

第4回MUレーダーシンポジウム

2003年12月2・3日

京都大学宙空電波科学研究センター

目次

はじめに	i
目次	ii
観測システム及び応用	
「MU レーダー観測強化システム」導入の経緯 津田 敏隆 (京大・RASC), 深尾 昌一郎 (京大・RASC), 佐藤 亨 (京大・情報), 山本 衛 (京大・RASC), 橋口 浩之 (京大・RASC), 中村 卓司 (京大・RASC), 山本 真之 (京大・RASC)	1
MU レーダーの高機能化：MU レーダー観測強化システムの構成 山本 衛 (京大・RASC), 津田 敏隆 (京大・RASC), 深尾 昌一郎 (京大・RASC), 中村 卓司 (京大・RASC), 橋口 浩之 (京大・RASC), 山本 真之 (京大・RASC), 佐藤 亨 (京大・情報)	3
気象庁のウィンドプロファイラ観測網 (WINDAS) の運用状況について 加藤 美雄, 小林 健二, 泉川 安志, 武井 保幸, 中里 好幸, 山下 順也, 塩水流 洋樹 (気象庁観測部観測課高層気象観測室)	7
大気レーダー・RASSによる大気水蒸気プロファイル推定法の開発 古本 淳一 (京大・RASC), 津田 敏隆 (京大・RASC), 岩井 聡 (京大・RASC), 井村 真悟 (京大・RASC)	14
Variance of wind estimates using spaced antenna techniques with the MU radar G. Hassenpflug, M. Yamamoto, and S. Fukao (RASC, Kyoto Univ.)	20
MU レーダー観測と通信放送衛星電波3点観測について 前川 泰之, 藤原 正, 柴垣佳明 (大阪電通大)	25
風測定用バイスタティック流星レーダの開発 阿保 真 (都立大・工), 柏柳太郎 (都立大・工), 長澤親生 (都立大・工), 中村卓司 (京大・RASC), 津田敏隆 (京大・RASC)	28
対流圏・成層圏	
MU レーダー・LTR・WINDASを用いた台風0310号の同時観測 手柴充博 (京大・RASC), 藤田浩史 (神戸大・自然), 橋口浩之 (京大・RASC), 柴垣佳明 (大阪電通大), 山中大学 (神戸大・自然/FORSGC), 深尾昌一郎 (京大・RASC)	33
MU レーダーで観測された台風9807号について 河野 宜幸 (京大・RASC), 柴垣 佳明 (大阪電通大), 深尾 昌一郎 (京大・RASC)	36
ミリ波ドップラーレーダーによる鉤路における霧の観測 植松 明久 (京大RASC), 橋口 浩之 (京大RASC), 手柴 充博 (京大RASC), 平島 弘一 (三菱電機), 林 泰一 (京大防災研), 山本 哲 (気象研), 深尾 昌一郎 (京大RASC)	41
ミリ波ドップラーレーダーとMUレーダーによる雲の観測 和田英子 (京大・RASC), 橋口浩之 (京大・RASC), 山本真之 (京大・RASC), 手柴充博 (京大・RASC), 深尾昌一郎 (京大・RASC)	46

梅雨季低気圧の複雑な発達過程とその微細構造 柴垣 佳明 (大阪電通大), 二宮 洗三 (地球フロンティア), 山中 大学 (神戸大/地球観測フロンティア), 深尾 昌一郎 (京大 RASC)	49
境界層レーダー観測に基づく梅雨前線近傍のメソスケール擾乱に関する研究及び近畿地方における梅雨観測概要紹介 梅本泰子 (神戸大・自然), 手柴充博 (京大・RASC), 山中大学 (神戸大・自然/ FORSGC), 柴垣佳明 (大阪電通大), 橋口浩之 (京大・RASC), 清水 収司 (JAXA/EORC), 田中 恵信 (気象研), 深尾昌一郎 (京大・RASC) X-BAIU-99・X-BAIU-02 観測グループ	53
対流圏における積雲対流と乱流の組織構造 堀口光章・植田洋匡・林泰一・石川裕彦・穂積祐 (京大・防災研), 橋口浩之 (京大・RASC), 伊藤芳樹 ((株), カイジョー)	57
MU レーダーを用いた自由大気中の乱流拡散について 福井哲央 (京大・暴風雨), 植田洋匡 (京大・暴風雨), 堀口光章 (京大・暴風雨), 古本淳一 (京大 RASC), 岩井聡 (京大 RASC)	64
MU レーダー観測に基づく対流圏・下部成層圏における大気乱流散乱の空間構造に関する研究 博野 雅文 (京大・RASC), Hubert Luce(Toulon Univ・LSEET), 山本 衛 (京大・RASC), 深尾 昌一郎 (京大・RASC)	70
レイリー/ラマンライダーと MU レーダーの協同観測 中村卓司, Andreas Behrendt, 大西道隆, 古本淳一, 津田敏隆 (京都大学・RASC)	75
中間圏・下部熱圏	
MU レーダー MLT 領域観測・キャンペーンと TIMED 衛星との協同観測 中村卓司・津田敏隆 (京都大学・宙空電波科学研究センター) 塩川和夫 (名大 STE 研), H. Takahashi, C.M.Wrasse (INPE, ブラジル) 長澤親生, 阿保真 (東京都立大・工), 野村彰夫 (信州大・工) 村山泰啓, 五十嵐喜良 (通信総合研究所), 堤雅基 (極地研究所)	79
MU レーダーと FPI の同時観測 中村卓司 (京大・RASC), 藤井淳介 (京大・RASC), 津田敏隆 (京大・RASC), 塩川和夫 (名大 STEL)	84
超高層大気イメージングシステム (OMTIS) と MU レーダーによる中間圏・熱圏の同時観測 塩川和夫 (名大 STE 研), 大塚雄一 (名大 STE 研), 小川忠彦 (名大 STE 研), 中村卓司 (京大 RASC), 津田敏隆 (京大 RASC), 山本 衛 (京大 RASC), 深尾昌一郎 (京大 RASC) ..	88
大気光画像データを用いた中間圏重力波の運動量フラックスの導出 鈴木臣 (名大・STE), 塩川和夫 (名大・STE), 大塚雄一 (名大・STE), 小川忠彦 (名大・STE), 中村卓司 (京大・RASC)	91
MU レーダーによるスプライト・エルブスの検出 高橋幸弘 (東北大・理), 佐藤光輝 (東北大・理), 足立 透 (東北大・理), 大久保 敦史 (東北大・理)	93
MU レーダーとナトリウムライダーによる中間圏界面領域の同時観測 長澤親生 (都立大・工), 阿保 真 (都立大・工), 柴田泰邦 (都立大・工), 中村卓司 (京大・RASC), 津田敏隆 (京大・RASC)	97

ナトリウムライダーと MU レーダーとの中間圏大気同時観測 北原 司(信大・工), 杉本桂一(信大・工), 小林史利(信大・工), 川原琢也(信大・工), 斉藤保典(信大・工), 野村彰夫(信大・工)	100
wave2004 キャンペーン時の大規模風速場 岩上直幹(東京大学), 久保田実(通総研), 村山泰啓(通総研), 小山孝一郎(宇宙研), 中村卓司(RASC)	102
低高度 Es 層の形成・維持に寄与する慣性重力波の特徴について 吉村玲子(東大・理), 中村卓司(京大・RASC), 今村剛(宇宙研), 小山孝一郎(宇宙研) ...	106
電離圏・熱圏	
電離圏・熱圏・中間圏同時観測キャンペーン(MTEC)で得られた上層大気の地磁気擾乱応答 川村誠治(CRL), Nanan Balan(Sheffield Univ.), 中村卓司(京大・RASC), 山本 衛(京大・RASC), 深尾昌一郎(京大・RASC), 五十嵐喜良(CRL), 村山泰啓(CRL), 塩川和夫(名大・STE), 大塚雄一(名大・STE)	110
MU レーダー観測に基づく熱圏中性大気風速の太陽活動度依存性 川村誠治(CRL), Nanan Balan(Sheffield Univ.), 深尾昌一郎(京大・RASC)	116
信楽における磁気嵐時の磁場変動と電場推定値について 家森俊彦(京大・理), 能勢正仁(京大・理), 竹田雅彦(京大・理), 中野慎也(京大・理) ..	121
国土地理院 GPS 観測網と MU レーダーを使用した中規模伝搬性電離圏擾乱の研究 小竹 論季(名大 STE), 大塚 雄一(名大 STE), 小川 忠彦(名大 STE), 斉藤 昭則(京都大学大学院理学研究科), 津川 卓也(京都大学大学院理学研究科), 深尾 昌一郎(京都大学宇宙電波科学研究センター), 川村 誠治(通信総合研究所)	123
大気光イメージャーによる中規模伝搬性電離圏擾乱の磁気共役点観測 大塚 雄一(名大・STE), 塩川 和夫(名大・STE), 小川 忠彦(名大・STE), 斉藤 昭則(京大・理), 大島 浩嗣(京大・理)	126
SEEK-2 と MU レーダーによる電離圏イレギュラリティの研究 山本 衛(京大・RASC), 深尾 昌一郎(京大・RASC), 横山 竜宏(京大・RASC), 丸本 雅人(京大・RASC), 早川 基(宇宙研), R. T. Tsunoda (SRI International)	133
中緯度 F 領域沿磁力線不規則構造の MU レーダーによる観測 齊藤昭則、大島浩嗣(京都大・理), 山本衛(京都大・RASC)	138
MU レーダーおよび大気光イメージャーの同時観測による E 領域・F 領域イレギュラリティの比較 小野間 史樹(名大・STE), 大塚 雄一(名大・STE), 塩川 和夫(名大・STE), 小川 忠彦(名大・STE), 山本 衛(京大・RASC), 齊藤 昭則(京大・理)	142
MU レーダー低高度 QP エコーと中性大気変動 小川忠彦(名大・STE), 大塚雄一(名大・STE), 小野間史樹(名大・STE), 塩川和夫(名大・STE), 山本 衛(京大・RASC)	145
MU レーダー QP エコーに伴う分極電場ドップラーズペクトル解析結果— 小川忠彦(名大・STE), 大塚雄一(名大・STE), 山本 衛(京大・RASC)	150

MU レーダーを用いた電離圏 FAI の 8 チャンネル干渉計観測 斎藤 享 (通総研), 山本 衛 (京大・RASC), 丸本 雅人 (京大・RASC)	156
--	-----

流星

Parameter estimation of meteors from radar head echos combined with optical observations T. Sato(Kyoto Univ.), S. Tsusumi (NTT Data), T. Nakamura(Kyoto Univ.), and M. Nishio (Univ. Tokushima)	160
---	-----

MU レーダー関連の流星観測-前方散乱を使った流星観測及びTV 同時観測、2003 年 6 月- 上田昌良 (日本流星研究会), 藤原康徳 (日本流星研究会), 杉本雅俊 (日本流星研究会), 阿 部新助 (宇宙科学研究所)	169
--	-----

昼間流星群 "おひつじ座流星群" の起源 阿部 新助 (チェコ共和国天文学研究所・Meteor Physics Group), 渡部 潤一 (国立天文台), 矢 野 創 (JAXA・ISAS), 山本 真行 (高知工科大・電子-光システム), 大西 浩次 (長野高専), 橋 本 岳真, 上田 昌良, 藤原 康徳, 杉本 雅俊 (日本流星研究会), 中村 卓司, 西尾 真澄 (京大・ RASC), 佐藤 亨, 西村 耕司 (京大・情報)	172
---	-----

赤道大気

赤道大気レーダーのシステム概要 橋口浩之 (京大・RASC), 深尾昌一郎 (京大・RASC), 山本衛 (京大・RASC), 津田敏隆 (京大・ RASC), 中村卓司 (京大・RASC), 山本真之 (京大・RASC), 佐藤亨 (京大・情報), 萩尾正廣 (三菱電機), 飯垣吉幸 (三菱電機)	178
---	-----

赤道大気レーダーを用いた雨滴粒径分布推定について 下舞 豊志 (島根大 総合理工), 古津 年章 (島根大 総合理工), 岡本 隆宏 (島根大 総合理工), 橋 口 浩之 (京大・RASC), 深尾 昌一郎 (京大・RASC)	185
---	-----

赤道大気レーダーによる西風バーストの微細構造の観測 辻野文剛 (京大・RASC), 山本真之 (京大・RASC), 橋口浩之 (京大・RASC), 山本衛 (京大・ RASC), 深尾昌一郎 (京大・RASC), 山中大学 (神戸大自然/地球観測フロンティア), 庭野 将 徳 (京大理)	189
---	-----

赤道大気レーダーによる熱帯対流圏界面近傍の大気観測 山本真之 (京大・RASC), 堀之内武 (京大・RASC), 橋口浩之 (京大・RASC), 深尾昌一郎 (京 大・RASC), 山本衛 (京大・RASC), 山中大学 (神戸大自然/地球観測フロンティア)	192
--	-----

Convections associated with intraseasonal variations over Sumatra, Indonesia observed with the Equatorial Atmosphere Radar Tri Handoko Seto, M.K. Yamamoto, H. Hashiguchi(京大・RASC), and S. Fukao (RASC, Kyoto Univ.)	199
---	-----

赤道大気レーダーによるプラズマバブル観測の新展開 深尾昌一郎 (京大・RASC), 小澤雄一郎 (京大・RASC), 山本衛 (京大・RASC)	204
---	-----

「MU レーダー観測強化システム」導入の経緯

津田 敏隆*、深尾 昌一郎*、佐藤 亨**、山本 衛*、橋口 浩之*、
中村 卓司*、山本 真之*

* 京都大学宙空電波科学研究センター、** 京都大学情報学研究科

1. 予算要求の経緯

MUレーダーの建設が1981年に開始され、約3ヶ年を要して1984年11月に完成した。以来、MUレーダーを全国共同利用に供するとともに、各種の光学・電波観測装置の設置を進めた結果、信楽MU観測所が対流圏、中層大気および超高層大気の実観測所となり、国内はもとより、国際的にも大気圏・電離層の観測研究の中心になっている。

MUレーダーのハードウェアはほぼ安定して動作しているが、計算機技術の進展を反映すべく、MUレーダーのレーダー制御およびデータ取得・解析システムに組み込まれている計算機類の交換・新設を随時図ってきた。MUレーダー設計後約10年を経た1992年度に「実時間データ処理システム」を調達し(概算要求責任者：深尾教授)、当初のシステムでデータ取得用に採用されていたアレイプロセッサを廃止した。

その後、さらに計算機が高速・高機能化することに加えて、システムのハードウェアにも更新を検討すべき部分が現れ、MUレーダーシステム全体を改良する必要が生じてきた。このため、MUレーダーのシステム強化および新たに電波・光学複合観測の推進を目指した計画を立案し、3ヶ年をかけて実施する概算要求を1996年に提出した(概算要求責任者：津田教授)。幸い、1996年度の補正予算によりこの一部である「高速並列レーダー制御システム」が採択され、緊急の課題であった電源部と送受信モジュールの一部が改良された。

抜本的な解決のために1998年より数年にわたり概算要求を続けた。この間、光・電波複合観測、MUレーダー自動運転、システムのIT化といった特徴を強調してきたが、ハードウェア老朽化にともなう更新事業の側面を含むためなかなか理解を得られなかった。しかし、松本センター長の尽力により、2002年度の補正予算で「MUレーダー観測強化システム」が認められ、MUレーダーシステムの新生がようやく実現した。

なお、この間に1999年度の補正予算により可搬型レーダー(赤道大気レーダー)がインドネシアに建設されるとともに、研究基盤重点設備費でレーダー・ライダー複合計測システムが信楽に導入された(いずれも、責任者は深尾教授)。こうして、MUレーダーを端緒とする研究活動は海外にも進展するとともに、観測技術もレーダーに限らず多様な電波光学複合観測に広がっている。

2. 新システム導入の目的

1980年代以来続けられた、MUレーダーをはじめとする精密観測により大気力学過程の詳細が解明されてきた。最近の研究では地表から超高層大気に広がる大規模（マクロ）な地球大気大循環は、実はマイクロな大気現象（大気乱流・波動等）で定まることが明らかになりつつある。マイクロな大気プロセスを理解するには、近年急速に進展しているレーダーによる立体可視化技術を活用することが重要である。最新のIT技術を応用したデジタル受信機を世界最高性能のMUレーダーに適用すれば、IT・MUレーダーを実現することができる。空間時間分解能が向上した、この高感度レーダーにより大気諸現象の微細な内部構造を立体的イメージング観測し、重要な基礎過程であるマイクロプロセスの解明を目指す。

今回導入する「MUレーダー観測強化システム」は(a)超多チャンネルデジタル受信システム部、および(b)低損失信号伝送部で構成されている。前者では、既存のMUレーダーの機能を基礎に、多系統の受信信号（475基の半導体化送受信機）を超多チャンネルデジタル化し、ソフトウェアによる高度信号処理を行う高感度のIT大気レーダーを世界に先駆けて完成させる(詳細は次稿を参照)。一方、後者では送受信系統の高感度化、特に偏波切替えリレー等の機能を改良するとともに、送受信アンテナおよびアンテナケーブルの損失を軽減しMUレーダー高感度化を図る。具体的な内容は次講演で示されるが、新システムの主な特徴を下表にまとめる。

項目	現行システム	新システム
受信システム	4チャンネルアナログ受信機	超多チャンネル受信システムとして、29チャンネル(25群+4系統)のデジタル受信機を導入。
アンテナアレイ	475組の直交八木アンテナ(開口面積：8330m ²)	475×2=950本の直交八木アンテナについて、約300本の放射器、ケーブル、バランを取替え、伝送ロスの軽減を図る(開口面積で2500m ² に相当)。
偏波切り替え	機械式リレーを使用し、直線2方向、右旋・左旋円偏波を切換え。	機械式リレーを除去し、送受信モジュールを完全電子化する。右旋円偏波に限定して動作安定性を確保し、伝送ロスを軽減する。
高度分解能	占有周波数帯域：1.65MHz。最小パルス幅が1μ秒で高度分解能150mに対応。	占有周波数帯域を3.5MHzに拡大。最小パルス幅0.5μ秒が新たに使用可能になり、対応する高度分解能も75mに向上する。

3. おわりに

全国共同利用の円滑な推進には、装置の設計開発ならびに保守・運転に献身的に従事して頂いている三菱電機(株)の技術者に負うところが大きい。本稿を借りて感謝する。この新システムの導入により、MUレーダーの共同利用がさらに画期的に進展することを期待する。

MU レーダーの高機能化: MU レーダー観測強化システムの構成

山本 衛, 津田 敏隆, 深尾 昌一郎, 中村 卓司, 橋口 浩之, 山本 真之

(京都大学宙空電波科学研究センター)

佐藤 亨

(京都大学大学院情報学研究科)

1.はじめに

完成から約 20 年を経た MU レーダーは、全国共同利用施設として、地表近くから電離圏までの広大な大気の構造と運動の研究を中心に活躍してきた。今年度、京都大学宙空電波科学研究センターでは、MU レーダーの時間・空間分解能の向上と一層の安定動作を図ることを目的として「MU レーダー観測強化システム」を導入する。本稿では、新しく生まれ変わる MU レーダーのシステム構成とその機能について紹介する。

図 1 は MU レーダー観測強化システムの導入後の、システム全体のブロック図である。観測室内機器のうち変調器、復調器とデータ処理装置・レーダー制御器の部分が新調されており、これらを総称して超多チャンネル受信システムと呼んでいる。一方、アンテナ面においては、アンテナ放射器とケーブル、送信モジュール内の偏波切替回路部分も改修されたが、この部分が低損失信号伝送部である。

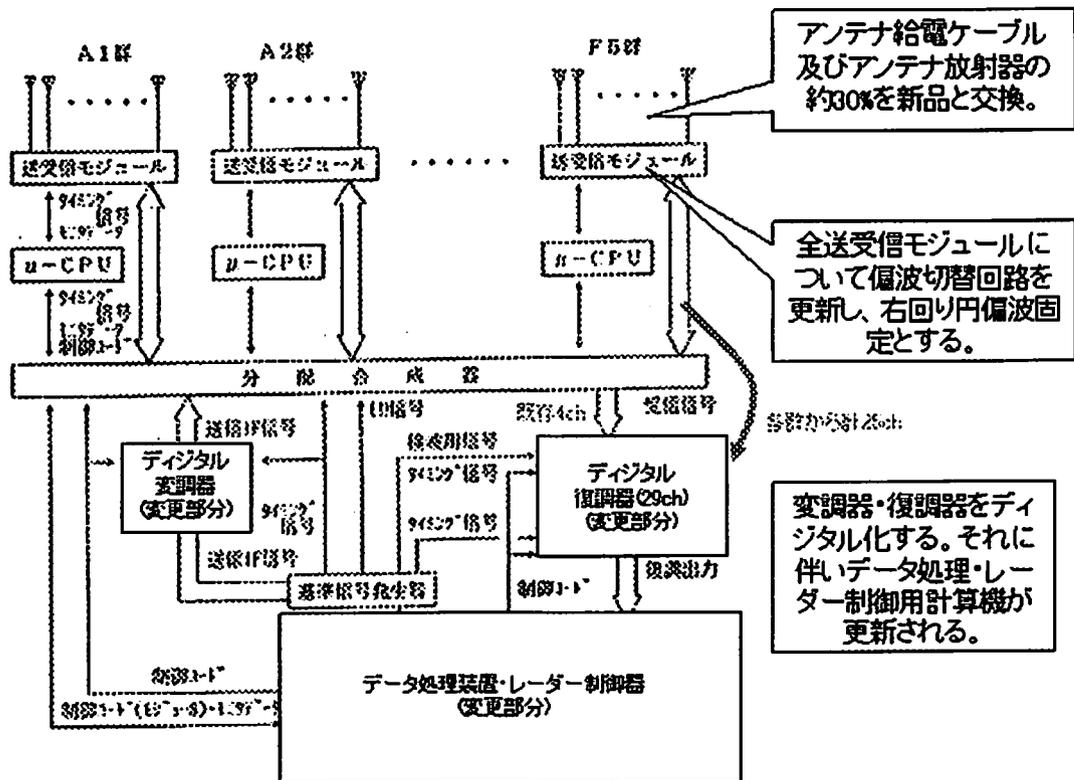


図 1 MU レーダー観測強化システム完成後の全体ブロック図

2. 超多チャンネル受信システム

超多チャンネル受信システムは、図1に示すようにMUレーダーの受信チャンネルの数を現状の4チャンネルから29チャンネルに大幅に拡大するものである。29チャンネルの内訳は、八木アンテナ19本で構成された25のアンテナ「群」それぞれに対する25チャンネルと、現状の4つのアナログ信号システムに対する4チャンネルである。また、変調器の改修によって、送信パルスの最小幅を0.5マイクロ秒に縮小し75メートルの距離分解能を獲得することができた。これによって同時に電波の占有周波数帯幅も3.5MHzに拡大している。MUレーダーで空間干渉計観測を行うとき、今までは25群のアンテナから最大4種類の組合せを作成し、それらの間の信号の位相差や相関係数をデータとして用いてきた。本システムを用いると、全ての群の観測データを記録しておき、解析において任意の組み合わせの信号の比較が可能となる。これによって今まで困難であった、「レーダーイメージング」の手法を取り入れた新しい観測が可能となり、時間分解能の向上とあいまって、例えば大気乱流層からの電波の反射パターンを動画像として捉えることができる」と期待される。

本システムでは変調器と復調器の両方をデジタル化しており、信号解析の精度が従来に比べて向上している。図2に、デジタル受信機とアナログ受信機の構成とその差を図示した。今までMUレーダーで利用してきたアナログ受信機は、5MHzの受信IF信号をアナログフィルタで通して整形した後、同じ周波数のサイン波とコサイン波(どちらもアナログ信号)を掛けてビート信号を取り出し、「I」と「Q」と呼ばれる2つの信号(90度位相が違ういわゆる実部・虚部成分)成分作り出し、2台のA/D変換器(周波数1MHz)でそれぞれデジタル化していた。新しいデジタル受信機においては、受信IF信号をまず20MHzでA/D変換してデジタル化し、その後の復調処理とフィルタリングを高速信号処理によって実現している。これによって、29チャンネル間の特性を高いレベルで揃えることが可能となる、出力として得られるI/Q成分の間の直交性も従来よりも向上できる、というメリットが期待できる。また本システムでは図3に示すような構成のデジタル変調器も導入している。すぐ分かるように、変調器は復調器で行う信号処理を逆の順序で実施していくことで実現される。つまり送受信における信号処理システムの差(特にフィルタ特性)を全く同一にできるが、これはレーダーシステムの構成上大きなメリットである。超多チャンネル受信システムは、このほかにも以下に示す特徴を備えている。

- GPS同期観測によって、正確な正秒からの観測スタートを実現
- Spano符号を利用することで、対流圏モードと成層圏モードを融合
- パルス変調パターンの柔軟性を向上し、新しいIS観測モードを可能に
- FDI観測機能をシステムに組み込み、5つの周波数をIPP毎に切替
- RASS観測について受信周波数オフセット機能をシステム化
- ドップラースペクトルの一部分のみの転送機能
- データ取得・処理量の増大

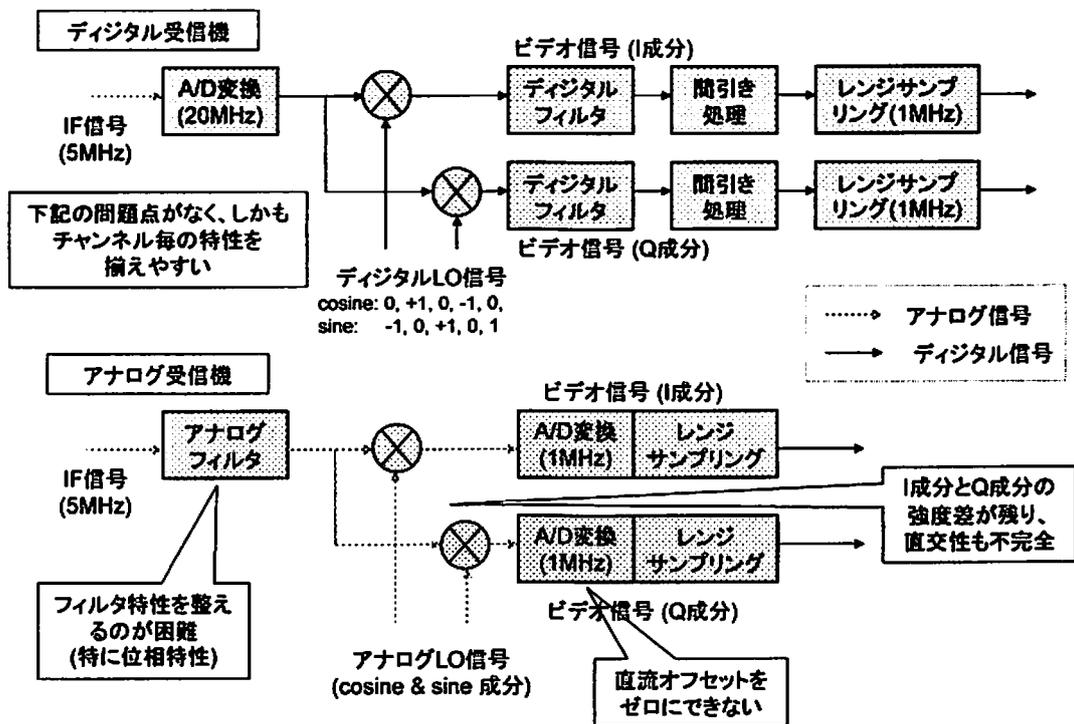


図 2 MU レーダーにおけるデジタル受信機とアナログ受信機の構成

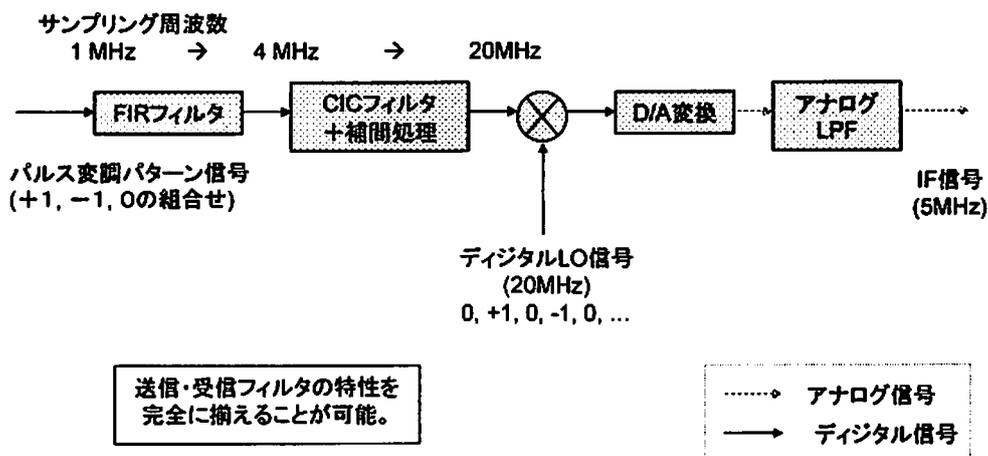


図 3 MU レーダー用デジタル変調器の構成

超多チャンネルデジタル受信システムでは計算機が重要な位置を占める。今回のシステムでは、主計算機に LINUX ワークステーション(CPU: Pentium 4 2GHz、メモリ 4Gバイト、ハードディスク 730G バイト、OS: RedHat 8.0J)を利用した。図 4 にデータ取得・制御部分のブロック図を示すが、前述の復調器・変調器とのレーダー制御信号の送与と観測データの取得の両方に 1000Base-T ネットワーク(一部は 100Base-T)を利用している。復調器についても 29 チャンネルがほぼ独立な計算機を構成しており、LINUX ワークス

気象庁のウィンドプロファイラ観測網 (WINDAS) の運用状況について

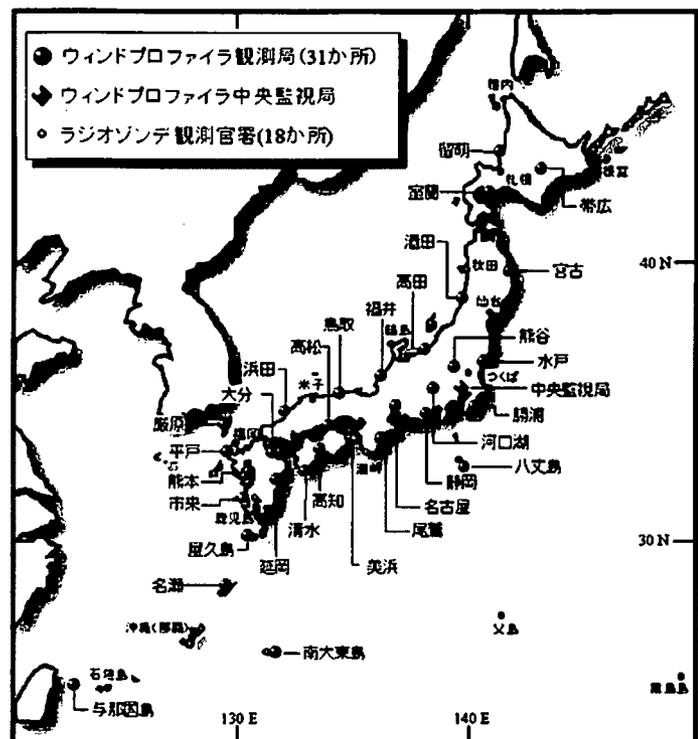
加藤 美雄 ・ 小林 健二 ・ 泉川 安志 ・ 武井 保幸 ・ 中里 好幸 ・
山下 順也 ・ 塩水流洋樹 (気象庁 観測部 観測課 高層気象観測室)

1. はじめに

気象庁は周波数 1.3GHz 帯の電波を使用するタイプのウィンドプロファイラの観測局 (以下、観測局とする) を全国に配置し、高層風観測網 (局地的気象監視システム、以下 WINDAS: Wind profiler Network and Data Acquisition System) として、2001 年 4 月に運用を開始した。当初は 25 台で構成されていたが、WINDAS の観測データが集中豪雨の予測だけではなく様々な大気現象の監視・予測に有効であることが明らかになったため、2003 年 3～6 月には 6 台を増設し、現在は 31 台で運用している (第 1 図)。

大気レーダーが対流圏の風の観測に効果的であるという研究成果は、京都大学の MU レーダーなどによって示されていた (深尾, 1989)。これらを背景に気象庁では 1989 年に気象研究所で 400MHz ウィンドプロファイラによる基礎研究を開始し (気象研究所, 1995)、1990 年代にデータ利用の業務実験や数値予報へのインパクト実験を行い、導入を検討していた。そして豪雨などのメソスケール現象に対する防災情報の高度化を図るため、近年のリモートセンシング技術の著しい進歩 (橋口ほか, 1999) にもとづき、1.3GHz ウィンドプロファイラによる気象庁の全国観測網を実現した。

これまでラジオゾンデに頼っていた気象庁の高層気象観測は、WINDAS の運用によって、対流圏の中下層に限るが風の観測に関しては観測点の間隔が 300～350km から 120～150km となり、観測対象を総観スケール現象から一挙にメソスケール現象にまで細かくすることが可能になった (Ishihara, et al., 2003)。データは局地気象現象を予測するためのメソ数値予報モデルの初期場に用いられ、集中豪雨や台風を始めとする気象現象の予報精度の向上に寄与している。



第 1 図 気象庁の高層気象観測網

2. システムの特徴

WINDAS のウィンドプロファイラの基本仕様を第1表に示す。送信機の高出力化、アンテナの大型化、8ビットパルス圧縮による機器性能の向上（橋口ほか、1999）をもとに、データ処理技術と品質管理プログラムを充実することにより、観測到達高度の拡大・データ品質の高度化を図るとともに、遠隔制御監視による運用の自動化を実現した。特に品質管理においては、WINDAS の整備に合わせて開発した二次曲面近似チェック（Sakota, 1997）や風の場の均質性チェック、渡り鳥エコーの除去（小林ほか、2003）などが大きな効果をあげている。

各ウィンドプロファイラでは10分ごとに自動観測を行い、中央監視局（気象庁本庁）では、気象庁の専用回線又は公衆回線によって、観測データを毎正時に6観測分をまとめて集信した後、これら観測データに品質管理を施し、気象庁の気象資料総合処理システム（COSMETS）に送信し、気象庁内の予報業務に利用している。さらに、観測データは国内の民間気象事業者等部外機関や海外の気象機関へも配信している。

WINDAS は、米国海洋大気庁（NOAA）が1990年に整備した30台からなる400MHzウィンドプロファイラ網（NOAA, 1994）に比べると、観測到達高度については1/3程度であるが、水平密度については2～3倍、さらに時間密度については6倍（ただし、通報時間の間隔は両者同じ）となっており、下層・中層の大気の流れを空間的・時間的により高密度に観測でき、局地気象現象を把握することが可能となった。

3. 運用状況

WINDAS は2001年4月の運用開始以後、大きな機器障害もなく順調に運用しており、平均稼働率（延べ時間に対する稼働実績時間）は99%以上となっている。WINDAS における高度分解能は、高い観測到達高度を得ることなどを考慮して300m間隔（送信パルス幅2 μ s、パルス繰返し周波数10kHz）で観測を行っている。

WINDAS に使用している1.3GHz帯ウィンドプロファイラでは、信号の受信強度は上空の水蒸気量及び降水の有無に大きく依存する。第2図に2002年4月から2003年3月までの当初整備した25観測局における最高観測高度の月平均を示す。ここで、「降水時」とは各観測局において高度400m～6kmまでの20層において、鉛直速度が-2.0m/s以下（-は上昇流を示す）の層が10層以上ある場合とし、それ以外は「無降水時」とした。実際には、これは降雨に対応している。第2図の全期間平均をみると、7、8月は6km以上あり、9月からは次第に観測高度が下がり、1月では4km以下まで低下するが、2月からは上昇に転じ4月には5km以上となっている。また、降水時の総時間数は無降水時のそれに比べて少ないことから、無降水時と全体の平均が近い値とな

