯前線と同様に、対流圏全体の大規模変動と密接に関係していると見える。但し寒帯前線における総観規模 (水平スケール~数 1000km) の卓越に対する梅雨前線の特徴である中間規模 (水平スケール~1000km) の卓越は、地上の低気圧のみならず前線帯北端・上端においてもやはり顕著である。これらよりずっと小規模な水平風速および鉛直流変動についても、その分布が上空の気圧の尾根の西側で顕著であることなど、明らかに中間規模構造による非均質化あるいは組織化を受けている。対流圏界面も 1 枚の面ではなく細かい構造を含んでおり、また対流圏・成層圏それぞれの内部にも前線面あるいは乱流層構造など更に細かい構造が含まれている。

### 2.2. 厚さ 2~3km の非降水性対流層

先に 1989 年および 1990 年のデータから、Kotani et al. (1991a, b, c) は地上の前線近傍の雲・降雨系の階層構造を解析しているので、これらとの比較の意味でも前線帯北端の中~積雲規模の解析は重要である。観測期間中の気象

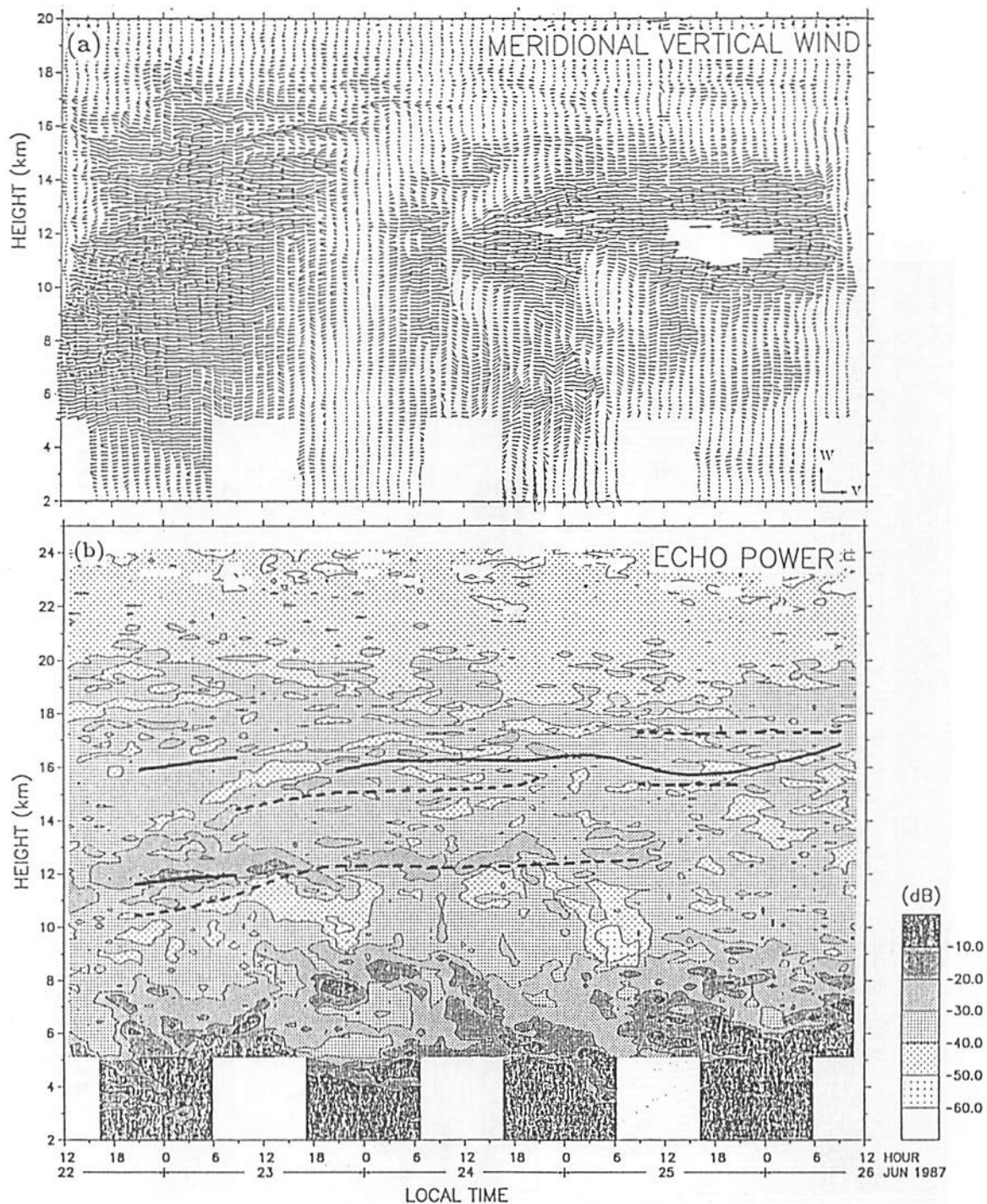


図1 1987年6月22~26日のMUレーダー観測結果。(a)は南風(v)と上昇流(w)の時間高度変化(矢印のスケールは $v: 40 \text{ m/s}$ ;  $w: 1 \text{ m/s}$ ), (b)は天頂ビームのエコー強度(太実線・太破線は潮岬・輪島の対流圏界面)。

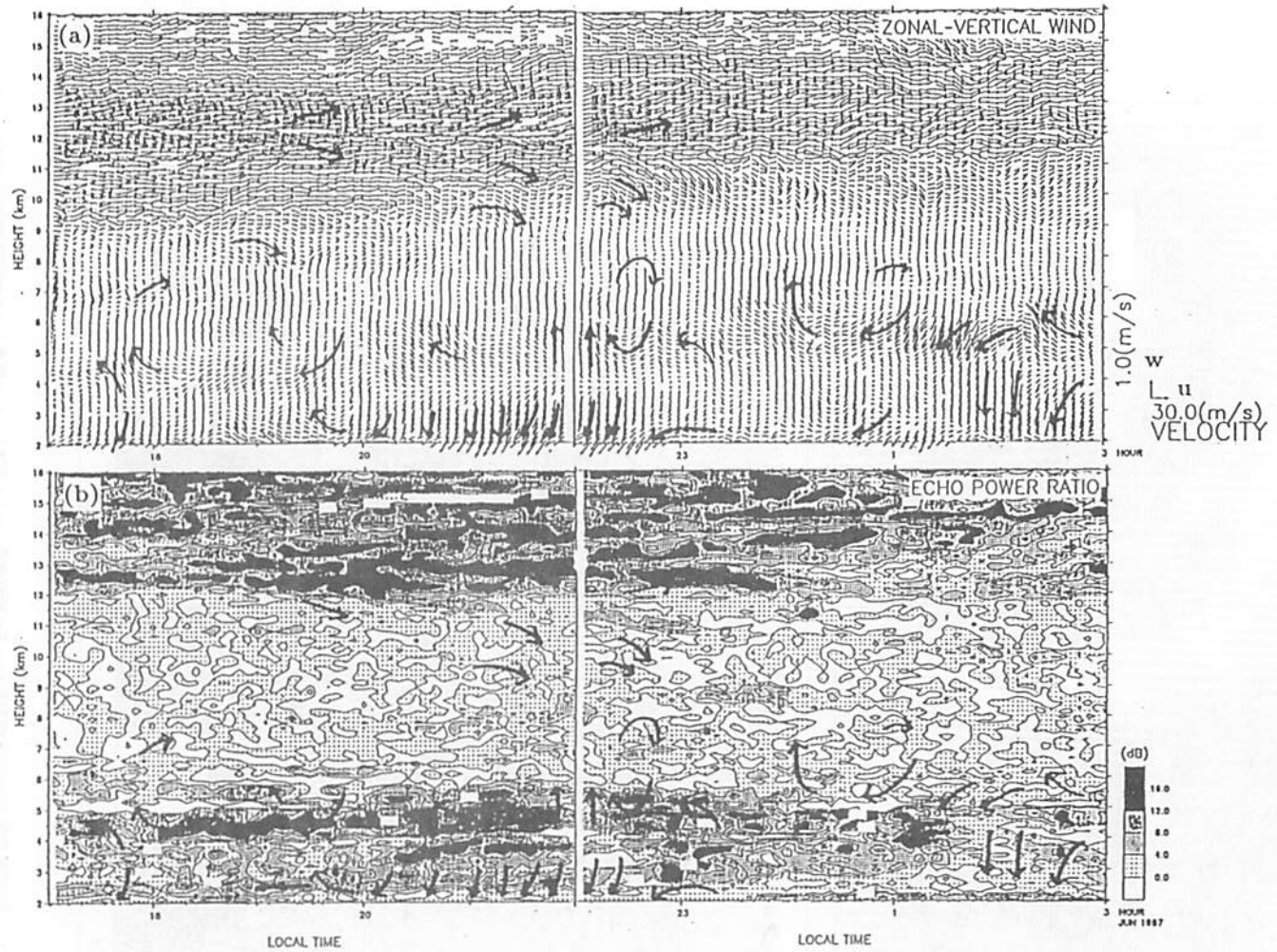


図2 1987年6月24日17時~25日3時のMUレーダー観測による(a)西風(u)・上昇流(w)および(b)エコー強度比の時間高度変化.

衛星ひまわり雲画像によると、図1(a)で上昇・下降流が見られた24日と25日のみ信楽上空に雲が見られるので、24日17時~25日3時までの高度2~16kmを詳しく解析した。

まず図2(a)は東西・鉛直風の風速ベクトルの時間高度変化を示す。この期間は先に述べた東西風逆転が起こった期間であるが、この図でも高度2~7kmは東風が吹いているのに対し、それ以上の高度では西風になっていることが確認できる。また24日17時から18時30分には高度2~3kmに顕著な下降流が見られ、高度4~7kmに厚さ2km程の対流セルが見られる。24日21時から23時の間では、高度3.5kmを境界に上では上昇流、下では下降流となっている。ここでも高度4~7kmに厚さ2~3kmの対流セルが見られ、25日0時から1時にも見られる。そして25日の2時頃では、高度2~4kmに顕著な下降流が見られる。高度12km付近では、ここを境界に上では上昇流、下では下降流となっている。

Kotani et al. (1991a, b, c)の研究では、上昇流のピークと地上雨量のピークには良い対応が得られていた。まず信楽での雨量データを調べたところ、観測期間中に雨は観測されていない。MUレーダーでは大気と降水粒子の両方のエコーを受信できるため(Fukao et al., 1985)、風速推定における降水粒子エコーによる誤差の味もかたて、上昇・下降流の見られる時間帯・高度の散乱エコースペクトルを調べたところ、雨滴によると考えられるスペクトルピークは見られなかった。従ってここで見いだされた対流セルは、非降水性のものである。これらと気象衛星で見られる雲との対応などは、今後の興味ある研究課題の一つと言える。

図2(b)は、天頂ビームのエコー強度と非天頂ビームのエコー強度(4ビームの平均)の比の時間高度変化である。一般に等方性乱流はレーダー電波を等方的に散乱するが層状性乱流は天頂ビームのみ強く後方散乱(分反射)するので(Fukao et al., 1988)、高度6km以下の下部対流圏と高度12km以上の下部成層圏では層状性乱流、高度6~12kmの中~上部対流圏では等方性乱流の卓越がわかる。この結果と風速変動を比較してみると、一般に対流セルの存在領域では等方性乱流が卓越している。24日21~22時の高度3.5kmにある層に見られるように層状乱流は2つの対流セル層に伴う上昇・下降流の境界となっていることが多く、特に24日17~21時に高度12km付近に見られる乱流層は先に述べた対流圏界面の1つに相当すると考えられ、対流圏界面は対流圏や成層圏内部の乱流層と本質的に同様なものであることを示唆している(山中他, 1991a)。逆に下降流が乱流層を貫いている現象も、例えば25日2時頃の高度2.5km付近で見られる。

以上のように、梅雨前線帯の対流圏大気は時間的・水平的な非一様性でなく、鉛直的にも一様でない多層構造を持っていることがわかった。また、地上の梅雨前線より遠く離れた降雨を伴わない大気中においても、対流圏の鉛直・水平風速変動が多層構造をなして存在することもわかった。

### 3. 中間規模低気圧の鉛直微細構造 (1988年観測)

1988年6月6日~10日の観測では前線上の中間規模低気圧が信楽付近を通過し、Kotani et al. (1991a)が解析した1989年観測に近いケースであった。以下、総観~中間規模(水平スケール $10^3$ km以上)の構造として中間規模低気圧に伴う対流圏界面・前線面および乱流層の変化、また中~積雲規模(水平スケール $10^2$ km以下)の構造として前線近傍の降雨を伴う上昇流および非降水性対流多層層について順に述べる。

#### 3.1. 中間規模低気圧の通過と対流圏界面・前線面

図3には観測期間を通じた南北・鉛直風の時間高度変化、散乱エコー強度比の時間高度変化、信楽MU観測所における降雨強度の時間変化、および信楽付近を通る経線( $136^\circ\text{E}$ )上における気象庁地上天気図の前線位置の時間変化を示す。まず南北風逆転が6日21時頃、7日19時頃、8日7時頃、20時頃、9日8時頃、20時頃、10日4時頃、9時頃に高度~12kmと度々見られ、南北風速の弱い6日12時~18時、8~9日には高度12km以下の広い領域で顕著な上昇・下降流が見られる。また高度18~22kmでは、全観測期間を通して波動的な風速変動が見られる。地上天気図によると温暖前線は信楽を8日19時頃、寒冷前線は9日3時頃に通り、これらの間に中間規模低気圧の中心が信楽のすぐ北側を通過し、その後前線は閉塞しながら徐々に南下している。8日、9日に見られた南北風逆転と顕著な上昇・下降流は温暖前線や寒冷前線に伴う構造と考えられ、7日の南北風逆転は地上の温暖前線に先立ち7日21時頃に通過した上層の気圧の尾根に伴うものである。

地上では8日8時頃に30mm/hを越える強い雨が観測されており、その後9日10時頃まで断続的な降雨が観測されている。また9日15時頃には50mm/h近い雨が観測されている。下部対流圏(~5km)では、降雨の観測された8日7時頃~9日15時頃の時間帯に等方性乱流が発達しており、またこの時間帯にはエコー強度の強い領域も鉛直に伸びている。これらは不安定領域が対流雲のように鉛直に伸びていることを示す。これに対して降雨が観測されていない時間帯には、下部対流圏でも層状性乱流が卓越している。以上の観測事実はKotani et al. (1991a)が解析した1989年のケースとはほぼ同様である。1987年の場合は対流圏モードの観測が夜間しか行われていないが、低気圧中心付近の降雨と鉛直に伸びた不安定領域の存在は、中規模のクラスターの存在を示唆している。

高度12~14kmの等方性乱流と層状性乱流の境界付近では散乱エコー強度が強くなり、2節でも述べたように対流圏界面に相当すると考えられるが、これに沿って水平風や鉛直流も変化している。中~上部対流圏では、7日0時頃から時間とともに層状性乱流の分布高度が高くなっており、8日0時頃からは逆に降りてきていることがわかる。エコー強度で見ても、7日18時頃の高度8km付近からエコーの強い層が降下していることが確認できる。図3(b)で7日18時の高度9km付近から降りてくる層状性・等方性乱流の境界を前線面と仮定して地上の前線の通過時刻を推定すると、温暖前線の通過は8日18時頃となり、図3(d)の地上天気図に基く前線の通過時刻とほぼ一致する。

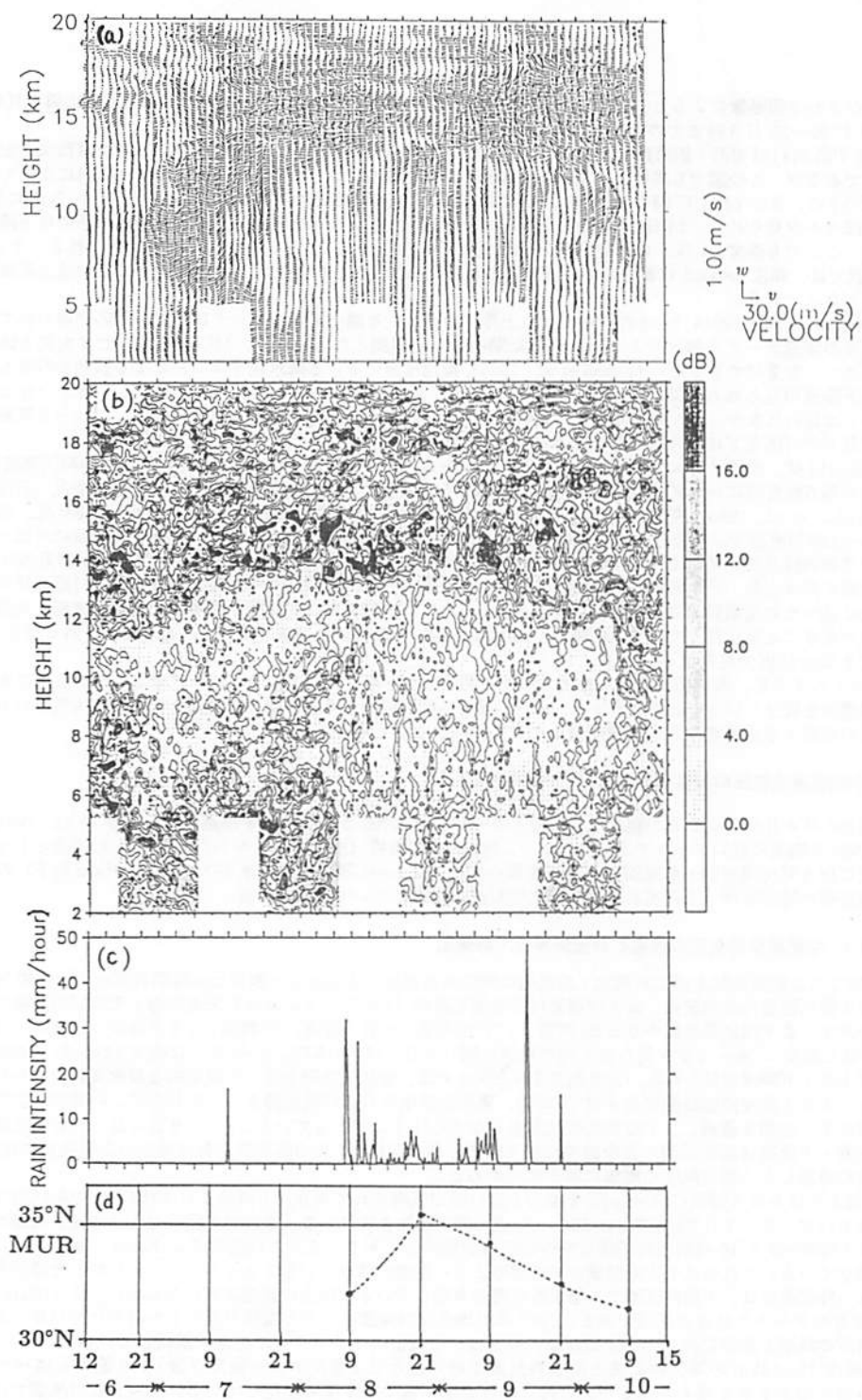


図3 1988年6月6~10日のMUレーダー観測による(a)南風( $v$ )・上昇流( $w$ )および(b)エコー強度比の時間高度変化, ならびに(c)MUレーダー観測所の地上降雨量および(d)地上天気図から推定した梅雨前線の位置の時間変化.

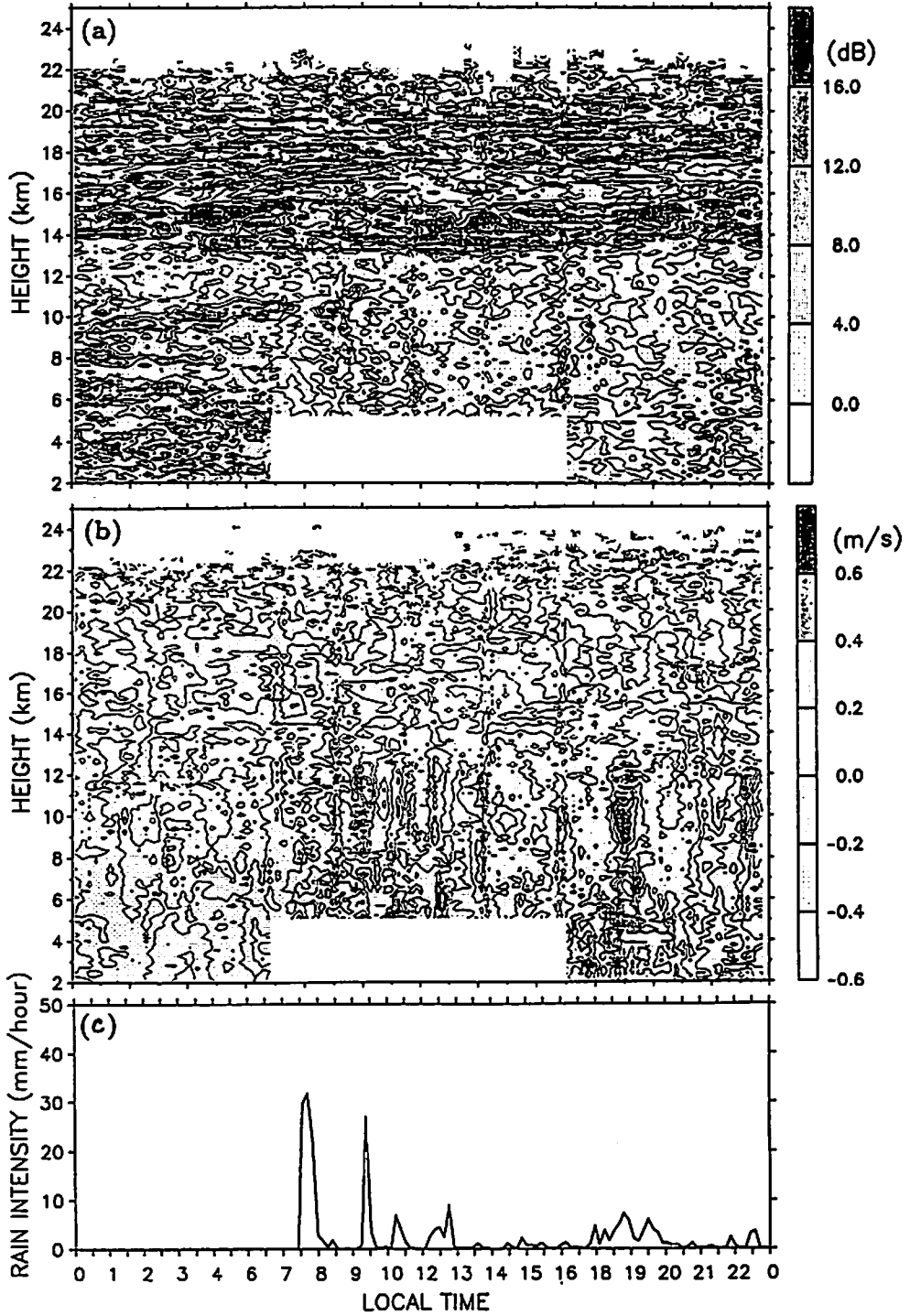


図4 1988年6月8日のMUレーダー観測による(a)エコー強度比および(b)上昇流( $w$ )の時間高度変化。ならびに(c)MUレーダー観測所の地上降雨量の時間変化。

### 3.2. 対流セルと多重層構造

ここでは温暖前線・寒冷前線の通過に伴い降雨が観測された8~9日を中心にさらに小規模な構造の解析を行い、Kotani et al. (1991a, b, c) が調べた上昇流と雨量との対応、あるいは2筋で見られた非降水性対流層構造との比較を試みる。

まず南北・鉛直風の風速ベクトルの時間高度変化を調べたところ、8日0時から17時頃まで高度~12kmでいくつかの対流セルが見られ、19時頃には高度8~11kmで顕著な上昇流、~6kmで顕著な下降流が見られた。この下降流については、風速の推定の際に雨のエコーにフィッティングしている可能性がある(後述)。成層圏の高度14~20kmでは、図3(a)でも見えたように3つの風の強い層が確認され、これらは次第に崩れて上の層から下降流、下の層から上昇流が顕著となり、真ん中の層に収束する様な形になることが見出された。また広い高度領域にわたり9日7時頃と15時頃に顕著な上昇流が見られ、17時頃からは高度~12kmでいくつかのセル状構造が見られる。8日0時~17時に見られた対流セルよりも、9日17時以降に見られた対流セルの方が顕著である。8日は温暖前線通過前、9日は寒冷前線通過後であるから、温暖前線の北側よりも寒冷前線の北側の方が強い対流が発生していると考えられる。2筋で述べた1987年の前線帯北端の観測では厚さ2~3kmの対流層状構造が見られたが、1988年の前線帯近傍の観測では背の高いものでは厚さ5km程の対流セルが見られ、変動の激しさも前者より後者の方が顕著であるなど、明らかに差異が存在している。

次に図4(a)は8日の散乱エコー強度比の時間高度変化を示したもので、3.1に述べた降雨時間帯の下部対流圏における等方性乱流の発達が明らかにわかる。図は省略するが、先に述べた成層圏における風の層の崩壊に対応して、8日の高度16km付近における層状性の乱流にはさまれた等方性乱流が9日7時頃からは無くなっていることもわかった。図4(b)および(c)には、8日の鉛直流速の時間高度変化と地上降雨強度が示してある。Kotani et al. (1991a, b, c)の研究で示された上昇流のピークと地上雨量のピークとの対応は、ちょうど雨量ピーク時に高度5km以下のデータが得られていないため完全ではないが、おおむね確認できる。従って1989年および1990年の結果に基くKotani et al.の階層構造モデルの正しさは、ほぼ再確認されたとと言える。なお図4(b)で8日19時~21時に高度4kmで顕著な下降流が見られるが、この領域の天頂ビームの散乱エコーベクトルでは大気のエコーと雨とのエコーが重複し、既存のプログラム(Sato et al., 1990)では分離し難いことが確認され、従って雨によるエラーであると判断された。このようなケースの処理も今後の大きな技術的課題の一つである。

### 4. おわりに

本報告では、1987年および1988年梅雨期にMUレーダーで観測されたデータを解析することにより、梅雨期における対流圏~下部成層圏での中小規模擾乱の力学的構造の解明を試みた。1987年梅雨期の解析結果からは、梅雨前線帯北端に対流圏界面ギャップの存在が確認されたほか、中間規模の気圧の尾根の両側の風速変動の非一様性、特に厚さ2~3kmの非降水性対流層が尾根の西側(谷の東側)に顕著に見られ、また対流層が層状の乱流で区切られている場合と対流が乱流層を貫いている場合とがあることなどがわかった。さらに1988年梅雨期の解析結果からは、中間規模低気圧に伴う鉛直流速変動・降雨現象の変化が確認され、乱流特性変化や鉛直微細構造、温暖前線の北側よりも寒冷前線の北側の方が対流が強いことなどもわかった。

文中で繰り返し述べたように、1989年および1990年の梅雨期の観測データに基く、地上の前線上の中間規模低気圧中心付近の強い降水を伴う鉛直流速変動に関する詳細な解析が、並行してKotani et al. (1991a, b, c)により行われた。本報告に述べた研究では、1988年のケースにおいてKotani et al.の結果を再確認するとともに、前線面北端や非降水性対流層などの新しい知見を得ることができた。これらの知見は、現時点における梅雨期中間規模低気圧の階層構造モデルの決定版(Kotani et al., 1991c)に組み込まれている。今後もこのような研究を毎年発見的に継続して行い、1987~1990年の結果や秋雨期の結果(山中他, 1991c, d)と比較することで、気候学的・地球環境的な諸問題も議論できると期待される。

### 文 献

- Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, T. Tsuda, I. Kimura, N. Takeuchi, M. Matsuo and S. Kato, 1985: *Radio Sci.*, **20**, 622-630.  
——, M. D. Yamanaka, T. Sato, T. Tsuda and S. Kato, 1988: *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 281-292.  
——, ——, H. Matsumoto, T. Sato, T. Tsuda and S. Kato, 1989: *Pure Appl. Geophys.*, **130**, 463-479.  
——, M. F. Larsen, M. D. Yamanaka, H. Furukawa, T. Tsuda and S. Kato, 1991: *Mon. Wea. Rev.*, **119**, in press.  
Kotani, G., M. D. Yamanaka, S. Fukao, T. Sato, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, 1991a: *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, in press.  
——, ——, ——, ——, H. Uyeda, A. Sumi, T. Tsuda and S. Kato, 1991b: 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中。  
——, ——, ——, ——, A. Watanabe, T. Tsuda and S. Kato, 1991c: (本報告書所収)  
May, P. T., S. Fukao, P. J. Neiman, M. W. Kozleski, M. D. Yamanaka, S. Kato, M. Yamamoto, T. Sato and T. Tsuda, 1991: In preparation.  
Sato, T., H. Doji, H. Iwai, I. Kimura, S. Fukao, M. Yamamoto, T. Tsuda and S. Kato, 1990: *Radio Sci.*, **25**, 961-973.  
Sumi, A., 1989: *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 167-175.  
山中大学, 1986: 日本気象学会 1986年春大会講演予稿集, #333.  
——, 高藤 出・深尾昌一郎, 1991a: 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中。  
——, 小谷玄哉・高田陽二・前川慶之・深尾昌一郎・津田敏雄・加藤 進, 1991b: 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中。  
——, 丹山照敏・前川慶之・深尾昌一郎・津田敏雄・加藤 進, 1991c: 大気圏シンポジウム報告書, 5, 印刷中。  
——, ——, 深尾昌一郎・丹山照敏・前川慶之・山本 剛・津田敏雄・加藤 進, 1991d: (本報告書所収)

## MU レーダー/RASS による温度観測

足立 樹泰・津田 敏隆・加藤 進・深尾 昌一郎  
(京大・超高層)

MU レーダー/RASS は MU レーダーを用いた Radio Acoustic Sounding System を指し、1985 年より京都大学超高層電波研究センターと郵政省通信総合研究所によって共同研究が進められている。RASS 観測において音波面からの反射波 (RASS エコー) を受信するために、1) 音波面とレーダーのアンテナビームが直交すること (直交条件) と、2) 観測高度での音波波長が電波波長の約  $1/2$  となること (ブラッグ条件) が満たされることが必要であるが、これらの条件は背景の温度・風速場の影響を受け時々刻々変化するために、長時間にわたって安定に観測を続けることは困難であった。しかし、音源を複数個配置しリアルタイムで音波の伝搬路を数値計算し最適なアンテナビーム方向、音源配置を決定するソフトウェアを開発した結果、比較的静穏な状況下ではあるが高い時間分解能で長時間連続した温度プロファイルの測定に成功した。以下では 1990 年の RASS 観測より得られた温度プロファイルから測定精度を検討し、温度・風速の同時観測により得られた温度と鉛直風の相関及び熱フラックスについて述べる。

RASS 観測とラジオゾンデ観測による温度を比較すると前者が後者より高くなる傾向があり、前者をラジオゾンデ観測で得られた気圧、温度、相対湿度から求めた仮温度 (virtual temperature) と比較すると良い一致を示した。これは音速から温度を導出する際に乾燥大気のみを仮定し水蒸気の影響を考慮していないためであると考えられる。RASS 観測で得られた温度変動の標準偏差は  $0.4^{\circ}\text{C}$  以下であり、RASS 観測によって仮温度が高い精度で測定できることが明らかとなった。

1990 年 3 月 10 日~11 日に高度 2km~3.5km の温度プロファイルを 10 時間連続して観測した結果、高度 2~2.5km の温度が上昇し温度の逆転層が成長する現象が見られたが、これは低気圧・温暖前線の接近に伴って南よりの暖気が流入したためであると考えられる。また 1990 年 6 月 6 日には 5 時間にわたって高度 1.5km~4.5km の温度プロファイルを観測し、高度 3.5km 付近の温度逆転層で 30 分間に温度が約  $2^{\circ}\text{C}$  下降する現象が捉えられた。1990 年 8 月 6 日~8 日には約 40 時間にわたる高度 1.5km~6.5km の温度及び鉛直風プロファイルが得られた。温度と鉛直風の周波数パワースペクトルを比較すると、前者はおよそ  $3/5$  乗に比例する傾きを持ち、後者は平坦な周波数特性を持つことがわかった。この結果は内部重力波のモデルにより説明できる。また 2 時間の時系列を取り出して求めた周波数スペクトルでは温度・鉛直風共に周期 10~15 分の成分がピークを持ちプラント・バイサラ振動に対応していると考えられる。温度と鉛直風の時系列の相互相関関数を取ることで両者の位相関係を調べると、夜間 (8 月 6 日 19:42~7 日 7:40) は周期約 6~8 時間の成分について温度変動の位相が鉛直風のものよりも約  $\pi/2$  rad 進んでいることがわかる。この時間帯の温度の高度プロファイルに鉛直下向きに位相伝搬する波動が見られることから内部重力波が卓越していることが示唆される。一方、日中 (8 月 7 日 10:00~18:30) は周期約 6 時間の成分について温度・鉛直風変動はほぼ同位相である。当日の天候が快晴で地表は強い日射を受けておりラジオゾンデ観測より高度 1.5km 以下の温度勾配が乾燥断熱減率に近いことを考慮すると活発な対流が起こっていたものと推測される。さらに温度・鉛直風の共分散を取ることで熱フラックスを算出できる。日中 8 時間 (8 月 7 日 11:43~19:43) 平均の熱フラックスは下層ほど大きな値を取っており、地表から上方へ熱が輸送されていることを示している。

以上より RASS 観測は高精度、高時間分解能を特徴とする温度観測法で、従来の MST レーダー観測による風速場のデータに RASS 観測による温度場のデータが加わることで、大気運動の姿態が明らかとなり熱の鉛直輸送量が求められることが示された。今後はさらに機器開発を進め、気象擾乱時の連続観測を行い低気圧や前線等の構造解明を試みる計画である。



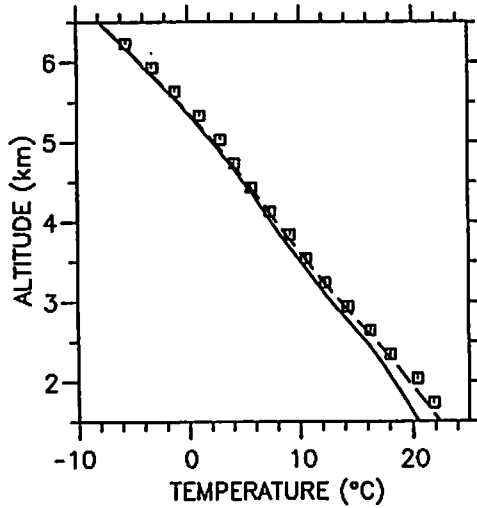


図1 1990年8月6日~8日のRASS観測とラジオゾンデ観測による温度プロファイルの比較。ただし四角、実線、破線はそれぞれRASS観測値、ラジオゾンデ観測値、ラジオゾンデ観測値より算出した仮温度(virtual temperature)を示す。RASS観測値は乾燥大気を仮定しているため仮温度と良く一致する。

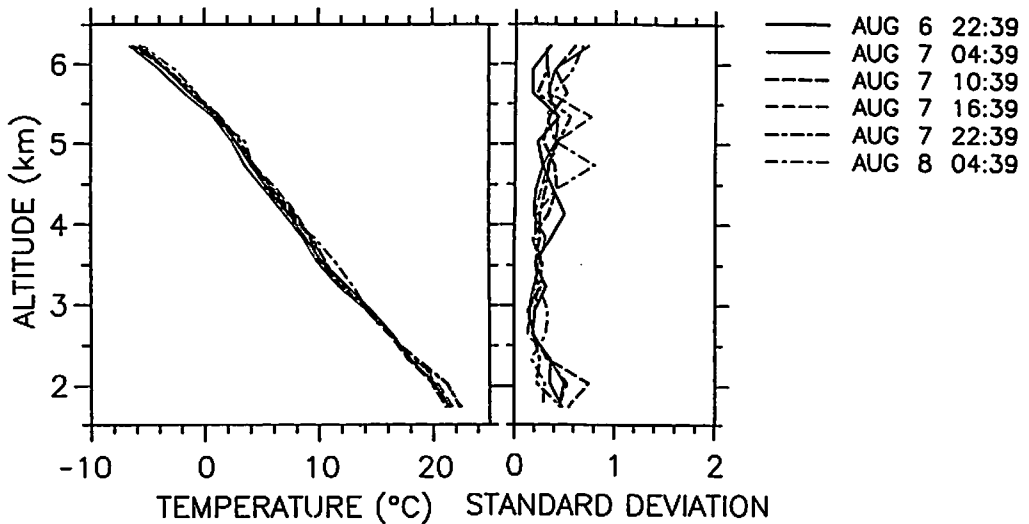


図2 図1と同一のRASS観測により得られた6時間ごとの温度プロファイルと温度変動の標準偏差。各プロファイルは上に示した時刻を中心とする前後各3時間の平均である。温度変動の標準偏差は概ね0.4°C以下であり、RASS観測により十分高い精度で温度測定が行えることがわかる。

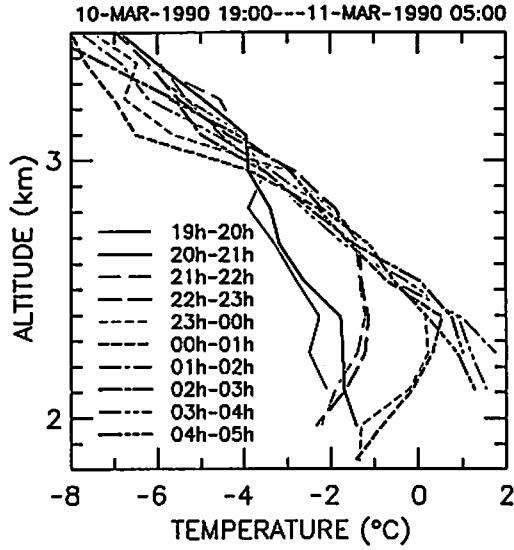


図3 1990年3月10日~11日のRASS観測より得た1時間平均の温度プロファイル。観測の高度、時間間隔はそれぞれ150m、60秒である。温度は高度2~2.5kmで上昇して逆転層が発生し、高度3km以上では擾動している。

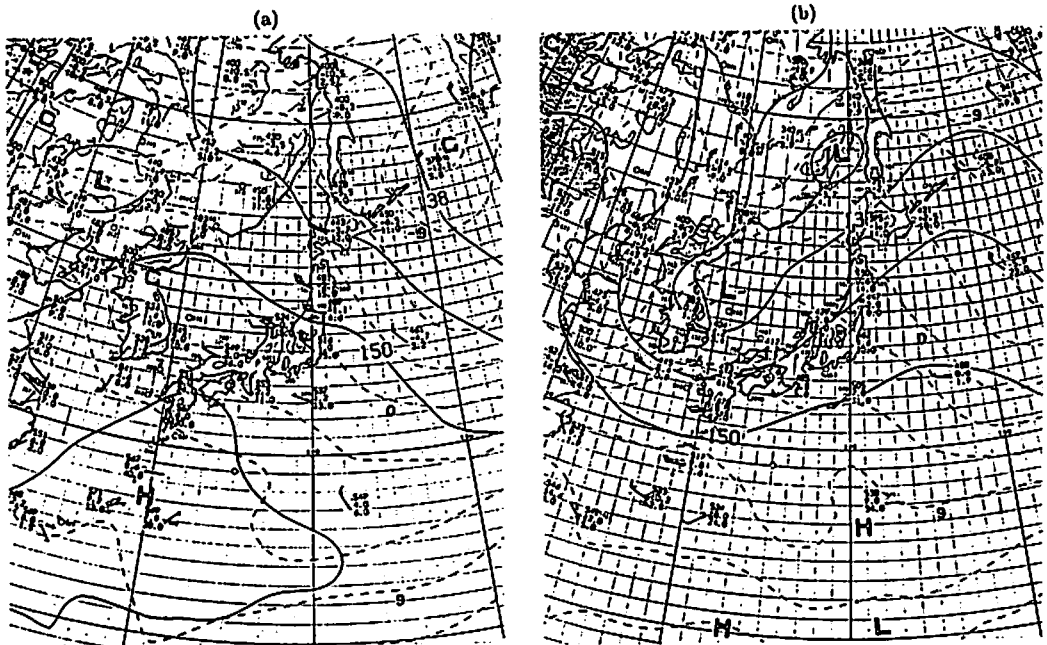


図4 (a) 1990年3月10日21LT、(b) 11日21LTの850mbにおける天気図。低気圧の接近に伴って南よりの暖気が流入し、温度上昇をもたらしたと考えられる。

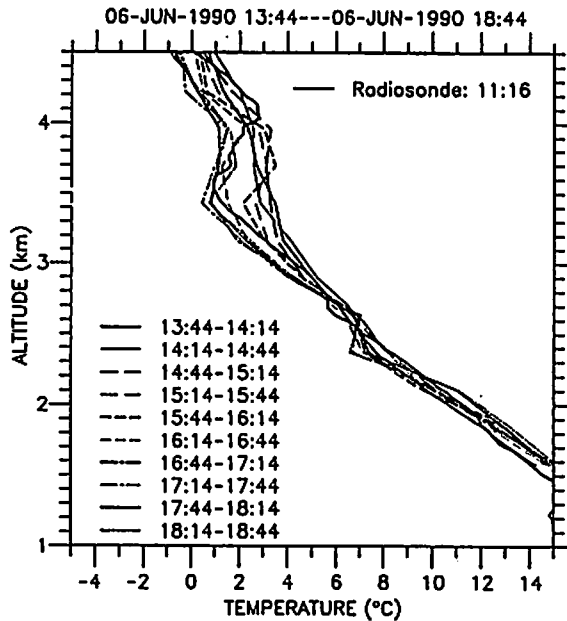


図5 1990年6月6日のRASS観測による30分平均の温度プロファイル。観測の高度、時間間隔はそれぞれ300m、30秒である。11:16に放球したラジオゾンデ観測による温度プロファイルを太い実線で示してある。高度3.5km付近の温度逆転層で15:44-16:14と16:44-16:44の間に温度が約2°C降下する現象が見られ、高度2.5km付近では別の逆転層が発生している。

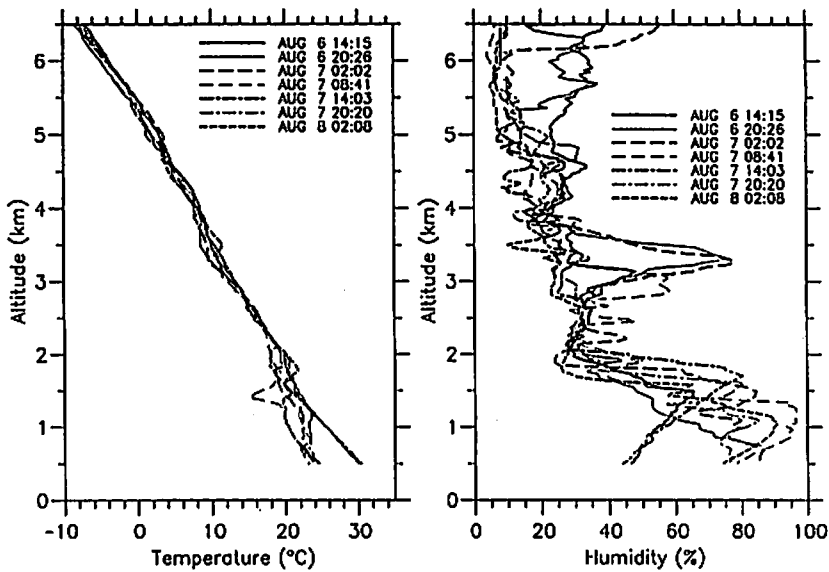


図6 図1と同一期間に行った7回のラジオゾンデ観測による(a)温度プロファイルと(b)相対湿度プロファイル。日中は高度1.5km以下で乾燥断熱減率に近い温度勾配となっており対流不安定な状況にあると考えられる。

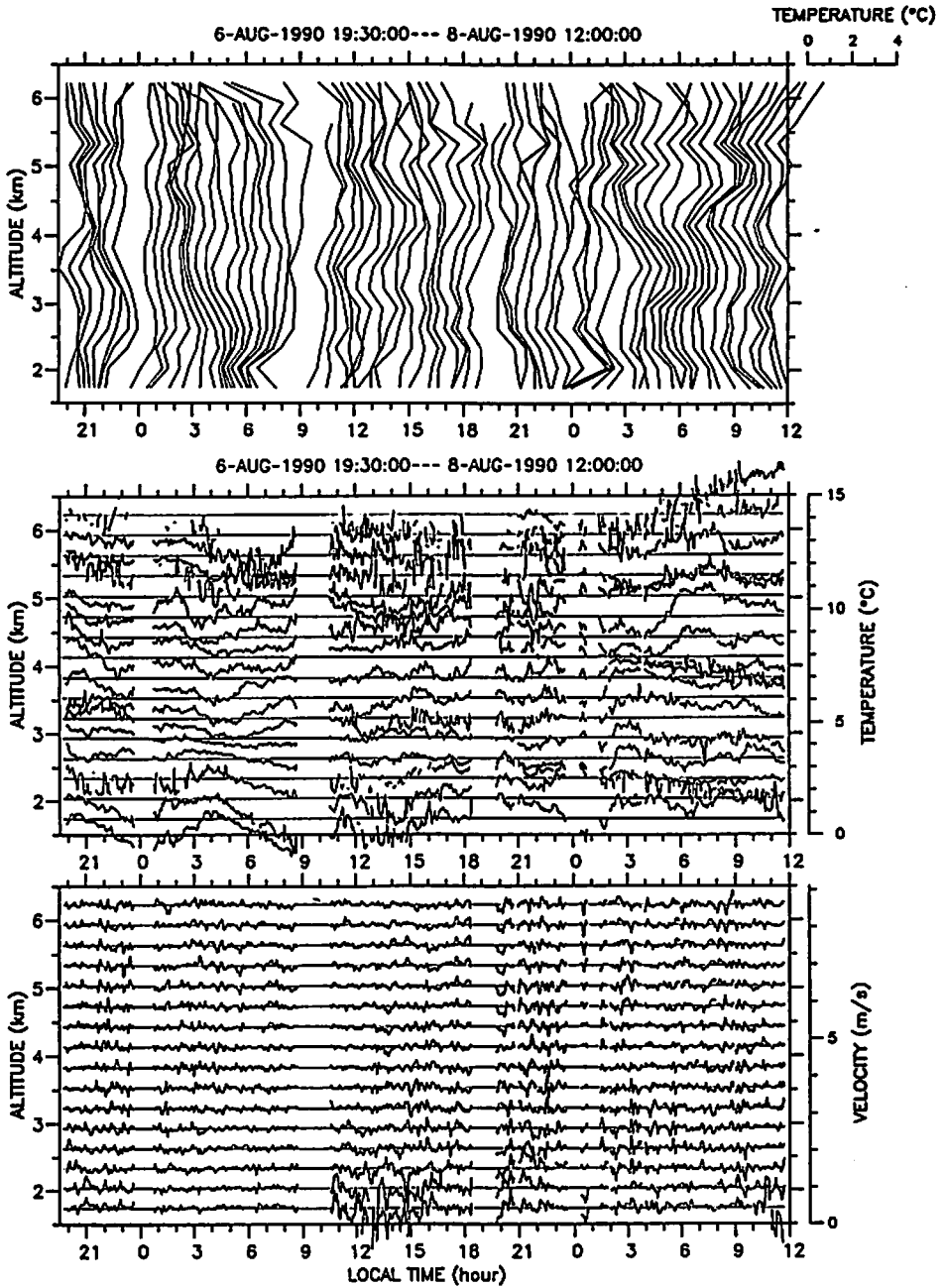


図7 図1と同一期間の RASS 観測による (a) 温度変動の高度プロファイル、(b) 温度変動の時系列プロファイル及び (c) 鉛直風変動の時系列プロファイル。いずれも全観測期間の平均プロファイルを減じた変動分を示している。観測の高度、時間間隔はそれぞれ 300m、90 秒である。

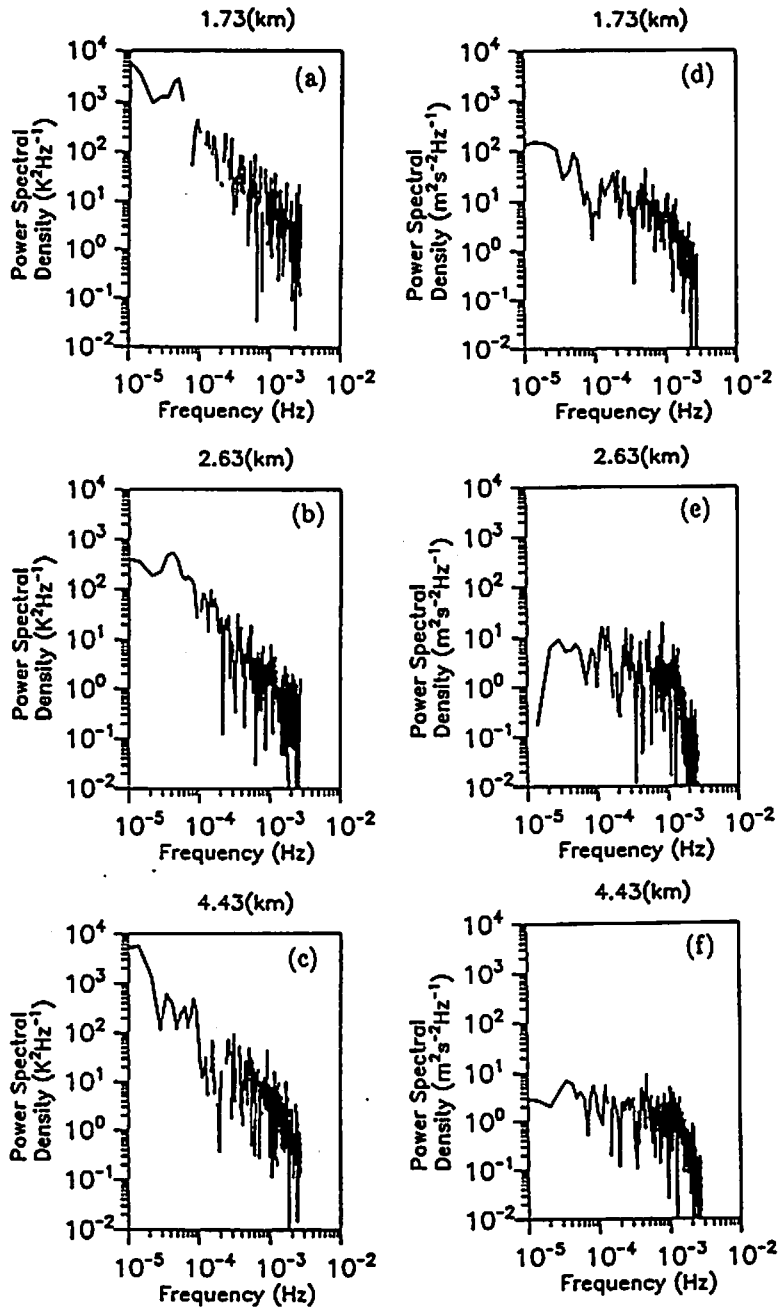


図8 図7の時系列から求めた周波数スペクトル。(a)、(b)、(c)はそれぞれ高度1.73km、2.63km、4.43kmの温度スペクトルで(d)、(e)、(f)はそれぞれ(a)、(b)、(c)と同一高度の鉛直風スペクトルである。温度スペクトルはおよそ $-5/3$ 乗に比例する傾きを持つものに対し、鉛直風スペクトルはほぼ平坦な周波数特性を持つ。

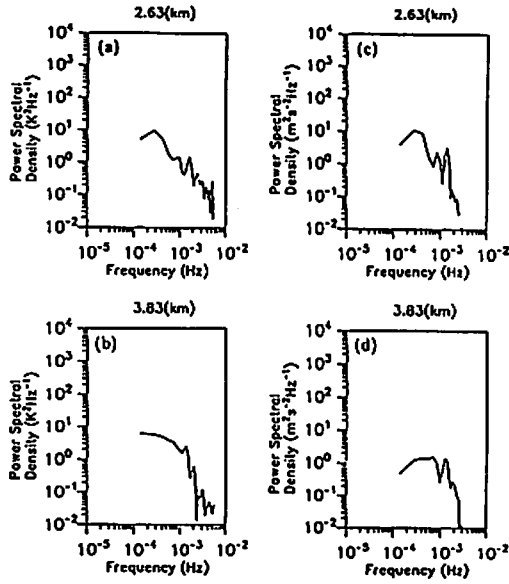


図9 図7の8月7日13:00-15:00の時系列から求めた周波数スペクトル。(a)、(b)はそれぞれ高度2.63km、3.83kmの温度スペクトルで(c)、(d)はそれぞれ(a)、(b)と同一高度の鉛直風スペクトルである。高度2.63kmでは周期11分、高度3.83kmでは周期13分の成分がピークを持ち、プラント・バイサラ振動に対応すると考えられる。

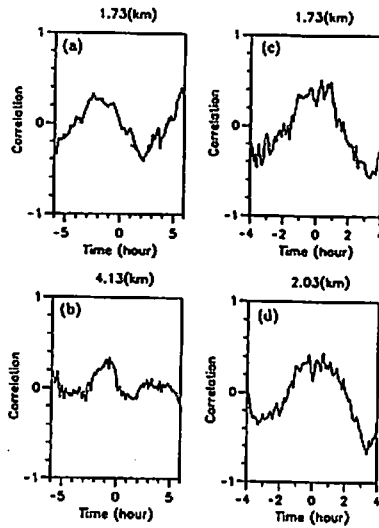


図10 温度変動と鉛直風変動の相互相関関数。(a)、(b)は図7の8月6日19:42-7日7:40のそれぞれ高度1.73km、4.13kmにおける値で、周期約6~8時間の成分について温度変動の位相が鉛直風変動のものより $\pi/2$ rad進んでおり内部重力波のモードに一致している。一方(c)、(d)は図7の8月7日10:00-18:30のそれぞれ高度1.73km、2.03kmにおける値で、温度と鉛直風は周期約6時間の成分について同位相で変化している。図6のラジオゾンデ観測より地表面付近で対流不安定な状況にあったことから、これは対流によるものであると考えられる。

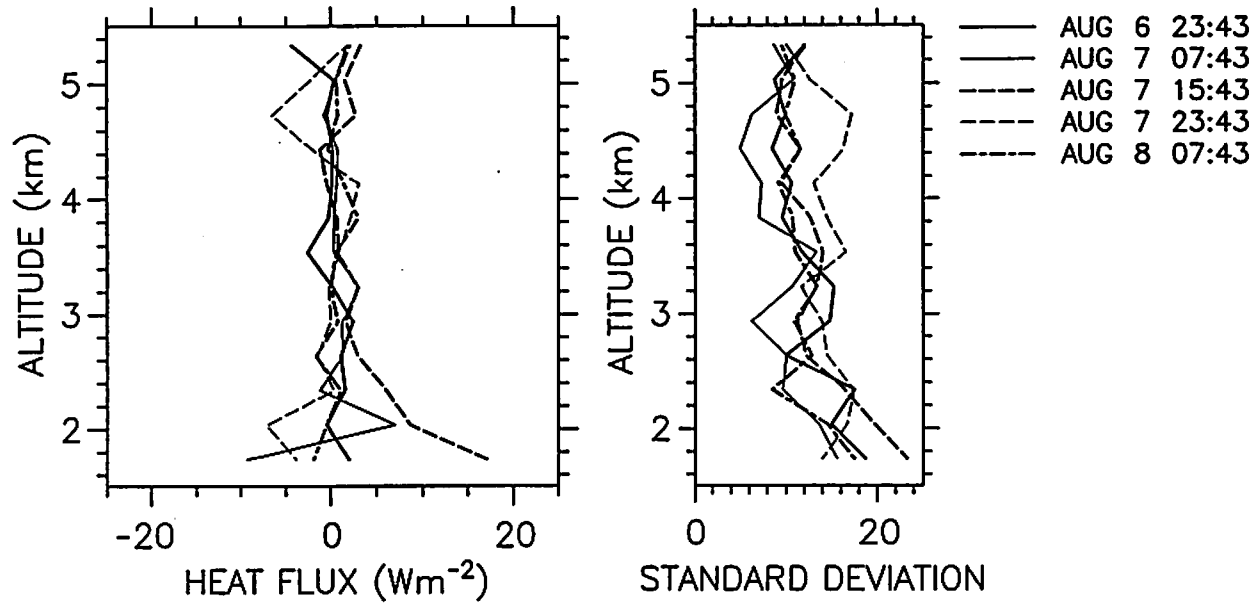


図 11 熱フラックスプロファイルと熱フラックス変動の標準偏差。各プロファイルは上に示した時刻を中心とする前後各 4 時間の平均である。8 月 7 日 11:43-19:43 のプロファイルでは下層ほど大きな値をとり地表から上方へ熱輸送されていることを示している。

## 気象用ドップラーレーダーとMUレーダーの比較観測 - 層状雲内の気流系 -

城岡竜一・上田 博・清水収司（北大・理）  
深尾昌一郎・津田敏隆・加藤 進（京大・超高層）  
住 明正（東大・理），渡辺 明（福島大・教育）

### 1. はじめに

1990年6月30日から7月15日にかけて、京都大学超高層電波研究センター信楽MU観測所屋上に北海道大学理学部のマイクロ波気象用ドップラーレーダーを設置して、MUレーダーとマイクロ波気象レーダーを用いた、梅雨前線を対象とした同時比較観測を行なった。MUレーダーは降水の有無にかかわらず連続的に風の3成分の鉛直プロファイルを得ることができ、ドップラーレーダーでは降水雲内の速度場や降水粒子分布の水平的な構造をとらえることができるため、両者の結合は有力な観測手法になると考えられる。しかし、MUレーダーは主に大気の乱れを散乱体としているのに対して、マイクロ波気象レーダーでは降水粒子であることや、データのサンプリングボリューム等も異なるため、両者の比較を行ないデータの適合性等を考察しておく必要がある。

その第一段階として、今回は梅雨前線に伴う層状性降水雲を対象とし、MUレーダーとマイクロ波気象レーダーから得られた水平風の鉛直プロファイル等を比較する。また、両者の同時観測を行なうことによって可能となる観測・解析方法についても考察する。

### 2. 方法

今回の解析に用いた水平風の測定方法を簡単に説明する。

MUレーダーから得られる水平風は、2～3分間隔で得られる、天頂角 $10^\circ$ の東西南北方向のビームの対流圏モードのパラメータデータを用い、高度分解能約150mで求めた。また、エラーを除くために、南北又は東西方向の速度成分が同符号となるデータや鉛直シアが極端に大きなデータを落とす操作や、時間・高度方向の平均化等を行なった。

マイクロ波ドップラーレーダーを用いて水平風を求める方法としては、VAD (Velocity Azimuth Display) 法が多く用いられている。レーダーのアンテナを一定の仰角を保って回転させ、データが得られた高度での水平風の構造が走査円内で一定であると仮定して水平風を求めている。ここで用いたVAD法では、レ



レーダーアンテナの方位角を $\theta$ としたときのドップラー速度 $V_r$ を、 $V_r(\theta)$ がフーリエ級数の0次から2次の項までの和で表わせるとして、上空の水平風向・風速などを求めている。この観測では15分間隔で得られる、仰角約 $15^\circ$ のPPIDータを用いてVAD法を適用した。アンテナスキャンは1rpmで、512スイープのデータが得られており、高度分解能は約65mである。

図1に、VAD法の一例を示す。点線がドップラー速度データで、細線は0次から2次までの項の和で表わしたVAD曲線である。また、1次の項の成分を太線で示す。この太線の振幅が水平風の風速、位相が風向を表わしている。ここで、0次の項（速度0の線からのオフセット）は雨滴の落下速度、大気鉛直流及び走査円内での水平収束量を表わしている。

### 3. マイクロ波レーダーによる観測の概要

観測期間中には大きく分けて4回の降雨が観測された。今回は、7月2日から3日にかけての降雨事例について詳しく述べる。図2には、7月2日9時から3日15時までの信楽における降雨量の変化と、マイクロ波ドップラーレーダーからVAD法で求めた水平風の鉛直プロファイルを一時間間隔で示した。これは、梅雨前線及び低気圧の通過に伴う降雨で、マイクロ波レーダーの反射強度では、高度4.5~5.0kmにブライトバンドがある、典型的な層状性の降水エコーであった。降雨は3日4時から12時に集中しており、特に9時頃が最も強くなっている。水平風は下層では南東風、上層では西~北西風で、その間のシア層が次第に薄くなりながら下層に降りてきている。

### 4. 結果と考察

層状エコーからの弱い降雨がレーダーサイトで観測された7月2日21時00分の、VAD法による水平風の鉛直プロファイルを図3に示す。図4は、高度と時間に3データ分の移動平均をした、ほぼ同じ時刻のMUレーダーによる水平風である。両者は高度2.0~5.5kmでは非常に良く一致している。高度6.0km以上では降水エコーが減少するため、VAD法では水平風を求めることができない。高度2.0km以下ではMUレーダーの性能上、測定誤差が大きくなっている。梅雨前線の構造を考える上では、VAD法によって示された南東からの下層ジェットの影響は重要であり、対流圏下層を対象とするレーダー等の開発も必要である。

強い降雨がレーダーサイトで観測された7月3日09時00分の、VAD法による水平風の鉛直プロファイルを図5に示す。図6は、ほぼ同じ時刻のMUレーダーによる、高度・時間方向に平均化を行なった水平風である。ブライトバンドが存在した高度約5km以下で、特に両者の違いが大きくなっている。これはMUレーダーのパラメータデータでは、降水粒子と大気からの散乱が混在していることが

Doppler Velocity (-127 ~ 128)

Hokkaido Univ. Meteor Lab. 07/03/1990 09:00:12

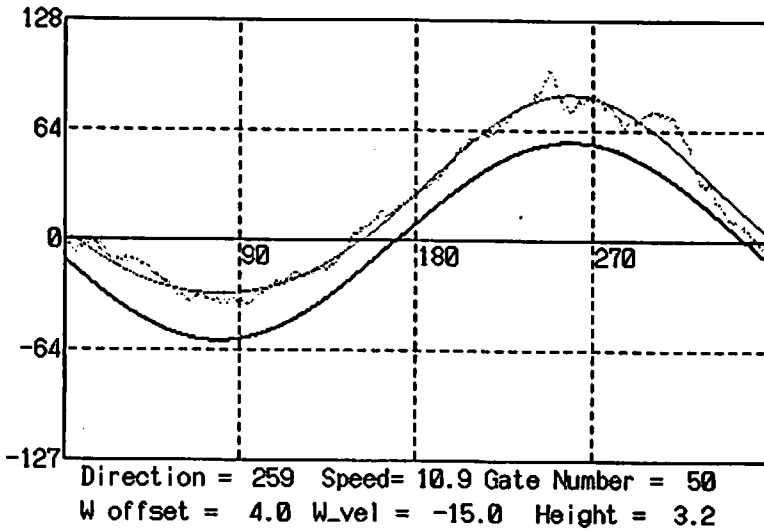


図1 1990年7月3日09時00分仰角14.9°のマイクロ波ドップラーレーダーPPIから求めた高度3.2kmでのVAD曲線(細線)。横軸はアンテナの方位角( $\theta$ )。縦軸はドップラー速度( $V_r$ )で正が近づく成分、フルスケールは24m/s。太線の振幅と位相は、水平風の風速10.9m/s、風向259°を示している。

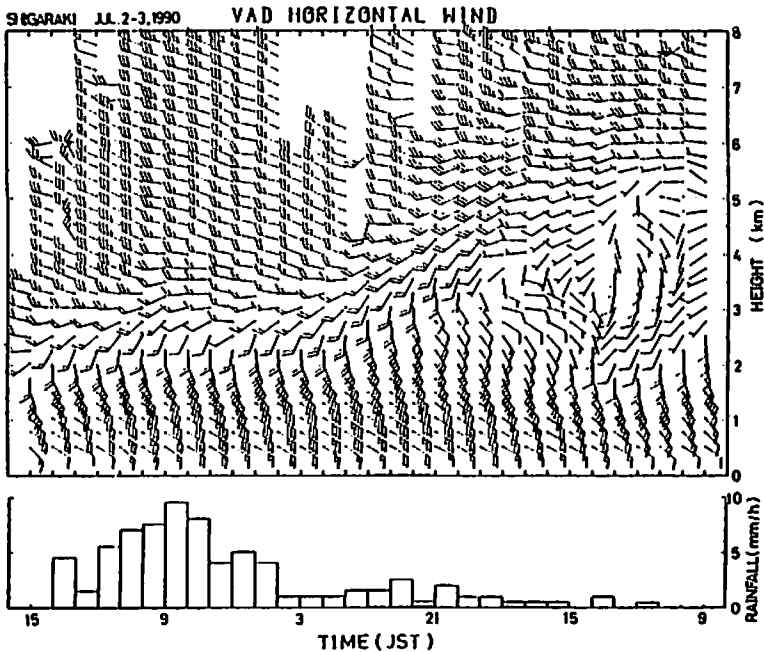


図2 倶楽における1時間雨量とVAD法による風向・風速の鉛直プロファイルの時間変化。風速は矢羽根が5m/s、旗が20m/s。

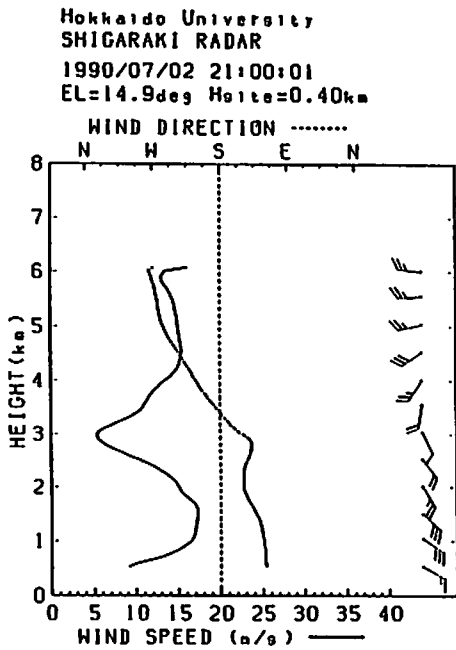


図3 1990年7月2日21時00分のVAD法による水平風向・風速。

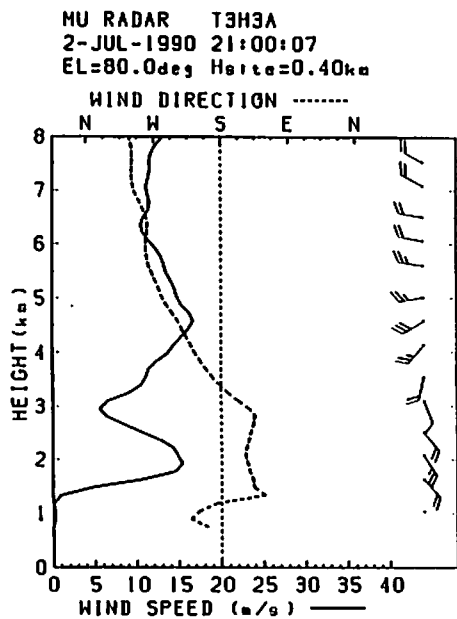


図4 1990年7月2日21時00分のMUレーダーによる水平風向・風速。

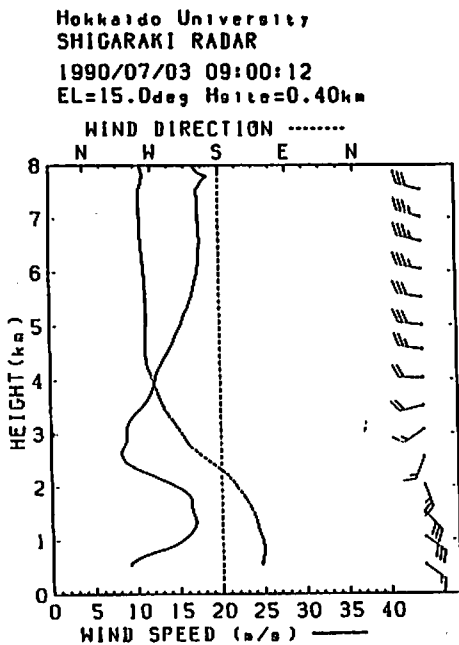


図5 1990年7月3日09時00分のVAD法による水平風向・風速。

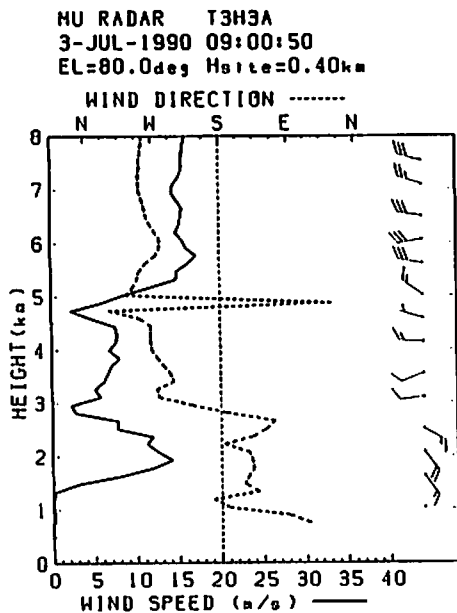


図6 1990年7月3日09時00分のMUレーダーによる水平風向・風速。

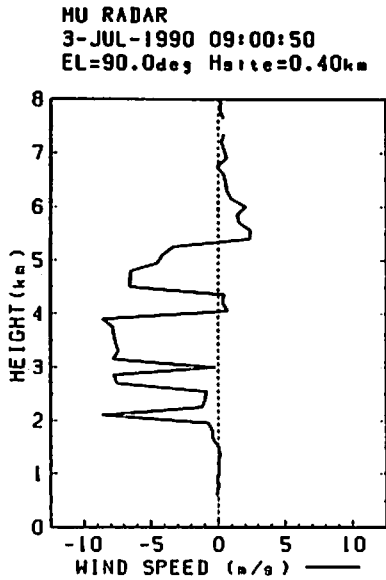


図7 1990年7月3日09時00分のMUレーダーによる鉛直流。正符号は上向き。

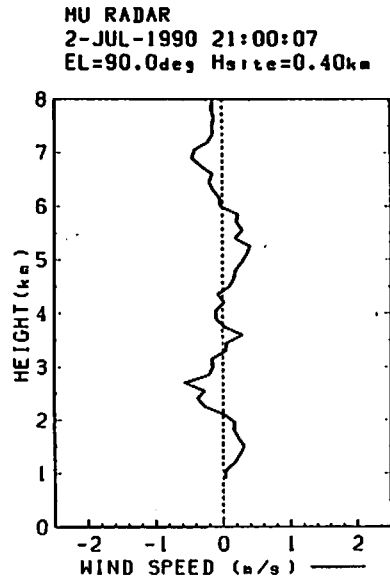


図8 1990年7月2日21時00分のMUレーダーによる鉛直流。正符号は上向き。

原因である。このことは、図7に示したMUレーダーによる鉛直流からも明らかであり、約8 m/sで落下する降水粒子と、±1 m/s程度の大気の鉛直流が得られている。従って、水平風の見積りにはスペクトルデータを用いた両者の分離が必要となる。また、降水が比較的弱くMUレーダーとVAD法による水平風がよく一致していた、2日21時のケースのMUレーダーによる鉛直流には、図8に示すように雨滴の落下はとらえられていない。

MUレーダーにより雨滴の落下速度と大気の鉛直流が直接測定できることから、それをVAD法と組み合わせることにより、雨滴の落下速度の仮定を行わずに収束量等を計算することが可能となる。例えば図1に示したケースでは、雨滴の落下速度を8.0 m/s、大気の鉛直流を0 m/sと仮定すると、高度3.2 kmにおける半径12.0 kmの走査円内の収束量は $3.3 \times 10^{-4}$ /sであった。

層状性エコーからの降雨例では、降水粒子と大気の散乱が混在するケースは少なく、ほとんどはパラメータデータのみで水平風を求めることができた。VAD法とMUレーダーに相違がみられたケースは、降水エコーの層状性が崩れていることが多かった。

## 5. まとめ

MUレーダーと気象レーダーの比較の結果、両者から得られる水平風は非常によく一致することがわかった。また、降雨が強くなりMUレーダーのパラメータデータに降水粒子と大気の散乱が混在した場合でも、スペクトルデータを用いてその分離を行なうことにより、良好なデータが得られると考えられる。このことから、両者の同時観測によりメソスケールでの降水雲内外の気流系の構造を、より詳しく把握することが可能になる。特に、対流雲内の鉛直流や、降水の無い領域での積乱雲からのアウトフローの構造をとらえることは興味深い。また、レーダーサイト上空を通過した際のエコーの発達段階や形状をマイクロ波レーダーでとらえ、大気鉛直流と雨滴の落下速度をMUレーダーから求めることにより、地上で測定した降水量、雨滴の粒径分布等と比較することは、雲物理学的にも有効な観測手法である。

## STIB-IGBP - 現状と将来 -

田中 浩 (名大水圏研)

IGBP (地球圏生物圏国際協同研究計画) は WCRP (気候変動国際協同研究計画) と並ぶ基幹プロジェクトの一つであり、諸物質の循環と変動を単に物理学の側面からばかりでなく、生物地球化学過程をも取り込んで地球規模の視点から研究することを目的としている。国際的にはICSUによってIGBP Science Committee (SC-IGBP) が設立され、すでに活動が開始されている。

IGBPは表1に示されるように多くのプロジェクトを含み、その中のいくつかはすでに確立された (established) プロジェクトとして各国での実施が強く要望されている。対流圏における大気化学の研究プロジェクトであるIGAC、海洋中のCO<sub>2</sub>などのフラックス変動の研究プロジェクトであるJGOF S、植生などによる陸域表層の水循環の研究プロジェクトであるBAHC、古環境の変遷の研究プロジェクトであるPAGESなどはすでに establishされたプロジェクトであり、わが国でもその推進は学術会議で勧告され、JGOF Sは科研費(重点領域)で、IGAC, BAHC, PAGESは国際協同事業で近々実施される運びになっている。

STIB (Stratosphere-Troposphere Interactions and the Biosphere) もIGBPの中のプロジェクトの一つであるが、まだ提案された (proposed) プロジェクトの段階で、今年(1991年)の秋を目途に establishされるための準備が行われており、国際的には1992年からスタートする予定である(表2参照)。わが国でも並行してSTIBの国内組織を設立することになるが、具体的な予算の裏付けをもったプロジェクトの開始は1995年頃にスタートすることになる。STIBに含まれる研究の一部は文部省の「新プロ」やSTEPで1995年までは実行可能であるためである。

STIBプロジェクトは生物起源・人間起源の放出気体が成層圏の組成・放射・力学に及ぼす変化及びその変化が逆に生物圏に及ぼす効果を研究することを目的としている(図1参照)。従って、STIBは対流圏化学のIGACプロジェクト(国内代表:小川利紘東大教授)に対して相補的關係にあり、IGACとの密接な連係が必要となる。ただIGACに比べてSTIBは力学的過程により重点が置かれることになることは確実である。

STIBプロジェクトは表3に示されるようにいくつかのWorking Groupに分かれて計画の立案が行われている。中層大気の研究はすでにMAP(中層大気国際協同観測計画)がわが国でも成功裡に終了し、中層大気現象の理解も飛躍的に増大したことはよく知られている。STIBはMAPの成果を基礎に、中層大気と生物圏の相互作用の理解を旨とした新しいプロジェクトである。生物圏から放出される微量成分の多くは対流圏では不活性で変化を起こさないが、成層圏に入るとはじめて紫外線を浴びて光化学的に解離する。いかえれば成層圏は生物関連物質の基場であり、物質循環を大きくコントロールする場所でもある。成層圏が存在しなけ

れば、これらの物質は対流圏に蓄積され続け、大気環境は今とは全く異なった状態になるはずである。

現在、STIBプロジェクトの establishment のための委員会(CPPC)が組織され(表4参照)、Implementation Planを作成中である。私自身はWG1.2(表3参照)の取りまとめを行っているところである。全てのWorking Groupの計画は近くその草案が発表される予定である。今年の6月にはパリで会合をもち、Implementation Planの決定を行うことになっている。私の計画しているWG1.2(Stratosphere-Troposphere Exchange)では、次の3つのActivityを挙げている。すなわち、

Activity 1-2-1

QBO and associated oscillations of trace-gas concentrations and dynamical elements in the tropical atmosphere and ocean.

Activity 1-2-2

Dynamical and cloud physical aspects of ozone depletion in the polar and tropical stratosphere.

Activity 1-2-3

Exchange of trace-gas species and aerosols through the mid-latitude tropopause folding.

となっている。現在この案の具体的内容をWG1.2のメンバーに検討してもらっている。

STIB-IGBPの将来にはまだいくつかの不確実要素があるが、このプロジェクトに興味をもつ広範な研究者のご支援を期待しつつ実施に向けて前進したいと考えている。

**Question 1:** *How is the chemistry of the global atmosphere regulated and what is the role of biological processes in producing and consuming trace gases?*

**The International Global Atmospheric Chemistry Project (IGAC) -  
An Established Core Project**

- *To develop a fundamental understanding of the processes that determine the chemical composition of the atmosphere.*
- *To understand the interactions between atmospheric chemical composition and biospheric and climatic processes.*
- *To predict the impact of natural and anthropogenic forcing on the chemical composition of the atmosphere.*

**Stratosphere-Troposphere Interactions and the Biosphere (STIB) -  
A Proposed Core Project**

- *To determine the consequences of changes in stratospheric O<sub>3</sub> on penetration of potentially harmful UV radiation.*
- *To quantify important stratosphere-troposphere exchange processes.*
- *To evaluate the natural variability of the stratosphere and the impact of anthropogenic activities.*
- *To quantify the influence of stratospheric aerosols on climate.*
- *To assess the impact of stratospheric changes on climate.*

**Question 2:** *How do ocean biogeochemical processes influence and respond to climate change?*

**Joint Global Ocean Flux Study (JGOFS) -  
An Established Core Project**

- *To determine and understand on a global scale the processes controlling the time-varying fluxes of carbon and associated biogenic elements in the ocean, and to evaluate the related exchanges with the atmosphere, sea floor, and continental boundaries.*
- *To develop a capability to predict on a global scale the response of oceanic biogeochemical processes to anthropogenic perturbations, in particular, those related to climate change.*

**Global Ocean Euphotic Zone Study (GOEZO) -  
A Potential Core Project**

- *To develop a predictive understanding of the basic relationships among the physical, chemical, and biological properties of the oceanic euphotic zone.*

**Question 3:** *How changes in land use affect the resources of the coastal zone, and will changes in sea level and climate alter coastal ecosystems?*

**Land-Ocean Interactions in the Coastal Zone (LOICZ) -  
A Proposed Core Project**

- *To develop predictive understanding of the effects of changes in climate change, land use and sea level on the global functioning and sustainability of coastal ecosystems, with emphasis on the interactions between changing conditions on land and sea, and on possible feedback effects physical environment.*



**Question 4:** *How does vegetation interact with physical processes of the hydrological cycle?*

**Biospheric Aspects of the Hydrological Cycle (BAHC) -  
An Established Core Project**

- *To determine the biospheric controls of the hydrologic cycle through field measurements for the purpose of developing models of the energy and water fluxes in the soil-vegetation-atmosphere system at temporal and spatial scales ranging from vegetation patches to GCM grid cells.*
- *To develop appropriate data bases that can be used to describe the interactions between the biosphere and the physical Earth system and to test/validate model simulations of such interactions.*

**Question 5:** *How will global changes affect terrestrial ecosystems?*

**Global Change and Terrestrial Ecosystems (GCTE) -  
An Established Core Project**

- *To develop the capability to predict the effects of changes in climate, atmospheric CO<sub>2</sub> and land use on terrestrial ecosystems, and how these effects can lead to feedbacks to the physical climate system.*

**Question 6:** *What significant climatic and environmental changes have occurred in the past, and what were their causes?*

**Past Global Changes (PAGES) -  
An Established Core Project**

- *To reconstruct the detailed history of climatic and environmental change for the entire globe for the period since 2,000 B.P., with temporal resolution that is at least decadal and, ideally, annual or seasonal.*
- *To reconstruct a history of climatic and environmental change through a full glacial cycle, in order to improve our understanding of the natural processes that invoke global climatic changes.*

**Question 7:** *How can our knowledge of components of the Earth system be integrated and synthesized in a numerical framework that provides predictive capacity?*

**Global Analysis, Interpretation and Modelling (GAIM) -  
A Proposed Core Project**

- *With the aid of models, synthesize a fundamental quantitative understanding of the global physical, chemical and biological interactions in the Earth system during the last 100,000 years and assess possible effects of future changes.*

表 1

I G B P に含まれるプロジェクト及びその目的の一覧。

Established はすでに採択が決定されたもの、Proposedは近く採択されようとするもの、Potential は今後採択される可能性のあるもの、を意味する。

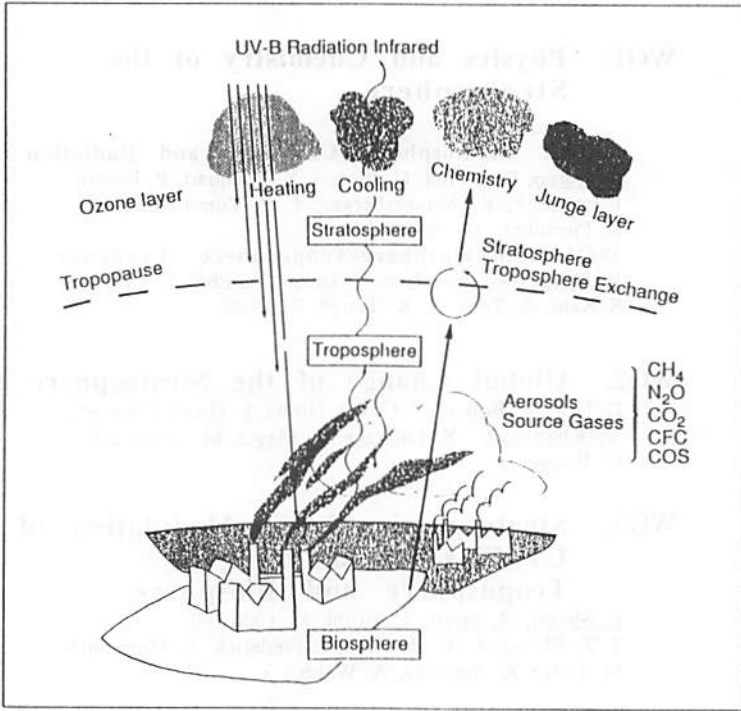


図 1 STIB の概念図。

	1990	1991	1992	1993	1994	1995	1996	1997	1998	1999	2000	2001
IGAC	[Shaded bar]											
STIB	[Shaded bar]											
JGOFS	[Shaded bar]											
GOEYS	[Shaded bar]											
LOICZ	[Shaded bar]											
BAHC	[Shaded bar]											
GCTE	[Shaded bar]											
GCEC	[Shaded bar]											
PAGES	[Shaded bar]											
GAIM	[Shaded bar]											
DIS	[Shaded bar]											
RRC	[Shaded bar]											

表 2 IGBP の各プロジェクトの実施スケジュール。

## Composition of the STIB WG

### **WG1: Physics and Chemistry of the Stratosphere**

#### **WG1.1 Stratospheric Chemistry and Radiation**

R. Turco, F. Arnold, G. Fiocco, Y. Fouquart, P. Hamill,  
I. Isaksen\*, K. Mauersberger, J. P. Pommereau,  
R. Pueschel, U. Schmidt

#### **WG1.2 Stratosphere-Troposphere Exchange**

H. Tanaka, E. Danielsen, V. Dosov, A. Ebel, L. Gray,  
S. Kato, A. Tuck, K. K. Tung\*, R. Jones

### **WG2: Global Change of the Stratosphere**

G. Reid, R. Bojkov, T. Cox, I. Hirota, L. Hood, J. Kaye\*,  
V. Khatatov, K. Labitzke, G. Megie, M. Schoeberl,  
C. Rodgers,

### **WG3: Stratospheric Ozone Modulation of UV Flux into the Troposphere and Biosphere**

P. Simon, R. Smith, C. Bruhl, M. Caldwell,  
S. Z. El-Sayed, C. de Fabo, J. Frederick, S. Madronich,  
M. Peak\*, K. Stamnes, A. Webb,

### **WG4: Stratospheric Influences on Tropospheric Climate**

T. Matsuno, D. Rind, B. Boville, G. Brasseur, D. Cariolle,  
I. Karol, P. McCormick, A. O'Neill, K. Takano, D. Wuebbles\*

表 3 S T I B のワーキンググループ一覧。

## **Membership for STIB CPPC**

Dr. Marie-Lise CHANIN, *CHAIR*

Dr. Marvin GELLER, *CO-CHAIR*

Dr. Richard TURCO, <i>Chairman</i> WG1-1	Pr. S.Z. EL-SAYED
Dr. Hiroshi TANAKA, <i>Chairman</i> WG1-2	Pr. Ivar ISAKSEN *
Dr. G. REID, <i>Chairman</i> WG2	Dr Vladimir KHATTATOV *
Dr. Paul SIMON, <i>Chairman</i> WG3	Pr. Karin LABITZKE
Pr. Taroh MATSUNO, <i>Chairman</i> WG4	Dr. Mark SCHOEBERL
Dr. Martyn M. CALDWELL	Pr Raymond SMITH

表 4 S T I B の establishment のための委員会 ( C P P C ) のメンバー。

## ICEAR (International Center for Equatorial Atmosphere Research、国際赤道大気研究センター) について

加藤 進 (京大超高層)

1982-1985年にMAP (国際中層大気共同観測計画) が実施された。これは、従来、未知圏と言われてきた中層大気を初めて系統的に観測する国際共同観測プログラムであった。MAPは多くの成果を挙げ、従来、静寂であると予想された中層大気が大気波動が荒れ狂うダイナミックな場であることが浮き彫りにされた。このMAPで威力を発揮した新観測技術がMSTレーダであった。そのれい明期1982年米国コロラド州の山中で開催されたMAPワーク・ショップで中層大気の力学を解明するために赤道観測所が必要であるという意見が提出された。そして赤道観測所建設を議論するグループがMAP運営委員会の下に組織され、私が世話をするようになった。このグループはMSTレーダを中心に他の大気観測設備を持つ赤道観測所の建設計画を建てた。1983年、ハンブルグで開催されたIUGG総会で赤道観測所建設の意義が認められ、その早期実現が勧告された。その後1984年、京都で開催されたMAP国際シンポジウムの折り、MAP運営委員会が開かれ、NIEO (New International Equatorial Observatory) と名づけた赤道大気観測所計画を推進するためのプロジェクト・チームが組織され、やはり私が世話役と決まった。これはMUレーダを建設した日本が計画推進の中心となることを意味している。

上述したMAPシンポジウムに出席していたインドネシア代表がNIEOに強い興味を示し、インドネシアに誘致したいと申し出た。これが現在のICEARの始まりと言える。NIEOがICEARと呼び名を改めたのはSTEPに本計画が引き継がれたときである。その後、インドネシアの科学技術担当の国務大臣ハビビ氏が本計画に興味を示し、大統領の承認を得て、國として支持を表明する段階で、本計画は大きく前進することとなった。日本とインドネシアの協力で推進するべき科学技術プロジェクトを議論する組織としてJIF (日本・インドネシア科学技術フォーラム) が置かれており、日本代表が大来佐武郎氏、インドネシア代表がハビビ大臣で毎年総会を交代で東京、ジャカルタで開催している。1989年の総会でICEARの推進が採択された。その前年、ハビビ大臣は自ら信楽を訪問しMUレーダを視察している。昨年秋の来訪の時、海部首相、保利文相と会見した折りも、本計画の実現を要請している。この様なインドネシア側の並々な熱意を私は誠に有難く思っている。

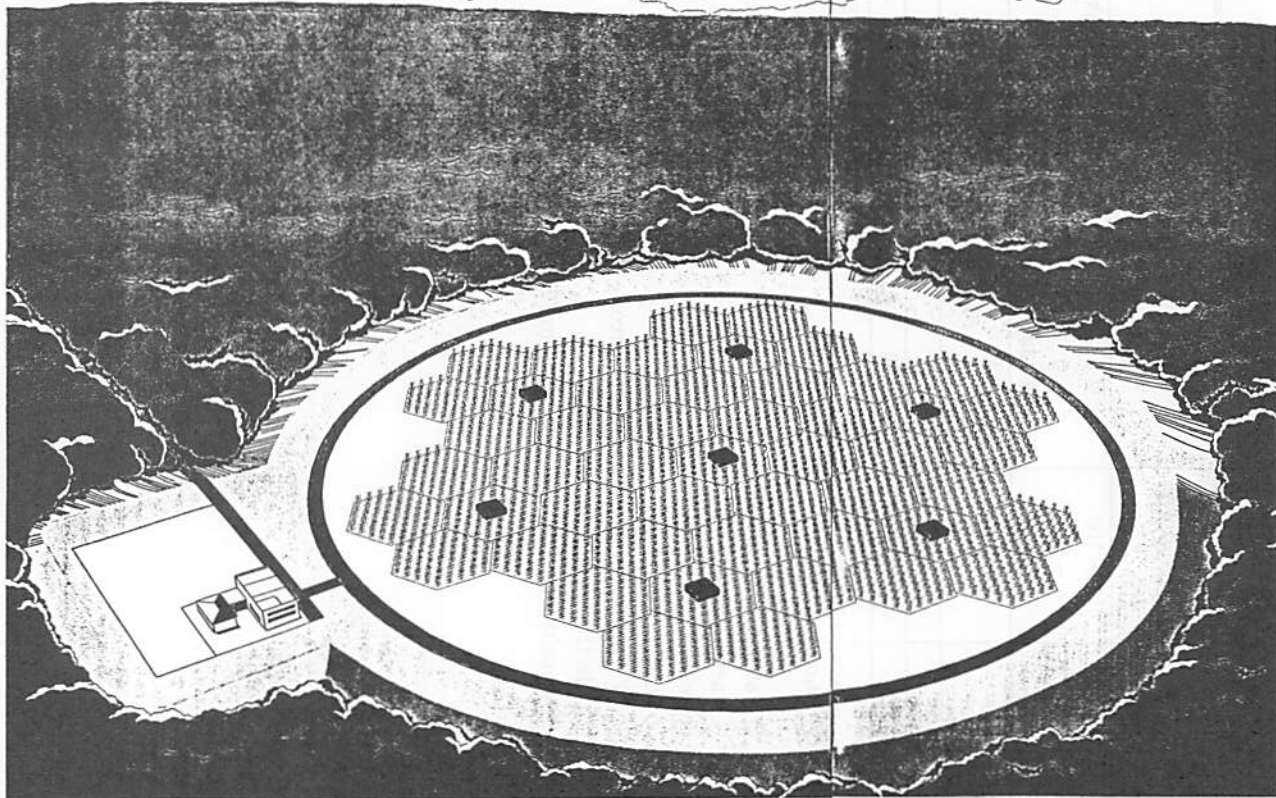
具体的には施設用地が得られねばならない。京都大学超高層電波研究センターの我々スタッフを主とする調査団が生まれ、インドネシア側の専門家も加わって、候補地を捜す仕事が始まった。これは決して容易な仕事ではなかった。来る日も来る日も、熱帯のジャングルを歩き回る必要があった。その結果、1989年までには最終的と言える候補地をスマトラ島の赤道にあるブキネインギ市近くについに捜し当てた。熱帯とは言え、海拔1kmのこの地は涼しい高原で住み易い所だ。インドネシアの軽井沢であると我々はいっている。この土地 (1km\*1kmの土地2ヶ所) を無償でICEARのために貸してもよいというハビビ大臣の手紙が近く文相宛てに届く筈である。

我々京都大学超高層電波研究センターでは土地調査と平行して、中心設備である赤道レーダの設計を進めた。地上より超高層まで広がる大気の中を赤道では特に広い高度の

亘って乱れが伝わり易い。これの詳細な解明にこそ地球環境としての赤道大気研究の意義がある。MUレーダの10倍の性能が要求されるゆえんである。第1図にある直径約300mのアンテナ面積をもつこのレーダの建設は工期に4年を要する。これに加えて気象レーダ、ライダー、アイオノゾンデ等が必要で、それらによる観測のパラメータが第1表に載っている。この構想に基づき要求が文部省に提出されたのが1989年である。

このような大型の研究設備を外国とくに日本と著しく事情が異なる(と仮定している)開発途上国に建設することには前例がなく、費用の他、多くの冒険的要素が考えられるとして、その意義を理解しながらも、慎重に検討する必要があると文部省は考えている様である。現在、科学研究費による、さらなる調査が続けられている。しかし、赤道にある海洋大陸として地球大気を駆動するエンジンを構成するインドネシアは正に地球環境変動の要であり、ここにICEARを設立する意義と国際社会への貢献、そしてインドネシアの協力を考えると、日本の経済力を活用して実行するにふさわしい事業ともいえるであろう。

1990年に始まったSTEPのプロジェクトとなったICEARに対して、1990年にハーグで開かれたSCOSTEPの総会では、その早期実現が勧告された(添付コピー)。地球に生存する生物も考慮した生きた地球を対象とする国際共同研究プログラムがだいたいの的に始まった。IGBPである。このプロジェクト遂行のために、地域研究センター(RRCs)を設立することが計画されている。ICEARはこの一つに対応できるだろう。IGY以来、南極観測の国際協力態勢が完備されてからすでに久しい。極地と共に地球観測のキーポイントである赤道での観測にICEARが果たす役割は間違いなく大きいだろう。



**THE EQUATORIAL RADAR SYSTEM**

- The Equatorial Radar system will be the first fully computer-controlled MU radar ever realized.
- This system will enable high-speed changes of the direction of observation, thus enabling three-dimensional observation of the atmosphere.
- The radar will operate at a frequency of 47MHz.
- The whole earth's atmosphere up to 1000km can be observed; with an antenna aperture of 71520m<sup>2</sup>, it will be ten times that of the MU radar.
- The Equatorial Radar system, with a transmission power of 1.5MW, will be the most sensitive atmospheric radar in the world.

Planned Equatorial Radar construction site



MU radar



Equatorial Radar

## Data Collecting System at ICEAR

Facilities	Obs. Quality	Height Range (km)	Time Resolution (min.)	Height Resolution (m)	Restrictions
Equatorial Radar	$V_{x,y,z}$	2~25, 60~100	1	150	
	$T_{e,i}, E, V_{//}, N_e$	100~1000	10	1~50 km	
Lidar	$\rho$	20~100	5	1000	Weather
	$V_{x,y,z}$	~15	5	1000	
	$N_a, H_2O, O_3$	~30-50	5~30	1000	
Meteorological radars	$V_{x,y,z}$	0~10	1	250	
BL radars	$V_{x,y,z}$	0~2	1	100	
Ionosonde	$N_e$	100~300	10	5km	
RASS	$T$	2~25	1	150	
Radiosonde	$T, V_{x,y}, N_{H_2O}$	0~35	120	30	

- $V$  : atmosphere velocity  
 $T$  : neutral gas temperature  
 $T_{e,i}$  : electron (e) and ion (i) temperature  
 $E$  : electric field  
 $V_{//}$  :  $V$  parallel to line of magnetic force  
 $N_e$  : electron density  
 $N_{a,H_2O,O_3}$  : density of aerosol (a), water vapor ( $H_2O$ ) and ozone ( $O_3$ )

International Council of Scientific Unions

SCIENTIFIC COMMITTEE ON SOLAR-TERRESTRIAL PHYSICS

President: Bengt Hultqvist  
Swedish Institute of Space Physics  
P. O. Box 812  
S-98128 Kiruna, Sweden  
Telephone: 46-980-79060  
Telex: 8754 IRFS  
Telefax: 46-980-79050

Vice President: Susumu Kato  
Radio Atmospheric Science Center  
Kyoto University  
Uji, Kyoto 611, Japan  
Telephone: 81-774-33-2994  
Telex: 5453665 RASCKU J  
Telefax: 81-774-31-8463

Scientific Secretary: Chao-Han Liu  
Department of Electrical  
and Computer Engineering  
University of Illinois, 1406 W. Green  
Urbana, IL 61801-2991 USA  
Telephone: 1-217-333-9005  
Telex: 5101011969 UI TELCOM URUD  
Telefax: 1-217-244-5624

RESOLUTION ON ICEAR

Scientific Committee on Solar Terrestrial Physics

Noting that the Middle Atmosphere Program (MAP) Steering Committee had concluded in 1984 that an international equatorial observatory was vitally necessary for the study of the middle atmosphere and thereby established the New International Equatorial Observatory (NIEO) as a MAP project, and

Noting that the proposed establishment of an International Center for Equatorial Atmosphere Research (ICEAR) in Indonesia, whose central facility would be a giant clear air radar with the sensitivity of an incoherent-scatter radar, enabling observation of the whole equatorial atmosphere up to 1,000 km, was deemed the most appropriate form of NIEO,

Recommends that the International Center for Equatorial Atmosphere Research, or ICEAR, be established in Indonesia at the earliest opportunity, as a significant move to study the detailed dynamic behavior of the equatorial atmosphere in the crucially important western Pacific region, to meet the long recognized and growing international demands for increased scientific understanding of the total earth environment and all processes affecting global climate change.

(June 1990)



# 信楽MUレーダーの磁場環境

## 地磁気観測システムの紹介

米山利明・家森俊彦・竹田雅彦・荒木 徹・田中良和（京大理）・山本 衛（京大超高層）

地球磁場観測データの利用については、迅速な提供が多くの研究者から要望されている。また、磁場のリアルタイムモニターは、レーダーのオペレーションの磁場擾乱モニターには有用であると考えられる。そこで京都大学理学部附属地磁気世界資料解析センターでは、滋賀県信楽町にある京都大学附属超高層電波研究センターMUレーダー敷地内に、フラックスゲート磁力計を設置し、オペレータ室でモニターすると同時に磁場データを高速デジタル通信網KUINSで伝送し、レーダーで観測したデータによる電場及び電気伝導度から推定した電離層電流による磁場効果と実際の磁場変動とを比較するための磁場観測システムを開発したので報告する。

MUレーダー敷地内にガウス社製フラックスゲート磁力計を設置し、データを測定するにあたり、MUレーダーサイトの構造物や敷設されている各種の測定装置などの影響ができるだけ及ばないところに磁力計を設置した。（図2）

このフラックスゲート磁力計では、D成分・H成分・Z成分の3成分が測定され、拡張スロットにA/Dコンバータボードを内蔵したNECパーソナルコンピュータ（以下PC）でアナログからデジタル変換され、PCにバックアップ装置として増設されているハードディスクに随時記録されている。A/D変換ボードは、12ビット8CHのA/Dコンバータであり、変換レートは、1CH25 $\mu$ Sと比較的速い時間で読み取りが可能で、16ビットモードにも対応することができるものを使用した。PCで変換されたデジタルデータは、ハードディスクに書き込まれると同時に観測小屋からモデムにより、オペレータ室のPCへ伝送される。このデータ伝送には、オムロン社製モデムMD24FS5を使用し、専用回線モードにより、観測小屋とオペレータ室の通信を行っている。

ここではまた、オペレータ室のPCから、TCP/IPプロトコルによるイーサネット通信を通してヒューレットパッカード（HP）社製のワークステーション（WS）に地磁気データを転送している。さらに、HP社のワークステーションに蓄えられたデータは、リアルタイムで高速データ回線であるKUINSを通して、隣県信楽町から京都市左京区の京都大学理学部への伝送を行っている。（図2）

現在、30秒データサンプリングを行っているが、10月27日からの約1ヶ月間10秒サンプリングを行い、信楽の磁場環境について検討を行った。

11月12・13日に信楽で得られたデータのために柿岡・鹿屋のデータと共にプロットした（図3・4）。信楽データは、各成分に現れる非常に小さな変動が見受けられる。これは磁場のノイズと考えられるため、フィルタを用いて解析を行った（図5）。これらのノイズを信楽・柿岡とで比較すると、明らかに信楽のノイズが昼間に多いことが分かる（図6・7）。これは近所を運行している電車線の影響を大きく受けていると思われる。次にノイズの標準偏差を求め、約1ヶ月間の変化をみると雨天時に大きい振幅の変化を持つノイズが現れていると分かった（図9・10）。これはレールからの漏洩電流が雨天時に大きくなることを示している。信楽の磁場環境は、通常昼間はPEAK-to-PEAKで2-3 nTのノイズがあり（標準偏差では約0.5-0.6 nT）、夜間では1 nT以下になる。また、ノイズはD・Z成分に多く現れ、特に雨天後、D成分に影響が大きいことが分かった。

11月12日1220 JSTのS1（図3）は、信楽・柿岡・鹿屋とも非常に良く現れているが、信楽ではZ成分には大きな変化が現れていない。これは信楽が内陸部にあるため、海洋等の影響を受け難いことを表していると思われる。さらに、比較的ノイズの少ない夜間に起こったサブストームについてタイムスケールを大きくしてプロットした。11月13日0120 JSTと0140 JSTにP12が観測されている（図8）。このように、夜間においては短周期観測が可能である。また、柿岡等の観測所と比較すると日変化等に数nTの違いがあることが分かり、このことはレーダーデータとの精密な比較を行う際に、磁場観測を信楽で行うことが望ましいことを示している。

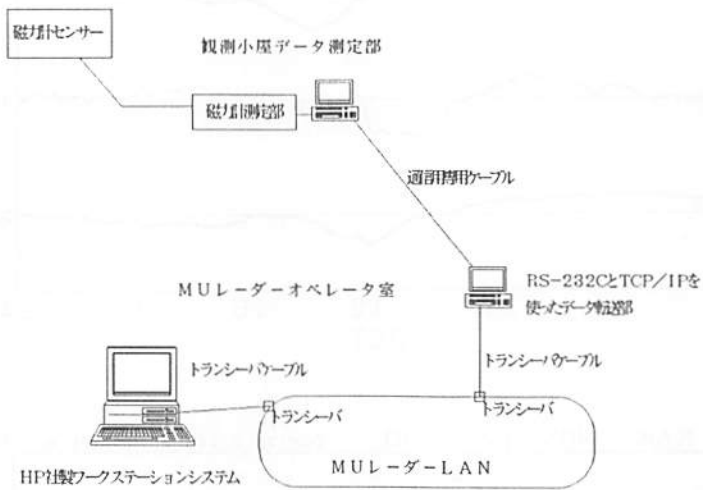


図1 磁場観測システム接続図

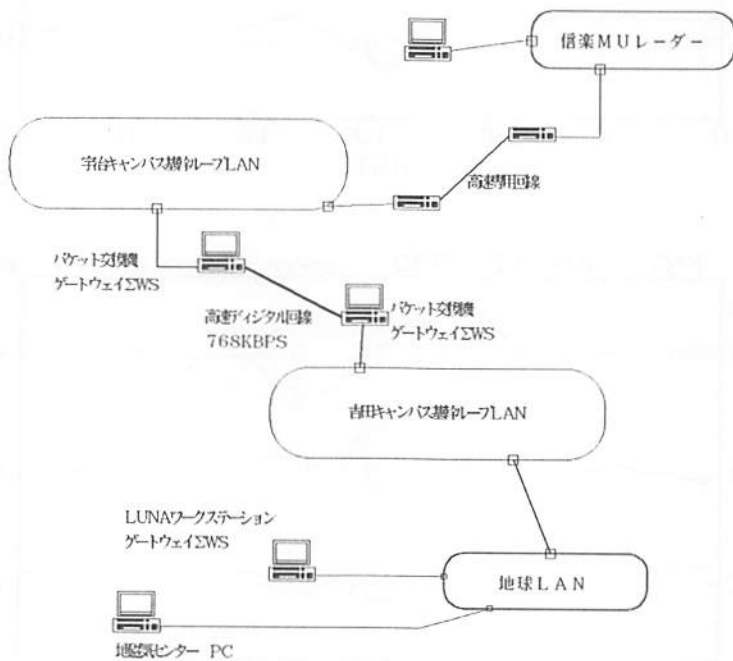


図2 ネットワーク接続図

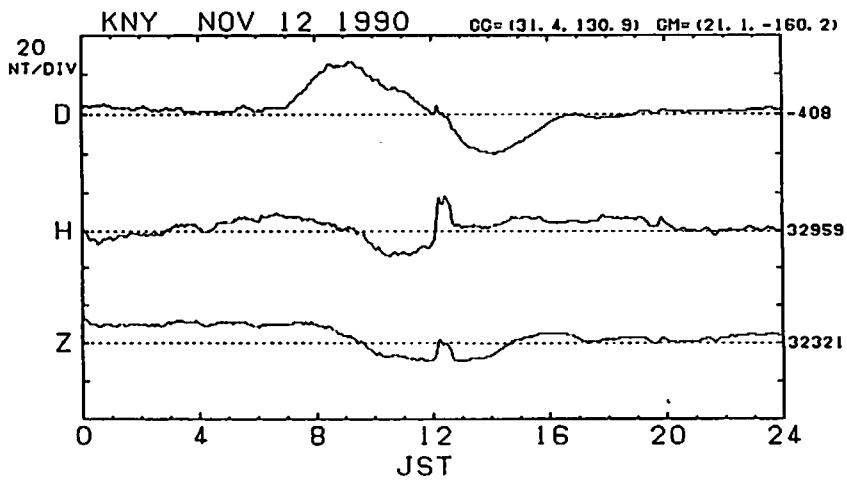
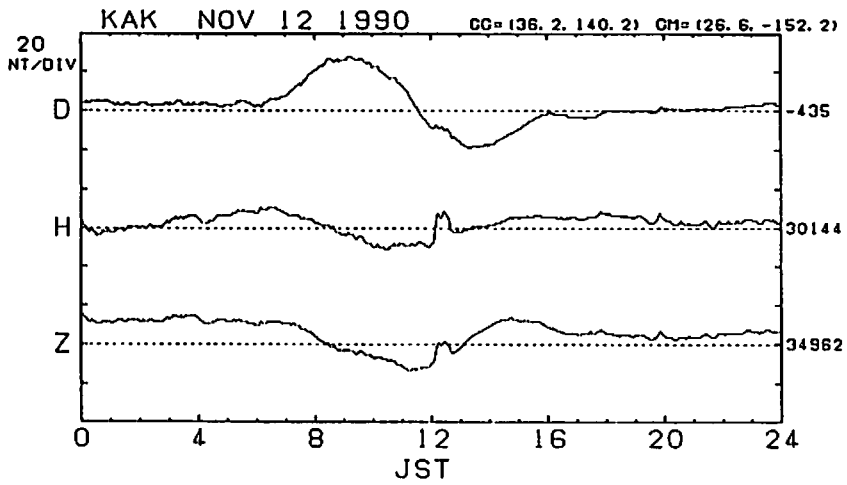
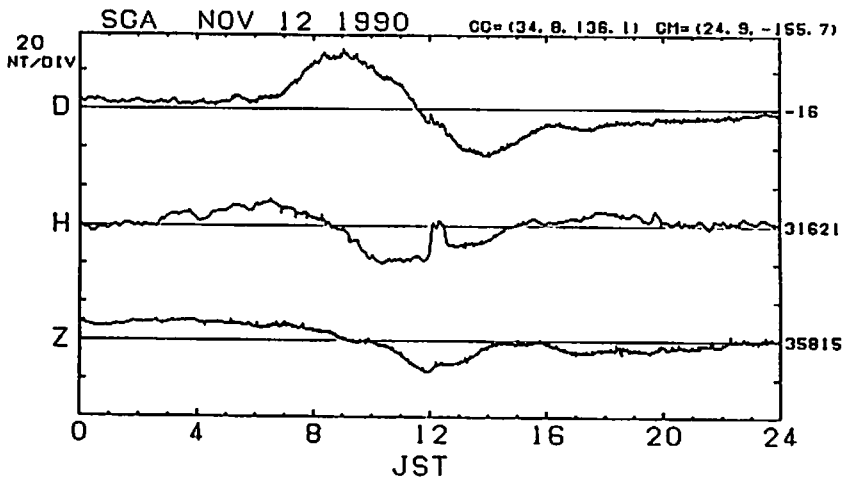


図3 信楽・柿岡・鹿屋地磁気日変化(11月12日)

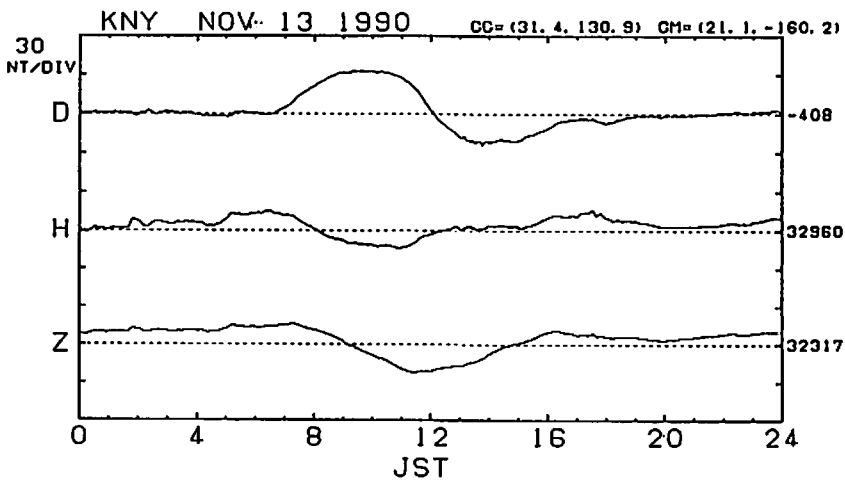
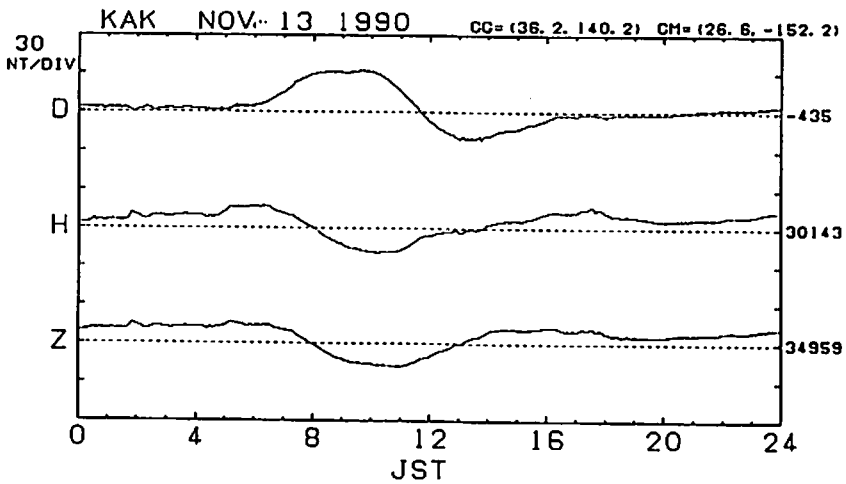
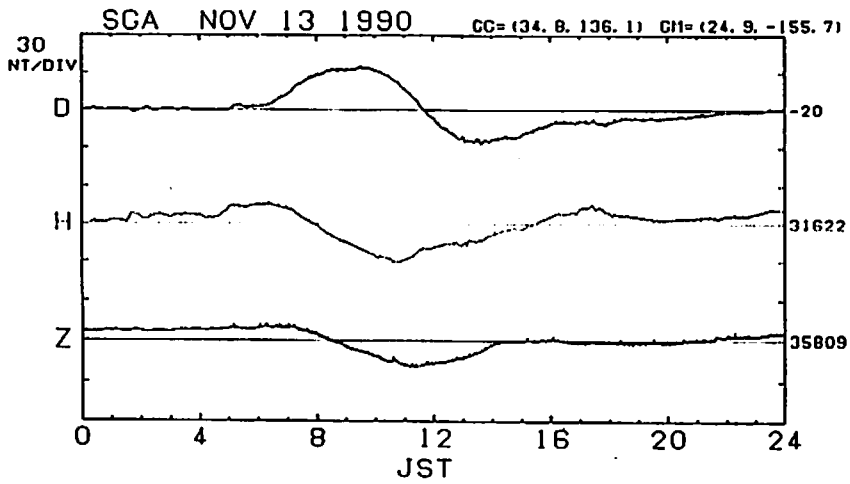


图4 信楽・柿岡・鹿屋地磁気日变化(11月13日)

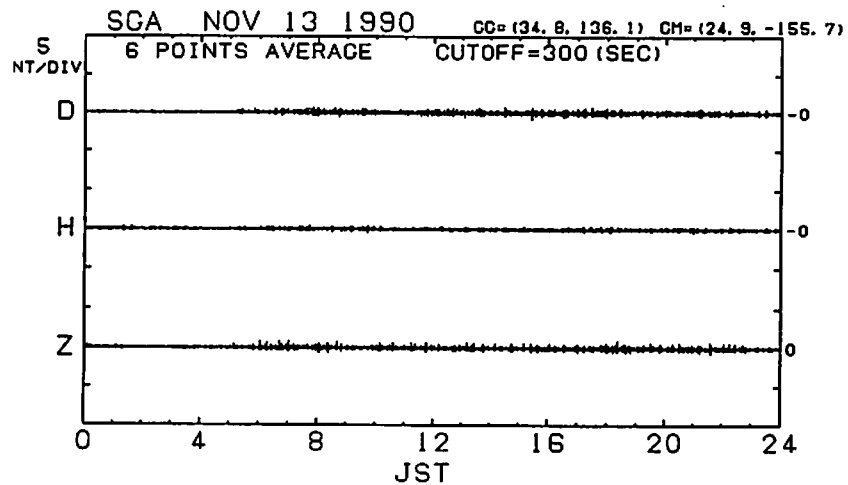
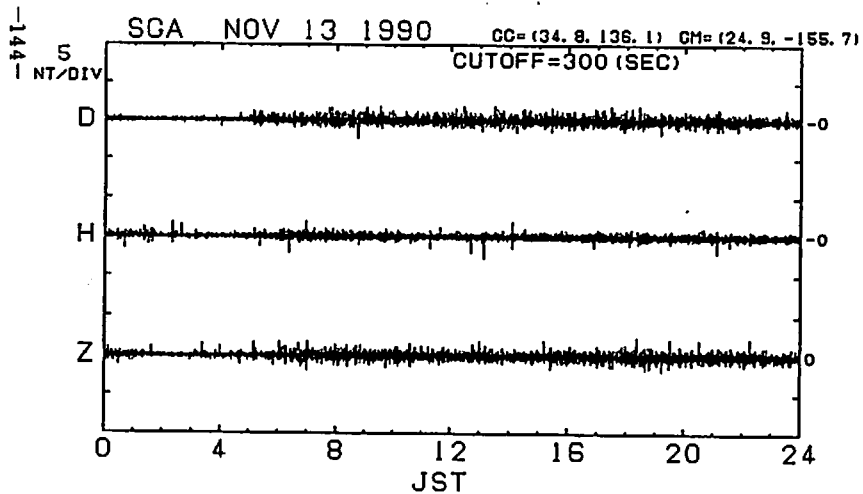
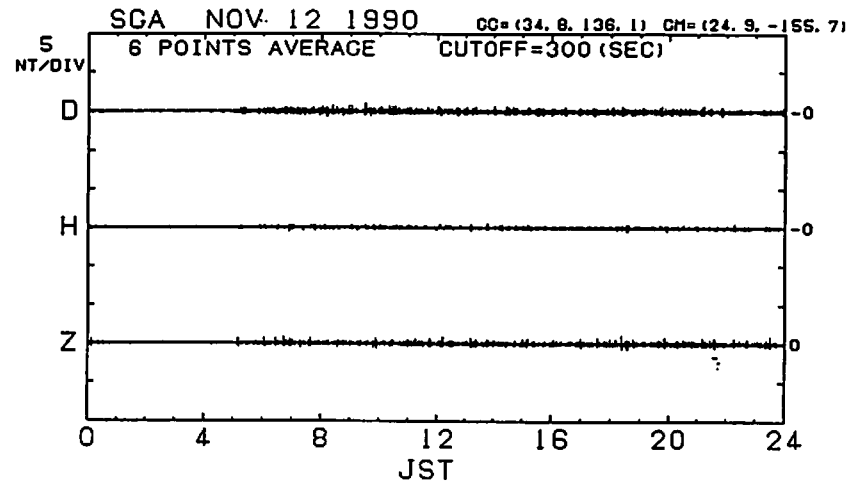
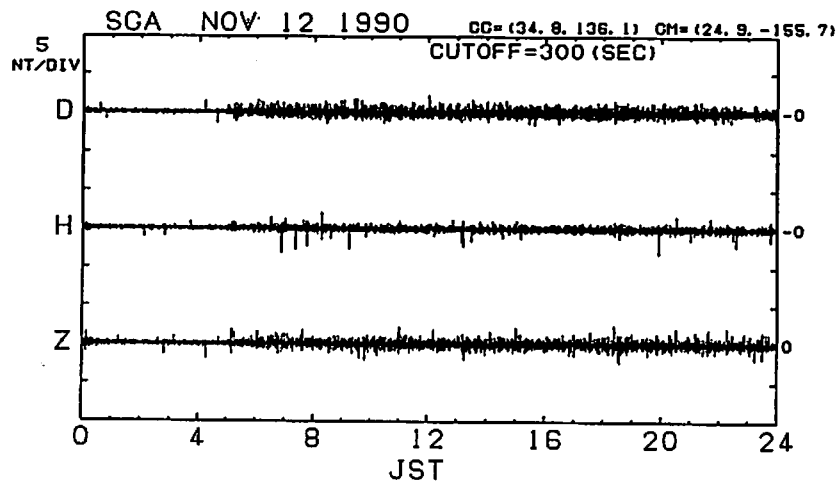


図5 信楽 周期5分以下の高周波成分(11月12日-13日)

図6 信楽 10秒値を移動平均した後、周期5分以下の高周波成分(11月12日-13日)

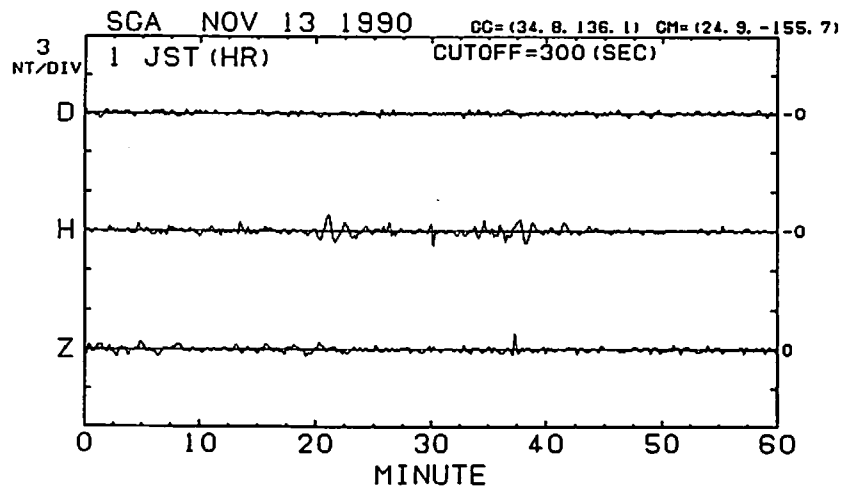
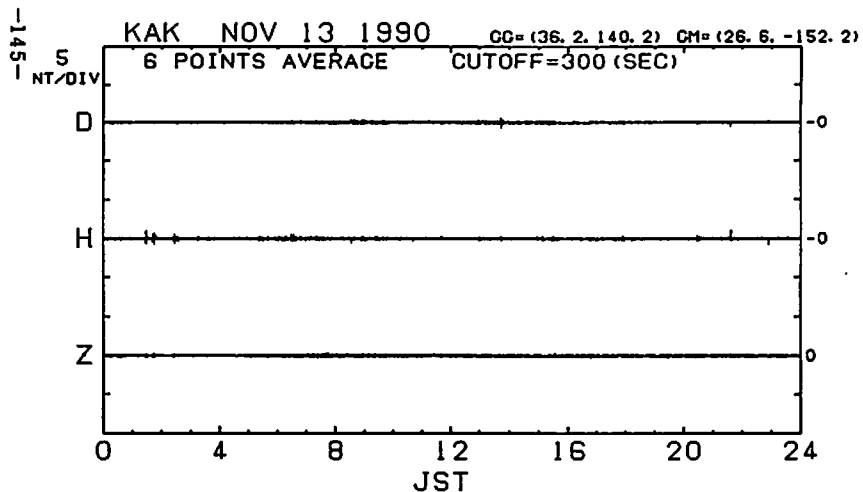
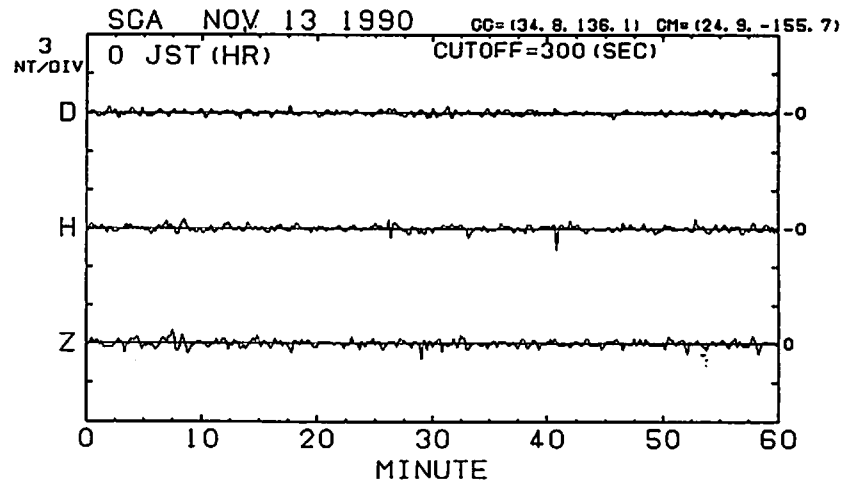
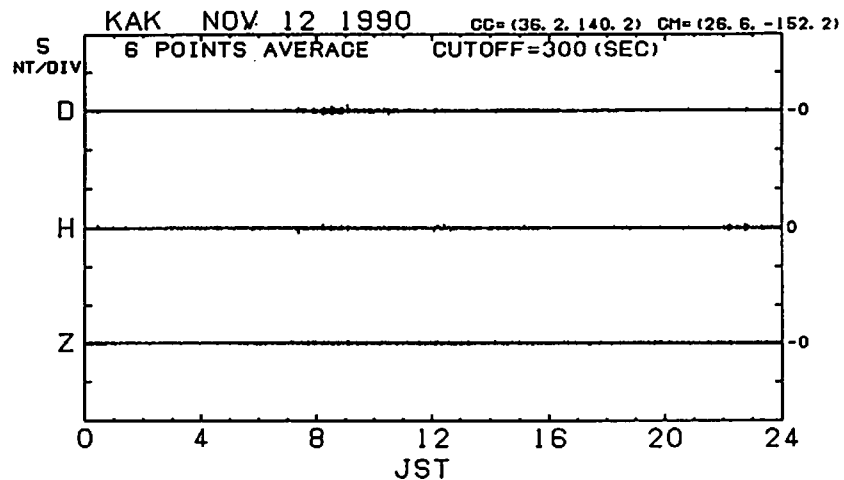


図7 柿岡 10秒値を移動平均した後、周期5分以下の高周波成分(11月12日-13日)

図8 信楽 周期5分以下の高周波成分(11月13日)

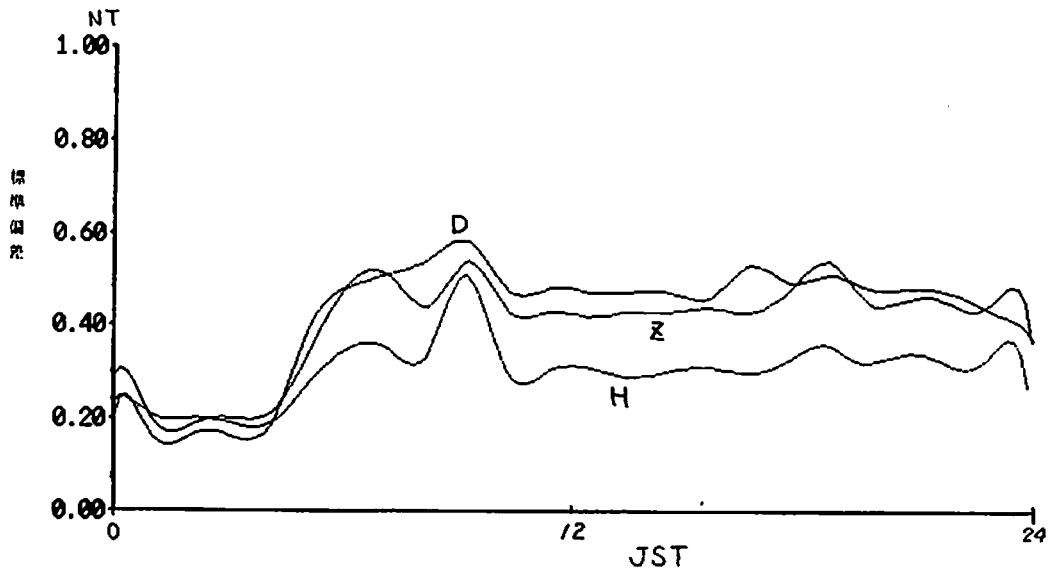


図9 周期5分以下の高周波成分の標準偏差の日変化

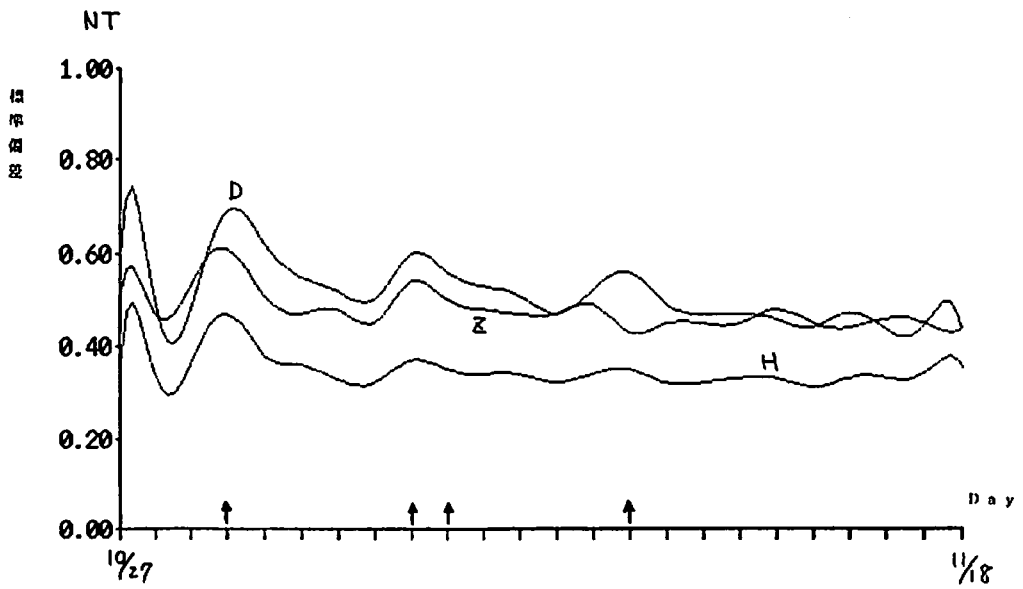


図10 周期5分以下の高周波成分の標準偏差の10月27日-11月18日  
までの変化(图中矢印は5mm以上の雨量のあった日)

# 中緯度電離層へのIMFの影響

家森俊彦・竹田雅彦・荒木徹・田中良和・米山利明(京大理) 山本衛(京大超高層)

## IMF EFFECTS ON MID-LATITUDE IONOSPHERE

T. Iyemori, M. Takeda, T. Araki, Y. Tanaka, T. Yoneyama  
(Faculty of Science, Kyoto Univ.)  
and M. Yamamoto (RASC, Kyoto Univ.)

**Abstract:** Middle-latitude ionospheric electric fields inferred from plasma drift measurements by the use of Shigaraki MU-rader are statistically analyzed combining with the IMF and ground magnetic observations in the same period. Sq dynamo electric field pattern consistent with the estimation from geomagnetic Sq field is obtained. The IMF dependence of the electric field is analyzed in detail and compared with the IMF dependence of ground magnetic field variations. The significant IMF effects are detected on both the electric fields and the magnetic fields.

### 1. 目的

極域電離層電場が惑星間空間磁場(IMF)に強くコントロールされている事は、地上磁場観測、衛星および極域ISレーダーによる電場観測などからよく知られているが、中・低緯度の電離層電場に関しては、観測的事実がまだ明かではない。磁気圏擾乱に起因する中・低緯度の磁場変動には、電離層電流だけではなく、極域に出入りする沿磁力線電流やリングカレントも寄与するため、磁場変動と電離層電気伝導度だけからでは、電離層電場を推定する事は困難である。人工衛星による電場観測では、極域に比べ電場強度が小さいため、現在までのところ十分低緯度では議論されていない(e.g. Maynard et al., 1983)。磁気圏擾乱に対応する中低緯度電離層の変動については、熱圏大気の応答という観点から多くの理論的および観測的研究がなされているが、明白な結果が得られているとは言えない(e.g. Ganguly et al., 1987)。また、地磁気擾乱指数等で表された磁気圏擾乱との比較ということは数多くされてきたが、IMFと比較してその効果を調べるといことは、これまでほとんどなされてこなかった。

しかし、磁気嵐時の電離層擾乱および磁気嵐急始部(SSC)の解析等からは、極域電場の中低緯度への侵入が推定されており、IMFに依存した電場変動の存在も当然予想される。高緯度起源の熱圏大気の変動を調べるためには、IMFの直接的影響(磁気圏電場の侵入)を分離する必要がある。また中低緯度の地磁気変動には、IMF-B<sub>y</sub>およびB<sub>z</sub>に依存した成分が検出される。これがIMFの効果なのか、あるいは極域に流れ込む沿磁力線電流によるものかどうかを明らかにするためにも、中低緯度の電場変化のIMF依存性を調べる必要がある。

ここでは、京都大学超高層電波研究センター倡案MUレーダーにより測定された電離層プラズマドリフトから推定される電場のIMF依存性について調べた結果を中心に報告する。

### 2. 磁場変動にみられるIMF効果

中緯度の地上磁場変動に見られる極域電場あるいはIMF効果としては次のような現象があげられる。

- (1) DP-2電流系: IMF-B<sub>z</sub>成分に同期した磁場の変動。(Nishida, 1968) 極域にかかるDawn-to-Dusk電場が中低緯度まで広がった形態をしている。
- (2) SSC(PRI)電流系: 磁気嵐急始部(SSC)の初動部分の磁場変動。磁気赤道での振幅増大等から、極域にかかるDusk-to-Dawn電場が中低緯度まで広がったと解釈される。(Araki, 1977)
- (3) Sq電流系: 地磁気静穏日日変化が日々変動することが知られているが、IMFのセク



ター構造に依存した変動が検出される。(Hatsushita, 1975; Takeda, 1984)

(4) 地磁気擾乱非対称成分: 地磁気擾乱時に現れる経度方向に非対称な成分と  $IMF-Bz$  成分には、顕著な関連がある。(Iyemori, 1990)  $IMF-By$  に依存した変動も見られる。

これらの原因には、極域に流れ込む沿磁力線電流が中緯度に及ぼす効果もあるが、電場の侵入による電離層電流も重要と考えられている。中緯度における電離層電場の直接観測は、これらふたつのメカニズムの相対的重要性を明らかにすると期待される。

### 3. 解析方法および結果

データは主に1987年秋から1989年秋までの約30日分の観測テープを処理して得られた1時間毎の南北および東西電場と、その期間の1時間値  $IMF$  (NASA/NSSDCデータベース) を用いた。 $IMF$  データの利用できない期間もかなりあり、実際に利用できたデータ期間は約20日分である。観測データの処理は、Saryo et al. (1989) で用いられたのと同じ方法(ソフトウェア)によった。これまでの観測および理論計算からは、通常  $IMF$  および  $Sq$  ダイナモによる中緯度電場は  $1\text{ mV/m}$  以下と予想され、個々の例(1時間値)では観測誤差のためはっきりした結論を下すのは難しい。そこで統計的処理をする必要がある。

#### (1) $Sq$ 静電場

図1は、 $IMF$  に対する電離層電場の回帰直線から求めた  $Sq$  電場の日変化であり、地上  $Sq$  磁場変動から推定した電場分布(Maeda, 1955)とほぼ一致する。このことは逆に、 $MU$  レーダーにより、電離層電場が正しく測定されている事を示しているともいえる。

#### (2) $IMF-By$ および $Bz$ 効果

図2は、 $IMF$  が南を向いているときのデータを使って決定した回帰直線の傾きから求めた、 $IMF-Bz$  が  $-5\text{ nT}$  のときに対応する電離層プラズマ対流のベクトルである。中緯度電離層電場の  $IMF$  依存性をより明らかにするためには、さらに長期間のデータの蓄積が必要であるが、これまでのデータで得られた結果の有意性を示すために誤差の検定を行った。図3(a),(b)は電場の東西および南北成分がそれぞれ  $IMF-By$  および  $Bz$  成分と持つ相関が有意である確率を、各地方時毎に検定したもので、各時刻1時間毎に右側には線形相関の確率、左側は  $\chi^2$  検定による確率を示す(see Reiff, 1990)。 $IMF$  については、各成分それぞれ正の場合と負の場合に分けて検定を行った。これによると、 $DP-2$  型地磁気変動と負の  $IMF-Bz$  成分の間の良い相関から期待されるように、 $IMF-Bz$  が負の場合と電場の南北成分の相関がきわめて高い有意の確率を示している。 $IMF-By$  もかなり高い確率を示している。

#### (3) 地磁気擾乱の効果

$IMF$  の直接的効果と地磁気擾乱による効果との相対的重要性を見るため、地磁気  $Kp$  指数と  $IMF-Bz$  による分類・平均操作を行い、各季節毎に比較した結果をそれぞれ図4(a)-(d)に示す。地磁気  $Kp$  指数による分類では、季節が異なると共通性がほとんど見られなくなるが、 $IMF-Bz$  による分類では正と負の場合の差異に共通なパターンが見取れる。このことは、磁気圏起源の中緯度電場が地磁気擾乱(あるいは熱圏大気擾乱)よりも、 $IMF-Bz$  により強く影響されている事を示唆する。

### 4. 結論

上記解析結果から以下のような結論が得られる。

- (1)  $MU$  レーダー測定結果から求めた  $IMF-Bz$  に依存しない平均的電場(ドリフト)の日変化は、地上磁場観測から求めた  $Sq$  静電場とよく一致する。
- (2) 中緯度擾乱電場は、統計的には、地磁気指数よりも  $IMF-Bz$  に、より強く影響されていることが示唆される。
- (3) 広い地方時間帯において、有意な  $IMF-By$  及び  $Bz$  依存性を示す。
- (4) 熱圏擾乱にともなう風の効果を調べる場合には、 $IMF$  の直接的影響を考慮し、それを差し引く必要がある。
- (5) 中緯度磁場擾乱には、 $IMF$  に伴う電離層電流の効果が含まれており、高緯度に流れ込む沿磁力線電流の効果と分離し、相対的重要性を定量的に調べる必要がある。

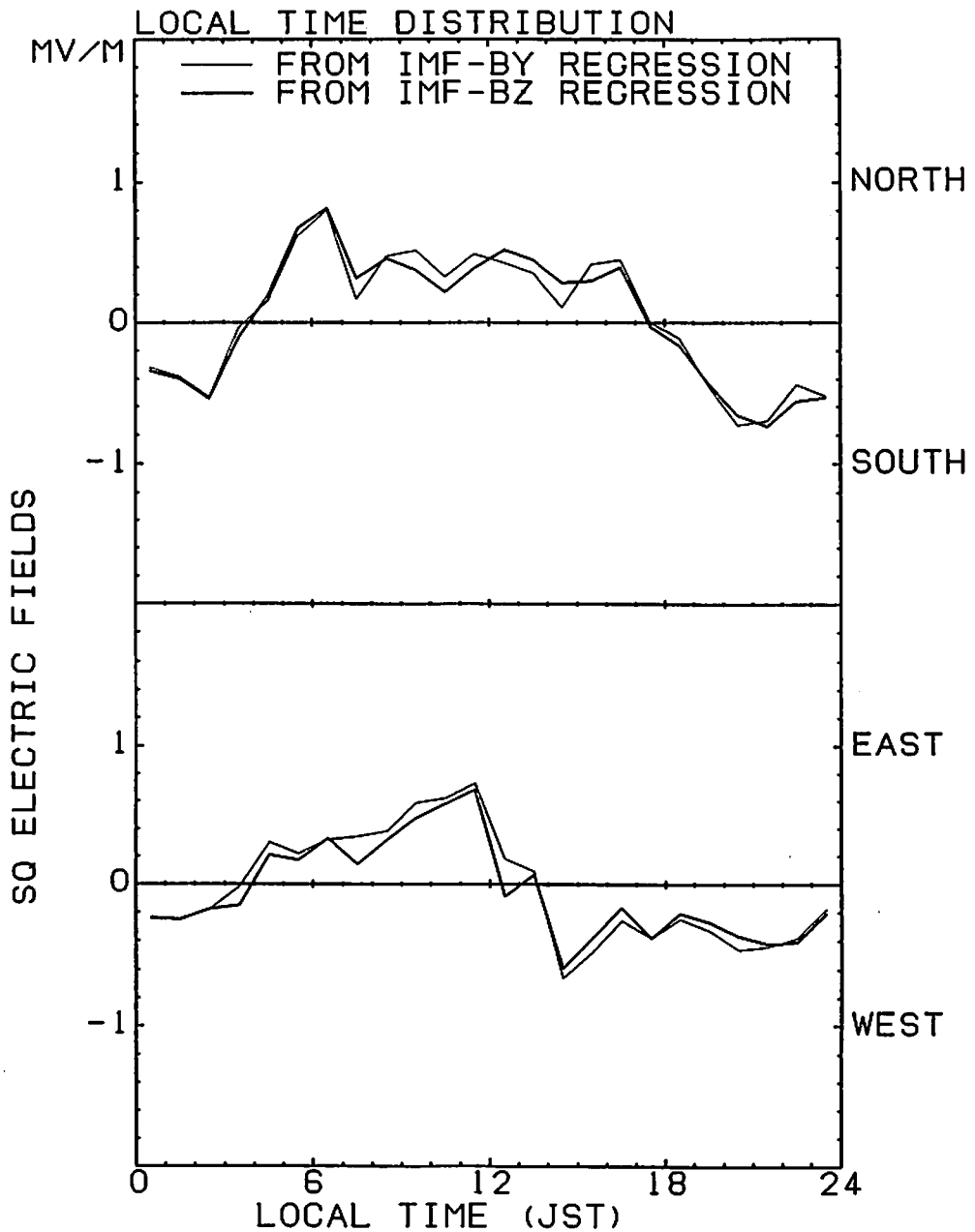


Fig.1 Daily variation of the electric fields at IMF-By=0 (thin lines) or IMF-Bz=0 (thick lines) determined from linear regression lines, which is consistent with the Sq dynamo electric field variation estimated from geomagnetic Sq variation.

## CONVECTION (AT IMF-BZ=-3 NT)

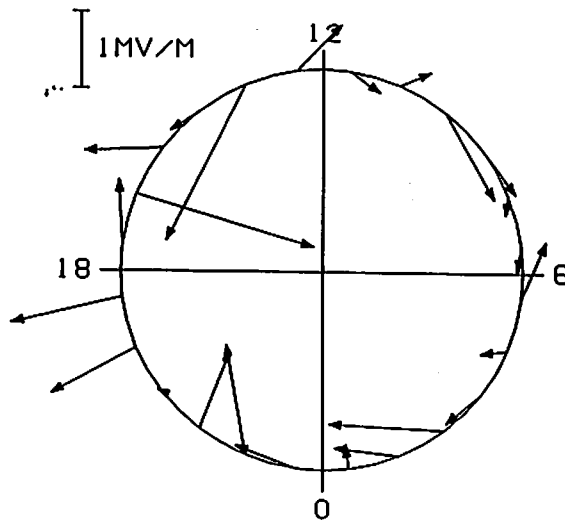


Fig.2 Ionospheric plasma convection pattern at IMF-Bz=-3 nT determined from linear regression analysis on the southward IMF dependence of the electric fields.

本講演では IMF のデータの使用できる期間が十分長くない、かつ、MUレーダーの敷地内に設置した磁力計のデータ期間と重ならなかったため、地磁気変動との対応を調べる事が十分できなかったが、今後データを蓄積するとともに、電子密度データから推定される電離層電気伝導度も用いて、IMF と中低緯度における電場・磁場変動の関係を調べる必要がある。

### 5. 参考文献

- Araki, T., Global structure of geomagnetic sudden commencements, *Planet. Space Sci.*, 25, 373, 1977.
- Ganguly, S., R.A. Behnke and B.A. Emery, Average electric field behavior in the ionosphere above Arecibo, *J. Geophys. Res.*, 92, 1199, 1987.
- Iyemori, T., Storm-time magnetospheric currents inferred from mid-latitude geomagnetic field variations, *J. Geomag. Geoelectr.*, 42, 1249, 1990.
- Maeda, H., Horizontal wind systems in the ionospheric E region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation Part I. Non-rotating earth, *J. Geomag. Geoelectr.*, 7, 121, 1955.
- Matsushita, S., IMF polarity effects on the Sq current focus location, *J. Geophys. Res.*, 80, 4751, 1975.
- Maynard, N.C., T.L. Aggson and J.P. Heppner, The plasmaspheric electric field as measured by ISEE 1, *J. Geophys. Res.*, 88, 3981, 1983.
- Nishida, A., Coherence of geomagnetic DP2 fluctuations with interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 73, 5549, 1968.
- Reiff, P.H., The use and misuse of statistics in space physics, *J. Geomag. Geoelectr.*, 42, 1145, 1990.
- Saryo, T., M. Takeda, T. Araki, T. Sato, T. Tsuda, S. Fukao and S. Kato, Ion drift measured by MU radar and its comparison with geomagnetic field variation, *J. Geomag. Geoelectr.*, 41, 597, 1989.
- Takeda, M. Day-to-day variation of equivalent Sq current system during March 11-26, 1980, *J. Geomag. Geoelectr.*, 36, 215, 1984.

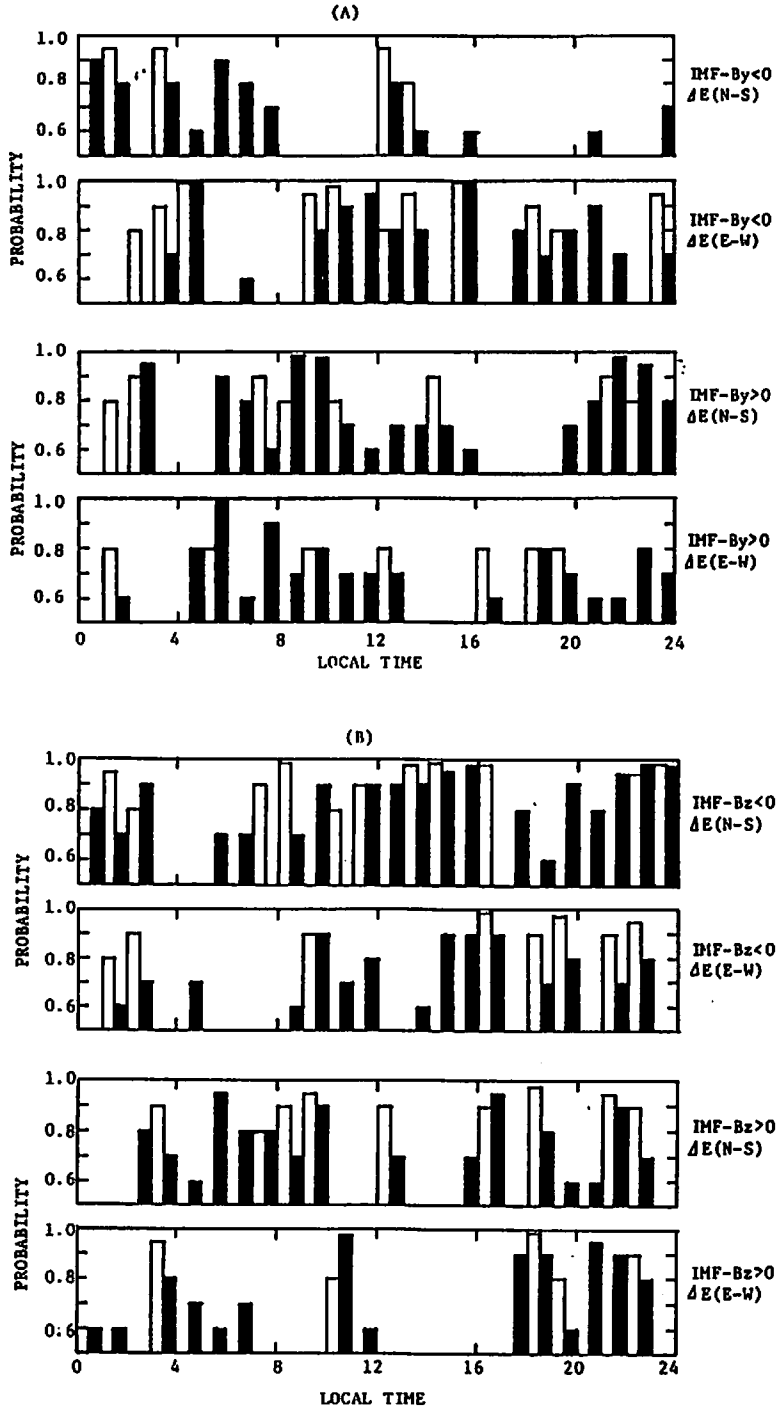


Fig.3 Probability of the significance of correlation between (a) IMF-By and electric field and (b) IMF-Bz and electric field obtained by the MU rader. A solid bar denotes the probability determined by  $\chi^2$ -test and an open bar denotes that of linear correlation. See text.