第1表 基本仕様

項目	仕様
空中線方式	アクティブフェイズドアレイ方式
開口面積	16 [m ²]
空中線利得	33 [dBi]
送信周波数	1357.5 [MHz]
占有周波数帯域幅	10 [MHz] 以下
送信電力	1.8 [kW]
送信パルス幅	0.67、1.33、2.00、4.00 [μ s]
高度分解能	100、200、300、600 [m]
パルス繰返し周波数	5、10、15、20 [kHz]
ビーム走査方向	天頂及び仰角75～80°の直交する4方位電子走査方式
ビーム走査時間	5方位を1分間に1回
ビーム幅	5°以下（-3dB電力点）
最小受信電力	-110 [dBm] 以下 （積分による改善を含まず）
パルス圧縮	8ビット
コヒーレント積分	32～200回
ドップラー速度算出	ガウス分布フィッティング
品質管理アルゴリズム	スペクトル幅、二次曲面近似 渡り鳥エコー、風の場の均質性等
測定間隔	10分

っているが、降水時は明らかに平均観測到達高度が高く、冬季でも5 km以上、夏季では7～8 kmに達している。

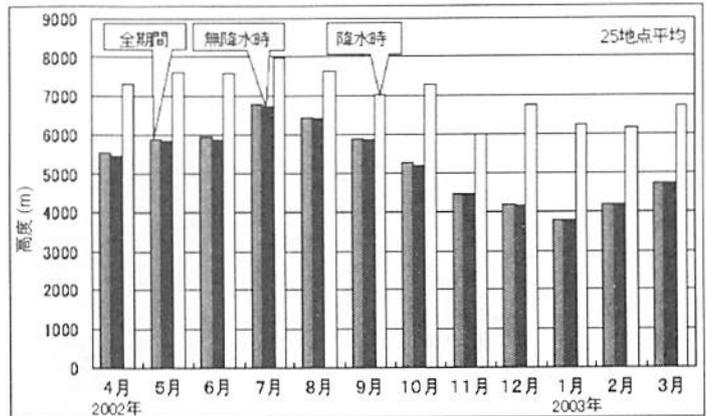
ウィンドプロファイラの風の測定精度はすでに研究分野で実証済みであるが、WINDAS においても近隣のラジオゾンデの観測データとの比較によって、ラジオゾンデと同程度の精度を有していることを確認している。また、気象庁数値予報課はウィンドプロファイラ観測値の精度を評価するため、各ウィンドプロファイラ地点でのウィンドプロファイラ観測値と領域スペクトルモデル (RSM) の予報値 (第1推定値) との間の偏差 (以下、D値とする) を求め、同様に国内のラジオゾンデの観測値と予報値とのD値も求め、両者を比較した (数値予報課, 2001)。D値を用いて観測値の精度を統計的に評価することは、数値予報の業務で日常的に行われている。

比較は、2001年6月上旬と7月上旬に対して行った。第3図に示すD値の分布を見ると、ウィンドプロファイラのD値とラジオゾンデのD値は、単純平均で示される系統的な偏差 (バイアス)、及びRMSE (平均自乗偏差平方根) で表されるランダム偏差とともにほぼ同等の値を示し、これらのウィンドプロファイラの観測値がラジオゾンデの観測値と同程度の精度を有していることを示している。

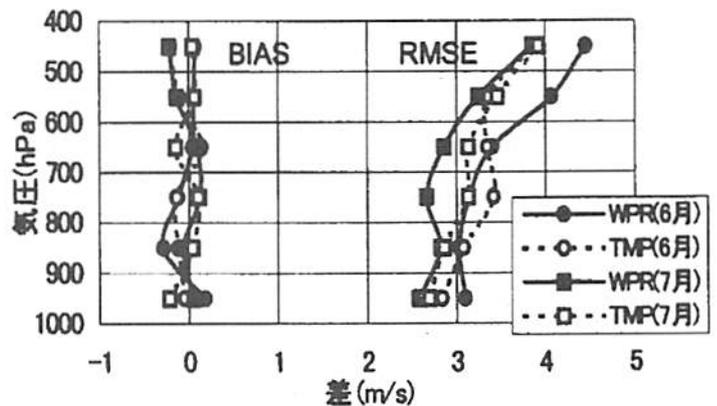
4. 観測成果

気象予測においては、風の情報は気温や湿度といった情報とともに数値予報モデルの運用に重要な情報となっている。精度の高い予測結果は集中豪雨や台風の現象への適切な対応に生かされるため、以下にウィンドプロファイラが捉えた台風の観測事例と数値予報への効果を紹介する。

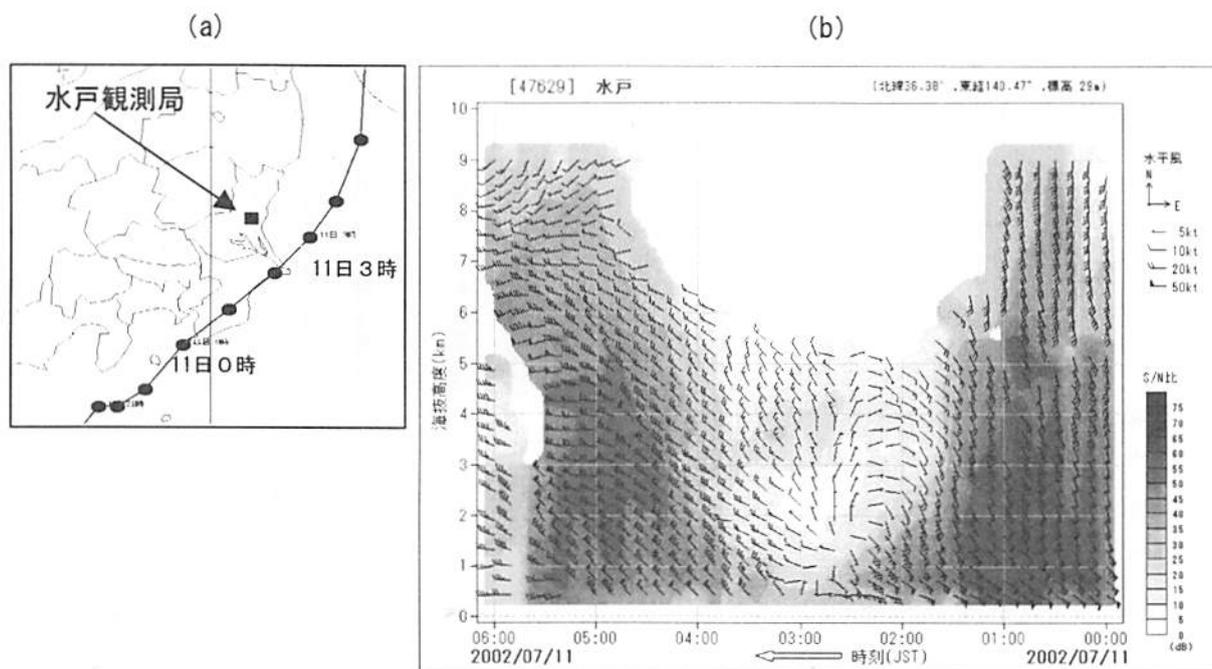
日本列島において台風は風水害をもたらすとともに、短期間かつ広範囲に大量な降雨や強風をもたらす防災上重要な大気現象である。WINDAS によって得られる 300m 毎の各層の風の情報から台風の立体風系の構造を把握することができる。第4図 (a) は、2002年7月11日に房総半島を北東に縦断して銚子付近から太平洋上に進んだ台風6号の経路である。このとき水戸のウィンドプロファイラが観測した高層風の時間高度断面図には (第4図 b)、同日1時と5時に台風の眼の壁雲と思われる S/N 比の大きい領域と高度 1～3 km に 30～35m/s に達する強風域が現れている。



第2図 WINDAS 観測到達高度の月平均



第3図 ウィンドプロファイラ観測値 (WPR) と国内のラジオゾンデ観測値 (TMP) における気象庁領域数値予報モデルの第1推定値 (予報値) との間の偏差 (D値) の高度別分布 (2001年6月、7月)



第4図 2002年7月11日に台風6号が通過した際の観測データ。(a)台風の経路、
(b)水戸のウィンドプロファイラが測定した風とS/N比の時間高度断面図

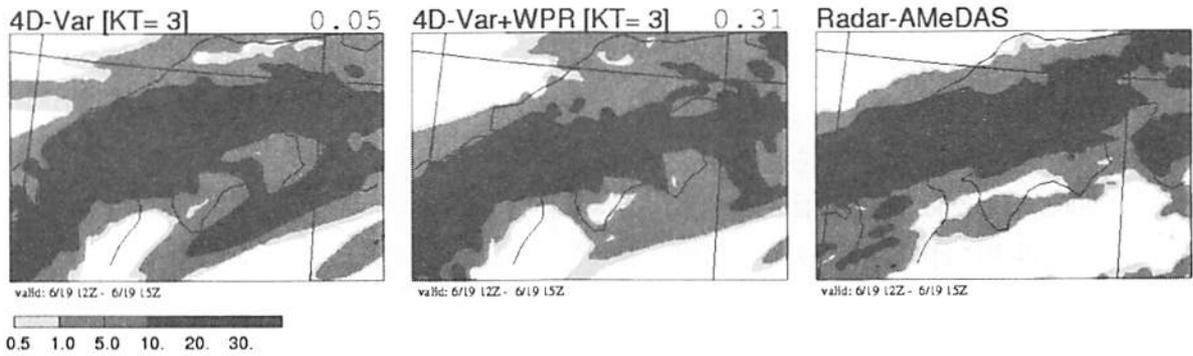
この風は台風に伴う循環を反映しており、台風通過前は強い南東風となっているが、台風が通過した後は、風向が180度変わって北西風が強くなっている。また、同日3時を中心として下層から中層まで弱風域が広がり、ウィンドプロファイラが台風の眼の中にあることを示している。この例では、ウィンドプロファイラがその時間分解能の高さを生かして台風の中心付近の風の様子をよく捉えており、これまでの現業観測では見ることはできなかった台風に伴う循環の微細な風構造が得られた。

次に、WINDASのデータが数値予報に与える効果を見る。WINDASは運用開始後の2001年6月からその観測データは気象庁の各数値予報モデルで利用して成果を得ている。加えて2002年4月から導入されたメソ数値予報モデル（以下、MSMとする）における4次元変分法によるデータ同化（様々な観測時刻のデータを取り込むことが可能な手法、以下、4D-VARとする）の開始によって、WINDASの時間的な高密度観測の特性が豪雨や豪雪をもたらすメソスケール大気現象の予測に活かされている。

第5図は気象庁数値予報課が行ったインパクト実験の結果である（数値予報課，2001）。2001年6月19日から翌20日にかけての西日本に梅雨前線が停滞し活発なメソ降水システムが発達した。このため九州北部から中国、四国地方にかけて大雨があり、和歌山・奈良両県で土砂崩れが発生し、松山市内では21～24時までの雨量が86mmの豪雨となって1名が死亡した。この事例においてウィンドプロファイラ観測値を4D-VARによってMSMに取り込んだ場合と、取り込まなかった場合の数値予報の精度を比較した。

第5図(a)は従来のプレランという方式によって2001年6月19日12UTCの初期値を作成し、そこからMSMにより3時間予報を行ったときの3時間積算降水量である。(b)は12UTCの6時間前から4D-VARによるデータ同化を2回行って初期値を作成し、それにもとづいた数値予報の3時間積算降水量である。(c)はそれらに対応するレーダーアメダス解析雨量であり、比較にあつ

(a) WPR を使用しない場合の予報 (b) WPR を使用した場合の予報 (c) 実況観測値



第5図 メソ数値予報モデル (MSM) におけるウィンドプロファイラ観測値のインパクト実験

ではこれを実況値とする。第5図 (b) の4D-VARによる予報では、3時間積算降水量が30mmを超える大雨域が大分、愛媛の両県を中心に予想されており、これは(c)の実況値とよく一致している。

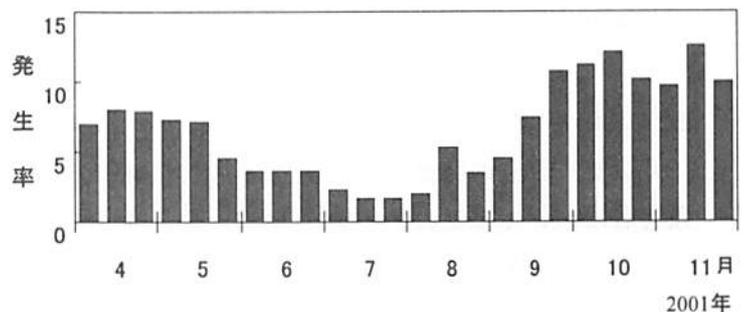
一方(a)のプレラン方式では、強雨域は実況値より約100km北方にずれた山口、広島、岡山各県の南部に予想されている。この事例は、WINDASの観測データが数値予報の精度向上に貢献していることを示している。

5. 品質管理の改良

WINDAS が常時運用を開始した後、当初予期しなかった不具合や現象も明らかになっている。まず、春と秋の晴れた夜間に地表から高度4km程度の中のウィンドプロファイラ観測データが、渡り鳥の影響で異常な値を示すことが、2001年秋に判明した。この渡り鳥エコーはWINDASのいずれの地点でも発生している。WINDASの観測で得られる全データ数中で、渡り鳥が影響を与えたと考えられるデータ数の割合を渡り鳥エコーの発生率と定義すると、第6図のとおり2001年4月～11月の25地点での平均発生率は4月の8%と10月の12%に2つのピークを示し、7月に2%の最小値を示した。期間中の平均値は7%であった。

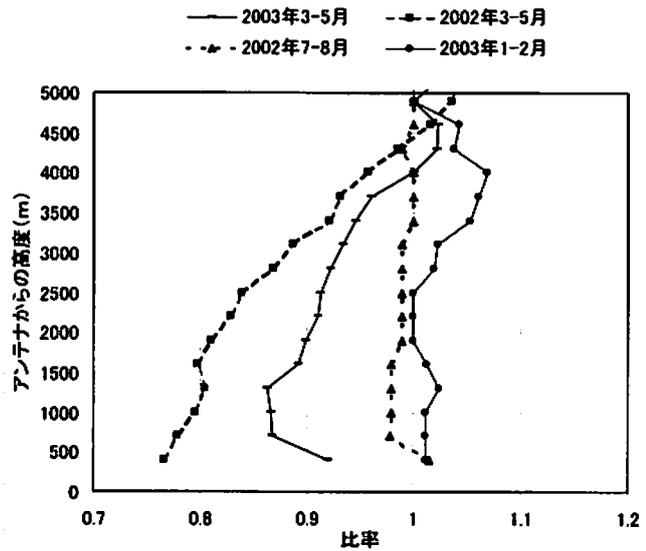
渡り鳥エコーが示す信号強度は降水エコーと同じ程度に大きく、スペクトル幅は大気エコーより広く、鉛直速度成分は+1～-1m/sの範囲にある。また、受信強度の1分平均値の時系列を見ると、その時間変化は大気エコーの時間変化より大きい。これらの特徴を手がかりに、当初は渡り鳥の影響を受けているデータを全て不良値とする品質管理を実施した。この不良値が全体に占める割合は、地点によって差はあるものの、年間で平均すると10%前後であった。

次に、受信信号の積算処理の段階において、鳥による散乱波と大気による散乱波を分離して、大気からの散乱波のみを取り出して風データを作成する方法を開発し、2003年3月から運用を開始した (小林ほか, 2003)。その結果、2003年3～5月の期間においては、従来、渡り鳥エコーの影響で削除されていたデー



第6図 2001年4月～11月における25地点における渡り鳥エコーの旬別の平均発生率

タ（全取得データの約 20%を占める）のうち、約半分（全取得データの約 10%）を正常なデータとして取り出すことができるようになった。第 7 図は渡り鳥エコーの影響を昼夜のデータ取得率の違いから比較するために、2002 年と 2003 年の春について、昼のデータ取得率に対する夜のデータ取得率の比を算出したものである。また、夜のデータ取得率の低下が渡り鳥エコーの影響であることを確認するために、渡り鳥エコーがほとんど発生しない真夏と真冬の時期のデータも示している。第 7 図から、2003 年の春の渡り鳥エコーの影響によるデータの欠損は、2002 年の春の半分程度になっていることが読みとれる。高度 2km 付近においては渡り鳥エコーの影響を受けて除



第 7 図 昼のデータ取得率に対する夜のデータ取得率の比率

去されたデータは 2002 年には約 20%あったが、渡り鳥エコー除去プログラムの導入により、2003 年にはこのうちの約半分、大気エコーを抽出することができた。

品質管理の改善の 1 つとして、風の場の均質性チェックを導入した。ウィンドプロファイラは通常 5 つのビーム方向（鉛直方向および仰角約 80 度に傾けた東西南北方向）で観測したドップラー速度から水平風と鉛直流を計算する。この際、5 つのビームが、均質な大気を観測していることを前提として計算を行っている。すなわち、ウィンドプロファイラは上空のある広がりをもった空気塊の平均的な移動速度を観測している（例えば高度 5 km では観測領域は半径 900m の円となる）ために、その広がりの中では同じ速度が分布していることが必要になる。しかし、降水現象の始まりや終わりの時期には、5 つのビームのうちいくつかは降水ありの領域を、残りが降水なし領域を測定すると、正確な風を得ることが困難になる。このような異常な値を観測した場合、これまでは二次曲面近似チェックなどによって品質管理で不良値としていたため、見かけ上は欠測となっていた。こうした観測上の弱点を改善するために 2003 年 2 月、計算過程の見直しと新たな品質管理の追加を行った。この方法は、天頂、東西、南北のそれぞれから求めた鉛直速度を比較し、一定のしきい値以内であれば品質良好と判断するものである。この結果、時間変化の大きな降水現象があるときの異常値の発生が少なくなった。

6. おわりに

大気レーダーの発展を背景に整備された WINDAS は、気象庁の数値予報業務への貢献の他に、気象官署においてはこのデータを予報現業やメソスケール現象の調査研究などに利用され、これらによって気象業務におけるウィンドプロファイラの有効性を実証した。

気象庁では現在、通信総合研究所が稚内と沖縄でそれぞれ運用している VHF レーダー及びウィンドプロファイラのデータも WINDAS に取り入れるために、通信総合研究所と共同研究契約を交わし、データ取り込みの調整を行っており、観測網の補強を図っている。さらに、ウィンドプロフ

ファイラの観測で得られる受信信号には風ベクトル以外に受信強度などの水蒸気に関連する情報が含まれていることから、水蒸気の鉛直プロファイルを算出するための調査を行っている。

WINDAS は、今後も洪水や土砂災害などをもたらす大気現象の予測や監視の改善に貢献するとともに、それらの構造や物理過程を理解する上でも有効な情報を提供するものと思われる。WINDAS のデータが気象庁の業務をはじめ、気象庁の外でも広く利用されることを期待する。

謝辞

WINDAS の整備にあたっては、京都大学宙空電波科学研究センターの深尾昌一郎氏及び橋口浩之氏に多大なご協力をいただきました。また、通信総合研究所をはじめ、国内外のウィンドプロファイラ関係機関の方々にご協力をいただきまして感謝します。

参考文献

- 深尾昌一郎，1989：大型レーダーによる高層大気波動の研究，天気，36，pp. 341-346.
- 橋口浩之・深尾昌一郎・津田敏隆・山本衛・中村卓司・佐藤亨・山中大学・浜津享助・磯村昭彦，1999：RASC における境界層レーダー開発，第3回 MU レーダーシンポジウム，pp. 64-68，京都大学超高層電波研究センター。
- Ishihara, M., Y. Kato, T. Abo, Y. Asami, K. Kobayashi, Y. Izumikawa, J. Yamashita and H. Yamamoto (2003) : The Wind Profiler Network of Japan Meteorology Agency. Preprint of the 31st International Conference on Radar Meteorology, AMS, Seattle. U. S. A.
- 気象研究所 気象衛星・観測システム研究部，1995：ウィンドプロファイラによる気象の観測法の研究，気象研究所技術報告，35，pp. 88.
- 小林健二・泉川安志・阿保敏広・石原正仁・若山俊夫・松田知也，2003：気象庁のウィンドプロファイラ観測における渡り鳥エコーの影響と対策。天気，投稿中。
- NOAA，1994：Wind profiler assessment report and recommendations for future use 1987-1994，U. S. Department of Commerce，pp. 141.
- Sakota, Y., 1997: Improvement of the quality control scheme over six-minute-interval wind profiler data. COST-76 Profiler Workshop Extended Abstract, 243-246.
- 数値予報課，2001：新しい数値解析予報システムの検証。数値予報解説資料，34，気象庁，65pp.
- 数値予報課，2002：変分法データ同化システムの現業化。数値予報課報告，別冊 48，気象庁，1-16.

大気レーダー・RASSによる 大気水蒸気プロファイル推定法の開発

古本 淳一、津田 敏隆、岩井 聡、井村真悟

京都大学 宙空電波科学研究センター

1 はじめに

水蒸気は大気の熱力学を支配する重要なパラメータの一つである。水の相変化に伴う潜熱エネルギーは集中豪雨など激しい気象擾乱の主要な駆動源であり、これらの現象のメカニズム解明には水蒸気の高度構造を高い時間・高度分解能で観測することが重要である。従来の水蒸気測定の手法としてはラジオゾンデによる直接観測が最も一般的である。近年、ラジオゾンデ搭載水蒸気センサーの性能向上により従来より高い高度での高精度水蒸気測定が可能となっている。しかしながらラジオゾンデの観測時間間隔は高々数時間であることから、メソ β 、 γ スケールといった中小規模の気象現象の微細構造を知るには時間分解能が十分ではない。そこで高時間分解能での水蒸気高度構造の観測実現を目指し、多周波マイクロ波放射計、DIAL(differential absorption lidar)、ラマンライダー等のリモートセンシング技術が実用化されている。多周波マイクロ波放射計では水蒸気の高度構造を推定できるが、雨天時には正確な推定が難しい。またライダー観測では高い精度の水蒸気プロファイルが推定可能だが雲が厚い気象条件下では観測高度が雲底以下に限られる。そこで本課題では、時間・空間的に変動の大きいと考えられる水蒸気を天候・昼夜に関わらず連続観測することを目的として、大気レーダー・RASSを用いて水蒸気を高時間・高度分解能で推定する全天候型の観測技術開発を行ってきた。

本論文ではまず大気レーダーを用いた水蒸気推定の原理を簡潔に説明する。さらにMUレーダー・RASS観測を用いて実現した高度1.5–7.5 kmの大気水蒸気推定結果について述べる[Furumoto *et al.*, 2003]。さらに、大気水蒸気量が多くその変動の激しい大気境界層での水蒸気観測を行うためのレーダー水蒸気推定技術のLTR・RASSへの応用について述べる[Iwai *et al.*, 2004]。最後にこれらを踏まえ現在取り組んでいる、レーダー、ライダーなどの多種の機器による複合観測システムの開発について紹介する。

2 大気レーダーによる大気水蒸気推定の原理

VHF、UHF帯ウィンドプロファイラーにおける湿潤大気中での乱流エコー強度は屈折率の高度勾配(M)に強く依存していることが知られている。 M の絶対値は散乱エコーの体積散乱率(η)を用いて以下のように表される。

$$|M| = \varepsilon^{-1/3} N \sqrt{\eta} \quad (1)$$

ε 、 N は乱流エネルギー消散率及びブラントバイサラ振動数である。ここで前者は乱流エコードップラースペクトル幅から推定可能であり、また、後者はRASS(radio acoustic sounding system)による温度観測結果を用いて求めることができる。一方、下層大気中では、 M は下式で表される

[Ottersten, 1969].

$$M = \frac{p}{T} \left(K_0 \frac{N^2}{g} + K_1 \frac{q}{T} \frac{N^2}{g} + K_2 \frac{1}{T} \frac{dq}{dz} \right) \quad (2)$$

ここで、 p 、 T 、 q 、 g は大気圧、大気温度、比湿、重力加速度を示し、 K_0 、 K_1 、 K_2 は定数である。したがって式 (1) の $|M|$ の符号が決定できれば、式 (1)、(2) から M を消去し q についての微分方程式を解くことにより高度 z における比湿 $q(z)$ を導出することができる。

$$q(z) = \theta^2 \left\{ \int_{z_0}^z \left\{ K_3 \frac{T^2}{p} M + K_4 \left(\frac{dT}{dz} + \Gamma \right) \right\} \theta^{-2} dz + \frac{q_0}{\theta_0^2} \right\} \quad (3)$$

θ 、 Γ は温位及び乾燥断熱減率を表す。 q_0 、 θ_0 は、高度 $z = z_0$ における q 、 θ の値 (境界条件) である。本手法を MU レーダーに適用する際は、水蒸気量及びその変動が十分小さい高度 7.5 km 程度まで観測可能であることから、この高度での気球観測の時間補間値を境界条件を与えている。

ところで式 (1) より乱流エコー特性より得られるのは M の絶対値であるため、式 (3) を導くためには、式 (1) より得られる $|M|$ の符号を決定する必要がある。*Tsuda et al.*, [2001] は、潜熱過程や水平移流の影響が小さい条件下で M と N^2 との間に相関関係が得られることを利用し $|M|$ の符号を判定した。さらに、*Furumoto et al.*, [2003] では気象擾乱時も安定した符号判定を行うことを目的として GPS 電波の伝搬遅延から求まる可降水量を併用した符号の判定アルゴリズムを開発した。この方法ではレーダー観測で推定された水蒸気プロファイルを高高度積分し水蒸気量の高度積分値を算出する。これが GPS による観測値と大きく逸脱しないように M の符号を適宜修正する。さらには各高度での q の高度変動を拘束することで M の符号の誤りを修正するアルゴリズムを組み込むことにより精度よい大気水蒸気量を得ることに成功した。

3 MU レーダー・RASS による大気水蒸気プロファイルの推定

ここでは、1999 年 7 月に行われた MU レーダー・RASS 観測を用いた大気水蒸気量の観測結果を示す。*Furumoto et al.*, [2003] の手法ではまず q の概形を示す初期プロファイルを作成しその後 GPS による PWV から M の符号を修正を行っている。観測期間中 3 時間毎のラジオゾンデ観測が同時に行われているが、このうち初期プロファイル作成のため 6 時間毎のラジオゾンデの結果を時間補間して用いている。図 1 に推定された水蒸気混合比の観測例を示す。ここでは境界条件としては高度 7.5 km におけるラジオゾンデ観測値の時間補間値を用いたが図 1 に示すラジオゾンデ観測の結果はこの初期プロファイルの作成に用いていない。図 1 よりレーダー、ラジオゾンデ両者の q の高度構造は大変よく一致していることがわかる。両者の差を図 1 の左図に示すが、高度 1.5–7.5 km で両者の差は 1.0 g kg^{-1} 以下である。

レーダー観測および 3 時間ごとのラジオゾンデ観測による相対湿度の高度、時間分布を図 2 に示す。レーダー及びラジオゾンデによる相対湿度はレーダーの結果がやや小さく推定する傾向があるものの、時間・高度構造によい一致を示している。また、レーダーによる推定結果にはラジオゾンデでは捕えきれない 1–1.5 時間の短周期変動が認められる。レーダーによる相対湿度の主なピークは MU レーダー付近を雨雲が通過した期間 ((a), (b), (c), (d), (e), (f) で示す) と良い対応があることが分かった。図 2 の * 及び太実線は GMS の IR1 チャンネル輝度温度より推定した MU レーダー上空付近の雲頂高度を示している。GMS 雲頂高度は 29 日 15:40 と 30 日 17:40 にピークを示すが、この変動はレーダーで推定された高時間分解能の水蒸気分布と良く一致している。

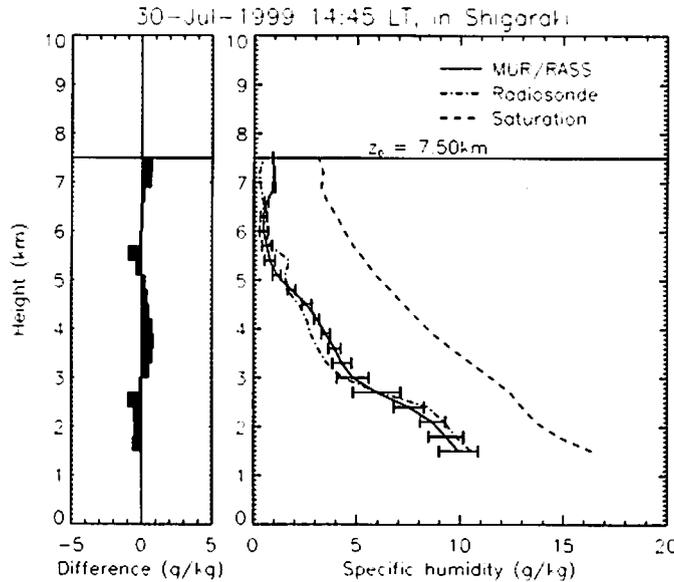


図 1: MU レーダー・RASS (実線) およびラジオゾンデ (一点破線) による q プロファイル (右図) および両者の差 (左図)。エラーバーはレーダー観測値の 30 分標準偏差、破線は飽和水蒸気量に対応する。

4 境界層レーダーにおける水蒸気推定

前節に示すとおり、MU レーダー・RASS 観測を用いることで高度 1.5–7.5 km の大気水蒸気プロファイル精度良く高い分解能で観測することに成功した。しかし MU レーダー観測では、大気水蒸気量が特に多くその変動も激しいと考えられる大気境界層での観測ができない。そこで興味深い領域である大気境界層での大気水蒸気量の連続推定することを目的として MU レーダーで開発された観測技術を L 帯下部対流圏レーダー (LTR) へ応用した。

2002 年 5 月 28 日から 29 日の約 24 時間中国安徽省肥西气象局で LTR-RASS 試験観測が行われた。本期間中、3 時間毎の GPS ラジオゾンデ及び係留気球による観測が同時に行われた。また、GPS 電波の遅延から可降水量を推定するため GPS 受信機を設置した。本データを用いて大気水蒸気推定を行った。

MU レーダーで開発した技術を LTR に応用する際、LTR の観測高度範囲での水蒸気はその時間変動が大きく、境界条件として気球観測の時間補間値を用いることが難しいことに注意が必要である。そこで、LTR の観測下限高度付近で係留気球観測を行いその観測結果を下限境界として水蒸気プロファイルを得た。LTR・RASS により得られた 16:20 から 16:50 までの 30 分平均大気水蒸気プロファイルを図 3 (左) の太実線に示す。細実線は 16:35 に放球されたラジオゾンデ観測の結果である。なお、このラジオゾンデはレーダーによる推定には用いていない。両プロファイルはともに高度 1.0 km 以下及び 1.7 km 以上で高度とともに減少、1.0–1.7 km で増加する構造を示しており良い一致を示す。右図は両者の差を示すが、その差は 2.0g/kg 以下であった。

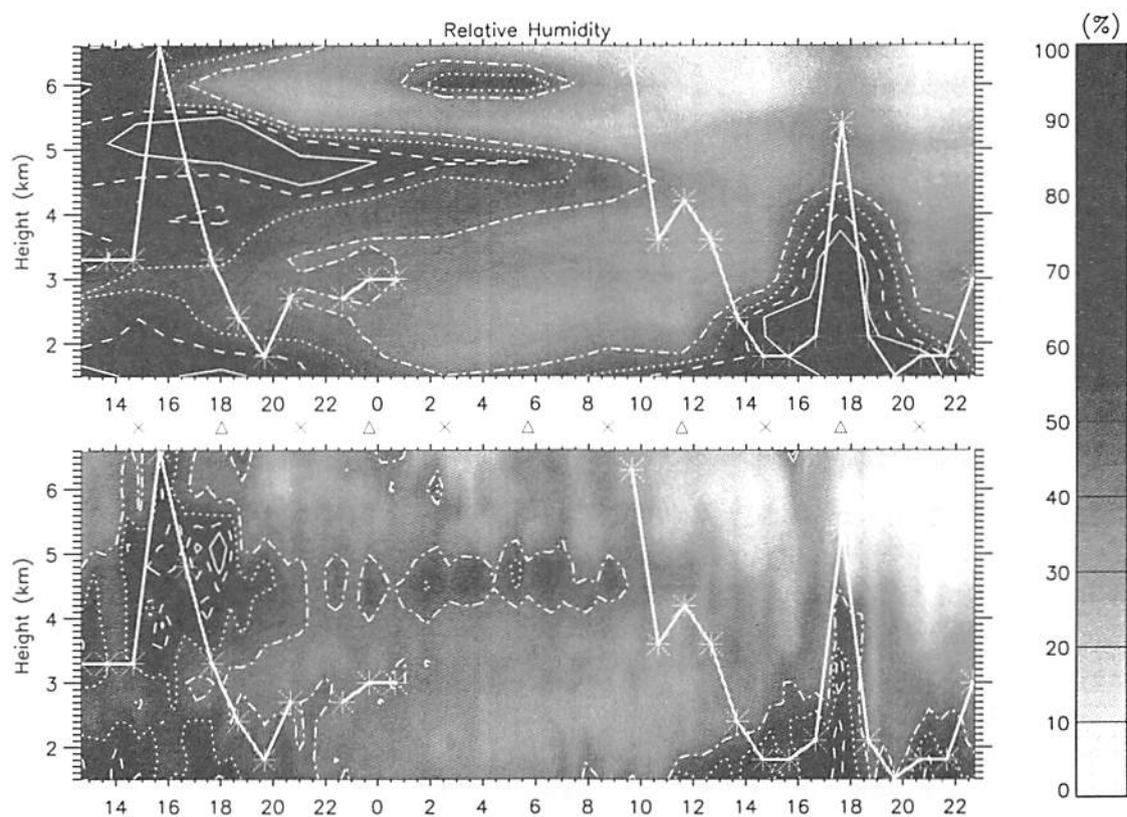


図 2: 図 2:1999 年 7 月 29 日 12:40 から 30 日 23:00 のラジオゾンデ (上)、レーダー (下) による相対湿度の高度・時間分布。実線、破線、点線、一点破線はそれぞれ 80, 70, 60, 50%の相対湿度を示す。△、× はラジオゾンデの放球時刻である。レーダーによる水蒸気推定には △ に放球されたラジオゾンデのみを用いて推定している。

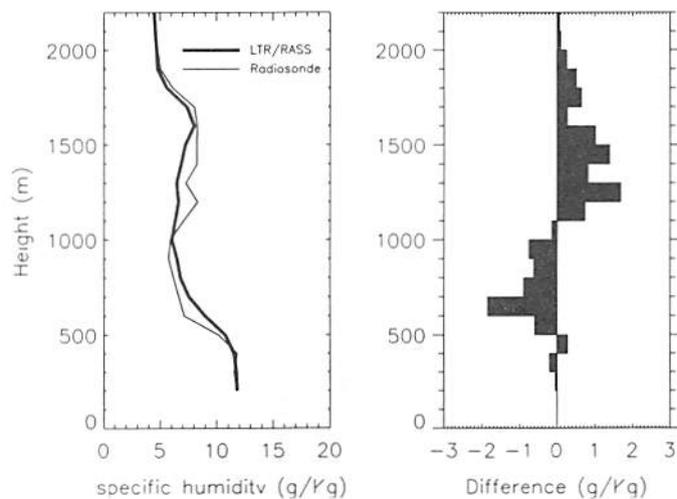


図 3: LTR・RASS 及びラジオゾンデによる q プロファイル (左図)。ラジオゾンデは 2001 年 16:36 に放球された結果である。レーダープロファイルは放球前後 30 分の平均プロファイルである。エラーバーは右図は両者の差を示す。

測器	観測要素:観測高度
LTR	風速:高度 0.2 - 3,4 km, RASS:高度 0.2 - 0.4 km
MU レーダー	風速:高度 1.5 - 15 km, RASS:高度 1.5 - 6,7 km
ラマンライダー	温度,湿度:高度 2 km -雲底 (好条件で 10 km)
シーロメタ (雲ライダー)	雲底, 雲頂:約 2 km 以下
GPS 受信機	可降水量
ラジオゾンデ (気球)	気圧, 温度, 湿度:高度 0 - 30km

表 1: 信楽 MU 観測所に設置されている水蒸気観測機器

5 まとめと現在の取り組み

大気レーダーを用いた水蒸気推定により対流圏の広い範囲で水蒸気プロファイル推定が可能となった。MU レーダー・RASS による水蒸気推定結果は、ラジオゾンデ観測結果だけでなく、雨雲の分布とも良い一致を示した。さらに LTR・RASS にこの技術を応用することによって大気境界層での水蒸気推定を実現した。LTR・RASS 観測による水蒸気観測結果はラジオゾンデ観測と良い一致を見た。

現在、さらに両者のデータを結合し境界層から中部対流圏にわたる広い範囲での水蒸気推定を実現する研究を推進している。また MU レーダー、LTR に加えて多様な補助装置を追加することによりレーダーエコー強度を用いた水蒸気推定の精度は向上すると考えられる。信楽 MU 観測所において動作する水蒸気観測測器を表 1 にしめす。これらの測器の観測可能時間や天候、その精度など特性を詳細に検討し、天候や時間帯に関わらず常に最も安定かつ高精度で水蒸気推定できるよう、レーダーデータに加えてライダーや雲底高度を測定するシーロメタなどの観測結果を組み込むようアルゴリズムの改良を行う。図 4 に現在検討している水蒸気観測複合観測システムの構成をしめす。本アルゴリズムを完成させることで MU レーダーを中心とした全天候型の水蒸気観測システムを完成させる。さらに、本システムの他観測拠点への応用を検討したい。特に、活発な積雲対流活動の見られる赤道域での観測を実現するため赤道大気レーダー (EAR) への応用を検討している。また、気象庁の運用するウインドプロファイラネットワーク (WINDAS) への応用も視野に入れて研究を推進したい。

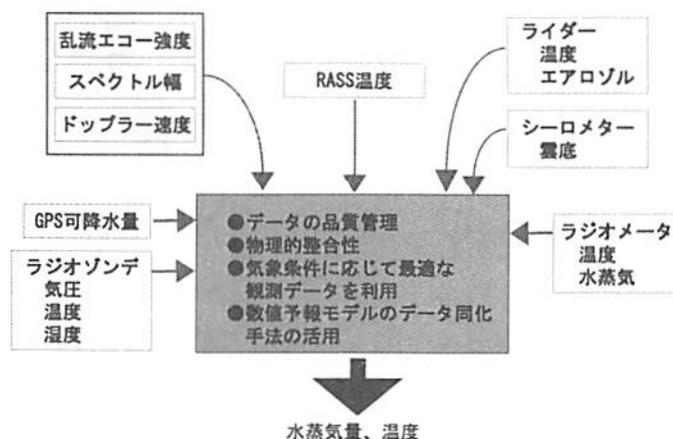


図 4: 水蒸気推定複合観測システムの構成図

6 謝辞

安徽省合肥での LTR・RASS 観測は、CEOP(coordinated enhanced observing period)の一環として行われた。本観測に多大なご協力を願えました東京大学工学部土木工学科 小池俊雄教授、藤井秀幸研究員、中国気象科学研究院 Lingen Bian 教授に感謝いたします。

7 Reference

Furumoto, J., K. Kurimoto, and T. Tsuda, Continuous observation of humidity profiles with the MU radar-RASS combined with radiosonde and GPS observation, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **20**, 23–41, 2003.