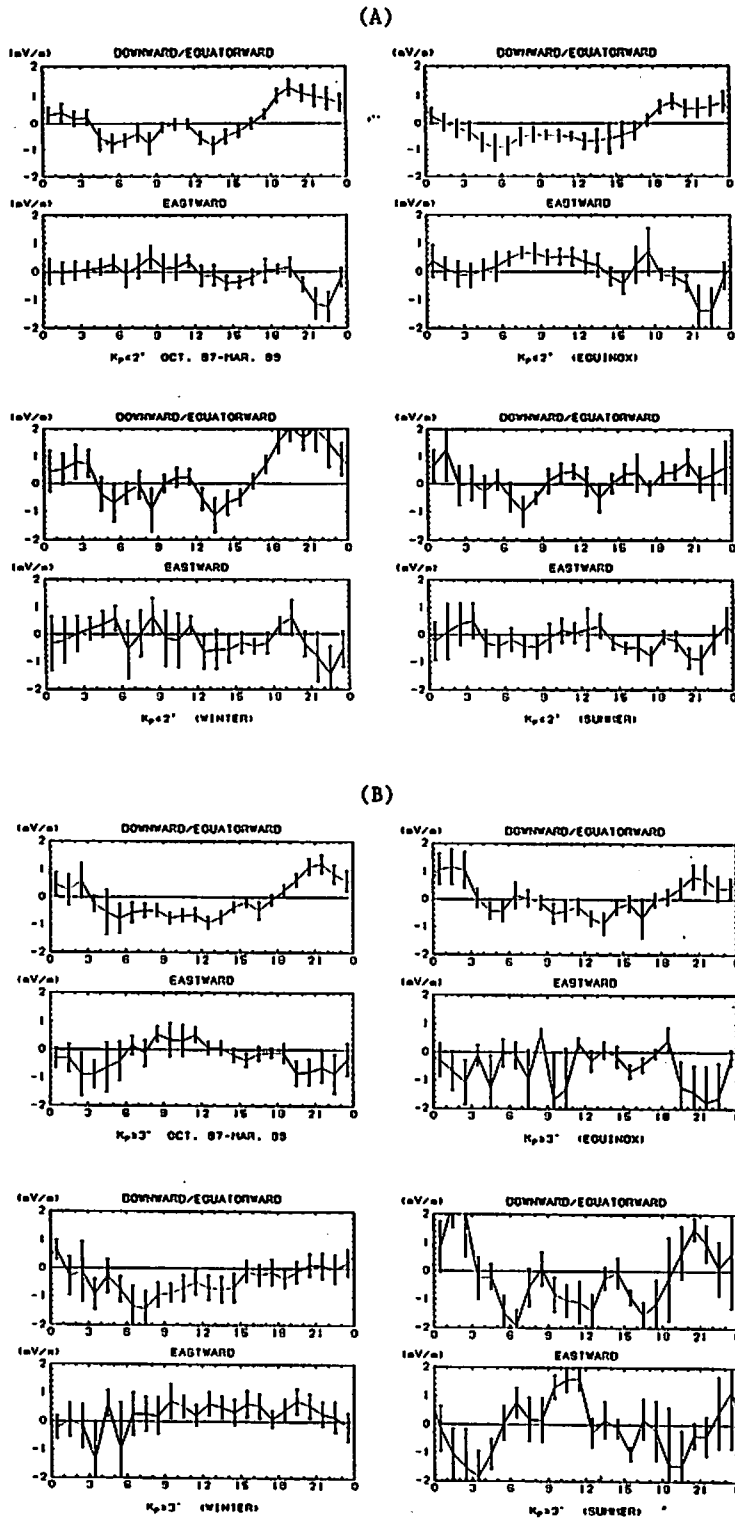
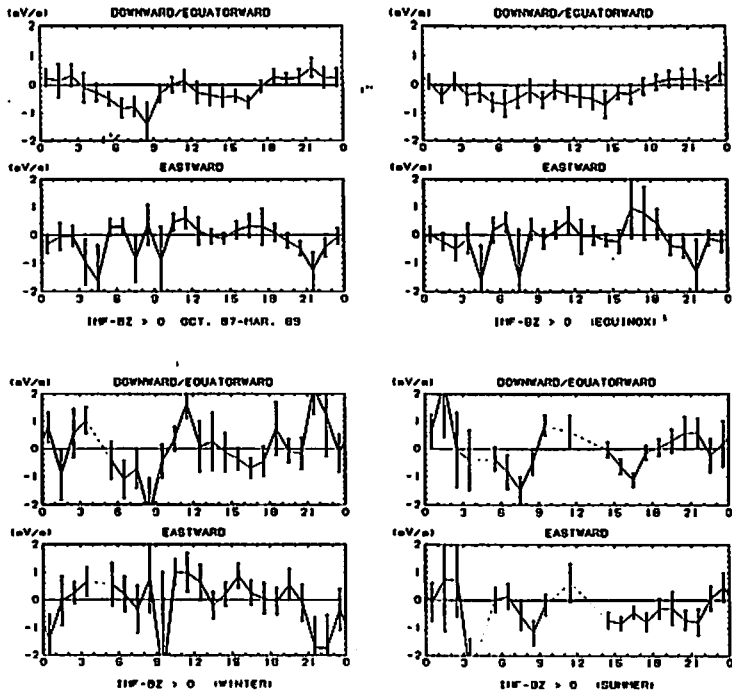
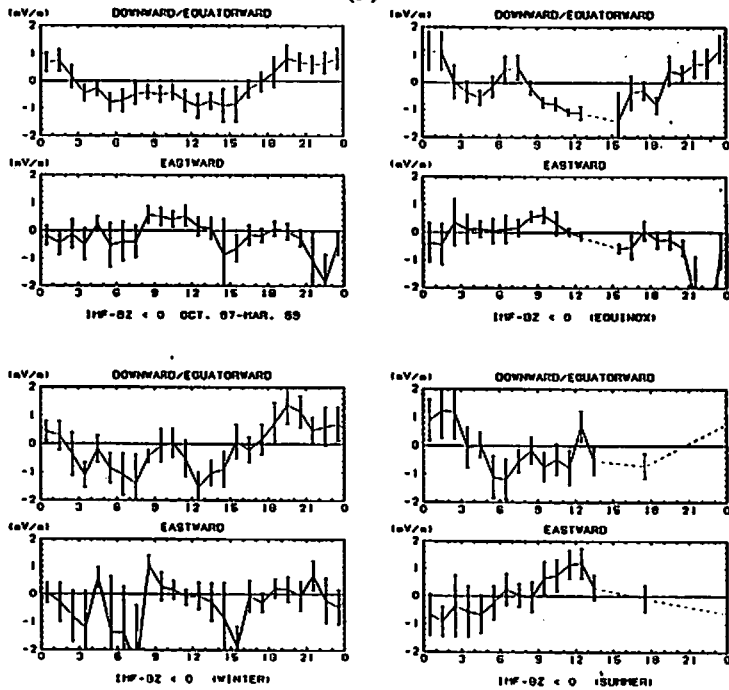


Fig.4 Averaged electric fields for each season sorted by (a) geomagnetic quiet condition ( $K_p < 2+$ ), (b) geomagnetic disturbed condition ( $K_p > 3$ ); (c) northward IMF condition and (d) southward IMF condition.

(C)



(D)



## 地磁気静穏日のイオンドリフト

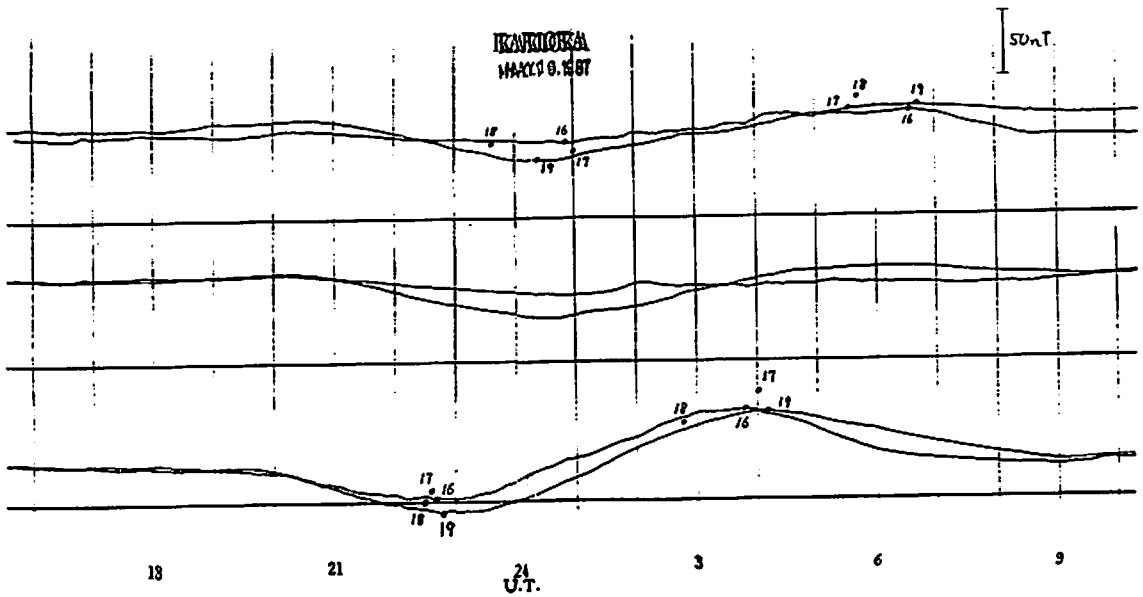
門倉真二(地磁気観)・山口寛司(地磁気観)  
深尾昌一郎(京大・超高層)・高見友幸(京大・超高層)

地磁気の日変化は静穏日でも日毎に異なっている。このことは50年以上も前から知られており、例えば地磁気擾乱を表すK-指数を決める際にも日変化の変動を考慮することになっている。この静穏日変化( $S_R$ )の変動について調査する目的でMUレーダの共同利用をさせていた

だいている。RASCで使われている解析用のプログラムが、地磁気観測所のミニコン(HITAC E600)で最近ようやく使える段階になった。そのようなわけで、データ自体は大分前のものであるが、最近得られた結果について報告する。手持ちのデータ(OHPの表を参照)のうち、地磁気静穏状態の続く1988年12月4～9日のものに注目した。この期間の昼間は、柿岡のK-指数が0または1の静穏状態でおおかつ日変化がはっきりわかる。MUレーダは、45分間ACFのモード・続く15分間は電子密度を得るためのPWRのモードで、という1時間サイクルで運転されている。イオンドリフト速度はACFモードのデータから得られる。データ処理は、45分間のデータの平均値を基にした。まず、高度500km以上からの信号はバックグラウンドノイズであることを仮定して、全高度より差し引く。さらに、高さ方向に上下45kmの移動平均を行ないこれよりドリフト速度を計算した。

得られた結果では、少なくとも夜間はS/N比の問題があって信頼性が低い。また、昼間でも1時間で50m/sを越えるランダムな変動が出ている。大まかな計算をすると、1m/sが1nTに相当しており、静穏日にこのような変動をすることは考えにくく、現在得られているイオンドリフト値には、かなりのノイズが含まれているものと思われる。従って現段階では、当初の目的である $S_R$ の変遷についてドリフトのデータを用いた議論は極めて難しい。対策として、サンプリング毎(12秒程度で1サンプル)に最小2乗法的に高さ平均をしたドリフトを決める方式が考えられるが、まだ実施していない。今後、このような、統計処理上の工夫をすることで、信頼性の高いドリフト値を得るようにする必要がある。

なお、講演申込後に、学生の山本泰史さんにお手伝いをしていただいたことをこの場でお礼申し上げます。



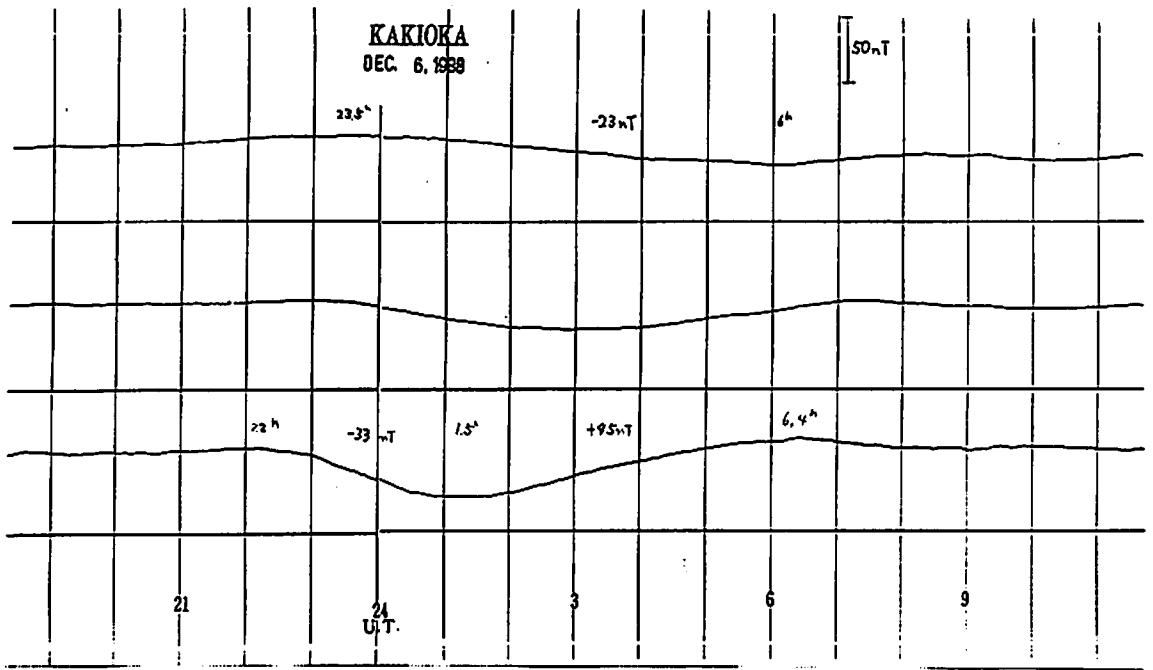
OHP-1 1987年5月16～19日の松岡の地磁気日変化の観測。上から水平(H)、鉛直(Z)、偏角(Z)の各成分。黒丸は各日の日変化の極大と極小値を表す。時刻はUTなので、local noonは3時である。

Registered data

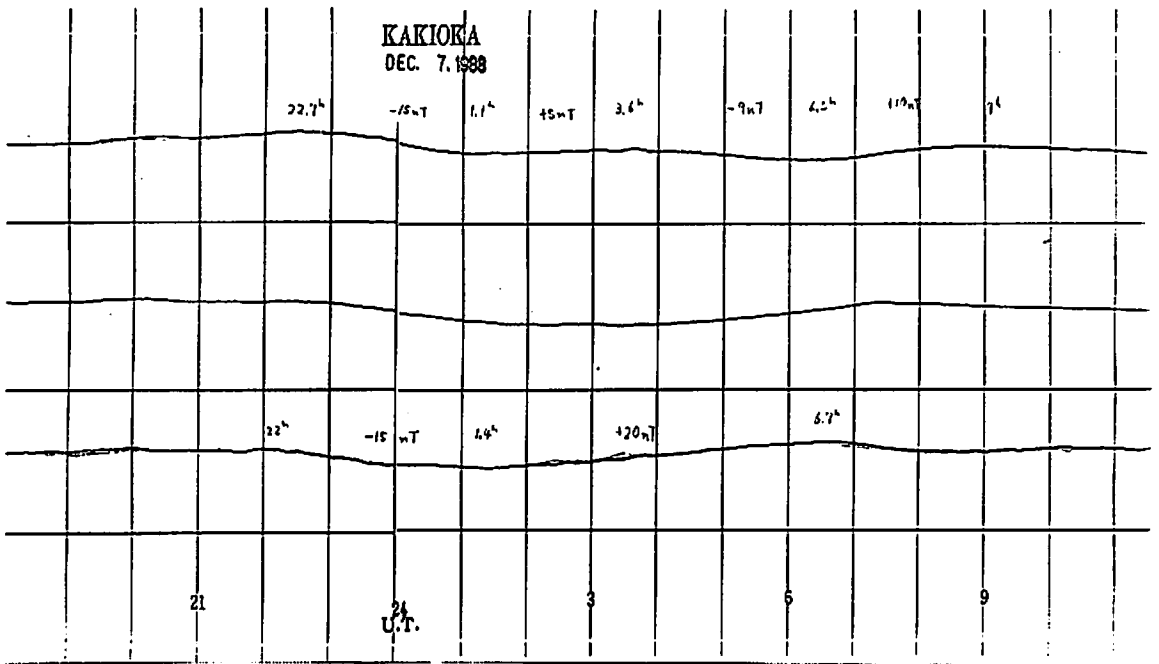
yyyy mm dd hh	mm dd hh(start, end in JST)	K-index(in JST)	MT-sent(hour)	(ex=miss)
1988 9 12 12	-- 14 12			
12	4344 3312 24		0000	1111
13	2121 2333 17		1111	1111
14	2322 2333 20		1111	0000
1988 10 11 12	-- 13 12			
11	5432 2233 24		0000	1111
12	3121 3210 13		1111	1111
13	1111 1122 10		1111	0000
1988 11 8 15	-- 11 12			
8	4321 2133 19		0000	1111
9	3420 0234 18		1111	1111
10	3122 1324 18		1111	1111
11	3102 1322 14		1111	0000
1988 12 5 12	-- 6 12			
3	3222 2322 18	from 9		
4	4423 2322 22	ex. 2, 5-10		
5*	3110 0112 9	ex. 14, 15	0111	1111
6*	1100 0110 4	ex. 13	1111	0000
7	1110 0002 5	all		
8	1001 1022 7	all		
9	3101 1001 7	all		
10	2042 3343 21	all		
11	3213 2334 21	to 3		
1989 5 29 12	6 2 15			
29*	3322 2232 19	from 11	0000	1111
30*	2232 2221 16	all	1111	0000
31*	2112 1212 12	all		
1*	2222 2222 16	all		
2*	2233 2444 24	to 16		
1989 12 18 12	12 21 12			
18*	3110 0232 12			
19*	2322 1102 13			
20*	2211 1101 9			
21*	2222 1102 12			
1990 1 23 **	-- 26 **			
22(mon)	3313 3332 21			
23	2312 2244 20			
24	2333 2333 22			
25	3444 2223 24			
26(fri)	3111 1123 13			
27	3211 1123 14			

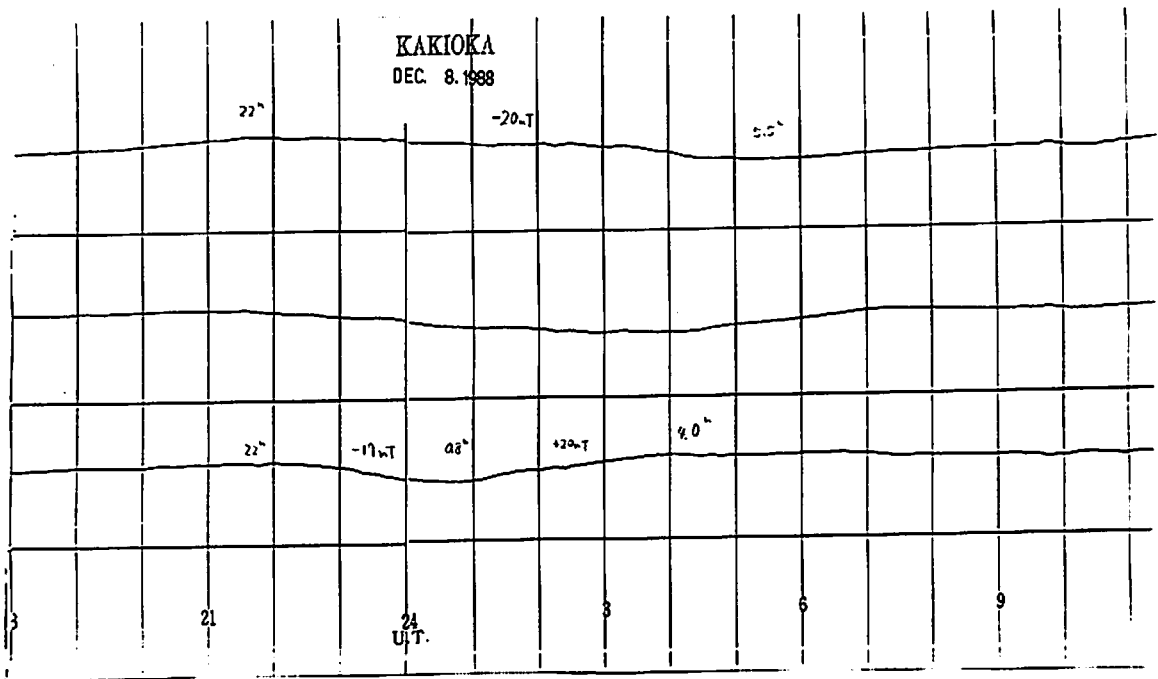
OHP-2 使えるデータとその時の松岡のK-指数一覧。K-指数はJST0時からの3時間ずつの値。9ヶ目は1日のKの合計(ΣK)。地磁気の日変化は殆どが足間のもので、本テーマの場合は夜間の多少の擾乱は無視できる。K=0.1が静穏と云えるので、1986年12月5～9日のデータはここでは最速である。





OHP-3 ~ 5 1988年12月6~9日の柿岡の地磁気日変化。各々上からH, Z, D成分。図中に極値をとる時刻と極値間の差を記入した。日によって振幅や位相ばかりでなく、山や谷の回数も変わっている。



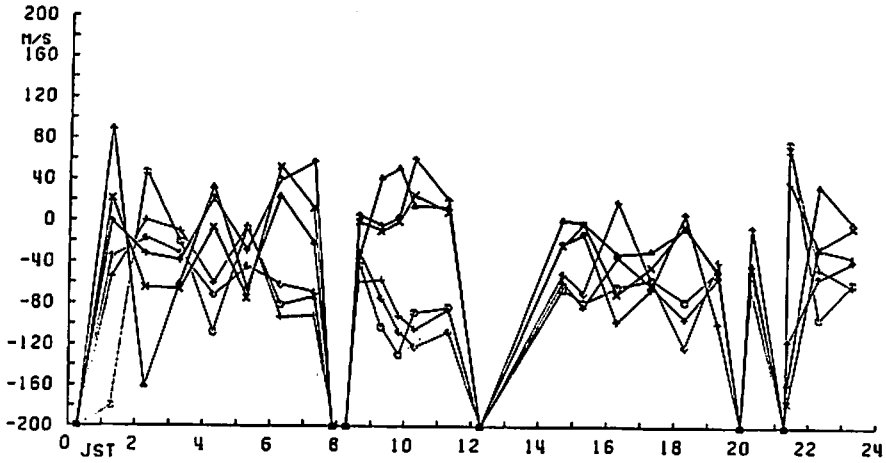


### 処理方法

1. 45 分間 (約 200 ケ) の ACFI, ACFR の平均値を基にする。
2. ACFI, ACFR の 500km 以上からのエコーの平均値を計算。これをノイズによるオフセットとして全高度より差し引く。
3.  $\pm 45\text{km}$  (高さ 10 ステップずつ) の移動平均を計算。  
 $\Rightarrow \bar{ACFI}, \bar{ACFR}$
4.  $V_d = \alpha \cdot \bar{ACFI} / \bar{ACFR}$  を 1 時間値とする (高度分布)。

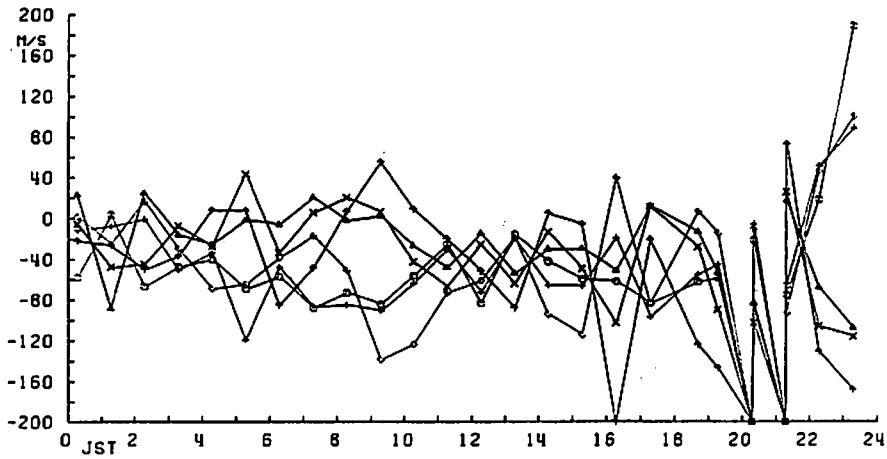
OHP-8

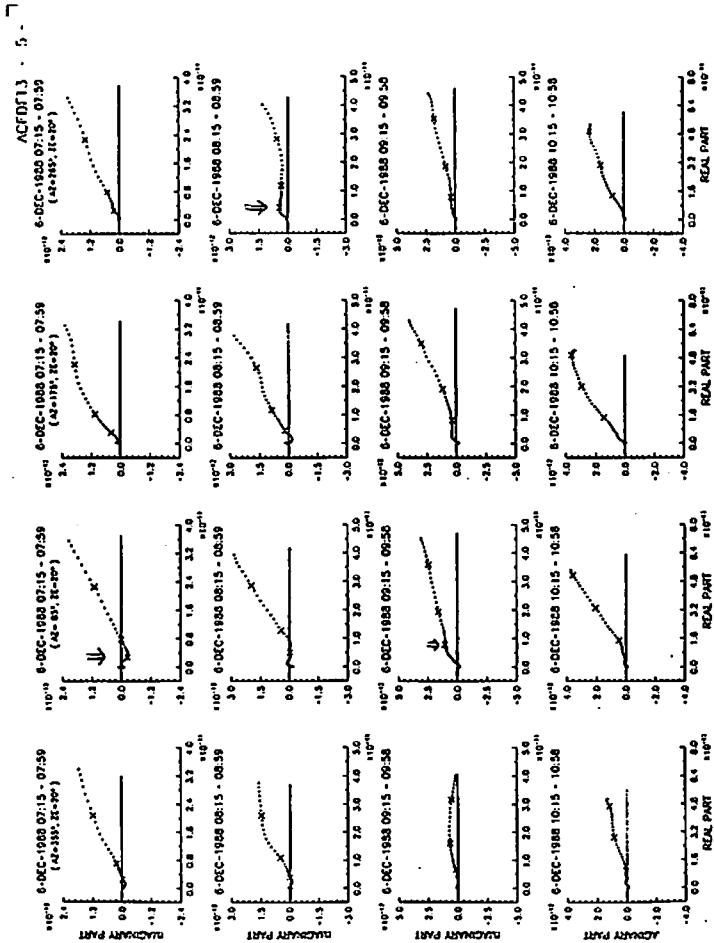
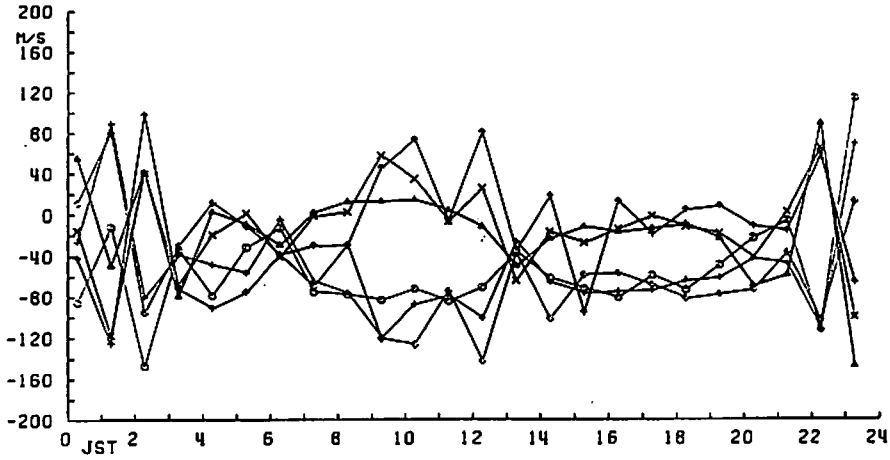
6-DEC-1988 00:15 - 6-DEC-1988 23:15



OHP-7~9 1988年12月6~9日のMUのデータより得られたドリフト速度。一般に夜間はS/N比が悪いので6~18時のデータのみに着目する。但し、6日の8時と12時は明らかな異常値である。 $v_{\parallel}$ は、北向きの磁場平行のドリフトで各々高度271, 316, 360kmに対応する。同様の高度に対応して $v_{\perp}$ は、北向きの磁場垂直のドリフトである。平行成分と垂直成分は逆相関の傾向があるが、これはノイズのせいと思われる。1時間毎に10~80m/sの変動があるが、実際のものとは考えにくく、データ(あるいはその処理)にその程度の不確実性があるとするべきであろう。

7-DEC-1988 00:15 - 7-DEC-1988 23:16





OHP-10 ACFR に対する ACFI の分布図。(山本勇史氏による) 1 時間平均値に対して、高度毎の (ACFR, ACFI) をビーム毎にプロットした。×印は各々 OHP-7 / 9 に用いた高度 (271, 316, 360km) に対応する点である。  $V_D = \sigma \cdot \text{ACFI} / \text{ACFR}$  とやると、例えば 2 番目のビームの 7:15-7:59 等の高いところでは ACFR が小さく、ドリフトの値が不安定になる (ノイズの影響を受けやすい) ことが予想される。ACFR と ACFI はむしろ原点を通らない 1 次の関係式で表してその係数を  $V_D$  としたほうが適當のようである。

## まとめ

- 現在の処理方式では、ドリフトの1時間値はそのままでは使えない  
(10日以上の静穏日のデータを重ね合わせるなどの必要性)
- 上記より日毎の日変化の変遷を調べるのは困難。
- 対策案

- (1) 1サンプル(12秒値)毎に高さ平均したドリフト速度を重み付きで求める。

$$\hat{I}m(h) = N_{OI} + V_D \cdot a \cdot (Re(h) - N_{OR})$$

として、 $\epsilon = \sum_h (Im(h) - \hat{I}m(h))^2$ を最小化する。 $(V_D$ と $(N_{OI} - V_D \cdot N_{OR})$ がパラメータ) このサンプル(時刻 $t$ )の{値, 重み}は各々 $\{V_D, 1/\epsilon = W(t)\}$

- (2) ある1時間( $H$ )の1時間値は

$$\text{値} = V_D(H) = \sum_t V_D(t) \cdot W(t) / \sum_t W(t)$$

$$\text{重み} = W_H(H) = \sum_t W(t) / \sum_t W(t) \cdot (V_D(t) - V_D(H))$$

- (3) (オプション) 時間についてのフィルタリング

$$V_D(H_o) = \frac{\sum_H W_H(H) \cdot V_D(H) \cdot G_T(H - H_o)}{\sum_H W_H(H) \cdot G_T(H - H_o)}$$

但し、 $G_T(x) = \exp(-(x/T)^2)$

# 信楽における 熱圏の光学的ドップラー温度観測

市川 敏朗（朝日大・教） 岡野 章一（東北大・理） J. S. Kim (SUNY-Albany)

## 1. 要約

1987年から1988年に、信楽のMUレーダー観測所において、中緯度熱圏中性大気の温度観測をファブリーペロ干渉計を用いて行った。この時期は、太陽活動極小期から徐々に上昇する期間であった。この間に、地磁気活動度においても、静穏な状態から比較的激しい時期の観測が得られた。この期間に観測された熱圏中性温度は650度から1300度の範囲にあり、観測値の平均は885度Kであった。

これらの温度結果について、mass spectrometer や incoherent scatter data によって修正された熱圏大気の経験モデルMSIS-86 (Hedin, 1987)より算出された温度と観測値の比較を行った。その結果は、地磁気活動が静穏な時には  $T_n = 0.80 \times T_m + 160$  (°K) であった、ここで、 $T_n$  は光学的観測温度、 $T_m$  はMSIS-86温度であり約800度で観測温度とMSIS温度が一致する。比較的激しい地磁気活動が激しい期間ではこの関係が  $T_n = 0.95 \times T_m + 100$  (°K) で表され、800度Kで観測温度はMSISモデル温度より約60度高い値を示した。

## 2. はじめに

F層領域の熱圏温度は、主として太陽 EUV, UV 放射による加熱であるが、地磁気擾乱時には、高緯度地帯で発生した熱源からの対流や電場、波動により熱エネルギーが、中緯度地方にまで運ばれると考えられる。通常静穏時の中緯度における熱圏温度は、太陽 EUV, UV 熱源により加熱され昼側から夜側への風の運動により平均化されている。このことにより、日変化と季節変化が定形的に現れる。

ファブリーペロ干渉計による酸素原子赤線放射光のドップラー温度測定は、地磁気緯度が比較的高緯度地帯では行われているが、中緯度では非常に困難である。それは、F層での酸素赤線放射機構が、酸素イオンの再結合反応時における励起過程によって行われている事から、その発光強度が弱く、高分解能の干渉計を用いた場合、輝線のドップラープロファイルを測定出来るだけの十分な光電子信号が得られないからである。

我々は、1980年に (S. Okano et al., 1980) この様な微弱光測定の為の特別な光学系を備えた大気光観測機を設計制作した。この装置は1986年に改良して、直径15 cmのエタロンをピエゾ効果による間隔制御とし、測定システム全体をコンピュータ化した (市川他, 1987)。この装置では、強度数レーリーの酸素赤線 (波長830.0nm) に対し数十カウントの光電子計数率を得る事ができる。

## 3. 解析の方法

光電子計数率が少ないのでショットノイズの為、測定値から直接温度を算出する事は不可能である。種々のアルゴリズムによる比較検討の結果、つぎのような方法を取った

干渉フリンジの応答関数として Hays and Roble が導入した次のような関数を用いることとした。

$$S(x, T) = I_0 \left[ A_0 + \sum A_n \exp\left(-\frac{m^2}{4} \gamma T\right) \cos mx \right] + C$$

$$A_0 = \frac{1}{2\pi}$$

$$A_n = \pi^{-1} R^n \exp\left(-\frac{m^2}{4} D^2\right) \text{sinc}\left(\frac{m}{N_{Df}}\right) \text{sinc}\left(\frac{2mf}{\Delta\sigma}\right)$$

$$D = \frac{\pi}{N_{D\sigma} \sqrt{\ln(2)}}$$

$$\gamma = 7.3 \times 10^{-12} \frac{1}{M} \left(\frac{\sigma_0}{\Delta\sigma}\right)^2$$

$$\text{sinc}(\beta) = \frac{\sin(\pi\beta)}{\pi\beta}$$

$$I_0 = R_0 I_0$$

ここで、 $I_0$  は、装置の光学的感度定数、 $R_0$  は大気光の強度である。また、 $R$ 、 $N_{D\sigma}$ 、 $N_{Df}$ 、 $\Delta\sigma$ 、 $f$  などは干渉計の装置関数を表す。 $x$  は、スペクトルの波数軸に相当する、干渉計の掃引波数の輝線の中心からの差に比例する変数である。

観測フリンジから、Newton Raphson の原理に基づいた非線形最小2乗法、いわゆる Gauss-Newton 法による最適化曲線適合法を用いて、温度  $T$  を直接算出した。

結果の確率誤差推定は上記の Hays & Roble 関数に正規雑音を加えたモデルのシミュレーションによって求めた。また、干渉計の装置関数の変動による誤差の検出には、安定化 He-Ne レーザーによって数分毎に装置関数を記録し、温度解析プログラムの中で補正するようにしている。

その他の温度誤差として、大気光の連続スペクトル成分や、都市光の大気による散乱が、干渉フリンジのベースラインとして混入し、これの見積りが、温度算出結果に重大な影響を与える。赤線強度が数レーリーに弱まる夜半には、大気光 OH 線の混入も無視できなくなるので、求めなければならないパラメータとしては、目的である赤線の強度、線の中心位置、温度の他に、連続光成分の強度、混入している OH 線の強度の計 5 個の未知のパラメータを、観測フリンジから算出しなければならないので、計算量が非常に多くなるとともに、アルゴリズムが不適當であると収束しなくなる。

#### 4. 観測結果

観測は 1987 年 4 月から 1988 年 10 月までの 19 カ月行い、この間解析できる天候条件の観測が 20 夜得られた。この期間は太陽活動の極小期からの回復期に当たっており、太陽放射 F10.7 値が 85 から 170 ( $10^{-22} \text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ) に及んでいる。

太陽 EUV, UV 放射強度と大気温度との関係を調べるため、地磁気活動の静穏な期間と擾乱時とに分けて解析することとした。地磁気活動度の指標として Ap index を使い、静穏時としては、観測当日とその前日の Ap 値の平均が 10 以下の日を選び、それ以外を擾乱日とした (表 1、表 2)。

表 1

信楽における温度観測結果と地磁気・太陽放射・MSISモデル温度（静穏時）

日付コード	Solar Flux		Geophysical		高度300KM MSIS86温度		観測温度	
	previous F10.7P	average F10.7M	previous (Ap)P	Ap	1時LT	平均	平均温度	平均誤差
870429	74.3	84.7	2	4	727	767	770	19
870430	73.6	84.7	4	4	726	766	769	24
871118	96.8	96.5	3	5	760	825	850	20
880318	117.4	114.5	9	7	839	871	779	30
880319	116.1	113.8	7	9	851	830	827	25
880613	125.9	138.1	4	5	874	937	935	22
881003	197.0	161.0	5	3	995	1030	945	20
881008	182.4	162.2	6	7	992	1024	1019	44
881009	172.6	168.7	7	13	1021	1037	1001	17
881014	157.5	159.2	6	6	953	983	917	27
Average	131.4	128.3	5	6	874	902	883	25

表 2

信楽における温度観測結果と地磁気・太陽放射・MSISモデル温度（擾乱時）

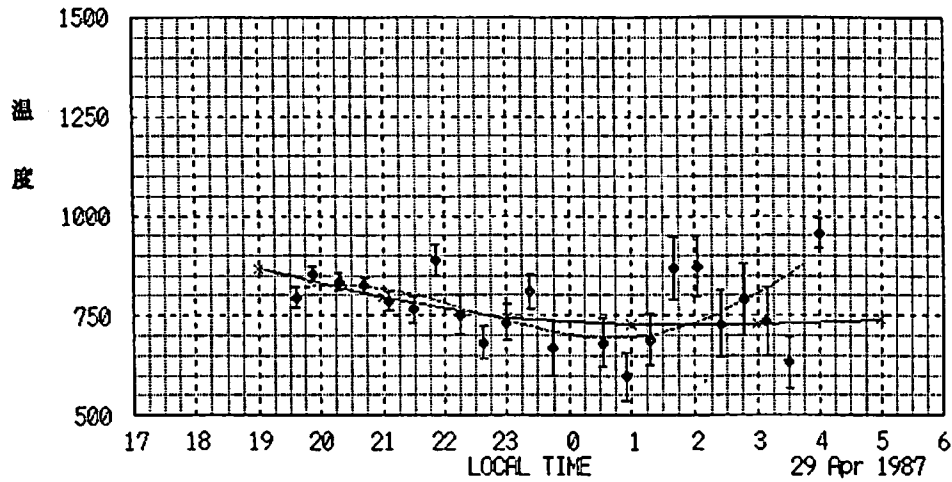
日付コード	Solar Flux		Geophysical		高度300KM MSIS86温度		観測温度	
	previous F10.7P	average F10.7M	previous (Ap)P	Ap	1時LT	平均	平均温度	平均誤差
870525	98.5	89.8	20	25	827	875	884	18
870528	87.5	83.3	10	10	761	807	781	15
871022	89.3	95.6	13	5	758	779	984	32
871218	92.2	98.2	17	8	738	749	775	49
871221	86.9	98.5	14	10	730	741	825	29
871222	90.7	81.5	13	22	709	721	803	16
880119	110.9	100.8	12	10	763	777	810	27
880120	114.2	100.9	10	12	770	784	820	25
880614	115.0	143.8	16	20	900	919	1037	36
881010	176.5	168.7	4	85	1085	1097	1144	20
Average	209	106	13	21	804	825	886	27



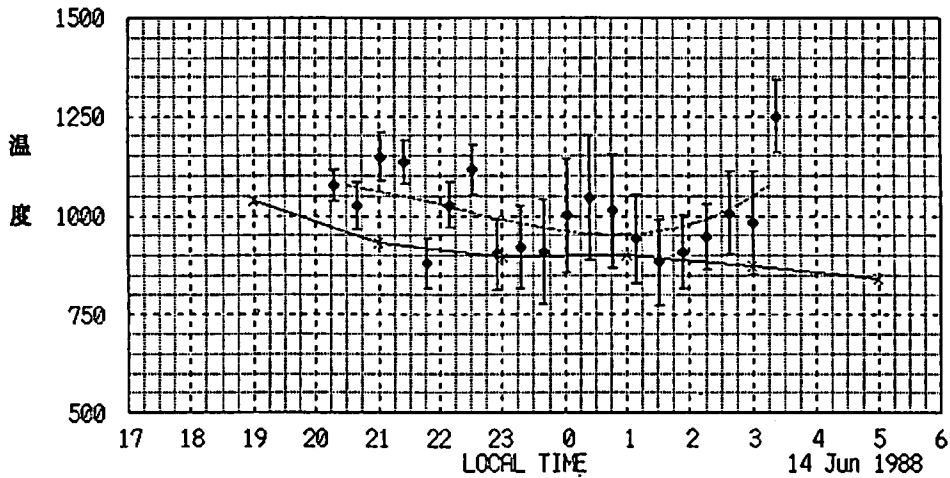
観測温度の一夜変化に MSIS-86 大気モデル温度を重ねてプロットしたものを第1図、第2図に示す。図中実線は MSIS-86 の時間変化を示し、破線は観測値の時間変化を多項式(3次)近似したものである。

第一図は、UTで表した観測日前日の  $A_p$  が2、当日の  $A_p$  が4、観測日を中心とした前後81日間の平均 10.7cm 太陽放射が85、観測日前日の F10.7 が74である地磁気静穏で太陽活動最小の場合の一夜観測値を示した。

第二図は、 $A_p$  (前日) 16、(当日) 20で太陽放射 F10.7 が144(平均)、115(前日)の観測出来た日の中では地磁気、太陽活動共に激しい観測日の例を示した。

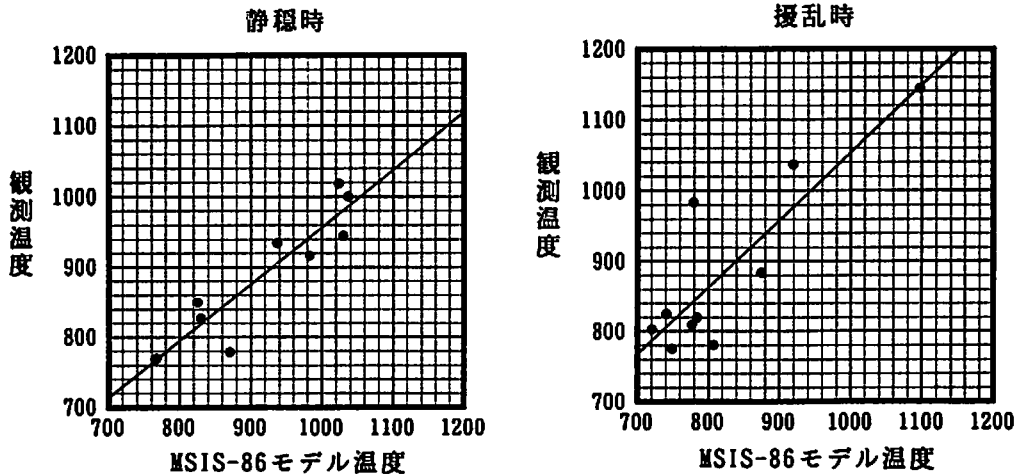


第一図 地磁気静穏時



第二図 地磁気擾乱時

静穏時の MSIS-86 温度の一夜平均値と観測温度の相関グラフを第三図に示す。観測回数が少ないので統計的な結論を得にくい、MSIS-86 温度に比べて観測温度が低い 3 点のデータを無視すれば、MSIS-86 温度と観測温度とは一致することとなる。



第三図 観測温度と高度300kmにおけるMSIS-86モデル温度との比較

地磁気活動の擾乱時においては、観測温度がMSIS-86モデル温度より、約60度高温であるとともに、モデル温度との相関が悪い。

### 5. まとめ

地上光学観測では、安定した晴天夜が絶対条件であるが、日本では季節的に好天日に片寄りがありこのような短期間の観測では、統計的結論に言及する事は無理と思われる。

静穏時には、MSIS-86モデル温度は、日本地域でもほぼ観測と一致すると言えるが、3例では、観測温度がMSIS-86温度より60-80度低温の場合が見られる。擾乱時では、観測温度がMSIS-86モデルより高温であるばかりでなくその差異が大きい。

今回は、風については詳しくふれないが傾向として、equinoxには夕方には東向きの風が、明け方には西向きの風となっている。

### 参考文献

- Hedin, A.E., MSIS-86 thermospheric model, J. Geophys. Res., 92, 4649 (1987).  
 Hays, P.B. and Roble, R.G., Appl. Opt. 10, 193 (1971)  
 Okano, S., Kim, J.S. and Ichikawa, T., Design of a multiple zone aperture and application to a Fabry-Perot interferometer, Appl. Opt. 19, 1622 (1980).  
 市川 敏朗, J.S. Kim, 岡野 章一, 光学的ドップラー法とMUレーダーによる温度、風系の観測、FY86 RASC、第一回MUレーダー合同シンポジウム、昭和61年3月

# アイオノゾンデより求めた熱圏中性風とMUレーダーによるものとの比較

猪木誠二、小川忠彦（通信総研・平磯）、高見友幸（京大・超高層）

1. はじめに 熱圏中性風の南北水平成分を、アイオノゾンデによる電離圏高度から求める初期的な試みについて報告する。

中性大気風(U)は一般的にファブリ・ペロー干渉計から求めた大気光、またはISレーダーから求められてきた。しかし、これらの観測機は地球上に偏在しているため、地球的規模での解析がなされていない。一方、中性大気風を電離圏高度( $h_p F2$ )から求める試みもなされている(K.L.Miller JGR(1986), Ann. Geophys.(1987))。本報告では、アイオノグラムより求めた $h_p F2$ を用いて求めた熱圏中性風の南北水平成分を、MUレーダーから求めた値と比較する。

2. 方法 電離圏F層の高さは、(1)電離圏高度での中性大気の運動(熱圏風)、(2)東西電場によるE×Bドリフト運動、(3)重力と拡散による磁力線に沿うプラズマの再分布、及び(4)イオンと電子の再結合による化学平衡によって決まる。(1)の機構に注目すると、極側への風が卓越するとF層を下げ、赤道側への風が卓越するとF層を上げる効果を及ぼす。もし、(2)の効果を無視するとUと $h_p F2$ の関係は(1)式で表される。

$$U = (h_p F2 - h_0) / \alpha \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 $\alpha$ は比例常数で、 $h_0$ は $U = 0$ の場合のF層の高さの計算値である。 $\alpha$ を各緯度に拡張したモデルはM.F.Forbes (Geophys.Res.Lett.(1988))によって(2)式のように与えられている。

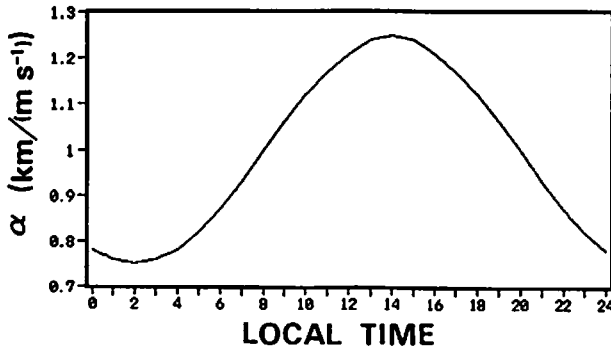
$$\alpha = 2 \left( 1 + 0.25 \cos \frac{2\pi}{24} (t - 14) \right) \sin I \cos I \dots(2)$$

$h_0$ は理論値を計算しなければならない。ここでは、Millstone HillとAreciboでの値を参考にして仮の値を用いた。

3. 電離圏F層の高さの導出 電離圏高度は、アイオノグラムから $N(h)$ 解析して求める方法と、M(3000)F2から求める方法がある。後者の方法は、今まで多くの経験式が提案されているが、ここではP.A.Bradleyら(JATP(1973))の方法を用い、MUレーダーから求めたF層高度の値と比較した。両者は昼間は良く一致しているが、夜間、20~30 kmの誤差が出た。MUレーダーは信楽、解析に用いたM(3000)F2は国分寺のデータを用いたので観測地点は330 kmほど離れているが、緯度的には約30'離れているだけである。Bradley法については検討の余地があるが、以下の解析では、本方法で求めた $h_p F2$ を用いた。

4. 熱圏中性風 3節の電離圏F層高度の比較を行うのに用いた期間について、熱圏中性風を求めた。これをW.L.Oliver(JGR(1990))がMUレーダーを用いて求めた平均的な値と比較すると、傾向は合っていることがわかった。

5. おわりに 比較した期間は地磁気的には比較的静かなであったが、ここでは電場の効果を無視している。ファブリ・ペロー干渉計法、MUレーダーとの直接観測との比較をもとに、電場の効果、モデルの適切さを検討し、結果が使用に耐えることが証明できれば、熱圏中性風の地球的規模の解析ができると期待される。



第1図  $\alpha$ のモデル値。Areciboでの値を基に、M.F.Forbes (Geophys. Res. Lett. (1988)) によって各緯度に拡張されたモデル。

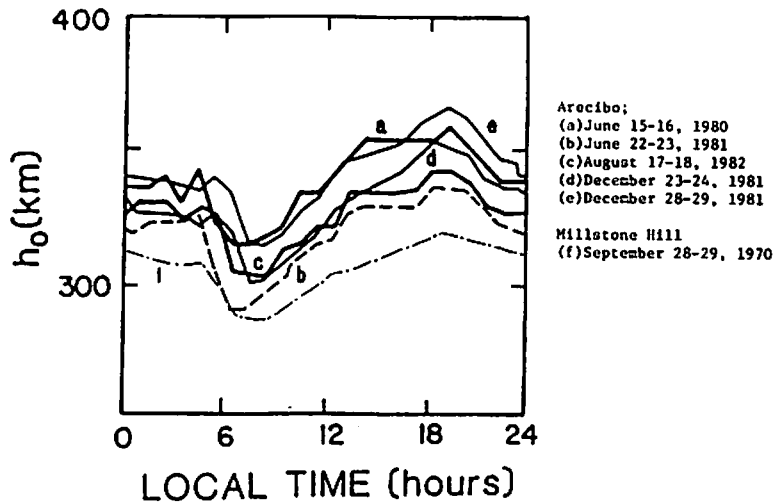
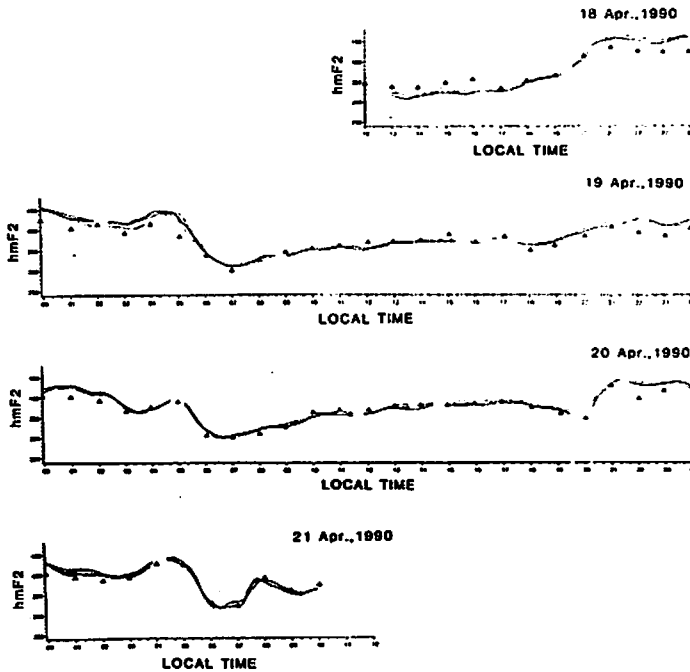


Fig. 6. Calculated values of  $h_0$ , the  $F_2$  layer height assuming no meridional wind, at Arecibo. Dates are the same as in Figure 5.

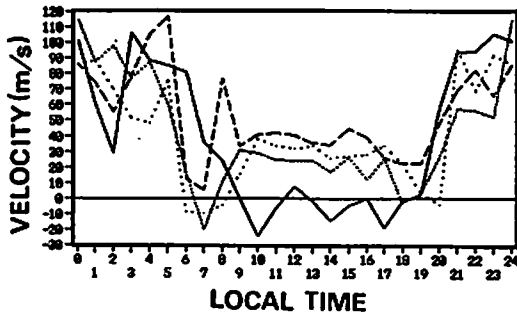
第2図 Arecibo、Millstone Hillにおける  $h_0$  の計算値 (Millerによる)。本試算では、仮に(a)の計算値を用いた。

第1表 電離圏F層の高度(h<sub>p</sub>F2)をM(3000)F2 (3000kmの距離のF層による通信をするための最高利用可能周波数を求めるための変換係数。アイオノグラムから読み取られる。)から求めるための経験式のいくつかの例。

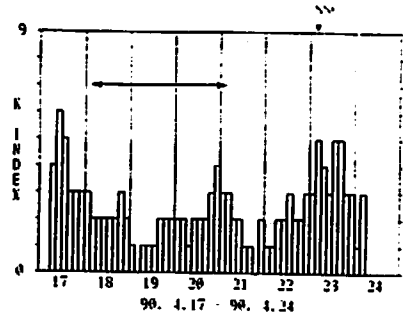
Equation	Reference
$h_p F2 = \frac{1490}{M(3000)F2} - 176$	SHIMAZAKI (1955)
$h_m F2 = \frac{1490}{M(3000)F2 + \Delta M} - 176$	BRADLEY and DUDENEY (1973)
$\Delta M = \frac{0.18}{X_f - 1.4}, X_f > 1.7$ (where $X_f = \frac{f_o F2}{f_o E}$ )	
$\Delta M = \frac{0.253 \pm 0.008}{X_f - 1.215} - (0.012 \pm 0.009)$	DUDENEY (1974)
$\Delta M = \frac{F_1 F_2}{X_f - F_1} + F_3$	BILITZA et al. (1979)
where	
$F_1 = 2.23 \times 10^{-1} R + 0.222$	
$(R = \text{Zurich sunspot number})$	
$F_2 = 1.2 - 1.16 \times 10^{-1} \exp(2.39 \times 10^{-2} R)$	
$F_3 = \frac{0.096(R - 25)}{150}$	
$F_4 = 1 - \frac{R}{150} \exp\left(\frac{-\theta^2}{1600}\right)$	
$(\theta = \text{geomagnetic latitude in degrees})$	



第3図 MUレーダーで求めた電離圏F層の高度とM(3000)F2から求めたものとの比較。



第4図 本方法によって求めた熱圏中性風の値。  
(1990年4月18日~4月21日)。



第5図 本解析期間の地磁気活動度  
(棒図)。

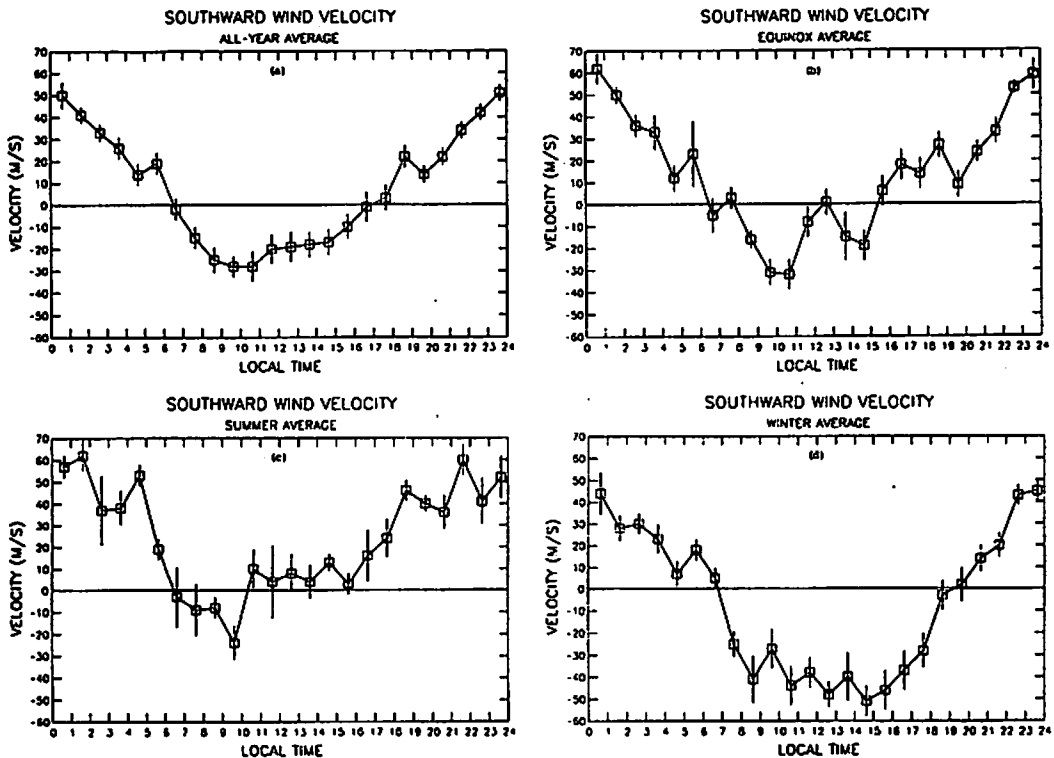


Fig. 4. The MU radar southward wind velocity patterns computed from the seasonal electron density and ion velocity data averages: (a) all year, (b) equinox, (c) summer, and (d) winter. This velocity must be multiplied by  $\cos I$  to obtain the component parallel to the magnetic field lines. The error bars give the uncertainty in the mean winds.

第6図 MUレーダーによって求められた平均的な熱圏中性風の値。(Oliverによる)

## Super WAGS キャンペーン期間における電離圏観測

<sup>1</sup>五十嵐喜良、<sup>1</sup>永山 幹敏、<sup>1</sup>大谷 晃、<sup>1</sup>貝沼 昭司、<sup>2</sup>猪木 誠二、<sup>3</sup>丸山 隆、  
<sup>4</sup>西牟田一三、<sup>2</sup>小川 忠彦、<sup>5</sup>高見 友幸、<sup>5</sup>山本 衛、<sup>5</sup>深尾昌一郎  
(1: 通総研、2: 通総研・平磯、3: 通総研・稚内、4: 通総研・山川、5: 京大超高層)

### 1. はじめに

SuperWAGSキャンペーンは、中規模、大規模AGW/TIDを国際協同観測することにより以下の研究を行うため、Prof. R.D. Hunsucker (アラスカ大学) と Prof. C.-H. Liu (イリノイ大学) がコーディネータとなって提案した国際協同プロジェクトで、100人以上の研究者が参加している。

- ① AGWの因果関係(特に高緯度の源との関係)
- ② AGWの源の微細構造(電離圏へのエネルギー注入の量、継続時間等)
- ③ 電離圏と中層大気で発生したAGWの関係や相互作用
- ④ 南北のオーロラオバールから赤道方向に伝搬する大規模TIDの赤道電離圏での相互作用の可能性
- ⑤ 電波伝搬に及ぼすTIDの効果(HFレーダ、HF方探等)

### 2. キャンペーン観測期間

1990年11月10日(0h UT) - 11月24日(24h UT)

### 3. 観測参加項目

- ① イオノゾンデによる電離層5分観測及び定常観測
- ② DGS-256による電離層ドリフト観測
- ③ HFドップラー観測
- ④ NNSS観測/GPS観測
- ⑤ ETS-IIによるTEC/シンチレーション観測
- ⑥ CS/BS電波のシンチレーション観測

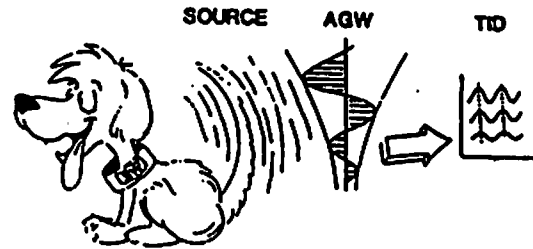
これらの通総研における定常的な観測の他に、京都大学の超高層電波研究センターのMUレーダの共同利用研究として、MUレーダを11月11日 21時48分JST-16日 8時51分JSTまで電離圏の特別モードで運用を行った。

### 4. 観測結果

SuperWAGSのキャンペーン期間は、地磁気的には静穏から弱い擾乱期間であった。今回、始めてデジタル電離層観測機DGS-256による15分観測を実施し、観測データ編集処理装置(ADEP)による処理を行った。DGS-256によるN-h解析から求めた電子密度プロファイルからも日中かなりの頻度でTIDが確認された。また、MUレーダによる観測でも北から南へ伝搬するTIDや周期50分程度の数周期にわたる波動が観測された。今後、MUレーダとの同時観測期間を中心に、TIDの伝搬方向や波長等について、イオノゾンデによる基礎データやHFドップラー等の観測結果を用いた総合的な解析を進め、大気波動の源や波動の性質について、さらに詳しく調べる予定である。

# Super WAGS

10-24 NOVEMBER 1990

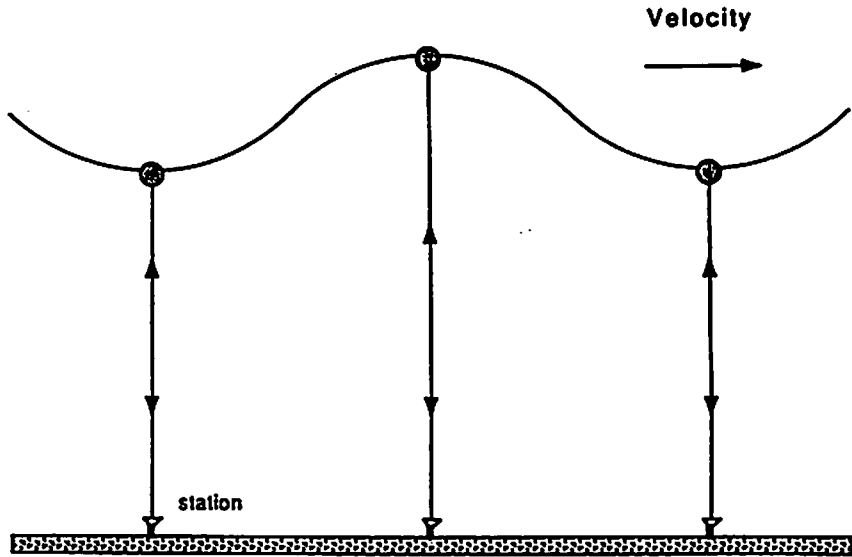


We suggest that participants of the SuperWAGS campaign concentrate on observation of medium and large-scale AGW/TID phenomena during the period 10-24 November 1990. Radio observations should be optimized to measure periodicities of ~ 15 to ~ 120 minutes.

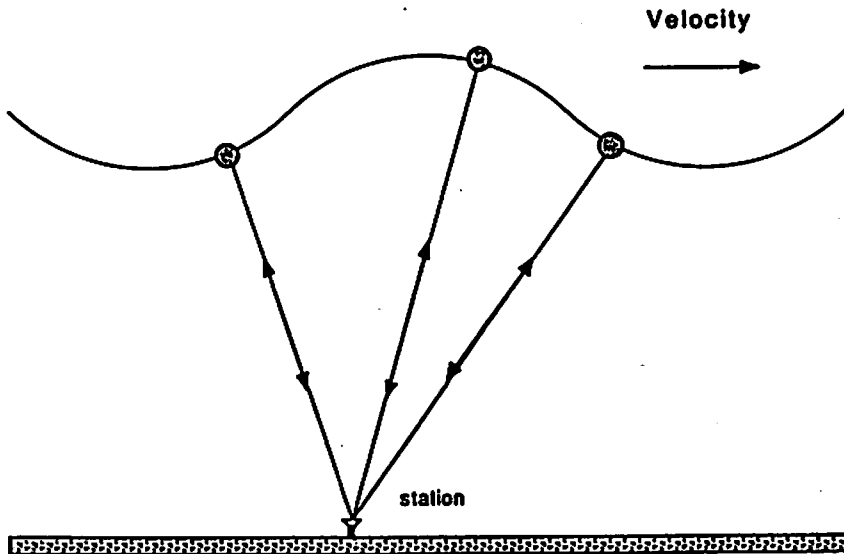
Some of the goals of SuperWAGS campaign are investigations of:

1. AGW/TID cause-effect relations - Relation of specific high-latitude sources (Joule heating, Lorentz forcing, etc., to particular TIDs propagating away from the source regions and determination of direction of propagation of TIDs.
2. "Fine-structure" of AGW sources (duration, spatial extent and quantification of energy inputs to the ionosphere).
3. Relation and possible interaction of AGW's generated in the ionosphere and in the middle atmosphere.
4. Possible constructive inference in the equatorial ionosphere between large-scale TIDs propagating equatorward from both auroral ovals.
5. Examples of effects of TIDs upon radio propagation (HF radars, HF direction-finding systems, etc.).





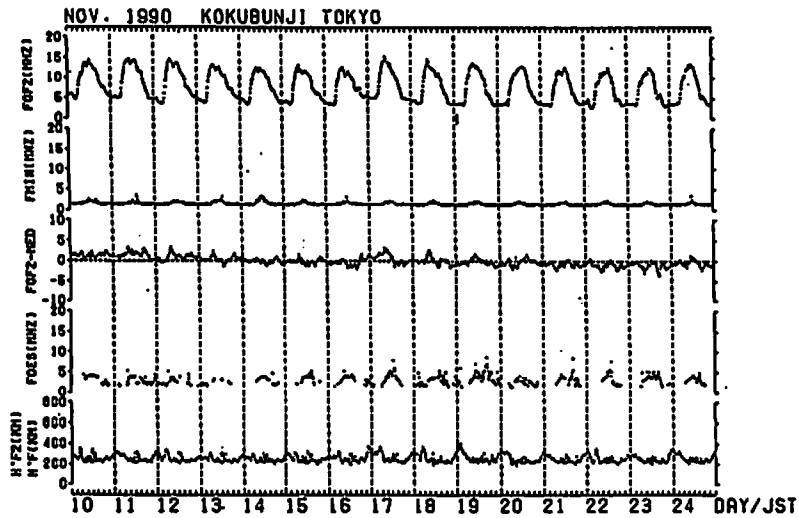
Spaced station technique for observing atmospheric gravity waves. Multiple stations simultaneously measure overhead electron density distributions. Comparison of data from coordinated stations can determine the amplitude, phase, wavelength and velocity of the gravity wave.