Ottersten, H., Mean vertical gradient of potential refractive index in turbulent mixing and radar detection of CAT, *Radio Sci.*, **4**, 1247–1249, 1969.

Tsuda, T., M. Miyamoto, and J. Furumoto, Estimation of a humidity profile using turbulence echo characteristics, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **18**, 1214–1222, 2001.

Iwai, S., J. Furumoto, H. Fujii, T. Tsuda, T. Koike, L. Bian, Estimation of humidity profiles with the L-band boundary layer radar-RASS, To be submitted.

Variance of wind estimates using Spaced Antenna techniques with the MU radar

Gernot Hassenpflug*[†]

Mamoru Yamamoto*

Shoichiro Fukao*

December 1, 2003

Abstract

Variance of wind estimates in conditions of anisotropic scattering are obtained for the Spaced Antenna (SA) Full Correlation Analysis (FCA) method of *Holloway et al.* [1997] and *Doviak et al.* [1996]. Variance of Gaussian parameters is calculated from results in *Zhang et al.* [2003], and the standard theory of propagation of errors used to calculate wind variance. Results compared favourably with published simulation results. Calculated variances are include arbitrary baseline orientation, and although the analysis is carried out assuming circular antennas, with receiver antennas equidistant from the central transmitting antenna phase center, the latter restriction does not affect the variance of horizontal wind estimates. The variance is identical for the Briggs method of FCA analysis.

*Radio Science Center for Space and Atmosphere, Kyoto University, Uji 611-0011, Japan

[†](Corresponding Author)
Email: gernot@kurasc.kyoto-u.ac.jp

1 Introduction

In VHF-band the most common methods of radar wind profiling are by Doppler Beam Swinging (DBS) and the SA technique. The latter, using spaced receivers, most commonly employs FCA to obtain atmospheric parameters such as wind speeds. The method devised by *Briggs* [1984] is widely applied, but a different and physically more method is also available, by *Holloway et al.* [1997] and *Doviak et al.* [1996].

Both methods can be used to analyse data in anisotropic conditions. However, simplifications are often made to the case of isotropic scattering, and furthermore, analyses of variance of measurements have been limited to simulations and analytical considerations of along-baseline winds [*Tahara and Yamamoto*, 1997; *Kawano et al.*, 2003; *Zhang et al.*, 2003].

In this paper we present estimated wind variance for general anisotropic scattering, under which conditions orientation of the baselines to the wind, as well as the orientation of the correlation ellipse, becomes important.

We assume a central transmitting antenna, and equidistant but not co-linear receiver antennas. Magnitude of cross-correlations ρ_{ij} of received signals at spaced receiver antennas i and j are assumed to be Gaussian in the region where fitting is carried out. We then describe the variance of the wind estimates in terms of the Gaussian parameters $\tau_p^{(ij)}$ (lag at cross-correlation peak), $\eta_{ij} = -\ln\{\rho_{ij}(\tau_p)\}$ (negative logarithm of cross-correlation peak), and τ_c (Gaussian half-width), based on work published by *Zhang et al.* [2003].

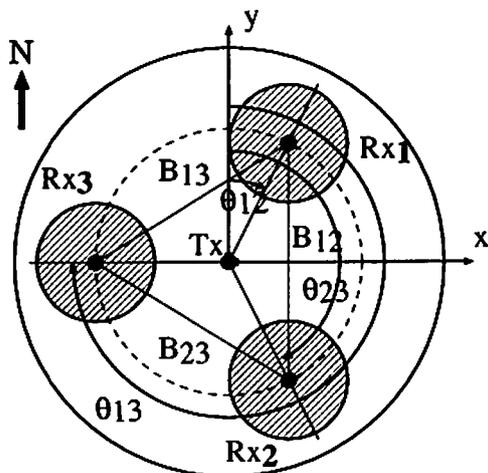


Figure 1: MU Radar antenna diagram

The analytical equations relate the physical quantities σ_t (fluctuation of vertical wind, or assumed isotropic turbulence intensity), correlation lengths $\rho_{x'}$ and $\rho_{y'}$ of the refractive index irregularities, wind components v_x and v_y , and the radar antenna and baseline parameters. Figure 1 shows the arrangement of antennas and baselines, while Figure 2 shows the rela-

tionship between the different axis systems referring to the ground and the scattering layer.

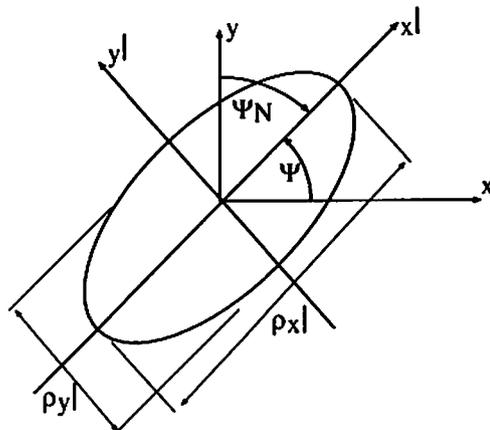


Figure 2: The axes used for antenna base-lines, wind and refractive index irregularity correlation ellipse.

We compare results of our equations to simulated results published by *Kawano et al.* [2003], and find good agreement.

1.1 Variance of Gaussian Parameters

Using the work of *Zhang et al.* [2003] the following equations describe the variance of the Gaussian parameters. M_I is the number of independent points, defined in *Zhang et al.* [2003].

$$\text{Var}[\eta_{ij}] = \frac{1}{2M_I} \left[\frac{1}{\rho_{ij}^2(\tau_p^{(ij)})} + \rho_{ij}^2(\tau_p^{(ij)}) - 2 \right] \quad (1)$$

$$\text{Var}[\tau_c] = \frac{3}{16} \frac{\tau_c^2}{M_I} \quad (2)$$

$$\text{Var}[\tau_p^{(ij)}] = \frac{\tau_c^2}{4M_I} \left[\frac{1 - \rho_{ij}^2(\tau_p^{(ij)})}{\rho_{ij}^2(\tau_p^{(ij)})} \right] \quad (3)$$

For calculations of variance of the correlation lengths ρ_x and ρ_y only the magnitude of the zero-lag cross-correlation coefficients are required, and the equation describing the variance of this parameter is

$$\text{Var}[\rho_{ij}(0)] = \frac{1}{2M_I} \left[1 + 2\rho_{ij}^2(0) - 4\rho_{ij}^2(0) \exp \left\{ \frac{(\tau_p^{(ij)})^2}{4\tau_c^2} \right\} + \rho_{ij}^2(0)\rho_{ij}^2(\tau_p^{(ij)}) \right]. \quad (4)$$

Figure 3 shows how the variance of the Gaussian parameters depends on $\rho_{ij}(\tau_p^{ij})$, τ_c and M_I .

2 Variance of FCA Parameters

Using the standard theory of error propagation, and the method in *Zhang et al.* [2003] it is possible to obtain expressions for the variance of correlation lengths and wind components, after solving Equations (5) for the cartesian wind components v_x and v_y over two baselines and dividing the result by 2:

$$\begin{bmatrix} v_x \\ v_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2A\Delta x_{ij}\tau_i^{(ij)} + 2H\Delta y_{ij}\tau_i^{(ij)} \\ 2A\Delta x_{jk}\tau_i^{(jk)} + 2H\Delta y_{jk}\tau_i^{(jk)} \\ 2B\Delta y_{ij}\tau_i^{(ij)} + 2H\Delta x_{ij}\tau_i^{(ij)} \\ 2B\Delta y_{jk}\tau_i^{(jk)} + 2H\Delta x_{jk}\tau_i^{(jk)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A\Delta x_{ij}^2 + B\Delta y_{ij}^2 + 2H\Delta x_{ij}\Delta y_{ij} \\ A\Delta x_{jk}^2 + B\Delta y_{jk}^2 + 2H\Delta x_{jk}\Delta y_{jk} \end{bmatrix} \quad (5)$$

Time resolution	175.1 s
IPP	400 μ s
Data points	256
Coherent Integrations	38
Incoherent Integrations	9

Table 1: Observation time used for comparison with simulations

The factors A, B and H are each 1/4 the size of those in *Holloway et al.* [1997] Since the three Gaussian parameters uniquely and independently fix the correlation function, it is reasonable to suppose that their errors too are independent, and hence the covariance terms negligible. This is borne out by simulations along one baseline at NOAA by D. Doviak and G. F. Zhang (private correspondence).

Figure 3 shows Gaussian parameter variance. Also shown is normalized variance of along-baseline wind speed for different ratios of τ_p^{ij}/τ_c . Theoretical error for this simple case is the same for FCA methods of Briggs and Holloway et al., when a Gaussian function is fitted to the real correlation data and parameters derived from that. Table 1 shows the observation time (final resolution) of data used to compare to published simulations. In Figure 4 the variance of wind speed is shown as a function of the baseline to ground diffraction pattern, where the latter is the Gaussian half-width of the pattern. In Figure 5 the effect of wind speed on the variance, for isotropic scattering, is shown. The results from Figures 4 and 5 are in good agreement with simulation results by *Kawano et al.* [2003].

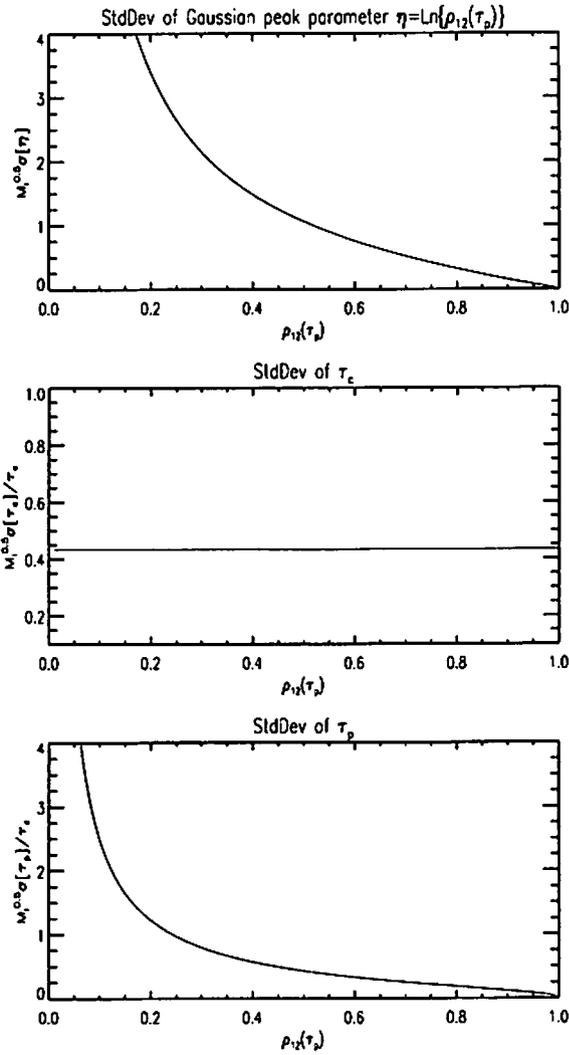


Figure 3: Variance of Gaussian parameters, and along-baseline wind in the isotropic case. In the upper and middle figures, $\tau_p=0.008$ s, $\tau_c=0.0522$ s, $\eta=-\ln\{\rho_{12}(\tau_p)\}$. In the lower figure the ratio of τ_p to τ_c varies from 1:1 (solid line), 1:2, 1:4 to 1:8.

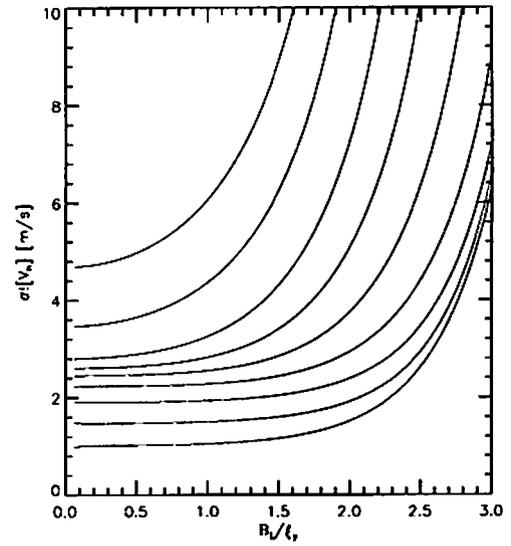


Figure 4: Variance of wind (fixed at 30 m/s) as function of isotropic diffraction pattern scale ξ_y' to baseline length B_L (fixed at 50 m). $T_{0.5}$ varies from 0.05 s (upmost curve), 0.1 s, 0.2 s ... 0.8 s.

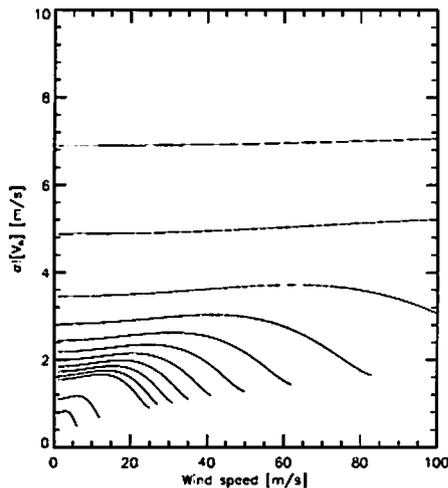


Figure 5: Effect of wind speed on variance. $T_{0.5}$ varies 0.05 s (upmost curve), 0.1 s, 0.2 s ... 1.0 s, 2.0 s, 4.0 s. $\xi_y=50$ m, $B_L=50$ m.

3 Conclusions

We presented analytical solutions to the variance of wind estimates using FCA-based SA techniques. The results hold for anisotropic conditions and are derived from the FCA analysis method of *Holloway et al.* [1997] and *Doviak et al.* [1996]. In comparison with simulations, the results showed good agreement. It is expected that analytical solutions to the variance will enable suitable baselines for accurate parameter estimation to be chosen post-data collection in experiments where many receiver antennas are available, such as will be the case with the MU radar from mid-2004.

References

- Briggs, B. H., The analysis of spaced sensor records by correlation techniques, in *Middle Atmosphere Program: Handbook for MAP, vol.13, Ground-based Techniques*, edited by R. Vincent, chap. 13, pp. 166–186, University of Illinois, Urbana, 1984.
- Doviak, R. J., R. J. Latatits, and C. L. Holloway, Cross correlations and cross spectra for spaced antenna wind profilers 1. theoretical analysis, *Radio Sci.*, 31, 157–180, 1996.
- Holloway, C. L., R. J. Doviak, and S. A. Cohn, Cross correlations and cross spectra for spaced antenna wind profilers 2. algorithms to estimate wind and turbulence, *Radio Sci.*, 32, 967–982, 1997.
- Kawano, N., Y. Tahara, and S. Fukao, Comparison of wind estimation errors for the spaced antenna technique: A case study for the mu radar, *Radio Sci.*, 2003.
- Tahara, Y., and S. Yamamoto, M. Fukao, Wind estimation errors of the spaced antenna technique studied with simulations and observations: A case study for the mu radar, *Radio Sci.*, 32, 1193–1201, 1997.
- Zhang, G., R. J. Doviak, J. Vivekanandan, W. O. J. Brown, and S. A. Cohn, Cross-correlation ratio method to estimate cross-beam wind and comparison with a full correlation analysis, *Radio Sci.*, 38, 1–14, 2003.

MU レーダー観測と通信放送衛星電波 3 点観測について

前川 泰之 藤原 正 柴垣 佳明
(大阪電気通信大学)

1. はじめに

現在国内で利用されている通信衛星や放送衛星では、おもに 10GHz 以上の Ku 帯電波が用いられているが、これらのマイクロ波帯電波は直進性や通信容量の点で優れているものの、電波の波長が 2～3 cm 以下となり降水等の気象現象の影響を受けやすい問題がある⁽¹⁾。また、大気屈折率変動に起因する対流圏シンチレーションと呼ばれる受信レベル変動も電波の周波数とともに増大し、高温多湿時や大気中の通路が長くなる低仰角伝搬において、降雨減衰と同様に実用上無視できない場合が生じる。

大気の降水現象に起因する雨滴による降雨減衰に関しては、変形雨滴モデルによる理論的計算法や長年の測定に基づく統計的予測法が比較的よく確立されているのに対し、大気乱流に起因する対流圏シンチレーションについては、その発生メカニズムやその予測法に対する理論的裏づけの点で、降雨減衰に比べてまだまだ不明な点が極めて多いと言わざるを得ない。

本報告では、大阪電気通信大学(大阪府寝屋川市)構内の衛星通信研究施設において、過去 5 年間余り Ku 帯(11.84GHz)の放送衛星(BS)電波を用いて行ってきた対流圏シンチレーションの 3 点観測の概要を述べ、平成 14 年度から開始した信楽 MU レーダーサイトにおける BS 3 点観測の速報を行う。

2. 測定システム

大阪電気通信大学(寝屋川市)では、1988 年より 1.2mφ のオフセットパラボラアンテナを用いて Ku 帯 BS 電波の受信レベル測定を既に 15 年以上にわたり行って来た⁽²⁾。また、最近では過去 5 年間余りにわたって、さらに 45cmφ の小型オフセットパラボラアンテナや 30cmφ の円形平面アンテナを同時に用いて、1～7 m の水平・垂直距離間での受信レベル変動の空間相関値の測定を継続して行っている⁽³⁾。ここで、BS 電波(7 ch、11.84GHz)の測定は、すべて市販の BS チューナの AGC 出力電圧を用いて行い、受信レベル(dB μV)への変換は CN チェッカの指標を用いて校正を行っている。また測定間隔は各アンテナとも 1 秒であり、受信レベル変動や空間相関値の計算はこの 1 秒間隔測定値を用いて 1 分(60 点)毎に行っている。

水平・垂直間の空間距離相関は、大型パラボラアンテナ(120cmφ)を中心として、小型パラボラアンテナ(45cmφ)を水平方向に、平面アンテナ(30cmφ)を垂直方向に約 1 週間程度の間隔で定期的に移動することにより行った。水平方向の移動は衛星通信研究施設屋上の欄干の手摺にそって行い、垂直方向には手摺の格段や 2 階と屋上間の手摺の間等を用いた。そして移動距離は、電波の到来方向に垂直な波面に平行な面内での距離に換算した。一方、信楽 MU 観測所においては、45cmφ の小型パラボラアンテナと 30cmφ の円形平面アンテナを 2 個設置し、小型パラボラアンテナを中心として水平・垂直距離いずれも 3 m のところに平面ア

ンテナを配置することにより、それぞれの空間相関値を長期にわたり連続して測定した。

3. 測定結果

図1は2001年秋季から2002年夏季にかけて、大阪電気通信大学で測定された秒単位の受信レベル変動に対し、上記の方法で水平・垂直空間相関の距離特性を求めた結果である。図中の横の点線は、相関係数が $1/e=0.368$ となるラインで、それぞれの季節の空間相関の測定値に対し、空間相関距離の目安を与える。図1より、水平方向の空間相関距離は冬季には夏季に比べて増加する傾向があるのに対し、垂直方向の空間相関距離は逆に冬季には下に比べて減少する傾向が概してあることが分かる。

図2は、信楽MU観測所に設置したBSアンテナ間の相関係数の平均値を、10日毎に計算して示したものである。また、図中の季節毎の平均値は、1997年から2002年の間に大阪電気通信大学(寝屋川)における測定値から、距離3mにおける相関値を平均して推定したものである(図1の縦の点線参照)。図より信楽MU観測所における垂直相関値のほうが大阪電気通信大学(寝屋川)より少し大きな値を示すものの、全般的に水平相関は夏季より冬季のほうが増大するのに対し、垂直相関は夏季より冬季のほうが減少するという傾向が、いずれの測定場所においても同様に得られている。また図中の9月5日と11月6日前後には対流圏と下部成層圏のGRATMAC共同観測データがMUレーダーにより得られており、これらの高度5km以下の鉛直・非鉛直ビームの測定値から、9月5日には両ビームのエコー強度比が小さく等方性乱流散乱エコーが卓越するのに対し、11月6日には両ビームのエコー強度比が逆に大きく層状性乱流散乱エコーが卓越することが示される。

4. おわりに

本報告では、大阪電気通信大学(寝屋川市)で過去5年以上にわたって行われたBS電波受信レベルの秒単位での測定データを用いて、主として対流圏シンチレーションに起因する変動の水平・垂直間での空間距離相関特性を調べた結果を概要を述べ、さらにそれらを最近行った信楽MUレーダー観測所における同BS3点観測による水平・垂直空間相関特性と比較検討した。その結果、測定地点や測定方法に少し違いがあるものの、両者の間にほぼ共通した測定結果が得られ、ごくわずかであるが、夏季に比べて冬季に層状性乱流に起因すると思われる水平・垂直間の相関距離の差が検出されて、相関距離は水平方向のほうが冬季に少し長くなることが示された。

従って高品質・低マージンの条件下で衛星放送や衛星通信のダイバシティ受信を2アンテナ間で行う場合は、水平方向よりも垂直方向の方がわずかではあるもののアンテナを離して設置する効果があることが分かった。また、MUレーダーの鉛直・非鉛直エコー強度比との対応から、等方性乱流よりも層状性乱流発生時に衛星電波受信レベル変動の水平・垂直距離相関の差が大きくなることも同時に示された。

今後さらに、このようなレーダー散乱エコーと対流圏シンチレーションの両者を引き起こす大気乱流の空間スケールや、乱流強度や屈折率変動等のより具体的な伝搬パラメータとの対応について検討する必要がある。

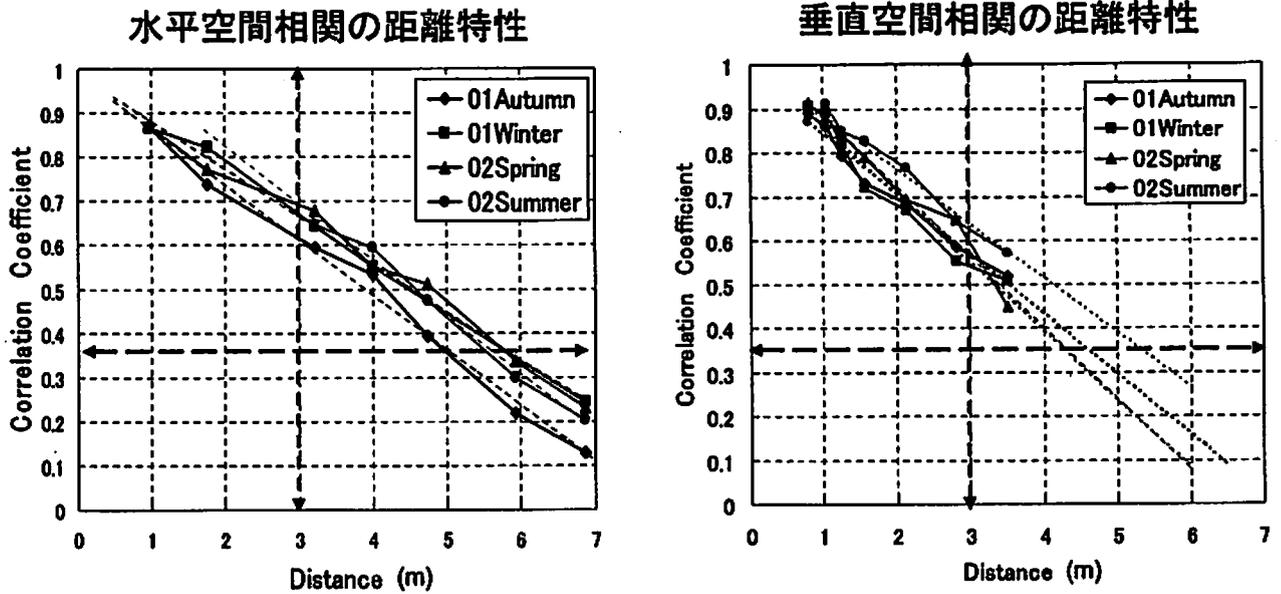


図1. 大阪電気通信大学(寝屋川市)で測定された秒単位の受信レベル変動の空間相関距離特性。左が電波の到来方向に対して水平方向、右が垂直方向。

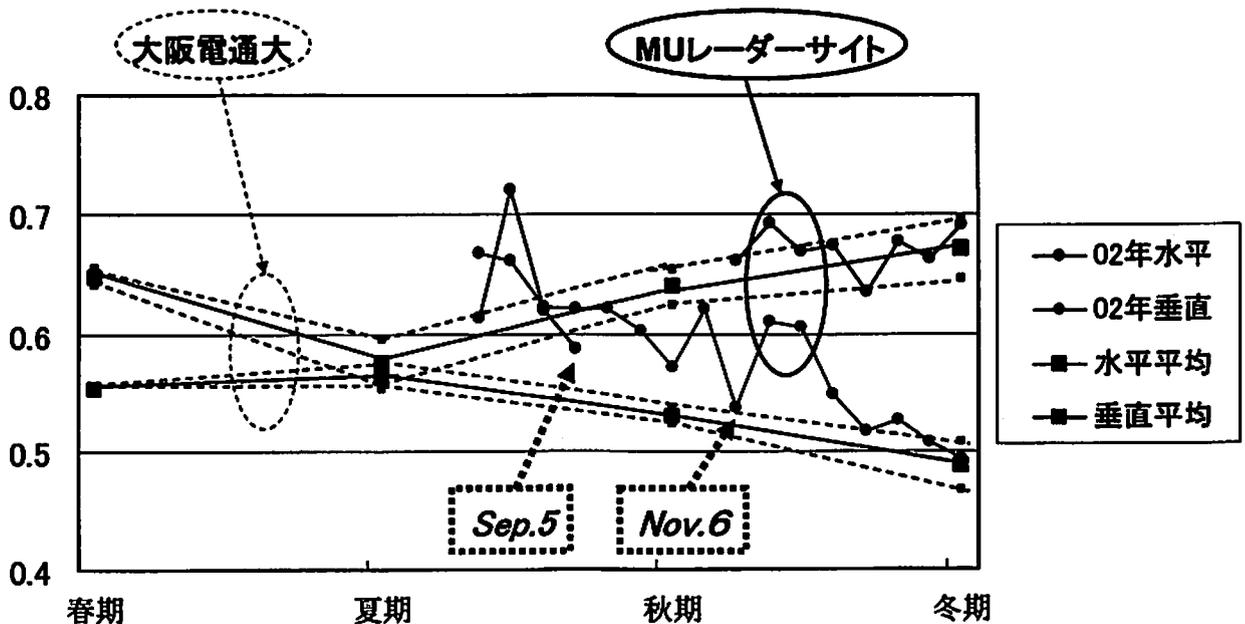


図2. 信楽 MU 観測所に 3m 間隔で設置した BS アンテナ受信レベル変動の水平・垂直空間相関係数の季節変化。大阪電気通信大学(寝屋川)で得られた過去数年間の平均値を点線で同時に示す。

参考文献

- (1) 飯田尚志, “衛星通信”, オーム社, 1997.
- (2) Y.Karasawa and Y.Maekawa, “Ka-band earth-space propagation research in Japan”, *Proc. of IEEE*, Vol.85, No.6, pp.821-842, June 1997.
- (3) Y.Maekawa, Y.Shibagaki, M.D.Yamanaka, and S.Fukao, “Simultaneous observation of Ku-band satellite signal level fluctuation and clear-air turbulent echoes from VHF high-power radar”, *1997 IEEE AP-S international Symposium*, Montreal, Canada, July 1997.

風測定用バイスタティック流星レーダの開発

阿保 真、柏柳 太郎、長澤 親生（東京都立大学大学院・工学研究科）
中村 卓司、津田 敏隆（京都大学・RASC）

1. はじめに

高度 80~100km の中間圏界面領域は、大型レーダ、共鳴散乱ライダー、大気光イメージャ等の電波・光学リモートセンシング装置による観測が行われているが、未だ複雑な現象の解明には絶対数が不十分である。その中でも、流星飛跡による低 VHF 帯電波の反射現象を利用した流星レーダによる風観測は天候に関わらず昼夜連続測定が可能な方法として有用である。我々は中間圏界面領域の低コストかつグローバルな風の観測のための、新方式流星レーダの開発を行っている。これは携帯電話等に用いられている擬似雑音（PseudoNoise:PN）変調を用いたバイスタティック流星レーダによる風観測システムである。本稿ではその概要と精度のシミュレーション結果、基礎実験結果について述べる。

2. バイスタティック流星レーダシステムの概要

PN 変調を用いたバイスタティック流星レーダによる風観測システムの特徴として以下の点が上げられる。

- (1) CW レーダーであるので低出力でも、周波数推定が容易であり、保守性、コスト面においてパルス方式に比べて有利である。
- (2) CW レーダーであるので低ピーク電力であり、かつ PN 変調を用いることにより低パワーペクトル密度であるため、他の通信機器への影響が小さく、設置への制限が緩和される。
- (3) 将来的には、マルチスタティック化による複数点での同時観測が可能であり、グローバルな風速場観測への展開が期待できる。

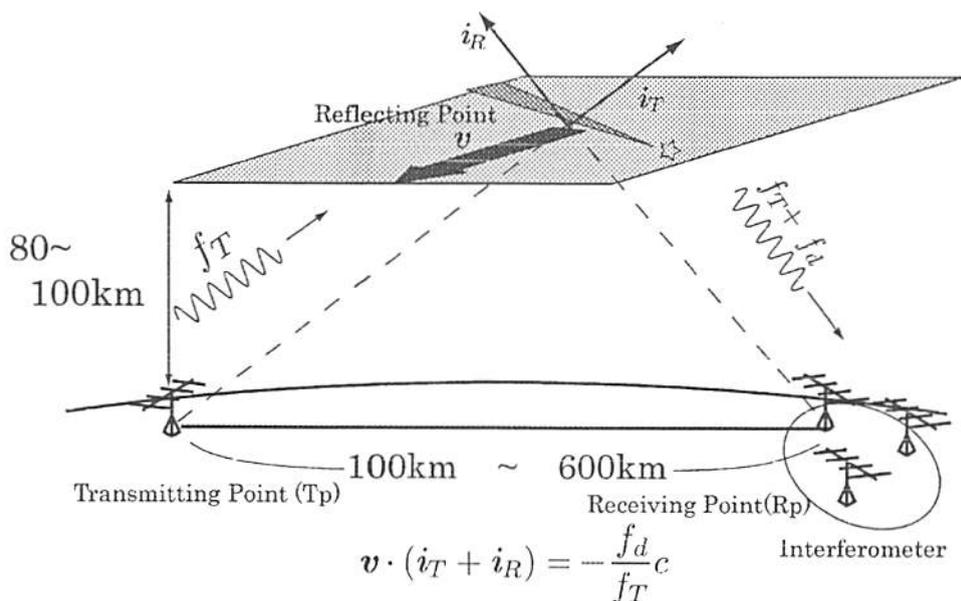


図1 バイスタティック流星レーダの風測定原理図

図1にバイスタティック流星レーダによる風測定の原理図を示す。バイスタティック流星レーダで風を測定するためには、電波の伝搬時間、ドップラシフト、反射点の方向ベクトルの3つのパラメータを測定する必要がある。伝搬時間測定には、搬送波をPN符号で位相変調(PSK)し送信する。受信信号と送信符号の相関をとり、相関関数が最大となるときの遅延時間が伝搬時間となる。反射点すなわち流星エコーの到来方向の測定には、受信側に干渉計を構成し、アンテナ間の位相差を測定することによって測定する。

3. 流星レーダシステムの構成

(1) 送信システム

送信システムのブロック図を図2に示す。PN符号で搬送波をPSKし増幅するシンプルな構成である。特徴として、GPS電波の受信により、ドップラー推定のために必要な送信搬送波周波数の安定化及び測距のために必要なPN系列生成の際の時刻の同期を行っている。送信電力は100Wと低電力で送信周波数帯は40MHz~50MHzを予定している。

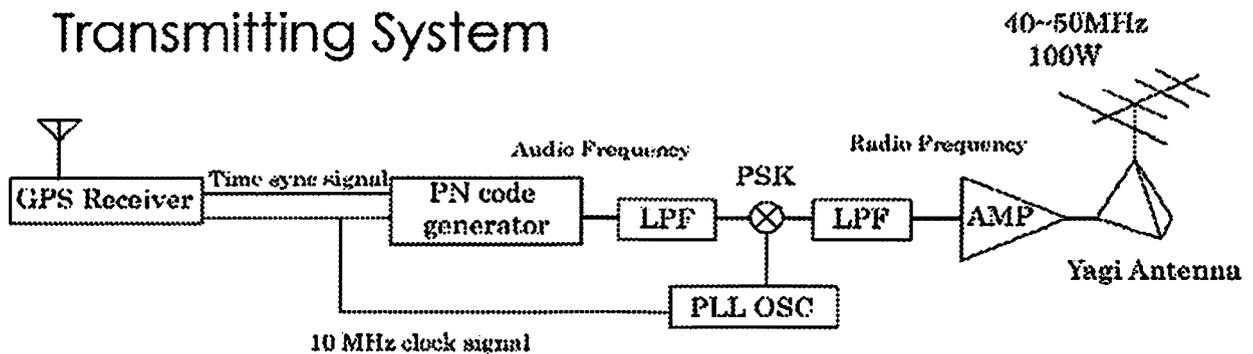


図2 送信システムのブロック図

(2) 受信システム

受信システムのブロック図を図3に示す。受信システムは、ダブルヘテロダイン方式の受信機であるが、5つアンテナにより構成された干渉計による到来角の高精度推定及びドップラー推定のために、送信機と同様にGPSに同期した局部発振器を各チャンネル共通としている。

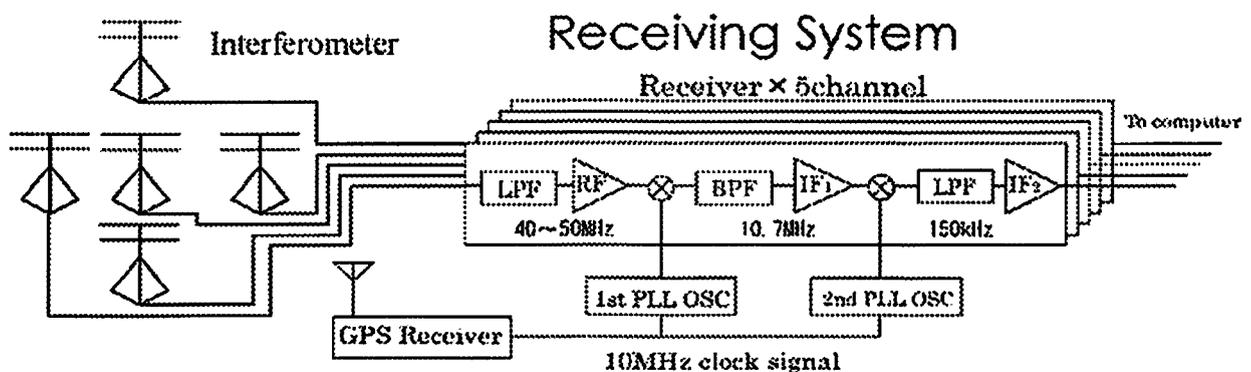


図3 受信システムのブロック図

(3) ソフトウェア処理

受信機により低周波に落とされた受信信号はAD変換され、全ての復調・演算処理はソフトウェア処理により行う。(ソフトウェア無線技術) 図4にソフトウェア処理の流れ図を示す。GPSにより、サンプリング周波数の安定化、送信システムとの時刻同期(送信符号系列との同期)を行っている。OSをLinuxとし、一部のプログラムをカーネル内に組み込むことで、正確に時刻同期を可能としている。

受信信号は、そのままではノイズとの判別は不可能であるが、送信符号系列との相関関数を求めることで、信号を検出できる。また干渉波との区別も容易である。FFTを用いることにより、高速な相関処理を行っている。

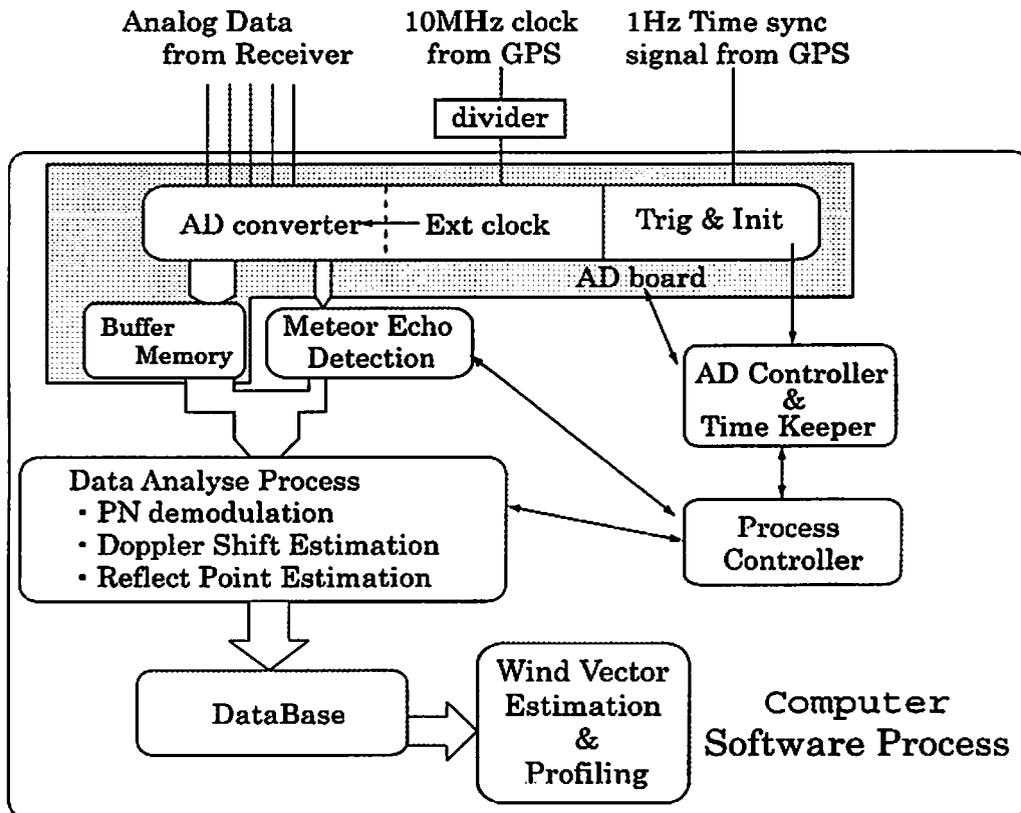


図4 ソフトウェア処理の流れ図

4. 最適なPN系列パラメータの決定と測定精度の見積り

PN変調をドップラレーダに用いる際には、復調の際にドップラシフトの影響を大きく受けることを考慮する必要がある。従ってドップラシフトの最大値を見積り、系列周期を適切に設定する必要がある。シミュレーションの結果、系列周期 T は最大ドップラ周波数を f_{dmax} とすると、

$T = \frac{1}{2f_{dmax}}$ 程度が良いことがわかった。観測される風速の最大値を 150m/s とすると、 f_{dmax} は 45 Hz

となる。これより、PN系列パラメータは系列周期 10.235ms、チップ幅 $5\mu s$ 、系列長 2047 と決定した。

バイスタティック流星レーダの測定精度としては、高さ精度及び風推定精度が考えられる。これは風推定に使う流星エコーの反射点の分布に依存する。図5に到来角誤差1度での反射点領域に対する高さ推定精度の分布図を示す。同時に風推定精度の誤差が大きい領域も示す。このシミュレーション結果より測定精度の良い反射点ポイントは受信点上空であることがわかった。高さ精度は平均して1km程度となる。また、送受信アンテナの指向方向は受信点上空に向けるのがS/Nを考えると良いことがわかる。

風の推定精度は推定に用いる流星エコー数に左右される。図6に流星エコー数に対する風推定精度のシミュレーション結果を示す。流星エコー数10個で風推定精度3m/s程度が得られることがわかった。

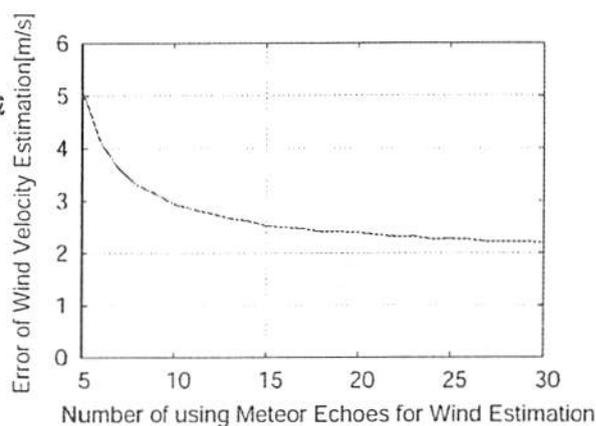
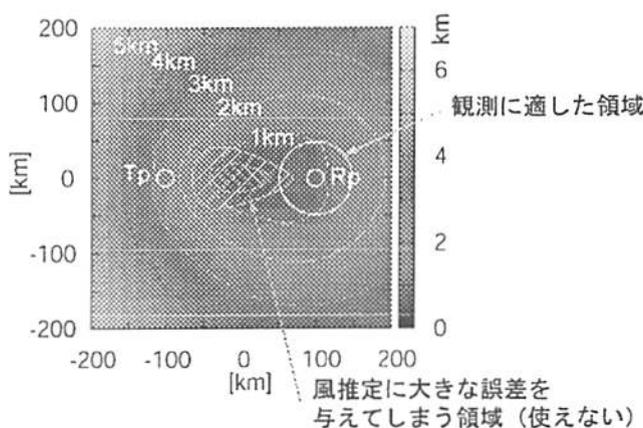


図5 反射点領域に対する高さ推定精度の分布図

図6 流星エコー数に対する風推定精度

5. 流星エコーの受信実験

送信のための免許が未だ得られていないため、CWのビーコン波を用いた流星エコーの受信実験を行った。送信波はJA9YDB福井高専電波研究会(代表:前川公男氏)が福井県鯖江市から送信している周波数53.75MHz、出力50WのCW電波を用いた。受信は福島県会津田島町で行った。送受信点間の距離は345kmである。CW波であるため、PN系列の復調は必要ないが、受信機の帯域幅が200kHzと広帯域であるため、FFTを用い周波数のピークを検出し狭帯域のフィルターを掛ける操作を行った。5ch分の受信した流星エコー波形例を図7に示す。

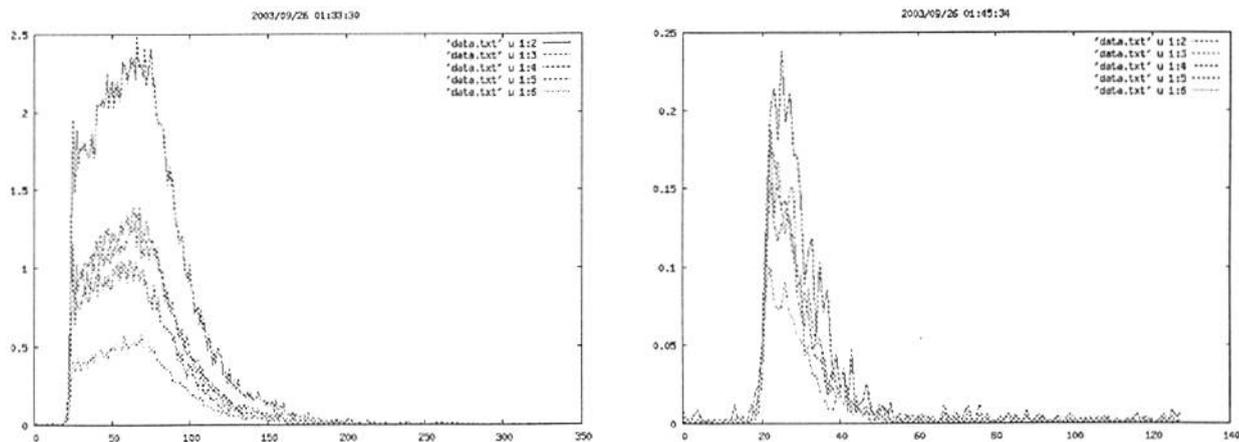


図7 流星エコーの波形例 (左:オーバーデンス、右:アンダーデンス)

今回の実験では、送信波に変調がかかっていないために伝搬距離の測定はできないが、仮に全ての反射点の高度を 90km と仮定して、干渉計の位相差から求めた反射点位置とドップラー周波数から求めた風成分をベクトル図で示したものを図 8 に示す。各ベクトルは直接風ベクトルを表しているのではなく、矢印の風成分のみを表している。

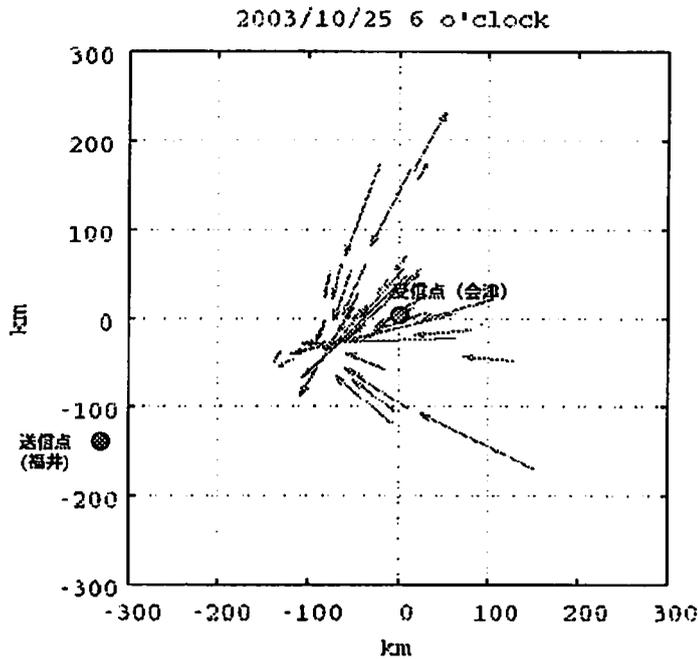


図 8 反射点の高度を 90km と仮定して求めた反射点位置と風成分のベクトル図

6. まとめ

PN 変調を用いたバイスタティック流星レーダシステムの設計開発を行った。ハードウェア、ソフトウェアの設計、製作、PN 変調信号の検出法の検討とソフトウェアの開発、シミュレーション結果より PN 符号のパラメータを設定した。

測定精度について、バイスタティック配置における、観測に最適な範囲、反射点の高さ精度、風の推定精度についてシミュレーション・受信実験により評価した。出力 100W でも、1 日に 3000 ~ 4000 個程度のエコー数を見込め、時間分解能 1 時間、高さ分解能 3km で、高さ精度は平均して 1km 程度 風の推定精度は 3m/s 程度となる。

受信実験では CW 波の FFT によるリアルタイムでの流星の検出、干渉計による方位推定、位相検出によるドップラー推定に成功した。

今後は、無線局免許の取得手続きをすすめ、データが取得可能になった後は、MU レーダの流星モードデータとの比較を行う予定である。

MU レーダー・LTR・WINDAS を用いた 台風 0310 号の同時観測

・手柴 充博¹・藤田 浩史²・橋口 浩之¹・柴垣 佳明³・山中 大学^{2,4}・深尾 昌一郎¹

(1. 京大宙空電波、2. 神戸大自然、3. 大阪電通大、4. FORSGC)

1. はじめに

従来より台風観測は、気象ドップラーレーダーや滋賀県信楽町に設置された MU レーダーを始めとする大気レーダー (いわゆるウインドプロファイラ) で行われているが、大気レーダー観測は一点観測のため観測値に時間変化が含まれその解釈が困難であった。2002 年 9 月より現業運用されているウインドプロファイラネットワーク (WINDAS) は、全国 31ヶ所に L バンド境界層レーダーが設置されており、同一現象を複数地点で観測できるようになった。本研究では、2003 年 8 月 7~10 日に日本列島に上陸した台風 0310 号 (Etau) について、WINDAS データ等を用いて特に中心付近の構造を調べることを目的とする。

台風 0310 号は、図 1 に示す通り、沖縄から北東進し室戸岬、淡路島付近を通過しさらに北東進した台風である。

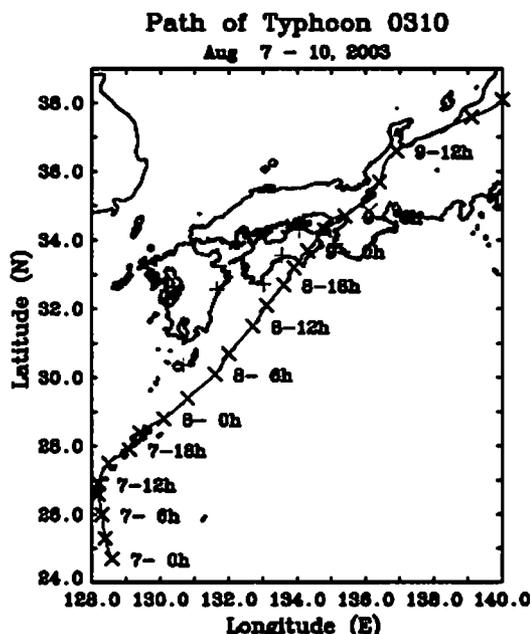


図 1: 台風 0310 号の経路図。速報値を用いているため、進路に変動がある。+印は WINDAS の設置場所のうち、本研究で使用した地点を示し、×印は信楽 MU 観測所を示す。また、経路上の ×印は 3 時間毎の台風中心を表す。

WINDAS データについては、気象庁で配信されている 10 分値の他、各地点での 1 分値スペクトルデータを気象庁より提供頂き、解析に用いた。本報告では、10 分値データを用いて解析を行った。

2. 解析方法

ウインドプロファイラで観測された風を台風中心に相対的な風として解析するため、気象庁提供の 1 ないし 3 時間毎の地上における台風中心位置から 1 分毎の台風移動速度を計算し、観測値から台風の移動速度を引いてさらに台風中心について円筒座標系を適用し、水平風を動径・接線方向に分解して解析を行った (Teshiba *et al.*, 2003)。地上の台風中心を上空でも同じ位置とする、つまり台風の渦管が垂直であると仮定すると、台風が日本列島に接近し台風の構造が崩れ始めると成り立たないと考えられるが、後述する気象庁現業レーダーの降雨強度データをみると、上陸直前まで台風中心付近で軸対称な降雨分布が見られており、本研究では問題ないと考えられる。

3. 解析結果

3.1 沖縄本島付近での台風の構造

図 3.1 は、気象庁現業レーダーの降雨強度分布を示す。台風中心付近に円形の降雨がない領域 (台風の眼に対応) が見られ、その周りの壁雲に対応する降雨のやや強い領域が見られる。壁雲に対応するエコーは軸対称であるが、台風中心から離れた領域では軸対称構造が見られず、台風の南東象限では広範囲に強い降雨強度が見られるが、北側象限では降雨域が点在し、非対称な分布をしている。

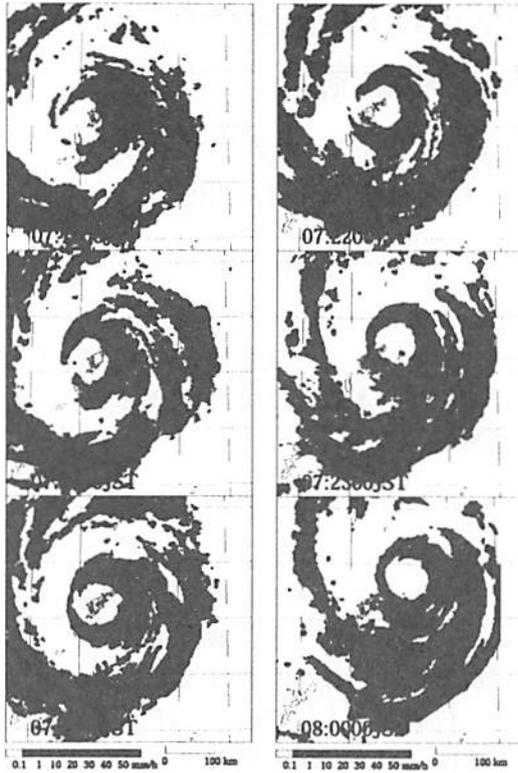


図 3.1: 2003 年 8 月 7 日 19 時～8 日 0 時の 1 時間毎の気象庁現業レーダーで観測された降雨強度の水平分布。×印は、WINDAS の位置(名瀬)を示す。

図 3.2 は WINDAS(名瀬)で観測された、動径・接線風の台風中心からの距離・高度分布を表す。動径風について、台風中心からの距離(以降、単に距離と呼ぶ)40~100 km ではほぼ軸対称な構造となっており、台風中心から吹き出す風(Outflow)となっている。一方、距離 40 km 以内では台風中心が近づく時(台風前面)には台風中心に吹き込む風(Inflow)も見られ、一方、台風中心が遠ざかる時(台風後面)には Outflow のみになっている。距離 100 km 以遠ではおおまかに下層(高度約 3 km 以下)で Inflow、上層(高度約 3 km 以上)で Outflow という構造がみられる。この構造は、日本付近に近づく台風でよく見られる構造である。また、接線風について、距離 50 km 以内では、ほぼ軸対称構造を持ち、台風中心に近づくほど接線風が弱まり、高気圧性回転の風も見られる。距離 50 km 以遠では台風前面の方が後面よりも接線風が強く、さらに前面では距離 50~150 km、高度 2 km 以下で特に強い接線風が見られる。また、距離 150 km 以遠では台風前面・後面共に高度 2

km 付近に接線風が強まっている。

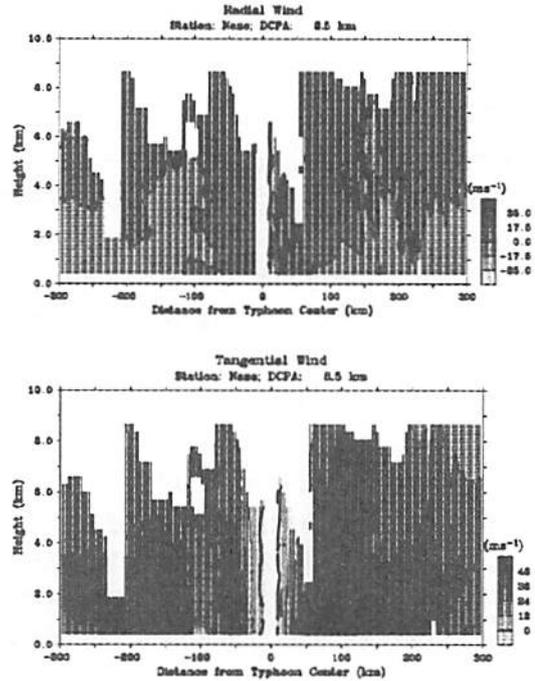


図 3.2: WINDAS(名瀬)における(上)動径風、(下)接線風の台風中心からの距離・高度分布。台風中心からの距離の正(負)は、台風がレーダーサイトに近づく(遠ざかる)を表す。

3.2 台風上陸直前での構造

続いて、台風が北上し、日本列島に近づいた時の台風の様子を調べた。図 3.3 に気象庁現業レーダーの降雨強度分布を示す。

台風中心付近では、台風の眼に伴う軸対称の降雨分布が見られ、台風としての構造を維持しながら北上していると考えられる。また、台風が室戸岬に上陸する直前では台風中心付近の降雨がない領域が崩れ、同時に軸対称構造も崩れている。また、沖縄付近の様子と異なり、台風の東側象限で広い降雨域が見られる。同様に台風の北側象限でも広い降雨域が見られ、これらの様子は、台風が傾圧場に入ると見られる Outer Rain Shield を表している。

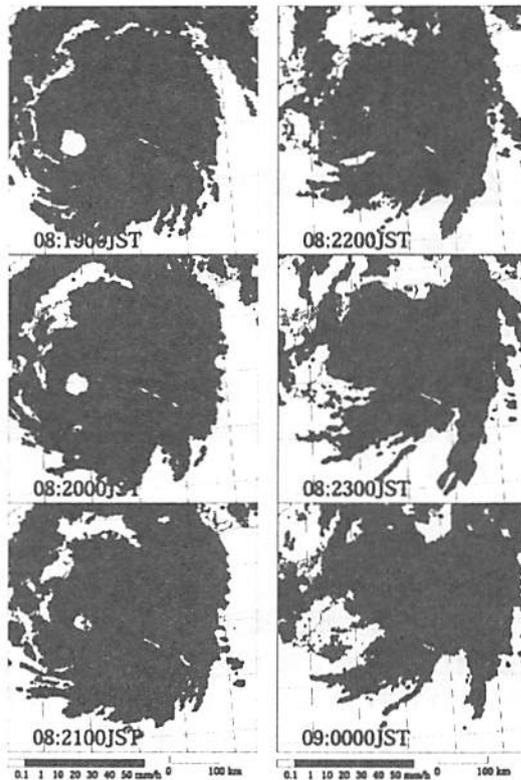


図 3.3: 2003 年 8 月 8 日 19 時～9 日 0 時の 1 時間毎の気象庁現業レーダーで観測された降雨強度の水平分布。×印は、WINDAS の位置 (南西から足摺岬、高知、高松、美浜、尾鷲) を示す。

図 3.4 は WINDAS(高知) で観測された動径・接線風の距離・高度分布である。台風前・後面で沖縄付近と違って非対称構造が見られ、台風前面では、高度約 2 km 以下の下層で Inflow、その上層で Outflow、一方台風後面では Inflow は距離 200 km 以内の高度 1 km 以下で見られる他は Outflow が見られている。また、接線風についても非対称な分布で、台風前面の方が低気圧性回転が強く、特に距離 150~250 km の高度 1~4 km で特に強まっている。また、高度 1 km 以下で低気圧性回転が弱まっており、これは地形の影響による摩擦で接線風が弱まり代わりに Inflow が強まっているものに対応する。

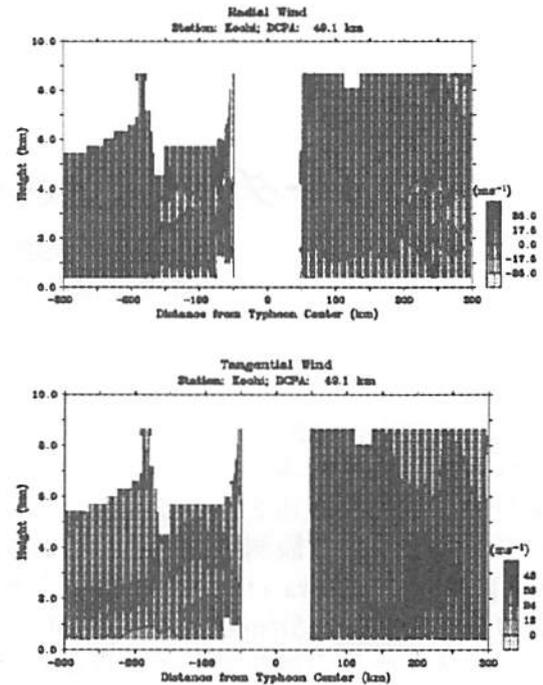


図 3.4: WINDAS(高知)における(上)動径風、(下)接線風の台風中心からの距離・高度分布。台風中心からの距離の正(負)は、台風がレーダーサイトに近づく(遠ざかる)を表す。

4. まとめ

気象庁現業レーダーの降雨強度データ及び WINDAS で観測された台風に対する相対的な風速変動を調べた結果、海上での台風は軸対称であった風速分布が日本列島に近づくにつれて台風前・後面で非対称な風速分布を観測することができた。

以上、見られたように、同じ台風についての複数地点でのデータを比較することにより、台風の温低化に伴う風速変動を調べられ、今後は、台風中心付近の風速変動の他、台風の温低化に伴う風速変動についても調べる予定である。

謝辞

気象庁 WINDAS データは、気象庁高層気象観測室より提供頂きました。ここに御礼申し上げます。

MU レーダーで観測された台風 9807 号について

河野宜幸, 柴垣 佳明*, 深尾昌一郎
京都大学宙空電波科学研究センター
* 大阪電気通信大学

1. はじめに

北西太平洋で発生する台風は年に平均 28 個程度で、そのうち 3~4 個が日本に接近または上陸する。台風が MU 観測所近辺を通過する場合には MU レーダー等を用いた観測を実施し、これまでに Sato [1993] や Dhaka et al.[2003] では台風近傍の重力波を解析し、Sibagaki et al.[2003] では台風のメソスケールの風速場と降水雲との関連を調査した。本研究では、1998 年 9 月 22 日に近畿圏を縦断し、その中心が MU 観測所に 30 km 程度にまで接近した台風 9807 号 (Vicki) について、MU 観測所における MU レーダーや C 帯レーダーを用いた観測、気象庁が行った気象レーダーやアメダスのデータ等を用いて台風の風速場の構造や台風後面に形成された降雨帯と強風域との関連について述べる。

2. 観測概要

台風 9807 号 (T9807) は 1998 年 9 月 17 日にルソン島西海上で発生し、南西諸島の東海上を発達しながら北東に進み、同 22 日 13 時 (JST) 頃、和歌山県御坊市付近に上陸し、14 時 45 分頃に MU 観測所まで 30 km 程度まで接近した後、琵琶湖南東側を進み 18 時頃に富山湾から日本海へと抜けた (図 1)。

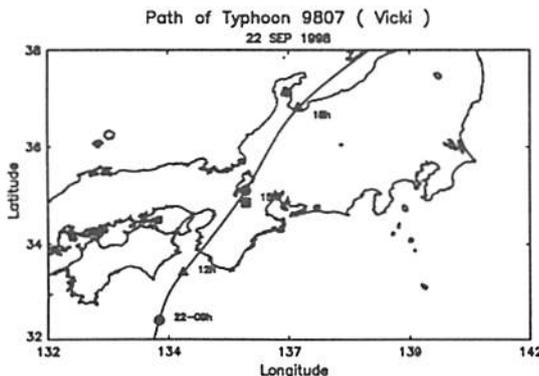


図 1 : T9807 の経路 (気象庁提供)

T9807 の最低中心気圧は 22 日午前の 960hPa で、その勢力を維持したまま上陸し、その後勢力は

やや衰えながら 15 時 (琵琶湖南東) は 975hPa であった。図 2 は MU 観測所の地上観測結果である。14 時 10 分~15 時 10 分にかけて最低気圧を記録し、この時間に中心域が最接近したことが分かる。また、14 時から 16 時にかけて気温が 3 度以上低下している。T9807 では中心通過後の台風後面で最大瞬間風速 50 m s^{-1} を超える暴風を観測し、各地で被害をもたらした。MU 観測所においても 15 時 54 分に 30 m s^{-1} を超える強風を地上で観測した後に停電して数分程度欠測となった。なお、MU レーダーでは計算機類の再起動に時間を要し、20 分程度の欠測となった。

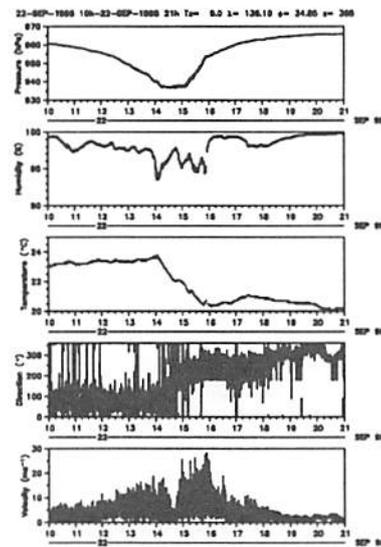


図 2 : MU 観測所における地上観測結果 (気圧、湿度、気温、風向、風速)

以下、MU レーダーの観測結果に加え、MU 観測所における C 帯レーダー、高層気象観測と気象庁設置のアメダス (10 分値) や気象レーダー (7 分 30 秒値) について、強風による停電直前の観測結果を示す。

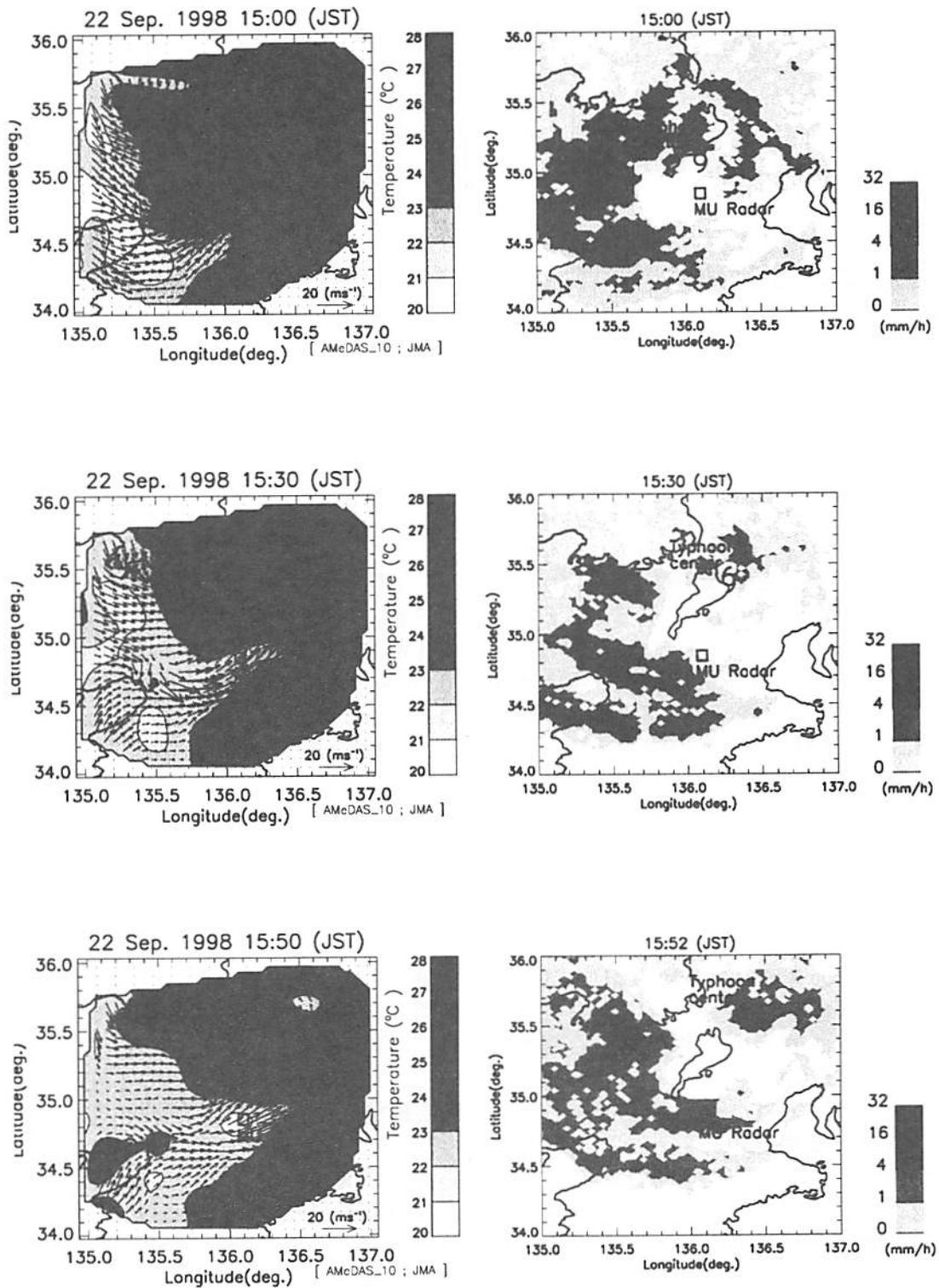


図 3 : 地上の気温／風向／風速 (左) と雨雲の強さ (右)

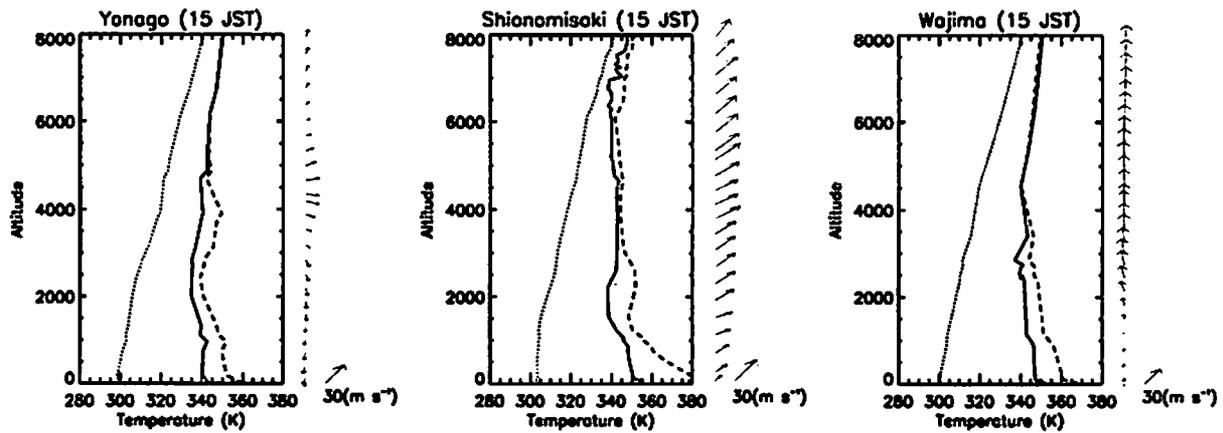


図 4：15 時の高層気象観測 (米子、潮岬、輪島) 温位 (点線)、相当温位 (実線)、飽和相当温位 (鎖線)