Single station technique for observing atmospheric gravity waves. In the drift mode a single Digisonde 256 measures the Doppler shift and arrival angle of signals from multiple reflection points along the wave. This can lead to the calculation of the amplitude, phase, wavelength and velocity of the gravity wave. (Reinisch, 1989)

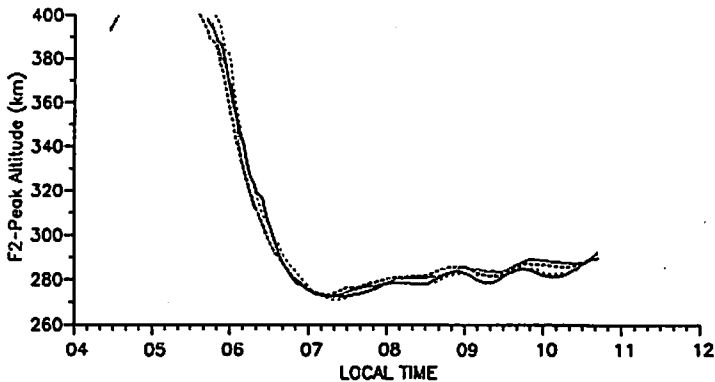
イオノソングラムよりAGWの観測方法  
 (今回がG5.256はドリフトモードでの観測を行わなかったが、MUL-5  
 は、東西方向にビームを振るモードで観測を行った)

Day (Nov., 1990)	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
$\Sigma K_p$	21	20	10	6	2+	6	28	28	27	20+	16+	20+	8	13+	7-
10.7cm Solar Flux	191	195	191	162	198	207	207	217	199	191	167	178	177	172	167

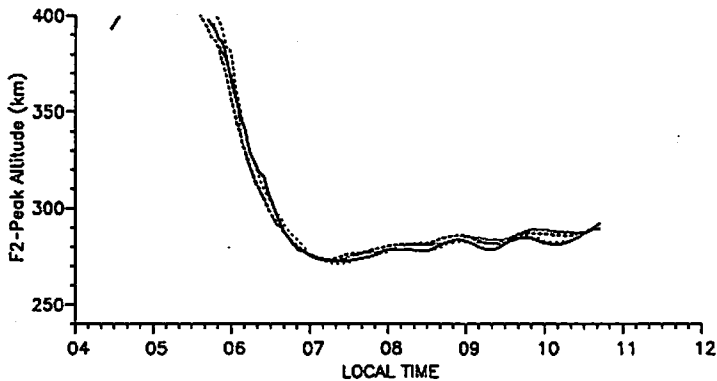


Super WAGS フォーベンチの国分市の電離層にシフトが7.4km

12-NOV-1990 04:27 - 12-NOV-1990 10:41 7 9011121



12-NOV-1990 04:27 - 12-NOV-1990 10:41

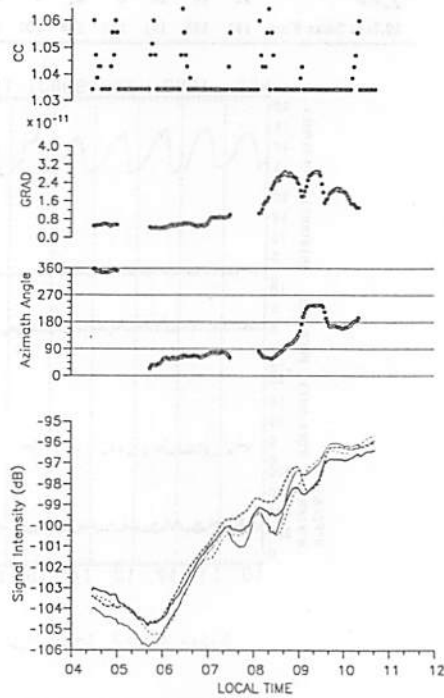
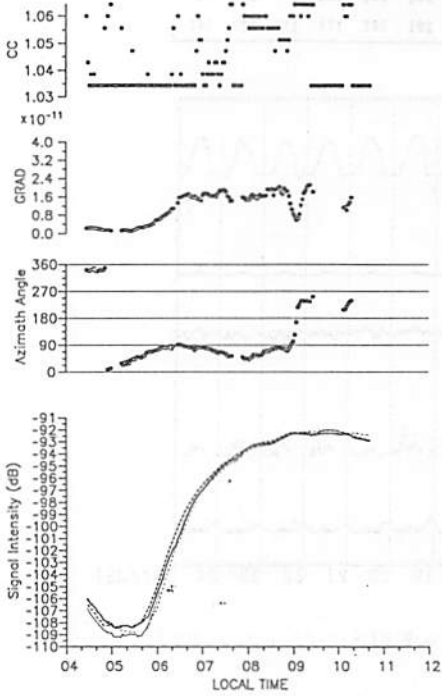


MU 3-3-88 F2 層の高尾

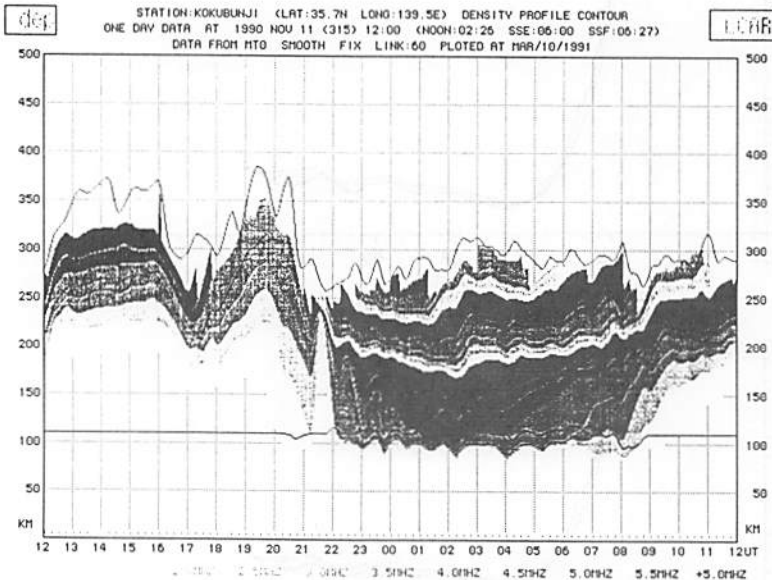
(この図は、1988年3月の同様のF2層の高尾の観測を示した。  
左側の図は、この図の観測結果とほぼ一致する)

12-NOV-1990 04:27 - 12-NOV-1990 10:41 7 301. km

12-NOV-1990 04:27 - 12-NOV-1990 10:41 7 400. km



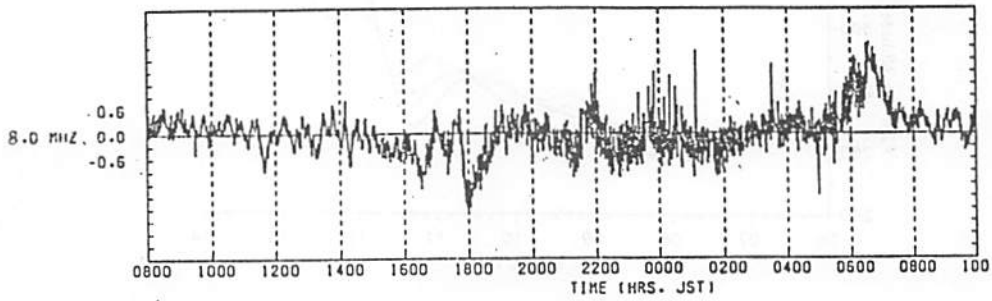
MUL-7 で観測した高度 301 km 400 km の電波伝播経路



ファイルイオゾグ(465-214)には電子密度プロファイル  
 (イオゾグを N-H 解析し未処理のデータ、時間分解能が 15 分  
 のデータでスムーゼン処理した。04:27 前後の MUL-7  
 で観測した F2 層の変動に対応する電子密度変動が認められる。)

HIRAISO

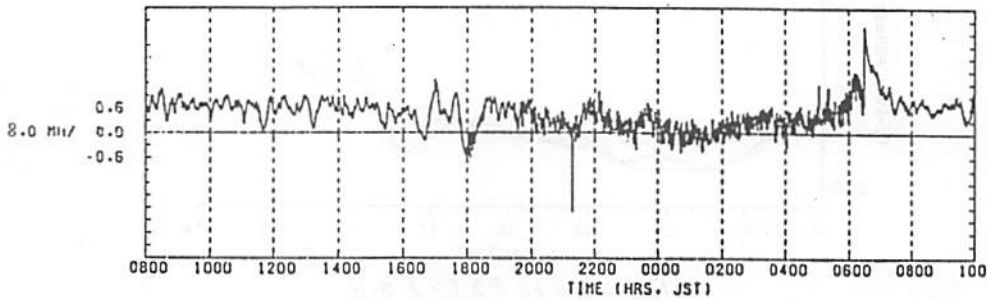
1990/11 12/08:00-13/10:00  
SAMPLING 10 SEC



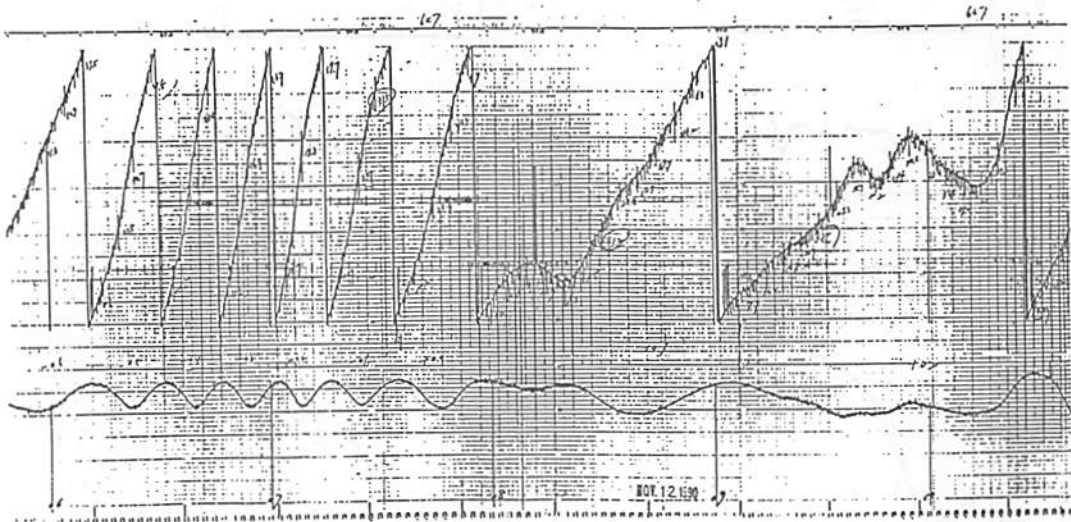
←  
お盆~及U.S.A.前後~JFドローイング物が認められた。

KOKUBUNJI

1990/11 12/08:00-13/10:00  
SAMPLING 10 SEC

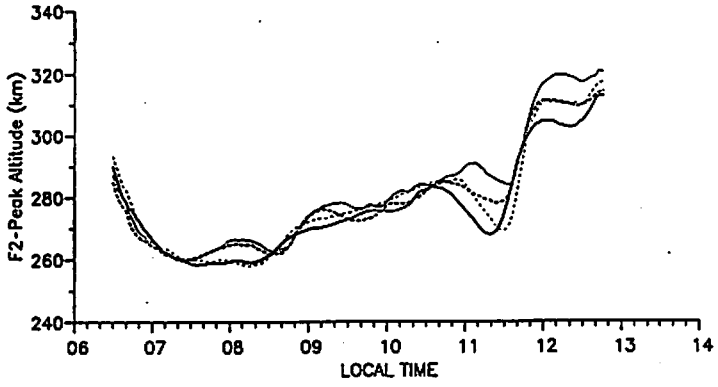


HFドローイング記録(平塚, 国分)

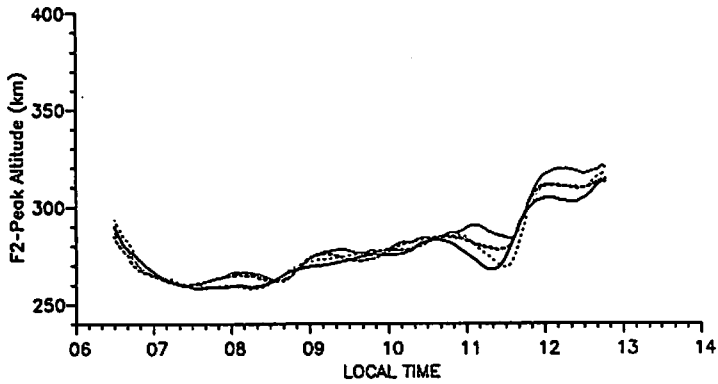


相内にて受信された ETS-II の位相(上段)及び振幅(下段)記録

15-NOV-1990 06:29 - 15-NOV-1990 12:46 7 9011151



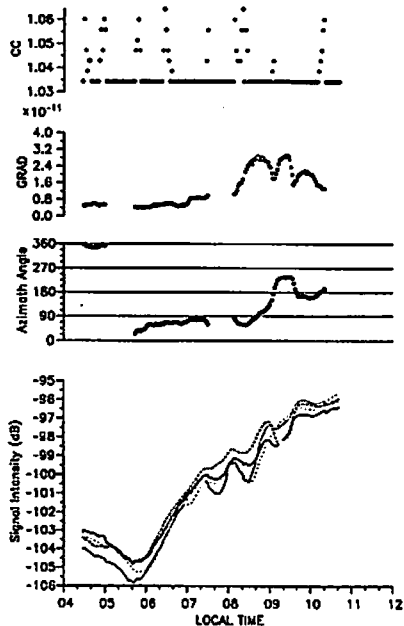
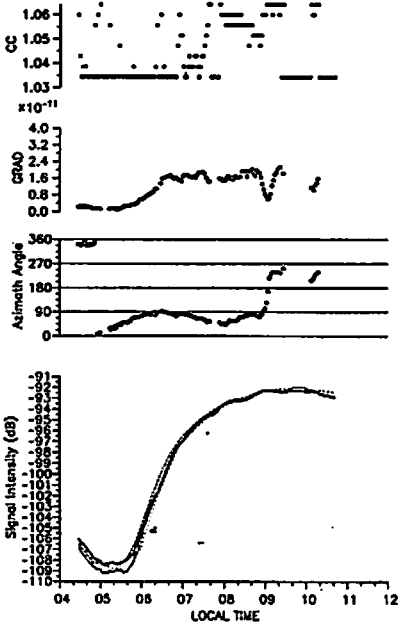
15-NOV-1990 06:29 - 15-NOV-1990 12:46



MUUFのF2層高度  
(11:20から12:46の間にF2層高度が急激に上昇した)

12-NOV-1990 04:27 - 12-NOV-1990 10:41 7 301 km

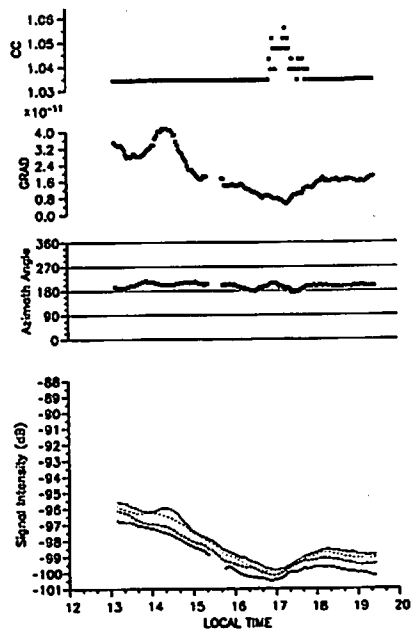
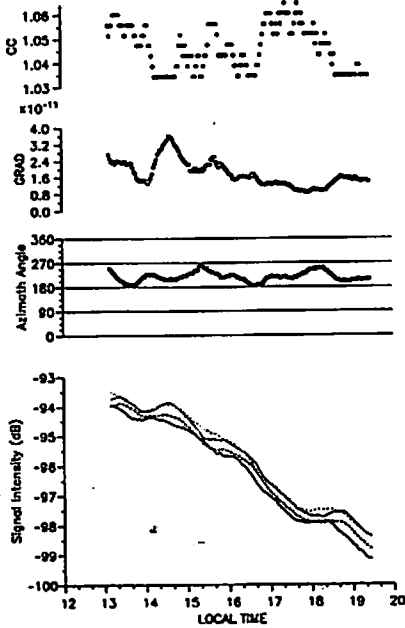
12-NOV-1990 04:27 - 12-NOV-1990 10:41 7 400 km



MUUFの観測結果 高度301 km KU 900 km のF2層高度

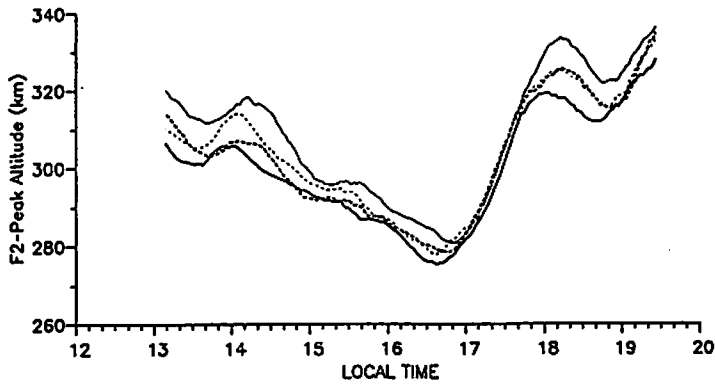
15-NOV-1990 13:09 - 15-NOV-1990 19:26 7 301. km

15-NOV-1990 13:09 - 15-NOV-1990 19:26 7 400. km

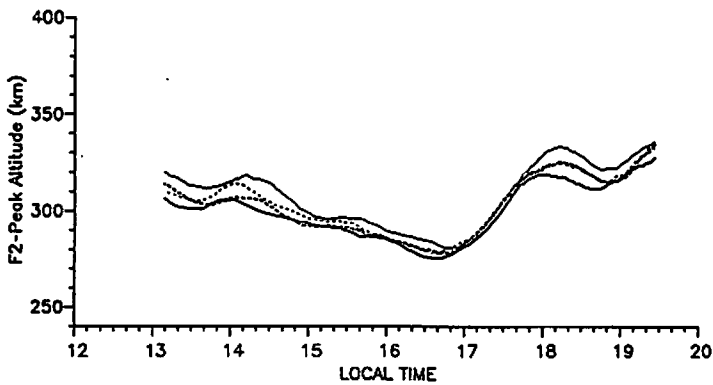


MUL-7-2 観測された高度入/出の値は約 300 km にあり、信号強度

15-NOV-1990 13:09 - 15-NOV-1990 19:26 7 9011152



15-NOV-1990 13:09 - 15-NOV-1990 19:26



MUL-7-23 F2 E-7 高度  
(12.9 km 1.4 倍の電波は北の方向へ伝播する TID 効果を示す)

# MU レーダー多ビーム IS 観測

高見友幸<sup>1</sup>、深尾昌一郎<sup>1</sup>、加藤 進<sup>1</sup>、津田敏隆<sup>1</sup>、  
佐藤 亨<sup>2</sup>、山本 衛<sup>1</sup>、中村卓司<sup>1</sup>

1. 京大・超高層 2. 京大・工

MU レーダーによる電離圏 IS 観測の大きな特徴は多ビームを使用することによって多点同時観測が可能となる点であり、これは従来の IS 観測では実現されていない。多点同時観測 (多ビーム観測) 時のビーム方向は通常、天頂角 20 度で東西南北の 4 ビーム方向が使用される。このとき F 層高度では対向するビーム方向の観測点の間の水平距離は 200-300km となる。従って、水平方向に電子密度の空間的不均一が存在している場合は各ビーム間の受信エコー強度に差が現われる。電離圏静穏日においては、200-300km の水平空間差で電子密度は約 5-10% の変動がある。このわずかな変動を約 3-4 分の時間分解能で検出するためにはパルス幅 512 $\mu$ s のシングルパルスモードを用いなければならない。

MU レーダーの電離圏定常観測として、1986 年 9 月から現在までほぼ毎月、1 カ月あたり 48 時間の連続観測が行なわれている (1990 年からは 72 時間)。観測は電子密度観測 (シングルパルス、パルス幅=64 $\mu$ s 7bit-barkercode)、イオンドリフト観測 (ダブルパルス、パルス幅=256 $\mu$ s)、電子・イオン温度観測 (4 パルス、パルス幅=96 $\mu$ s) の 3 モードである。このうち受信エコー強度のビーム間差を検出できるのはイオンドリフト観測のモードである。この際、パルス幅 256 $\mu$ s のダブルパルス観測をパルス幅 768 $\mu$ s のシングルパルス観測とみなしてデータ処理が行なわれる。ただし、時間分解能は約 15 分である。

これまでに以下の項目が多ビーム IS 観測の研究対象となっている。

## 1. 伝搬性擾乱と非伝搬性擾乱の識別。

伝搬性の擾乱が生起している場合には受信エコー強度のビーム間差が観測される。これは中性大気風あるいは伝搬性の波動による擾乱である。非伝搬性擾乱の場合には受信エコー強度にビーム間差がみられない。極域の地磁気擾乱とも時間的な一致があり、空間的に大規模な擾乱である。電場による擾乱が考えられる。

## 2. 擾乱の水平伝搬特性。

## 3. F 層の空間勾配あるいは F 層電子密度の空間勾配の決定。

## 4. 擾乱の伝搬形態 (Traveling plateau)

## 5. 空間スケール 200-300 km の電離圏構造の観測。

低緯度オーロラ発生時には F 領域において電子密度の非常に顕著な不均一が観測されている。

表 1: 電離圏定常観測の日時

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1906									•	•	•	•
1987	•			•	•	•				•	•	•
1988	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
1989	•	•	•	•	•	•		•	•		•	•
1990	•	•	•	•	•	•	•		•	•		•
1991	•	•										

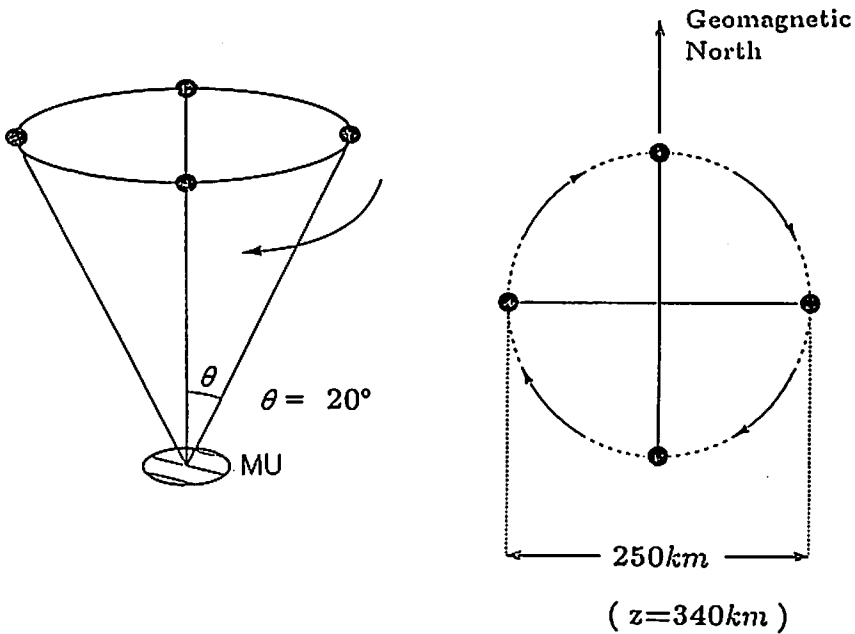


図 1: 多ビーム観測時のビーム方向。天頂角 20 度で東西南北の 4 ビーム方向が使用される。このとき F 層高度では対向するビーム方向の観測点の間の水平距離は 200-300km となる。



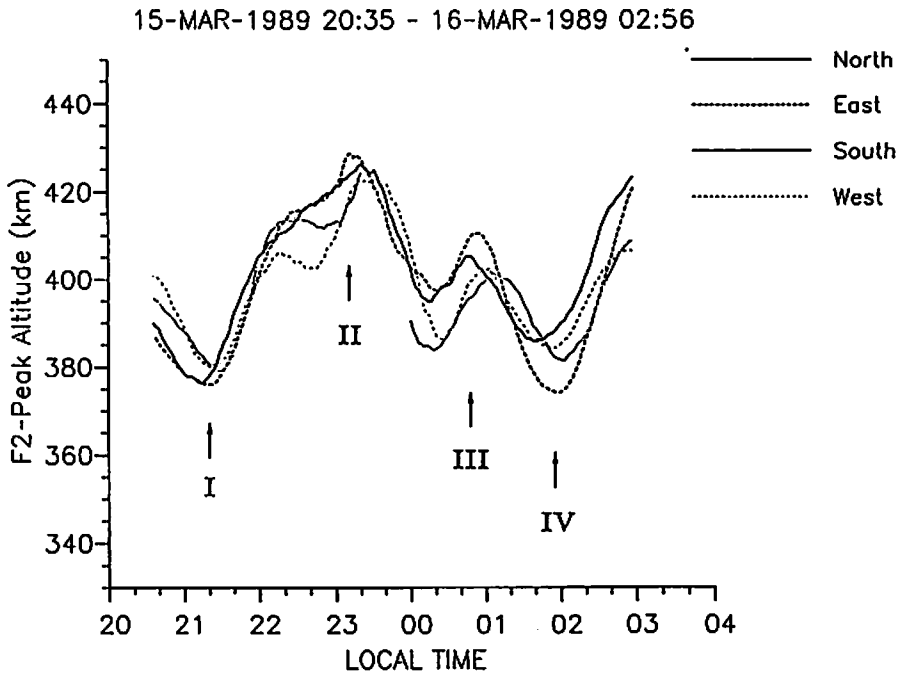


図2: 東西南北4ビーム方向のF層ピーク高度の時間変動。太い実線は北ビーム、細い実線は南ビーム、太い破線は東ビーム、細い破線は西ビーム。擾乱はピーク高度の極大あるいは極小として現われている。時間帯I、II、IIIでのピーク高度の極大あるいは時間帯IVでのピーク高度の極小の出現時刻を各ビーム間で比較することにより擾乱の伝搬速度を推定することができる。(図3参照)

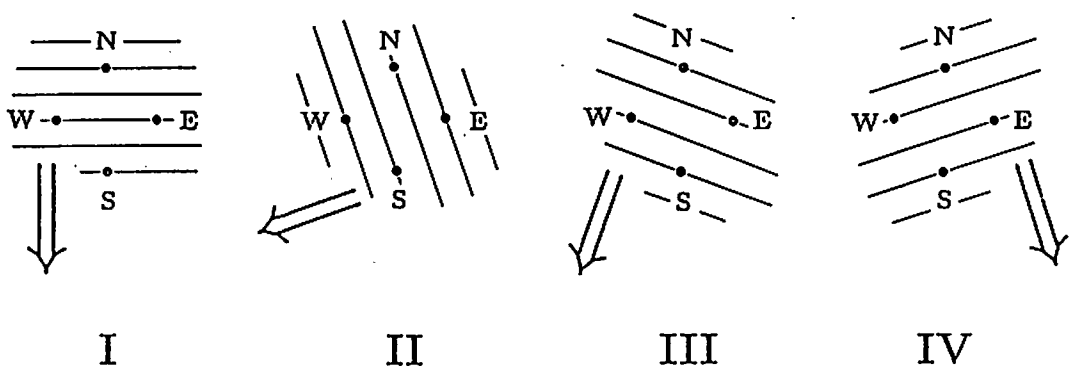


図3: 図2における時間帯I、II、III、IVでの擾乱の伝搬を模式的に示す。たとえば、IIではピーク高度の極大は東、北、南、西ビームの順に出現することから、擾乱はほぼ東北東から西南西へ伝搬しているとみなすことができる。

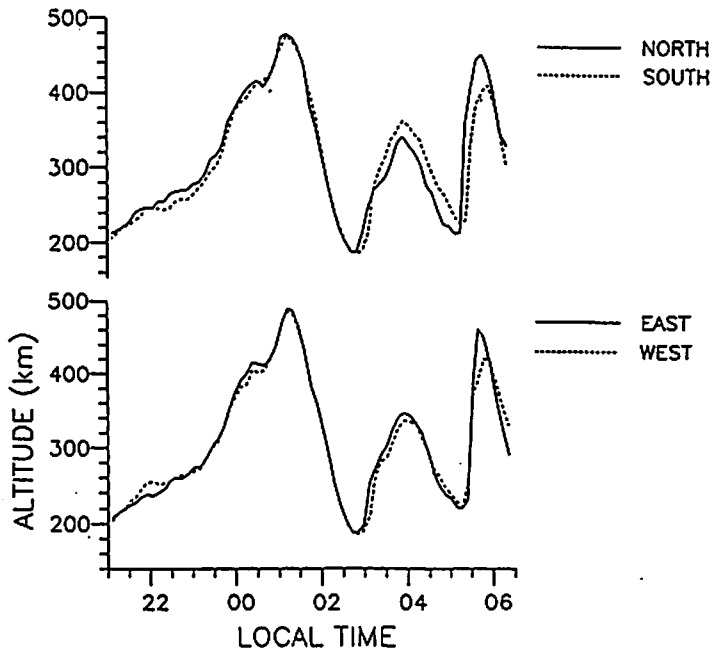


図4: 電子密度が  $6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  である高度の時間変動。上図、実線は北ビーム、破線は南ビーム。下図、実線は東ビーム、破線は西ビーム。0110LTの極大は非伝搬性の擾乱であり、すべてのビーム方向でほぼ同時に生じている。一方、0500LT付近の極小は図2に示されたような伝搬性の擾乱であり、異なるビーム方向で出現時刻に差がみられる。

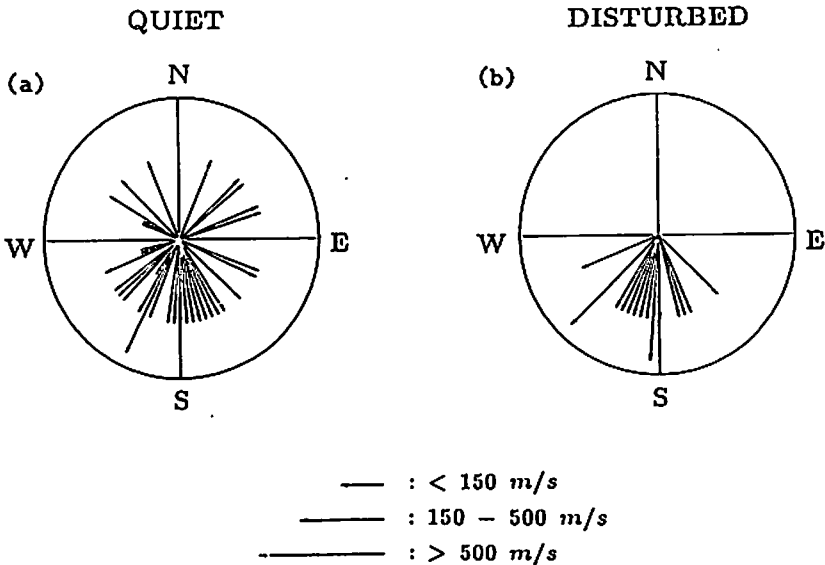


図5: 電離圏常観測 ( $256 \mu\text{s}$ -ダブルパルス) により得られた受信エコー強度プロファイルのなかから、47例の伝搬性擾乱を抽出した。静穏日、擾乱日に分類し各状態での擾乱の伝搬速度をプロットした。

19-APR-1990 18:00 - 20-APR-1990 04:50

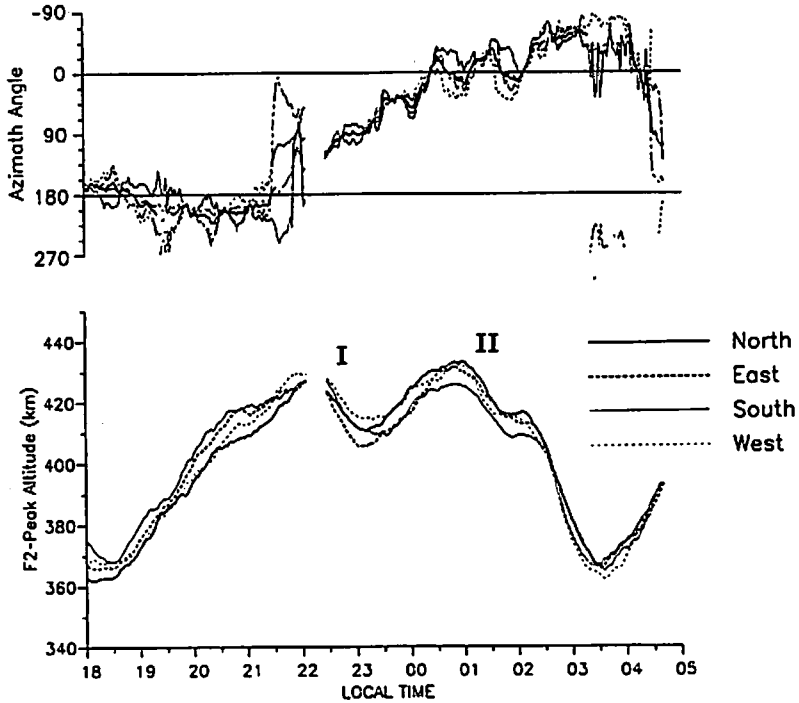


図 6: (a) 平面とみなした F 層の勾配の方向を示す。(F 層ピーク高度のいちばん低い方向を示す。) 縦軸は方位角であり、0 度を北とし時計まわりに測る。(90 度は東、180 度は南、-90 度は西)  
 (b) 東西南北 4 ビーム方向の F 層ピーク高度の時間変動。太い実線は北ビーム、細い実線は南ビーム、太い破線は東ビーム、細い破線は西ビーム。

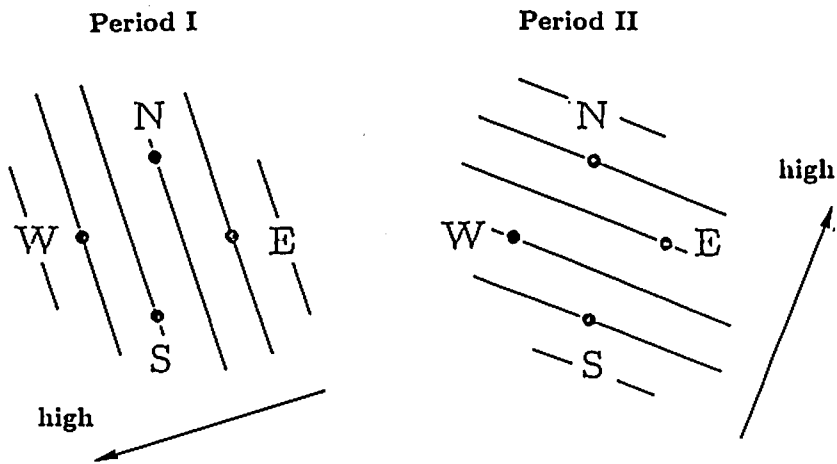


図 7: 図 6 における時間帯 I、II での F 層の勾配を示した模式図。平行線は F 層ピーク高度の等高線である。たとえば、I ではピーク高度は東、北、南、西の順に大きくなることから F 層の勾配の方向が東北東であることがわかる。

11-NOV-1990 21:50 - 16-NOV-1990 09:01

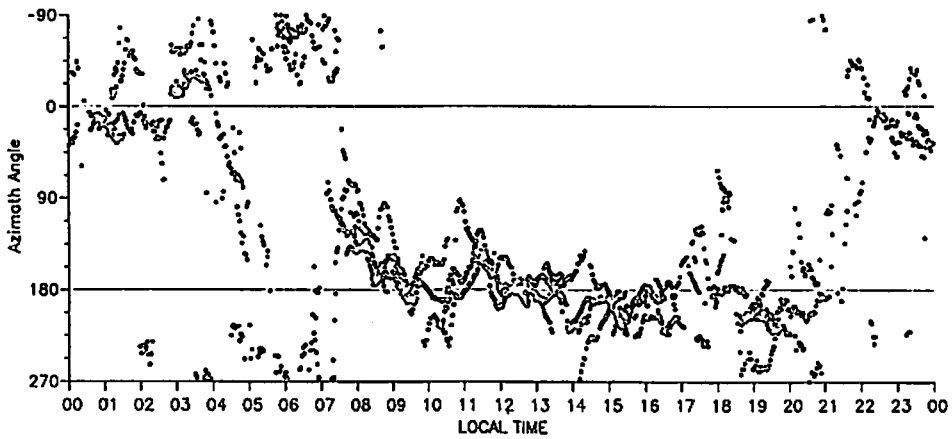


図 8: F 層の勾配の方向の日変動。方位角は図 6 と同じ。1990 年 11 月 11 日 22 時-16 日 9 時における多ビーム観測から得られた F 層の勾配の方向を重ね書きした。昼間、F 層は南が高く赤道電場の影響が反映されている。夜間は北が高く赤道向き中性大気風の影響である。

11-NOV-1990 21:36 - 12-NOV-1990 04:16

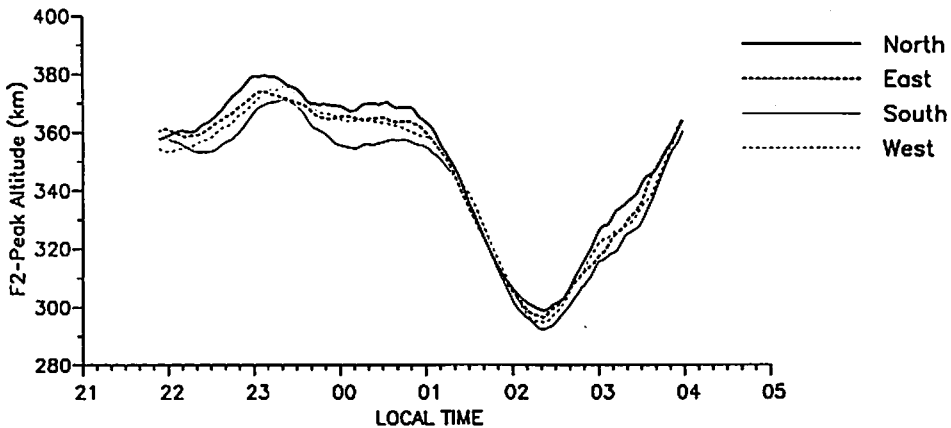


図 9: 東西南北 4 ビーム方向の F 層ピーク高度の時間変動。0110-0150LT に F 層ピーク高度の顕著な下降がみられる。この時間では F 層ピーク高度の勾配はその前後の時間に比べて非常に小さい。一方、0000-0100LT および 0200-0300LT では F 層ピーク高度は北側が高く南側が低くなっている。また、F 層ピーク高度が下降する時刻に時間差が見られる。下降はまず北方向から生じて次いで東および西方向、最後に南方向で生じている。このことから、F 層ピーク高度の下降領域がほぼ北から南に向かって移動していることがわかる。

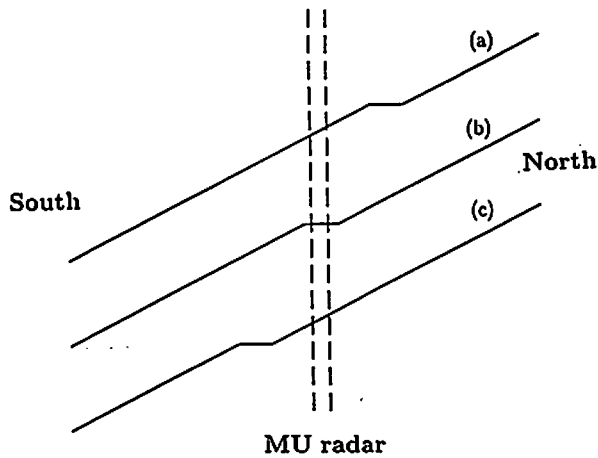


図 10: (a)F 層ピーク高度の下降が始まる前の F 層ピーク高度の空間分布。北側の F 層ピーク高度が高く南側が低い。この時点において MU レーダー観測点の北側に平坦なくびれ部 (traveling plateau) を想定する。この平坦なくびれ部が一種の伝搬する波束として F 層ピーク高度に沿って北から南に移動するものと考え。平坦なくびれ部が MU レーダー観測点に達するまでは MU レーダーでは F 層ピーク高度の下降は観測されず、F 層ピーク高度の空間勾配もほとんど変化しない。平坦なくびれ部が MU レーダー観測点を通過するとき ((b) の状況)、F 層ピーク高度の下降が観測される。また、このときには北ビームおよび南ビーム方向の F 層ピーク高度の差がほとんどなくなる。そして、平坦なくびれ部が MU レーダー観測点を通過した後では ((c) の状況)、F 層ピーク高度の下降は終了、F 層ピーク高度の空間勾配は北側が高く南側が低いという始めの状況にもどる。

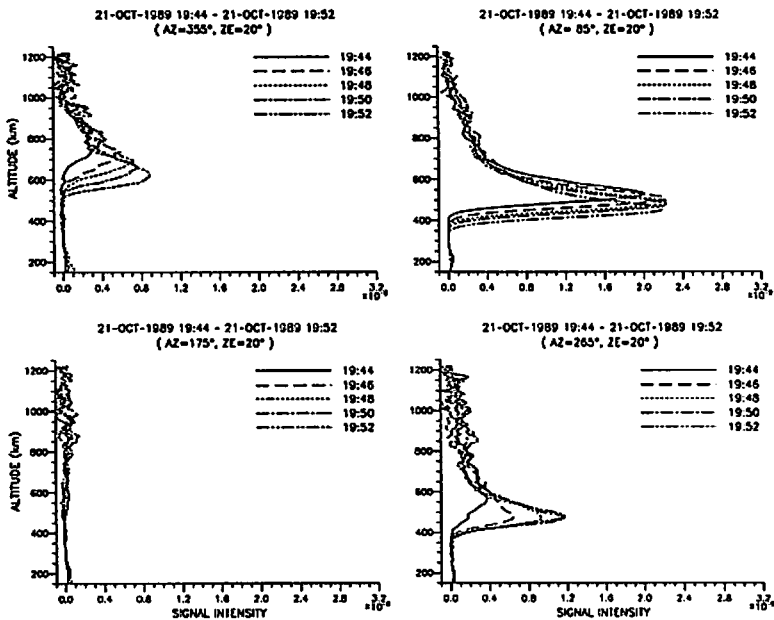


図 11: 1989 年 10 月 21 日 20 時前における受信エコー強度の高度プロファイル時間変動を各ビーム別に示す。異なるビーム方向でプロファイルが非常に相違している。

## 電離層ダイナモにおけるホール電気伝導度の役割

竹田雅彦（京大理）

電離層ダイナモにおけるホール電気伝導度( $\sigma_2$ )の役割を調べるために、 $\sigma_2$ を人為的に0とした場合のシミュレーションを行い、 $\sigma_2$ が存在する場合としない場合の電離層電流、電場を比較した。風としては(1,-2)モードの潮汐風を用い、電気伝導度モデルはIR186で $R=35$ , UT0時のものを採用した。その結果、 $\sigma_2$ の存在は等価電流の強度を2.1倍、電位差を0.7倍にするものの、電流の形をそれほど変化させないことがわかった。

このことは、Fukushima(1968)で述べられたごとく、Pedersen電気伝導度( $\sigma_1$ )のみの場合でも誘導電場とその発散によって形成された $S_1$ 電場の和によるPedersen電流で $S_1$ 電流系と同様の電流系が生成され、 $\sigma_2$ が加わると誘導電場と $S_1$ 電場の和によるHall電流 $\sigma_2$ により $S_2$ 電場が形成され、それによるHall電流は元のPedersen電流と同じ向きの渦電流を流し、元のPedersen電流を強めるという一種のCowlingの効果があることを裏付ける。この効果による実効電気伝導度の増大は、古典的なCowlingの効果におけるような局所的な $\sigma_1(\Sigma_1)$ と $\sigma_2(\Sigma_2)$ を用いた( $1+(\sigma_2/\sigma_1)^2$ )の積分ではなく、磁力線に沿って積分した $\sigma_1(\Sigma_1)$ と $\sigma_2(\Sigma_2)$ を用いた( $1+(\Sigma_2/\Sigma_1)^2$ )の形になる。赤道域以外ではこの積分は高さ方向におこなってもその比には大差がない。

シミュレーションの結果から見ると、この効果は実効電気伝導度を約3倍にすることを示している。一方 $\Sigma_1$ と $\Sigma_2$ の比( $\Sigma_2/\Sigma_1$ )は、赤道域以外では1.4程度であり、この場合 $\sigma_2$ の存在によって期待される実効電気伝導度の増大( $1+(\Sigma_2/\Sigma_1)^2$ )は約3で、シミュレーションの結果と一致する。また、この比は赤道で非常に大きくなり(約30)、このことが赤道増大をひきおこすと共に、この比が緯度6°付近で極小をもつことが、このあたりの緯度で観測される東西方向電流の緯度分布の極小(Hesse, 1982)を説明する。

### 文献

- Fukushima, N., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 22, 173-195, 1968.  
Hesse, D., Ann. Geophys., 38, 315-323, 1982.

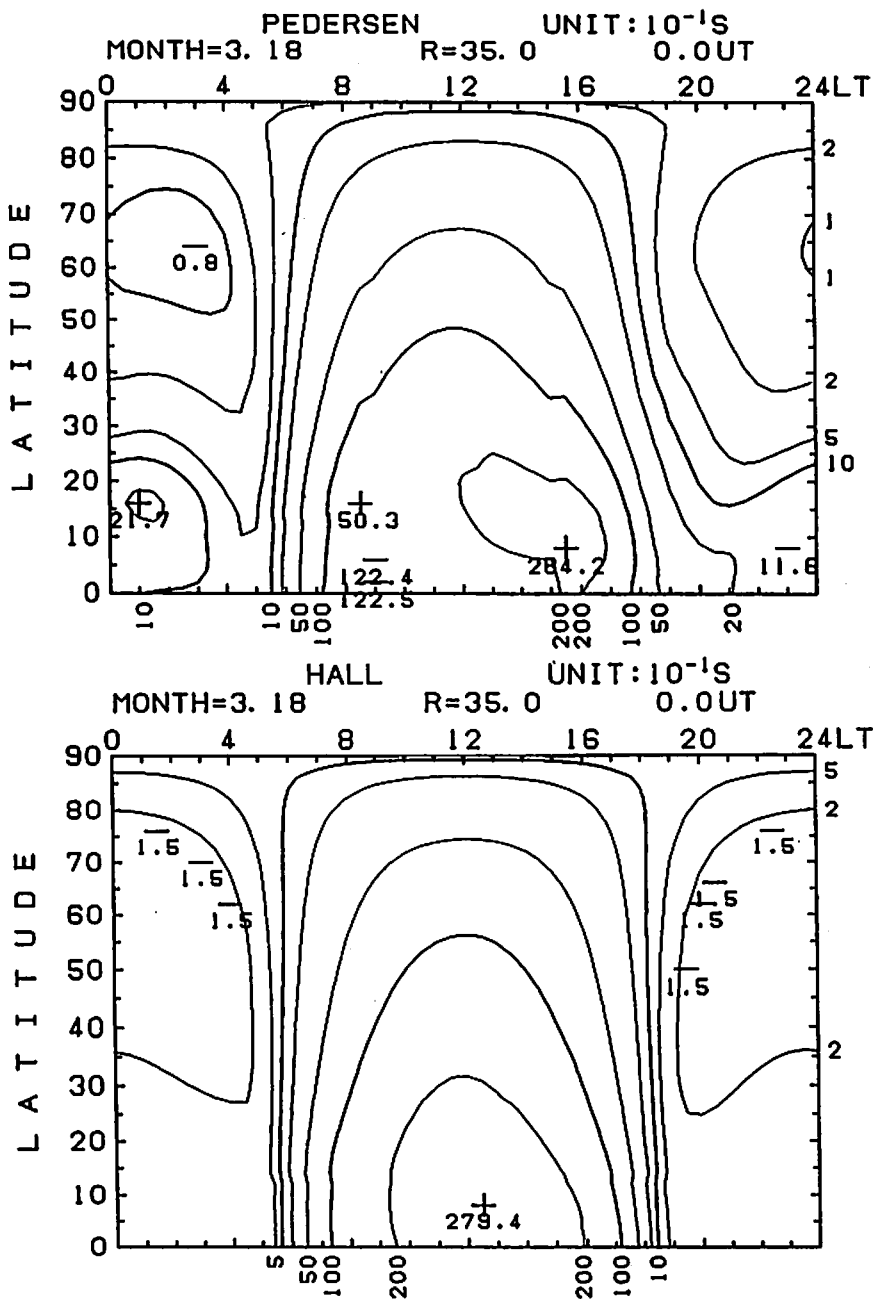


Fig. 1

Height integrated Pedersen (top) and Hall (bottom) conductivities.

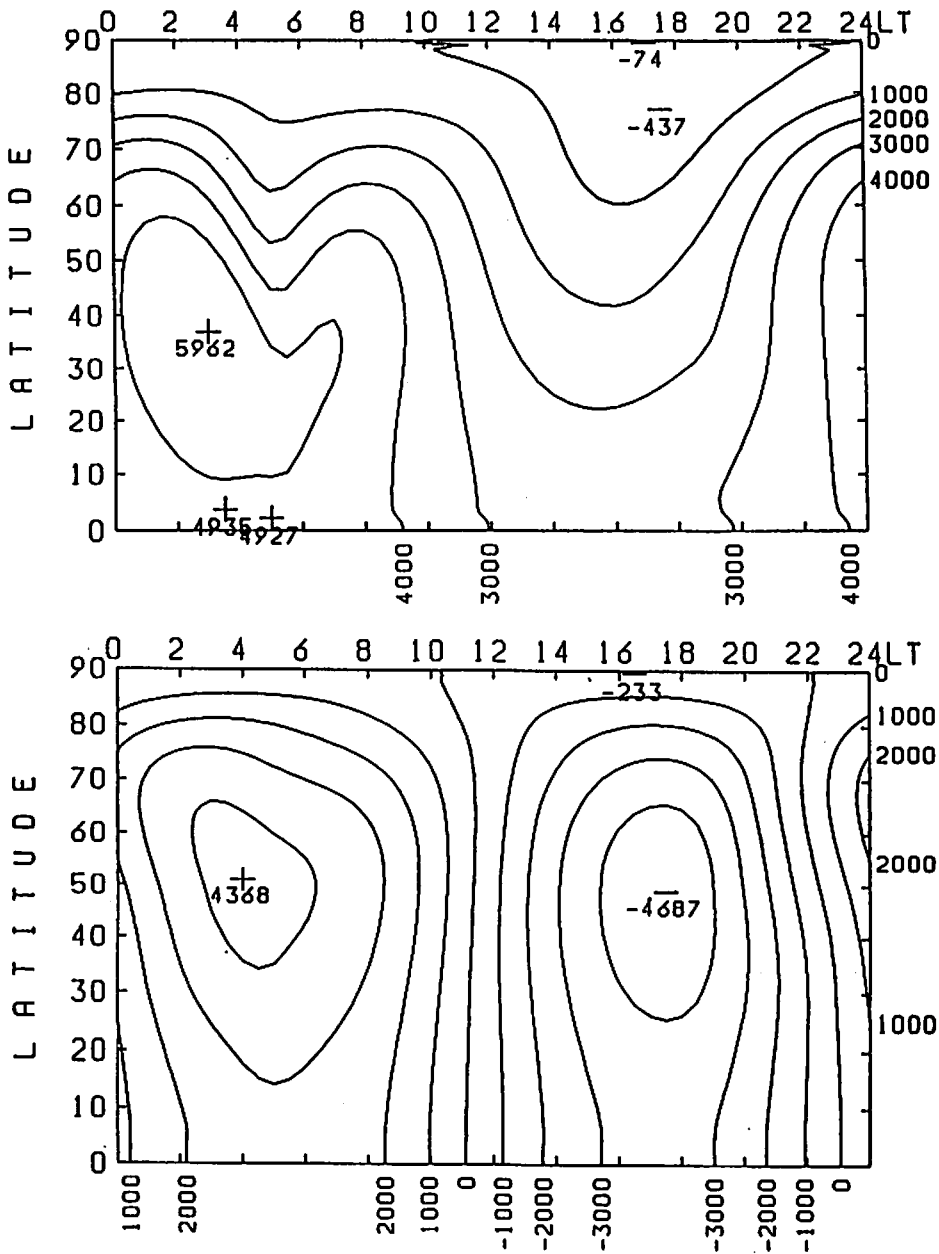


Fig. 2  
 Calculated electrostatic potential distribution at 90 km altitude  
 for cases with (top) and without (bottom)  $\sigma_2$ . Contours are drawn  
 at every 500 V.



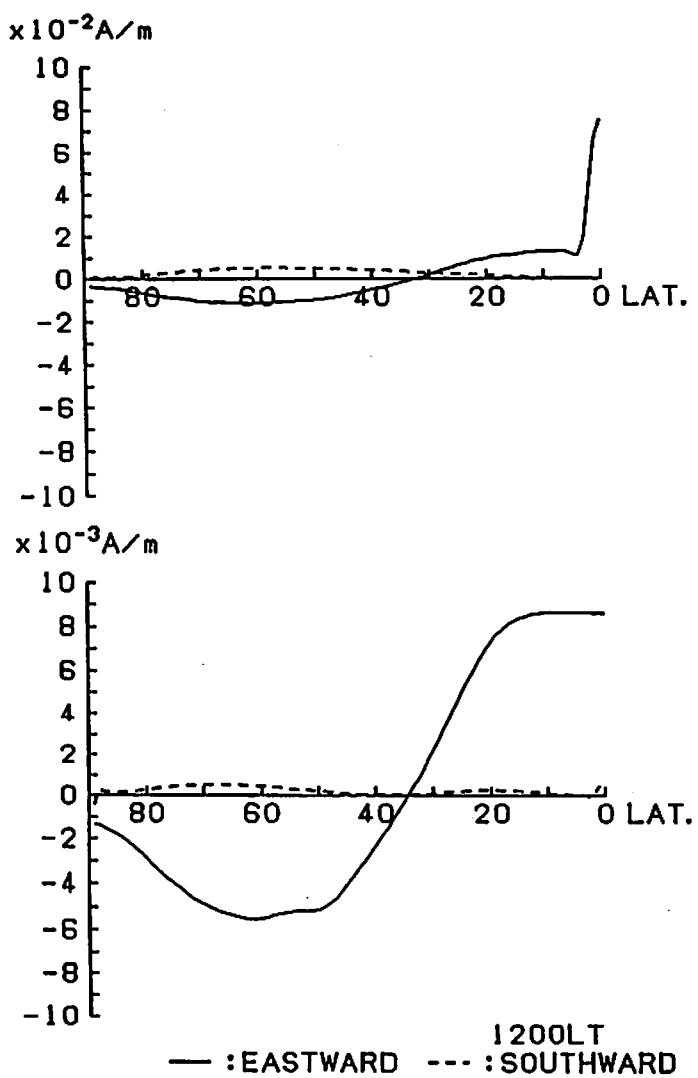


Fig. 3  
 Latitudinal distribution of height integrated eastward (solid lines) and southward (dotted lines) currents in the total ionosphere (top), at 12h LT for cases with (top) and without (bottom)  $\sigma_2$ .

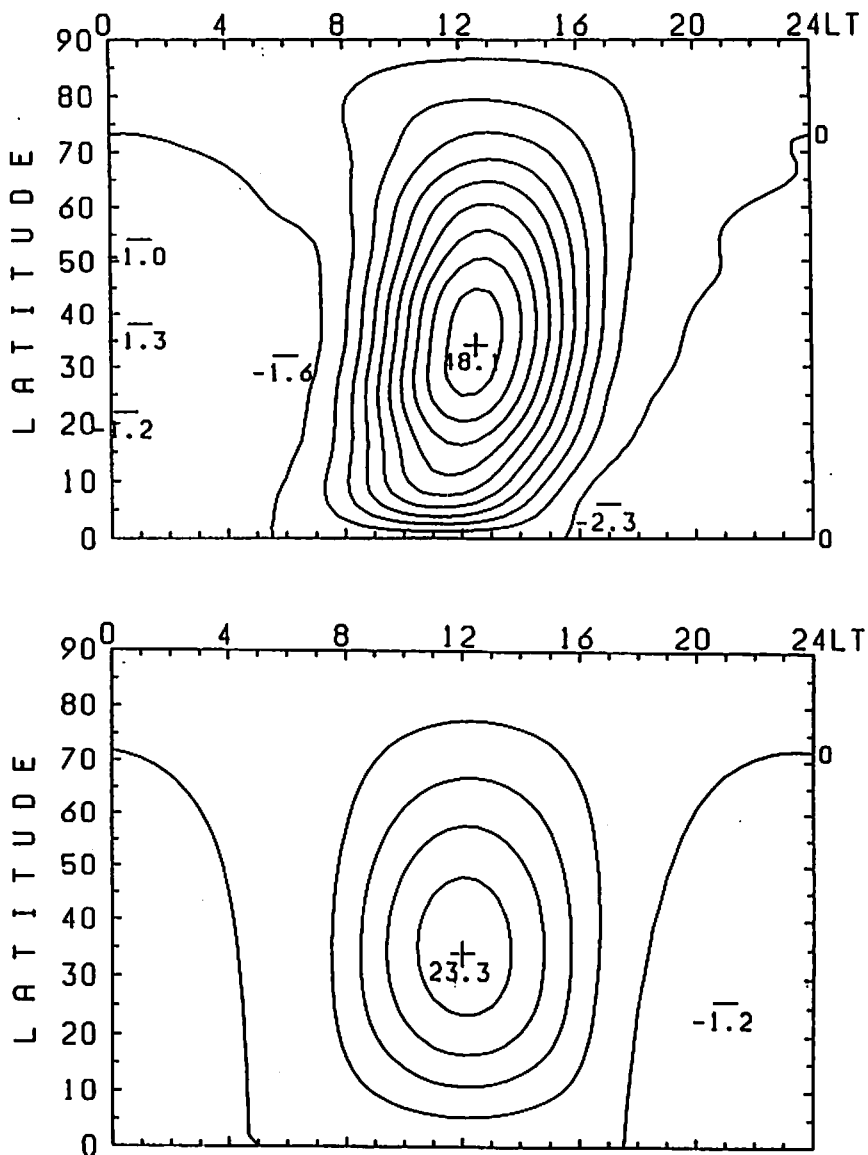


Fig. 4

Equivalent current systems representing the calculated geomagnetic field variation for cases with (top) and without (bottom)  $\sigma_2$  (bottom). Contours are drawn at every 5 kA.

R=35, MAR.

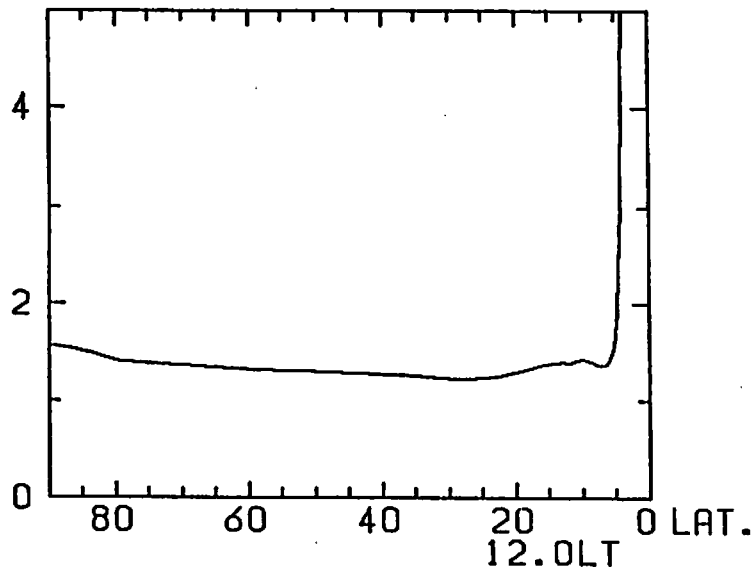


Fig. 5

Latitudinal distribution of the ratio of line-integrated Hall conductivity integrated along the magnetic field-line from the bottom (90 km altitude) of the ionosphere to the top (1000 km altitude) or to the equator to that Pedersen conductivity at 12h LT.

# ISレーダによるE領域中性風の特徴

国文学 (通観研)

K. Schlegel (Max-Planck-Institut für Aeronomie)

はじめに

1985~1990年にわたるEISCATレーダのCI-I観測モードによって得られたデータをもとに、高緯度E領域の中性風特性を解析した。磁気圏・電離圏・中間圏カップリングを研究するうえで、高緯度E領域は、きわめて興味ある領域である。というのは、磁気圏からは、粒子のふりこみ、ジュール加熱、電場等が、電離圏の中性風に影響を与え、中間圏からは、大気潮波や内部重力波等が、電離圏に伝播してくと考えられるからである。

速度の求め方

CI-Iモードではイオンドリフト速度の full vector が得られる。(Folkestad et al. 1983, Baron and Persson 1985) 101/102km, 109/110km, 117/120km 高度 (地理緯度66° N, 経度19° E, invariant latitude 66°~67°) において、E領域のために簡単化された運動量の等式 (1) (Brekke et al. 1974)

$$\vec{u} = \vec{v} - \frac{\Omega}{\nu_{in}} \times \frac{(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})}{B} \quad (1)$$

を用いて、中性風の速度ベクトルを求めた。ここで、 $\vec{v}$  は中性風の速度、 $\vec{u}$  はイオンのドリフト速度、 $\Omega$  はイオンジヤイロ周波数、衝突周波数  $\nu_{in}$  は ion-neutral 衝突周波数、 $\vec{E}$  は電場、 $\vec{B}$  は磁場である。 $\nu_{in}$  は (2) 式 (Schunk & Walker 1973)

$$\nu_{in} = 4.34 \times 10^{-10} \times n(N_2) + 4.28 \times 10^{-10} \times n(O_2) + 2.44 \times 10^{-10} \times n(O) \quad (2)$$

から、求めた。 $n(N_2), n(O_2), n(O)$  の各密度は MSIS86 モデルの値を用いた。CI-Iモードにおいては、E領域の観測領域と、F領域の観測領域がほぼ磁力線に沿っている。E領域とF領域の間に、磁場に平行な電場が無いとして、F領域の電場をマッピングして、E領域の電場を得る。つまり、F領域では、(3) 式が、

$$\vec{E} + \vec{v}_F \times \vec{B}_F = 0 \quad (3)$$

近似的に成り立つので、観測されたイオンドリフト速度  $\vec{u}$  から、電場  $\vec{E}_F$  が得られ、その  $\vec{E}_F$  をE領域にマッピングするわけである。このようにして求めた中性風の速度ベクトルを、地磁気座標系から地理座標系に変換した。(北向き、東向きをそれぞれ正とした。)

最小二乗法による各成分の推定

南北、東西各方向について、半日周期変動の振幅  $A_{12}$ 、位相  $P_{12}$ 、一日周期変動の振幅  $A_{24}$ 、位相  $P_{24}$ 、及び平均風  $A$  の5成分を推定パラメータとする最小二乗fitting を一日毎におこなった。

$$\begin{aligned} \vec{u}_i^{NS} &= A_{12}^{NS} \cos\left(\frac{2\pi}{12}(t_i - P_{12}^{NS})\right) + A_{24}^{NS} \cos\left(\frac{2\pi}{24}(t_i - P_{24}^{NS})\right) + A_0^{NS} \\ \vec{u}_i^{EW} &= A_{12}^{EW} \cos\left(\frac{2\pi}{12}(t_i - P_{12}^{EW})\right) + A_{24}^{EW} \cos\left(\frac{2\pi}{24}(t_i - P_{24}^{EW})\right) + A_0^{EW} \end{aligned} \quad (4)$$

図1は1988年8月31日の109 km高度における中性風南北成分に対する最小二乗fitting の例である。x印が、各時刻の中性風速度、曲線が、それに対するfitting curve である。最小二乗法によって推定された各成分の値を、図の下に示した。なお 観測領域の local time (LT) は、UTより1.3時間すすんでいる。(LT=UT+1.3)

季節変化

このようにして推定された各値を、横軸を day of the year としてプロットすることにより、各パラメータの季節変化を調べることができる。(図2, 図3, 図4) さらに、経年変化と day to day 変化の区別を容易にするために、年毎に、マークを変えて表示してある。マークに付随の垂直線は、推定値に対する90%の信頼区間を表わしている。ここで留意しておくことがある。我々の推定した一日周期成分、半日周期成分には、global tideのみならず、local な変動も含まれている。(global tide を抽出するためには、4~10日間の平均を行なうことが望ましい。しかし、CI-Iモードでは、それほど長い日数連続した観測が行なわれていず、そのため、我々は、一日毎のfitting を行なわざるをえなかった。)

半日周期変動 (図2) について、--- 振幅 (又は variability) については、南北、東西両成分とも、109/110km, 117/120km 高度で、春秋が夏より大きくなる傾向がある。位相に関しては101/102km で、東西成分が、南北成分に対して、3時間 (90°) 遅れる、いわゆるquadratureの関係に近い (図5)。この高度のみから断定はできないが、伝播性の大気潮波の可能性がある。

一日周期変動 (図3) について、--- 振幅 (又は variability) については、109/110kmの東西成分、及び117/120 kmの南北、東西両成分において、春秋が夏より大きい傾向が見える。位相に関しては、101/102km で、東西成分はばらつきが大きく、南北成分はばらつきが小さい。107/110km で、東西成分のばらつきが大きい。

平均風 (図4) について、--- 南北成分に関しては、3高度とも、夏に北向きの、東西成分に関しては、101/102 km, 109/110kmで、夏に東向きの、ゆるやかなピークが見える。

基本成分に対する磁気圏からの影響

中性風の基本成分 (半日周期変動、一日周期変動、平均風) が、磁気圏の状態とどのような関係にあるかを調べるために、相関解析をおこなった。(図6, 図7) 磁気圏の状態を表す策としては、Kp指数を用いた。横軸のKP AVE は、観測期間 (時間) 中のKpの平均値である。相関係数は、各図の左上すみに示されている。一日周期変動の振幅については、南北、東西両成分とも、117/120km 高度においてのみ、Kpとかなり良い正の相関がみられる。(図6) Kpの増加に伴い、これらの振幅も増加している。高緯度E領域の中性風に対する磁気圏の影響についての従来の研究 (Brekke et al. 1973, Johnson et al. 1987) 等を参考にすると、我々の結果に対していくつかの解釈が考えられる。

1) 磁気圏対流電場によるイオンの動きが、イオンドラッグを通して、中性風の変動に影響をあたえる。緯度的に固定された観測領域は、対流パターンの中を一日かけて一周することになり、一日周期変動が中性風の変動の中に見えるというわけである。(図8) Kpの増加に伴い磁気圏対流は強まり、結局、中性風の一週周期変動の振幅も増加するというわけである。この解釈を検証するための次のステップとしては、中性風と電場 (F領域イオンドリフトからとめ

る)との詳細な解析が必要であろう。2) 磁気圏からの粒子ふりこみやジュール加熱等がバックグラウンドの状態(中性風速度、大気組成、平均風それぞれの高高度分布など)を変化させ、そのため大気潮汐波の一日周期成分の伝達や減衰条件が変えられるというものである。(ただし、下方からの伝達・減衰を厳密に議論するためには、100km以下の高度の他の観測との共同研究が望ましい。)3) 電離圏内での大気潮汐波の励起・・・等である。

半日周期変動の振幅については、117/120km高度でのみ、図7に示すように、南北成分の振幅にKp依存性がみられる。Kpの増加に伴い、この振幅も増加している。Johnson et al.(1987)では、Kp大の場合は、Kp小の場合に比べて、半日周期変動の振幅が小さいという結果を出している。この点については、解析方法の違いなどにも考慮しながら今後より深い検討が必要である。

**基本成分以外の変動に対する磁気圏からの影響**

実際の中性風の変動は、基本成分以外の変動を多かれ少なかれ含んでいる。図1のように非常に良くfitした例でも、夜間に速度がdeviateしている。このdeviationの一部は、サブストーム等による磁気圏からの影響と予想される。まず、基本成分以外の変動を大まかに見積もる量として、 $\delta$

$$\delta = \sqrt{\sum_{j=1}^M (y_j - \hat{y}_j)^2 / M} \quad (5)$$

を用いた。ここで、 $y_j$ は、観測から計算によって得られた速度、 $\hat{y}_j$ は、それに対応するfitting curveの値、Mは、その日のfittingに用いたデータの総数である。図9によると、117/120km高度では、明らかに $\delta$ とKpの間に正の相関がみられる。今後、 $\delta$ を昼と夜などに細分し、それぞれでの違いを調べることで、Kpの代わりにAE indexを用いた解析等を行なう予定である。さらには、磁気圏の変動に対する、中性風の変動のresponse timeも考慮すべきであろう。

**まとめ**

EISCATレーダ観測データを用いた統計的解析により、電離圏の中性風への磁気圏からの影響を明らかにした。解析高度は、101/102km, 109/110km, 117/120kmである。中性風の基本変動成分に関しては、高度117/120kmでのみ、一日周期変動の振幅(南北、東西)、及び半日周期変動の振幅(南北)が、地磁気活動の増加にしたがって、増加する傾向が見出された。地磁気活動の増加にしたがって、高度117/120kmでは、基本変動からのdeviation(南北、東西)が、明らかに増加する傾向も見出された。

**今後の課題**

CIモードでは、観測領域が一緯度に固定されている。空間変化を調べるためには、広い緯度にわたる観測が望ましい。

北極での他の地上観測データ等が利用できれば、オーロラルオーバル、エレクトロジェット等に対するEISCAT観測領域の位置関係等を考慮にいたった総合的な研究が可能となるであろう。

Global tideと磁気圏との影響の明確な分離のためには、少なくとも、4~10日間の連続観測が望まれる。

中間圏からの大気潮汐波、内層重力波等の伝達・減衰を厳密に議論するために、100km以下の高度での観測(分反射レーダ、流星レーダ、MSTレーダ等)との共同研究が望まれる。

**謝辞**

この研究は、筆者が、科学技術庁研究員として、ドイツ連邦共和国のマックスプランク超高層物理学研究所に滞在中におこなわれた。これに関して科学技術庁、郵政省、およびマックスプランク超高層物理学研究所の関係者の方々に感謝します。EISCAT観測データの使用に関し、EISCAT関係者の方々に感謝します。

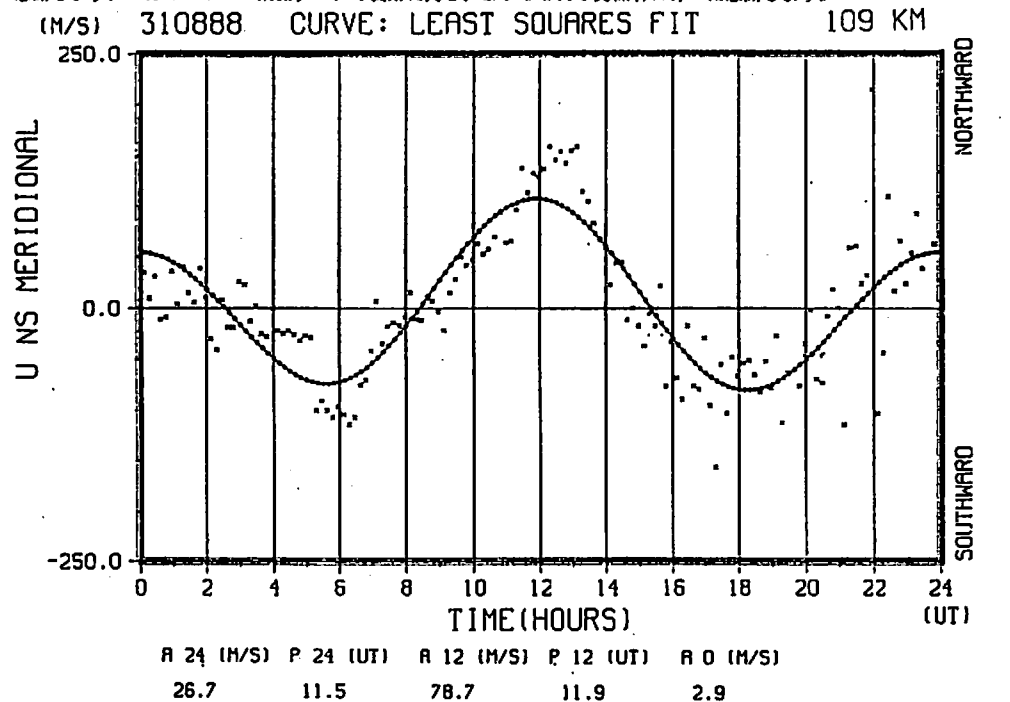


図1. 中性風変動に対する最小二乗fittingの例

Kunitake, M. and K. Schlegel (1991)

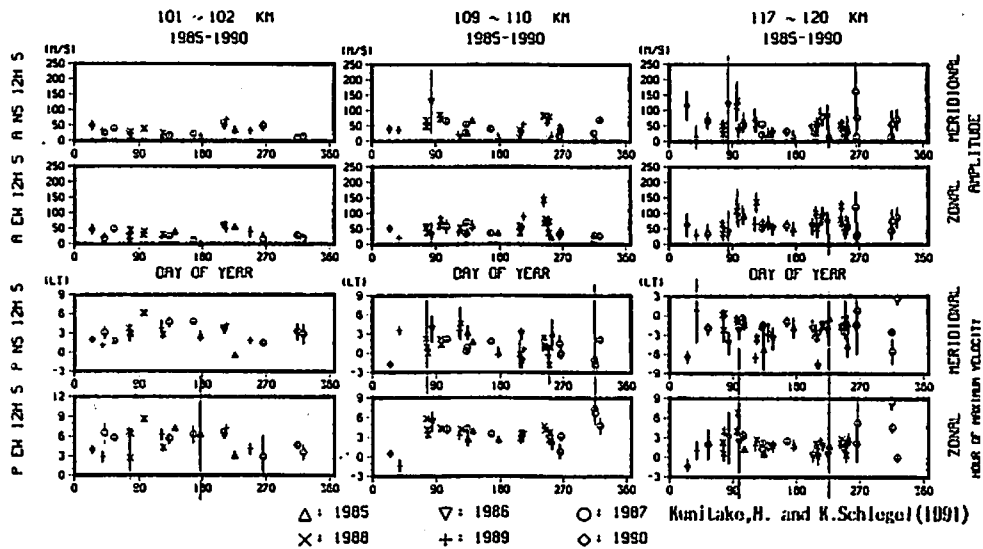


図2. 半日周風成分の各パラメータの季節変化。上から南北成分の振幅、東西成分の位相、南北成分の位相、東西成分の位相、である。左列が101/102km, 中央列が109/110km, 右列が117/120km 風速である。位相については、縦軸の符号が異なることに注意。各マークに付随の図例は、推定値に対する95%の信頼区間を表わしている。

Kunitake, H. and K. Schlegel (1991)

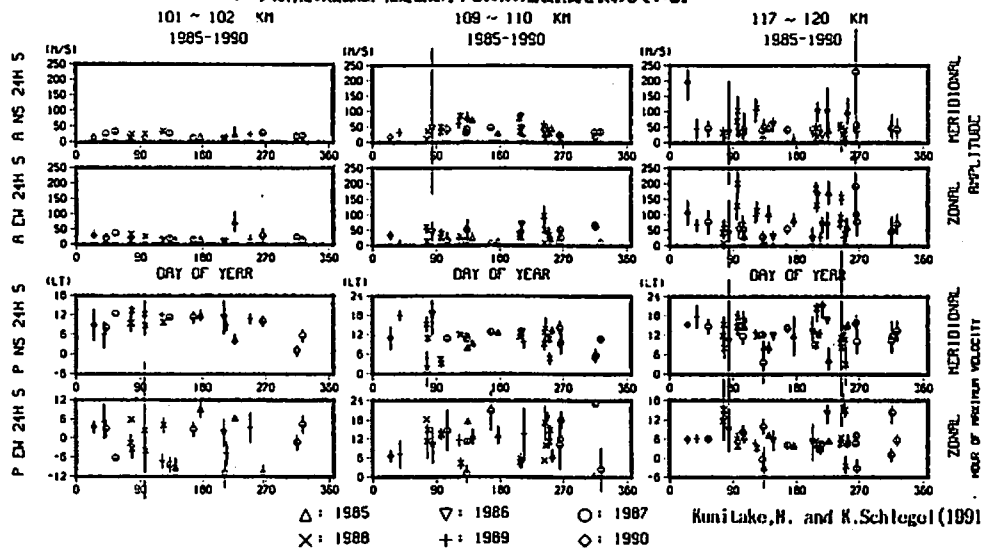


図3. 一日周風成分の各パラメータの季節変化。

Kunitake, H. and K. Schlegel (1991)