3. 観測結果

3.1 気温／風向／風速と雨雲の様子

気象庁設置の地域気象観測システム (アメダス) は、近畿圏 (34 N ~ 36 N, 135 E ~ 137 E) に 70 箇所設置しており、10 分毎に気温と風向風速を測定している。また気象庁の気象レーダーは 7 分 30 秒毎に高度 2 km の雨雲の強さを測定している。図 3(左) にアメダス (15:00, 15:30, 15:50 JST)、図 3(右) に気象レーダー (15:00, 15:30, 15:52 JST) を示す。ここで、アメダスの 15:00 図は 15:00 における気温の瞬時値と前 10 分間の平均風向風速である。また、気象レーダーの 15:00 図は前 7 分 30 秒の平均である。また、各図とも気象庁解析の台風中心位置も記している。図 3(左) アメダス観測値から、台風中心の北東進に従い、後面から吹き込む北西風から南西風に変化し、気温の低い気団が侵入しているように思える。図 3(右) では、強い雨雲帯が台風後面で維持されたまま台風中心とともに進行している様子が分かる。また、図 3(左) の特に気温の低い地域がこの雨雲帯とよく一致している。次に図 4 は気象庁測候所 (米子、潮岬、輪島) 15 時放球のラジオゾンデの観測結果である。潮岬と輪島では高度 8 km まで南西風 ~ 南風であり、高度 3 km 付近までやや乾燥しているのに対し、MU 観測所より北西に位置する米子では地上から高度 5 km まで北 ~ 北西 ~ 西風であり、この高度までやや乾燥している。これは日本海から大陸に控えている乾燥気塊が北 ~ 西風によって流入していることを示唆していると思われる。

3.2 MU レーダーと C 帯レーダーの観測結果

MU レーダーを用いた本観測では 1 レコード 19.456 秒で、3 レコード毎に対流圏観測モード (0.15 ~ 9.60 km) と成層圏観測モード (5.10 ~ 24.10 km) を交互に切り替えている。本論文では、強風により 15 時 54 分に MU 観測所が停電した直前の 7 分間について、19.456 秒毎に地上 6 km までの風速と雨雲の様子に注目する。台風の後面にあたるこの時間帯は、台風中心からおよそ 80 km 前後に位置しており、MU レーダー観測で得られた東西風と南北風から背景風を除去し、台風特有の風速場である接線風と動径風に換算し、中心からの距離を軸に表示したものが図 5(接線風) と図 6(動径風) である。正值はそれぞれ半時計周り成分と吹き込み成分を表している。対流圏観測モードは約 1 分毎なので、成層圏観測モードとなる 3 期間 (計約 3 分) は空白となっている。またこれらの図の左端である (中心から後面) 88 km 付近を最後に停電した。図 5 の接線風を見ると、 40 m s^{-1} に達する半時計周り風が距離 80 km では高度 2.5 km 付近に見られ、距離が離れるに従いこの極大域は徐々に高度を上げ、87 km 前後では 4 km 付近に上昇する。図 6 の動径風を見ると、図 5 の接線風の極大域を境に上で吹き出し風、下で吹き込み風となっている。即ち、この接線風の極大域は動径風の吹き出し風と吹き込み風の収束帯と一致していることが分かる。また、図 7 は図 5 図 6 と同じ距離高度で表した鉛直流であるが、淡色の

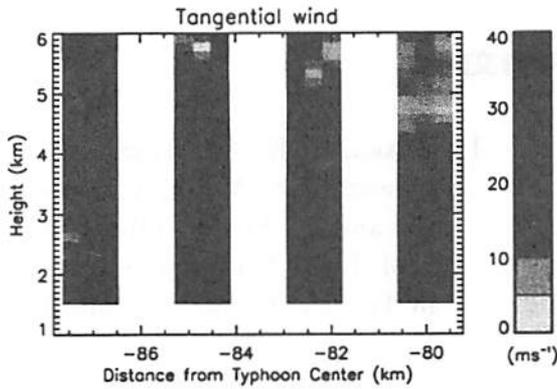


図 5：接線風

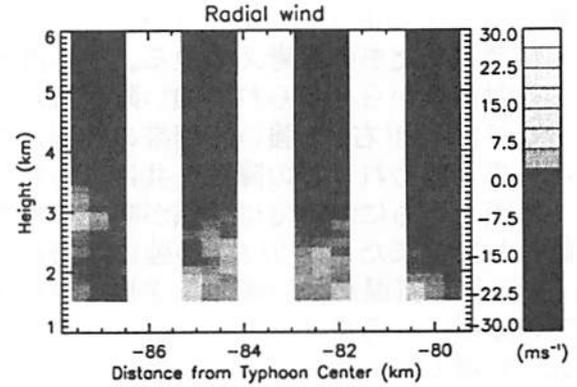


図 6：動径風

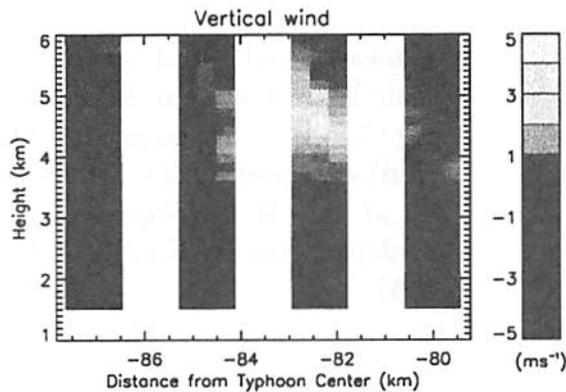


図 7：鉛直流

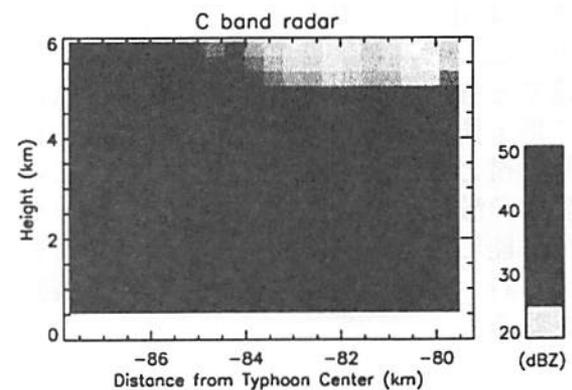


図 8：C 帯レーダー

上昇流と濃色の下降流の境が接線風の極大域と一致しており、動径風の吹き出し風域が上昇流と対応している。この上昇流域は高度 4~5 km において 5 m s^{-1} にも達しており、非常に激しい上昇流が生じていることが分かる。次に、図 8 は MU 観測所設置の C 帯レーダーで、図 5~図 7 と同じ距離高度で表している。図 7 で見られた 5 m s^{-1} に達する上昇流が生じた高度 4~5 km において、その直後の 85 km 付近から強いエコーを捉えている。また、高度 2 km 付近においても 85 km 付近から強いエコー域が確認

され、この域は後面に進むに従い上下方向に広がりがりながら強くなっている。この域は気象レーダー(図 3 右)の強い降雨帯の前面とみられ、また図 7 の強い下降流域と対応しており、この下降流は 5 m s^{-1} にも達している。

4. 検討

アメダス(図 3 左)と高層観測結果(図 4)から気温の低いやや乾燥した気塊が地表より高度 6 km 程度まで北西より台風後面に吹き込むように見られる。また台風構造の吹き込み風と吹き

出し風の収束帯の直上で強い上昇流が見られ、対流系が発達したものと考えられる。その直後にはこの対流系からと見られる強い降雨域が見られ、これは図 3(右)の強い降雨帯の前面に相当するものと思われ、この降雨と共に見られた強い下降流とともに地上では強風が吹き停電を引き起こした。また、図 3(右)の強い降雨帯と図 3(左)の特に気温が低い域が追従しながら移動している様子を考慮すると、この下降流は気温が低い気塊でコールドプールが形成されたのと思われる。日本では9月の台風で強風による被害が多いが、初秋となるこの時期に日本海から大陸に冷たく乾燥した気塊が控えており、この事例ではこの気塊が台風に向かい吹き込むことで局所的な対流系が発達し、その周囲で被害が生じたものと考えられる。

5. おわりに

本観測ではMUレーダーによる台風観測において約20秒という高時間分解能で解析し、 5 m s^{-1} にも達する強い上昇流と下降流が確認され、水平風や地上観測結果を併せて台風後面に生じた強い降雨帯と強風との関連を検討した。このような変動の激しい現象に対してはMUレーダーの高分解能による観測が極めて有効であるものと考えられ、今後の同様な現象に対する観測が期待される。

参考文献

- 1) Dhaka, S. K., M. Takahashi, Y. Kawatani, S. Malik, Y. Shibagaki, and S. Fukao, Observations of Deep Convective Updrafts in Tropical Convection and their Role in the Generation of Gravity Waves *J. of the Meteorological Society of Japan*, Vol. 81, No.5, 1185-1199. 2003
- 2) Sato, K., Small-scale wind disturbances observed with the MU radar during the passage of typhoon Kelly *J. Atmos. Sci.*, 518-537, 1993
- 3) Shibagaki, Y., M. D. Yamanaka, M. K. Fukase, H. Hashiguchi, Y. Maekawa, and S. Fukao, Meso- α -scale Wind Field and Precipitating Clouds in Typhoon 9426(Orchid) observed by the MU radar *J. of the Meteorological Society of Japan*, Vol.81, No.2, 211-228, 2003

ミリ波ドップラーレーダーによる 釧路における霧の観測

植松 明久¹, 橋口 浩之¹, 手柴 充博¹, 平島 弘一², 林 泰一³, 山本 哲⁴, 深尾 昌一郎¹

(1: 京都大学 宙空電波科学研究センター, 2: 三菱電機(株), 3: 京都大学 防災研究所, 4: 気象研究所)

1. はじめに

釧路を含む北海道太平洋岸は特に夏季に霧が多発することから、多くの観測研究が実施されてきたが、霧の空間構造、特にその内部構造に着目した研究はほとんどない。これは従来の観測手法では霧の内部構造の観測が困難であったためである。ミリ波レーダーは霧の内部構造を観測できる大変有効な手段である。1981~1982年には釧路にて1方向固定ビームによる霧のレーダー観測が行われ、沿岸霧やバンド状海霧のレーダーエコーが示されている[柳沢他, 1986]。本研究で用いるミリ波ドップラーレーダー[Hamazu *et al.*, 2003]はアンテナスキャン機能を有し内部構造を含む霧の3次元構造の観測が可能なドップラーレーダーである。このようなレーダーを海霧観測に適用した例はなく、霧の変化機構の解明に大きく貢献できると考えられる。

我々は1999年以来毎年夏季に、ミリ波ドップラーレーダー(34.75GHz)を用いて釧路において霧観測を実施してきた。また2001年の観測より京都大学防災研究所所有のドップラーソーダーを導入し、レーダー観測と同時に背景風の観測を実施した。本研究ではこれらのデータ解析を行うことにより、釧路地方における霧の変化機構の解明を目的とする。

2. ミリ波ドップラーレーダー

ミリ波ドップラーレーダー(34.75GHz)はピーク出力100kW、アンテナは3次元走査可能で、仰角を固定して水平方向に360°回転させるP-PI(Plan Position Indicator)モード、PPIモードを複数仰角について行い、等高度水平面を切り出すCAPPI(Constant Altitude PPI)モード、方位角を固定して鉛直断面の観測を行うRHI(Range Height Indicator)モードが主に用いられる。またドップラー速度観測機能を有し、風速の観測が可能である。

3. 観測概要

観測は1999年~2002年の夏季に実施された。1999年の観測ではミリ波レーダーは標高90m、

海岸線から北へ4.8kmに位置する釧路空港滑走路脇(北海道釧路市、北緯43.02°、東経144.12°)に設置された。2000年~2002年の観測では海岸線に近く(海岸線から北へ0.9km)、海岸線やその先の海上を一望することのできる標高46mの台地(北海道白糠町、北緯43.00°、東経144.11°)に設置された。観測年によってはミリ波レーダーによる霧エコーの観測に加え、ドップラーソーダーによる風速3成分の観測、視程計による視程の測定、シーロメーターやマイクロ波放射計による観測、雲粒子プローブ等を用いた霧水量・粒径分布といった霧微物理量の測定、函館海洋気象台によるラジオゾンデ観測が同時に実施された。

4. 典型的な霧エコー分布の特徴

観測期間中にミリ波レーダーPPIモードで観測されたエコー強度の典型的な分布を図1に示す。これまでの観測から、レーダーエコーはエコー強度が-10dBZ程度と強くレーダーから10km以遠まで観測される図1(a)~(c)に代表されるものと、エコー強度が-30dBZ程度と弱くレーダーから2~4km程度までしかエコーがみられない図1(d)のタイプに大別される。これらは柳沢他[1986]における分類とよく対応している。さらにエコー強度が強い事例では、図1(a)のようなセル状、図1(b)のようなバンド状といった内部構造を持つケースと、図1(c)のように強いエコーが一様に分布するケースがあった。

図2にセル状エコーが観測された場合における典型的な鉛直断面構造を示す。高度600m付近にエコー頂高度一定のエコーが観測され、セル構造が1km程度の周期を持った周期構造をなしていることが分かる。観測期間中にこのような周期構造を持つエコーが多く観測された。

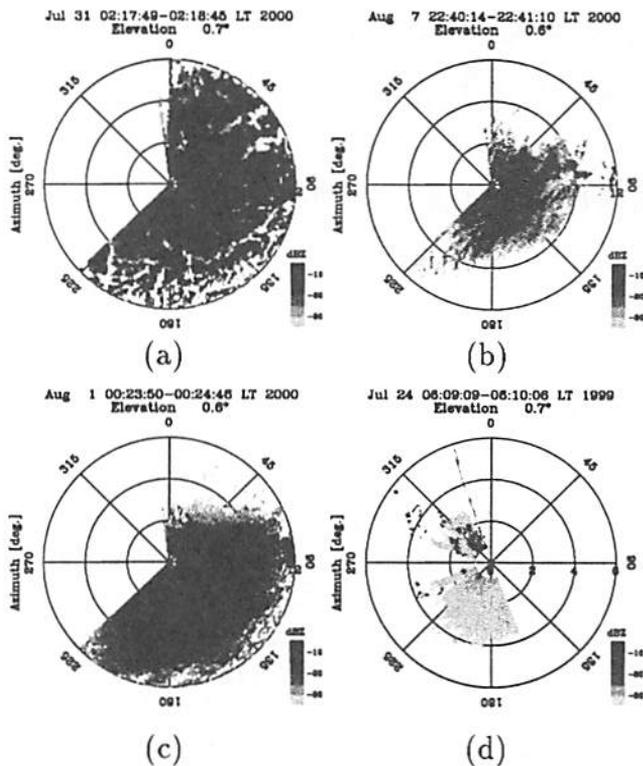


図1: ミリ波ドップラーレーダーPPIモード(仰角 $0.6^{\circ} \sim 1.0^{\circ}$)で観測されたエコー強度の典型的な分布。(a)2000年7月31日2時17分、(b)2000年8月7日22時40分、(c)2000年8月1日0時23分、(d)1999年7月24日6時9分。

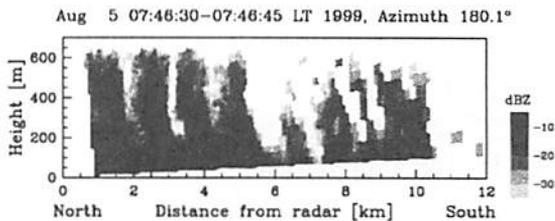


図2: 1999年8月5日7時46分にミリ波レーダーRHIモード(方位角 180.1°)で観測されたエコー強度の鉛直断面。

5. セル状エコー観測時におけるエコーパターンの運動学的特徴

本節では前節で述べたエコー分布のうち、図1(a)のようなセル状エコーが観測された2000年7月31日未明から午前にかけて発生した霧について、エコーパターンの動きと風速との比較結果を述べる。同期間においてはセル状エコーがそのパターンを維持したまま南の海上から北の陸地へ平行移動していた。図3に2000年7月31日2時00分~10時00分に4分毎にCAPPIモード(仰角 0.7° : 距離10kmにおける高度122m)で観測さ

れた南北方向(方位角 9.8° 及び 189.8°)のエコー強度の時間・距離変化を示す。エコーが南から北へ移動していることが分かる。その移動速度を傾きから計算すると、5時頃には 2.6m/s であった。またエコー分布の時間変化からも、強いエコーの塊が南から北へ 2.6m/s で移動していることが確認された。

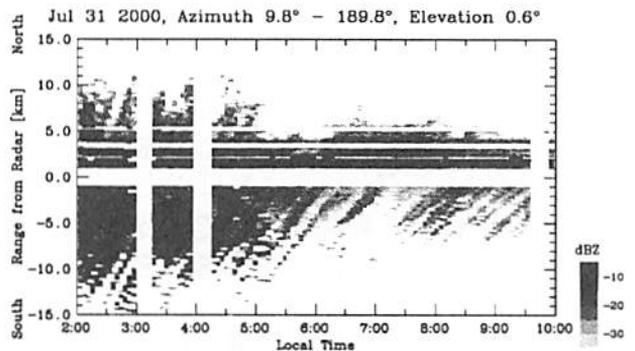


図3: 2000年7月31日2時00分~10時00分に4分毎にCAPPIモード(仰角 0.7°)で観測された南北方向(方位角 9.8° 及び 189.8°)のエコー強度の時間・距離変化。

図4に2000年7月31日5時03分02秒~5時05分40秒に36秒毎にRHIモード(方位角 189.9°)で観測されたエコー強度及びドップラー速度の鉛直断面を示す。ドップラー速度はレーダーに近付く方向(北向き)が正である。エコー強度は高度500mにエコー頂を持つエコーが存在し、強いエコーの塊が1~2km間隔で存在する図2と同様の周期構造をなしている。ドップラー速度は低い仰角を観測していることからほぼ水平風の南北成分を表していると考えてよい。それは層状の構造をなしており、高度200m付近に水平風の鉛直シアが存在している。高度200mより上では南風 $2 \sim 3\text{m/s}$ 、下では 0.5m/s 未満の弱い北風もしくは南風である。エコー強度と比較すると、エコーはシアの存在する高度200mより上で直立し、200mより下では高度が下がるにつれて南(右)側に傾いている。このように、個々のセルの傾きは高度200mを境に変化していることが分かる。

図5に2000年7月31日5時03分02秒~5時05分40秒に36秒毎にRHIモード(方位角 189.9°)で観測されたエコー強度の鉛直断面を示す。エコーは時間が経つにつれてその形状を保ったまま南から北へ $2.5 \sim 3.6\text{m/s}$ 程度の速度で移動していることが分かる。その移動速度は前述の高度200mより上における風速と同じである。特に注目すべきは、風速は高度200mを境に異なって

いるのに対して、エコーパターンの移動は南から北へ2.5~3.6m/s程度で高度変化しないことである。すなわち、シアの存在する高度200mより上ではエコーパターンの移動速度と水平風速は一致しているが、高度200mより下では両者は異なっている。

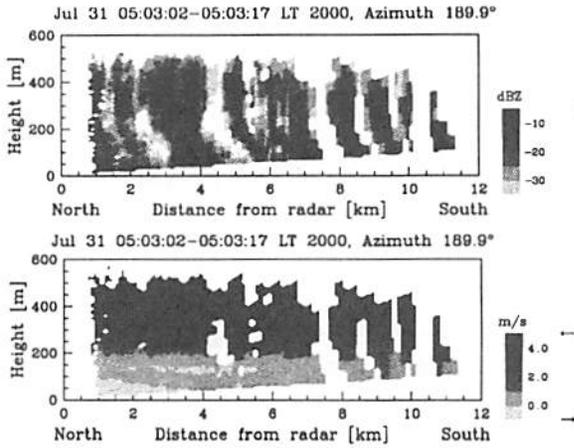


図4: 2000年7月31日5時03分02秒にミリ波レーダーRHIモード(方位角189.8°)で観測された(a)エコー強度、(b)ドップラー速度の鉛直断面。ドップラー速度はレーダーに近づく方向(北向き)が正。

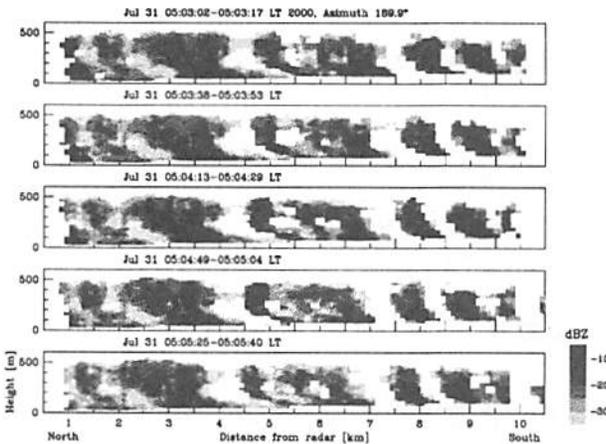


図5: 2000年7月31日5時03分02秒~5時05分40秒に36秒毎にRHIモード(方位角189.8°)で観測されたエコー強度の時間変化。

これらの結果は図6に示すようにセル状エコーを構成する粒子が落下速度を持つ比較的大きな粒径の霧雨粒子であると仮定すれば、次のように説明することができる。すなわち、高度500m付近に落下速度を持つ粒子が存在する状況を考え、高度200mより上では南風、下ではごく弱い北風であるとする。(1)高度500m付近で粒子①が発生する。(2)粒子①は背景風(南風)に

よって南から北へ移動しながら落下する。同時に発生源も背景風と同じ速度で水平移動していることから、粒子①の真上に粒子②が発生する。(3)粒子①②は南から北へ移動しながら落下し、真上に粒子③が発生する。(4)同様のメカニズムにより、高度200m以上で粒子①~④が鉛直方向に並ぶ。(5)高度200m以下では背景風が弱い北風に変わることから、粒子①はわずかに北へ移動しながら落下する。高度200m以上では粒子②~⑤が鉛直方向に並ぶ。(6)粒子①はわずかに北へ移動して地上に達し、粒子②もわずかに北へ移動しながら落下する。粒子③~⑥は鉛直方向に並ぶ。従って高度200m以上では傾きを持たず地表~高度200mで傾きを持つ構造が現れる。(7)粒子②~⑦で構成される構造は、前述の粒子①~⑥の構造をそのまま保つ一方、位置が南から北へ平行移動している。移動速度は、高度200m以上における南風の速度と同じである。

このように各々のセルエコーが高度200m以上では傾きを持たず地表~高度200mで傾きを持ち、パターンを保ったまま移動するのは、粒径の大きな霧雨粒子の発生源が高度200m以上での風速に対応して移動し、各々の粒子が背景風に流されて落下しているためと考えられる。このことから、霧頂付近に粒径の大きな霧雨粒子が存在し、背景風に流されながら落下しており、この霧雨粒子が強いエコーパターンを構成しているものと考えられる。

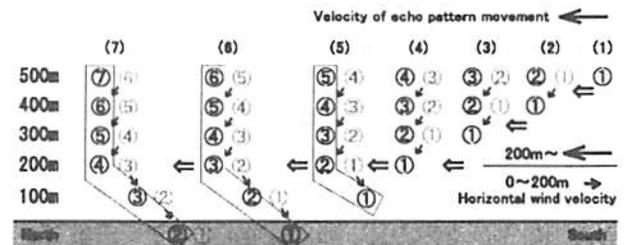


図6: エコーパターン形成と移動のメカニズム。

6. エコーパターン観測時の鉛直流の振る舞い

海霧の発達過程とセル状エコー観測時においてドップラーソーダーによる風速観測を実施した。図7(a)に2002年7月20日19時~22時にミリ波レーダーで観測されたエコー強度の南北方向(方位角0.0°及び180.0°)における時間-距離

断面を示す。但し 19 時 36 分まではレーダーの南側のみ RHI モードで観測が行われていたため、北側のデータは欠測となっている。また、図 7(b) に同時刻にドップラーソーダーで観測された 3 分平均の鉛直流を示す。観測開始から 20 時頃までは -30dBZ 程度の弱いエコーがレーダーから 2km 程度の範囲内で観測された。20 時を過ぎたところから -10dBZ の霧雨とみられるエコーが現れ、21 時 30 分頃まで続いた。エコーパターンはセル状もしくはバンド状 (図 8(a) 参照) であり、南西から北東へ移動していた。鉛直流は 20 時頃までは下降流であったが、20 時以降は概ね 0.2m/s 程度の上昇流と 0.2m/s 程度の下降流が繰り返して表れている。このことから、霧層が発達段階であった 20 時頃までは比較的安定であったのに対し、セル状やバンド状の強いエコーが観測された霧層中に霧雨が存在する場合において、対流が生じていたことが示唆される。海霧発生時における霧層中の対流の存在は川野 [1989] によって熱・水蒸気収支の計算からも示されている。

7. バンド状エコーの方向と風速との関係

更にバンド状のエコーパターンが観測された 3 つの事例について、バンドの方向と風速との比較を行った。図 8 に (a)2002 年 7 月 20 日 20 時 35 分、(b)2000 年 8 月 1 日 2 時 01 分、(c)2000 年 8 月 7 日 22 時 40 分に観測されたエコー強度分布と、同時刻帯にミリ波レーダー CAPPI モードで観測されたドップラー速度から求めた風向・風速 (約 20 分平均) を示す。但し風向・風速は CAPPI モードの仰角 4.9° のデータを用いて走査領域内の同一高度における風速の一様性を仮定し VAD (Velocity-Azimuth Display) 法により計算した。レーダーエコーにおけるバンド状エコーの方向は、(a)(b) において北東から南西へ伸びる向きである。また (c) においてもレーダー南方においてバンド状エコーが北東から南西へ伸びている。一方風向は (a) については全ての高度において南西風であり、バンド状エコーの方向とほぼ平行になっている。また (b) についても高度 100m より下では東風、上では南西風であり、上空の風向とバンド状エコーを比較するとほぼ平行になっている。しかしながら、(c) については高度 60m 付近で北東風、高度 200m より上では南東風であり、上空の風向とバンド状エコーの方向が垂直になっている。(a)(b) についてはロール状対流で説明できる可能性があるが、(c) ではそのような説明は困難である。

8. まとめ

北海道釧路地方においてミリ波ドップラーレーダーによって海霧の観測を行い、以下の結果を得た。

- セル状やバンド状構造といったエコーパターンが多く観測された。特にセルが周期構造をなしている特徴的なエコー構造が観測された。
- セル状エコーが観測される事例についてエコーの運動や断面構造を調べた結果、個々のセルの構造やエコーパターンの運動は背景風により決定されることが分かった。特にエコーパターンの運動は霧頂付近の風速と一致することが分かった。
- ドップラーソーダーによる鉛直流の同時観測結果から、霧層発達時でエコーが弱い場合は下降流が主体であるが、後にバンド状エコーが観測された時には上昇流と下降流を繰り返し、対流の存在を示唆していた。
- バンド状エコーが観測された 3 事例についてバンドの方向と霧頂付近の風向を比較し、両者が平行な事例が 2 例、垂直な事例が 1 例であった。

今後は霧層が存在する場合の風系や温度構造について詳細な解析を行い、レーダーエコー構造と比較する予定である。

参考文献

- 川野 浩, 北海道南東海上の霧または層雲・層積雲のある気層での熱・水蒸気収支, 天気, **36**, 369-375, 1989.
- Hamazu, K., H. Hashiguchi, T. Wakayama, T. Matsuda, R. J. Doviak, and S. Fukao, A 35-GHz scanning Doppler radar for fog observations, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **20**, 972-986, 2003.
- 柳沢 善治, 石原 正仁, 沢井 哲滋, ミリ波レーダーによる海霧の観測, 天気, **33**, 603-612, 1986.

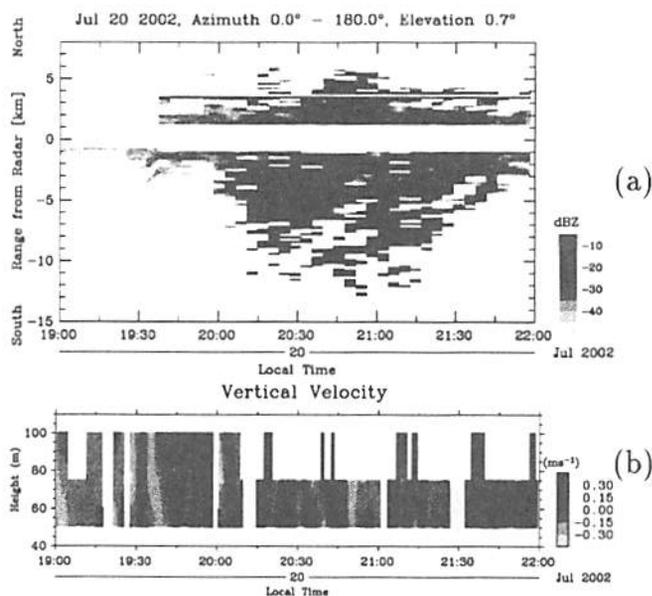


図7: (a)2002年7月20日19時00分~22時00分に仰角0.7°で観測された南北方向(方位角0.0°及び180.0°)のエコー強度の時間・距離変化。19時00分~19時36分については南方向のRHIモードのみで観測を行ったため、データは南側のみとなっている。(b)同時刻にドップラーソーダーで観測された鉛直流(3分平均)の時間・高度断面。

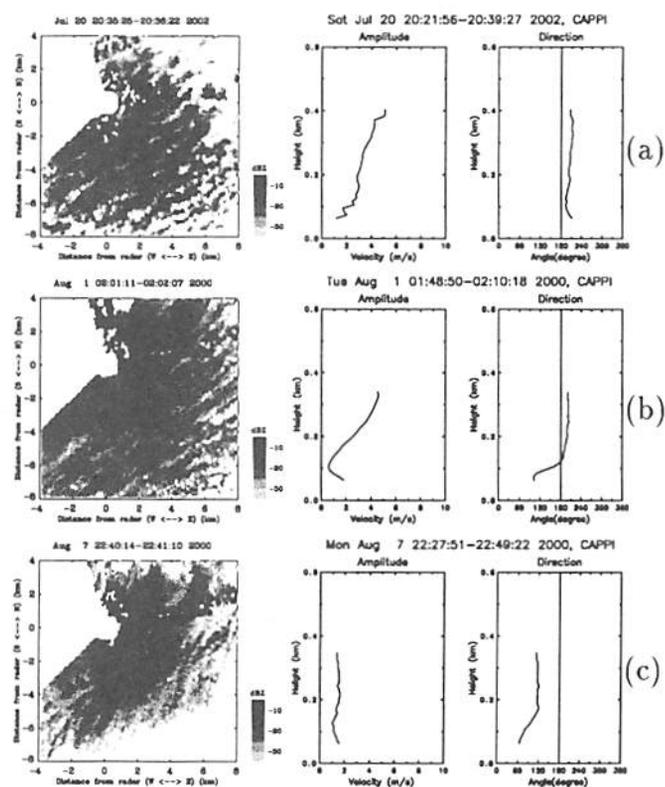


図8: (左図)PPIモード(仰角0.7°)で観測されたエコー強度の分布。(右図)CAPPIモードの仰角4.9°のドップラー速度からVAD法により推定された水平風の風速(左側)・風向(右側)の高度プロファイル(20分平均)。(a)2002年7月20日20時35分、(b)2000年8月1日2時01分、(c)2000年8月7日22時40分。

ミリ波ドップラーレーダーとMUレーダーによる雲の観測

和田英子・橋口浩之・山本真之・手柴充博・深尾昌一郎
(京大宙空電波)

1 はじめに

巻雲は、高層に出現する氷雲で、地球上の様々な場所に出現して長時間持続し、地球の表面の約20～30%を覆っている。そのため、地球の放射収支に与える影響は大きく、気候システムにおいても重要な役割を担っていると考えられ、その放射特性や物理構造について調べられてきたが、まだ、未解明な部分が多い。本研究では、巻雲の特性や形成機構を調べるため、2000年10月に2002年5月、6月に滋賀県信楽MU観測所において、ミリ波レーダーとMUレーダーによる巻雲の同時観測を行った。一般の気象レーダーは波長が長く(約6cm)、粒径の小さい氷晶から構成される巻雲に対して感度を持たないが、ミリ波レーダーは波長が短いため(約8cm)、巻雲に対しても感度を持ち、巻雲の観測手段として最も有効な手段の一つである。また、MUレーダーは、ウィンドプロファイラ的一种であり、鉛直流を含む背景大気運動の三次元観測が可能である。

本研究で用いているミリ波ドップラーレーダーは、1997年に三菱電機(株)と京都大学宙空電波科学研究センターとの協同研究により開発されたレーダーであり(浜津 他。[2000],[2001])、中心周波数34.75GHzを使用し、波長は約8.6mmと短い。アンテナはパラボナアンテナを使用し、7種類の走査方式から目的や状況に応じて選択可能である。

2 巻雲の発達と水平風の鉛直シアの関係

巻雲が観測された、2000年10月5日、6日の2例について、ミリ波ドップラーレーダーで観測されたエコー強度と、MUレーダーで観測された背景風との比較を行った。図1に2000年10月6日0～24時にミリ波ドップラーレーダーで観測されたエコー強度の時間高度断面を示し、図2に同時刻にMUレーダーで観測された水平風の鉛直シアを示す。図3に2000年10月5日12～18時にミリ波ドップラーレーダーで観測されたエコー強度の時間高度断面を示し、図4に同時刻にMUレーダーで観測された水平風の鉛直シアを示す。5日に比べ、6日は、ジェット軸が南下し、信楽上空で、ジェット流が見られた。図1、2を見ると、6日は、発達した厚い巻雲が一日中見られるのに対して、5日は、未発達な薄い雲が見られる。次に、図2、4を見ると、どちらも巻雲内で、水平風の鉛直シアの強い層が見られるが、5日に比べて、6日は、鉛直シアが非常に強く、層も厚い。これは、ジェット軸の位置の違いによると考えられる。次に、ラジオゾンデの観測結果かみると、5日は巻雲内の大気は安定であったが、6日は巻雲内でケルビン・ヘルムホルツ不安定(KHI)を起こしていることが分かった。以上のことから、巻雲の発達とKHIに関係があると考え、巻雲の厚さと水平風の鉛直シアの大きさの関係について調べた。

図5に2000年10月5日(左)、6日(中)、全6例の総合(右)の水平風の鉛直シアの大きさに対する巻雲の厚さを示す。水平風の鉛直シアの大きさは、巻雲内での鉛直シアの最大値としている。5日の図を見ると、ほぼ鉛直シアは $0.02s^{-1}$ 以下で、雲の厚さは1.5km以下と薄い。それに対して、6日の図を見ると、ほぼ鉛直シアは $0.02s^{-1}$ 以上で、1.5km以上の厚い雲が多く見られる。次に、総合図を見ると、概ね、鉛直シアが大きくなる程、雲が厚くなる特徴が見られる。鉛直シアが $0.02s^{-1}$ 以下では、1.5km以下の薄い雲しか見られないのに対して、鉛直シアが $0.03s^{-1}$ 以上では、概ね、1.5km以上の厚い雲が見られる。これは、鉛直シアが $0.02s^{-1}$ 以下では、KHIが起こらず、未発達な雲が見られるのに対して、鉛直シアが $0.03s^{-1}$ 以上では、KHIが起こることが多く、発達した雲が見られると考えられる。