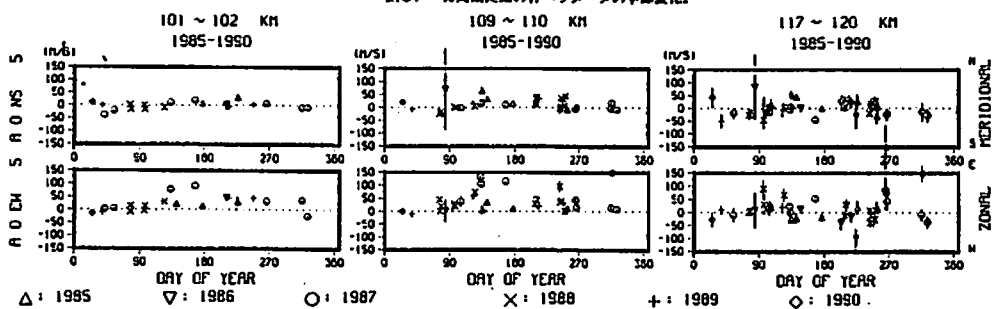


図4. 平均風の各パラメータの季節変化。上段が南北成分(北向きを正)、下段が東西成分(東向きを正)。

Kunitake, H. and K. Schlegel (1991)

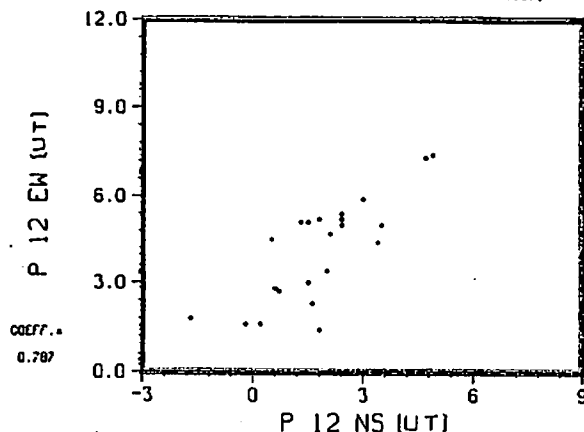
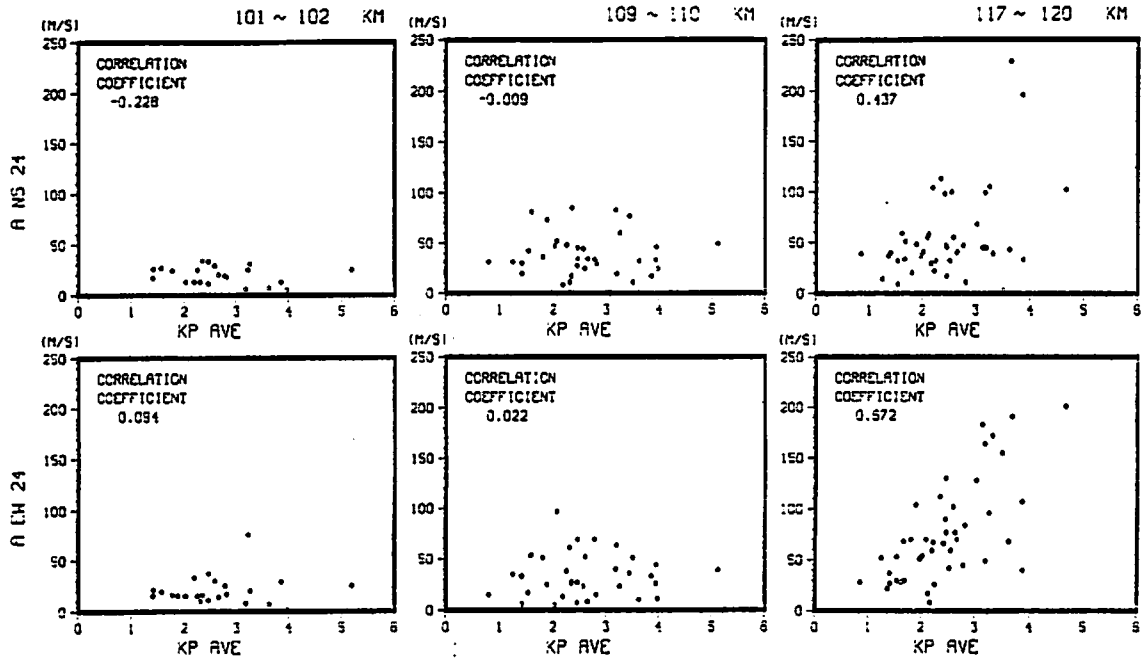


図5. 101/102km 高度における、半日周期変動の位相  
 についての、南北成分と東西成分の関係。  
 相関係数は、図の左下に示されている。

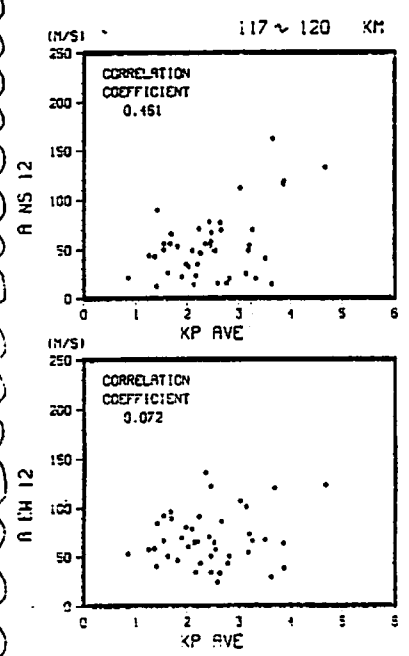
#### References

- Avery, S.K., R.A. Vincent, A. Phillips, A.H. Manson, and G.J. Fraser (1989) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 51, 595-608
- Boron, M.J., and K. Persson, (1985) EISCAT Technical Note 85/43, Kiruna
- Brekke, A., J.R. Doupnik, and P.M. Banks (1973) *J. Geophys. Res.*, vol. 78, 8235-8250
- Brekke, A., J.R. Doupnik, and P.M. Banks (1974) *J. Geophys. Res.*, vol. 79, 2448-2456
- Folkestad, K., T. Hagfors, and S. Westerlund (1983) *Radio Sci.*, vol. 18, 867-879
- Forbes, J.M. (1990) *Adv. Space Res.*, vol. 10, (6) 251-(6) 259
- Forbes, J.M. and D.F. Gillette (1982) A.F.G.I. Report, No. AFGL-TR-82-0173(1)
- Forbes, J.M. and M.E. Hagan (1988) *Planet. Space Sci.*, vol. 36, 579-590
- Forbes, J.M. and F. Vial (1989) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 51, 649-661
- Foster, J.C. J.-P. St.-Maurice, and V.J. Abrev (1983) *J. Geophys. Res.*, vol. 88, 4885-4897
- Glass, M., R. Bernard, J.L. Fellous, and M. Massebeuf (1978) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 40, 923-931
- Redin, A.E. (1987) *J. Geophys. Res.*, vol. 92, 4649-4662
- Heppner, J.E., and N.C. Maynard (1987) *J. Geophys. Res.*, vol. 92, 4467-4489
- Huuskonen, A., T.S. Virdi, G.O.L. Jones, and P.J.S. Williams (1991) *Ann. Geophysicae*, (to be submitted)
- Jacka, P. and R.A. Vincent (1989) *Planet. Space Sci.*, vol. 37, 943-954
- Johnson, R.M., V.B. Wickwar, R.G. Roble, and J.G. Luhmann (1987) *Ann. Geophysicae*, vol. 5A, 383-404
- Johnson, R.M. (1990) *Adv. Space Res.*, vol. 10, (6) 261-(6) 275
- Kirkwood, S. (1986) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 48, 817-826
- Kunitake, H. and K. Schlegel (1991) *Ann. Geophysicae*, (in press)
- MacLeod, R. and R.A. Vincent (1985) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 47, 567-574
- Manson, A.H. (1990) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 52, 971-980
- Manson, A.H. and C.E. Meek (1984) *Planet. Space Sci.*, vol. 32, 1087-1099
- Manson, A.H., C.E. Meek, R. Schminder, D. Kurschner, R.R. Clark, H.G. Müller, R.A. Vincent, A. Phillips, G.J. Fraser, W. Singer, and E.S. Kazimirovsky (1990) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 52, 175-183
- Röttger, J. and W. Meyer (1987) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 49, 689-703
- Rüster, R. (1984) *Adv. Space Res.*, vol. 4, 3-18
- Senior, C., D. Fontaine, G. Caudal, D. Alcayde, and J. Fontanari (1990) *Ann. Geophysicae*, vol. 8, 257-272
- Schunk, R.W. and J.C.G. Walker (1973) *Planet. Space Sci.*, vol. 21, 1875-1896
- Telenbaum, D., S.K. Avery and A.C. Riddle (1986) *J. Geophys. Res.*, vol. 91, 14539-14555
- Virdi, T.S., G.O.L. Jones and P.J.S. Williams (1986) *Nature*, vol. 324, 354-356
- Virdi, T.S., and P.J.S. Williams (1989) *Adv. Space Res.*, vol. 9, (5) 83-(5) 86
- Williams, P.J.S., and T.S. Virdi (1989) *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 51, 569-577



Kunitake, M. and K. Schlegel (1991)

図6. 一日周期変動の振幅と、地磁気活動との関係。  
 上段が南北成分、下段が東西成分。左列が101/102km、  
 中央列が109/110km、右列が117/120km 高度である。  
 横軸のKP AVEは、観測時間中のKpの平均値である。



Kunitake, M. and K. Schlegel (1991)

図7. 半日周期変動の振幅と、  
 地磁気活動との関係。  
 (117/120km 高度)  
 上段が南北成分、  
 下段が東西成分。



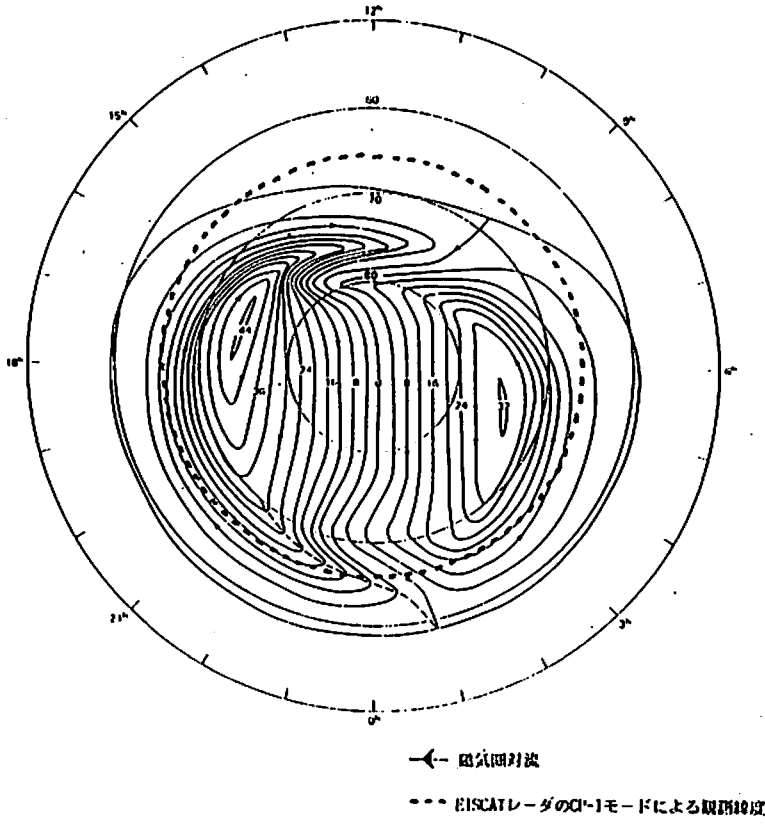
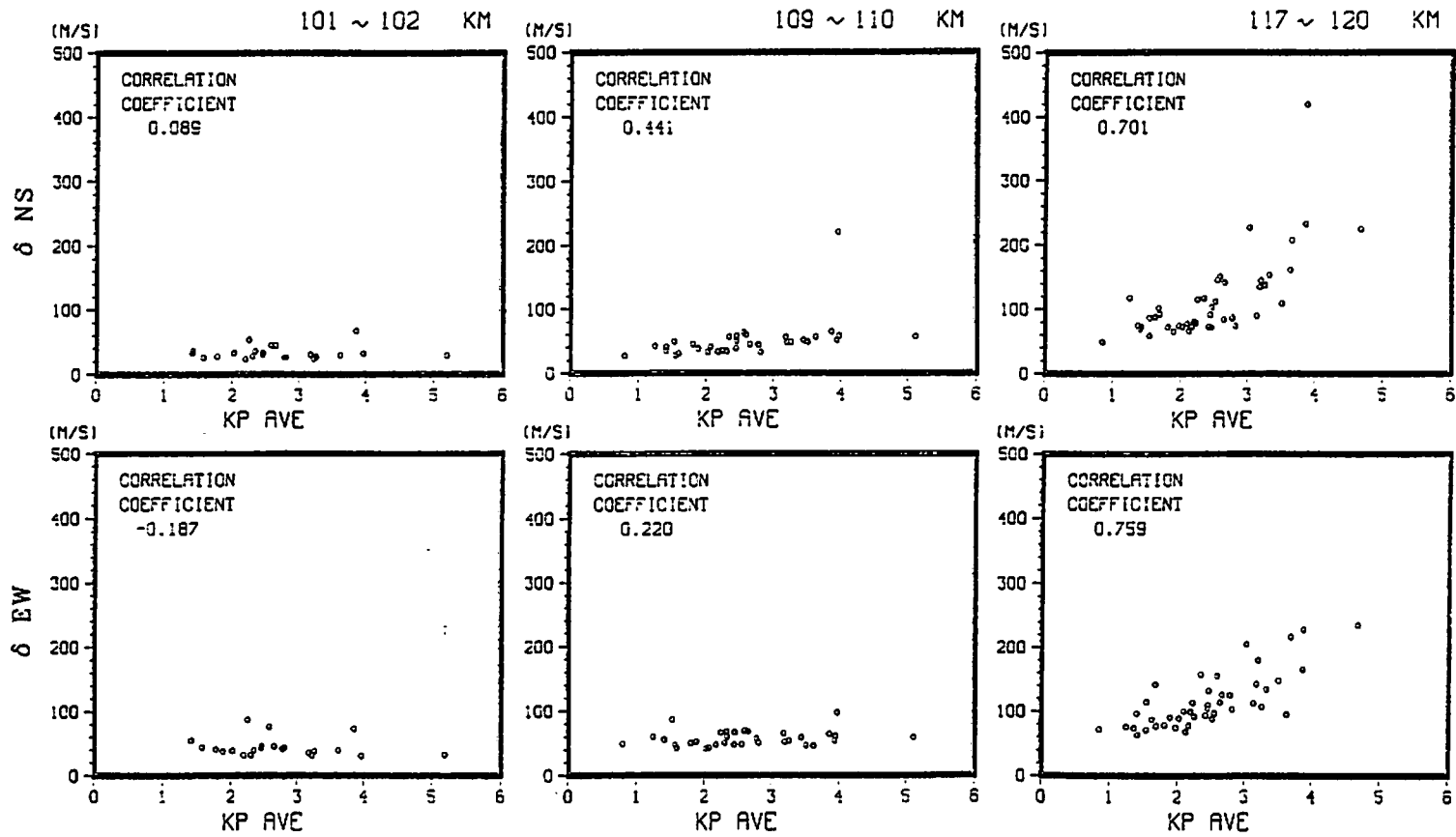


図8. EISCATレーダのO-1モードによる観測強度と、電気同対法電場パターン (Ikppner & Maynard 1987) の位置関係の模式図。



Kunitake, M. and K. Schlegel (1991)

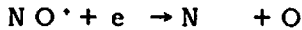
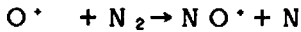
図9. 速度の (fitting curve からの) deviation  $\delta$  と、地磁気活動との関係。上段が南北成分、下段が東西成分。左列が101/102km, 中央列が109/110km, 右列が117/120km 高度である。

## 地磁気嵐に伴う電離圏擾乱

田中高史（通総研）

### 1. 電離圏の基本過程と異常

熱圏中には、極端紫外線と極域の高エネルギー粒子落下により、大気の電離が発生する。生成されたイオンと光電子は、イオン化学反応や大気分子衝突のプロセスのもとに電離圏を生成する。従って電離圏の変動の最も大きな要素は、電離源の変化の直接の反映である日変化、季節変化である。しかし電離圏にはこれだけでは説明の出来ない多くの変動があり、特に地磁気擾乱時には複雑な変化が現われる。これらの変動の発生には、大気化学過程に加え各種のダイナミックス効果が大きく影響している。電離圏のイオン化学反応は複雑な連鎖となっているが、最も重要な点は、 $\text{O}^+$ イオンが電子と直接反応して消滅するのではなく、



の二段階の反応で消滅し、この二つの反応のうち電子密度を決定するのが $\text{O}^+$ イオンと $\text{N}_2$ の反応となっている点である。この結果電子の分布は $\text{N}_2$ の量に規定され、大気成分の変化や電離圏自身のダイナミックスをより敏感に反映することになる。

電離圏の分布は電離源の変動が最も大きな要素となって決まっているとはいうものの、静穏状態においても既にダイナミック効果が現われている。各種の異常と呼ばれる現象はそれらの結果であり、いくつかの例を示すと以下のようなになる。

#### (1) 季節異常

中緯度電離圏の昼間の電子密度は夏より冬が大きい。これは太陽天頂角から期待されるものと逆である。しかし夜間は夏が大きく正常である。これは大気ダイナミックスと、その結果である大気組成変化の反映である。

#### (2) 赤道異常

昼間から夕方にかけて、赤道上での電子密度は亜赤道帯の電子密度より小さくなる。これも太陽天頂角から期待されるものと逆であり、赤道付近での電場によるプラズマ輸送が原因である。

#### (3) Nighttime maximum

シベリヤ地方や南米の先端地方では、夏の間電子密度は真夜中に最大となる。

これは大気ダイナミックスの効果である。これらの地方は地理緯度に比べた時、地磁気緯度がもっとも低くなっている。

#### (4) 中緯度トラフ

中緯度と高緯度の境のあたりで、夜間に電子緯度分布の極小が現われる。これは磁気圏対流電場によるプラズマドリフトが原因である。

#### (5) 半年変動

電離圏の季節的变化では年変化より半年変化が大きい。これは大気ダイナミックスが原因である。

### 2. 電離圏不安定

電離圏中にはさまざまな不安定が発生し、古くからスプレッドFとして観測されてきた。不安定の最も顕著なものは赤道のプラズマバブルである。プラズマバブルの発生にはレーリテラ不安定とともに電場も影響を与えているので、電離圏擾乱時に電場変動が起こると赤道不安定の発生に変調を与えることがあり得る。同様のことは中緯度でも発生し、スプレッドFやシンチレーションの発生に対する磁気嵐効果はいろいろな論文で報告されている。赤道では地磁気嵐の回復時に朝側で、シンチレーションがトリガされることが多い。

中緯度での電離圏不安定はよく解明されていないので、磁気嵐効果の研究が重要である。一般に中緯度では電場不安定が卓越するが、中性大気運動が関与することもある。中緯度での電離圏不安定に関する唯一の正確な理論は、北半球で北東向き電場によって発生するPerkins不安定である。

### 3. 電離圏の擾乱

電離圏分布には静穏状態においてもダイナミックス効果が現われていることを述べたが、これがより顕著に現われるのが擾乱時である。擾乱時の研究から普段は隠れている電離圏の性質をよりよく知ることができる。いわば系の非定常応答を見ることによって系の性質がより明確に分かるようなものである。

#### (1) 電離圏嵐負相

磁気嵐時の最も顕著な変化は汎地球的な電子密度の低下であり、電離圏嵐と呼ばれる。これは極域加熱に伴う大気循環の変動によって、季節異常と類似のメカニズムが働くものである。電離圏嵐は夏半球で低緯度まで張り出すが、冬半球では高緯度に限定される。最近のTGCMによるシミュレーションでは冬半球

はよく再現されているが、夏半球はなかなか再現出来ないようである。

## (2) 電離圏嵐正相

電離圏嵐中では電子密度の低下が著しいが、よく見ると電子密度の増大も起こっている。これらの原因として赤道向き大気風と東向き電場による電離圏上方ドリフトが重要であるが、赤道向き大気風の発生は負相の分布と関連しているのが特徴であり、ともに大気循環が原因となっている。

電場の擾乱として顕著なものに、evening enhancementがある。これは磁気緯度60度付近で観測され、明確な季節非対称があり、夏半球でのみ発生する。その発生はDstの減少時に一致している。

赤道では負相より正相が顕著である。これをよく見ると、赤道異常が消滅したため正相が発生していることがわかる。このように地磁気擾乱によって異常が取り除かれ、正常になる場合もある。

## (3) 中緯度の電場擾乱

熱圏擾乱に起因する電離圏擾乱とは別に、磁気圏電場の低緯度侵入による変動があることは昔から予想されていた。最近ではISレーダ観測から、電場侵入は実際に起こっていることが確かめられている。磁気圏電場侵入により赤道異常の拡大と電離圏不安定の発生が起こる場合があることも観測されている。

日本において静止衛星の運用が本格化するにつれて、それまで極域と磁気赤道付近にしか発生しないとされていたマイクロ波帯衛星電波の電離圏シンチレーションが、地磁気嵐時に中緯度においても発生するのが観測された。VHF帯においては、従来から中緯度でも衛星電波のシンチレーションが観測されているが、このマイクロ波シンチレーションはVHFシンチレーションとは全く様相を異にするものである。この原因として、東向き磁気圏電場が中低緯度に侵入して赤道異常の拡大を起こし、その結果赤道異常帯クレフトの外側付近に形成される電子密度の急勾配域に大規模なダクト構造が作られ、マイクロ波シンチレーションの発生に到るといふ、一連の中低緯度電離圏擾乱現象のメカニズムが考えられている。

マイクロ波シンチレーション発生の前兆として、バックグラウンドの電離圏構造に大きな変動が起こるが、日本、台湾、フィリピン、オーストラリアを結んだ南北両半球にわたる電離圏観測チェーンのデータを調べると、前兆となる電離圏構造の変動が、赤道異常の日本付近までの拡大という解釈で説明できることが分かる。この結果は、それまで赤道異常は磁気嵐時には縮小するとされていたのに反して、短期間だけ急激に拡大する場合もあることを示しており、地磁気嵐に伴って低緯度電離圏中に過渡的な東向き電場が発生する現象を示すも

のである。h'Fの変動とHFドップラのデータからも、赤道異常の拡大開始と同時に赤道から中緯度にわたった広範囲の領域で、電離圏高度の一斉上昇が始まっていることが分かり、東向き電場が強まり赤道異常が拡大したという解釈はさらに裏付けられる。

赤道異常の拡大とそれに続いてマイクロ波シンチレーションが発生するのは日没から真夜中の際に限られており、かつ日本が夕方側に位置している時間帯に地磁気嵐の主相が発達する時に限られている。また赤道異常の拡大に対応して極域擾乱が発生していても、その大きさはまちまちであり、環電流が発達しているという条件がより重要である。赤道異常の拡大を起こす電場は、E層電気伝導度の低下する夜間に磁気圏から侵入してきたものであり、環電流が成長している時には、極域擾乱に伴って夕方側で大きな東向き電場の侵入が起こるということになる。

必ずしもマイクロ波シンチレーションの観測につながらない場合も含めれば、日本が夕方側にある時に地磁気嵐が発達したときには、ほとんどの場合中低緯度電離圏中に赤道異常の拡大による変動が発生している。またこれらの中低緯度電離圏中の変動はサブストームのエネルギー蓄積過程ですでに始まっている。夕方側であっても、環電流が発達していない時にサブストームが発生した場合には、余り大きな電場の侵入は起こらず、環電流が発達してサブストームがその中心をより低緯度側へシフトさせて発生した時に、大きな電場の侵入が起きる。

衛星の観測でシンチレーション現象が地上とトップサイドの双方から立体的に観測されている例を見ると、シンチレーションに対応して拡大した赤道異常帯のクレフトの外側付近に大規模なダクト構造が形成されている。また日本の電離圏観測チェーンのデータから、クレフトの外側では赤道異常の拡大に伴って急な電子密度勾配が発生していることが分かる。ダクト構造は、地上から観測された全電子数のデータにも、鋭い落込みとして観測される。

### Acknowledgement

The author referred in this paper many data presented by the members of Communication Research Laboratory. He want to express many thanks to those people.

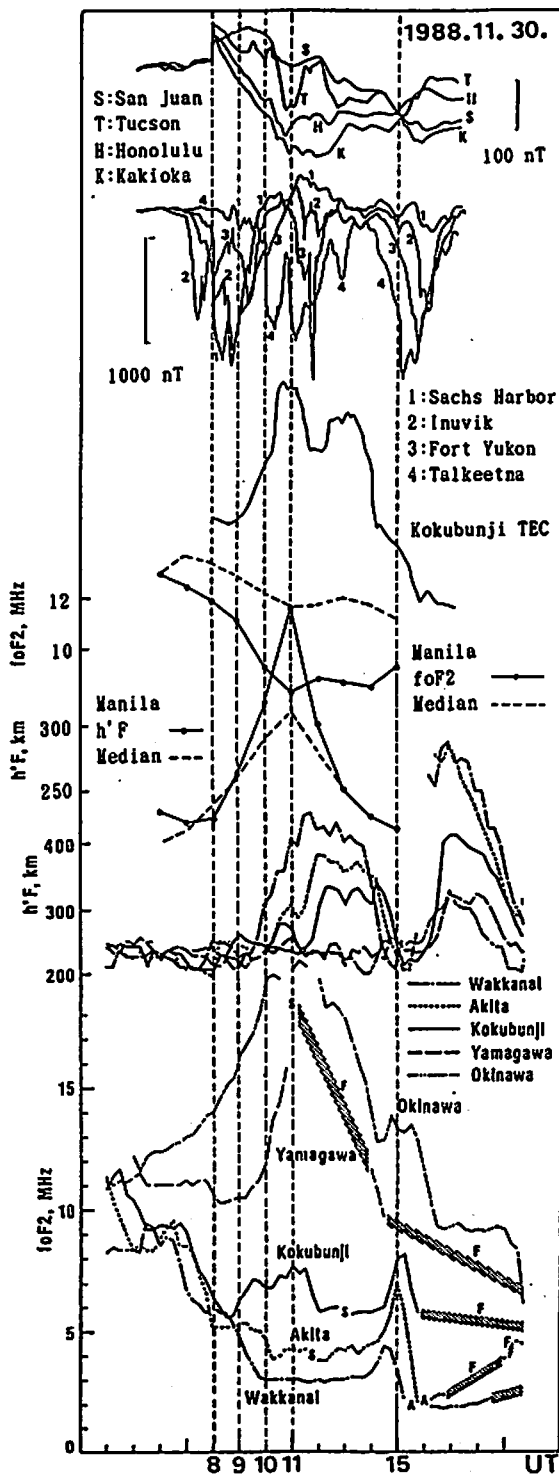
### references

- Blanc, M., Midlatitude convection electric fields and their relation to ring current development, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 203-206, 1978.
- Ogawa, T., K. Sinno, M. Fujita and J. Awaka, Severe disturbances of VHF and GHz waves from geostationary satellites during a magnetic storm, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 24, 637-644, 1980.
- Tanaka, T., The worldwide distribution of positive ionospheric storms. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 103-110, 1979.
- Tanaka, T., Severe ionospheric disturbances caused by the sudden response of evening subequatorial ionospheres to geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 86, 11335-11349, 1981.
- Tanaka, T., Low-latitude ionospheric disturbances : Results for March 22, 1979, and their general characteristics, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 1399-1402, 1986.
- Tanaka T., An important role of electric field reversals for the initiation of gigahertz scintillations at midlatitude during geomagnetic storms, *J. Geomag. Geoelectr.*, 39, 659-679, 1987a.
- Tanaka, T., ISIS 2 observations of the irregularity distribution during the low-latitude ionospheric disturbance event caused by the magnetospheric electric field, *Ann. Geophys.*, 5A, 421-428, 1987b.

### figure captions

#### Figure 1.

Observational results of low-latitude magnetic field at San Juan, Tucson, Honolulu and Kakioka (top panel), high-latitude magnetic fields at Alaska meridian chain (second panel), TEC at Kokubunji (third panel), h'F at Manila (4-th panel), foF2 at Manila (5-th panel), h'F at five ionosonde stations in Japan (6-th panel) and foF2 at five ionosonde stations in Japan (bottom panel).





## E層イレギュラリティの微細構造と運動

小川忠彦<sup>\*</sup>、山本 衛<sup>#</sup>、深尾昌一郎<sup>#</sup>、津田敏隆<sup>#</sup>、加藤 進<sup>#</sup>  
(\* 通総研・平磯、 # 京大・超高層)

MUレーダの5ビームを用いて、1989年6月16日2100 LT ~19日1900 LT 及び19日2300 LT~20日0630 LT の間、夏季のEs層に伴う波長3.2mのFAI(Field-Aligned Irregularities)によるコヒーレント散乱エコーの連続観測を、距離分解能600m、時間分解能約20秒で行った。なお、この間の6月18日2200 LT ~2400 LT では距離分解能を150mに変更した。上記観測期間中、Es活動は極めて活発で、日没後から翌日の午前中にかけてレーダエコーが受信された。スプレッドF層に伴う夜間のF層FAIのMUレーダによる観測結果は既に報告されているが、今回のE層観測により、夜間の中緯度Es層FAIの運動や微細構造が初めて明らかにされた。

今回用いた5ビームの方位角と天頂角を図1に●印で示す。ビーム3と4は100 km高度で磁力線と直交するが、他のビームはこの関係が少しずれる。図2は5ビームを平面に投影したものである。図3はビーム3についてビーム半値幅(灰色)、磁力線とレーダ波ベクトルとのなす角度(A; Aspect Angle)及びレーダレンジの関係をE層付近の高度について示したものである。FAIによるコヒーレントエコーは $89^{\circ} \leq A \leq 91^{\circ}$ を満たす範囲から返ってくる事実から、全てのビームは100 kmを中心としたE層高度のFAIを確実に捕らえることができる。

図4に、6月17~19日にビーム4で観測されたエコーパワーのRTI図を示す。日没後に高高度(遠い距離)に現れた強いエコーが時間とともに低高度(近い距離)の弱いエコーに移行する。この傾向は、他の観測期間についても同様である。なお、6月18日2200 LT ~2400 LT のエコー(距離分解能150m)は観測可能な距離範囲が限られていることに注意。

中緯度E層のFAIはGradient-Drift不安定(別名、Cross-Field 不安定)で発生することはほぼ確実である。6月18日0300~0400 LT のエコーパワーのRTI図を図5に示す。図5に対応するレーダ視線方向のドップラー速度を図6に示す。全ての速度は $\sim 20$  m/sで遠ざかる方向を向いており、これは $E \times B$ が北向き成分、すなわち $E$ ( $\sim 0.8$  mV/m)は東向き成分を持っていることを示している。この東向き成分に加えて、 $E$ に下向き(上向き)の成分があるとEs層の上側(下側)はGD不安定になる。このように、図5のエコーはGD不安定で説明できる。事実、図7のドップラースペクトルはGD不安定によるスペクトル形をしている。6月19日0000~0200 LT と0630~0830 LT のエコーも同様のメカニズムで説明できる。

図8に示すように、6月18日の0000~0130 LT においてエコーパターンに10分程度の繰返し周期を持つstriationが現れた。このstriationはGD不安定が大気重力波で変調されたためと考えられる(このような現象は夏季の夜間ではかなり普遍的な現象である)。さらに興味ある事実は、幾つかのエコー領域内において、別の重力波成分で変調されたドップラー速度の方向反転が存在し、反転の境目に強いエコーが現れていることである。これらの観測事実は、図5のような安定した層状エコーを説明し得る単純なGD不安定では説明できない。重力波(中性風)を考慮したGD不安定理論が必要である。

図8に似た現象が6月18日の夜間にも観測された。結果を図9に示す。重力波によるエコーパターンの変調は明らかである。図10のドップラースペクトルは特定の距離においてダブルピークを示しており(これに対して、図9から明らかのように、スペクトルからモーメント法で求めたドップラー速度は遠ざかるセンスを示す)、距離分解能(150m)以下

の短波長のかなり激しい乱流状態が出現していることがうかがえる。striationに加えて、この様な激しい乱流の発生機構の解明は将来課題として非常に興味がある。

図9の観測の後に距離分解能を150mに上げた。結果を図11に示す。striationやドップラー速度の変調は図8と図9に似ているが、特筆すべきは、150mあるいはそれ以下の空間スケールを持つ、非常に細かい乱流構造が存在することである。

以上をまとめると、①時間・高度的に安定して存在するエコー (FAI)はGD不安定で説明できる、②夜間に現れる、大気重力波による変調を受けエコー強度のstriationはドップラー速度で見るとかなり複雑な内部構造を有しており、単純なGD不安定では説明できず、重力波を含んだGD不安定理論の構築が必要である、③striation内においては、150mあるいはそれ以下の空間スケールを持つ、非常に細かい乱流構造が存在する、などである。これらは、赤道やオーロラ帯で観測されたE層FAIに見られない興味ある事実を包含しており、理論的検討とともに、さらに観測データを積み重ねることが必要である。

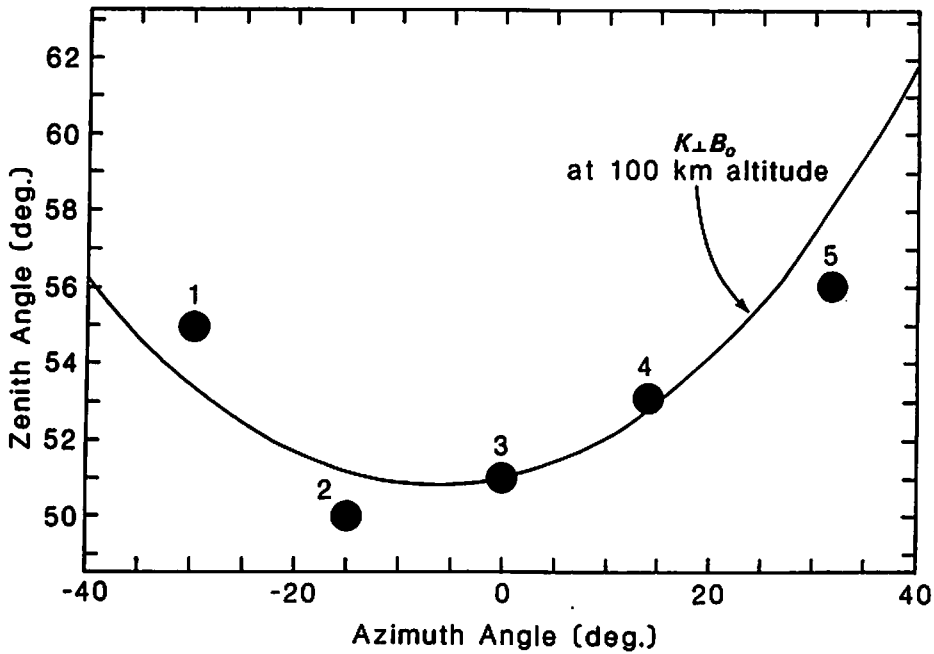


図1 5ビーム(ビーム番号1~5)の方位角と天頂角。実線カーブで与えられるビーム方向では100 km高度でレーダ波ベクトル(k)と磁場ベクトル( $B_0$ )が直交する。

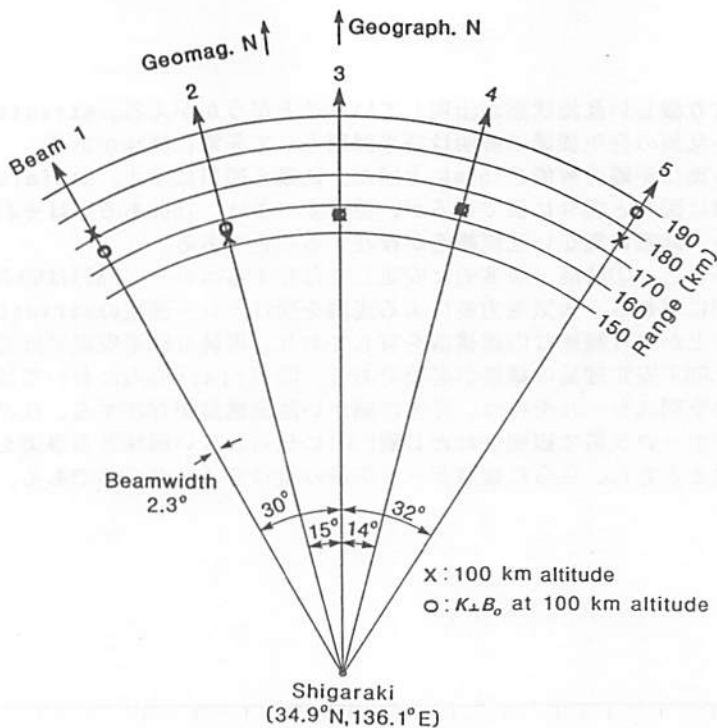


図2 5ビームの平面配置図。X印はビーム中心方向が100 km高度になる距離を、○印はビーム内の100 km高度でレーダ波ベクトルと磁場ベクトルが直交する距離を表わす。両者はビーム3、4では一致するが、他のビームでは一致しない(図1参照)。

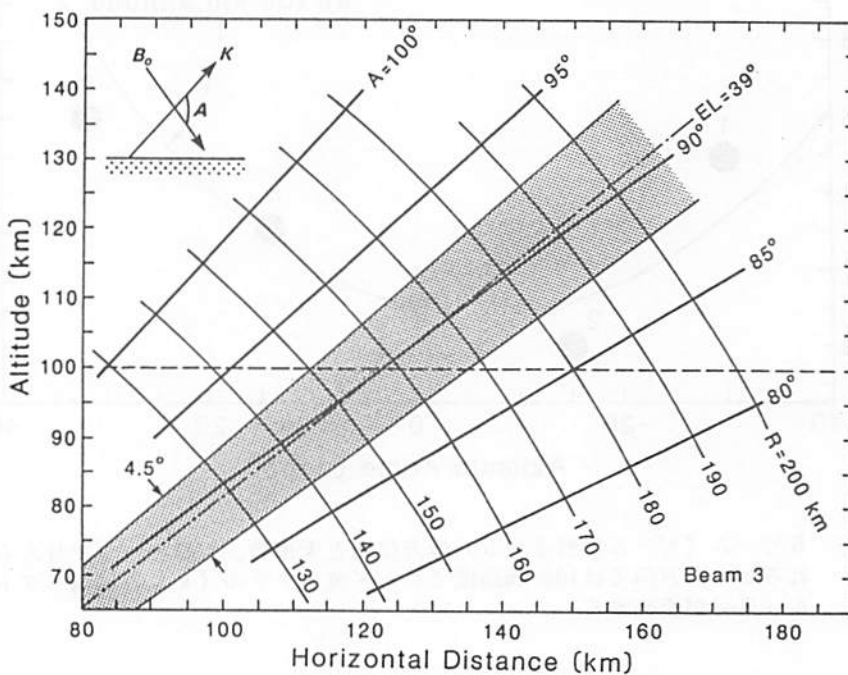


図3 垂直面内におけるビーム番号3(仰角 $EL=31^\circ$ )のビーム配置図。Aはaspect angle、Rはレーダ距離を表わす。ビーム中心は高度100 kmで磁力線と直交する。

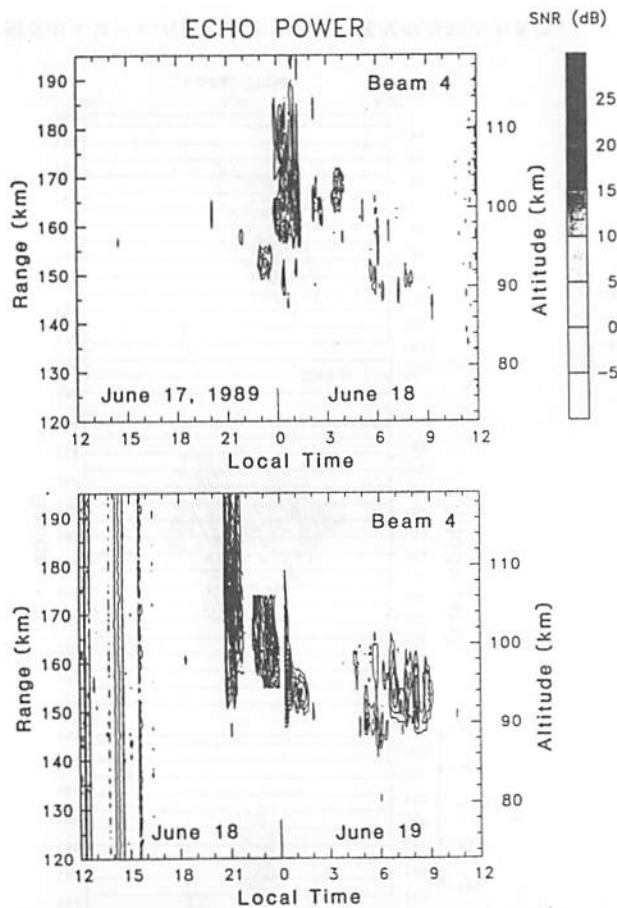


図4 1989年6月17日～19日にビーム番号4で観測されたエコーのRTI図。6月18日2200LT～2400LTのエコー（距離分解能150m）は観測可能な距離範囲が限られていることに注意。ビーム中心に沿った距離を高度に変換したものが右側のスケール。

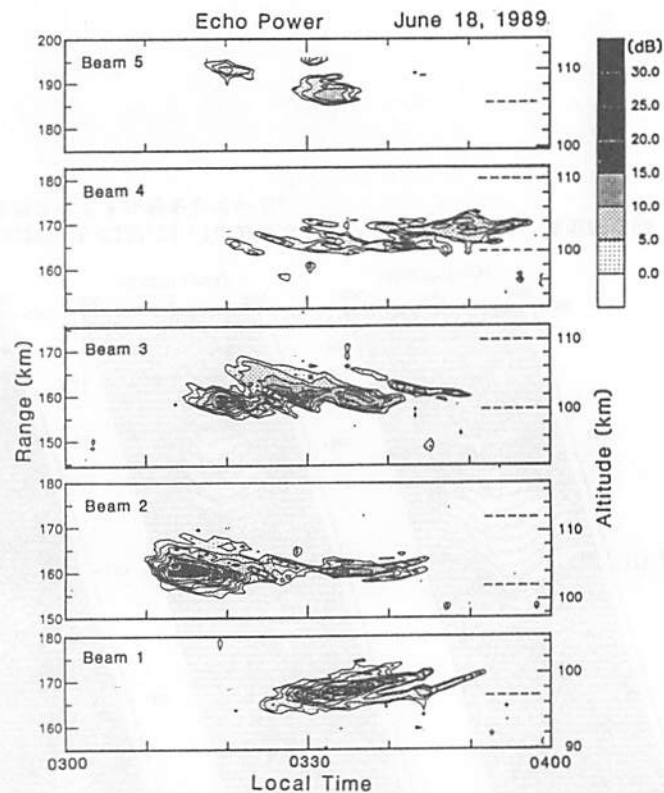


図5 1989年6月18日0300～0400 LT に5ビームで観測されたRTI図。右側の縦軸はビーム中心に沿った距離を高度に変換したもので、これに対して、ビーム内の100 km高度でレーダ波ベクトルと磁場ベクトルが直交する方向に沿って測った距離を高度に変換した場合の100 kmと110 km高度の位置を図中の右端の横破線で示す（ビーム2、3、4については100 kmと110 km、ビーム1、5については100 kmのみを表示）。両者の高度スケールはビーム3、4では一致するが、他のビームでは一致しない（図1参照）。右側の高度スケールで見たエコー高度域は各ビームごとに違っているが、横破線の高度スケールで見たエコー高度域は全てのビームにおいて100～110 kmとなり、妥当な結果である。すなわち、エコーは強い aspect sensitivityを持っていることが分かる。

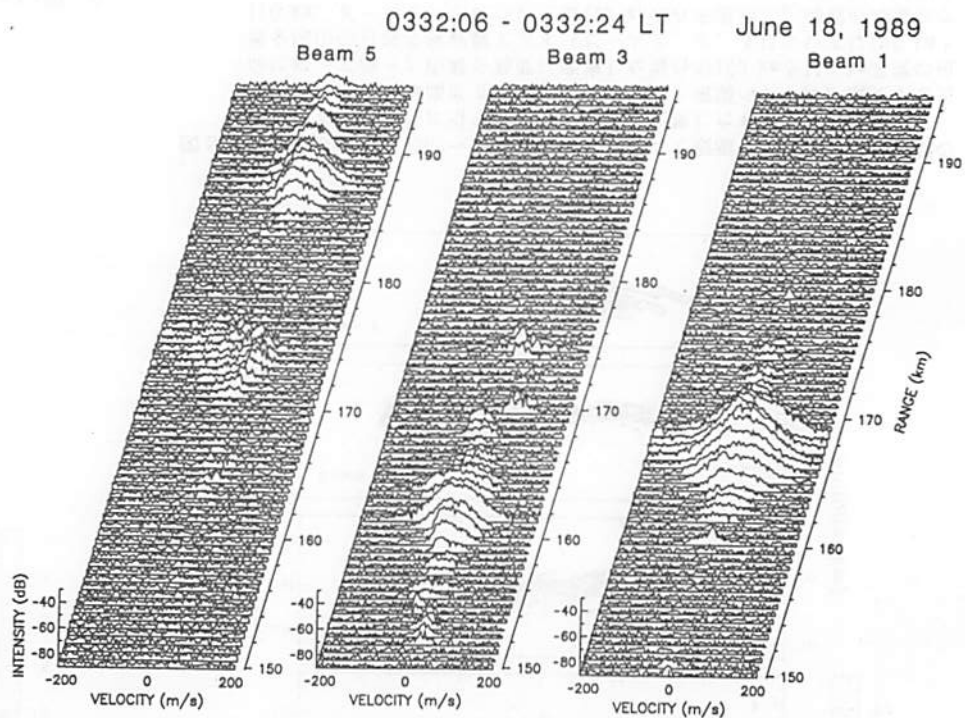
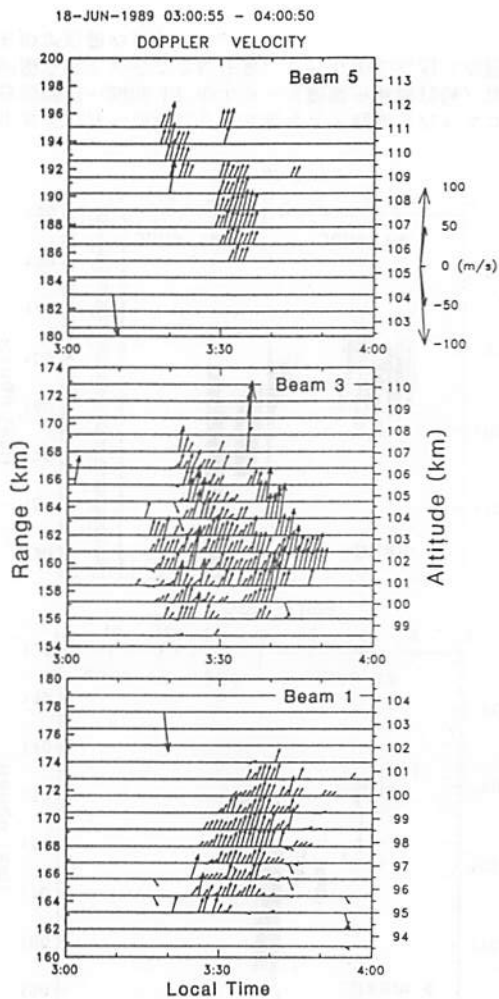


図7 図6の0332:06-0332:24 LTにおけるドップラスペクトル。典型的なGD不安定のスペクトル形をしている。

図6 図5のエコーに対応したドップラ-速度の方向と大きさ。

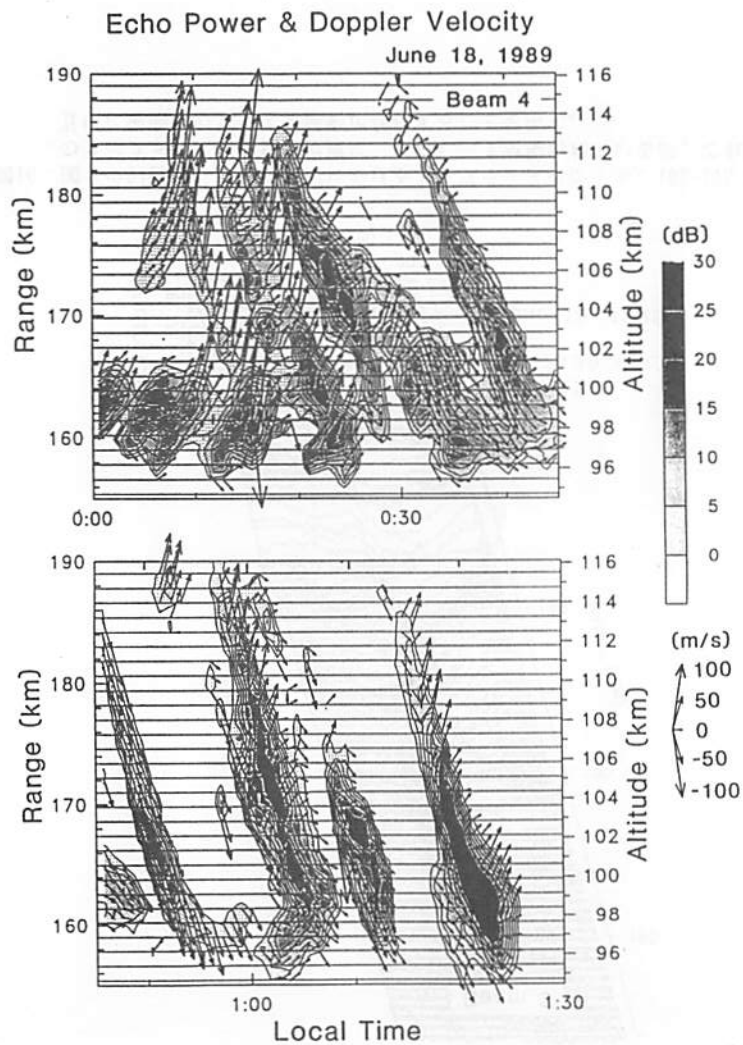


図8 1989年6月18日0000~0130 LT にビーム番号4で観測されたRTIにドップラー速度を重畳したもの。

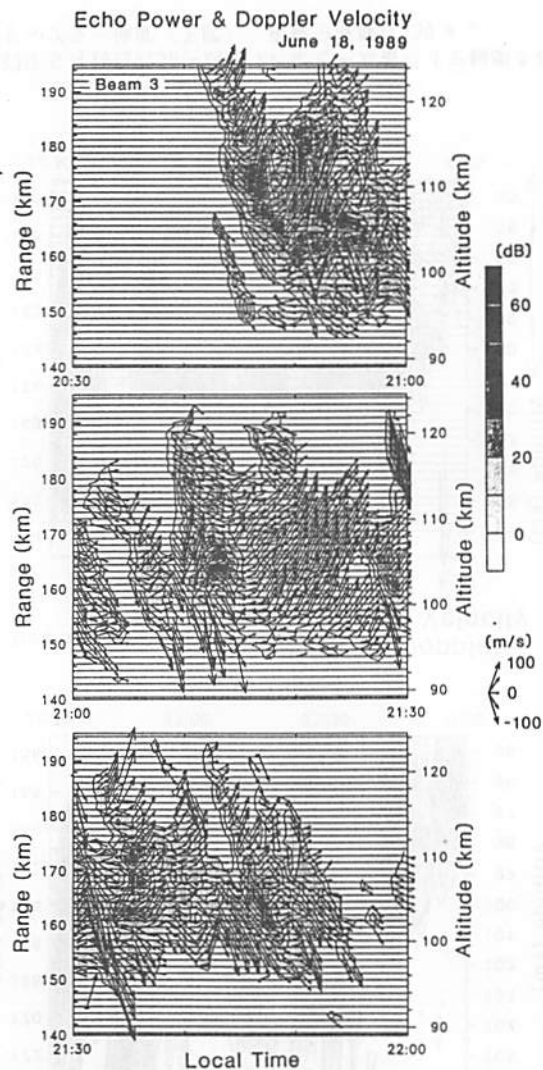


図9 1989年6月18日2030~2200 LT にビーム番号3で観測されたRTIにドップラー速度を重畳したもの。

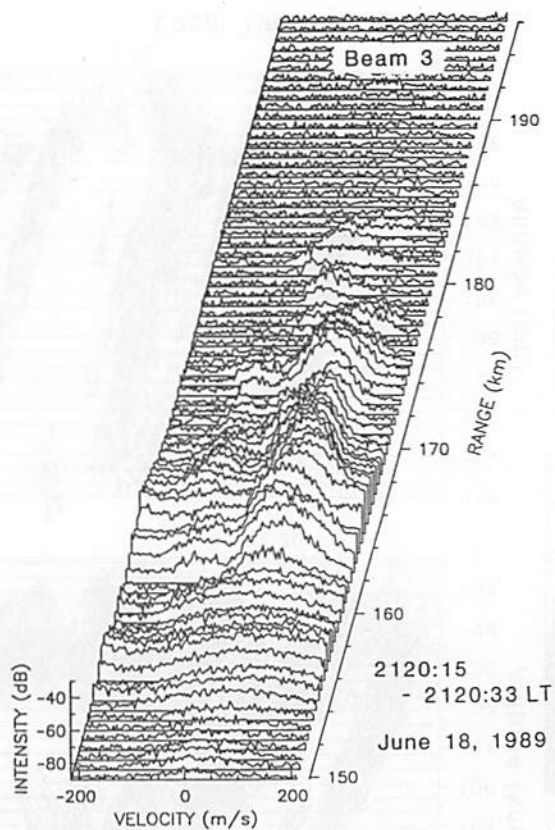


図10 図9の2120:15-2120:33 LTにおけるドップラスペクトル。162-175 kmのスペクトルには正負の位置に二つのピークが現われているが、これは、互いに逆向きのプラズマ運動が存在することを示す。

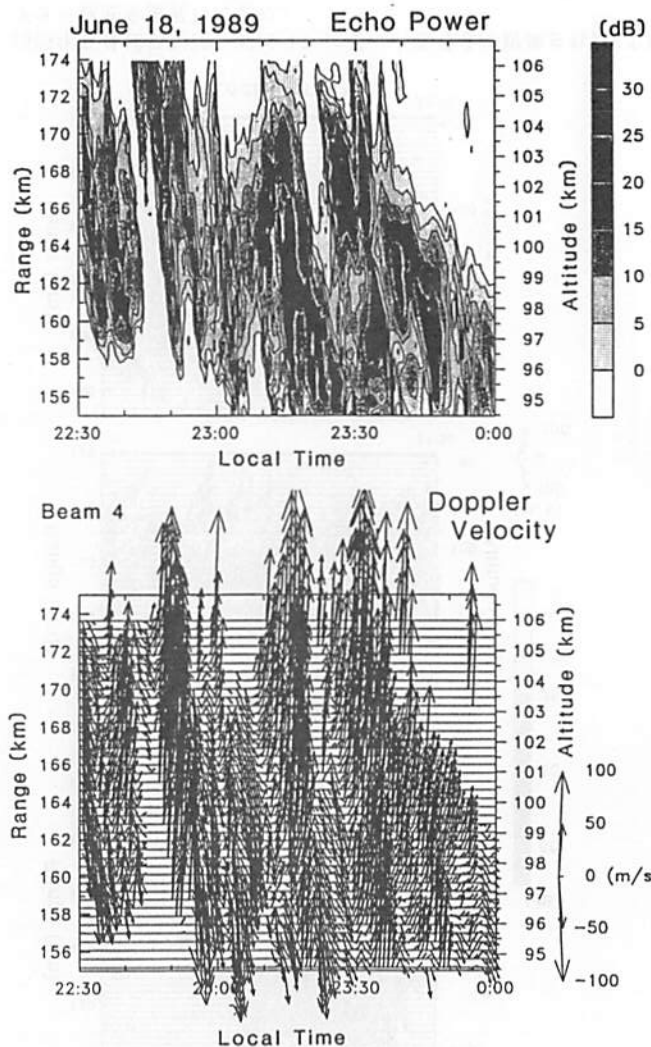


図11 1989年6月18日2230~2400 LT にビーム番号4で観測されたRTI (上図) とドップラー速度 (下図)。距離分解能は150 m。

# MU レーダーによって観測された 電離圏 E 領域イレギュラリティのモホロジー

山本 衛、松本 崇、深尾 昌一郎、津田 敏隆、加藤 進 (京大超高層)  
小川 忠彦 (通総研平磯)

The MU radar located at Shigaraki, Japan ( $34.9^{\circ}\text{N}$ ,  $136.1^{\circ}\text{E}$ ) can observe field-aligned irregularities in the *E* region. This paper investigates daily and seasonal variations of occurrence frequency of echoes from the irregularities. We have conducted the observations during 16–26 June 1989, 23–26 October 1989, 25–28 December 1989, 18–25 June 1990, 27–30 November 1990, and 25–27 December 1990. The radar beam was steered to the zenith angle of  $51^{\circ}$  so that the beam was perpendicular to the geomagnetic field at the altitude of 100 km. For most observations, the observed range was set to be 120–196 km with the range resolution of 600 m which covers the altitude region of 74–125 km.

In order to show the activity of the field-aligned irregularities, the percentage occurrence of echoes was statistically analyzed as follows. We divided the observation data into time-height bins of 30 minutes  $\times$  2.4 km range. For each bin, the number of echoes with the signal-to-noise ratio (SNR) over 0 dB was counted, and was divided by the total number of data. The percentage occurrence is averaged over the whole observation periods to obtain the typical daily variation.

In June, near the summer solstice, it is found that the irregularities appear after the times of the sunset and the sunrise of the *E* region, which is regularly repeated day after day in both 1989 and 1990. The variance of the SNR is larger for the post-sunset echoes in 20–1 LT than for the post-sunrise echoes after 4 LT. As for the seasonal variation of the echo occurrence, the irregularities were less active in winter than in summer. In winter months, the echoes appeared earlier in time, which may be associated with the difference in time of the sunset. The limited number of data in October showed fairly active irregularities though they were less active than in summer.

The ionogram observed at Shigaraki has shown that the activity of post-sunset echoes is associated with that of the sporadic-*E* layer in the nighttime. The activity of the post-sunrise echoes, on the other hand, does not show clear correlation with the sporadic-*E* layer. Although the sporadic-*E* layer is very active in the daytime, we could not find irregularity echoes in the afternoon, implying that the irregularities may be dumped by the high conductivity in the daytime *E* region.

As for other features of the irregularity echoes, it was found on 25 October 1989 that echo power showed fluctuations with a short period of 2–3 minutes, which was much shorter than the Brunt-Väisälä period in the *E* region.



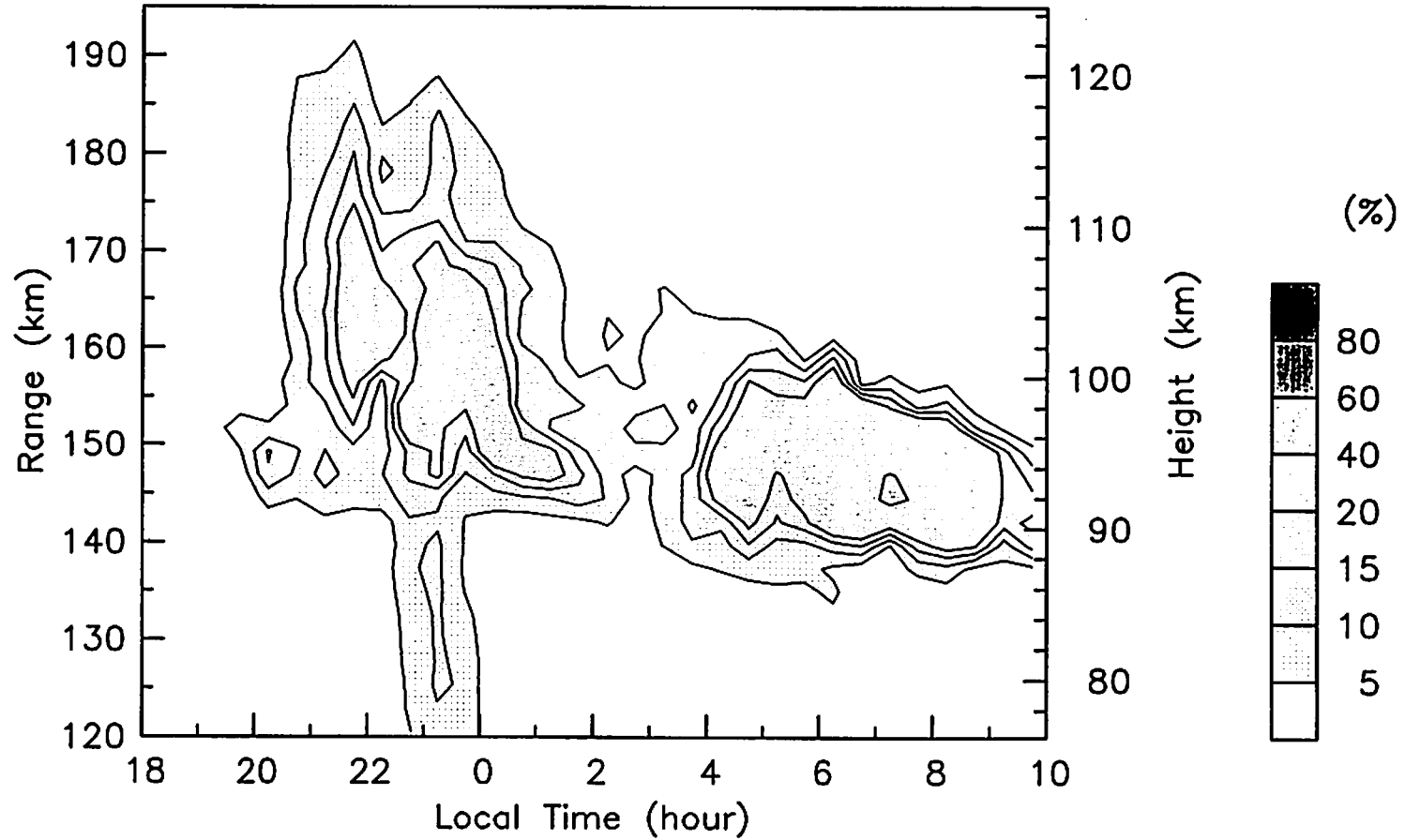


Fig. 1. Occurrence frequency of field-aligned echoes with signal-to-noise ratio above 0 dB found within a time-height bin of "30 min  $\times$  2.4 km range". The data obtained during nights were averaged over the period of 16-26 June 1989.

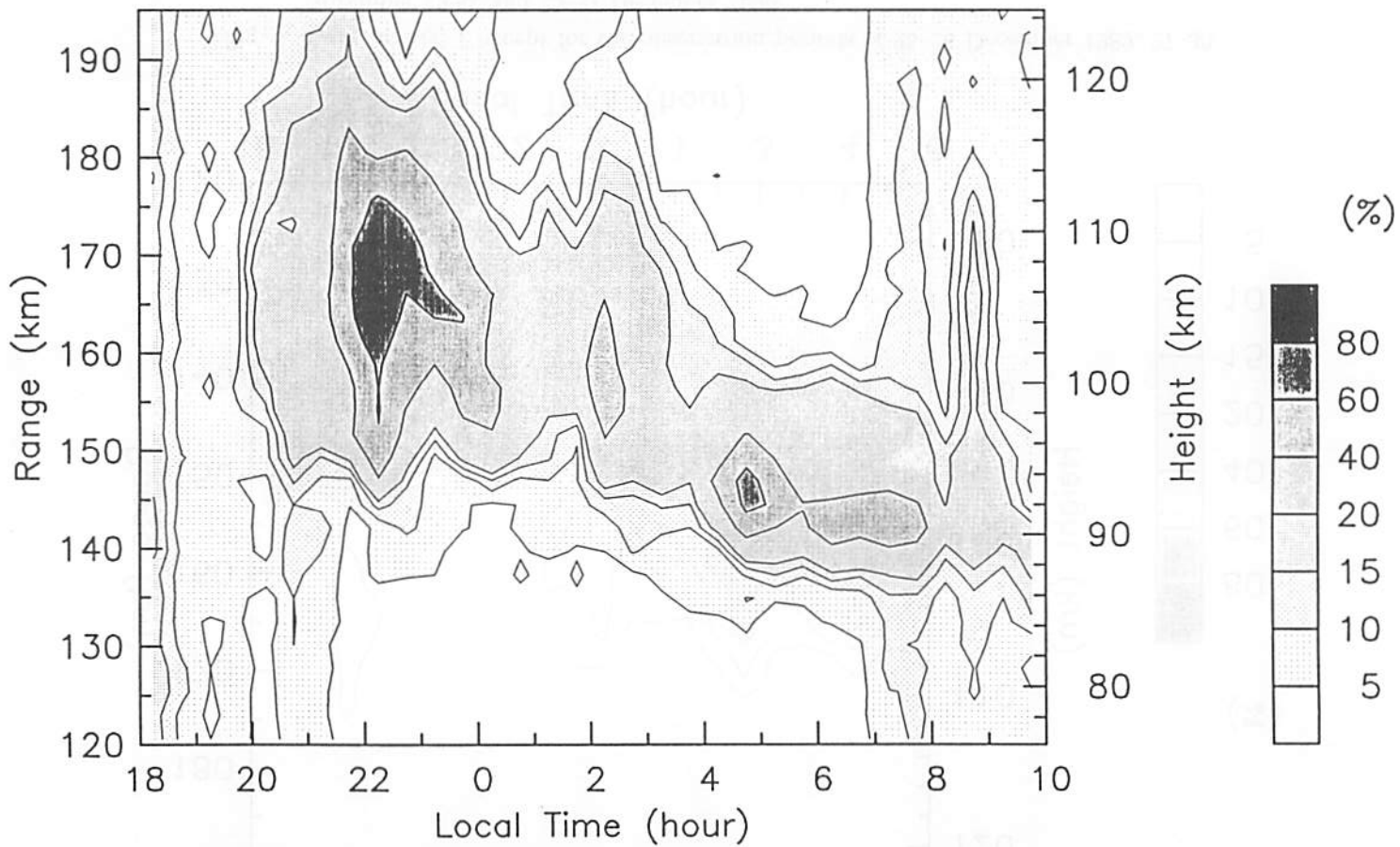


Fig. 2. Same as Fig. 1 except for the observation period of 18-25 June 1990.

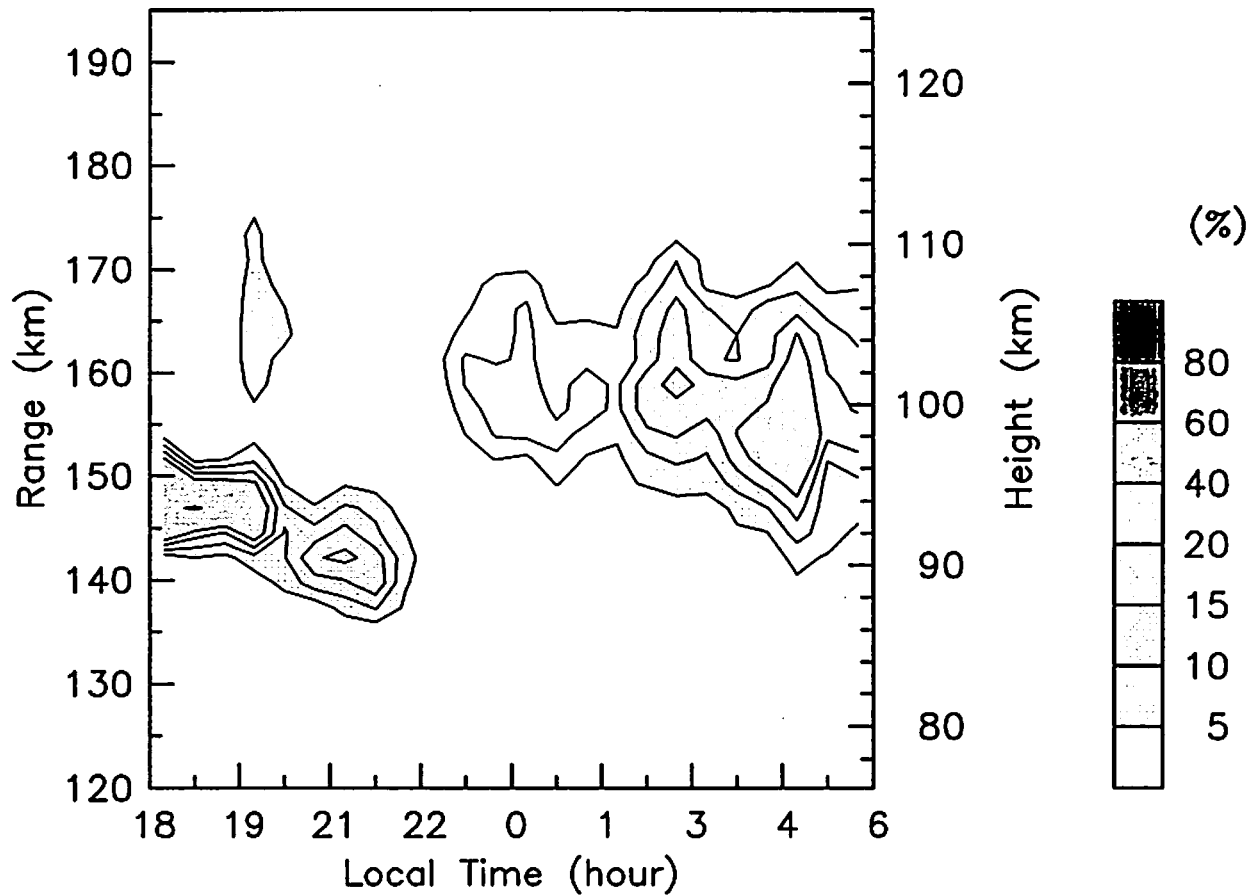


Fig. 3. Same as Fig. 1 except for the observation periods of 25-28 December 1989, 27-30 November 1990, and 25-27 December 1990.

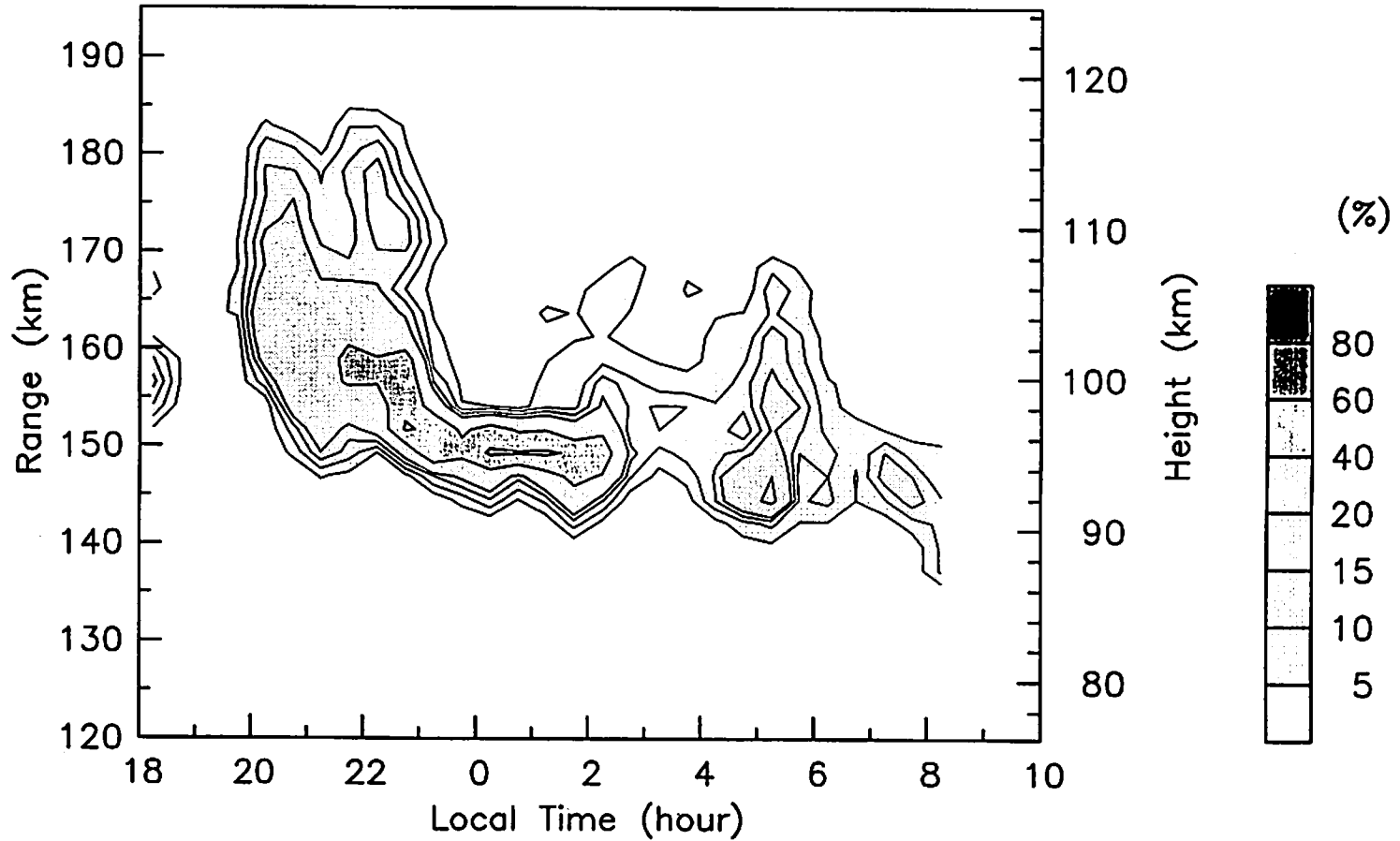


Fig. 4. Same as Fig. 1 except for the observation period of 23-27 October 1989.

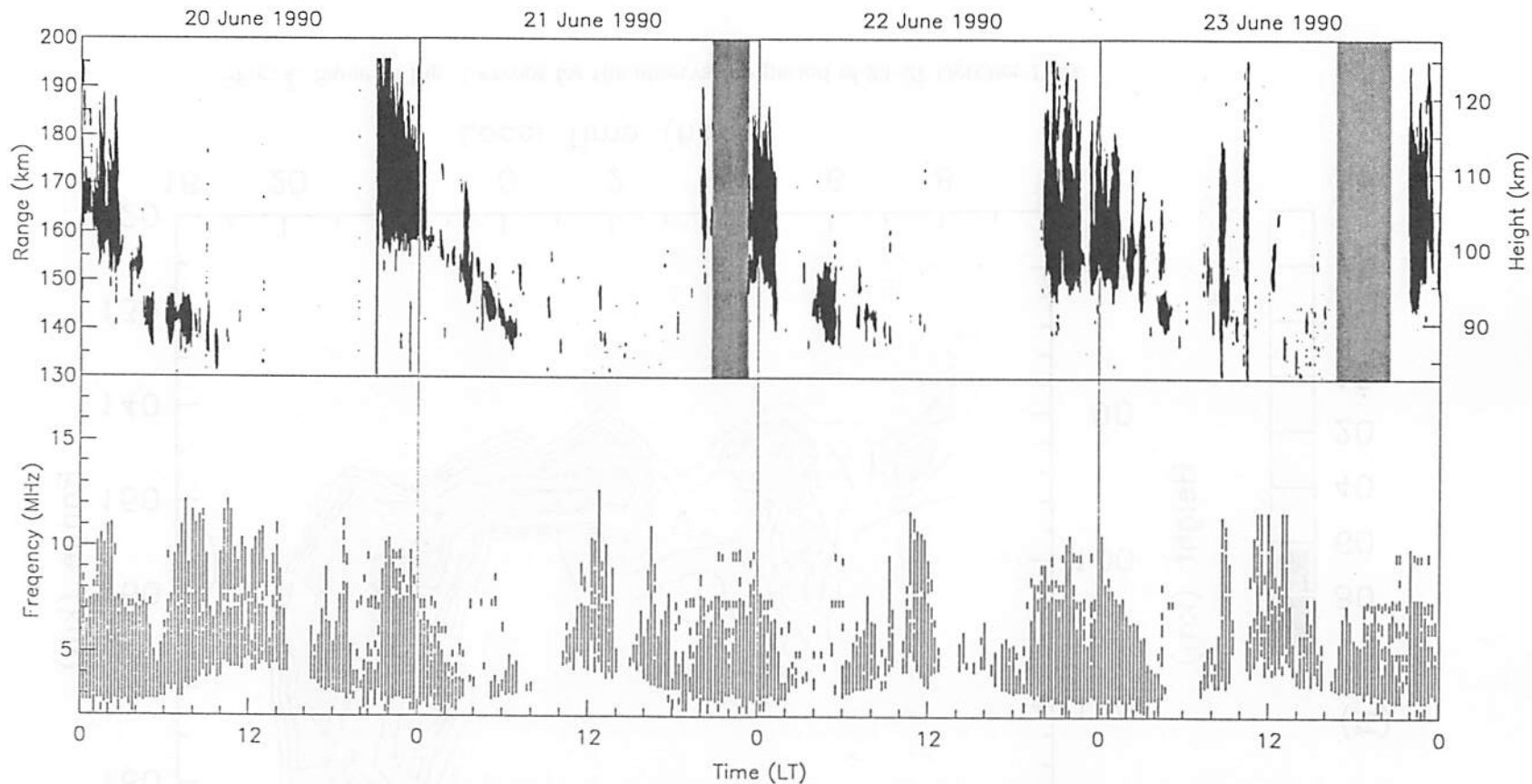


Fig. 5. Upper panel shows the time-height section of the echo power observed during 20-23 June 1990. No operation of the MU radar was made during the periods of the hatched area. Lower panel shows the frequency range at which the ionosonde at Shigaraki detected echoes in the virtual height range of 90-130 km. The tip of bars corresponds to  $f_z E_s$ .

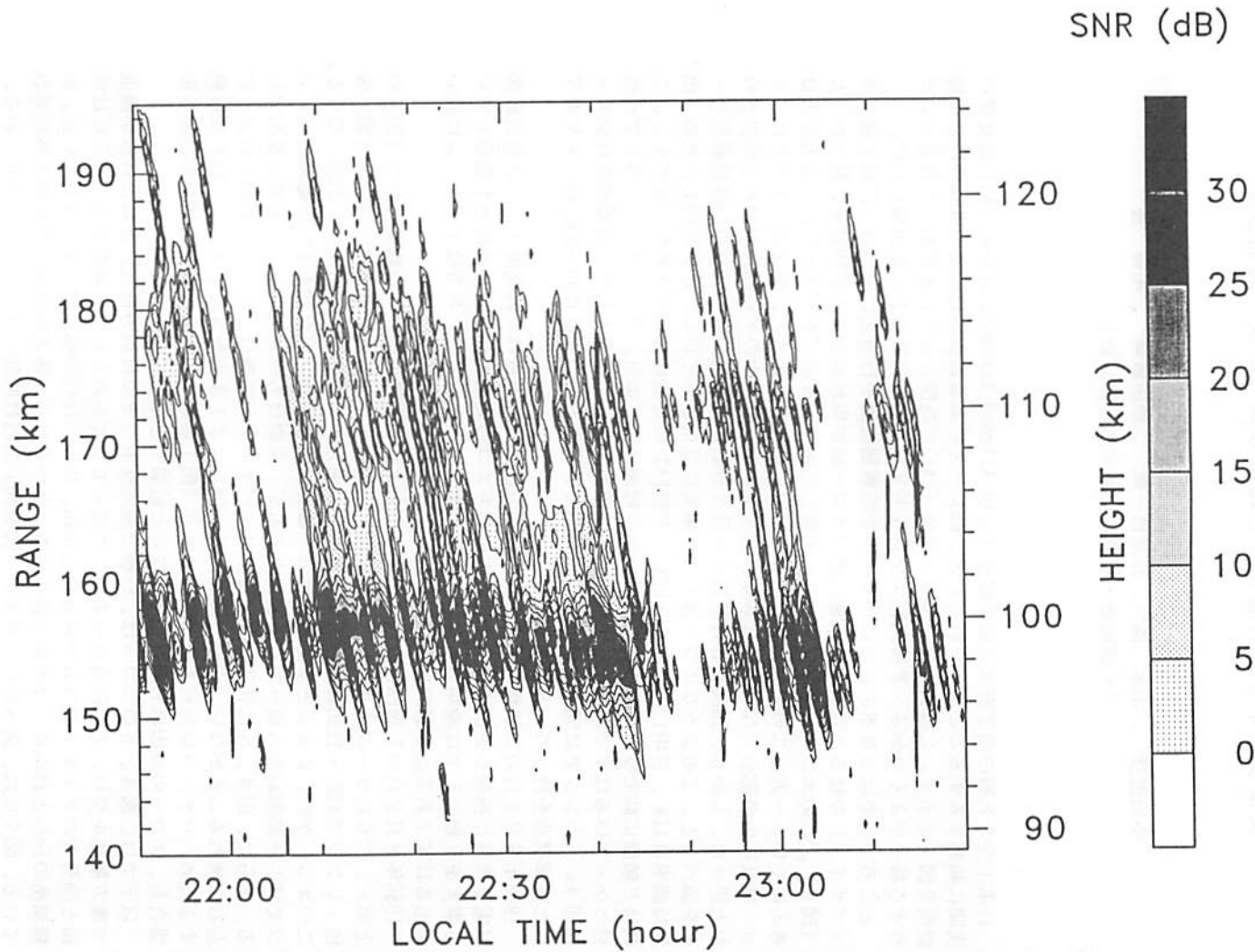


Fig. 6. Time-height section of echo power observed between 2150 LT and 2320 LT on 25 October 1989.

## スプラディック E 層を介した MU レーダ波の海面散乱

小川忠彦\*、山本 衛#、深尾昌一郎#、津田敏隆#、加藤 進#  
(\* 通総研・平磯、 # 京大・超高層)

日本上空の F 層の電子密度不規則構造(Field-Aligned Irregularities; FAI) は夏季の夜間に頻発するすることが知られている。MUレーダによる真夜中付近での 3-m の FAI の観測例を図 1 に示す。この例では、エコー領域 (FAI) が時間とともに遠ざかったり近づいたりする様子がよく分かる。F 層 FAI (スプレッド F) は日中にはほとんど出現しない。

ところで、やはり夏季の日中に IS モードで電離層観測を行うと、見かけ上 F2 層上部 (トップサイド) のはるか高高度に非常に強いエコー域が現われることが 1988 年に見つかった (図 2)。このエコーがトップサイドに出現した電子密度の“かたまり”によるものとは考えにくい。一方、このエコーが日中の F 層 FAI によるとすると、図 3 に示すように、エコー域は灰色の部分でなければならず、サイドローブで日中の F 層 FAI が初めて検出されたと思った。しかし、1988 年 5 月 31 日～6 月 2 日と同年 6 月 13 日～15 日の IS 連続観測データを調べると、このようなエコーはかなり頻繁に受信されていることが判明したため (出現時間率は 11%、日中に限定すると 20%)、F 層 FAI の可能性は否定された。なぜなら、これほど頻繁に MU で受信されるなら、既に他の観測手段 (衛星、アイオノグラム等) で当然見つかっているはずであるから。なお、この種のエコーの特徴として、出現高度は 500 ~ 1000 km (レンジでは 500 ~ 1100 km) の範囲で、高さ方向の厚さは 30 ~ 300 km、ギザギザした内部構造を持っている場合もある。

1988 年 6 月 1 日の IS 観測 (天頂角 20°、4 方位角) で得られた高高度エコーの等高線図 (電子密度に換算) を図 4 に示す。4 方位ともエコーの発生時刻や高度が極めて類似している事実を F 層 FAI では説明できない。FAI によるとすると、各方位でパターンに違いが出るはずである。F 層 FAI 以外の可能性を探る必要がある。

1986 年 8 月 2 日の F 層 FAI の観測期間中にも上記と同様のエコーが観測された (図 5 の上部)。図 6 にビームパターン (薄い灰色) と図 5 から期待されるエコーレンジ (濃い灰色; レンジで 450 ~ 1150 km) を示す。実際は、両方が交わる部分からエコーが返ってくる。このエコーが FAI によるとすると、エコーは aspect angle (A) が  $90 \pm 1^\circ$  の範囲内 (レンジで 550 ~ 850 km) から返ってくる必要があるが、実際はもっと広いレンジ範囲に及んでいる。さらに、図 4、5 に共通しているエコーパターンの特徴は、パターンが図 1 のように左右に流れることがない、という点である。FAI による後方散乱だとすると、FAI は移動するため、パターンは流れるのが普通である (図 1 参照)。以上 2 点の考察から、図 5 の場合も、エコーの原因は F 層 FAI ではないと結論できる。

以下では、図 4、5 のエコーは、Es 層で前方反射 (または前方散乱) された MU 波が海面で後方散乱を受け、その後再び Es を介して戻ってきたものとして、解釈する。図 5 には秋田と国分寺のアイオノグラムで得られた foEs、fbEs、foF2 の値がプロットされている。両観測所の foEs と fbEs は二つの極大値を持ち、かつこれらの極大値は国分寺が約 1 時間遅れている。図 7 には、図 5 のレーダエコー図を 105 分だけ時間シフト場合が示されている。これは、MU で検出された“Es の雲”が 105 分遅れて秋田で検出されたことを示唆する (移動速度は約 50 m/s)。次に、エコー図を更に 1 時間シフトすると、今度はエコー強度の極大

値の時刻は国分寺のfoEsとfbEsの極大の時刻は極めてよく一致する。すなわち、北西から南東に約50m/sで移動していった“Esの雲”により、MU波が海面散乱されたという解釈ができる。

海面による散乱を支持するデータを図8に示す。これは、1990年5月8日の日没前、F層FAIを観測中（ビーム天頂角58°）に偶然見つけたドップラースペクトル図である。HF～VHF電波の海面散乱理論によると、海に流れがない場合、波数Kの波の位相速度Vは $\pm\sqrt{g/K}$ （g:重力加速度）で（したがって、レーダ波のドップラー周波数fは $\pm\sqrt{Kg}/2\pi$ ）で与えられる。ここに、 $K=2k$ で、kはレーダの波数である。今の場合、 $V=\pm 2.24$  m/s、 $f=\pm 0.695$  Hzとなり、図8の実測値に極めて近い。スペクトルピーク位置が理論値V（あるいはf）からずれるのは、海水自体の移動による（例では、レーダから離れる方向）。また、遠ざかる波と近づく波のスペクトル強度が違うのは海上の風による（例では、風がレーダへ向かって吹いている）。

まとめると、①MUのIS/コヒーレント観測において、夏季の日中にしばしば予期しない強いエコーが受かる、②種々の検討結果、このエコーは電離圏によるものではなく、③Es層を介した海面散乱によるものであり、④ドップラースペクトルはこのことを強く支持している。MUレーダの今後の観測計画として、Esを介した海のリモートセンシングが考えられる。

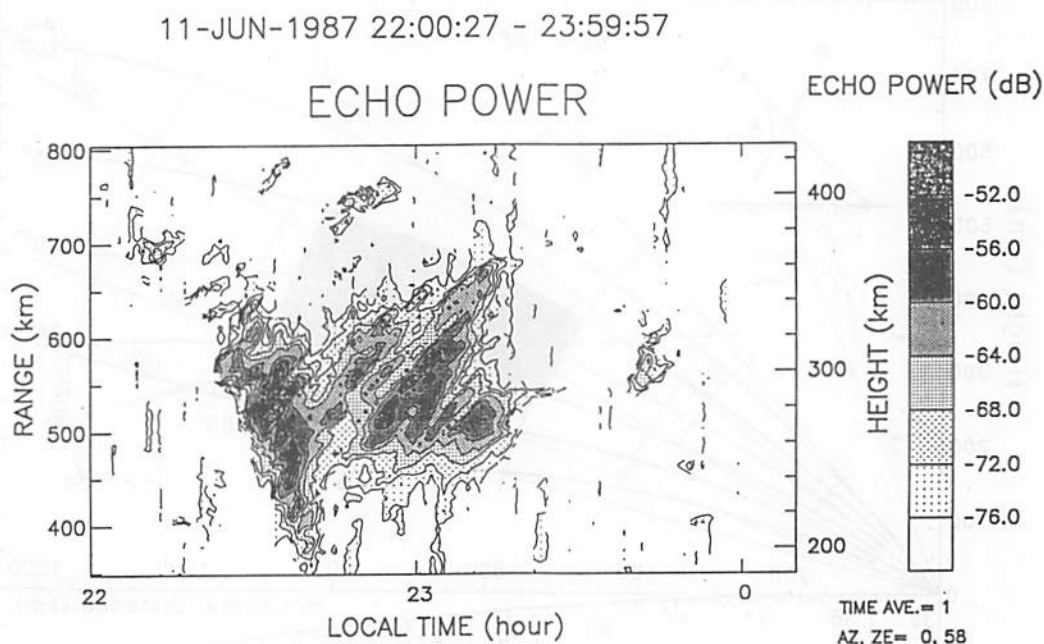


図1 1987年6月11日にMUレーダで観測されたF層コヒーレントエコーの等高線図。



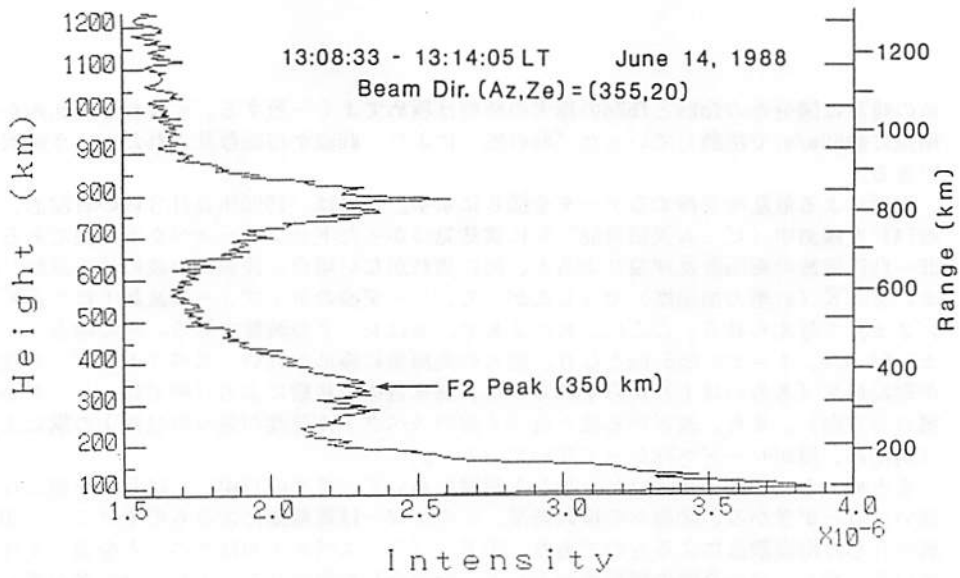


図2 1988年6月14日にMUレーダで観測されたインコヒーレントエコー強度の高度プロファイル(距離補正はされていない)。F2ピーク高度は約350 kmである。高度600 ~ 900 km (レーダレンジで640 ~ 960 km)にコヒーレント散乱によるものと思われる非常に強いエコーが観測されている。

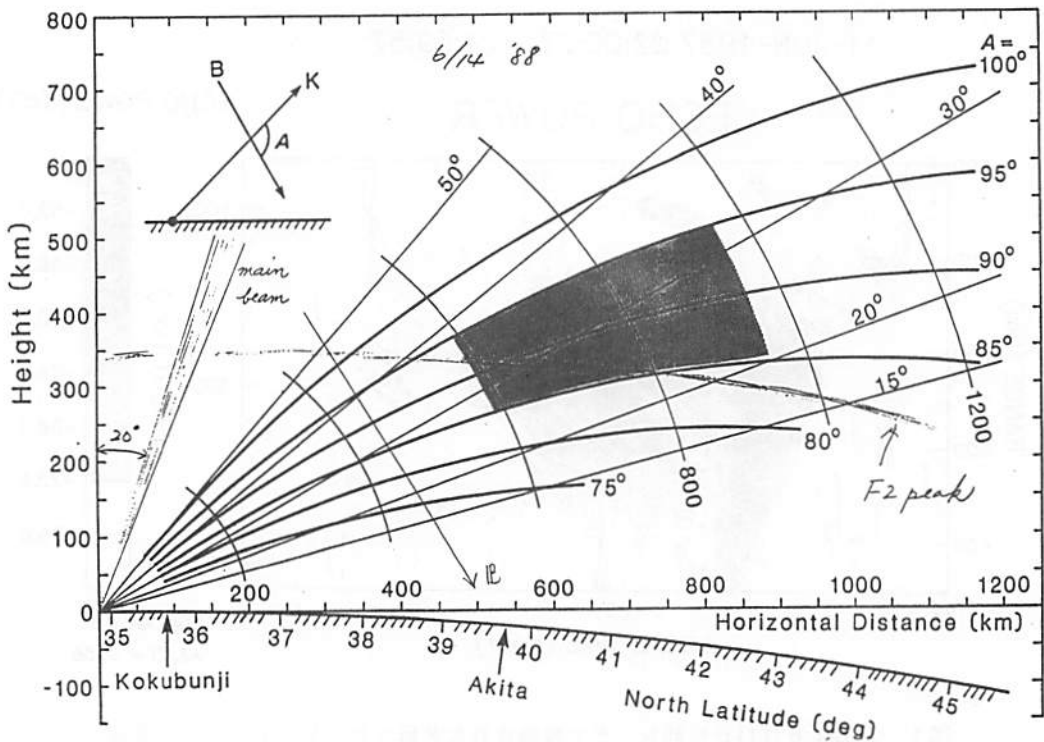


図3 子午面内におけるレーダ視線ベクトル(k)と地球磁場ベクトル(B)とのなす角度(A; Aspect Angle)、レンジおよび仰角の関係。秋田と国分寺の緯度も示されている。図2の強いコヒーレントエコーは灰色の領域から返ってきたと考えられる。

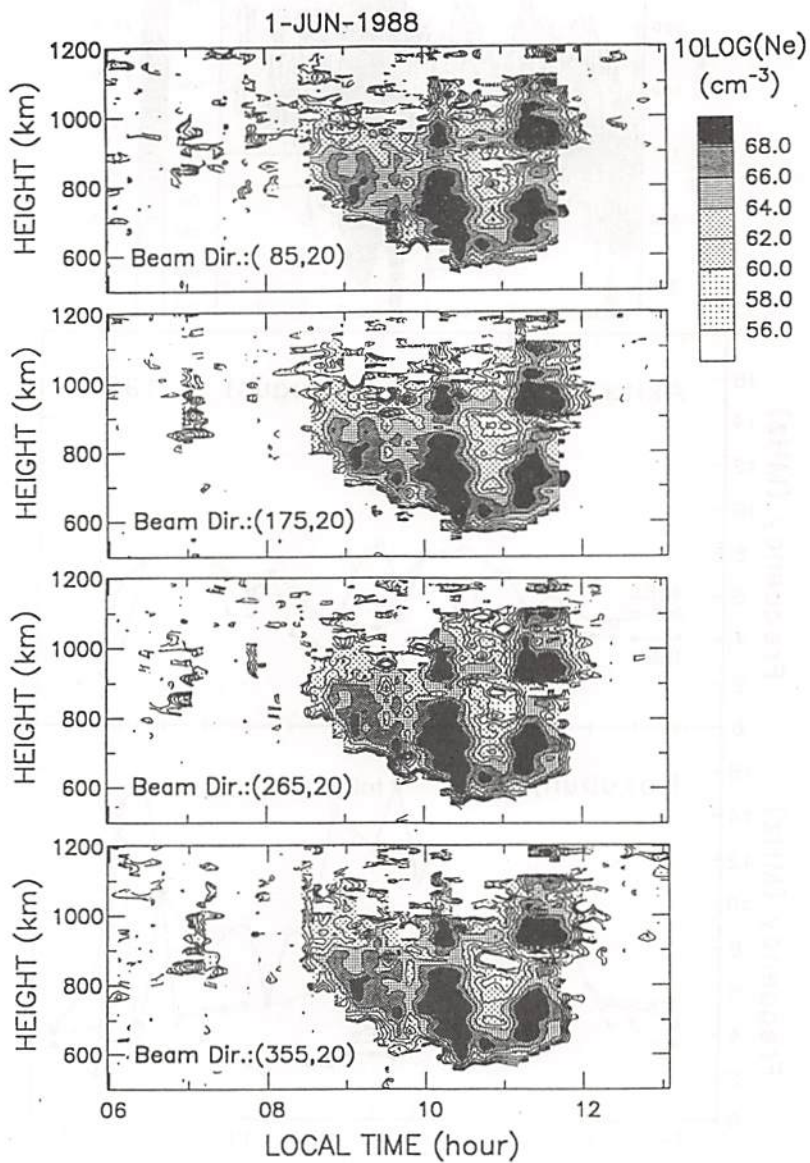


図4 1988年6月1日にMUレーダの4ビーム方向で観測されたコヒーレントエコーの等高線図。エコー強度は電子密度に換算されている。ビーム方向は(方位角、天頂角)で示されている。

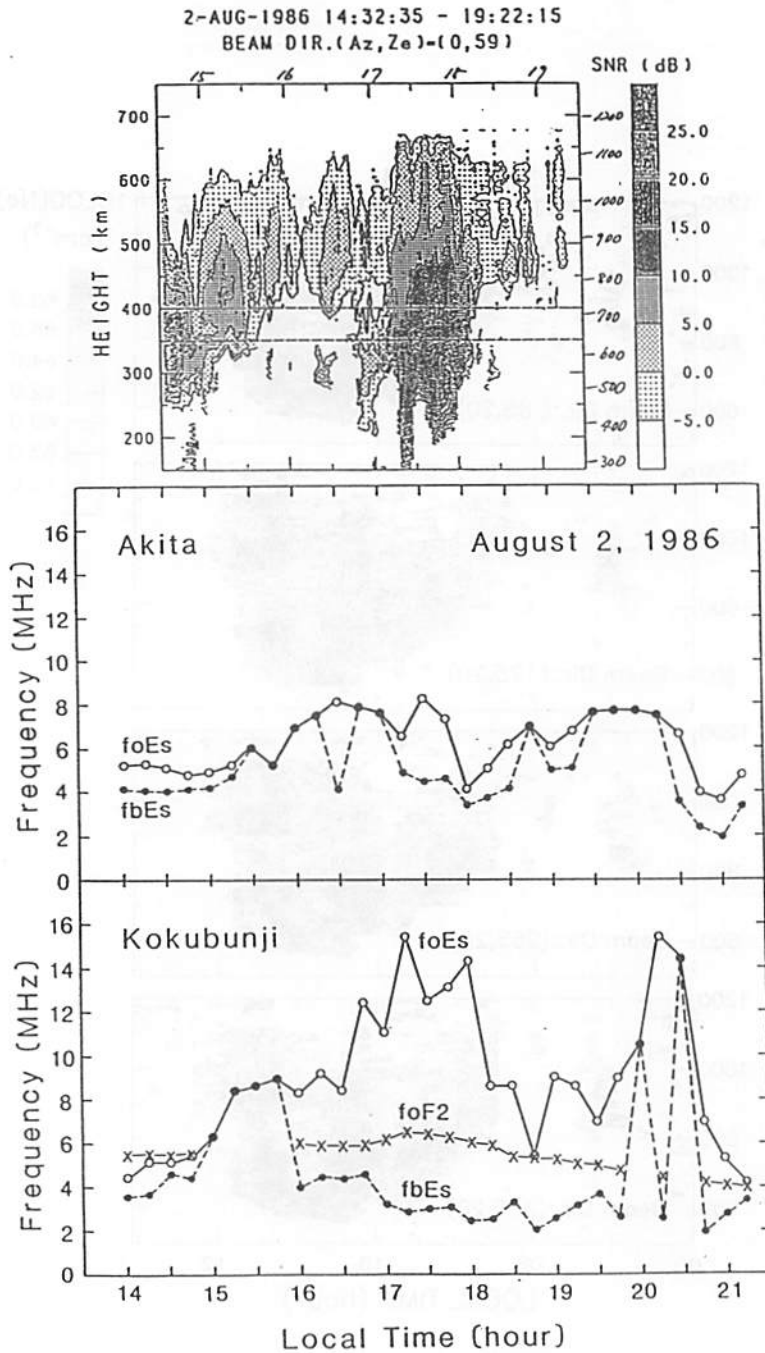


図5 1986年8月2日のコヒーレント観測によるエコー強度の等高線図(上)と秋田、国分寺のアイオノグラムパラメータ(中、下)。上図中の2本の横破線間はレーダのメインビームのAspect Angleが90度になる範囲である。

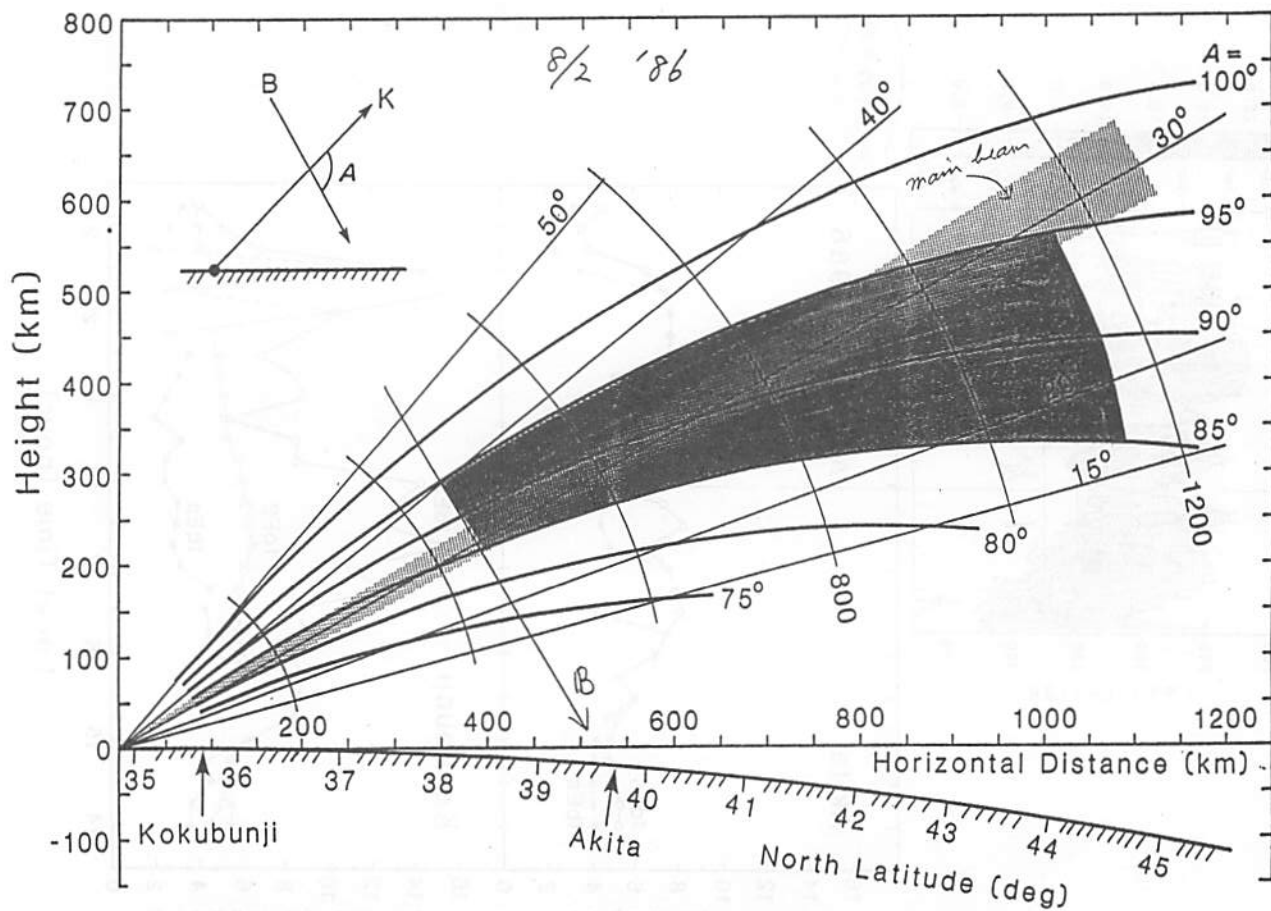


図6 図3に同じ。仰角 $31^\circ$ のメインビーム（垂直面内ビーム幅 $4.5^\circ$ ：薄い灰色）と図5のエコーに対応すると思われる不規則構造の空間領域（濃い灰色）が描かれている。

2-AUG-1986 14:32:35 - 19:22:15  
 BEAM DIR. (Az, Ze) = (0, 59)

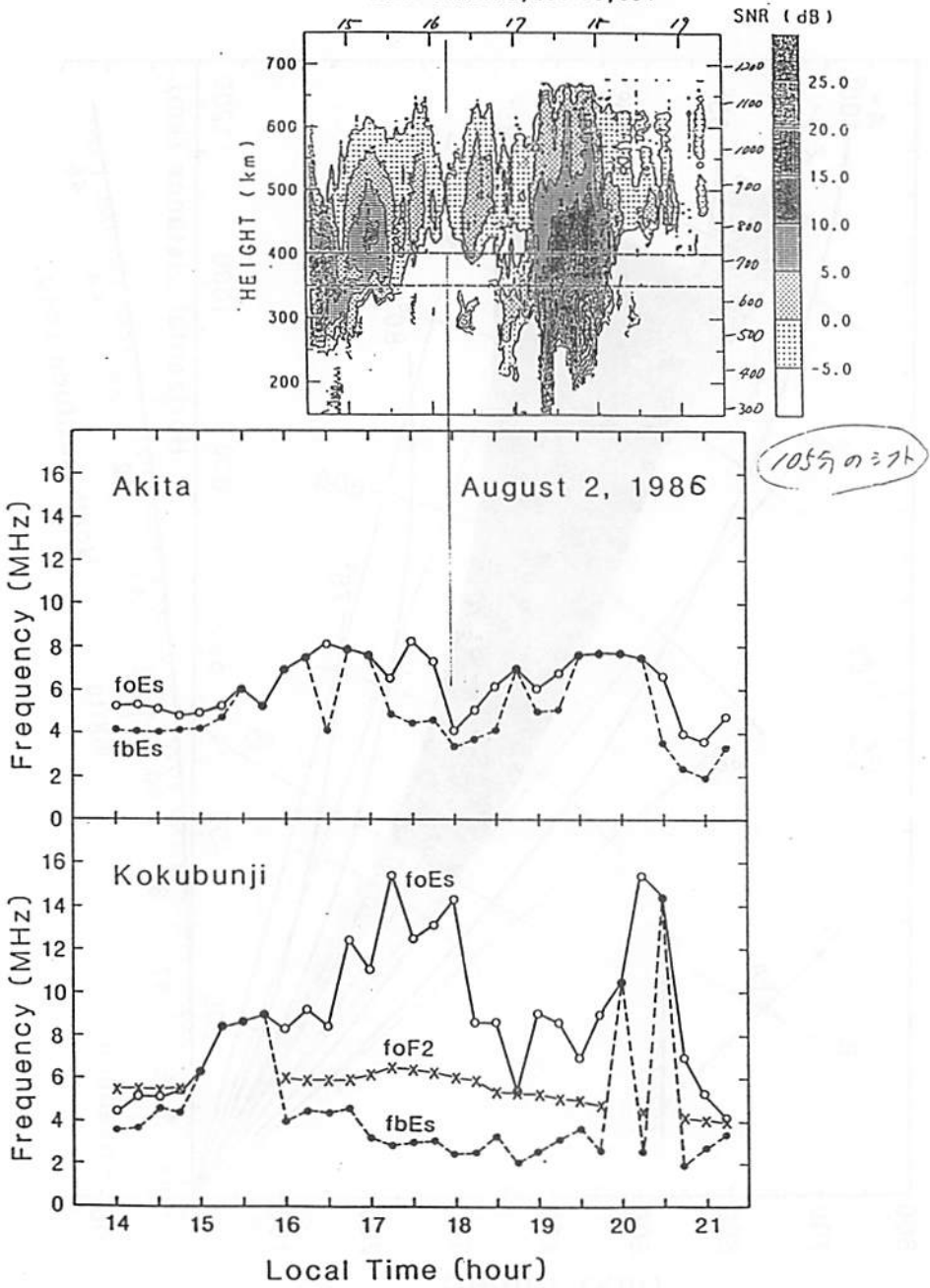


図7 図5に同じ。ただし、等高線図は105分だけシフトしてある。

8-MAY-1990 19:14:13.69 - 19:30:42.46 IF0002 Rec.= 1 - 7  
 Beam= 1 (Az=330,Ze= 9) Height= 80 - 100 Freq.= 1 - 256

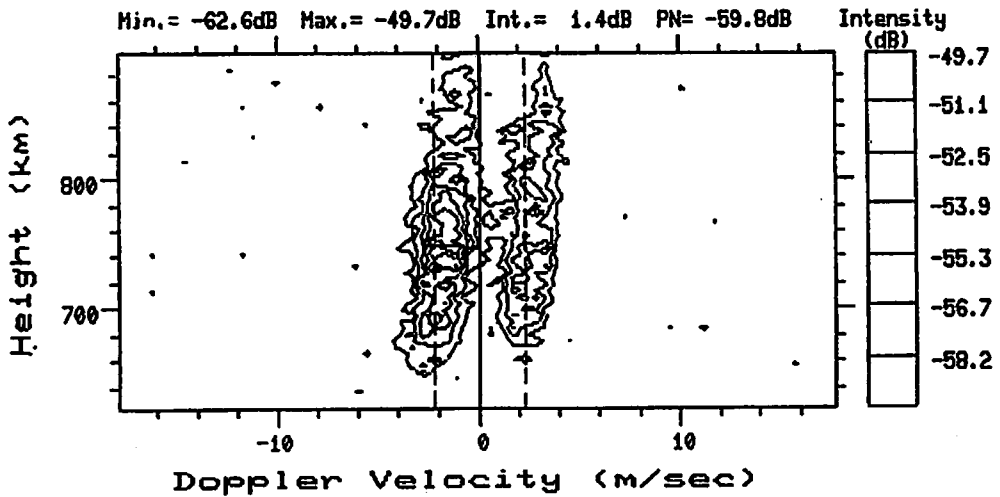
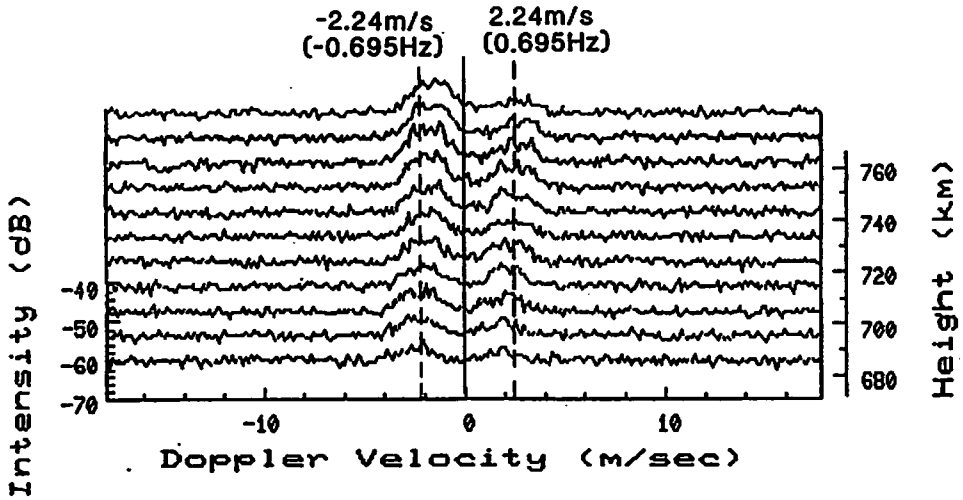


図8 1990年5月8日にMUレーダのコヒーレント観測から得られた海面散乱波のドップラスペクトル。縦の破線は海面波に位相速度の理論値。

# Combined Radar and Lidar Observations in the Middle Atmosphere

Wilson Richard

Radio Atmospheric Science Center  
Kyoto University, Uji, Kyoto 611, Japan

(On leave from Service d'Aeronomie du CNRS, Verrieres le Buisson, France)

## Abstract

M.S.T. radar and Rayleigh lidar appears to be complementary sounding systems of the middle atmosphere as they give access to various dynamic parameters in different height ranges. The only overlapping range is within the mesosphere, above 60 km altitude. Combined radar and lidar studies of the middle atmosphere dynamic are highly desirable for numerous reasons, some of these, as well as a few suggestions, being summarized hereafter.

## 1 Introduction

M.S.T. radar and Rayleigh lidar both permit continuous measurements of the dynamic parameters of the middle atmosphere. Radar gives access to the three components of the wind (i.e. to the kinetic energy of the fluctuations), and to the structure constant of the refractive index  $C_n^2$  which is related to the small scale (inertial) turbulence intensity. On the other hand, lidar gives access to the temperature or density (i.e. to the potential energy of the fluctuations). The altitude domains accessible by lidar and radar are different, lidar filling the gap between 30 and 60 km altitude where radar are 'blinds'. The only overlapping range is within the mesosphere, from about 60 to 80 km altitude. Radar and lidar are thus complementary as they give access to different parameters of the meso-scale fluctuation field of the atmosphere, in various height ranges.

Combined radar and lidar studies are desirable for at least three reasons. First, the nature of the mesoscale fluctuation field remains at this day controversial, two hypotheses being advanced in order to interpret the observed mesoscale spectra. The first one is a turbulent interpretation, the so-called quasi two-dimensional (2D) turbulence theory, the second involves a random superposition of gravity waves. The predictions of both theoretical approaches regarding to the spectral characteristics of the fluctuation field are very similar and do not allow to reach any clear conclusion. Nevertheless, as we will see, the predictions of the wave and turbulence theories differ on one important point: the ratio of potential to kinetic energy in a given frequency interval should be twice smaller if wave is the dominant process.

Second, a comparative climatological study of radar and lidar data has not been established yet. It is clear that such a study is desirable, so I will not insist about this point. Let only recall that

ground based measurements cannot give access to the intrinsic frequency of the waves but to an apparent (Doppler shifted) frequency. The intrinsic frequency is a key parameter as the wave-mean flow interactions (momentum flux, involving saturation process) may largely depend upon it. Now, the ratio of potential to kinetic energy, in the framework of the wave theory, is a function of the spectral energy density versus intrinsic frequency.

Third, a large temperature inversion, from 10 to 40°, is frequently observed at mid-latitude by lidar in the mesosphere. This temperature inversion might favour the breaking of upward propagating waves within the height range it occurs. This could have important implications on both wave propagation and wave-mean flow interaction, because the occurrence of this inversion is frequent and because its horizontal scale is large (at least larger than 550 km). Furthermore, the characteristics of some radar echoes in the lower mesosphere (60-75 km) might be interpreted in relation with the mean temperature (or static stability) profile. It is thus of interest to study these inversions, as well as the propagating waves through, by simultaneous radar (wind) and lidar (temperature) measurements.

Rayleigh lidar data have been obtained in two sites distant from about 500 km from the MU radar: at Fukuoka (Shibata et al.) and at Tsukuba (by Pr. Nakane of the Environment Research Laboratory). There is thus the opportunity, from the M.U. radar and the two Japanese lidar data set, to describe the climatological characteristics of the meso-scale fluctuation field as well as the temperature inversions from wind and density measurements. French Rayleigh lidar data are also available for comparison.

## 2 *Wave or Turbulence ?*

It is not easy to distinguish wave from turbulence as a spectrum of internal waves can have much in common with turbulence. The principal difference between wave and turbulence is that waves can propagate through the fluid whereas turbulence is advected by the fluid, all scale of motions moving with the mean flow.

Indeed, the question is not to know if there are waves in the atmosphere, there is no doubt about that, but rather to determine if the mesoscale fluctuation field can be (and must be) interpreted as a random superposition of waves in all the accessible time-space scales. Prior to any climatological study, the meso-scale fluctuations observed by radar and lidar should then be compared with regard to the theoretical predictions of the wave and turbulence theory.

### *The 2D Turbulence interpretation*

According to this theory (advanced by Gage [1979] and Lilly [1983]), the mesoscale spectra of horizontal wind and temperature fluctuations versus horizontal wave number are the result of a turbulent energy cascading from small scale sources to larger scales. From dimensional arguments, this leads to a  $k^{-5/3}$  horizontal spectrum ( $k$  being the horizontal wavenumber). Because the turbulence is advected with the mean flow the frequency spectrum can be directly deduced from the horizontal spectrum (Taylor transformation) and should be then proportional to  $\omega^{-5/3}$ . M.S.T. radars effectively show a  $-5/3$  spectral slope, but such a spectral index is not in contradiction with the wave interpretation. On the other hand, according to the turbulence theory, energy should be partitioned equally between each of the two horizontal velocity components and potential energy. In other words, the ratio of kinetic to potential energy (KE/PE) is thus equal to two, independently of the horizontal scales (or equivalently of the frequency interval) (figure 1)



### The Gravity Wave Interpretation

Within the wave interpretation, fluid motions result from the vertical stratification of the atmosphere. The restoring force is gravity. From the WKB solutions of the linearized perturbation equations, the wind and temperature fluctuations are related through the so-called polarization relationships:

$$\langle u'^2 \rangle = Et \left( \frac{N^2 - \omega^2}{N^2 - f^2} \right) \left( 1 + \frac{f^2}{\omega^2} \right) \quad (1)$$

$$\langle w'^2 \rangle = Et \left( \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - f^2} \right) \quad (2)$$

$$\left\langle \left( \frac{g}{N} \frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 \right\rangle = Et \frac{N^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - f^2} \right) \quad (3)$$

where  $u'$ ,  $w'$  are the horizontal and vertical wind perturbations respectively,  $T'$  and  $\bar{T}$  are the perturbed and mean temperature;  $f$  and  $N$  the inertial and Brunt-Väisälä frequencies. The polarization relationships are here expressed as functions of  $\omega$ , the wave intrinsic frequency, and of  $Et$ , the total energy of the wave:

$$Et = \frac{1}{2} \left( \langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle + \left\langle \left( \frac{g}{N} \frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 \right\rangle \right) \quad (4)$$

By assuming a general form for the frequency spectrum (consistent with most observations)  $Et(\omega) \propto \omega^{-p}$  (with  $p = 5/3$ ) and by integrating over frequency (from  $f$  to  $N$ ) the polarization relationships 1, 2 and 3, it comes

$$\frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle w'^2 \rangle} = \frac{2p(3-p)}{p^2-1} \left( \frac{N}{f} \right)^{p-1} \quad (5)$$

$$\frac{\left\langle \left( \frac{g}{N} \frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 \right\rangle}{\langle w'^2 \rangle} = \frac{2(3-p)}{p^2-1} \left( \frac{N}{f} \right)^{p-1} \quad (6)$$

$$\frac{\langle u'^2 \rangle}{\left\langle \left( \frac{g}{N} \frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 \right\rangle} = p \quad (7)$$

From the wave theory, the ratio of the wind and temperature variances are thus simply related to the energy distribution versus frequency (i.e. the spectral index  $p$ ) and to the frequency interval over which the variance is integrated (here  $f$  and  $N$ ). There is no assumption on the spectral energy distribution versus wavenumber.

The figures 2 show the ratio of the wind and temperature variances  $\langle u^2 \rangle / \langle (gT'/N\bar{T})^2 \rangle$  integrated in a given frequency interval as deduced from the wave theory (the medium line ( $y=x$ ) and the  $y$ -axis represent the lower and higher frequency of the integration interval respectively). A spectral index  $p = 5/3$  (which is also consistent with the turbulent interpretation) is assumed. The variance ratios of the perturbed variables is thus a function of the frequency interval. The main conclusion is maybe that, for waves the frequency of which is larger than the inertial frequency  $f$ , the ratio of kinetic to potential energy is close to one (figure 2) On the other hand, the 2D turbulence theory predicts a ratio of kinetic to potential energy of 2, independently of the frequency band.

It seems thus desirable, in order to test the consistency with the wave interpretation of the wind and density fluctuations observed from radar and lidar, to check for the ratio of potential to kinetic energy in a frequency range such as ( $f \ll \omega < N$ ). It is possible from the M.U. radar and from the two Japanese lidars to obtain such a mean (climatological) ratio, the mesoscale activity being likely very similar on sites distant from 500 km [Wilson et al, 1991].

### 3 Compared climatology

Climatological studies of the mesoscale activity in the middle atmosphere have been conducted from lidar and radar measurements. See for instance figure 3 which shows the variance of the wind and (normalized) density fluctuations in the mesosphere as observed by the M.U. radar and by Rayleigh lidar.

Such climatological studies give a great amount of informations on the properties of the wave field as well as on wave-mean flow interactions and are of course highly desirable [Tsuda *et al.*, 1990, Wilson *et al.*, 1991]. Nevertheless, it is quite difficult to reach clear conclusions from a comparison of such studies because they have been conducted in very different ways (for instance, the variance is obtained in one case in a frequency interval, in the other case in a vertical wave number interval). Furthermore, some intrinsic quantities cannot be reached, at least in a climatological sense, from ground based measurements of wind or density only. So, the intrinsic frequency is a key parameter upon which depends some important characteristics of the wave field. Indeed, owing to the selective transmission of upward propagating waves, the frequency distribution of the wave energy is expected to be different in the stratosphere and in the mesosphere. The momentum and energy fluxes of the wave field are largely dependent on the energy distribution versus frequency. The involved saturation processes may also be different according to the frequency spectrum (and thus to the altitude range) as dynamical instabilities is likely the major saturation process for low frequency waves whereas convective instabilities may dominate for higher frequency motions.

Now, the ratio of potential to kinetic energy is a function of the energy distribution versus intrinsic frequency (see equation 7). The ratio of potential to kinetic energy in a large frequency interval (ideally from  $f$  to  $N$ ) might be reached by comparing the amplitude of the power spectra versus vertical wave number (i.e. no frequency selection). It is clear that special care must be taken regarding to the data analysis methods for such comparative studies (same vertical and temporal resolution, identical trend removal and spectral analysis method should be applied).

## 4 Temperature inversion layers in the mesosphere

### *Observations and Occurrence*

Rayleigh lidar observations of the mesospheric temperature in south of France (44°N) have shown the frequent existence of a temperature inversion that persist during several days at the same altitude and exists simultaneously above two lidar sites distant of 550 km (figure 4)

The altitude of the temperature minimum has an annual variation with values ranging from 55 to 70 km in winter and from 70 to 80 in summer. It should be noticed that the seasonal variation of the inversion altitude is very similar to the altitude of the M.S.T. radar echoes in the mesosphere (figure 5)

The probability of occurrence of such temperature inversion has a clear semi-annual variation with a higher maximum in winter (60%) than in summer (35%), and two minima in May and September (figure 6)

### *Inversion Layers and Wave-mean flow interaction*

A sharp increase of the static stability (associated with a temperature increase) might favour the breaking of upward propagating waves in the inversion layer. Indeed, the ratio of the wave amplitude  $T'$  to its convective saturation value  $T'_s$ , can be written:

$$\left| \frac{T'}{T'_s} \right| \propto \left( e^{z/H} \frac{N}{(c - \bar{u})^3} \right)^{1/2} \quad (8)$$

where  $c$  is the phase speed of the wave,  $\bar{u}$  is the mean wind intensity,  $z$  the height and  $H$  the atmospheric scale height. The waves saturate as soon as this ratio becomes larger than unity. The convective saturation limit may thus be reached owing to a sharp increase of the static stability  $N$ . A consequence of wave saturation is a reduction of the intrinsic phase speed of the wave ( $c - \bar{u}$ ) (breaking waves accelerate the mean flow toward their own phase velocity). A striking picture of this effect is shown on figure 7 where simultaneous temperature and wind profiles, obtained during the DYANA campaign, are plotted. A sharp decrease of the mean wind intensity is effectively observed at the altitude where the temperature inversion occurs.

The frequent occurrence of temperature inversion in the mesosphere could thus have important implication on the atmospheric dynamic because it favours the breaking of upward propagating waves (and thus momentum and energy deposition) in a rather well located region. It is not yet clear if such temperature inversion can be observed at relatively low altitude (35°N as in Shigaraki). However it is obvious that a study of these phenomena by both M.S.T. radar and Rayleigh lidar is highly desirable.

### References

Ecklund W. L. and B. B. Balsley, Long term observations of the Arctic mesosphere with the MST radar at Poker Flat, Alaska, *J. Geophys. Res.*, 86, 7775-7780, 1981.

Gage K. S., Evidence for a  $k^{-5/3}$  law inertial range in mesoscale two-dimensional turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 36, 1950-1954, 1979.

Hauchecorne A., M. L. Chanin and R. Wilson, Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking, *Geophys. Res. Letters*, *14*, 933-936, 1987.

Lilly D. K., Stratified turbulence and the mesoscale variability of the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *40*, 749-761, 1983.

Nastrom G. D. and K. S. Gage, A climatology of atmospheric wavenumber spectra observed by commercial aircraft, *J. Atmos. Sci.*, *42*, 950-960, 1985.

Tsuda T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato and S. Fukao, Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the M.U. radar, *Geophys. Res. Letters*, *17*, 725-728, 1990.

Wilson R., M. L. Chanin and A. Hauchecorne, Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh Lidar, 2. Climatology, *J. Geophys. Res.*, 1991b (sous presse).

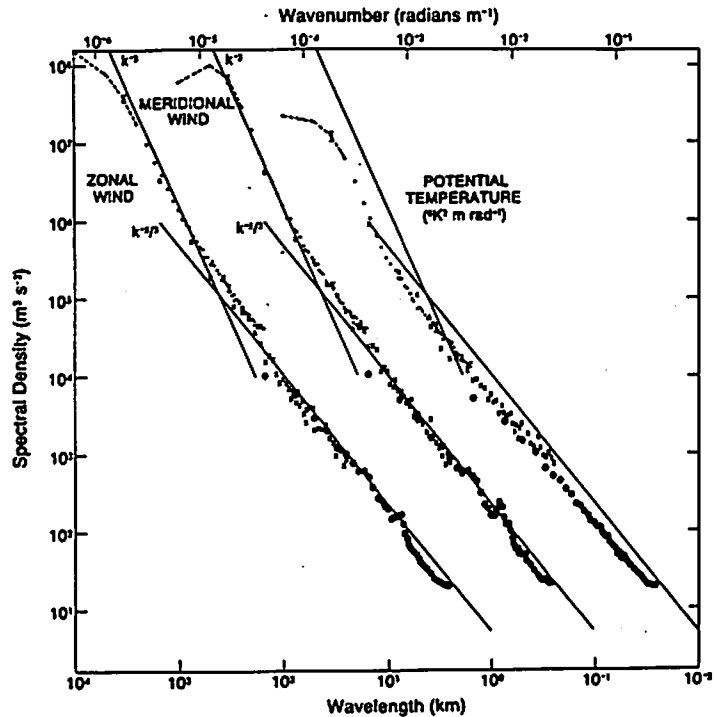


Figure 1: Horizontal wavenumber spectra of zonal wind, meridional wind (shifted one decade right) and potential temperature (shifted two decades right) obtained by commercial aircraft during GASP [Nastrom and Gage, 1985]

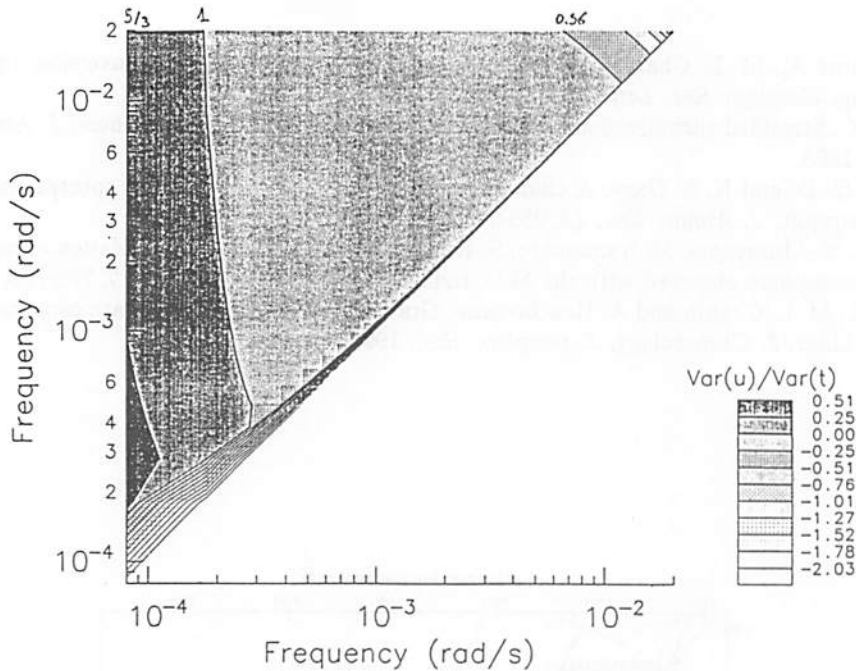


Figure 2:  $\langle u^2 \rangle / \langle (gT/\overline{N\bar{T}})^2 \rangle$  as a function of the frequency band over which the variance is integrated deduced from the gravity wave theory ( $p = 5/3$ ). The lower frequency of the frequency interval is indicated by the median line ( $y=x$ ), the larger frequency being indicated on the y-axis.

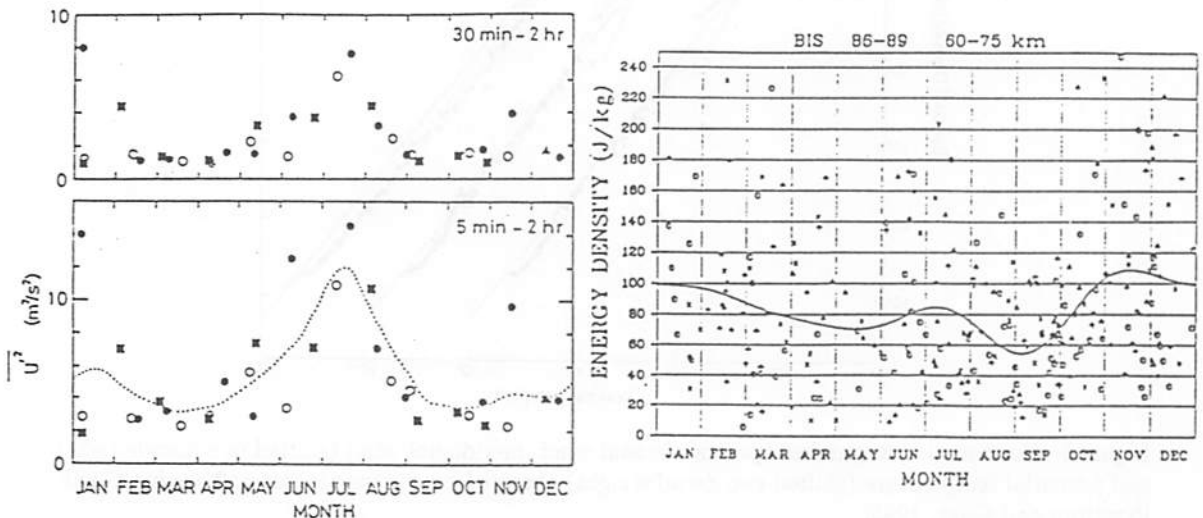


Figure 3: Seasonal variation of the zonal wind variance (a) which is roughly equal to the kinetic energy of the waves and (b) of the potential energy in the mesosphere (from Tsuda *et al.*, 1990; Wilson *et al.*, 1991)

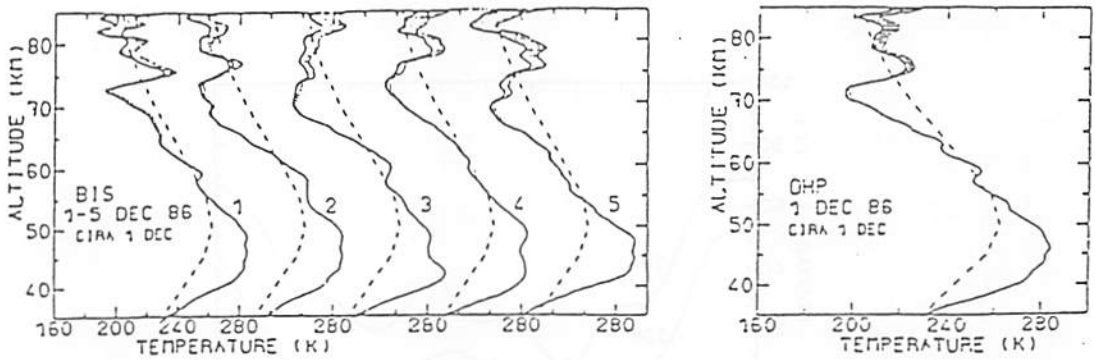


Figure 4: Nightly mean temperature profiles at (a) Biscarosse from December 1 to 5 and (b) at OHP on December 1. The two sites are distant of 550 km. The CIRA 72 profile (dotted line) is shown for comparison [from Hauchecorne *et al.*, 1987]

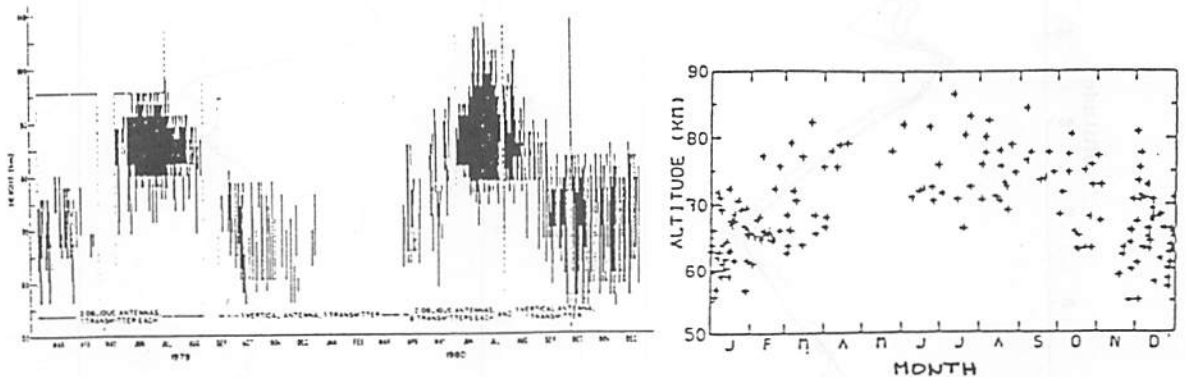


Figure 5: Left panel: height distribution of the Poker Flat M.S.T. radar echoes as a function of time of year [from Ecklund and Balsley, 1981] Right panel: altitude of the secondary minimum of temperature versus the day of the year for the temperature profiles obtained at OHP from 1981 to 1986 for which a temperature inversion has been detected [from Hauchecorne *et al.*, 1987]

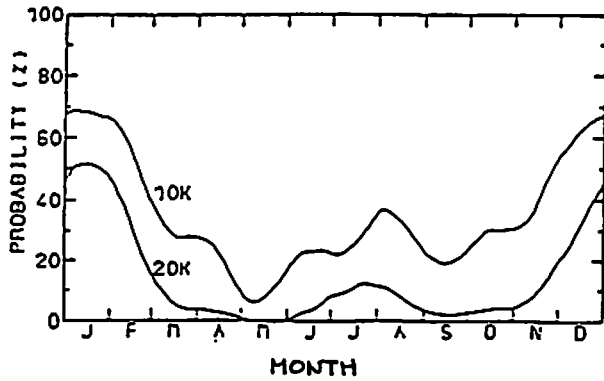


Figure 6: Annual variation of the probability of occurrence of a temperature inversion larger than 10 K and 20 K [from Hauchecorne *et al.*, 1987]

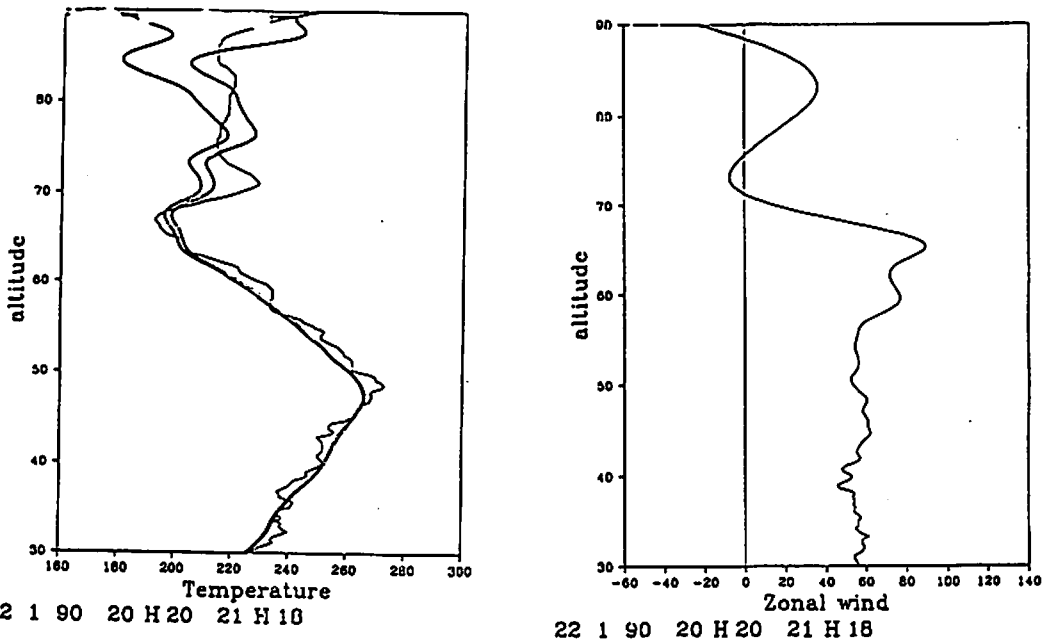


Figure 7: Vertical profiles of temperature obtained by lidar (left panel) and of the zonal wind obtained simultaneously by tracked sound (right panel) at Biscarosse. A sharp decrease of the mean wind intensity is observed at the altitude of the temperature inversion.

# MU レーダー/MF レーダーによる中間圏重力波比較観測

中村卓司、津田敏隆、村山泰啓、山本 衛、深尾昌一郎、加藤 進(京大・超高層)

A. H. Manson(サスカチュワン大)

MU レーダーでの中間圏観測は、表 1 に示すように毎月 4~5 日の GRATMAC 観測、15~25 日間連続の中間圏キャンペーン観測の双方が行われてきており、重力波活動度や運動量フラックスの季節変化や、重力波による平均風加速の定量的見積り、重力波の伝搬方向などの結果を示してきた [1],[2]。今回は、現在京都大学超高層電波研究センターに滞在中の A. H. Manson 教授との共同研究として現在すすめている、MU レーダー (35°N, 136°E) とサスカチュワン大学の MF レーダー (52°N, 107°W) との重力波観測の比較について報告する。比較は、1989 年 1 月~1990 年 1 月の 13 カ月について行った。異なるレーダーによる観測結果の定量的比較は種々の困難を生じるが、これを克服して有為な比較を行うことは地球上に点在する種々のレーダーから大気波動のグローバルな特性を知る上でたいへん重要であるといえる。

表 2 に、MU レーダーとサスカチュワン大学の MF レーダーの観測方法・パラメータの違い、及びデータ解析法の違いを示した。MU レーダーでの中間圏観測は、高度分解能が 600m と優れているのが特徴であるが、観測時間は電子密度の充分大きい日中に限られる。一方、MF レーダーは、高度分解能は、3km 程度であるが、観測高度範囲 (58~109km)、及び観測可能時間 (80km 以上では、24 時間観測可) の広いことが特徴である。重力波の強さを比べる場合、まず、観測高度範囲や時間を同一条件にして比較することが重要である。ここでは、両レーダーで共通な観測範囲である、67km~80km、および日中について比較する。重力波は、特定のモードが卓越する大気潮汐波やプラネタリ波と異なり、分散関係を満たす数多くの波動の重畳として存在する。従って、観測方法によって制限される観測し得る鉛直波数、水平波数、および周期の範囲によって、観測される重力波のエネルギーが大きく変化しうることに注意しなければならない。これまでの種々のレーダー観測の比較によって、重力波の強さはほぼ全地球上で一定であるとされている。しかし、これはオーダーレベルでの一致であって、さらに詳しい多地点観測の比較を行うには、上述のような観測方法の違いを考慮した比較検討が必要である。とくに、高度分解能の差異は観測しうる鉛直波数の違いを生み出し、また、アンテナのビーム巾は水平方向のアヴェレージングの違いを生じ、水平波数の選択をなす。今回の比較解析では、MU レーダー・データは、まず高度方向に 3km の平滑化を行い、高度分解能を MF レーダーに近づける操作を行った。ビーム巾の補正については、有効な処理法が無いので、データの比較時に考慮することにする。時間分解能については、データ解析時に時間軸でのフィルタ処理を施すため、とくにフィルタの特性の議論が重要となる。表 2(下) に示したように、MU レーダーでは、重力波の成分を取り出すのに風速の周波数スペクトルを指定した周波数範囲について積分することにより  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$  等を求めている。一方、サスカツワンの MF レーダーの場合、微分フィルタで比較的高周波数の重力波 (周期 10~100 分程度) の成分を取り出している [3]。したがって、この 2 者のフィルタの特性の違いを充分比較して重力波の強度を比較する必要がある。

## 1. 鉛直分解能の影響

図 1 は、MU レーダーの 1989 年 7 月 17~21 日の南北風の周波数スペクトルである。但し、北向きと南向きの天頂角 10° のビームの視線方向風速スペクトルをそのまま水平面に投影したものである。高周波側は、鉛直風の成分をかなり含んでいる。3 種のスペクトルは、視線方向風速を高度方向に 1km、3km、9km の 3 通りに平滑化してからスペクトルを求めたものである。これにより、高度分解能が観測される重力波のエネルギーに及ぼす影響を推定する事ができる。すなわち、1km と 3km の分解能でほとんどスペク



トル強度に差がないが、9kmになるとスペクトルの減少が見られることがわかる。この、減少は低周波側ほど大きく、周期が長いほど鉛直波長が短くなる分散関係を示している。減少の割合は、9kmの高度分解能で、10分~100分の帯域内では1/4程度である。(鉛直風の影響が大であることに注意)。以上の結果は、高度68から80kmの中間圏では、すでに鉛直波長3km以下の波動成分は飽和してしまっていて、エネルギーを殆ど持たないことを示している。これは、津田他 [2] での中間圏の鉛直波数スペクトルが高波数側で  $m^{-3}$  で急激に減少することにも対応している。以上の様に3kmまでの高度分解能では、スペクトルは殆ど変わらないが、以下のスペクトルの比較では、MUレーダーの観測結果は3kmの平滑化を行い、データ欠損を減らすこととする。

## 2. 鉛直風成分の除去

MUレーダーの中間圏観測では、鉛直および、天頂角10度の東西南北の5ビームを使用している。これまでの解析では、各ビームの視線方向風速のスペクトルを用いて、重力波の活動を議論してきた。ところで、MFレーダーでは、水平風速、および鉛直風速が求まるため、これらの比較のためには、MUレーダーの視線方向風速スペクトルから水平風のスペクトルを推定する必要がある。ここでは、

$$F_u(\omega) = ((F_{V_e}(\omega) + F_{V_w}(\omega)) - 2 \cdot F_{V_v}(\omega) \cos^2 \theta) / 2 \sin^2 \theta$$

$$F_v(\omega) = ((F_{V_n}(\omega) + F_{V_s}(\omega)) - 2 \cdot F_{V_v}(\omega) \cos^2 \theta) / 2 \sin^2 \theta$$

$F_u(\omega), F_v(\omega)$ : 東西風、南北風のスペクトル

$F_{V_v}(\omega), F_{V_n}(\omega), F_{V_e}(\omega), F_{V_s}(\omega), F_{V_w}(\omega)$ : 鉛直、および北、東、南、西の各ビームの視線方向風速スペクトル

によって、水平風のスペクトルを求める。(図2、図3)

## 3. MUレーダーとサスカチュワン大MFレーダーでの $\overline{u^2}, \overline{v^2}$ の比較

MUレーダーでの周波数スペクトルから求めた10分~100分の周期の  $\overline{u^2}, \overline{v^2}$  と、Saskatoonでの微分フィルタによる  $\overline{u^2}, \overline{v^2}$  の月平均値を図4に示す。Saskatoonでの値は、ほぼ1カ月中の平均であるのに対し、MUの方は毎月4~5日の平均であることに留意されたい。しかしながら、両者の季節変化は類似しており、夏冬に最大をもつ半年周期変動が卓越している。とくに、9月には、両者とも値が小さくなっているようすが酷似している。MUレーダーで  $v$  が冬季に大きくならない等々や不規則になっているのはMUレーダーのデータが数日の平均で十分に1カ月の代表値となっていないのではないかとおもわれる。Saskatoonでの重力波の1日毎の強度変化をしらべると、特に夏は安定して強いが、冬は突然昇温などの影響のせいか強い日と弱い日の差が激しく連続した数日の観測での代表性が悪くなっているのではないかと思われる。ところで、MU、Saskatoon両者の  $\overline{u^2}, \overline{v^2}$  の絶対値は、いずれも  $100m^2/s^2$  前後で殆ど同じ大きさに見える。ところが、7月について両者のスペクトルを直接比較すると、図5の様にMUレーダーの方がスペクトル密度が2~3倍強いことがわかる。実際、Saskatoonでのスペクトルを積分して10分~100分の成分を求めると  $\overline{u^2} = 41.5m^2/s^2, \overline{v^2} = 42.7m^2/s^2$  (図中に示した) と、平均して微分フィルタの2.7分の1の大きさとなった。つまりこれは、微分フィルタが(通過帯域を10分~100分とした場合)約2.7倍のゲインを持っていることになる。このゲインが、季節に寄らず一定かどうかはSaskatoonのさらに多くのデータのスペクトル解析結果を待たねばならないが、仮に一定とすると、Saskatoonの重力波のエネルギーは、MUレーダーでの約半分、MFレーダーのビームの広がりによって、水平および、鉛直方向に風速が平滑化されている効果を考慮しても(分散関係から考慮して、平均化の効果は、高度分解能9kmでの減衰と同等以下と見積られる)、Saskatoonにくらべ、MUレーダーでの重力波のエネルギーは、少なくとも60%は大きいと見積られる。なお、詳細はSaskatoonの1989年全年のMFレーダーデータのスペクトル解析結果を待って言及したい。

## 4. 終りに

以上のように、今回は MU レーダーおよび Saskatoon の MF レーダーの 1989 年の観測から、中間圏上部 (68km~80km) の重力波の強度を比較し、現在解析途上ながら、10 分~100 分周期の水平風速のエネルギーは MU レーダー観測のほうが強いことを示した。今後更に解析を進め、定量的な強度比や、運動量フラックスの比較、スペクトル形状の比較等をおこなっていく予定である。

#### 謝辞

サスカチュワン大 MF レーダーのデータ解析、データ交換に尽力いただいた Dr. C. E. Meek 氏に謝意を表する。

[1]. Tsuda, T., Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato, and S. Fukao, Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 725-728, 1990.