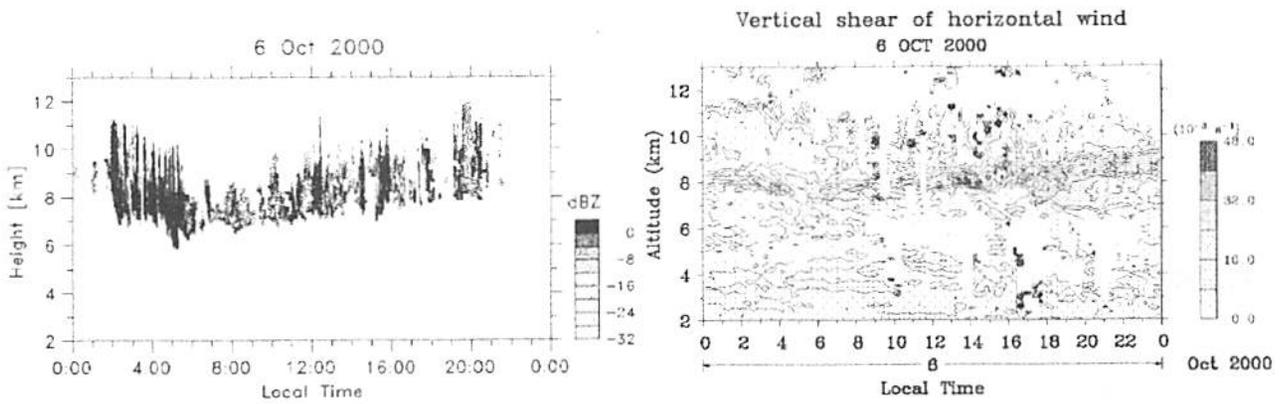


図 1: 2000 年 10 月 6 日 0 時から 24 時にミリ波レーダーで観測されたエコー強度の 時間高度断面図 (左)。

図 2: 2000 年 10 月 6 日 0 時から 24 時に MU レーダーで観測された水平風の鉛直シアの時間高度断面図 (右)。

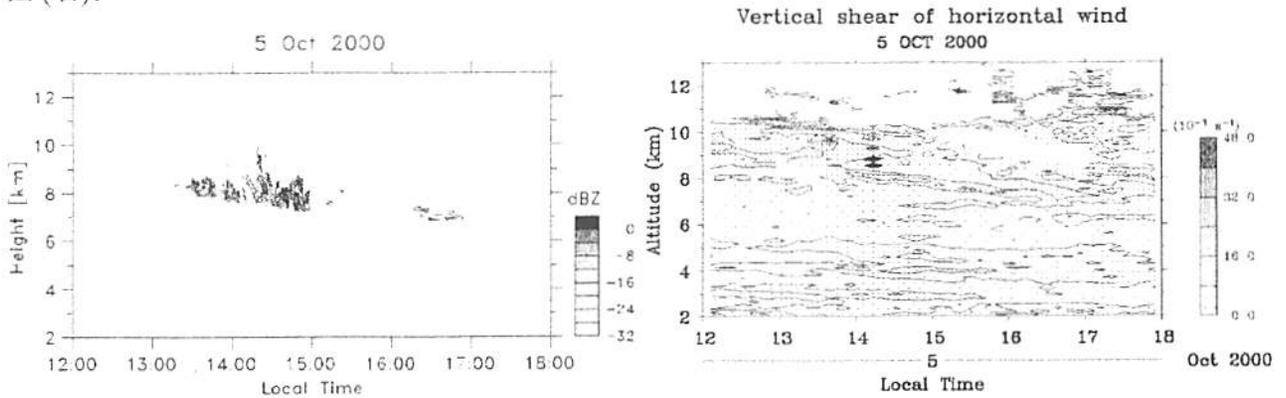


図 3: 2000 年 10 月 5 日 12 時から 18 時にミリ波レーダーで観測されたエコー強度の 時間高度断面図 (左)。

図 4: 2000 年 10 月 5 日 12 時から 18 時に MU レーダーで観測された水平風の鉛直シアの時間高度断面図 (右)。

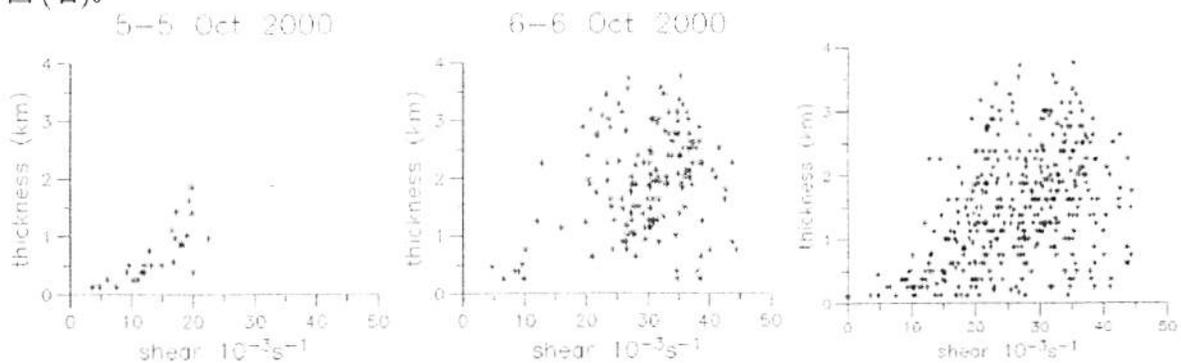


図 5: 2000 年 10 月 5 日 (左)、6 日 (中)、2000 年 10 月 3、5、6、7、2002 年 5 月 18 日、6 月 28 日の 6 例の総合 (右) の水平風の鉛直シアの大きさに対する雲の厚さ。

3 まとめ

2000年10月に、滋賀県信楽MU観測所において、ミリ波レーダーとMUレーダーとの同時観測を行い、巻雲が観測された。5、6日について、巻雲の発達過程について調べた。水平風の鉛直シアが大きく、KIIIを起こしていると考えられる時は、厚く発達した雲が見られた。一方、鉛直シアが小さく、KIIIを起こしていないと考えられる時は、薄く未発達な雲が見られた。これらのことから、巻雲の発達に、KIIIが重要な役割をしていると考えられる。

参考文献

- 浜津享助, 若山俊夫, 渡辺伸一郎, 橋口浩之, 深尾昌一郎, 雲霧観測用 Ka バンドドップラーレーダーの開発, 電子通信情報学会論文誌 B, **J83-B**, 554-566, 2000.
- 浜津享助, 若山俊夫, 橋口浩之, 田中久理, 深尾昌一郎, 霧雲観測用 Ka バンドドップラーレーダーの初期観測評価, 電子情報通信学会論文誌 B, **J84-B**, 583-593, 2001.

梅雨季低気圧の複雑な発達過程とその微細構造

柴垣 佳明¹, 二宮 洸三², 山中 大学³, 深尾 昌一郎⁴

1: 大阪電通大、2: 地球フロンティア、3: 神戸大/地球観測フロンティア、4: 京大 RASC

1. はじめに

毎年 6-7 月には中国南部から日本列島にかけて Meiyu-Baiu 前線が伸び、しばしば長寿命雲システムが前線帯を移動する。長寿命雲システムの特徴は、大陸では団塊の対流システムを示し、それが北西太平洋まで移動するとカンマ型の広い層状域といくつかの狭い対流域から成る。このような雲構造の変化は、この間での傾圧性の強い領域で発生・発達する低気圧に関する(e.g. Akiyama 1984; Akiyama 1989; Ninomiya and Akiyama 1971, 1972)。

このような雲システムの遷移域に位置する MU レーダーによる観測から低気圧構造を調べるには、MU レーダー上空を通過する低気圧の風プロファイルの時間変化を、その構造の準定常性を仮定し東西構造として取り扱う必要がある。その際、低気圧が単純な evolution を示す場合には、MU レーダーの一地点観測でも低気圧構造を容易に理解できる。しかし、それが複雑な evolution を示す場合、例えば既存の低気圧周辺で 2 次低気圧の発生、高緯度擾乱と前線帯擾乱とのカップリング、あるいは雲システムがいつも下層・上層擾乱と一対一で対応しない場合などでは、一地点観測だけでは低気圧構造を理解するのは難しい。そこで、本研究では客観解析データを用いて複雑な低気圧の発達過程の一例を示し、その際の低気圧の準定常性を仮定した MU レーダー観測データの解析結果について報告する。

2. 低気圧の発達過程

1991 年 7 月 3-5 日にサブシノプテックスケール(水平スケール 2,000-3,000 km)低気圧が中国大陸から北西太平洋までを移動した(図 1)。この期間、前線帯周辺の大規模場の特徴は、シベリアとオホーツク海に cut-off low が位置し、太平洋上には東西に伸びた高気圧が準定常的に分布した。このような大規模循環場の中で、S 短波長トラフが前線帯をチベット高原の南東部から移動し、それはシベリアの cut-off low の南西縁に沿って南下した N 短波長トラフと東経 120° 付近で結合した。その後、結合トラフ(偏西風トラフ)は発達しながら前線上を東進した。

図 1 の 7 月 3 日 12UTC と 5 日 0UTC の地上では、低気圧は単純な移動と構造を示すが、その間の期間では低気圧は複雑な発達過程を示した。4 日 0UTC には、3 日 12UTC にみられた低気圧(L1)の前方にメソ対流システム(MCS)に関係した低気圧(L2)が形成され、それは MCS の持続に伴い発達した。5 日 0UTC には L1 はその identity を失い、L2 はサブシノプテックスケール低気圧のメインシステムになった。

次に、サブシノプテックスケール低気圧の相対渦度と相当温位の東西-鉛直断面を図 2 に示す。下層の正渦度は地上の L1, L2, MCS に対応し、上層の正渦度は S 短波長トラフ, N 短波

長トラフ、MCS に対応する。そして、上層と下層の擾乱の対応は時間とともに変化した。4日0UTCには、MCSに対応した東側傾いた擾乱が中層の対流昇温コアの下に位置し、その後面では結合トラフに一致する西側に傾いた擾乱がみられる。

このような低気圧の複雑な発達に対応したMUレーダー観測の南北風と鉛直流の時間・高度変化を図3に示す。図のX方向は擾乱の空間構造に置き換えるため、時系列は右側から左側に表示した。その結果、南北風では低気圧通過に対応した単純な低気圧循環がみられず、東側と西側に傾いた擾乱に対応した低気圧循環がみられる。鉛直流では、両擾乱に対応した上昇流域が発見された。また、MCS内の中・上層の対流昇温や組織化した背の高い降水システムが、MUサイトで放球されたラジオゾンデデータやC帯鉛直固定降雨レーダーデータによって確認された。

3. まとめ

今回注目したサブシノプテックスケール低気圧の evolution は、低気圧 L1 から L2 への replacement として特徴づけられ、その中で東側に傾く擾乱と西側に傾く擾乱がみられた。東側に傾く擾乱は、MCS内の上層の対流昇温 core の下で成長していた。西側に傾く擾乱は、SとNトラフが合流した偏西風トラフが下層擾乱と結合することで発達した。以上より、低気圧の複雑な発達過程は対流効果と傾圧不安定の混合的要因として認められる。また、MUレーダー観測結果から低気圧の微細構造を調べた結果、西側と東側に傾いた両擾乱に対応した南北風変化と鉛直流の微細構造を明らかにした。

今後のウインドプロファイラネットワークによる研究によって、このような複雑な低気圧の発達過程の時空間構造の解明を期待する。

参考文献

- Akiyama T., 1984: A Medium-scale Cloud Cluster in a Baiu Front Part I: Evolution Process and Fine structure. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 485-504.
- Akiyama T., 1989: Large, synoptic and mesoscale variations of the Baiu front during July 1982. Part I: Cloud features. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 57-81.
- Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1971: The Development of the Medium-scale Disturbance in the Baiu Front. *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 663-677.
- Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1972: Medium-scale Echo Clusters in the Baiu Front as Revealed by Multi-radar Composite Maps (Part I). *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 558-569.

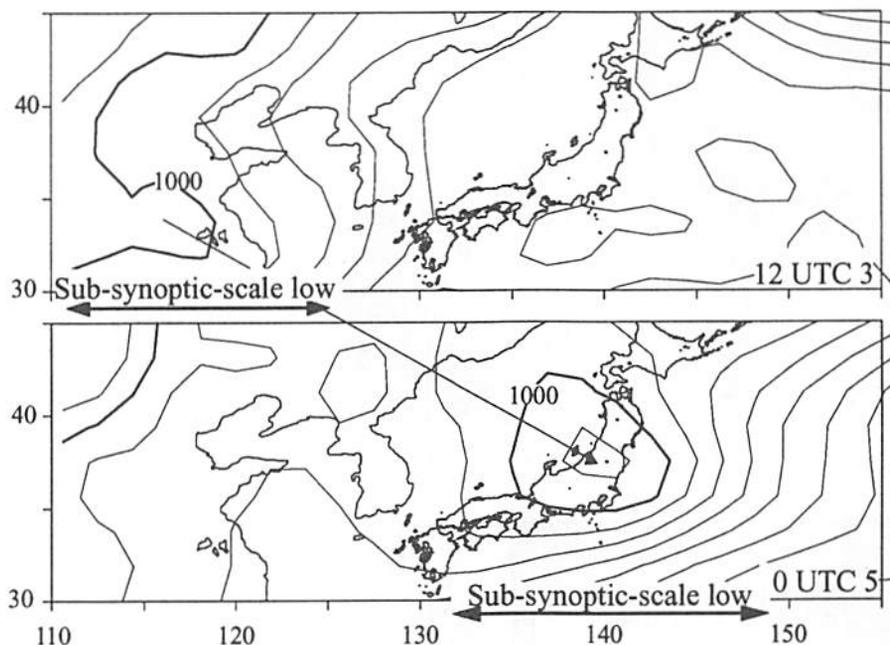


図 1: 1991 年 7 月 3 日 12 UTC と 5 日 0 UTC の地上気圧分布.

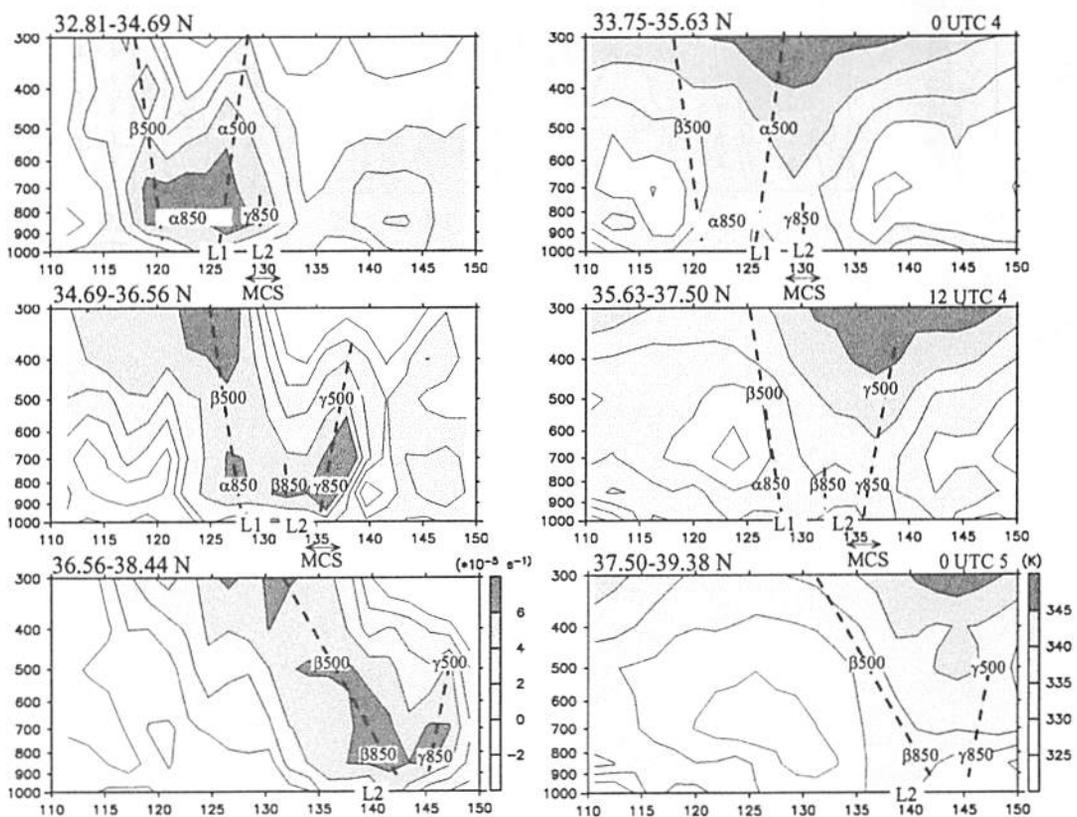


図 2: 1991 年 7 月 4-5 日のサブシノプテックスケール低気圧の相対湿度と相当温位の東西・鉛直分布.

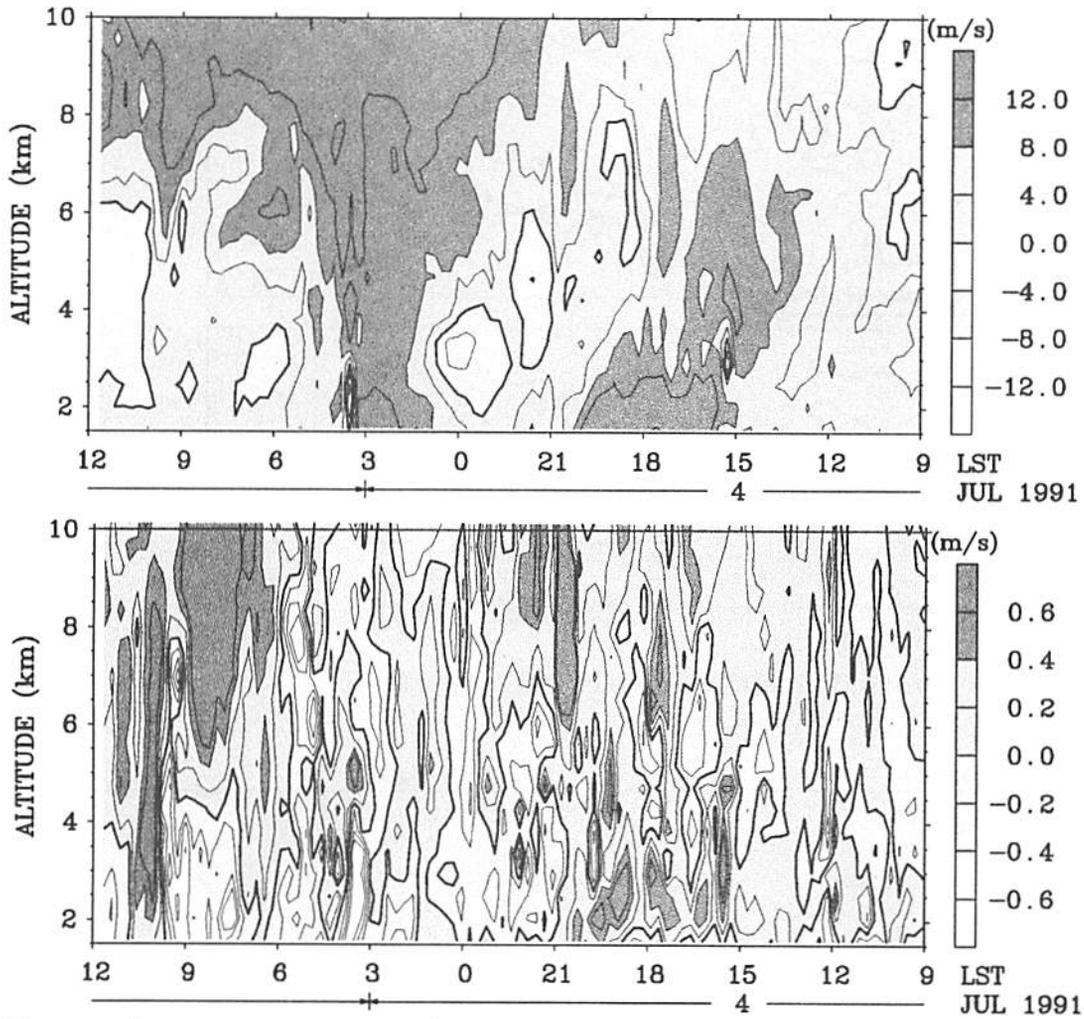


図 3: 1991 年 7 月 4-5 日に MU レーダーで観測された南北風(上図)と鉛直風(下図)の時間・高度変化.

境界層レーダー観測に基づく梅雨前線近傍の メソスケール擾乱に関する研究 及び 近畿地方における梅雨観測概要紹介

* 梅本 泰子¹・手柴 充博²・山中 大学^{1,3}・柴垣 佳明⁴・橋口 浩之²・
清水 収司⁵・田中 恵信⁶・深尾 昌一郎²・X-BAIU-99・X-BAIU-02 観測グループ
(1. 神戸大自然、2. 京大宙空電波、3. FORSGC、
4. 大阪電通大、5. JAXA/EORC、6. 気象研)

1. はじめに

1998年より5年間、東シナ海及び九州地方を中心とした梅雨特別観測(X-BAIU)が行われた。京都大学宙空電波科学研究センターでは、大阪電通大と協同で鹿児島県長島町(1999、2002年)及び上甕島(2000~2002年)に境界層レーダー(BLR)を設置し、梅雨期の約1ヶ月間、連続観測を行った。この観測はその他、複数台のXバンドドップラーレーダーによる観測(1999、2001、2002年)やGPSゾンデの特別観測(長島町: 1999、2001、2002年; 鹿児島県下甕島: 2000年)、福岡・鹿児島両高層気象観測署でのラジオゾンデ特別放球の他、航空機観測、エアロゾンデ観測、気象庁観測船による特別観測なども行われた。図1に甕島の位置、BLR・DR設置場所を示す。2002年には、長島・川内にLバンドBLR、上甕島にSバンドBLRが設置され、長島・川内にXバンドドップラーレーダーが設置された。

この観測では、梅雨前線内の様々なスケールの擾乱を観測するだけでなく、九州西部に特徴的な線状降水帯も観測することが目的であった。九州西部では、この付近が低気圧の暖域側に入り下層で高相当温位の南西風が卓越すると、比較的低い標高の山岳でも地形の強制上昇により降水雲を形成し、その降水雲が背景風に流されることで線状降水帯を形成する。本研究ではこの降水帯のうち、甕島を起源とする線状降水帯(以降、甕島ラインと呼ぶ)について、BLRデータの他、Xバンドドップラーレーダー(DR)データ、気象庁現業レーダーデータ、高層気象観測データを用いてその特徴を明らかにすることを目的とする。

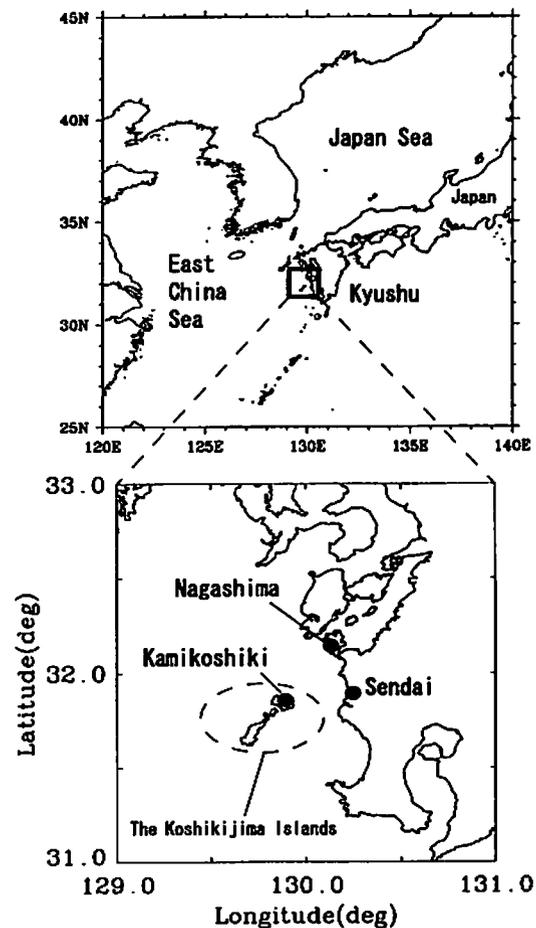


図1: X-BAIU-02 観測でのレーダー設置場所。

2. 総観場の状況

図2に2002年7月1日9時の地上天気図を示す。低気圧が日本海中部にあり、そこから東西に梅雨前線が伸びる。梅雨前線は、対馬海峡付近を通り、九州地方は梅雨前線南側に位置し、梅雨前線に向かって高相当温位の暖湿移流が卓越しやすい場となっている。

図3に、長島町で放球されたGPSゾンデの温位・相当温位・飽和相当温位の高度プロ

ファイルを示す。

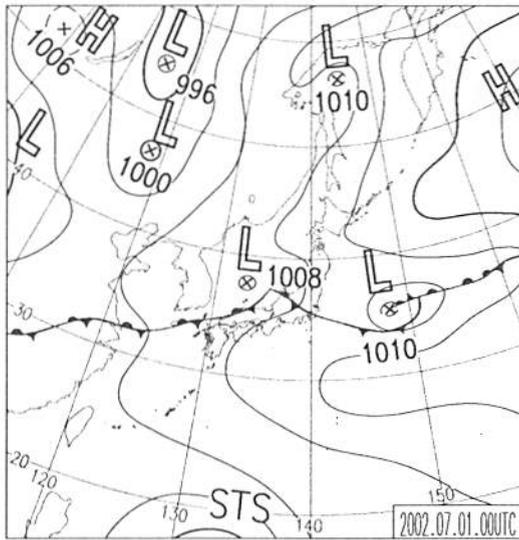


図2: 2002年7月1日9時の地上天気図(気象庁提供)。

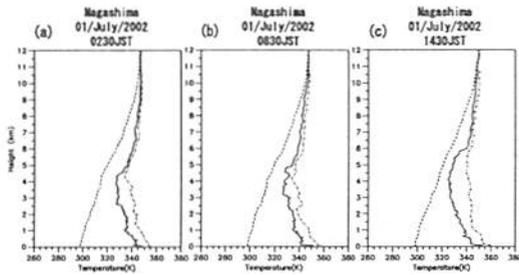


図3: 2002年7月1日(a)2時30分、(b)8時30分、(c)14時30分に長島町で放球されたGPSゾンデの温位(点線)、相当温位(実線)、飽和相当温位(一点鎖線)の高度プロファイル。

いずれの時刻も、高度4 km以下では成層は不安定であるが比較的湿度が低い。同様に甕島ラインが観測された1999年では(Teshiba *et al.*, 2002)、対流圏下層は湿度が95%を超えており、2002年のこの期間は比較的乾いた成層であると言える。GPSゾンデで得られた温・湿度プロファイル及び水平風の高度プロファイルにより、甕島(標高600 m)についてのフルード数(Fr)、凝結高度(LCL)、CAPEを計算すると、Frはいずれの時刻も1を超え、LCLは約300 m以下となり、甕島の山岳による強制上昇が起こりやすく、これにより降水雲が形成されているものと考えられる。ま

た、CAPEは1600を超え、対流が起こりやすい成層にあると言える。

図4は気象庁現業レーダーの降雨強度分布である。

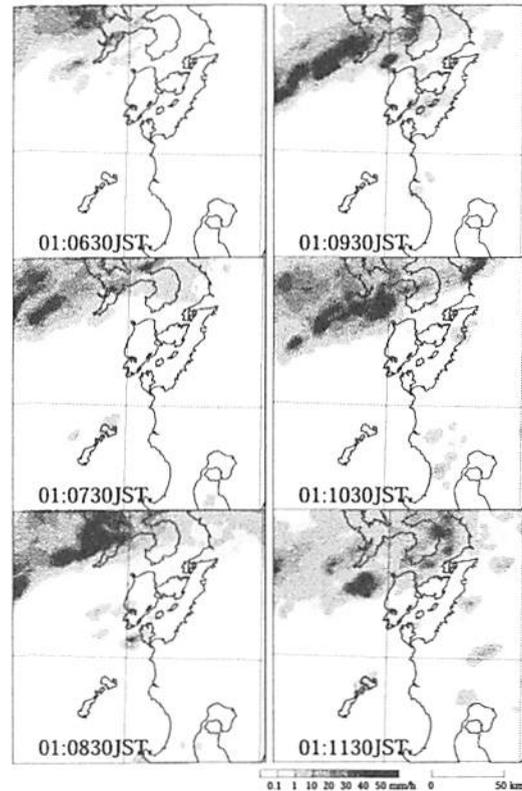


図3: 2002年7月1日6時30分~11時30分の1時間毎の気象庁現業レーダーの降雨強度水平分布。長崎半島付近に存在する降雨域は、梅雨前線に伴う降雨域に対応する。

梅雨前線に伴う降雨域はゆっくりと南下している。また、降水雲が甕島付近で形成するが連続して形成することはあまりなく、1999年に見られた甕島ライン(Teshiba *et al.*, 2002)と異なり、甕島ラインはあまり発達していない。

3. BLRで観測された風速場の特徴

図4は、上甕、長島、川内で観測された水平風の時間・高度分布である。上甕、長島では、高度1 km付近で南風、高度が上がるにつれて風向が高気圧性回転し、高度5 km付近では南西風が卓越する。一方、川内では、高度1 km付近で南東風で、高度が上がるにつれて上甕、長島と同様に風向が高気圧性回転して高度5 km付近で南風が卓越する。川内では、上甕や長島と比較して風向シアーが小さく、また風速についても上甕や長島の方

が川内よりも大きくなっている。上甕や長島は甕島ラインの内部に位置するが川内は甕島ラインの外側に位置しており、水平風の鉛直シアは甕島ラインを形成する降水雲によって形成されているものと考えられる。

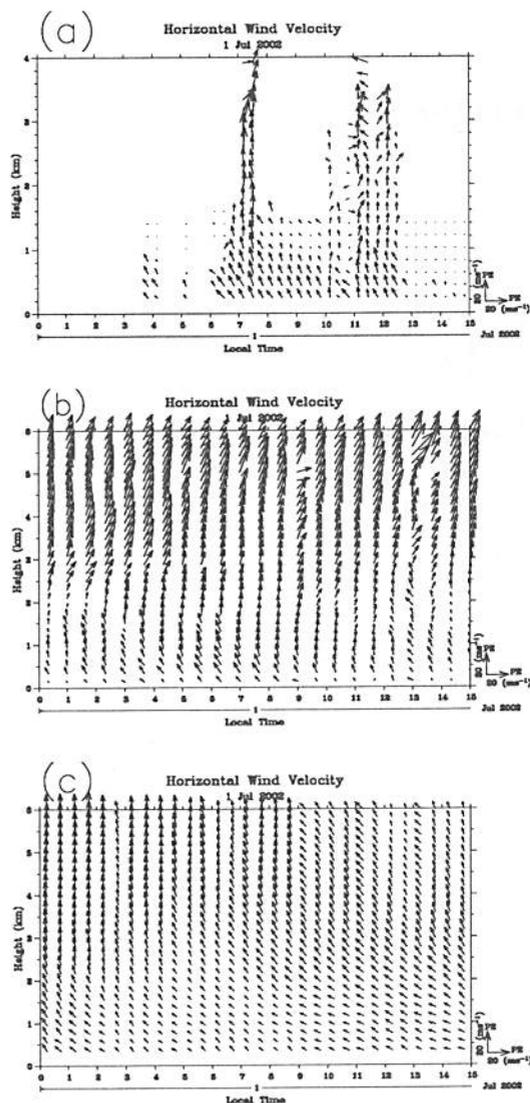


図4: (a) 上甕、(b) 長島、(c) 川内で観測された水平風の時間・高度分布。

甕島ラインを走向方向に甕島から長島へ5つの領域(a)~(e)に区切り、領域内での高度毎の水平風を平均し、高度プロファイルを作成した。領域は図5にあるように区切った。領域内で平均した理由は、降水雲内の風速変動を無視し、比較的大きなスケールでの風速変動を調べるためである。図6は、甕島ライン内部での水平風のホドグラフを示す。

初め、甕島ラインのうち甕島に近い領域(a)では、下層から上層へ向かうにつれて、甕

島ラインに平行な成分はあまり変化せず、甕島ラインに垂直な成分が負から正へと変化している。また、ほぼ甕島と長島の間地点にある領域(c)では、下層から高度2 km付近までは、甕島ラインに平行な成分が増加し、またそれに垂直な成分も増加するが、高度2 km以上では、甕島ラインに平行な成分のみが増加している。次に、長島上空に相当する領域(e)では、下層から高度2 km付近までは、甕島ラインに垂直な成分のみが増加し、その後、それに平行・垂直の両方の成分が増加している。長島でのBLR平均風プロファイル(f)では、(e)で得られたプロファイルと同様な振舞をしている。BLRデータは今回、降雨時のデータを除いた晴天大気のプロファイルを示しており、(e)で得られた風プロファイルは降雨に伴うものではなく、背景風に伴う風速変動であると考えられる。また、図6の個々の線はそれぞれ、違う時間での高度プロファイルを表すが、違う時間帯でもほぼ同様な風プロファイルが得られており、ここで見られた領域毎の風プロファイルは、甕島からの距離に依存することが予想される。つまり、山(甕島)で発生した重力波によって、甕島の下流側でライン状降水帯が形成されていると考えられるが、これについては、さらなる解析・検討が必要である。

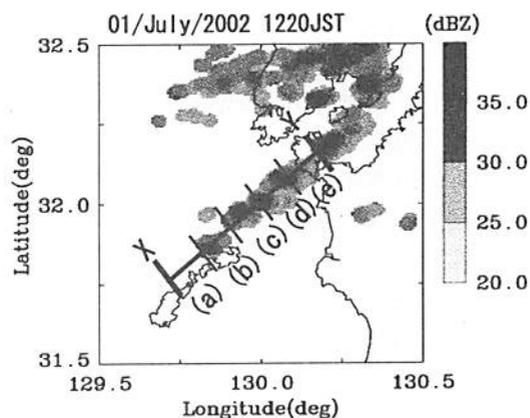


図5: 甕島ラインの領域(a)~(e)の定義を示す図。個々の領域はほぼ、降水雲の水平スケールに対応する。

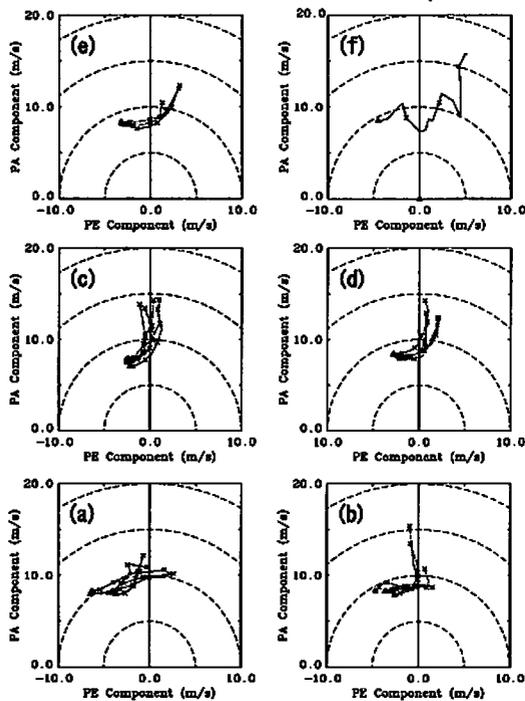


図6: 領域 (a)~(e) での水平風の、甌島ラインに水平・垂直な成分の hodograph。(f) は長島 BLR で観測された水平風の hodograph。 Δ が高度 1 km で 1 km 毎に \times をプロットしている。

4. 近畿地方梅雨特別観測概要

以上、X-BAIU 観測で得られた結果として、ウィンドプロファイラとその他の測器を組み合わせるだけでなく、ウィンドプロファイラを複数台設置して観測することにより今まで未解明であったメソスケール擾乱の内部構造を詳細に解析できるようになった。また、ウィンドプロファイラでなければ、降水がない領域での風速変動を調べることができず、一方、降水帯に影響を与えるのは降水帯内部での風速変動ではなく、その周辺での風の振舞である。したがって、このような複数の測器を用いた観測を行うことが引き続き重要である。