[2]. Tsuda, T., S. Kato, T. Yokoi, T. Inoue, M. Yamamoto, T. E. VanZandt, S. Fukao, and T. Sato, Gravity Waves in the Mesosphere Observed with the MU Radar, *Radio Sci.*, 25, 1005-1018, 1990.

[3]. Meek, C. E., I. M. Reid, and A. H. Manson, Observations of mesospheric wind velocities 2. Cross sections of power spectral density for 48-8 hours, 8-1 hours, and 1 hour to 10 min over 60-110 km for 1981, *Radio Sci.*, 20, 1383-1402, 1985.

表 1. MU レーダー中間圏観測の期間。

表 2. MU レーダーと Saskatoon MF レーダーの比較

1. 観測パラメータ 2. データ解析

図 1. MU レーダーによる 68-80km の南北風の周波数スペクトル。(1989 年 7 月 17-21 日) 高度 1km、3km、9km で風速データを平均して比較した。(本文参照)

図 2. MU レーダーによる 68-80km の南北風の周波数スペクトル。(1989 年の各月)。鉛直風を含んだスペクトル(本文参照)

図 3. MU レーダーによる 68-80km の南北風の周波数スペクトル。(1989 年の各月)。鉛直風を除いたスペクトル(本文参照)

図 4. MU レーダーと Saskatoon MF レーダーによる中間圏  $\overline{u'^2}$ (上),  $\overline{v'^2}$ (下) の比較

図 5. MU レーダーと Saskatoon MF レーダーの風速スペクトルの直接比較 (1989 年 7 月)

表 1

MU Radar Mesospheric Observations (5-beam, DBS)

$\Delta h = 600\text{ m}$

$\Delta t = 1 \sim 3.5\text{ min}$

beam = (0,0), (0,10), (90,10), (180,10), (270,10)

Obs. time — Daytime (8~16LT, 6~18LT)

1. Regular Observations (GRATMAC/P)

(4~5 day/month)

- 1985 Dec
- 1986 Jan - Nov
- 1987 Jan - Nov
- 1988 Jan - Dec
- 1989 Jan - Dec ..... ⊙
- 1990 Jan - Dec
- 1991 Jan -

2. Campaign Observations

(15~25 days)

- 1986 Oct
- 1987 Jun ..... ⊙
- 1990 Jul
- 1991 Jan/Feb ..... ⊙

Adelaide (35°S)  
MF Radar

Saskatoon (52°N)  
MF Radar

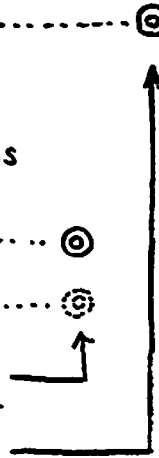


表 2

Comparison between  
MU Radar and Saskatoon/MF radar  
observation in 1989.

1. Observation

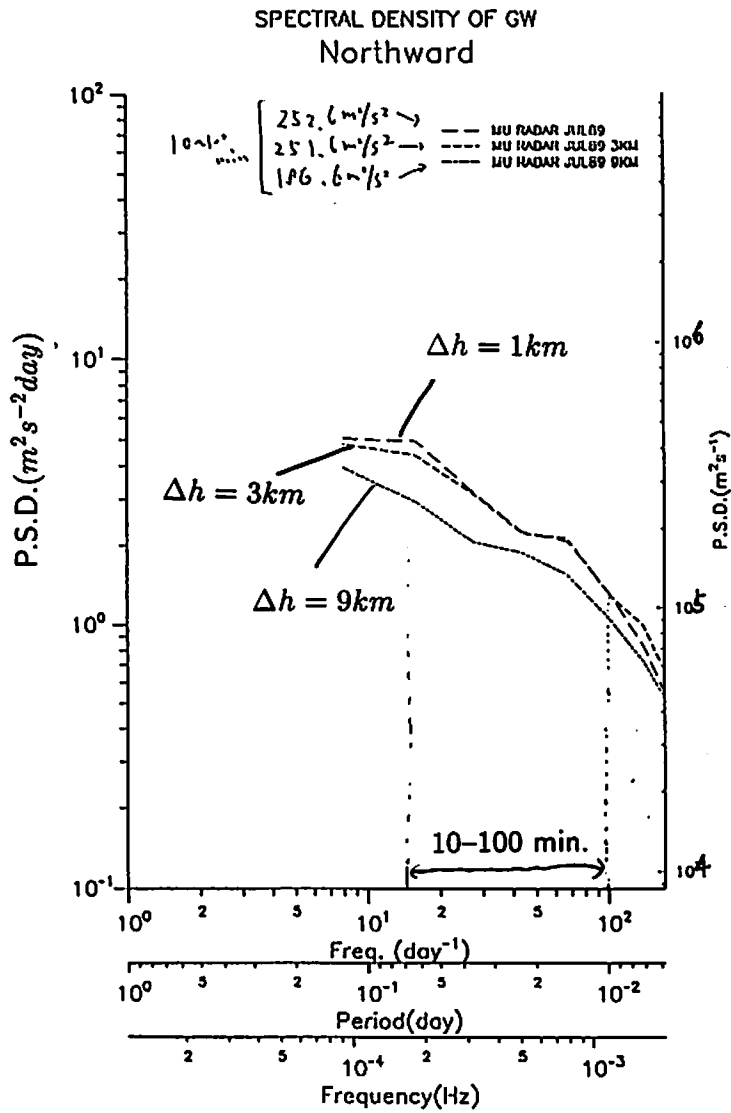
	MUR	MF/Saskatoon	
i) height range	60-90km	58-109km	
ii) obs. time	daytime	24 hrs.	
iii) $\Delta h$	600 m	3 km	→ m
iv) wind measurement	DBS ( $V_{rv}, V_{rw}, V_{rs},$ $V_{rs}, V_{rw}$ )	SA ( $u, v, w$ )	( $10'$ )
v) $\Delta t$	3.5 min	5 min	
vi) beam width	3.7°	40°	→ $k/m$

2. Data Analysis

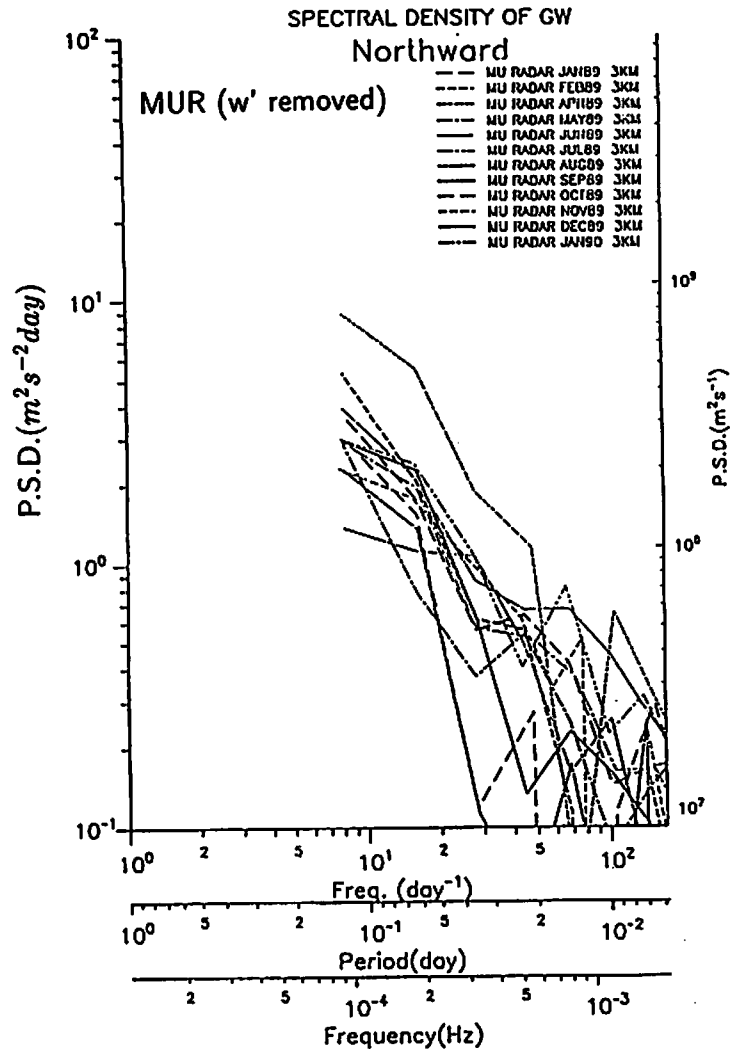
Variance  
• MUR :  $\int_{\omega_1}^{\omega_2} (\text{Frequency Spectra}) d\omega$

• MF/Saskatoon : difference filter

☒ 1



3



2

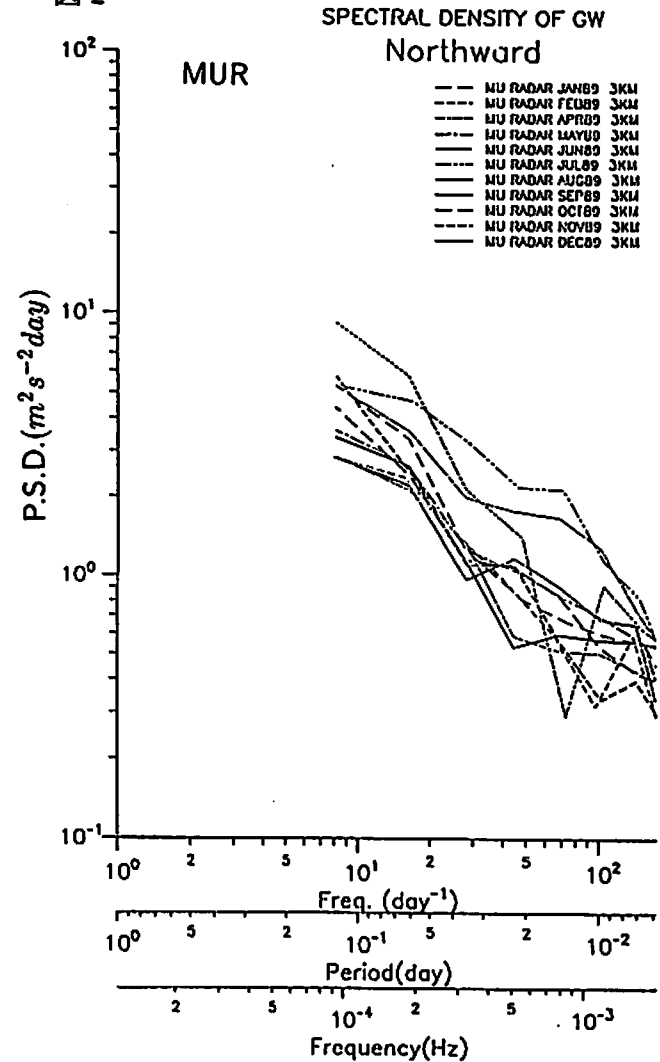


図 5

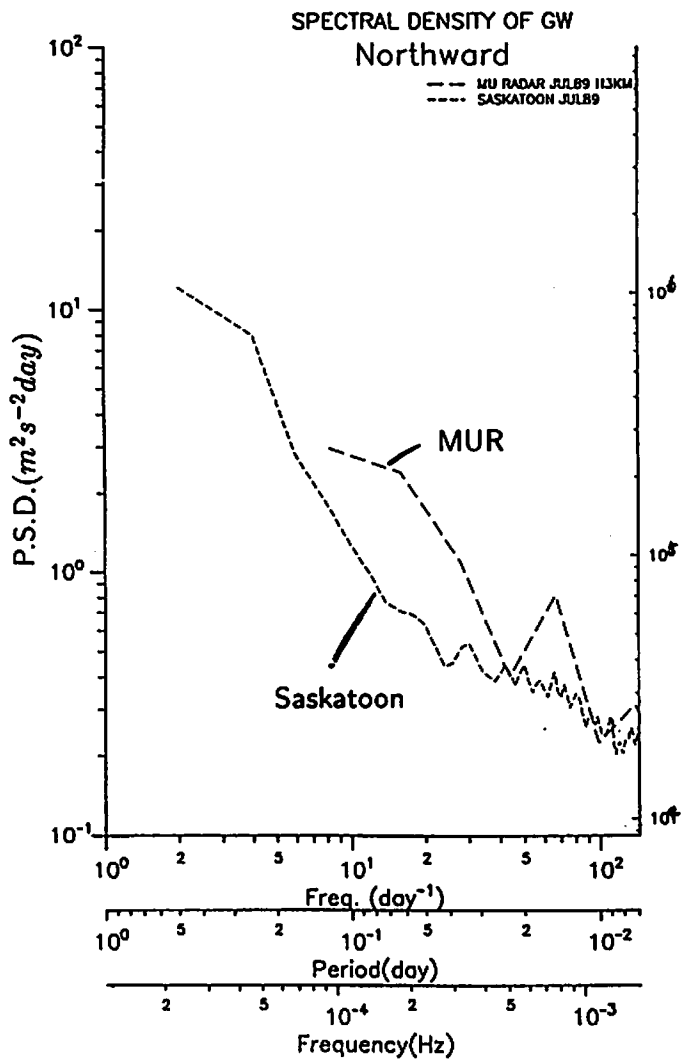
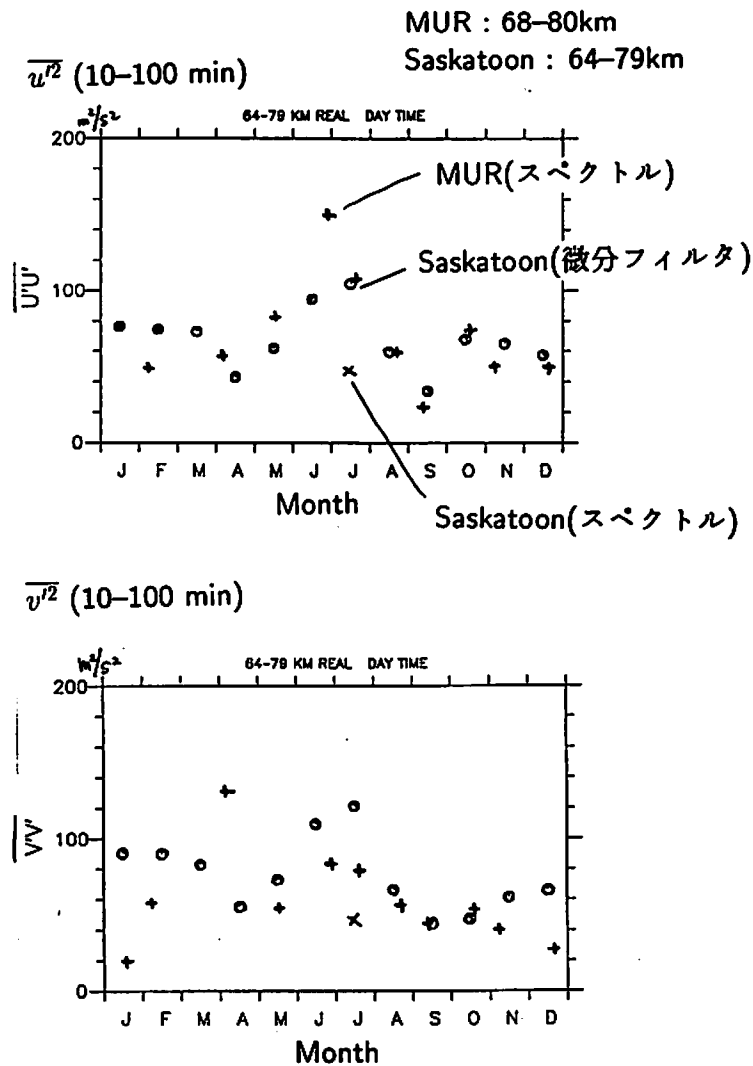


図 4



# DYANA 観測による中層大気中の重力波の解析

村山 泰啓<sup>1</sup>、津田 敏隆<sup>1</sup>、中村 卓司<sup>1</sup>、山中 大学<sup>1</sup>、山本 衛<sup>1</sup>、  
加藤 進<sup>1</sup>、深尾 昌一郎<sup>1</sup>、小山 孝一郎<sup>2</sup>、D. オッフアマン<sup>3</sup>

1. 京大超高層 2. 宇宙研 3. ウッパータール大 (独)

## 1 DYANA キャンペーン

DYANA キャンペーンは、全球規模の中層大気観測によって惑星波、重力波、乱流などの現象を明らかにすることを目的として、1990年1月15日-3月15日に行なわれた。キャンペーン期間中には西ヨーロッパを中心とした世界各地の観測点で気象ロケット・地上観測が行なわれたが、宇宙研鹿児島宇宙空間観測所(KSC)では計画の一環として、1990年1月17日-2月26日の期間にスーパーロッキーおよびパイパーロケットが打ち上げられて、8回のデータゾンデ・落下球観測によって風速・温度プロファイルが得られた。表1に観測の日時とデータの得られた高度などを示す。また、同キャンペーン期間に京都大学 MU レーダー(滋賀県信楽町)でも中層大気観測を行っており、ロケット観測データとあわせて、中層大気中の内部重力波の解析を行なった結果について報告する。

## 2 中層大気中の内部重力波の飽和

中層大気中の鉛直伝搬可能な内部重力波は下層大気で励起され、運動量、エネルギーを保存して上方伝搬し、中間圏上部で減衰して平均流加速を生じ、中間圏界面付近における弱風層をつくる原因の一つとなると考えられている。この平均風との相互作用に寄与する重力波の減衰過程として、大気の不安定から波のエネルギーが消散して振幅が制限されるという、重力波の飽和が考えられている [Lindzen, 1981; Holton, 1982; Matsuno, 1982]。

内部重力波が等温大気中を上方伝搬するとき、エネルギーを散逸させなければ、大気密度は高度とともに指数関数的に減少していくため、重力波の振幅は指数関数的に増大する。しかし、上方伝搬の途中で振幅があるスレッシュホールドに達したとき、対流不安定ないしシア不安定による乱流生成などのためにエネルギーが失われ、振幅成長が制限されると考えられる(重力波の飽和)。この過程では振幅制限はその波の鉛直波長に依存し、同じ振幅の重力波については、鉛直波長の短い波動ほど、より低い高度において飽和することがわかる [Dewan and Good, 1986; Smith et al., 1987]。飽和によって重力波からエネルギーが失われる際、運動量は保存されなければならないため、波動から失われる運動量が結果として平均流加速に寄与し、他の波動・平均流との相互作用をおこすと考えられる。

このような重力波の線形飽和理論に基づいて、Dewan and Good[1986] や Smith et al.[1986] は水平風速の鉛直波数スペクトルの高波数部分が  $F_u(m) \propto N_0^2/m^3$  であることを導いている。ここで  $N_0$  は背景のプラントパイサラ周波数である。このモデルは、図 1(a) のスペクトルの傾きが -3 となっている飽和領域に対応しており、スペクトル密度は  $N_0^2$  に比例する。図 1(b) のエネルギーコンテンツ表示は、ある波数バンド幅内のスペクトルより下の部分の面積がそのバンド内に含まれるエネルギーに比例する表示方法である。スペクトルの曲がりの部分は不飽和領域(低波数領域)から飽和領域(高波数領域)になる、ちょうど飽和条件に達した領域であるが、エネルギーコンテンツ表示ではこの領域の波数をもつ波動が最も大きなエネルギーをもつことがわかるが、これがプロファイルの中で卓越して見える成分に対応すると考えられる。従って、低波数成分の振幅が重力波の上方伝搬に伴って高度とともに増大するならば、スペクトルの曲がりの部分は高度とともにより低波数側へ移動し、その際、振幅も増大することになる。すなわち、この考え方によれば風速プロファイルで卓越する重力波の鉛直波長・振幅は高度とともに増大することになる。

### 3 卓越重力波の鉛直波長の高度変化

京都大学 MU レーダーの MST 観測においては、反射エコー強度が十分に得られない高度領域 (高度約 25–60 km) が存在する。そこで、MU レーダーにおいて同キャンペーン期間に行われた観測データ (高度 25 km 以下と 60–90 km) と、DYANA 期間中の内之浦でのロケット観測の高度約 20–60 km のデータをあわせて用いることで、中層大気中のより広い高度領域で風速プロファイルを得ることができる。

図 2 は、DYANA 期間内の 1990 年 2 月 17 日 2110JST に内之浦から打ち上げられたパイパーロケットによる落下球観測と同日の MU レーダー観測による水平風速の高度プロファイルである。MU レーダーによる下部成層圏の観測では東西、南北成分に高度 11 km 付近にピークをもつジェット気流が見られるが、それに重畳して鉛直波長  $\lambda_z$  が 2–3 km、振幅の東西・南北成分  $u', v' \sim 3\text{--}5$  m/s の卓越する重力波がみられる。上部成層圏ないし下部中間圏のロケット観測では、 $\lambda_z \sim 4\text{--}8$  km、 $u' \sim 1\text{--}3$  m/s、 $v' \sim 5\text{--}10$  m/s の卓越成分がみられた。内之浦における 1987 年 9 月 9 日の 1100LT、1300LT に行われた 2 度のロケット観測では風速変動の位相の下方伝搬がみられたことから、ロケットゾンデで観測されるこの高度領域の風速の中規模擾乱は、おもに上方伝搬する内部重力波であると考えられる [Murayama et al., 1990]。また、高度 60–90 km の上部中間圏では  $\lambda_z \sim 8$  km、 $u' \sim 15$ ,  $v' \sim 20$  m/s の卓越重力波がみられる。

以上のことから、中層大気中で卓越する重力波の振幅・鉛直波長は高度とともに増加する傾向があることがわかるが、これは前節に述べたような、大気的不安定による重力波の飽和が起こっているとしたときの卓越成分の振る舞いと定性的に一致している。

### 4 水平風速の鉛直波数スペクトル・バリエーションの高度変化

中層大気中の風速プロファイル中には卓越波動がみられると同時に種々の波長・周期をもつ多くの波が重畳して観測されるため、これらの成分を調べるためには、スペクトル解析が有効と思われる。図 3 は、DYANA 期間における MU レーダー、スーパーロッキー・パイパー両ロケットによって観測された水平風から計算した鉛直波数スペクトルの平均である。スペクトルはおよそ 10 km ごとの高度範囲にわけて計算され、平均的には (A) 下部成層圏 (高度約 17–23 km)、(B) 中部成層圏 (約 23–32 km)、(C) 上部成層圏 (約 33–44 km)、(D) 下部中間圏 (約 47–56 km)、(E) 上部中間圏 (約 65–85 km) となっているが、成層圏界面は可能な限り観測で得られた温度プロファイルから推定しているため、この高度範囲は観測ごとに少しづつ異なる。これらのスペクトルを図中では  $10^2$  づつずらして表示している。(A)、(E) は MU レーダー、(B)、(C)、(D) はロケット観測によるものである。細実線は Smith et al. [1987] による全成分を飽和重力波と仮定したときのモデルスペクトル  $F_0^2(m) = N_0^2/6m^3$  で、背景のプラント・バイサラ周波数  $N_0$  は高度範囲 (A),(B),(C),(D) については観測された温度プロファイルより求め、上部中間圏 (E) については CIRA86 モデルを用いた。いま、(A)–(E) について  $m = 2 \times 10^{-4}$  c/m の成分を例にしてスペクトル密度の変化を見てみると、(A)、(B) では  $2\text{--}3 \times 10^4$  程度で、 $F_0^2(m)$  の 1/10 以下であるが、(C)  $4\text{--}8 \times 10^4$ 、(D)  $6\text{--}8 \times 10^4$ 、(E) では  $2\text{--}3 \times 10^5$  とスペクトル密度は高度とともに増大していることがわかる。また  $m < 4 \times 10^{-4}$  c/m の低波数領域の負の傾きについては東西・南北成分の平均値は (A)  $\sim 0.7$ 、(B)  $\sim 1$ 、(C)  $\sim 1.8$ 、(D)  $\sim 2.6$ 、(E)  $\sim 3.0$  と、増大して 3 に近づいていくことがわかる。

これらのスペクトルを波数について積分すると風速変動のバリエーション  $\overline{u'^2}$  (重力波エネルギー) が得られるが、東西・南北成分について平均し、 $F_0^2$  から得られたバリエーションを用いて正規化する。スペクトルを鉛直波数 (a)  $10^{-4} < m < 2 \times 10^{-4}$  c/m ( $5 < \lambda_z < 10$  km)、(b)  $2 \times 10^{-4} < m < 10^{-3}$  c/m ( $1 < \lambda_z < 5$  km) について積分してもとめた、正規化バリエーションを高度に対してプロットしたのが図 4 である。スペクトル密度に対応してバリエーションも高度とともに増大するが、その増加率が、取り出す風速変動分の鉛直スケールによって変わることがわかる。高度範囲 (B)、(C)、(D) で得られたバリエーションに直線をフィッティングすると図中の一点鎖線のようになり、横軸が対数軸であることから成層圏中のバリエーション (重力波エネルギー) はおおそ指数関数的に増加していることが示唆される。また、そのスケールハイト  $H_E$  は  $5 < \lambda_z < 10$  km の鉛直波長範囲の成分については約 15 km、 $1 < \lambda_z < 5$  km の成分については約 25 km となり、 $\lambda_z$  の大きい波ほど高度に対して振幅は成長しやすいことがわかる。これは、2 節で述べたように鉛直波長に依存して重力波



の飽和がおこるとすると、鉛直波長の長い波動よりも波長の短い波動のほうが振幅成長を制限される傾向があるためと考えられる。

## 5 まとめ

DYANA 期間の内之浦でのロケット観測(1990年1月17日-2月26日)、信楽 MU レーダー観測によるデータを用いて、中層大気中の重力波の解析を行った結果、線形飽和理論と定性的に一致する以下のような振る舞いがみられた。

1. 卓越重力波の鉛直波長・振幅が高度とともに増大し、下部成層圏で $\lambda_z \sim 2-3$  km、 $u', v' \sim 3-5$  m/s、上部中間圏で $\lambda_z \sim 8$  km、 $u' \sim 15$ ,  $v' \sim 20$  m/s であった。
2. 水平風速の平均鉛直波数スペクトルは低波数領域で高度とともに増加し、 $m = 2 \times 10^{-4}$  c/m のスペクトル密度と比較すると、約  $2 \times 10^4 - 3 \times 10^5$  c/m の値となり、上部中間圏の値は下部成層圏にくらべて約 10 倍であった。また低波数領域の負の傾きも 0.7-3.0 と高度とともに増加していた。
3. モデルで正規化したバリエンス $\overline{v'^2}$ も高度とともに増加し、そのスケールハイトは  $5 < \lambda_z < 10$  km の成分については約 15 km、 $1 < \lambda_z < 5$  km については約 25 km となり、長波長の波ほど振幅の成長が著しく、短波長成分は振幅成長が制限される傾向があった。

## References

- Dewan, E. M. and R. E. Good, 1986: Saturation and the "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **91**, 2742-2748.
- Holton, J. R., 1982: The role of gravity wave-induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 791-799.
- Lindzen, R. S., 1981: Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707-9714.
- Matsuno, T., 1982: A Quasi One-Dimensional model of the Middle Atmosphere Circulation Interacting with Internal Gravity Waves, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 215-226.
- Murayama, Y., T. Tsuda, M. Yamamoto, T. Nakamura, T. Sato, S. Kato and S. Fukao, 1990: Dominant vertical scales of gravity waves in the middle atmosphere observed with the MU radar and rocketsondes, submitted to *J. Atmos. Terr. Phys.*
- Smith, S. A., D. C. Fritts and T. E. VanZandt, 1987: Evidence for a saturated spectrum of atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1404-1410.

表 1: DYANA 期間に行われた内之浦でのスーパーロッキー・バイパーロケット観測の日時とデータの得られた高度範囲。

Rocket Observations at KSC (Uchinoura, Japan) During DYANA Campaign						
Rocket	Launched Time		Wind		Temp.	
			Heights	Results	Heights	Results
<i>Super Loki</i>						
SL02	17 Jan. 1990	2110LT	21-71 km	Good	20-55 km	Good
SL03	20 Jan. 1990	2110LT	23-74 km	Good		No Good
SL04	29 Jan. 1990	2125LT	20-55 km	Good	32-56 km	Good
SL05	31 Jan. 1990	2100LT	17-52 km	Good	22-56 km	Good
SL06	5 Feb. 1990	2100LT	20-53 km	Good	22-54 km	Good
<i>Viper</i>						
VP05	17 Feb. 1990	2100LT	18-107 km	Good	-	-
VP07	24 Feb. 1990	2100LT	15-111 km	Good	-	-
VP08	26 Feb. 1990	2100LT	20-107 km	Good	-	-

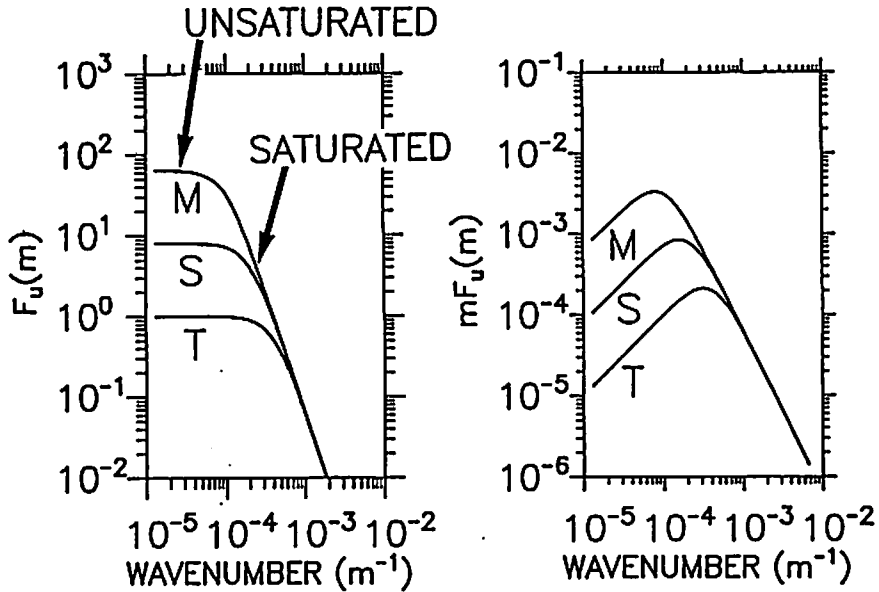


図1: (a) 重力波の鉛直波数スペクトルモデルと (b) そのエネルギーコンテンツ表示。高波数側でスペクトルの傾きが-3になるのはその波数帯の重力波が大気的不安定性によって飽和することによる。スペクトルの曲がりの部分のエネルギーがもっとも大きいことから、プロファイル中で卓越する成分に対応すると考えられる。

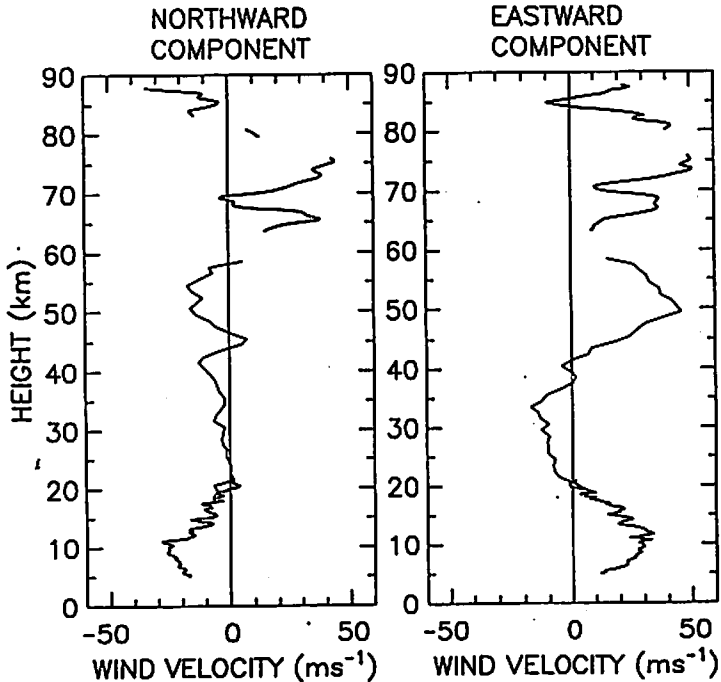


図2: 1990年2月17日2110JSTに内之浦から打ち上げられたパイパーロケット(細線)と、同日1204-1300JSTにMUレーダー(太線)によって観測された水平風速の高度プロファイル。南北成分(左)と東西成分(右)を示す。下部成層圏では鉛直波長 $\lambda_z \sim 2-3$  km、上部成層圏ないし下部中間圏では $\lambda_z \sim 4-8$  km、上部中間圏では $\lambda_z \sim 8$  kmの重力波が卓越している。

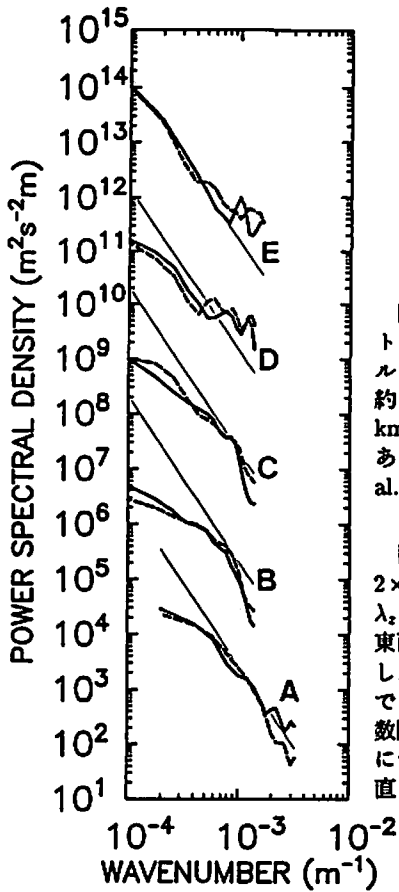
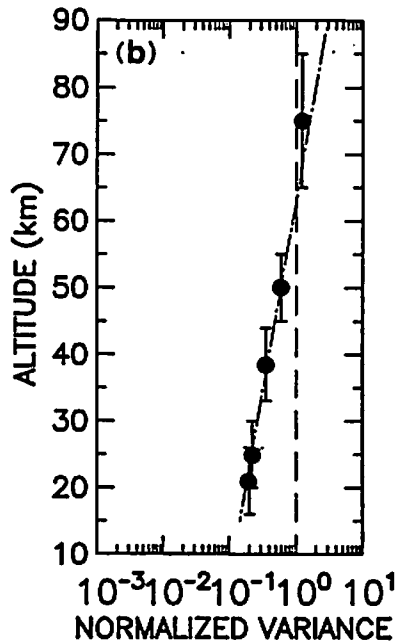
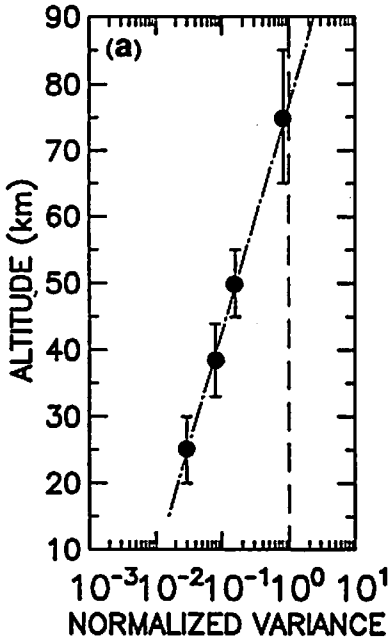


図3(左): DYANA 期間における内之浦から打ち上げられたロケットと信楽の MU レーダーで観測された水平風速の鉛直波数スペクトルを各観測について求めて、平均したもの。それぞれ高度範囲 (A) 約 17-23 km、(B) 約 23-32 km、(C) 約 33-44 km、(D) 約 47-56 km、(E) 約 65-85 km に対応しており、 $10^2$  づつずらして表示してある。太実線が東西成分、太破線が南北成分、細実線は Smith et al.[1987] によるモデルスペクトルをしめす。

図4(下): 図3の鉛直波数スペクトルを鉛直波数 (a)  $10^{-4} < m < 2 \times 10^{-4}$  c/m ( $5 < \lambda_z < 10$  km)、(b)  $2 \times 10^{-4} < m < 10^{-3}$  c/m ( $1 < \lambda_z < 5$  km) について積分したバリエンス  $u^2$  (重力波エネルギー)。東西・南北成分の平均値を Smith et al.[1987] のモデル値で正規化したもの。図中の一点鎖線は高度範囲 20-60 km の値に片対数軸上でフィッティングした直線をしめす。バリエンスは高度とともに指数関数的に増加するが、そのスケールハイト  $H_E$  は  $5 < \lambda_z < 10$  km については約 15 km、 $1 < \lambda_z < 5$  km については約 25 km と、鉛直スケールの大きい波動のほうが増加率の大きいことがわかる。



# 中間圏で観測される風速変動の 周波数スペクトルの特性

村岡良和 (兵庫医大)

深尾昌一郎 (京大・超高層)

杉山卓也 (京大・理)

山本衛 山中大学 津田敏隆 中村卓司 加藤進  
(京大・超高層)

## 1 はじめに

MU レーダーをはじめとする MST レーダーの最大の利点として、大気中の風速の変動を空間的にも時間的にも高い分解能で観測できることがあげられる。それ故、MST レーダーは、そのような風速の空間的あるいは時間的変動のスペクトルを求め、その変動の起源を研究するために利用されてきた。この背景には、波数あるいは周波数領域における独立したスペクトル間に関する重力波スペクトルモデルに基づいた理論の発展があり (e.g., VanZandt, 1985; Scheffler and Liu, 1985)、最新の MST レーダー技術を駆使した精度の良い観測が可能になってきたことがある。MU レーダーを用いて中間圏高度での風速変動を観測すると、その鉛直波数スペクトルは  $-3$  乗則で近似されることが多く (e.g., Tsuda et al., 1989)、そのスペクトル勾配は重力波の飽和を示唆するものであり、ある波数におけるスペクトル強度に上限が存在することを示していると考えられている (Dewan and Good, 1986; Smith et al., 1987; Weinstock, 1990)。また、周波数スペクトルにみられるビーム天頂角に依存した視線方向成分の風速のスペクトルの変化は重力波エネルギースペクトルモデル (e.g., Scheffler and Liu, 1985) から予測される結果に良く一致している (Muraoka et al., 1990; Tsuda et al., 1990)。このように、MU レーダーで観測される結果は、観測される風速変動の起源が重力波であることを強く示唆しており、中間圏は様々な空間的・時間的スケールを持つ重力波で満ち溢れていることが推測される。

中間圏における風速変動が重力波に起因するとすれば、重力波の飽和という現象は波数スペクトルだけでなく、当然周波数スペクトルにも何らかの形で影響を与えている筈である。何故なら、重力波の飽和は鉛直伝搬する重力波がそれ自身の振幅増大のためにある高度で不安定になり砕波するために発生するものと考えられているので、その砕波高度が重力波のスケールに依存して変化するからである。したがって、波数スペクトルと同様に周波数スペクトル強度にも上限が存在し、その上限に達する高度が周波数に依存するとすれば、周波数スペクトルは高度と共に変化するようになる。ここではこの問題を検討する試みの一つとして実施された、京都大学超高層電波研究センターの MU レー

ダーを用いた共同利用による、中間圏観測についての予備的な考察の結果を報告する。即ち、ドップラー法による中間圏高度でのいくつかの視線方向成分の風速のデータを用いて、周波数スペクトルのビーム方向依存性を調べると共に、その構造が高度と共にどのように変化するかを調べた結果について述べる。さらに、その変化と重力波の伝搬との関連について考察した結果についても述べる。

## 2 データ解析

周波数スペクトルの構造と高度変化を調べるために、1988年9月5-9日および10月3-7日の昼間に実施されたMUレーダー観測から得られた中間圏風のデータを用いた。この観測ではレーダービームを順に天頂方向と、天頂から北と南へそれぞれ $10^\circ$  および $20^\circ$  傾いた方向に向け、受信された散乱エコーのドップラーシフトから、その視線方向の風速を推定している。得られた風速データの視線距離分解能は300 m、時間分解能は1分である。周波数スペクトルの高度変化を調べるためには長時間持続するエコー層がある高度範囲で観測されることが必要となるが、9月5日と10月6日にそのようなエコーがそれぞれ異なった高度域で約8時間にわたって観測された。得られた視線方向成分の風速の時系列データにMEM法を用いてスペクトル解析を行なった。ここで用いられたデータ処理の手順や解析手法については大気圏シンポジウムのプロシーディングで紹介してあるので、その詳細については村岡他(1990)を参照されたい。

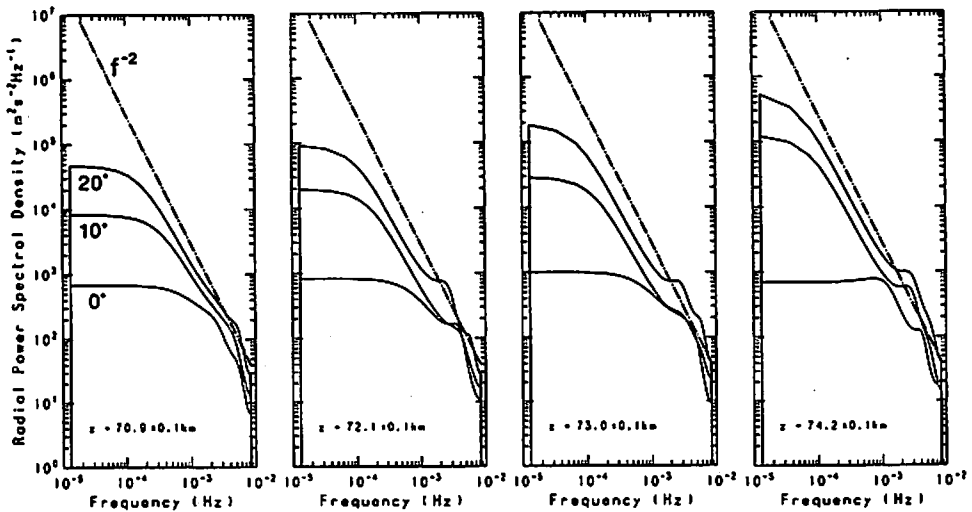


図1. 1988年10月6日に観測された中間圏における視線方向(天頂角 $0^\circ$ ,  $10^\circ$  および $20^\circ$ )成分の風速の周波数スペクトル。各パネルはそれぞれ高度70.9, 72.1, 73.0 および74.2 kmにおけるスペクトルを示している。

1988年10月6日に実施された観測では、高度68-75 kmの領域に強いエコー層が見られた。この領域内にあるゲートの高度で得られた風速の時系列データからそれぞれの高さにおける周波数スペクトルが求められたが、図1には四つの代表的な高度におけるスペクトルの変化が示されている。各パネルには鉛直風(0°)および斜め風(10°と20°)に対する周波数スペクトルがスペクトルの $-2$ 乗則を表わす線と共に示されている。全般的な傾向としてスペクトルは低い周波数で平坦であるが、周波数が高くなると $-2$ 乗則に従って下がっているように見える。鉛直風スペクトルには高度による変化はほとんど見られないが、斜め風スペクトルは高度と共に低周波域でのスペクトル強度が増加して、 $-2$ 乗則に漸近することを示している。

1988年9月5日の観測では、10月6日の観測より高い高度74-77 kmの領域に強いエコー層が見られた。周波数スペクトルはこの領域内の各ゲートの高度で求められたが、図2にその代表的な高さでの鉛直風と斜め風スペクトルを示している。スペクトルの高度変化はこの図でも図1と同じ傾向を示し、特に斜め風スペクトルはプラントバイサラ振動数より小さな周波数域で最終的にほとんど $-2$ 乗則に従うようになる。この高度76 km付近でのスペクトルのピーム天頂角依存性は重力波のエネルギースペクトルモデルを用いて理論的に予測される結果(Scheffler and Liu, 1985)と良く一致する(Muraoka et al., 1990)。とはいえ、モデルとの一致はこのように特定の高度でみられるだけであり、現実には図1, 2に示したように周波数スペクトルはかなりの高度変化をしている。

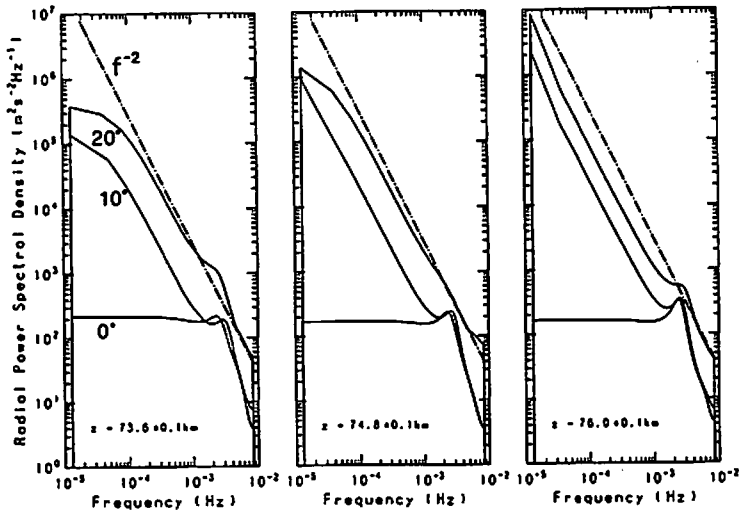


図2. 1988年9月5日に観測された中間圏における視線方向(天頂角0°, 10°および20°)成分の風速の周波数スペクトル。各パネルはそれぞれ高度73.6, 74.8および76.0 kmにおけるスペクトルを示している。

10月6日の高度68-75 km および9月5日の高度74-77 km で観測された周波数スペクトルの高度変化を簡便に見るために、図3に斜め風(10°と20°)のスペクトルの半日周期に相当する周波数におけるスペクトル強度の高度変化を示した。高度68-71 km の範囲ではスペクトル強度が弱いため、その強度は明確な高度依存性を示さないが、71-76 km の範囲では高度と共に一様に増加している。高度74 km を境にしてスペクトルが観測された日付が異なっているにも拘らず、その強度変化がスムーズに移行しているように見えるのは興味深い。スペクトル強度は高度76 km 付近でピークに達し、それより上の高度ではむしろ減少している。このことから、斜め風スペクトルの高度変化は定常的に存在しているようであり、図2で示されたようにスペクトル強度が-2乗則に従うとき飽和しているものと考えられる。

### 3 議 論

このような周波数スペクトルの飽和が波数スペクトルと同様に重力波の伝搬に関係しているかどうかを調べるために、天頂角10°の方向の視線風速と鉛直風から水平風を推定し、そのホドグラムを作った。図4に一例として1988年9月5日の高度76.0 km における水平風の時間変化のホドグラムを示す。測定時間(08:14-1605 JST)の制限のためホドグラムは完全に閉じてはいないが、図は慣性重力波を示唆する時間と共に右回りの楕円偏波をする長周期の変動と、その上に乗った短周期の擾乱があることを示している。この短周期変動の周期はおよそ7分程度であり、鉛直風の時間変化に顕著にみられる短周期の変動の周期とほとんど同じである。ホドグラムの水平風が直接測定された斜め風と鉛直風から間接的に推定されていることを考慮すると、水平風ホドグラムに見られる短周期の変動は見かけ上のもので水平風の変動としては実在しないもののように思われる。

図4にはまた長周期変動を近似する楕円が破線で示されている。この楕円のパラメーターから単色波としての慣性重力波や平均風の特徴を示す諸量が求められる。この図と他の高度でのいくつかの楕円近似から、この重力波の周期は11.3時間で

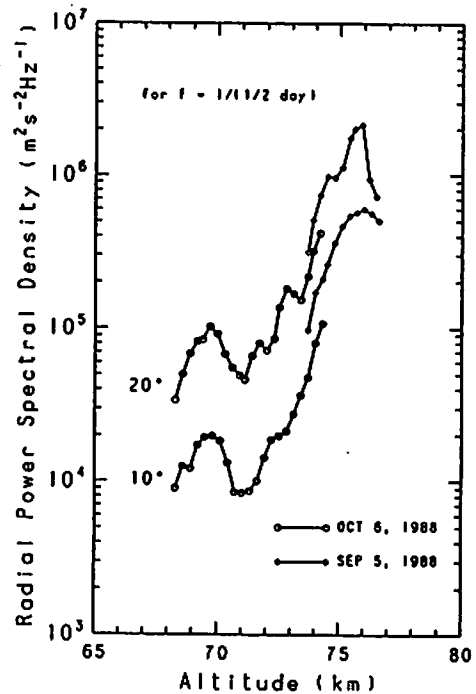


図3. 1988年9月5日および10月6日に観測された中間圏における視線方向(天頂角10°および20°)成分の風速の周波数スペクトルから求められた半日周期に相当する周波数でのスペクトル強度の高度変化。

あることが平均として得られた。また、各高度でのホドグラムから推定された位相の変化から鉛直波長は 10.5 km であることがわかった。さらに、高度 75.1 km で重力波の速度振幅は 48.0 m/s であり、波の伝搬方向成分の平均場の風速は 17.0 m/s であった。図 5 にこの楕円近似から求められた速度振幅の高度変化を示した。また、図には重力波が鉛直伝搬をするときそのエネルギー保存のために生ずる振幅の変化が点線を示されている。観測された単色の重力波の振幅が指数関数的に増大している高度範囲がそれほど広くないので確定的なことは言えないが、この重力波は高度 75 km 付近で飽和しているように見える。このことを確かめるために、推定された重力波と平均場の諸量を用いて線形の不安定条件から規定されるいわゆる重力波の飽和条件を求めると、 $u' \leq \bar{\omega}/k = c - \bar{u} \sim 51$  m/s となり、高度 75.1 km での重力波の振幅  $u' \sim 48.0$  m/s はこれをほぼ満たしている。したがって、図 5 にみられる重力波の振幅の変化は、この重力波が高度 75 km 付近でその飽和条件に達し、それ以上の高度では飽和のためにその振幅が制限されていることを確かに示していると思われる。さらに、図 5 と図 3 の斜め風(10°)のスペクトル強度の高度変化を比較すると、卓越する単色重力波の伝搬とその飽和が周波数スペクトルの飽和に密接に関係しているのは間違いないように思われる。

#### 4 ま と め

MU レーダーを利用して観測された中間圏高度の風速データを用い、各高度におけるその時系列データに対してスペクトル解析を行ない比較をしたところ、その周波数スペクトルが高度変化を示していることが明らかになった。その変化で注目されることは、高度が低いときには斜め風スペク

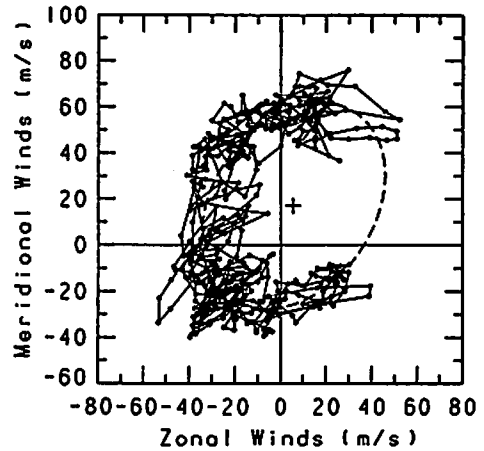


図 4. 1988 年 9 月 5 日に観測された中間圏における視線方向(天頂角 0° および 10°)成分の風速から求められた高度 76.0 km における水平風の時間変動を示すホドグラム。

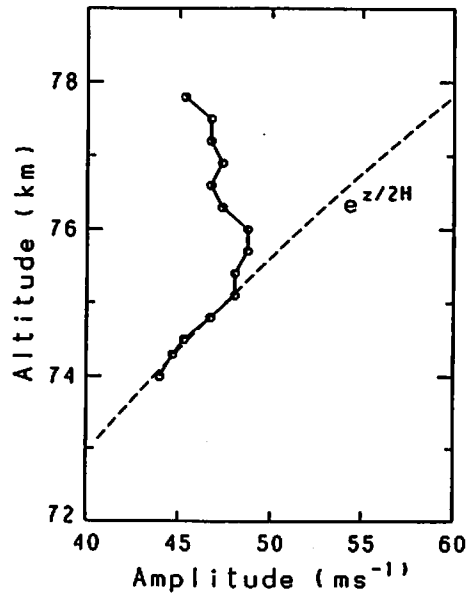


図 5. 水平風のホドグラムに対する楕円近似から求められた重力波の振幅の高度変化。



トルの低周波領域のスペクトル強度は弱くて平坦になっているが、高度の上昇と共にその領域の強度が増加して $-2$ 乗則に従うようになり、スペクトルが飽和するようになることである。ホドグラムを利用した解析から、この低周波領域でのスペクトル強度の増加は明らかにおよそ11時間の周期を持つ単色慣性重力波の鉛直伝搬に起因することが示された。同時に、スペクトルの飽和が重力波の飽和という現象に直接的に関連して起こっていることが示された。この飽和スペクトルが示すスペクトルの $-2$ 乗則は *Scheffler and Liu* (1985) によってある重力波のエネルギースペクトルモデルから予測された結果と良く一致する。このモデルでは重力波のエネルギー分布を波数および周波数の関数として与えている。このうち、鉛直波数に関するスペクトルについては既に重力波の飽和という概念に基づいて解釈されていたが、今回の解析ではさらに周波数スペクトルも重力波の飽和によってそのスペクトル強度に上限が存在することが明らかになってきたように思われる。ただし、周波数スペクトルの飽和という現象はまだ一例しか観測されていないので、今後さらに観測を積み重ねることによって多くの実例が見いだされることを期待している。また、周波数スペクトルの強度が重力波の飽和によってその上限を何故規定されているのかと言う点は理論的には未解決の問題として残されているので、この問題も今後の課題として追求してみたい。

## 参 考 文 献

- Dewan, E. M., and R. E. Good, Saturation and universal spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *91*, 2742-2748, 1986.
- Muraoka, Y., S. Fukao, T. Sugiyama, M. Yamamoto, T. Nakamura, T. Tsuda, and S. Kato, Frequency spectra of mesospheric wind fluctuations observed with the MU radar, *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 1897-1900, 1990.
- 村岡良和、杉山卓也、深尾昌一郎、山本衛、山中大学、津田敏隆、中村卓司、加藤進、MU レーダーによる中間圏中規模擾乱の観測、第4回大気圏シンポジウム、127-133, 1990.
- Scheffler, A. O., and C. H. Liu, Observation of gravity wave spectra in the atmosphere using MST radars, *Radio Sci.*, *20*, 1309-1322, 1985.
- Smith, S. A., D. C. Fritts, and T. E. VanZandt, Evidence of a saturation spectrum of atmospheric gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1404-1410, 1987.
- Tsuda, T. Inoue, D. C. Fritts, T. E. VanZandt, S. Kato, T. Sato, and S. Fukao, MST radar observations of a saturated gravity wave spectrum, *J. Atmos. Sci.*, *46*, 2440-2447, 1989.
- Tsuda, T., S. Kato, T. Yokoi, T. Inoue, M. Yamamoto, T. E. VanZandt, S. Fukao, and T. Sato, Gravity waves in the mesosphere observed with the MU radar, *Radio Sci.*, *25*, 1005-10181, 1990.
- VanZandt, T. E., A model for gravity wave spectra observed by Doppler sounding systems, *Radio Sci.*, *20*, 1323-1330, 1985.
- Weinstock, J., Saturated and unsaturated spectra of gravity waves and scale-dependent diffusion, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 2211-2225, 1990.

## インドネシアにおけるラジオゾンデ観測

津田 敏隆、 田中 卓 (京都大学超高層電波研究センター)

赤道域における対流圏界面の構造はグローバルな物質循環を理解する上で大変重要であるとされており、特にインドネシア域の対流圏界面の構造は水蒸気の対流圏から成層圏への輸送過程で大変重要である。平成2年2月27日から3月22日にかけてインドネシア、東ジャワ州スラバヤ近郊のワトコセ気球観測所 (7.57°S, 112.68°E, 海拔高度 50 m) において 100 台のラジオゾンデを約 6 時間毎に放球して対流圏・成層圏の協同観測を行った (図 1)。このデータベースは短期間の観測であるが、高度分解能が 150m と定常観測に比べて優れているので、これを用いて対流圏界面付近の温度構造を解析した。

高度 15km 以上で振幅 20m/s、鉛直波長約 5km で周期が 15-20 日のケルビン波と思われる波動が東西風速成分についてのみ顕著に現われたが (図 2、3)、この波動が対流圏界面付近の温度変動に与える影響に着目して解析を行った。観測期間中に得られた温度プロファイルにも同様に、対流圏界面付近 (約 15-18km) で鉛直波長数 km の波動が明らかに見られる (図 4) のを始めとして多種多様の波動成分がによる温度擾乱が重畳しているのが検出された (図 5)。

温度の時系列に、10 日にカットオフをもつローパスフィルターを施して、混合ロスビー重力波あるいはより短周期の重力波成分を除去し、高度プロファイルを求めたところ (図 6)、対流圏界面付近 (15-18km) にはっきりと波動の存在が認められ、また途中で 2 つの山に分かれていた。これは風速の東西成分に現れた波動と特徴が極めて似ている。

全観測期間の各プロファイルにおける最低温度を調べたところ、193-186K の範囲で周期がほぼ 20 日程度、すなわち風速にみられたケルビン波の周期で変動するのが明らかに見えた (図 7)。対流圏の水蒸気が成層圏に運ばれる場合に、極低温の赤道域対流圏界面により Freeze-Dry 現象が起り、乾燥した空気が成層圏に運ばれると考えられている。従来の研究から最低温度が 100mb の等圧面で 191K となる場合、あるいは同じことだが飽和水蒸気圧の気圧に対する比 (体積混合比) の最低値が 3ppmv であることが Freeze-Dry 現象の指標となっている。この観測期間中のプロファイルそれぞれについて体積混合比の最小値を検討したところ、体積混合比は 3ppmv を中心としほぼ最低温度に対応して、やはりケルビン波の周期で変化している (図 7)。

以上の解析からケルビン波が対流圏界面付近の温度構造を変形することが明らかになったが、このことから対流圏から成層圏に輸送される化学物質量がケルビン波の周期で脈動するといった影響を受けるのではないかと推測される。

1. Station: Watukosek Stratospheric Balloon Launching Station  
 Indonesian National Institute of Aeronautics and Space (LAPAN)  
 P.O. Box 4, Gempol 67155, East Java (Phone: Gempol 311)  
 (7.57°S, 112.68°E, 50 m from the sea level)

2. Observation Period: 27 February — 22 March 1990

3. Equipment

Receiver: Väisälä, DigiCORA (Automatic Rawinsonde System)  
 Radiosonde: Väisälä, RS80-15N  
 Balloon: TOTEX, TA1000 (1 kg balloon)  
 Parashute: TOTEX, T-PF81-103, SS00-MLAWS

4. Launch Schedule

Observation Period A (27 February - 4 March):

0:30, 6:30, 12:30 and 18:30 LT

(30 min before 0, 6, 12 and 18 GMT)

Observation Period B (5 - 22 March):

5:30, 10:30, 16:30 and 22:30 LT

5. Summary of Experiments

Observation Period	No. of Launches	Max. Height up to ~30 km	Max. Height up to ~17 km	Failure
A (27 Feb-4 Mar)	25	10	11	4
B (5 - 22 Mar)	75	52	19	4
TOTAL	100	62	30	8



図1 ラジオゾンダ観測が行われたワトコセ気象観測所 (Watukosek, 7.57°S, 112.68°E, 海拔高度 50 m)、ならびにシンガポール気象庁 (Singapore: 1.33°N, 103.90°E, 海拔高度 32m) の位置図

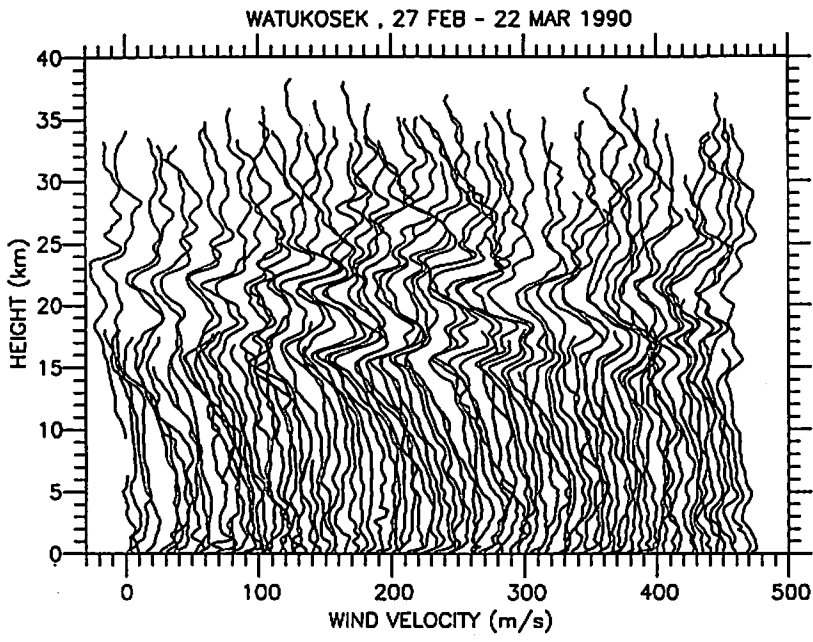


図 2 ワトコセで観測された風速の東西成分の高度プロファイル。5m/sずつずらして表示している。

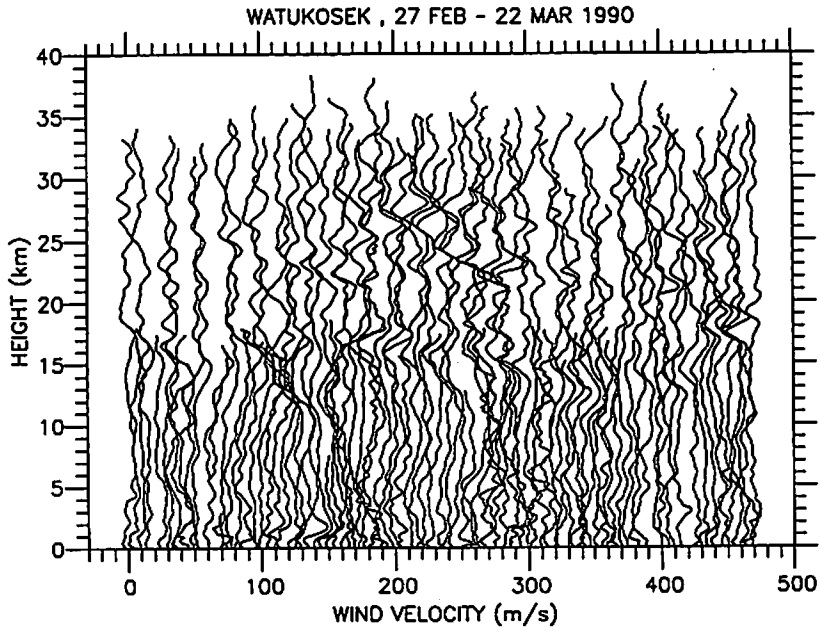


図 3 ワトコセで観測された風速の南北成分の高度プロファイル。5m/sずつずらして表示している。

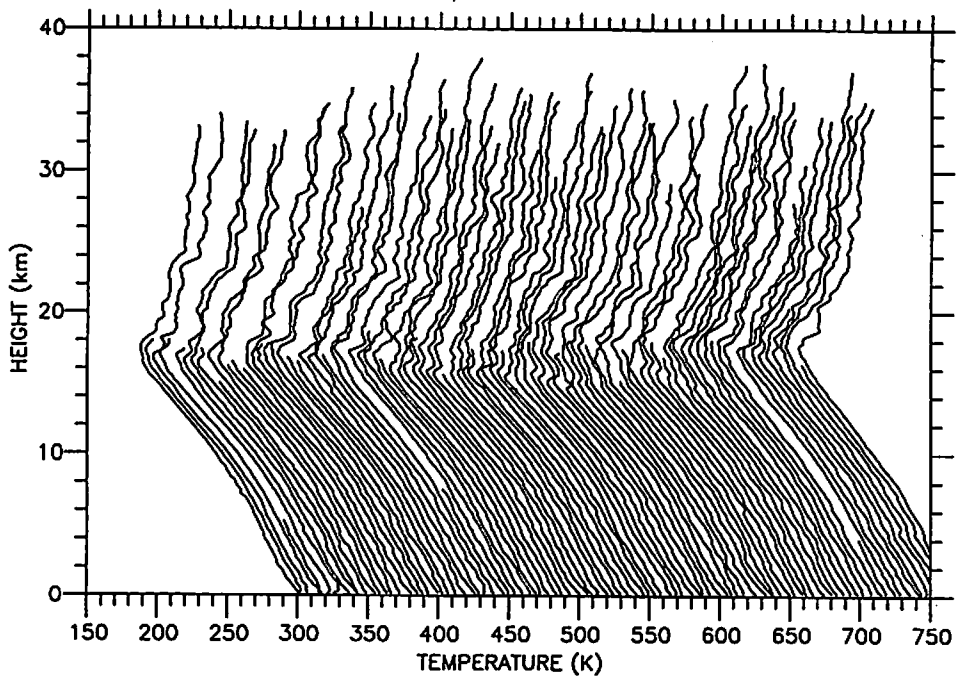


図4 ワトコセで観測された温度の高度プロファイル。5Kずつずらして表示している。

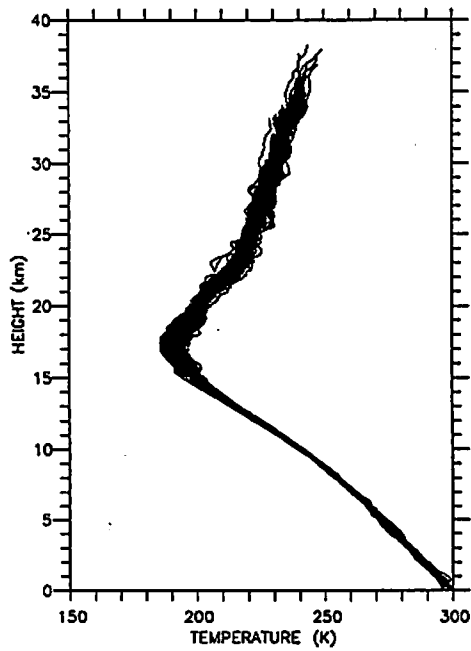


図5 全観測期間の温度の高度プロファイルを重ね書きしたもの。

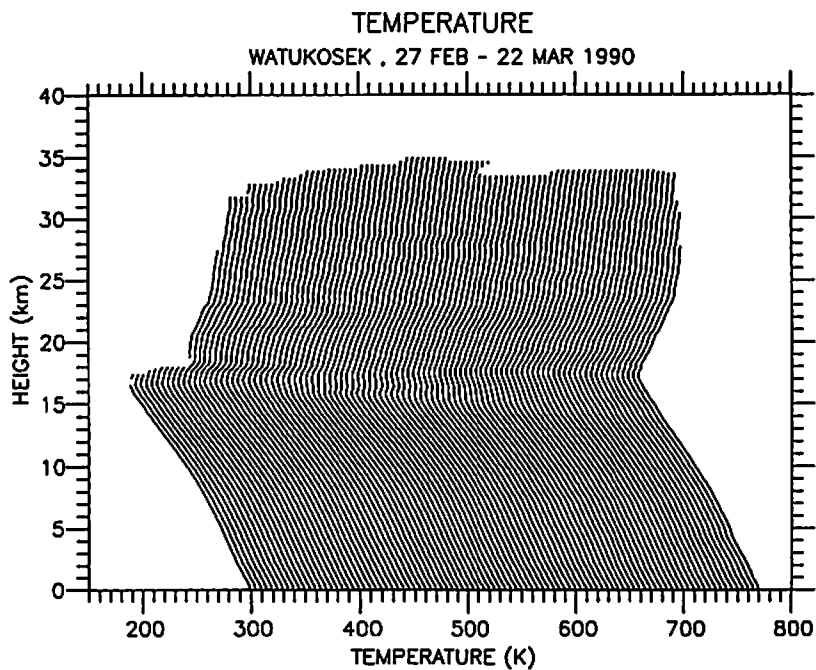


図6 カットオフ10日のローパスフィルターを施した温度の高度プロファイル。

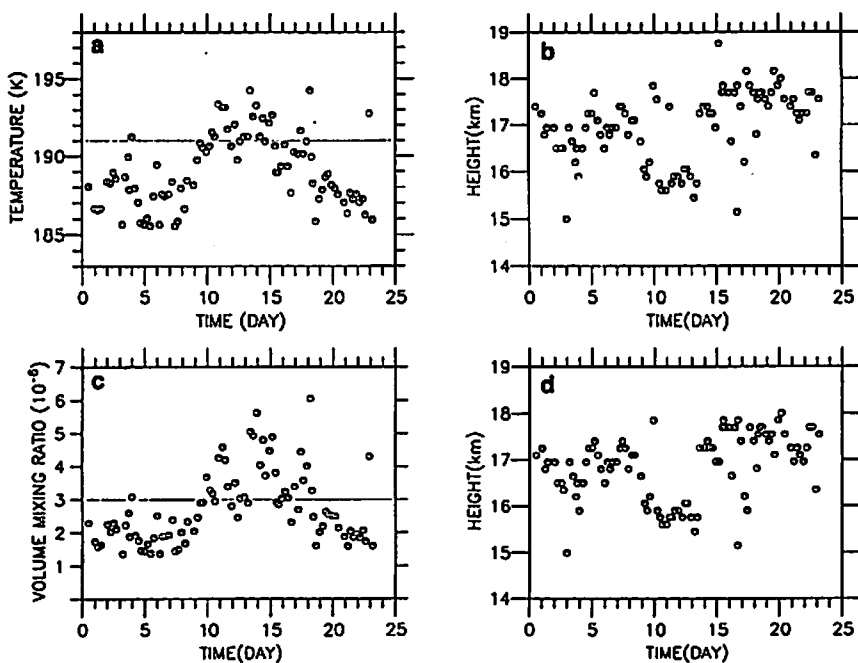


図7 各プロファイルにおける最低温度(a)と、その高度(b)、および水蒸気の体積混合比の最小値(a)とその高度(b)。横軸の0日は1990年2月27日0000LTに対応する。

## ヒカマルカレーダーによる 赤道域中層大気の高分解能観測

前川泰之（大阪電通大）・山本衛（京大超高層）・深尾昌一郎（京大超高層）・  
津田敏隆（京大超高層）・山中大学（京大超高層）・中村卓司（京大超高層）・  
加藤進（京大超高層）・R.F.Woodman（ヒカマルカ観測所）

大型VHF帯レーダーは中層大気（高度10～100 km）の風系や乱流を観測する有力な手段であるが、上部対流圏から下部熱圏にまで到るこの高度範囲全体の風速あるいは散乱エコー強度の高度プロファイルは、いまだに全部得られていない。特に高度30kmから60kmの範囲は、大気の密度が低い上にまだ電離大気も存在せずひときわ観測の困難な領域とされ、“レーダーの谷間”というような表現もされてきた。

近年、世界最大規模のペルー国ヒカマルカVHF帯（50 MHz）レーダーの性能が大幅に改善され、32ビットあるいは16ビットのコンプリメンタリーコードを用いたパルス圧縮技術により、250-500 m の高度分解能が実現されるようになった。本研究では、昨年（1990年）9月27～28日に同レーダーを用いて行われた前述の“レーダーの谷間”を含む成層圏・中間圏の高分解能観測の解析結果について速報を行う。

ヒカマルカレーダーは直交ダイポールアンテナを用いた一辺288mの正方形アレイで構成される。本実験では一方向のアンテナアレイのみがピーク出力1.5Wの送信電力で励振された。直交アンテナは受信にのみ使われ、アンテナサイドローブから混入する地表面等からのクラッタ成分を監視するために用いた。ここでクラッタ成分は本質的にランダムな偏波面を有し、直交アンテナにも確率的に同等の電力が受信されるものと仮定している。

観測のパルス繰り返し周期は1.07ms、コヒーレント積分回数は140回である。受信された複素時系列信号は、高度方向にパルス圧縮のデコーディングを行った後128点のFFTにより約30秒に1回パワースペクトルに変換された。この結果信号スペクトルが検出されれば、 $\pm 5 \text{ ms}^{-1}$ の範囲の鉛直風速が約5cmの精度で計算可能である。パワースペクトルを約1時間平均（インコヒーレント積分）すると成層圏では42km当りまで中間圏では58km当りまで連続的にエコーのピークが検出されることが分かった。また42～58kmの範囲においても断続的ではあるが大気散乱エコーとおぼしきピークが検出された。

また、スペクトルの平均時間を5分に下げると、信号検出能（detectability）は下がるものの、30～60kmの高度範囲で依然として2～5 kmの間隔で局所的な高度には大気散乱エコーが存在する可能性が示された。これから求めた鉛直風速の高度プロファイルは、内部重力波を示唆するような波状の変動を示し、それらの鉛直構造は成層圏下部や中間圏上部で見られるものと関連が深いことが分かった。今後さらに“谷間”の領域でのクラッタ成分の除去や、エコーパワーや風速の信頼度について議論する必要がある。

表3-1：ヒカマルカレーダーの主要諸元

方式	モノスタティック・パルスレーダー
周波数	50MHz
アンテナ	開口面積・平均電力積 $2.0 \times 10^{10} \text{W} \cdot \text{m}^2$ ビーム幅 1.0deg 構成 可変ビーム・ダイポールアレイ
送信電力	約1.5MW (尖頭値)
偏波面	直交2偏波

表3-2：観測の主要諸元

サブパルス幅	3.33 $\mu$ s
パルス幅	53.3 $\mu$ s
ビーム走査方向	天頂
コヒーレント積分回数	140
観測高度範囲	19km~75km
高度分解能 (サンプル)	500m (250m)

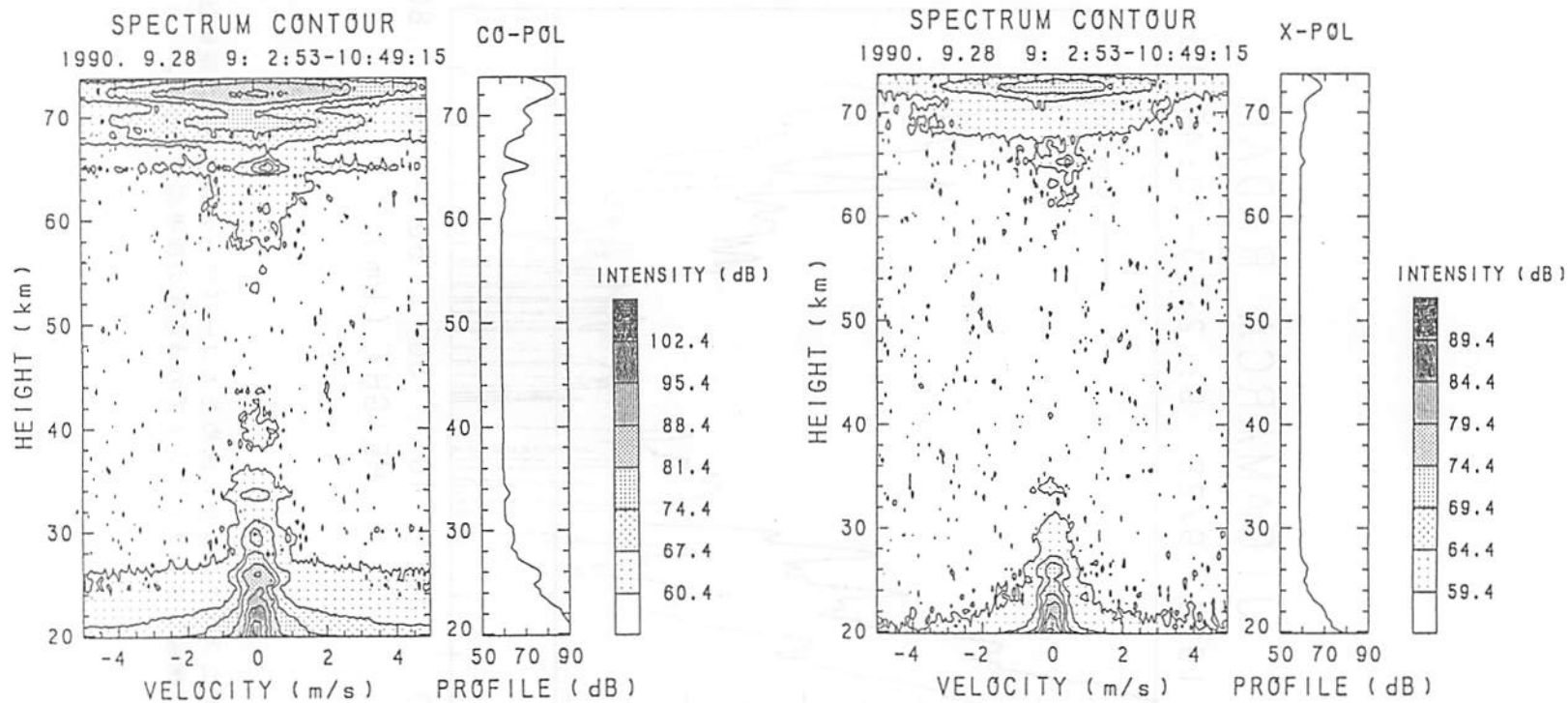
アンテナは直交ダイポールから成るが、一方のみを励振し、直交アンテナは受信にのみ用いた。また受信エコーの高度方向のサンプルは、実際の高度分解能の半分で行われた(ダブルサンプル方式)。



表 3 - 3 : 観測時刻

		日付	開始時刻	終了時刻
VOL 02				
1	1990	9 / 25	5 : 17 : 59 ~	5 : 41 : 42
	1990	9 / 25	6 : 5 : 36 ~	7 : 42 : 29
VOL 03				
1	1990	9 / 25	7 : 49 : 3 ~	9 : 50 : 38
VOL 04				
1	1990	9 / 25	9 : 59 : 4 ~	12 : 1 : 18
VOL 05				
1	1990	9 / 25	12 : 7 : 9 ~	13 : 22 : 31
2	1990	9 / 25	13 : 27 : 55 ~	14 : 13 : 36
VOL 06				
1	1990	9 / 25	14 : 20 : 47 ~	14 : 47 : 58
2	1990	9 / 25	14 : 50 : 31 ~	14 : 52 : 21
3	1990	9 / 25	14 : 56 : 12 ~	15 : 13 : 26
4	1990	9 / 25	15 : 14 : 48 ~	16 : 31 : 5
VOL 07				
1	1990	9 / 25	16 : 35 : 29 ~	18 : 39 : 52
VOL 08				
1	1990	9 / 27	5 : 30 : 1 ~	5 : 49 : 29
2	1990	9 / 27	5 : 51 : 16 ~	6 : 58 : 30
3	1990	9 / 27	7 : 1 : 49 ~	7 : 14 : 43
4	1990	9 / 27	7 : 17 : 12 ~	7 : 39 : 18
VOL 09				
1				
2	1990	9 / 27	7 : 48 : 12 ~	8 : 0 : 38
3	1990	9 / 27	8 : 1 : 58 ~	8 : 48 : 23
4	1990	9 / 27	8 : 50 : 32 ~	9 : 46 : 0
5	1990	9 / 27	9 : 48 : 28 ~	9 : 57 : 54
VOL 10				
1	1990	9 / 27	10 : 34 : 37 ~	12 : 35 : 56
VOL 11				
1	1990	9 / 27	12 : 42 : 14 ~	14 : 2 : 12
VOL 12				
1	1990	9 / 28	9 : 1 : 52 ~	11 : 3 : 1
VOL 13				
1	1990	9 / 28	11 : 11 : 16 ~	12 : 30 : 25

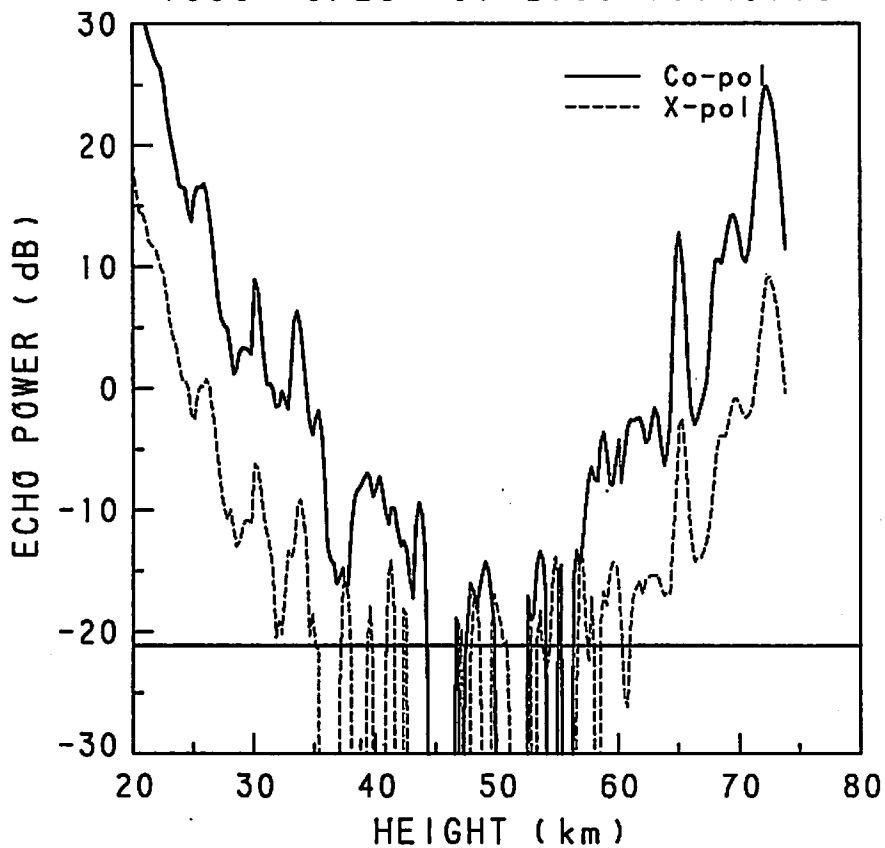
Volは記録された磁気テープの巻号。Vol.8までは高度分解能250m、Vol.9以降は高度分解能500mで行われた。



受信スペクトルの高度分布。左がCo-Pol（同偏波面）、右が（直交偏波面）で受信したもの。同スペクトルは約2時間平均（インコヒーレント積分）されている。

# JICAMARCA RADAR

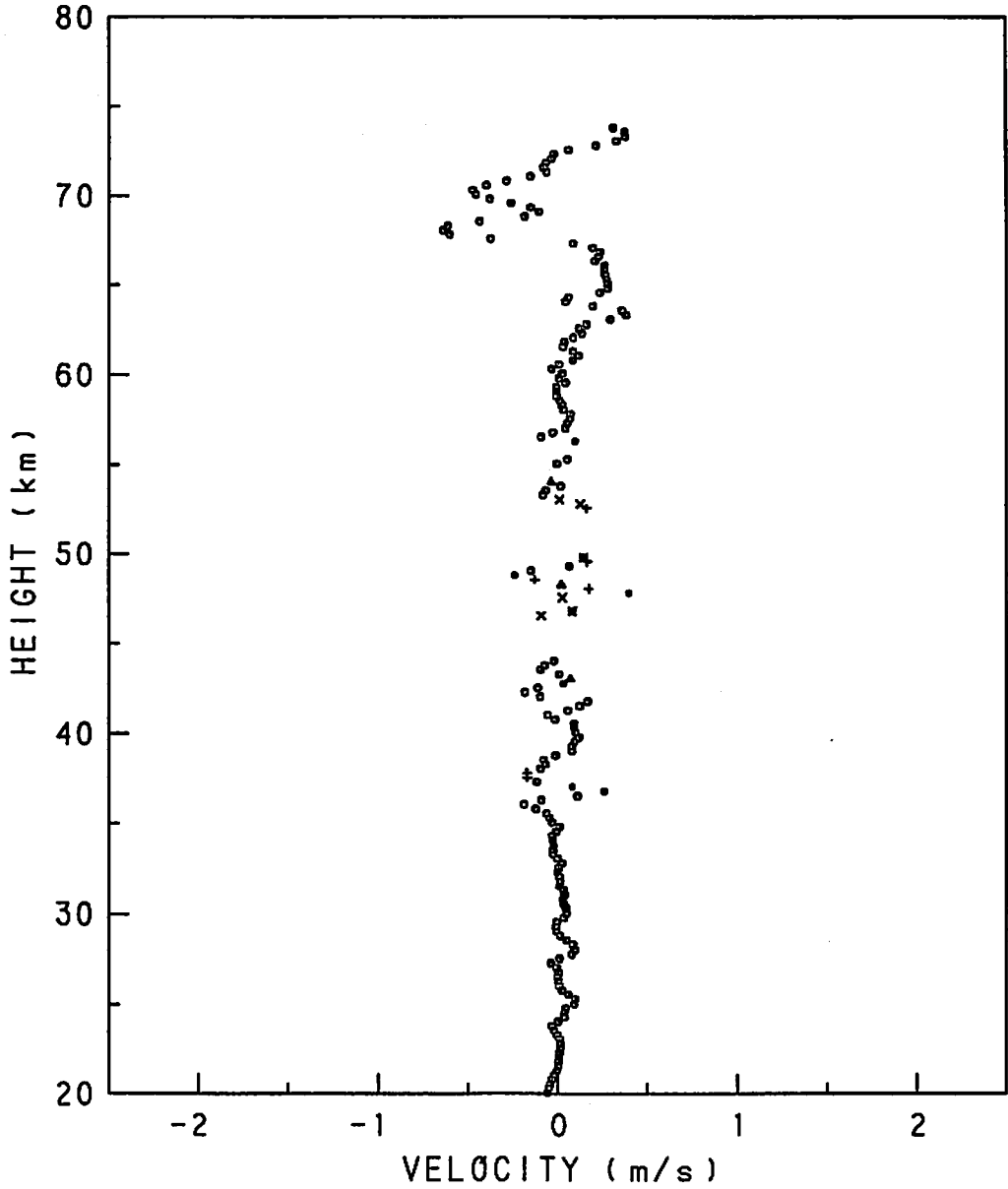
1990 9/28 9: 2:53-10:49:15



約2時間平均したスペクトルから求めたエコーパワーの高度分布。縦軸はSN比で示してある。横線はスペクトルノイズのゆらぎの標準偏差を示す。

# JICAMARCA RADAR

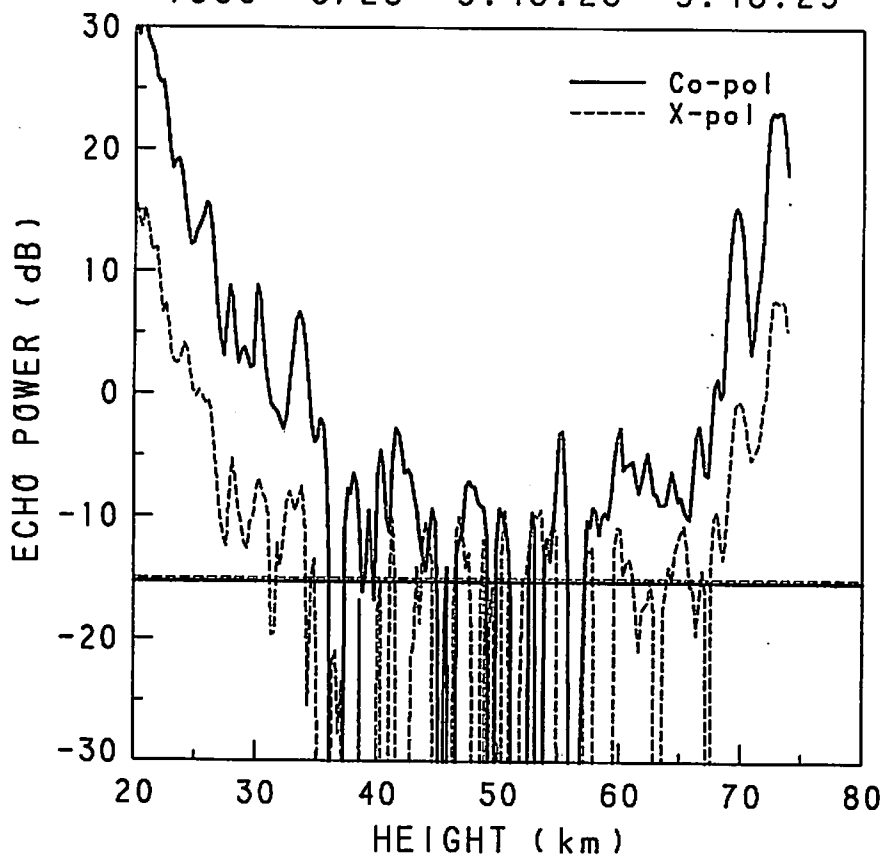
1990 9/28 9: 2:53-10:49:15



鉛直風速の推定例。信号検出能は○：5 dB以上、+：4～5 dB、△：3～4 dB、  
×：2～3 dB、\*：1～2 dB、・：1 dB以下。

# JICAMARCA RADAR

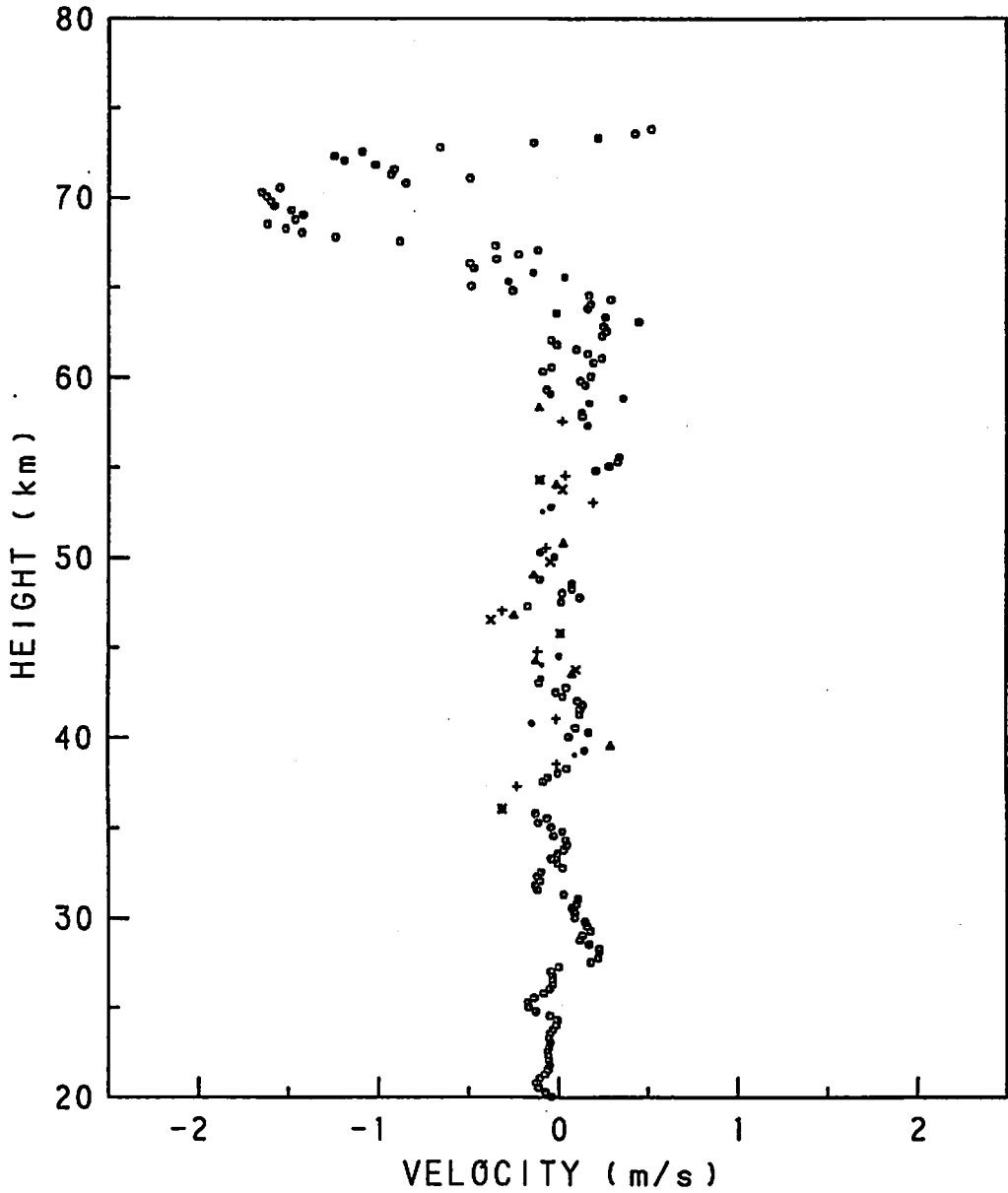
1990 9/28 9:43:25- 9:48:29



5分平均のエコーパワーの高度分布

# JICAMARCA RADAR

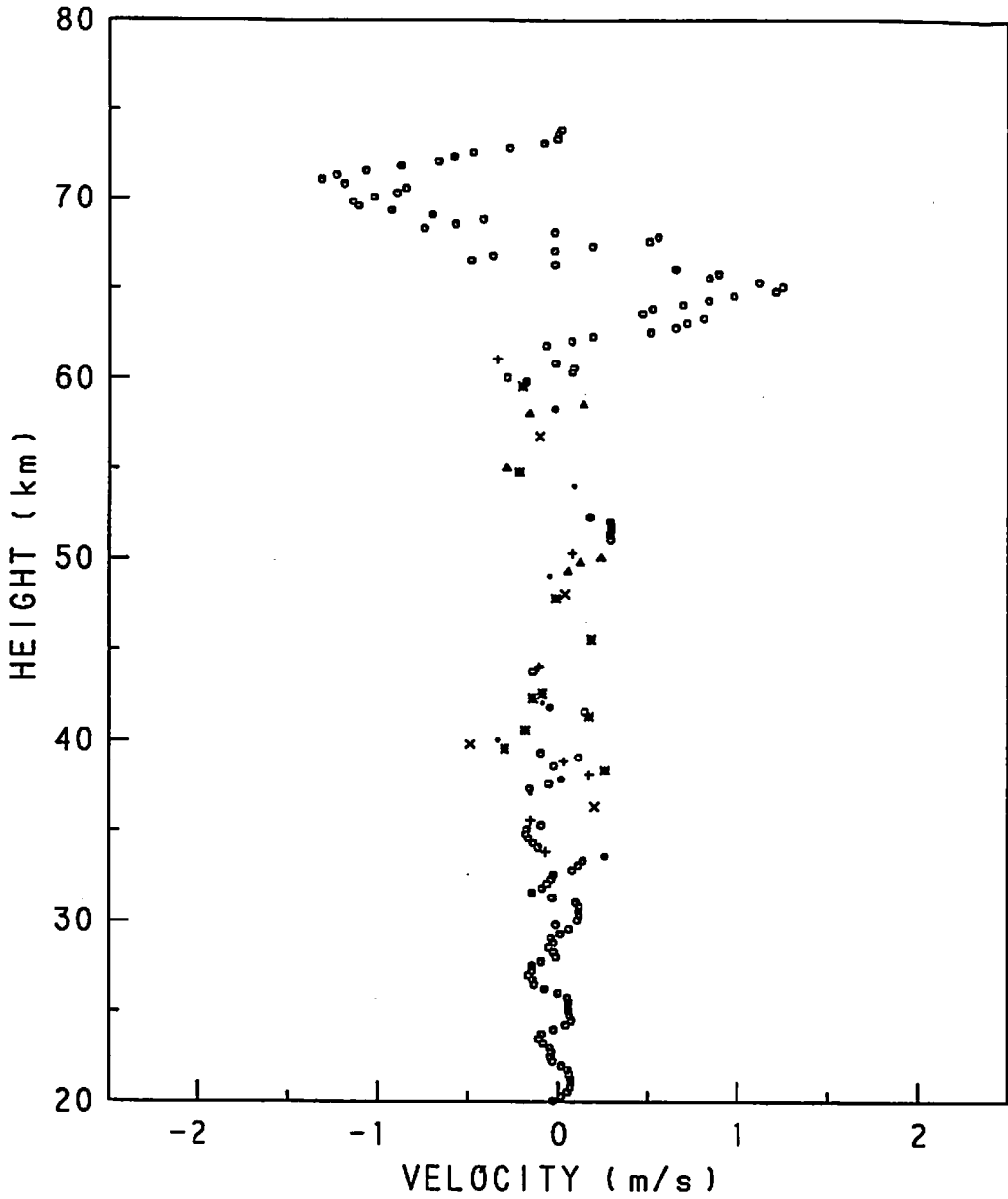
1990 9/28 9:43:25 - 9:48:29



5分平均の鉛直風速の推定例(1)

# JICAMARCA RADAR

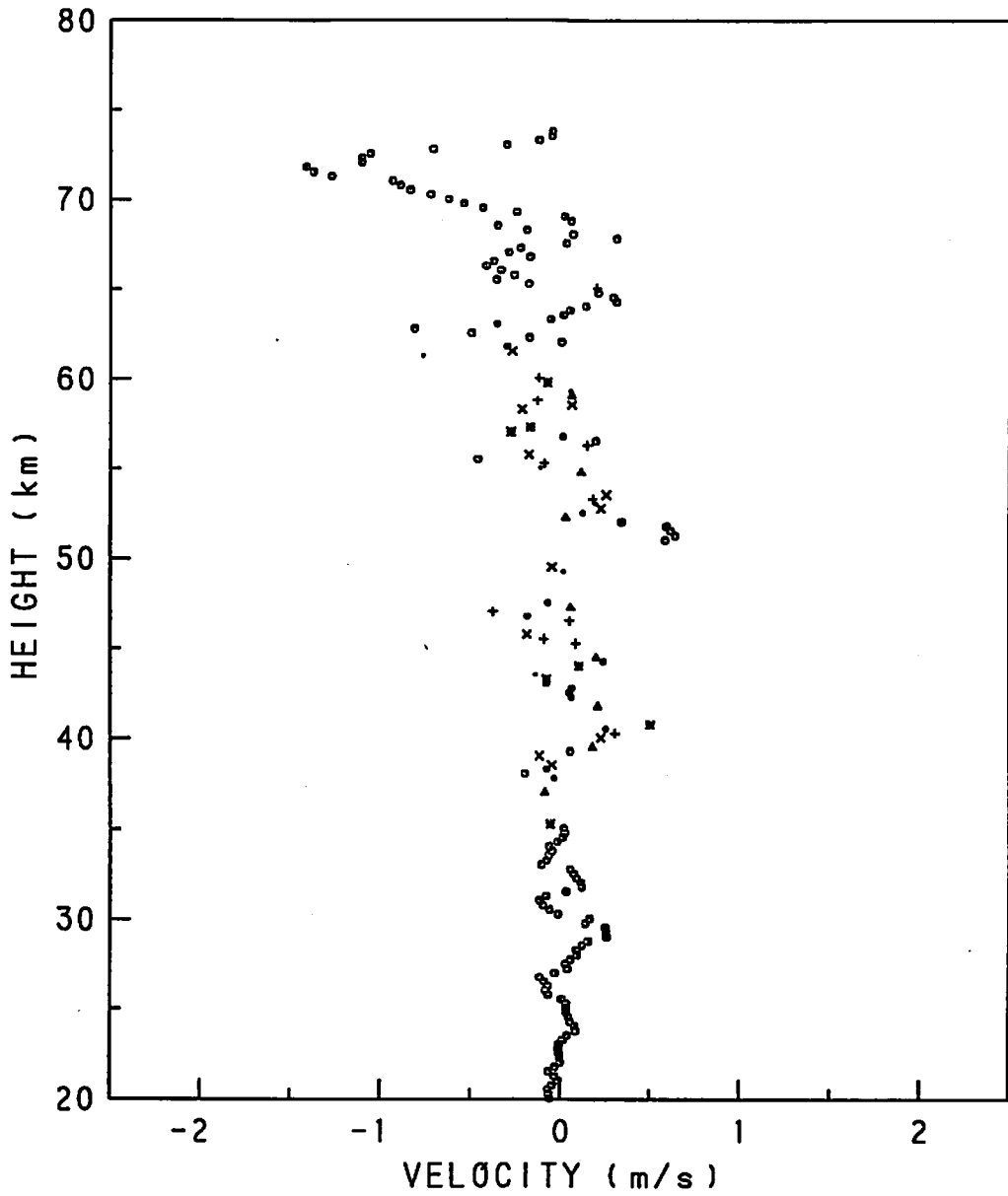
1990 9/27 12:42:14-12:47:14



5分平均の鉛直風速の推定例(2)

# JICAMARCA RADAR

1990 9/27 12:47:19-12:52:20



5分平均の鉛直風速の推定例(3)



## 成層圏から対流圏へのオゾン輸送過程

○佐藤 公喜(愛知県公害調査センター), 田中 浩(名大水圏研)

### 1. はじめに

成層圏オゾンが地表付近まで降りてきている形跡がある。その輸送プロセスとして、オゾンを含む空気塊が高気圧圏内をゆっくりと下降する、と考えられていたことがあった。しかし、このプロセスだけでは現実には起こっている輸送現象のすべては説明できそうにない。そこで、輸送がより迅速に行われるプロセスを模索してみる。

### 2. 地上オゾン濃度の変化

成層圏からの輸送は、春に顕著であるといわれている。また、オゾンは地表付近においても生成される。そのため、地上オゾンの濃度変動を分別し、輸送過程の追跡に適切な期間を抽出する作業を、まず行う。

国設犬山環境大気測定所(愛知県北部)の地上オゾン濃度の日平均値と1日の変動係数の散布図(第1図)から、日平均大・変動係数小の変動が春季の特徴であることが分かる(変動係数0.2を基準にとる。それ以下の場合、8月にはないが、3月では日平均が0.04ppmより大である)。また、1986年3月16日~27日の期間の調和解析から、1日、約2日、4日の周期変動が見いだされた(第2図)。このうち1日周期成分は地表付近での光化学反応によるもので、当面の問題と関係がない。他の2成分の一方あるいは両方が正方向に卓越したとき日平均大・変動係数小の日が現れる(第3図)。また、これらは水蒸気混合比のそれぞれの周期成分の変動と逆相関にあり、オゾンは乾燥空気塊とともに輸送されてきたことを示唆する。すなわち、日平均大・変動係数小の濃度変動を示す地上オゾンは上空から下降してきた可能性が強い。

以上のことから、86年3月20日(第1図参照)を中心とする期間を輸送過程解析のために選ぶ。

### 3. 輸送過程

3月20日は温帯低気圧が発達した日である。19日、関東以西は朝鮮半島、東海沖等の4つの低気圧に囲まれていた。その後、これらは合一、北上して20日には三陸沖で中心気圧が980mbとなった。

#### 3-1. 下部成層圏~対流圏中層

2000z, 301K等温位面(中部地方:約600mb)では、高渦位が北西から南東に張り出しており、中部、近畿地方を覆っている(第4図)。また、鉛直分布図(第5図)にはtropopause foldingが見られる。さらに、trajectory解析から、1800zにモンゴル付近、約400mbにあった空気塊は2日後の2000zには本州南岸、およそ600mbの高さまで下降していることが分かった(第6図)。また同じ期間、台湾付近にあった空気塊は三陸沖に達し、100mb以上上昇している。これはcyclogenesis過程である。

この下降気流は1800z、ジェット気流の発散域を通過していた。そこには鉛直流が存在するはずであり、オゾンを含む成層圏の空気塊はこの部分から対流圏に侵入したものと考えられる。

#### 3-2. 対流圏中層~地表

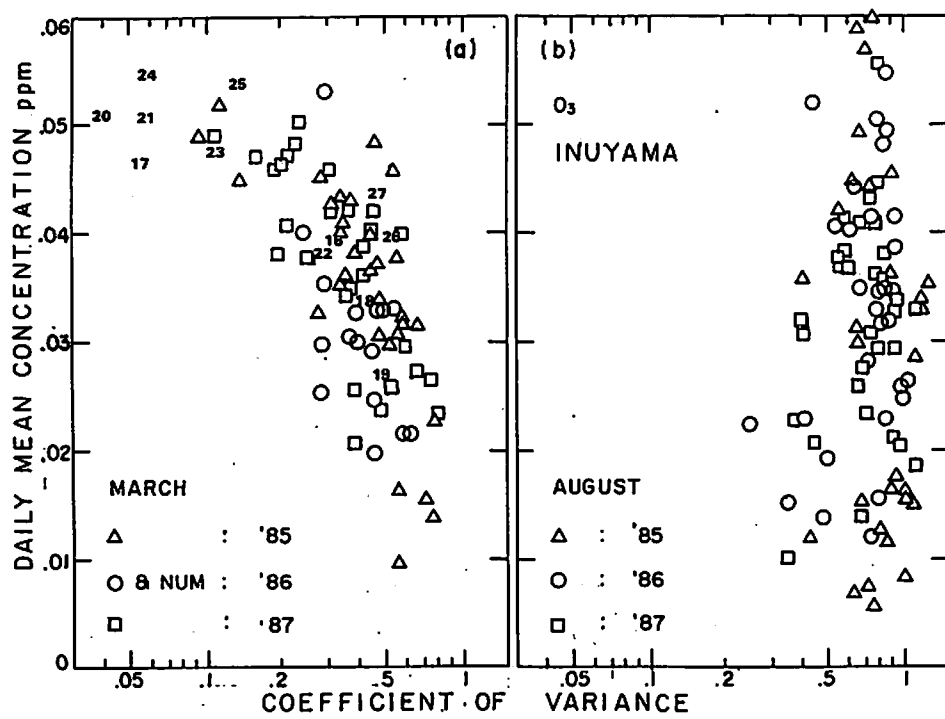
3月20日9時、700mbではsynoptic低気圧の中心は三陸沖にあった(第7図の'L'の地点)。また、その南南西にsubsynoptic低気圧があり、さらにその西~南西に水蒸気混合比極小域(乾燥域)が存在する(第7図)。同時刻、この乾燥域付近の下層には低温のドームができていた(第8図)。さらに、浜松付近では500~900mbの高さで風速がほぼ一様となっており、運動量の鉛直輸送が活発であることを示している。

空気塊の下方輸送を確認するため、輪島、米子、浜松(第9図のWYH)、輪島、館野、浜松(WT H)、仙台、輪島、館野(SVT)の観測点の組合せで鉛直 $p$ -速度 $\omega$ を求めた。地上オゾン観測地点である犬山の近くのWYHでは数10mb/hrの下降流となっている。推定精度の点を考慮しても、対流圏中層から地表への輸送に要する時間は半日~1日程度で十分であるといえそうである。

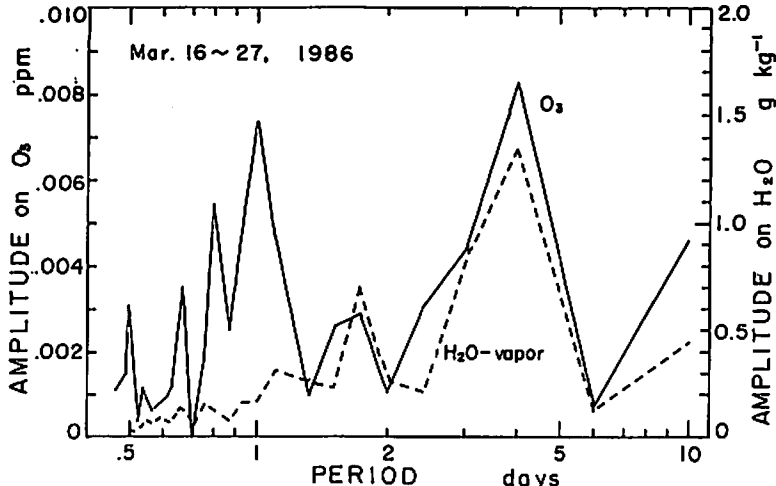
### 4. まとめ

輸送過程を時間の順序に整理する。成層圏オゾンは、①ジェット気流発散域から上部対流圏に取り込まれ、②cyclogenesisにより対流圏中層まで輸送される(約2日間)。さらに、③subsynoptic低気圧付近の強い下降流のため地表まで運ばれてくる(半日~1日)。

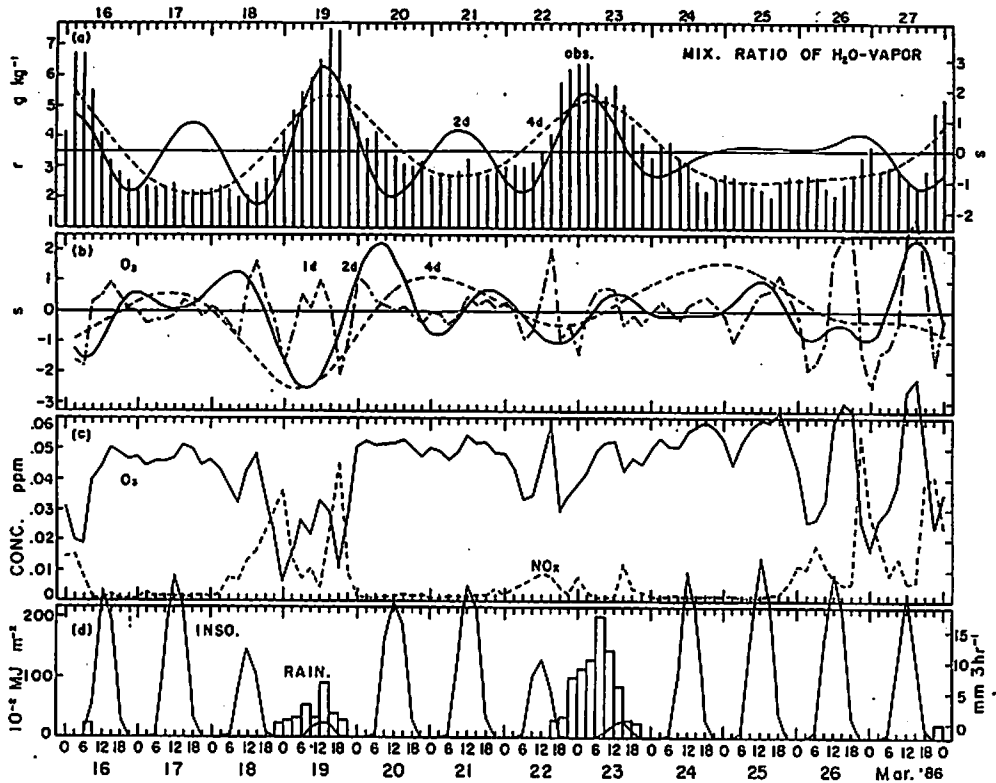
第8図の低温域ドームは切離寒冷渦であり、これが対流圏下層における鉛直流の発達に重要であると思われる。このドームの消長、鉛直流形成メカニズムを明かにすることが今後の課題であろう。



第1図 地上オゾン濃度（国設犬山環境大気測定所）の日平均値と日変動係数の関係。  
 (a) : 1985,86,87年 3月。  
 図中の数字, たとえば '20' は86年 3月20日の統計量であることを意味する。  
 (b) : 1985,86,87年 8月。

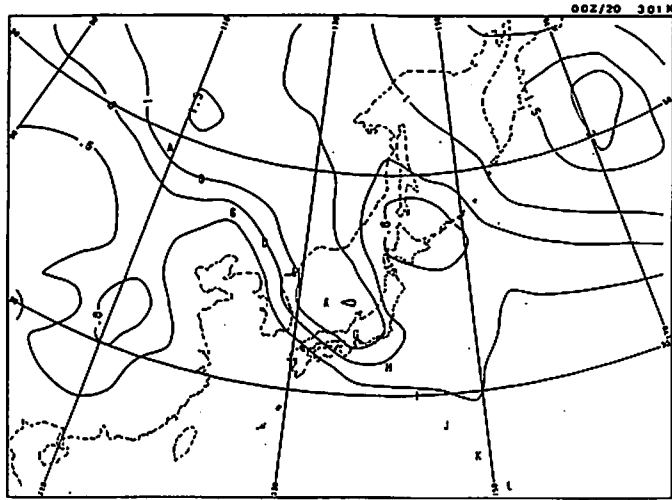


第2図 86年3月16~27日の地上オゾン濃度（実線）と水蒸気混合比（名古屋地方気象台, 破線）の調和解析結果。横軸は周期, 縦軸は振幅。

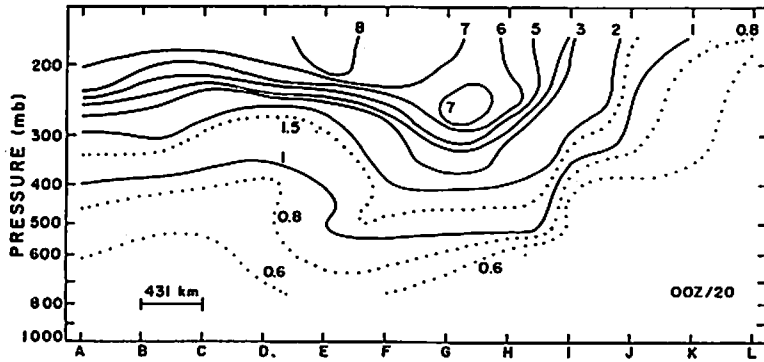


第3図 86年3月16~27日における観測値と各周期成分の変動状況。

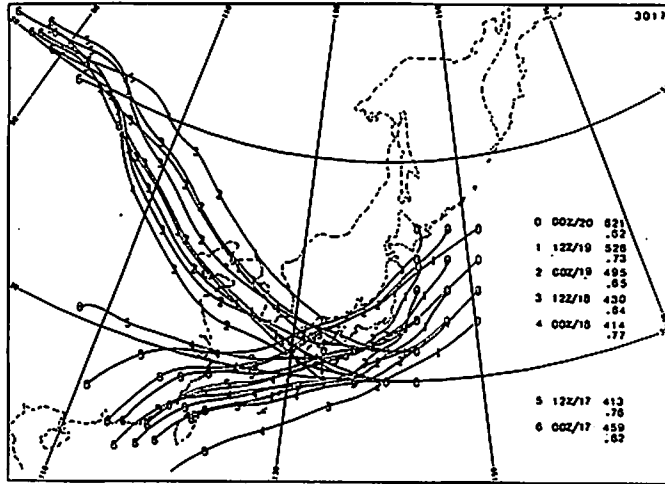
- (a) : 水蒸気混合比. 棒グラフは観測値, 2dは2日周期, 4dは4日周期成分.
  - (b) : オゾン濃度の周期成分. 1dは24時間以下, 2dは2日, 4dは4日周期成分.
  - (c) : オゾン, 窒素酸化物濃度の観測値(犬山).
  - (d) : 全天日射量(折れ線)と3時間雨量(棒グラフ)の観測値(名古屋).
- 各周期成分の縦軸はそれぞれの標準得点. この図のそれぞれの日付は第1図(a)の'日付'に対応する.



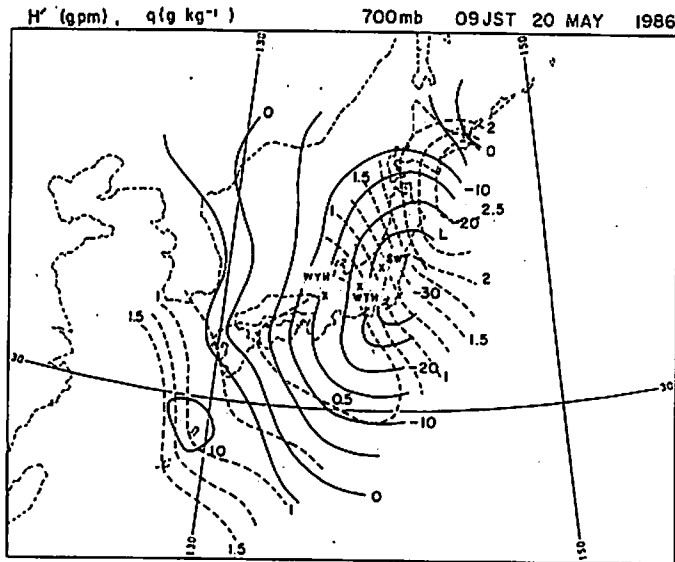
第4図 86年3月20日00z, 301K温位面における Ertelの渦位 (単位: PVunits) の分布図.  
 図中の点A, B, C, ... は, 第5図の横軸の目盛りに対応する.



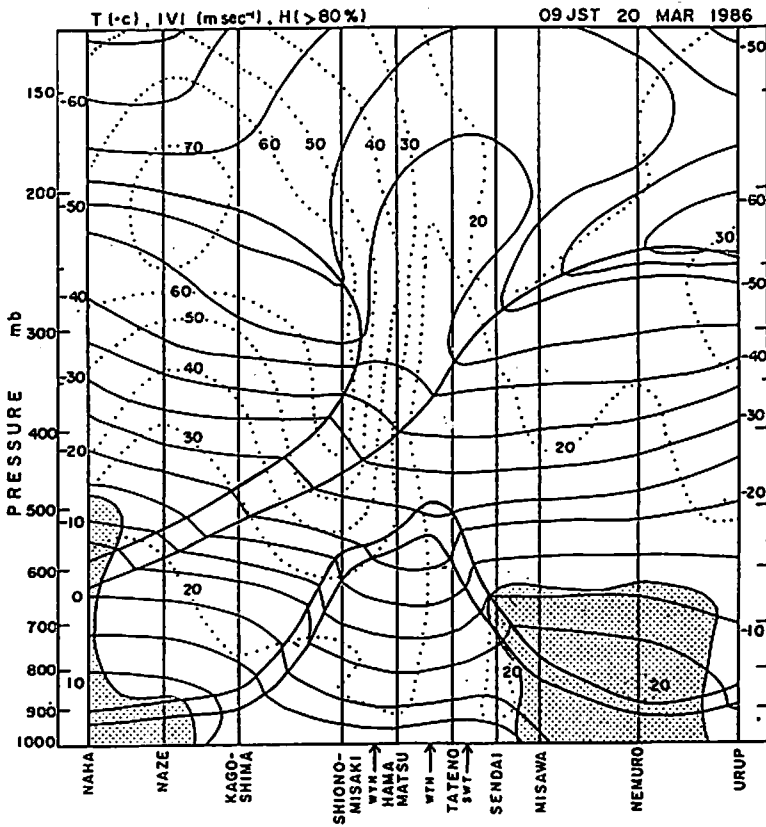
第5図 86年3月20日00zにおける Ertelの渦位 (単位: PVunits) の鉛直分布図.  
 横軸のA, B, C, ... は, 第4図上の地点に対応する.



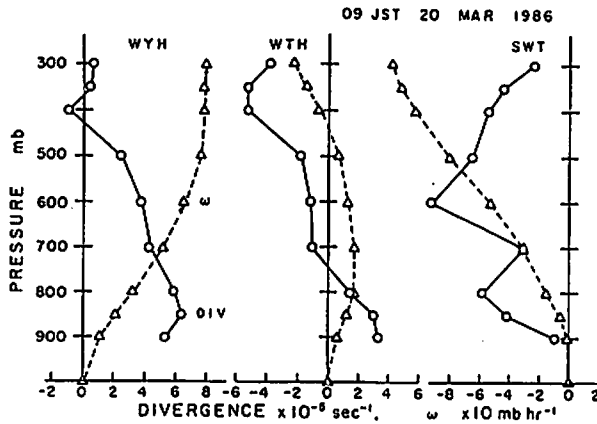
第6図 86年 3月17日00z~20日00zの301k温位面における空気塊の移動経路。マーク'0'は20日00z, '1'は19日12z, ...の空気塊の位置。マークは12時間間隔でついている。图中, 右のコメントは北西から南東に向かう9つ気流の高さ(気圧)と Ertel の渦位の平均値: たとえば, マーク'0'の20日00zでは高さ621mb, 渦位0.62PVunits.



第7図 86年 3月20日 9時(日本時間), 700mbにおける約2日周期変動の高度偏差(実線)と水蒸気混合比(破線)の分布。マーク'L'の地点は synoptic低気圧の中心の位置。WVH, ...については第9図説明参照。



第8図 86年3月20日9時のウルフから那覇にいたる線上の気温(細い実線)と風速(点線)の鉛直分布. ハッチは相対湿度が80%以上の領域. 太い実線は気温の不連続線. WYH, ... については第9図説明参照.



第9図 86年3月20日9時における水平流の発散量(実線)と鉛直p-速度(破線)の鉛直分布. WYHは輪島, 米子, 浜松, WTHは輪島, 館野, 浜松, SWTは仙台, 輪島, 館野の風の観測値から求めた. それぞれの3角形の重心の位置は, 第7, 8図に示されている.

# MU レーダーによる流星風観測

堤 雅基・中村 卓司・津田 敏隆

山本 衛・加藤 進・深尾昌一郎

(京都大学超高層電波研究センター)

MU レーダーでは高度 60～90km において電離大気の流れによる揺らぎを散乱体とした時間・高度分解能の高い観測を行っているが、電子密度の高い日中しか観測できない欠点がある。ところで、流星の通過後に生じる円柱状の電離飛跡を散乱体として用いる観測ではエコー出現高度は 70～100km と乱流観測と重なった高度であり、また一日を通じてエコーを受信できるため長周期の大気波動現象の観測に適しており、乱流観測との相補的な観測を行える。

我々のグループでは 1986 年より MU レーダーによる流星観測を行ってきたが、1989 年からの観測法改良 (送信アンテナ群数、送信アンテナパターン、データ取得プログラムなど) によって受信エコー数は約 400 個/日から約 3000 個/日に増加した。これにより推定できる風速の時間・高度分解能も 2 時間・4km ほどから最高 30 分・2km ほどに向上し、周期数時間以上の波動現象の解析が可能となっている。

得られた風速の時系列データ (図 1) には短周期から長周期まで様々な波動成分が重なりあっている。この時系列から周期 30 時間以上の成分を取り出してみると (図 2)、準二日周期波動と思われる鉛直波長の長い波動が観測されていることが分かる。また一日及び半日周期の大気潮汐波の成分を取り出し (図 3) 観測期間全体の平均としての潮汐波の構造を推定し京都大学流星レーダーの過去のデータと比較してみると (図 4、5)、夏期と冬季ともに再現性よく観測されている。また上記の改良による時間・高度分解能の向上によって一日ごとの大気潮汐波の位相と振幅の日変化も観測可能となっている (図 6)。振幅については一日及び半日周期ともに日変動が大きく、位相については半日周期の方は安定しているが一日周期は日変動が大きいことが分かる。

さらに短周期の波動についても、卓越した成分については波動構造の解析が可能である。1990 年 11 月の観測では、周期 7 時間程度の卓越した内部重力波が観測されており (図 7)、ホドグラフによる解析では (図 8) 時計回りに風速ベクトルが時間変化する様子がよく分かる。周期が数時間の波動成分になるとこのような単色波的な扱いは困難となり、統計的手法を必要とする。ストックスパラメーターを用いた統計的解析法 [R.A.Vincent and D.C.Fritts 1987] により短周期 (1～5 時間) 重力波の伝搬方向を推定してみると (図 9)、夏期 (5 月、8 月) では北北東 (もしくは南南西、原理的に 180 度のアンビギュイティがある) に伝搬し、冬季 (11 月、2 月) では夏期にくらべてやや東寄り (もしくは西寄り) に伝搬方向が変化しているように思われるが、データを蓄積しさらに詳しく解析の必要がある。

以上のように種々の波動現象の解析が可能となったが、MU レーダーは広い研究目的のために利用されており流星観測のために占有できない。そこで受信に用いているアンテナ数本による干渉計を MU レーダー外部のアンテナで構成し、MU レーダーが他の目的で使用されている時にも流星観測が可能となるシステムを現在開発中である (図 10)。

8-AUG-1990 - 12-AUG-1990

Height Resolution:2km  
Time Resolution : 30min

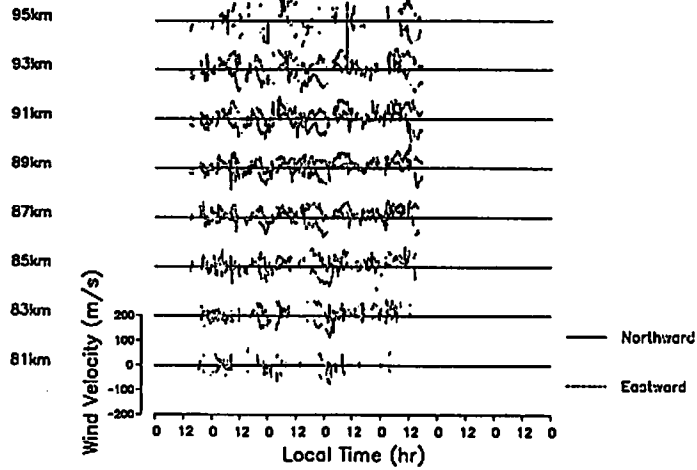


Fig1 : 1990年8月の流星風観測により得られた風速の高度別時系列。実線、破線はそれぞれ北向き及び東向き成分を表わしている。時間・高度方向の30分・2kmの格子内で風速が一定であると仮定して計算してある(時間・高度分解能が30分・2kmを意味する)が、時間方向に格子を半分(15分)ずつずらして風速を求めているのでデータ間隔は時間分解能の半分である。なお高度方向には独立したデータである。様々な周期の大気波動成分が混在している。

8-AUG-1990 - 12-AUG-1990

Height Resolution:2km  
Time Resolution : 60min  
Lower Cutoff Freq. : 1/0 Hour<sup>-1</sup>  
Higher Cutoff Freq. : 1/30 Hour<sup>-1</sup>

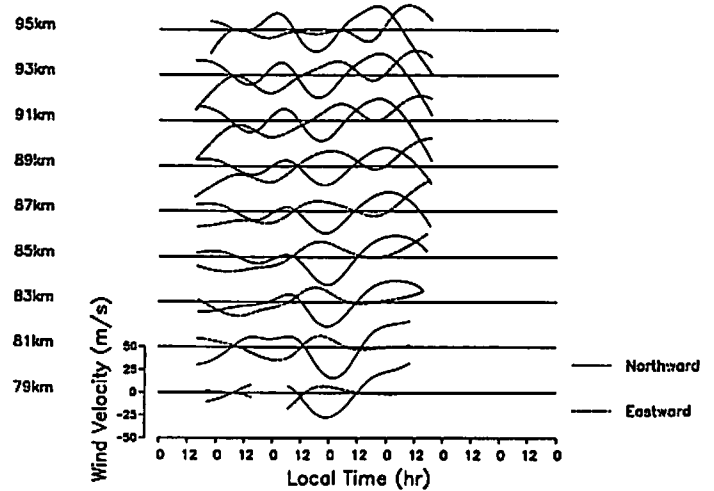


Fig2 : 1990年8月の風速の生時系列をローパスフィルターに通し周期30時間以上の波動成分を取り出したもの。準二日周期プラネタリー波と思われる鉛直波長の長い波動が得られている。さらに大きなトレンドが存在している様子がわかる。



18-MAY-1990 - 23-MAY-1990

Height Resolution: 2km  
 Time Resolution : 60min  
 Lower Cutoff Freq. : 1/30 Hour<sup>-1</sup>  
 Higher Cutoff Freq. : 1/10 Hour<sup>-1</sup>

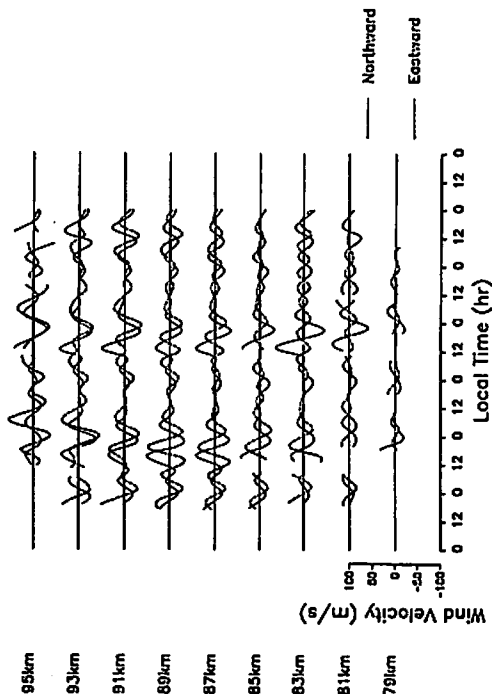


Fig. 3: 1990年5月の風速時系列からバンドパスフィルターを用いて周期10時間から30時間までの変動成分を取り出したもので、一日及び半日周期の大気潮波に相当する。日変動の様子が見える(図6参照)。

Diurnal Tide

Semidiurnal Tide

Height Resolution: 2km  
 Time Resolution : 120min

Height Resolution: 2km  
 Time Resolution : 120min

18-MAY-1990 - 23-MAY-1990

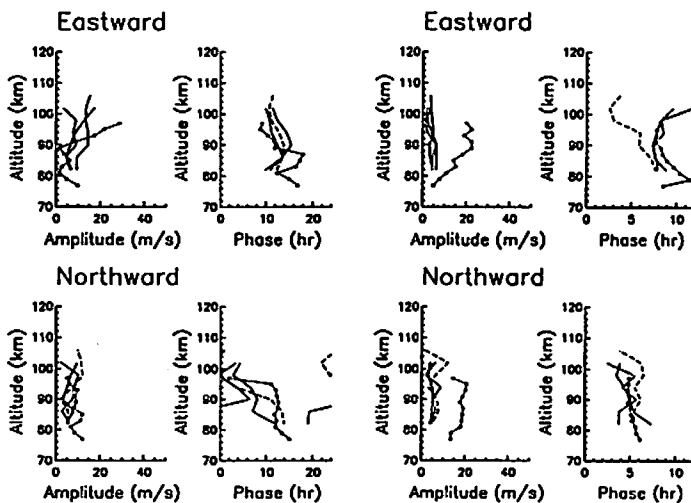


Fig. 4: 一日(左)及び半日(右)周期大気潮波の構造を示す。それぞれ上半分は北向き成分、下半分は南向き成分を表わし、Phase(位相)は振幅が最大となる時間(JST)を表わしている。実線(シンボル付き)はMUレーダーによる1990年5月18~23日の観測データの解析結果を、2点鎖線、1点鎖線、破線はそれぞれ京都大学流星レーダーの1983、1984、1985年の同時期の観測データの解析結果を表わす。ただし流星レーダーの方は取得エコー数(200~400個/日)の関係で平均した期間は30日であるので振幅はMUレーダーの結果と比べて小さめにしているが、位相を比べると再現性のよい観測が短期間で得られていることが分かる。

## Diurnal Tide

## Semidiurnal Tide

Height Resolution: 2km  
Time Resolution: 120min

Height Resolution: 2km  
Time Resolution: 120min

— 17-NOV-1990 - 18-NOV-1990

— 17-NOV-1990 - 18-NOV-1990

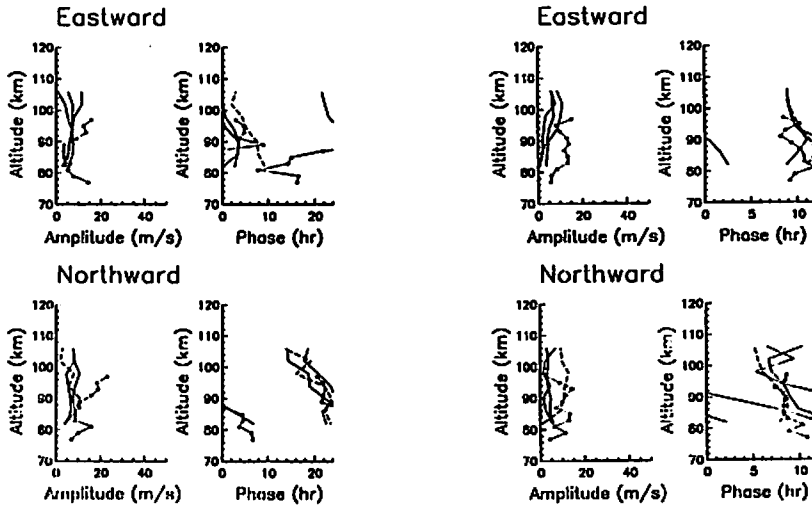


Fig5: 観測期間が1990年11月17から18日の冬季の結果。Fig3の夏期の結果と同様に再現性よく観測が行われている。

## Diurnal Tide

## Semidiurnal Tide

Height Resolution: 2km  
Time Resolution: 120min

Height Resolution: 2km  
Time Resolution: 120min

— 23-MAY-1990  
— 22-MAY-1990  
— 21-MAY-1990  
- - - 20-MAY-1990  
- - - 19-MAY-1990

— 23-MAY-1990  
— 22-MAY-1990  
— 21-MAY-1990  
- - - 20-MAY-1990  
- - - 19-MAY-1990

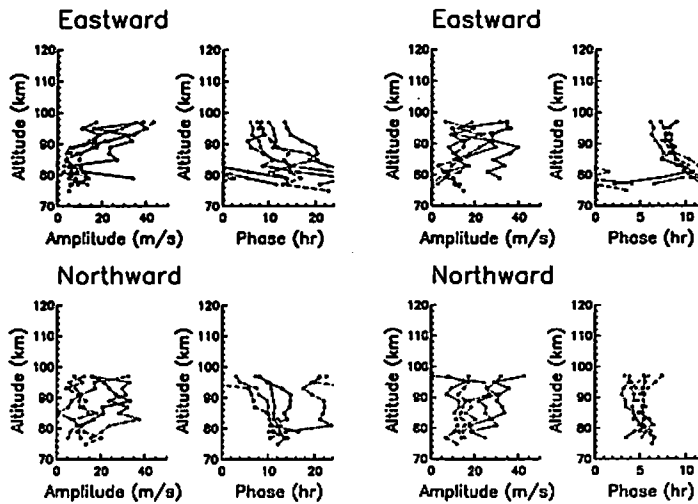


Fig6: 1990年5月18～23日の観測例から一日ごとに大気潮汐波の一日及び半日周期成分の振幅と位相を求めたもの。

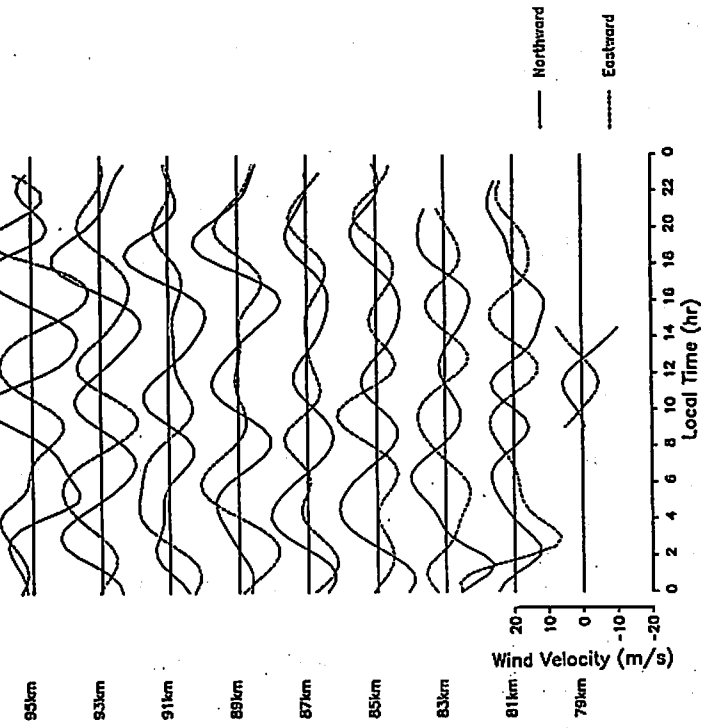
18-NOV-1990

Height Resolution : 2km

Time Resolution : 60min

Lower Cutoff Freq. : 1/8 Hour<sup>-1</sup>

Higher Cutoff Freq. : 1/5 Hour<sup>-1</sup>



18-NOV-1990 0:00-12:00

Period range : 5-8 hour

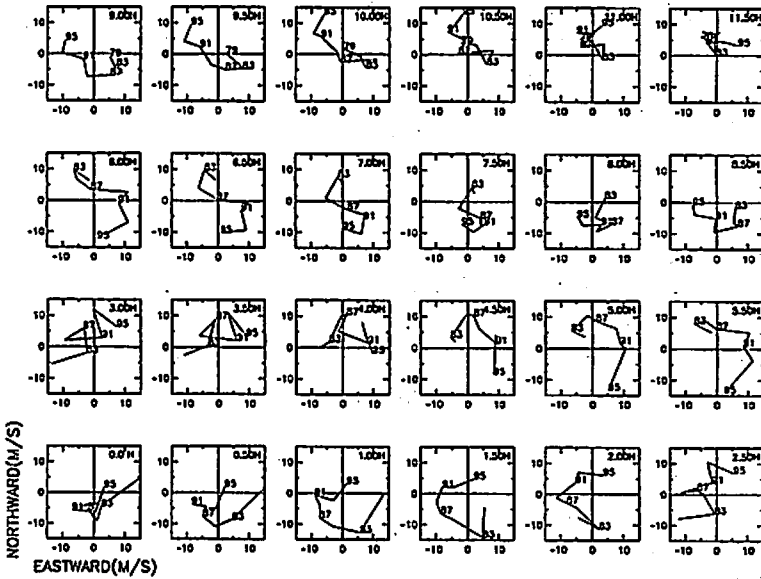


Fig8 : Fig6 の内部重力波にホドグラフ解析を行ったもの。図中の数字は高度 (km) を表わし右かたの数字は時間 (JST) を表わしている。

Fig7 : 1990 年 11 月の風速時系列よりバンドパスフィルターを用いて内部重力波の成分を取り出した一例。横軸の一目盛りは 2 時間。

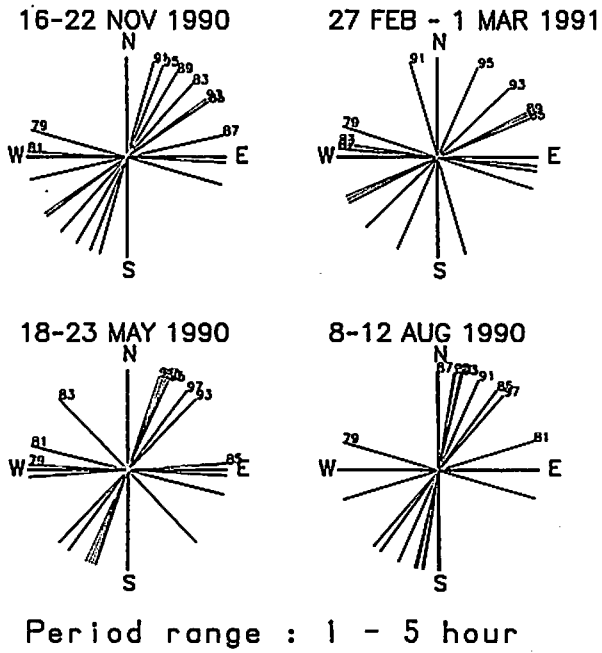


Fig9: ストークスパラメーターを用いて短周期(1~5時間)波動の伝搬方向を推定したものの。図中の数字は高度(km)を表わす。原理的に180度のアンビギュイティが存在する。

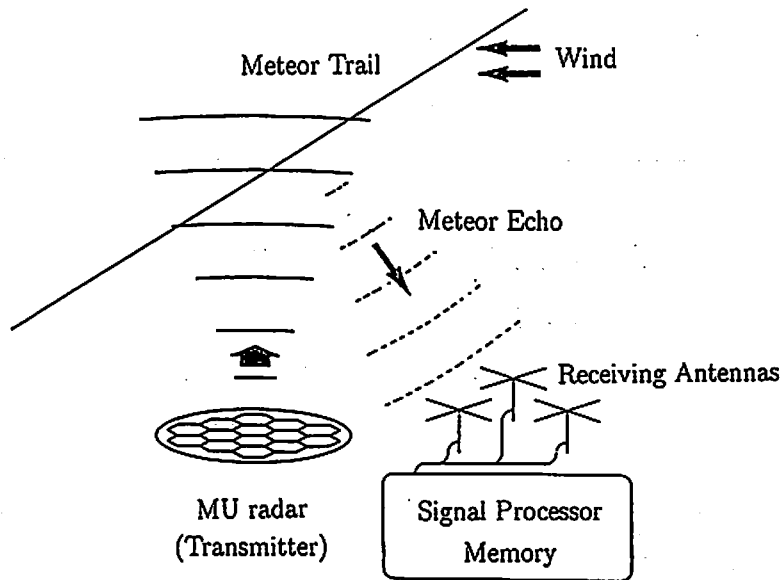


Fig10: MUレーダー外部に受信用の干渉計を配置し他目的の観測中にも流星観測を行うシステムの概念図。このシステムが実用化すれば長周期波動の観測に力を発揮する。

---

第二回MUレーダーシンポジウム

京都大学超高周電波研究センター

〒611 京都府宇治市五ヶ庄

TEL 0774-32-3111

---