今回、近畿地方での梅雨観測として、2004年度以降、近畿地方梅雨特別観測 (Baiu observation with wIND profilers and Doppler radars in Kinki area; BIND-Kinki) を行っていく予定である。信楽 MU 観測所の MU レー

ダー、BLR 等のレーダー及びラジオゾンデ観測、宇治での BLR 観測を中心に、関西・伊丹の C バンド気象ドップラーレーダー、WINDAS、高層気象観測という現業で行われている観測を組み合わせを行い、近畿地方での梅雨前線に伴うメソスケール擾乱を詳細に調べる。観測概要図を図7に示す。

BIND-Kinki observation area

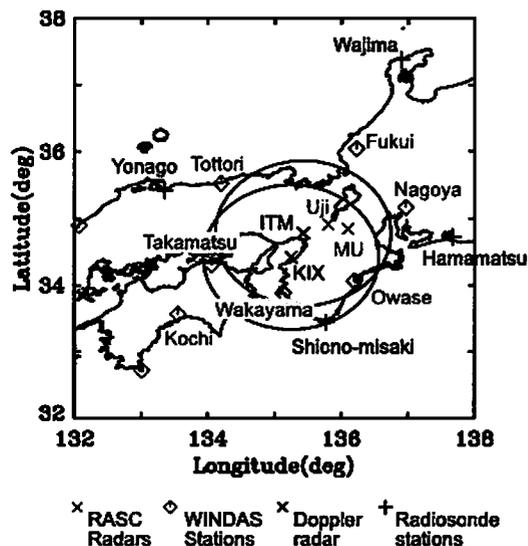


図7: 近畿地方梅雨特別観測 (BIND-Kinki) 概要図。

5. まとめ

東シナ海・九州梅雨特別観測 (X-BAIU) で観測された線状降水帯 (甌島ライン) について、2台の L バンド BLR 及び S バンド BLR、X バンドドップラーレーダー等を用いて解析した結果、甌島ライン内で高度方向に水平風のシアが見られ、このシアは降水帯内で形成されているが降水帯が形成したものではなく背景風として形成されていることが明らかとなった。今後は、甌島ライン内での風速変動を更に詳細に解析し、このような風速変動の要因を明らかにする。また、近畿地方でも同様に、様々な測器を組み合わせた観測を行い、地形の違いや下層の水蒸気移流の異なる2地方での観測結果を比較した解析を行う予定である。

対流圏における積雲対流と乱流の組織構造

堀口光章*・植田洋匡・林泰一・石川裕彦・穂積祐(京大・防災研), 橋口浩之(京大・宙空電波センター), 伊藤芳樹((株)カイジョーソニック)

1. はじめに

この研究は、対流圏における積雲対流と、大気境界層における乱流の組織構造について、その様相を主に観測により調べることを目的としている。

積雲対流に関しては、低気圧後面で発達した中規模擾乱を観測した事例を扱う。また、乱流の組織構造に関しては、安定度が中立に近い状況での大気境界層乱流を観測などにより調べた結果を述べる。

2. 低気圧後面で発達した中規模擾乱

2.1 低気圧後面の中規模擾乱について

ここでは、2000年10月8日から9日にかけて低気圧後面で発達した中規模擾乱(メソスケールの積雲対流システム)の事例を解析した結果を述べる。この擾乱により西日本で局地的大雨と発雷がもたらされ、京都府綾部では1時間に56mmの豪雨が観測された。暖候期において低気圧の後面に存在した激しい中規模擾乱についてはあまり解析例がなく、今回のものは非常に重要な事例である。

2.2 気象データの解析

総観場を見ると、低気圧のもたらす暖気と寒気が傾圧性の強い領域をその後面に形成していることが分かる。静止気象衛星(GMS)画像からは、その低気圧の後面に中規模擾乱(直径数100km程度)と思われるスパイラル状(後にコンマ状)の雲域があり、近畿地方の日本海側を通過していることが分かる。詳しく見ると、8日9時(日本標準時)に済州島付近、21時に九州北部、9日9時から21時にかけて中国地方から近畿地方へと移動している。また、GMSの赤外水蒸気チャンネルにより中規模擾乱前面への乾燥空気の流入があることが分かる。NCEP(全米環境予測センター)再解析データにより渦位解析を行うと、低気圧による下層の渦度の存在と、成層圏下部起源の高渦位が対流圏中層に下降し、中規模擾乱の渦とカップリングしている様子がうかがえる。

一方、地上での気象変化に関しては、気象庁の地域気象観測システムAMeDASによる地上での降雨域、風の分布から、強雨域をおおよそその中心として低気圧性の風の流れが見られる。この地上気象観測から、中規模擾乱の中心は信楽の北を通過したと思われるが、信楽での降雨は9日17時半から18時、19時から19時20分頃に観測され(この二つの降雨域を合わせて降雨帯と呼ぶことにする)、また、18時におけるラジオゾンデ観測では、対流圏中層に不安定な成層をした領域が見られる。

2.3 信楽でのMUレーダー観測

上記のように中規模擾乱の中心は信楽の北を通過したと思われ、MUレーダー観測の結果(図1)でも、降雨帯の中心(18時半頃)が通過する前は南寄り、通過後は北寄りの風が対流圏中層で卓越している。また、降雨帯の中心では対流圏中層で強い下降流(部分的に4m/s程度に達する)、その前後で降雨域と対応して強い上昇流(最大3m/s程度)が見られる。

2.4 低気圧後面の中規模擾乱に関するまとめ

今回の中規模擾乱の発達原因としては次のことが考えられる。すなわち、乾燥空気の流入、低気圧がもたらした強い傾圧性、成層圏下部起源の高渦位が中規模擾乱の渦とカップリングしたことである。地上観測では、中規模擾乱を中心とした低気圧性の風の場合と降雨域が観測されたが、MUレーダーでも降雨帯の通過に伴う風の変化が観測され、また降雨域に対応して強い上昇流が観測された。

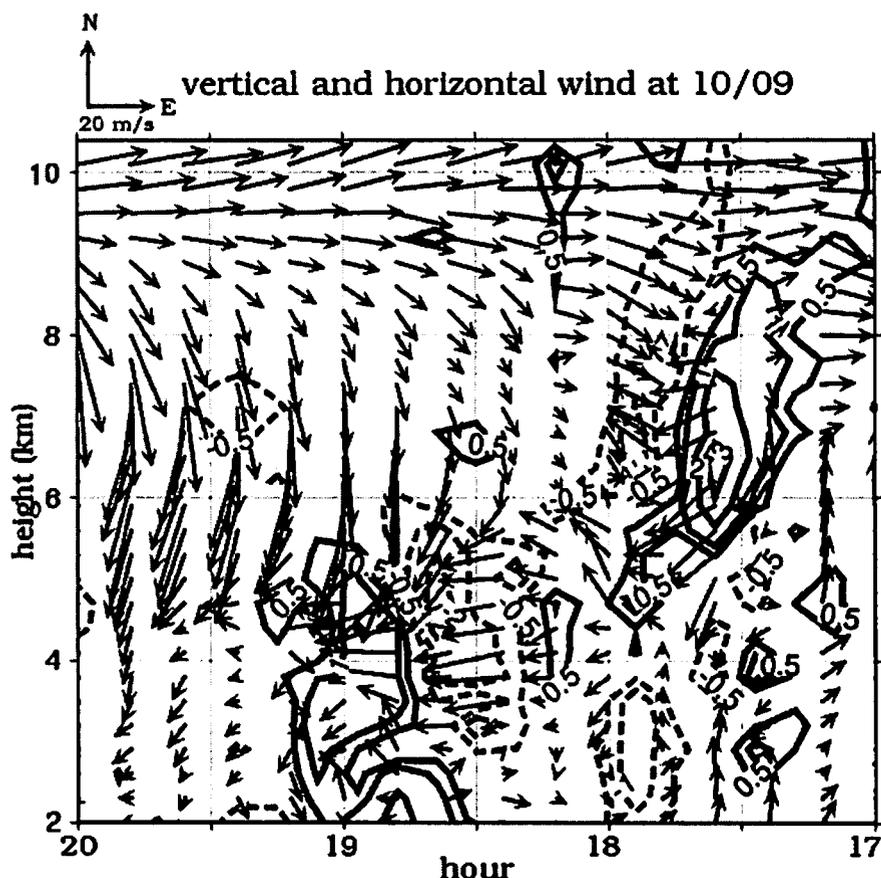


図1 MU レーダーにより観測された水平風速（ベクトルで示す）と鉛直風速（m/s）（等値線で示す）の時間高度断面図。

3. 大気境界層における乱流の組織構造

3.1 大気境界層乱流の組織構造について

境界層乱流中に組織構造 (coherent structure) が存在し、乱れの生成と乱流輸送に大きな寄与をなしていることが室内実験と数値実験により調べられている (Kline et al., 1967; Corino and Brodkey, 1969 など)。境界層乱流中には色々な構造が起こり、そのスケールもさまざまである。組織構造の例としては、壁面近くの低速筋状構造、流れ方向に軸を持った渦、アーチ状または馬蹄型の渦構造、壁面に向かっての高速流体のスweep (sweep) などが挙げられる。

従来の実験の多くは小さなレイノルズ数におけるものであったが、現実の大気境界層は非常に大きなレイノルズ数となっており、観測では大きな乱流構造として、突風前線 (gust front) (Hayashi, 1992)、微細前線 (microfront) (Gao et al., 1989) と呼ばれる構造が確認されている。

今回は、地表面加熱による影響が少なく、ほぼ中立な成層状態における大気境界層を研究対象とし、比較的大きな乱流の構造について調べることを目的とする。

観測では、大気境界層乱流について、その実際の構造について調べる。ここでは、1998～2002 年にかけて京都大学防災研究所附属災害観測実験研究センター潮岬風力実験所と京都大学宙空電波科学研究センター信楽 MU 観測所において、超音波風速温度計、ドップラーソーダ、S バンド境界層レーダー、L バンド下部対流圏レーダーなどを使用した観測の結果を解析する。また、観測では把握できない乱流構造の立体的拡がり、時間変化などを調べることを目的として、米国オクラホマ大学ストーム解析予報センターが開発した数値モデル ARPS (Advanced Regional Prediction System) を使用した数値実験も行った。

3.2 潮岬風力実験所での観測

今回解析した事例は、1998 年 12 月 8 日 11 時 10 分から 14 時 48 分にかけてのものであり、データをパート 1 から 4 に分けて扱う。この期間の天候は曇、地表近くでの風は地上 20m での超音波風速温度計で平

均風速 5.5m/s の北西風であった。また、大気の安定度は、接地層における安定度の指標である安定パラメータ z/L (Monin-Obukhov の長さ L に対する高度 z の比) で $-0.03 \sim 0.1$ 程度であり、中立に近い安定度であった。大気境界層の厚さは、境界層レーダーによるエコー強度の測定から見積もると、おおよそ 1100m である。

風速変動の特徴的な構造を調べるために、ウェーブレット変換を使用する。変数 t の関数 $f(t)$ に対する連続ウェーブレット変換によるウェーブレット係数 $T(a, b)$ (マザーウェーブレット $g(t)$, スケールパラメータ a , トランスレーションパラメータ b) (*は複素共役) は次式で表される。

$$T(a, b) = (1/a) \int_{-\infty}^{+\infty} g((t-b)/a) * f(t) dt$$

マザーウェーブレットとして、今回は次式に示す “Mexican hat” 関数を使用する。

$$g(t) = (1-t^2) \exp(-t^2/2)$$

この関数を使用するのは、この関数とフーリエ変換によって得られる関数がそれぞれの変数に対して良く局在化しており、代表的なウェーブレットとして広く使用されているからである。

さらに、風速変動のスケール分布を調べるため、次式で定義されるウェーブレット分散 $W(a)$ を用いる。

$$W(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} |T(a, b)|^2 db$$

関数 f の変動についてのエネルギー E_f は以下のように表される (C_f は係数)。

$$\begin{aligned} E_f &= \int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt = (1/C_f) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} |T(a, b)|^2 (1/a) da db \\ &= (1/C_f) \int_0^{+\infty} W(a) (1/a) da \\ &= (1/C_f) \int_0^{+\infty} W(a) d \log a \end{aligned}$$

そこで、横軸にスケールパラメータ a を対数軸上に表し、縦軸にウェーブレット分散 $W(a)$ を取れば、 $W(a)$ の下の面積が変動のエネルギーに比例する。

超音波風速温度計による水平面内平均流方向の風速成分 u に連続ウェーブレット変換を施す。比較的大きなスケールの構造を調べることを目的として、時間スケール 160 秒のウェーブレット係数が設定したしきい値 (2.8m/s) 以上になる場合をイベントとして抽出する (全部で 6 イベント)。そして、ドップラーソナーによる各高度での風速成分 u, w (w は鉛直風速成分) について平均値からの偏差を求め、それを標準偏差で規格化し、全イベントによる平均のパターンを作成する (図 2)。その結果、高度 200m 周辺でイベント中心より 30 秒程度前の時間を中心とした下降する強風域の構造が抽出される。

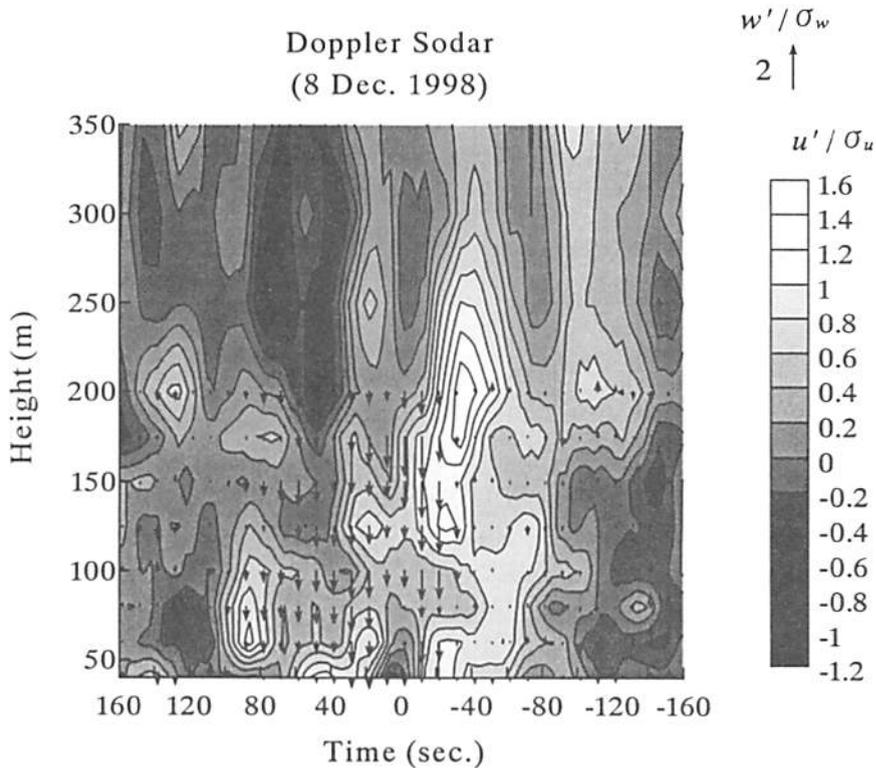


図2 イベント時のドップラーソーダデータから作成した風速変動の平均パターン(時間高度断面図上に示す)(1998年12月8日).

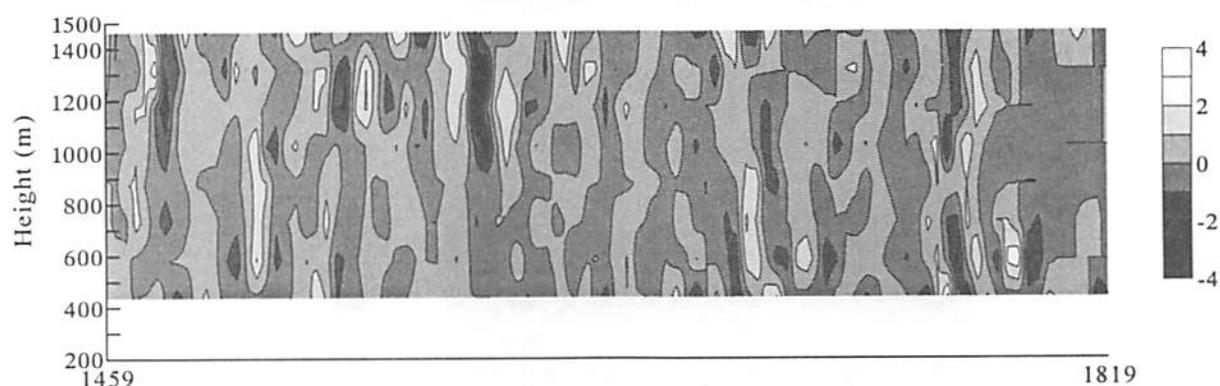
3.3 信楽 MU 観測所における観測

今回解析を行った観測は、2000年10月12日14時50分より18時28分にかけてのものであり、データをパート1から4に分けて扱う。なお、この日の天候は曇であった。地上7.5mに設置した超音波風速温度計による地表近くでの風は、平均風速が各パートで0.9, 0.9, 1.6, 1.5m/s、平均風向は239, 271, 354, 358度であった。大気安定度は、始め不安定(パート1で $z/L=-1.34$)、その後は中立に近い状況(パート2から4で $z/L=-0.06, -0.01, 0.15$)であった。大気境界層の厚さは、下部対流圏レーダーによるエコー強度の測定よりおよそ1500m程度と見積られる。

地上での超音波風速温度計により平均流方向を定め、その風速成分 u (規格化した値) についてドップラーソーダと下部対流圏レーダーの各高度のデータに“Mexican hat”関数による連続ウェーブレット変換を施す。下部対流圏レーダーについては各風速成分について欠測が多いので、地上での平均流方向がパート1, 2で西風に近く、パート3, 4で北風に近いことから、パート1, 2では東西方向成分、パート3, 4では南北方向成分の風速データを風速成分 u の近似値として使用し、データの欠測については内挿して補完する。そして、数分程度の風速構造を見るために、時間スケール240秒についてのウェーブレット係数の時間高度断面図を作る(図3)。その結果、鉛直方向に広く伸びた強風域の構造が見られ、時には境界層全層に広がっていることが分かる。

Wavelet Transform (Time Scale : 240s)

LTR - norm. nearly u (12 Oct. 2000)



Doppler Sodar - norm. u (12 Oct. 2000)

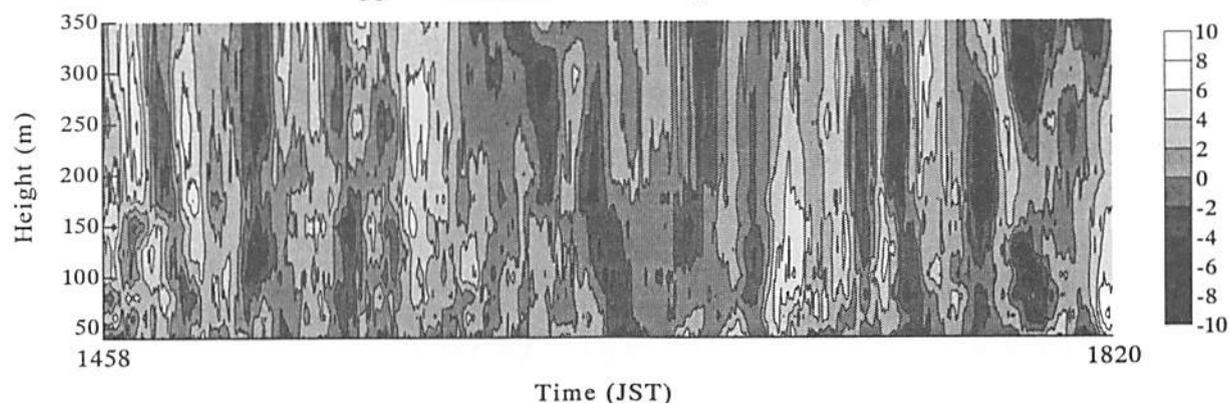


図3 ドップラーソーダ風速成分 u (規格化した値) (下図) と下部対流圏レーダー風速成分 u (近似値) (規格化した値) (上図) に対するウェーブレット係数 (m/s) (時間スケール 240 秒) の時間高度断面図 (2000 年 10 月 12 日).

3.4 大気境界層乱流の数値実験

今回使用した数値モデル ARPS は米国オクラホマ大学ストーム解析予報センターが開発した非静力学・雲解像モデルである。予報変数は、水平 x, y 方向と鉛直 z 方向についての風速 3 成分 (u, v, w), 温位の擾乱成分 θ' , 気圧の擾乱成分 p' (+水物質) である。

今回の大気境界層乱流の数値実験における各種条件, パラメータは次の通りである。

格子点数は水平方向 160×160 点, 鉛直方向 80 点, 格子間隔は水平方向 30m, 鉛直方向 15m としている。サブグリッドスケールの乱流パラメタリゼーションには Smagorinsky スキームを使用し, 渦粘性係数についての Smagorinsky 定数は 0.15 としている。境界条件については, 側面が周期境界条件, 上面が線型静力学的放射境界条件である。下面については, 固定壁 (free-slip) 境界条件であるが, 地表面による摩擦応力を与えているのに加えて, 始めより 4000 秒間のみ熱フラックスを与えて鉛直方向に早く混合されるようにしている。

初期場は, 計算の安定化のために中立に近いがやや安定とした成層状態の温位高度分布 (高度 1000m より上部では温度逆転層) で, 風速が高度方向に一定 (x 方向に 20m/s) である水平一様な場に, 領域全体にわたりランダムな温位擾乱 (最大 2.5K) を与える。積分時間は 50000 秒である。

計算結果の高度 7.5m における平均流方向風速成分 u の水平分布を見ると, 平均流方向 (x 方向から y 方向へと約 20 度傾いた方向) に伸びた筋状の構造が卓越している (図 4)。上空ではこの構造は地表面近くに比較して平均流方向への伸び方が鈍くなっている。鉛直断面における風速変動の状況を調べると, 数 100m から 1km 程度の空間スケールを持った強風域・弱風域の構造が鉛直方向に広がっている様子が分かる。強風域では下向きの鉛直風速 (風速成分 w) であることが多く, 一方, 弱風域では上向きの鉛直風速を示す場合が多い。従って, これらの風速構造に伴って運動量フラックスが下方に輸送されている。

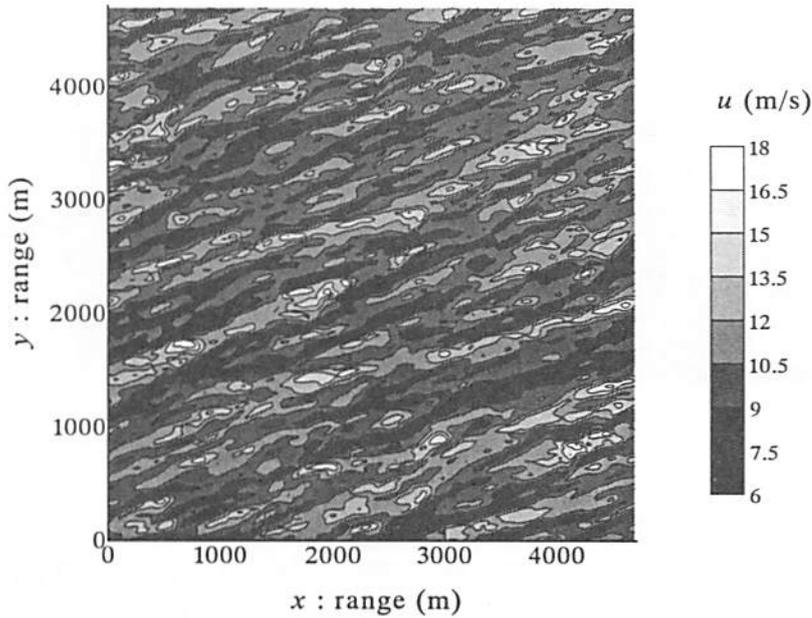


図4 高度 7.5m における平均流方向風速成分 u の水平分布

平均流方向の風速成分について、計算格子の最下層である高度 7.5m におけるウェーブレット分散は、空間スケール 640m で最大となっている。その空間スケールを風速変動の特徴的なスケールとして考え、ウェーブレット係数が設定したしきい値 (2.6m/s) を越えて、かつ極大となる場所を捜し、その場所をイベントの中心とする。こうして抽出されたイベントは 7 個であり、各高度における風速変動成分をそれぞれの標準偏差で規格化した値について、イベント中心を通る平均流方向鉛直断面について合成した図を作成する。観測結果と比較対照するため、平均流方向の空間スケールを高度 7.5m での平均風速により時間スケールに置き直して表現したのが図 5 である。下降する動きを示す強風域の構造は、風上方向に傾いて地表付近より高度 150m 程度まで広がっており、その前方に弱風域が存在している。

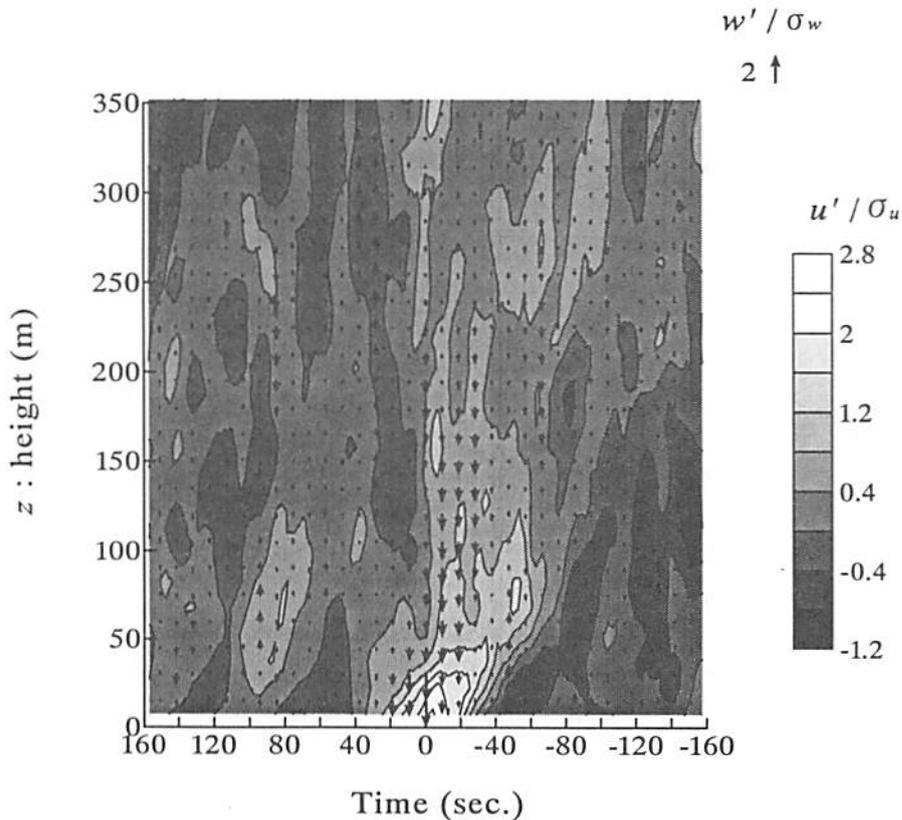


図5 イベント時の風速変動から作成した平均流方向鉛直断面における平均パターン。

地表面近くの高度での風速変動からイベントを抽出したので、ここで見られる鉛直構造は、地表面近くで顕著に見られる筋状の構造を鉛直方向に見たものである。従って、筋状の構造は、上空から侵入してきた強風域の構造が地表面近くで引き延ばされたものであると推測することができる。

3.5 大気境界層乱流の組織構造に関するまとめ

地上付近の風速変動から、比較的大きなスケールを持った下降する動きを示す強風域の構造を抽出すると、この構造は風上方向に傾いて地表付近より高度 200m 程度まで明瞭に拡がっており、その前方に弱風域が存在していることが分かる。数値実験の結果と合わせて検討すると、この構造は上空の強風域が下方へ侵入してくることによる構造であり、地表近くで引き延ばされて筋状の構造を形成すると考えられる。

また、ドップラーソーダ、下部対流圏レーダーによる観測で、強風域の構造は鉛直方向に広く伸びており、場合によっては境界層全層にわたっていることが分かる。

4. おわりに

主に信楽 MU 観測所での観測結果をもとにして、積雲対流システムである中規模擾乱と、大気境界層乱流の組織構造について調べた結果を述べた。それぞれの研究に関しては、今後観測事例を増やし、数値実験による解析を並行させながら、さらにそれらの構造、発生・発達機構などについて研究を進めていく必要がある。

謝 辞

京都大学防災研究所附属災害観測実験研究センター潮岬風力実験所と京都大学宙空電波科学研究センター信楽 MU 観測所での観測に際して、潮岬風力実験所と信楽 MU 観測所の皆様に御協力と御援助をいただいた。また、数値実験については、米国オクラホマ大学ストーム解析予報センターが開発した数値モデル ARPS (Advanced Regional Prediction System) を使用した。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- Corino, E.R. and Brodkey, R.S. (1969): A visual investigation of the wall region in turbulent flow, Jour. Fluid Mech., Vol.37, pp.1-30.
- Gao, W., Shaw, R.H. and Paw U, K.T. (1989): Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, Boundary-layer Meteorol., Vol.47, pp.349-377.
- Hayashi, T. (1992): Gust and downward momentum transport in the atmospheric surface layer, Boundary-layer Meteorol., Vol.58, pp.33-49.
- Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W. (1967): The structure of turbulent boundary layers, Jour. Fluid Mech., Vol.30, pp.741-773.

MU レーダーを用いた自由大気中の乱流拡散について

京都大学防災研究所 福井哲央・植田洋匡・堀口光章
京都大学宙空電波科学研究センター 古本淳一・岩井聡

Turbulent diffusivity in free atmosphere based on the MU radar observation

Tetsuo Fukui^{*1}, Hiromasa Ueda^{*1}, Mitsuaki Horiguchi^{*1}, Junichi Furumoto^{*2} and Satoshi Iwai^{*2}

^{*1}Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Japan

^{*2}Radio Science Center for Space and Atmosphere, Kyoto University, Japan

Abstract: Direct measurement of eddy diffusivity for momentum K_m in the upper troposphere and in the lower stratosphere under clear air conditions was made by the MU radar, and dependence of K_m on the stratification was examined. K_m ranged in the order of $10\text{m}^2\text{s}^{-1}$ in the upper troposphere and decreased gradually in the stratosphere down to one order or more at 20km level. Using the observed values of turbulent kinetic energy k and ϵ , K_m was estimated by the algebraic stress model (Uno, Ueda and Wakamatsu, 1989). This model showed the best fit with the direct measurement of K_m . Direct measurement of eddy diffusivity for heat K_h by continuous measurement of temperature by RASS was also attempted. K_h also agreed well in the upper troposphere with that estimated by the algebraic stress model and that estimated from half-power half width of the radar Doppler velocity spectrum and turbulence energy dissipation rate (Hocking, 1985; Fukao *et al.*, 1986, 1994). Assuming the eddy diffusivity K_h in neutral stability condition as $K_h=0.0023U_w \delta$ where U_w is the gradient wind speed and δ the boundary layer thickness, the stability dependence was examined for the ratio K_m/K_h . It was proportional to Ri^{-1} in the range of $Ri \sim 10$ and well represented by the empirical formula $K_m/K_h=(1+15Ri)^{-1}$ presented in the previous paper (Ueda *et al.*, 1981). Thus, it is concluded that the algebraic stress model be applicable to predict the eddy diffusivity and its stability dependence even in the clear free atmosphere above the planetary boundary layer once the k and ϵ values were observed or predicted from k - and ϵ -equations.

1. 緒言

大気境界層よりも上層の対流圏及び成層圏は自由大気といわれるが、晴天自由大気中における乱流拡散の特徴及びその生成要因を調べることは、大気環境に関わる、黄砂、大気汚染物質、火山灰等の輸送の問題を考える際に非常に重要である。鉛直渦拡散係数（以下、渦拡散係数）は拡散過程を表現する乱流パラメータであり、これら微量物質の大気中における輸送過程をモデルにより表現する際に最も重要となる。渦拡散係数を推定する様々な方法が提案されているが、晴天自由大気中においては観測データが不十分なために、渦拡散係数を連続長時間にわたり測定した研究例は少なく、拡散過程が十分には理解されていない。大気の運動を精度良く予測するためには、気象モデルや物質輸送モデルの乱流拡散スキームにおいてこの乱流拡散による効果をより詳細に扱う必要がある。

Hocking (1983, 1985, 1986), Fukao *et al.* (1986, 1994)は MU レーダーのサンプル体積内の風速変動のみに依存する

受信ドップラースペクトル幅 σ から乱流エネルギー消散率 ϵ を導出し、Lilly *et al.* (1974)により提唱された、乱流の浮力生成とシアー生成が 1:4 になるという仮定を用いて熱の渦拡散係数を導出した。Fukao *et al.* (1986, 1994), Kurosaki *et al.* (1996)はこの渦拡散係数を用いて、上部対流圏、下部成層圏における渦拡散係数の季節変動、年々変動を調べ、渦拡散係数は冬季に対流圏界面付近で最大になること、渦拡散係数と重力波の運動の季節変動が一致することなどを明らかにしたが、自由大気中における拡散過程がより短い時間スケールにおいて気象条件や大気安定度によどの程度依存するかについては明らかにされていない。渦拡散係数は雲の有無、成層状態などにより短い時間スケールで複雑に変化することが考えられるため、気象条件や大気安定度の違いに着目しながら数時間程度の短い時間スケールにおいて自由大気における拡散過程を研究する必要がある。

本研究では晴天自由大気における渦拡散係数を MU レーダー観測から直接測定し、渦拡散係数の大気安定度依存

性を調べ、乱流モデルにより算出した渦拡散係数との比較により、乱流モデルの有用性を考察することを目的とする。

2. 乱流パラメータの算出方法

2.1 渦拡散係数の直接測定

MU レーダーにより 5 方向のドップラー速度を測定し、同時に RASS 及びラジオゾンデにより温位 θ を測定した。風速の平均成分 U, V, W と変動成分 u, v, w は MU レーダーのドップラーシフトから算出した。運動量及び熱の渦拡散係数は定義式により

$$K_m = -\overline{u_h w} / \frac{\partial U_h}{\partial z} \quad (1)$$

$$K_h = -\overline{\theta w} / \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2)$$

となる。ここで添え字の h は水平成分、式中のバーは平均を表す。雲の有無はラジオゾンデにより測定した相対湿度などから判断した。平均温度場は以下の Brunt-Vaisala 振動数 N と gradient Richardson 数 Ri を用いて表した。

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right) \quad (3)$$

$$Ri = N^2 / \left(\frac{\partial U_h}{\partial z} \right)^2 \quad (4)$$

ここで T は気温、 g は重力加速度、 C_p は定圧比熱である。

2.2 乱流エネルギー—消散率

Hocking (1983, 1985, 1986), Fukao *et al.* (1986, 1994) は MU レーダーのサンプル体積内の風速変動のみに依存する受信ドップラースペクトル幅 σ から乱流エネルギー消散率 ε を導出した。

$$\varepsilon = 0.3N\sigma^2 \quad (5)$$

本研究ではこの式により ε を算出する。

3. 渦拡散係数のモデル算出法

3.1 Hocking' Method

式(5)により ε を算出し、Lilly *et al.* (1974) により提唱された、乱流の浮力生成とシア—生成が 1:4 になるという仮定を用いると以下のように熱の渦拡散係数が導出される (Hocking, 1985; Fukao *et al.*, 1986, 1994).

$$K_h = 0.1\sigma^2 / N \quad (6)$$

厳密に言えば、この熱の渦拡散係数は上部対流圏や下部成層圏のような安定成層状態では運動量の渦拡散係数 K_m よりもかなり小さい (Ueda *et al.*, 1981).

以下、式(6)から渦拡散係数を算出する方法を Hocking' Method と呼ぶことにする。ドップラースペクトル幅 σ には、MU レーダーのビーム 5 方向の観測値を平均し、さら

に 2 時間平均した値を用いた。式(3)で定義した N に含まれる温位 θ はそれぞれ 2 時間の解析期間の最初の時刻 (例えば 2000 年 10 月 4 日 12:00-14:00LST の事例では 12:00LST) に打ち上げられたラジオゾンデの温度、気圧データから算出し、この値を解析事例の 2 時間平均値として用いた。

3.2 Standard k- ε Model

Launder and Spalding (1974) の standard $k-\varepsilon$ model (以下、SKEM) では中立成層状態で運動量の渦拡散係数と熱の渦拡散係数はほぼ等しいと仮定して以下のように表す。

$$K_m = K_h = 0.09k^2/\varepsilon \quad (7)$$

ここで、

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (8)$$

は乱流運動エネルギーであり、 ε は式(5)より算出したものを用いた。

3.3 Algebraic Stress Model

Uno, Ueda and Wakamatsu (1989), Takagi *et al.* (1998) はレイノルズ応力及び乱流熱フラックス方程式の拡散項及び消滅項が乱流エネルギー方程式のそれらと比例することを仮定して algebraic stress model (以下、ASM) を導出した。運動量の渦拡散係数は

$$K_m = C_m k^2/\varepsilon \quad (9)$$

と表される。ここで、

$$C_m = \omega \frac{\overline{w^2}}{k}$$

$$C_h = \alpha \frac{\overline{w^2}}{k}$$

$$\omega = \frac{1 - C_2 - (3/2)C_2C'_2 f - \phi_{H1}(1 - C_3)(1 - C_{2i})\alpha B}{\phi_M^{-1} + \phi_{H1}(1 - C_3)B}$$

$$\alpha = \phi_H [1 + 2RB\phi_H(1 - C_{3i})]^{-1}$$

$$B = \frac{k^2}{\varepsilon} \beta g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

$$\phi_H = [C_{1i} + C'_{1i} f]^{-1}, \quad \phi_{H1} = 1/C_{1i}$$

$$\phi_M = [C_1 + (3/2)C'_1 f]^{-1}$$

であり、 β は体積膨張率 ($\beta = 1/T_0$; $T_0 = 273K$) である。

f は地面効果関数であるが、本研究のように自由大気中では地面の影響はないと仮定して $f=0$ とした。 $C_1=1.804$, $C_2=0.594$, $C_3=0.5$, $C'_1=0.599$, $C'_2=0.307$, $C_{1i}=2.916$, $C_{2i}=0.448$, $C_{3i}=0.33$, $C'_{1i}=0.604$, $R=0.7$ は風洞実験などから導出された経験的なモデル定数である。

4. 解析期間及び使用データ

本研究では、2000年及び2002年にMUレーダーとラジオゾンデによる同時観測が行なわれた期間のうち、雲による影響がなるべく少ない晴天日を選び、以下のように2時間のサンプルを採った。

- (1) 2000年10月4日 12:00 - 14:00 LST
- (2) 2000年10月5日 16:00 - 18:00 LST
- (3) 2002年9月23日 20:00 - 22:00 LST
- (4) 2002年9月24日 08:00 - 10:00 LST

このうち、(3)、(4)の事例は、MUレーダー観測と同時にRASSによる気温の連続観測が行なわれた。解析対象とする高度は4~20kmの上部対流圏、下部成層圏である。

本研究では以下の観測データを使用した。

- ・MUレーダーの3次元風速、エコー強度、ドップラースベクトル幅

観測データの時間間隔は2分(2002年9月23~24日はRASSの時間間隔に合わせて2.7分間隔とした)、高度間隔は150mである。3次元風速、ドップラースベクトル幅は渦拡散係数の算出に用い、エコー強度は雲の有無による大気の流れを調べるために用いた。

- ・RASSの気温

RASSにより観測した気温は熱の渦拡散係数の導出時に必要な鉛直熱フラックスの直接測定に用いた。時間間隔は2.7分、高度間隔は150mである。

- ・ラジオゾンデの気温、気圧、相対湿度

ラジオゾンデの気温、相対湿度は大気状態の把握のために用いた。気圧は高度、気温とともに温位の算出に用いた。使用したデータの高度間隔はMUレーダーと同様に150mである。

5. 結果及び考察

5.1 大気状態

解析期間における鉛直風速はいずれのものも3 m/s以内で時間変動し、2時間平均で0.5 m/s以内に納まり、対流といえるほどの強い上昇流は見られなかった。水平風速は、いずれの解析期間も高度10~15 kmで西風成分がピークを持ち、その上下5 kmで風速の鉛直勾配が大きくなった。

Fig. 1に2000年10月4日12:00-14:00LSTの大気状態を示した。気温の鉛直分布を見ると、1999年2月19日13:00LSTの場合は対流圏界面の高度が高く、高度18 km付近に存在することがわかる。高度15 km付近に対流圏界面が存在する。ここで、対流圏界面の高度はWMO (World Meteorological Organization)の定義により、気温減率 $-dT/dz$ が 2 K km^{-1} を下回る最低高度であり、この高度から鉛直上方2 kmの間に気温減率が 2 K km^{-1} を超えない高度としている。温位は全高度にわたって高度とともに単調増加し、解析期間として選んだ大気は安定成層をしていた。高度4 km

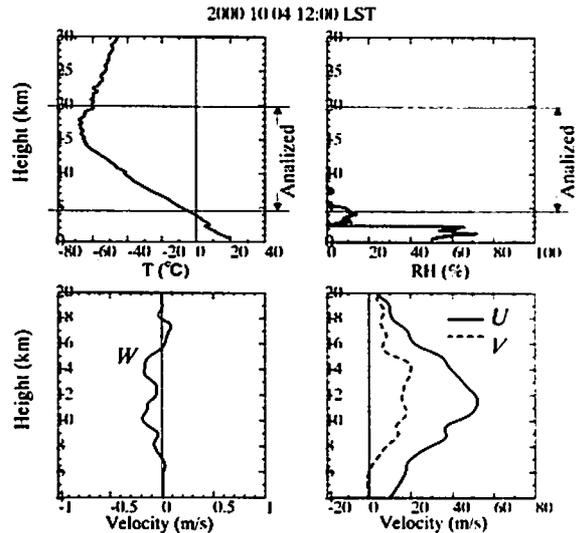


Fig. 1. 2000年10月4日12:00LSTの大気状態

以上では殆ど相対湿度は20%以下であり、MUレーダーのビーム5方向の平均をとったエコー強度が大きい領域も見られず、雲は存在していなかったといえる。対流圏内で局所的に湿度の高い高度が見られる場合、その領域では水蒸気が渦拡散係数などの乱流パラメータに影響を与える可能性があるが、それ以外の領域では乱流パラメータは風の鉛直シアや成層状態によって決まると考えられる。

5.2 渦拡散係数の直接測定値とモデル値との比較

直接測定により式(1)から算出した渦拡散係数 K_m 、式(4)から算出したRichardson数 Ri 、Brunt-Vaisala振動数 N 、平均水平風速の鉛直勾配の大きさ $|dU_x/dz|$ の鉛直分布をFig. 2に示し、これらパラメータの相互関係を調べた。2002年9月23~24日の事例には高度8 kmまでの対流圏におけるRASS観測により直接測定した熱の渦拡散係数をプロットしてある。 Ri は観測誤差や水平風速の鉛直シアにより大きく変動するので、移動平均をとって平滑化した。 Ri 、 N の算出に必要な平均温位の鉛直勾配 $d\theta/dz$ には、いずれの事例もラジオゾンデにより観測した気温、気圧から算出した温位を用いた。渦拡散係数は上部対流圏では $1-10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 程度の値をとり、鉛直方向にあまり変化しないが、下部成層圏では渦拡散係数は単調減少する傾向があり、高度20 km付近で上部対流圏でとる値より1桁ほど値が小さかった。ジェットの高度付近を除けば、 Ri は高度とともに成層安定度の増加により単調増加し、 $10-100$ の値に達した。ジェット付近の Ri は以降の渦拡散係数の大気安定度依存性についての考察において使用しないことにする。直接測定により算出した運動量の渦拡散係数と比較すると、高度15 km以上の下部成層圏では Ri が単調増加する一方で、渦拡散係数は単調減少するかほぼ一定になる傾向があるので、両者に負の相関があり、自由大気中における拡散過程が大気安定度にかかなり依存している。

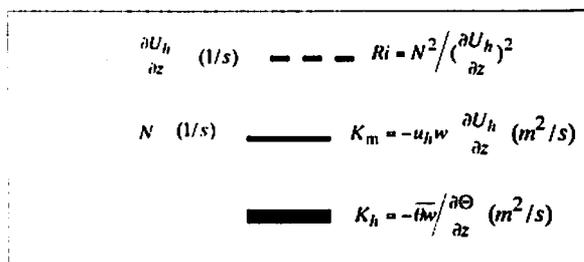
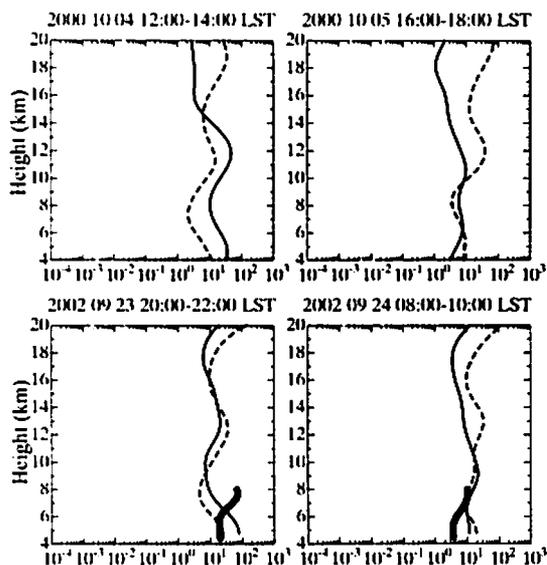


Fig. 2. 直接測定した渦拡散係数と風のシア、安定度パラメータの鉛直分布.

直接測定した渦拡散係数と Hocking' Method, SKEM, ASM により算出した渦拡散係数の鉛直分布を Fig. 3 に示した。2002 年 9 月の事例には直接測定した熱の渦拡散係数と ASM により算出した熱の渦拡散係数もプロットしてある。ここでは、直接測定により算出した渦拡散係数が最も現実大気を表しているとして他の算出法により算出した渦拡散係数を比較する。前述したように、ジェットのパーク付近における直接測定により算出した渦拡散係数は評価が難しいので使用していない。

運動量の渦拡散係数はいずれの手法により算出した場合も高度 15 km までの上部対流圏では約 $10 \text{ m}^2/\text{s}$ 前後の値を示し、鉛直方向にあまり変化しないが、下部成層圏では高度とともに単調減少して約 $1 \text{ m}^2/\text{s}$ 前後になる傾向が見られた。SKEM により算出した渦拡散係数は 2000 年 10 月の場合はジェット付近を除き直接測定値とよく一致しているが、2002 年 9 月の場合は 2000 年 10 月の場合と比べて乱流エネルギー消散率 ϵ が 1 桁ほど小さく、乱流運動エネルギー k が下部成層圏であり減少しなかったため、直接測定により算出した渦拡散係数に比べてかなり大きくなる傾向が見られる。また、SKEM で用いられている式(7)のモデル定数 0.09 は中立成層の場合を仮定している。この定数は ASM では成層が安定すると減少すると仮定されている。

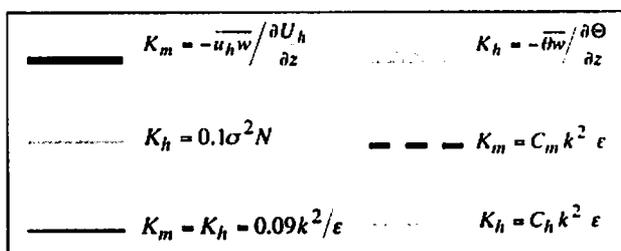
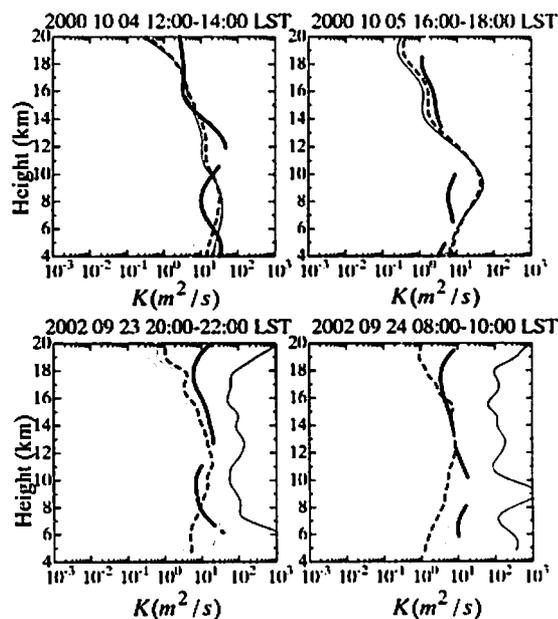


Fig. 3. 渦拡散係数の直接測定値とモデル算出値との比較.

ASM により算出した運動量の渦拡散係数は 2000 年 10 月 5 日のジェットのピークにあたる高度 10~12 km 付近や 2002 年 9 月の高度 8 km 以下の水平風速シアが小さい高度を除いて、直接測定した渦拡散係数と最もよく一致した。このモデルは式(9)のモデル係数 C_m が成層安定度に依存することを考慮しているため、SKEM よりも正確な渦拡散係数の算出ができたと考えられる。

ASM により算出した熱の渦拡散係数は高度 6 km 以下では直接測定値と差が見られるが、2002 年 9 月 23 日 20:00-22:00LST の場合を除き、高度とともに直接測定値に近づく傾向がある。ASM により算出した熱の渦拡散係数と Hocking' Method による渦拡散係数は全高度においてよく一致し、仮に高度 8 km 以上においても熱の渦拡散係数の直接測定ができる場合、上部対流圏、下部成層圏において相互に一致する可能性が考えられる。

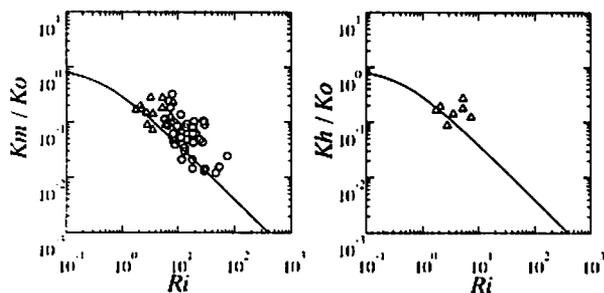
5.3 渦拡散係数の大気安定度依存性

前節で直接測定により算出した運動量及び熱の渦拡散係数について、その大気安定度依存性を調べた。大気安定度の指標には式(4)で定義した Ricardson 数 Ri を用いた。渦拡散係数を無次元化し、 Ri と対応させるため、中立成層状態における渦拡散係数 $K_0 = 0.0023 U_\infty \delta$ を仮定し、 K_m / K_0 、 K_h / K_0 の大気安定度依存性を調べた。ここで、 U_∞ は高度 4

~6 km の平均水平風速, δ は境界層の厚さであり, 2 km の一定値として仮定した。また, ジェットのピークに当たる高度, 相対湿度が 50% 以上になる高度における渦拡散係数は除去した。

Fig. 4 に運動量及び熱の渦拡散係数と大気安定度の関係を示した。運動量の渦拡散係数 K_m / K_0 は $Ri \sim 10$ 付近において Ri^{-1} に比例し, ASM で予測値した曲線と Ueda *et al.* (1981) により提唱された経験式 $K_m / K_0 = (1+15Ri)^{-1}$ をよく表していた。熱の渦拡散係数 K_h / K_0 と大気安定度の関係については, RASS の観測可能な高度範囲が 4~8 km であるため, プロットした点が非常に少ないが, ASM の予測した曲線上にあり, 運動量の渦拡散係数と同様に Ri が増加することにも減少し, 経験式 $K_m / K_0 = (1+15Ri)^{-1}$ をよく表すと推測できるが, 強安定成層の場合は運動量の渦拡散係数よりも急激に減少する可能性が考えられる。

以上の結果から, 境界層より上層の晴天自由大気においても, 乱流運動エネルギー k と乱流エネルギー消散率 ε を観測するか $k-\varepsilon$ 方程式系により予測すれば, ASM により渦拡散係数とその大気安定度依存性のある程度予測することが可能であることが明らかになった。



$$K_0 = 0.0023 U_\infty \delta$$

U_∞ : $z=4\sim 6$ km の平均水平風速

δ : 境界層の厚さ (=2 km)

▲ $z=14\sim 20$ km

○ $z=4\sim 10$ km

Fig.4. 渦拡散係数の大気安定度依存性。図中の曲線は ASM による予測。

6. 結論

境界層より上層の晴天自由大気における詳細な拡散過程を理解するため, MU レーダー観測により晴天時の上部対流圏及び下部成層圏における運動量の鉛直渦拡散係数 K_m を直接測定し, その大気安定度依存性について調べた。

晴天時の上部対流圏, 下部成層圏における渦拡散係数を散乱ドップラーズベクトルから直接測定した。風速の平均成分 U, V, W と変動成分 u, v, w は MU レーダーにより測定し, 同時に温位と湿度はラジオゾンデにより測定した。渦

拡散係数 K_m は定義式

$$K_m = -\overline{u_h w} / \frac{\partial U_h}{\partial z}$$

から得られた。添え字の h は水平成分を表す。

K_m は上部対流圏において $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のオーダーの値を示し, 下部成層圏において徐々に減少し, 高度 20 km 付近で 1桁小さな値まで減少した。Hocking (1985), Fukao *et al.* (1986, 1994) により提唱された, MU レーダーのドップラー速度スペクトル幅 σ と乱流エネルギー消散率 ε を関係付けた熱の鉛直渦拡散係数の式 $K_h = 0.1 \sigma^2 / N$ は直接測定した K_m とよく一致した。

乱流運動エネルギー k 及び ε の観測値を用いて standard $k-\varepsilon$ model (Launder and Spalding, 1974) 及び algebraic stress model (Uno, Ueda and Wakamatsu, 1989) により K_m を算出した。algebraic stress model により算出した K_m は直接測定した K_m と最もよく一致した。

MU レーダーと同時に, 高度 8 km 以下の対流圏において RASS による気温の連続観測データから温位の平均成分と変動成分を測定し, 熱の渦拡散係数 K_h を定義式

$$K_h = -\overline{\theta w} / \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

により算出する試みを行なった。 K_h は高度 5 km 以下では algebraic stress model による算出値と異なったが, 高度とともに algebraic stress model による算出値に近づく傾向が見られた。

中立成層における渦拡散係数 K_0 を $K_0 = 0.0023 U_\infty \delta$ (U_∞ は高度 4-6 km の平均水平風速, δ は境界層の厚さ) と仮定し, K_m / K_0 の大気安定度依存性を調べたところ, K_m / K_0 は $Ri \sim 10$ 付近において Ri^{-1} に比例し, algebraic stress model による予測値と Ueda *et al.* (1981) により提唱された経験式 $K_m / K_0 = (1+15Ri)^{-1}$ をよく表していた。

以上のことから, 境界層より上層の晴天自由大気においても, 乱流運動エネルギー k と乱流エネルギー消散率 ε を観測するか $k-\varepsilon$ 方程式系により予測すれば, algebraic stress model により渦拡散係数のある程度予測できることが明らかになった。

謝辞

本研究を進めるにあたり, MU レーダー観測データベースの利用については, 京都大学宙空電波科学研究センターの深尾昌一郎教授, 津田敏隆教授, 橋口浩之助教授, 中村卓司助教授, 日本学術振興会特別研究員の古本淳一氏に MU レーダー及び RASS の観測データを提供していただき, その解析において様々な御指導を頂きました。皆様の御厚意に心より感謝の意を表します。

参考文献

- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, M. Yamamoto, and S. Kato, High resolution turbulence observations in the middle and lower atmosphere by the MU radar with fast beam steerability: Preliminary results. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1269-1278, 1986.
- Fukao S., Yamanaka M. D., Ao N., Hocking W. K., Sato T., Yamamoto M., Nakamura T., Tsuda T. and Kato S., Seasonal variability of vertical eddy diffusivity in the middle atmosphere: 1. Three-year observations by the middle and upper atmosphere radar. *J. Geophys. Res.* **99**, 1994.
- Hocking, W. K., On the extraction of atmospheric turbulence parameters from radar backscatter Doppler spectra, I, Theory. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **45**, 89-102, 1983.
- Hocking, W. K., Measurements of turbulent energy dissipation rate in the middle atmosphere by radar techniques: A review, *Radio Sci.*, **20**, 1403-1422, 1985.
- Hocking, W. K., Observation and measurements of turbulence in the middle atmosphere with a VHF radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 655-670, 1986.
- Kurosaki, S., M. D. Yamanaka, H. Hashiguchi, T. Sato and S. Fukao, Vertical eddy diffusivity in the lower and middle atmosphere: a climatology based on the MU radar observations during 1986-1992, *J. Atmos. Sci.*, **58**, 727-734, 1996.
- Lauder, B. E., and D. B. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, *Comp. Meth. In Appl. Mech. & Eng.*, **3**, 269-295, 1974.
- Lilly, D. K., D. E. Waco, and S.-I. Adelfang, Stratospheric mixing estimated from high-altitude turbulence measurements, *J. Appl. Meteorol.*, **13**, 488-493, 1974.
- Takagi, H., Study on numerical model and simulation on mesoscale environment, *Annual Rept. of Kashima Institute of Tech.*, **46**, 177-182, 1998.
- Ueda, H., S. Mitsumoto, and S. Komori, Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the lower atmosphere, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **107**, 561-578, 1981.
- Uno, I., H. Ueda, and S. Wakamatsu, Numerical modeling of the nocturnal urban boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **49**, 77-98, 1989.

MUレーダー観測に基づく対流圏・下部成層圏における 大気乱流散乱の空間構造に関する研究

A Study of Spatial Structure of Turbulence Backscattering in the Troposphere and Lower Stratosphere Based on the MU Radar Observations

博野 雅文¹、H. Luce²、山本 衛¹、深尾 昌一郎¹

¹ 京都大学宙空電波科学研究センター

² LSEET Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l'Environnement Terrestre Université de Toulon

1 はじめに

対流圏から成層圏にかけての大気乱流による電波散乱特性の調査は、乱流そのものの生成過程の詳細や、物質輸送の素過程を知る上で重要な研究課題である。

我々は、乱流層の高度分布やその傾きと気象条件との関連について、MUレーダーの干渉計観測等による研究を進めてきた。レーダーの送信周波数を僅かに変化させて行う「周波領域」干渉計法は、レーダーの距離分解能を向上させてエコー層の高度分布をくわしく調べようというものであって、MUレーダーでも実施されてきた。一方、大気乱流層の構造に関して、フランスの研究者が高度分解能10cmという高性能の大気温度センサーが開発しており、その観測から、厚さが10m以下の大気乱流薄層が多重に存在することが発見されている。これらの両観測を同時に同一場所で実施する計画がフランス側の特殊ゾンデ開発者であるフランス国立宇宙研究センター大気科学研究所のC. Side博士らとの間で進められ、2000年5月に実施された観測計画MUTSI (MU radar, Temperature Sheets and Interferometry) という形で結実した。ここではMUTSIについてその経緯を簡単に紹介すると共に、MUレーダーを用いた最新の研究成果について述べる。

2 MUTSI観測の実施

MUTSIでは、京都府京田辺市に気球打上げ場所を設営し、MUレーダーが「周波数干渉計法」等による対流圏・成層圏観測を実施中にフランス製ラジオゾンデ打上げを実施した(平成12年5月)。期間中、フランス側から5名の科学者・技術者が来日し、日本側と協力して実験にあたった。打上げられた気球は、超高分解能の温度観測を行うものが10機、通常気象ゾンデが4機であり、いずれも成功裡に実施された。気球打上げの実施に当っては、安全確保と観測条件の両面に万全を期すべく、日本気象協会の協力を得て直前

の気象状況と打上げ時刻における風速の予測データを入手した。さらにMUレーダー観測データを加えて気球の軌道予測を行い、打上げられた気球が人工密集地等に落下しない場合にのみ実験を行った。MUTSI観測で取得されたデータのうち、MUレーダー観測データについて日本側でデータ解析を進めた。またフランス側では特殊ラジオゾンデ観測データの解析が行われた。日仏双方のデータ解析結果の比較検討のため、フランスにおいてデータ検討会を実施した(平成12年12月と平成13年3月)。大気の安定度が非常に高い薄層構造が多重に存在し、その間に安定度の低い領域(大気乱流)が存在する様子がはじめて観測的に明らかにされるなどの成果を得ている。更にMUTSI観測で得られた知見を元に、MUレーダーを用いた多ビーム観測を実施し、乱流散乱エコーの方位角依存性について研究を進めた。その結果、大気乱流層と風速の鉛直シアーに極めて強い相関が対流圏・成層圏を問わずに存在することが見出された。更にMUレーダーによる65ビームという超多ビーム観測を実施し、対流圏内の大気乱流層の3次元構造を直接観測すること成功した。その後平成13年度にはインドネシアの赤道直下に完成した赤道大気レーダーを用いて、初めての周波数干渉計観測を実施するなど、乱流層の振る舞いに関する多くの新しい研究を実施している。

3 多ビーム・周波数干渉計同時観測

3.1 周波数干渉計映像法(FII)

各周波数で観測された受信信号 $S(t)$ に、複素ウェイトを乗じたのち合成すると、高度レンジ内における、パルスの重み関数が変化する。ある拘束条件に基づいて決定されたウェイトを用いてレンジ内の高度を走査することにより、高度レンジ内におけるエコー強度の分布を推定することができる。つまり、エコー強度の輝度分布 $B(z)$ は、

$$B(z) = W(z)^{\dagger} R W(z) \quad (1)$$

で求めることができる。ここで、 $W(z)$ はウェイトベクトル、 \mathbf{R} は複素相関行列を表し、 $\mathbf{R} = E[S(t)S(t)^\dagger]$ である。 \dagger は共役転置を、 $E[\cdot]$ は自己相関を示す。フィルタ法の他に波源の到来波推定法として、様々な方法が提案されているが、それらの推定法は周波数干渉計にも適用することができ、近年研究がなされている。本研究では、周波数干渉計での適用例が多く、比較的高分解能なカポン法を中心に解析を行った。

3.2 観測概要

多ビーム観測・周波数干渉計観測を2003年5月20日03:49 LT~21日08:31 LTにかけて行った。多ビーム観測のビーム送信方向を図1に示す。本観測では、天頂を含めて31方向のビーム走査を2セットに分けて行った。周波数干渉計観測の周波数配置を図2に示す。本観測で使用した周波数配置では、合計5つの周波数差をとることができる。1レコードあたりの観測時間は多ビーム観測が140 s、周波数干渉計観測が43 sであり、約3分で1つの観測レコードが終了する。

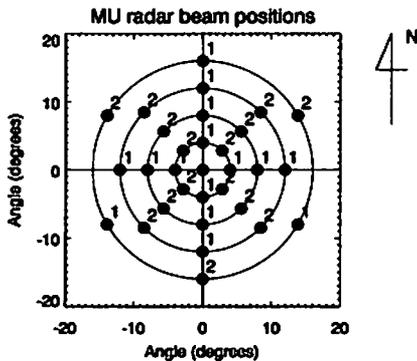


図1: 多ビーム観測におけるビームの送信方向。各ビームに添えられている数字が観測セット番号を表す。

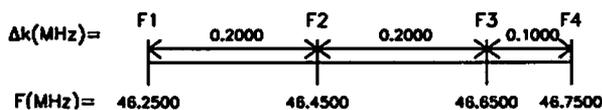


図2: 4周波数干渉計観測における周波数の配置

3.3 観測結果

ゾンデの観測パラメータより、屈折率高度勾配 M^2 が求まる。観測期間中に放球されたゾンデのデータより得られた M^2 と、その放球期間中のレーダーのデータより高度効果を除いたSN比 (S_v) を推定し、両者の比較を行った。 M^2 と S_v はほぼ比例することが知られている [Tsuda *et al.*, 1988]。 S_v の推定には、通常のドップラー法及びカポン法を用いて推定した。ゾンデの高度分解能は30 mで線形補間したデータを使用した。図3右に M^2 のプロファイルを示す。ドップラー法により得られた S_v (点線) は高度分解能が150 mであるため、 M^2 と大まかな形状は対応しているものの、 M^2 のピークとの対応は見られない。一方、カポン法より求められた S_v (実線) は高度8.5~11.0 kmにおいて、幾つかの強いピークが存在しており (●印及び一点鎖線)、そのピークが M^2 のピークとよく対応していることがわかる。これは、カポン法を用いてエコー層の高度が検出可能であることを示している。

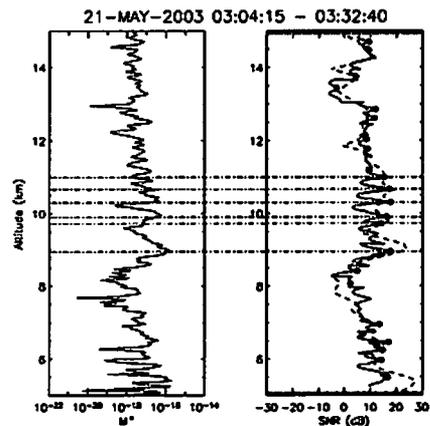


図3: ゾンデの観測パラメータより求められた M^2 (左図) とレーダーより得られたSN比 (右図)。SN比はドップラー法より求められたもの (点線) と、カポン法により推定されたもの (実線) をプロットしている。●印及び一点鎖線は高度8.5~11.0 kmにおける、カポン法より推定された散乱層の高度を示している。

図4は2003年5月21日02:19 LT~05:26 LTにおけるカポン法より推定されたSN比の時間・高度変化である。図4より、高度8.6~9.2 kmにかけて強いエコー層が時間的に連続して存在していることがわかる。周波数干渉計での高度分解能は300 mであるため、図4は4レンジにより構成されたものであるが、レンジ毎の連続性がよく、散乱層の位置が正しく推定されていることがわかる。●印は各レンジ毎に算出

したエコー分布のピークを示したものである。●印より、強いエコー層の200~300 m下の高度にもエコー層が存在していることがわかる。図5に同時刻における、風速シアの大きさの時間高度・変化にカボン法により推定したエコー分布のピークをプロットしたものを示す。高度8.5~9.0 kmに強い風速シアが時間的に連続して存在しており、カボン法により推定されたエコー層は強い風速シアの層の両端に位置していることがわかる。図4内の実線で示したゾンデの気温プロファイルより、9.0 kmが圏界面であり、風速シアの層の上部に位置するエコー層の高度とほぼ一致する。

シア(矢羽根)の方向と逆方向であり、SMB観測と同じ対応が見られた。

4 考察

図8はMUTSI観測期間中に得られた気温の高度プロファイルの一例を示している。図8(b)、(c)はそれぞれ高度11.5~11.9 km、12.0~12.4 kmを拡大したものであり、図中の点線は乾燥断熱減率を示している。図8(b)、(c)より、それぞれの高度領域において対流不安定となる領域($d\theta/dz < 0 \text{ Kkm}^{-1}$)が存在しており((b)L1、(c)L2、L3)、その不安定な領域の両端に温度勾配の強い層が存在していることがわかる [Luce *et al.*, 2002]。ゾンデにより得られた結果より、この

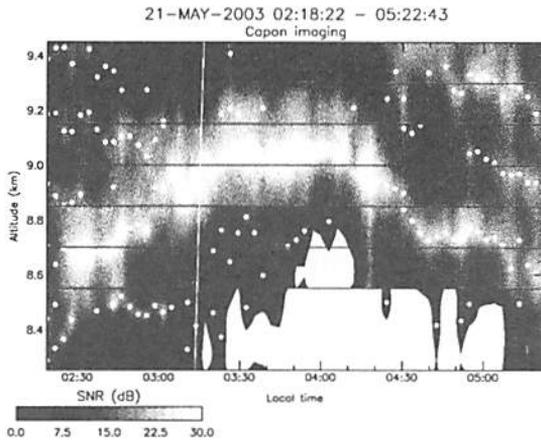


図4: カボン法より推定されたSN比の時間・高度変化。コンター内の白線はゾンデの観測時間・高度を、黒線は通常のMUレーダー観測の観測レンジ(150 m)を示す。●印はカボン法により推定したエコー分布のピークを示す。

ゾンデの観測期間中のデータより得られた風速シアの大きさ、リチャードソン数、各天頂角におけるSN比の平均、天頂角 16° におけるSN比の高度プロファイルを図6に示す。図6より、リチャードソン数は、風速シアのピークが存在する高度8.5~9.0 kmでシア不安定の生成条件を満たす0.25に近い値を示しており、強い乱流が存在していることを示唆している。これは同高度領域において、斜角方向のエコーが大きくなっていることからわかる。天頂角 16° におけるSN比より、高度8.5~9.0 kmにおけるエコー強度の方位角方向の異方性は他の高度に比べ大きい。同様の関係が高度11.0~12.0 kmに関しても見られ、同じ現象が成因していることが示唆される。

図7は、03:01 LT~03:38 LTにおけるエコー強度の水平分布の高度変化を示す(高度8.40~9.45 km)。図7より、高度8.55 kmからエコー強度の方位角方向の異方性が大きくなっており、エコーの強い方向は風速

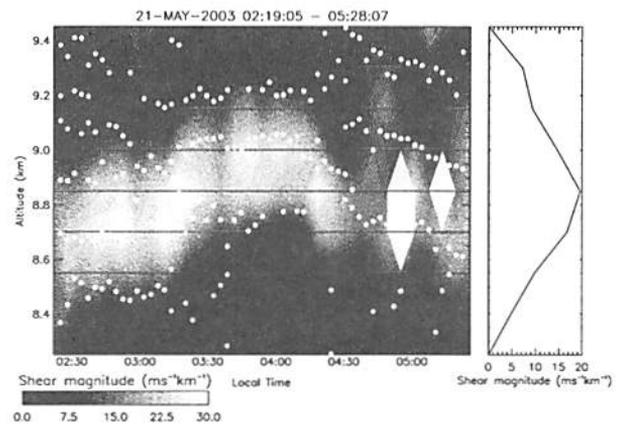


図5: 風速シアの大きさの時間・高度変化(左図)及びその平均プロファイル(右図)。

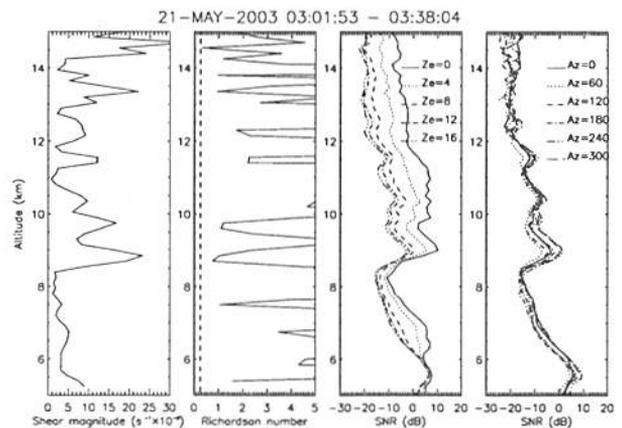


図6: 左よりゾンデの放球期間中のデータより得られた風速シアの大きさ、リチャードソン数、各天頂角におけるエコー強度の平均、天頂角 16° におけるエコー強度の高度プロファイル。リチャードソン数の算出には、ゾンデのデータより得られたプラントパイサラ振動数を用いた。

高度領域はリチャードソン数が0.25に近い値を示し、シア不安定を生成する必要条件を満たしており、この高度領域において、シア不安定により大気の混合が起これ、これらの温度勾配が生じていることが示唆されている。同時に観測が行われていたレーダー観測の結果より、同高度領域において斜角方向のエコーが増大していることも確認されている。

図4、5より、エコー層が強いシアの層の両端に存在していること、図6より、高度8.5~9.0 kmにおいてリチャードソン数が0.25に近い値を示しており、斜角方向のエコーが増大していることから、図4の高度9.0 kmに存在するエコー層は、MUTSI観測期間中に得られた気温プロファイルに存在する温度勾配と同様の過程で生成された可能性が高い。ただし、図8(b)、

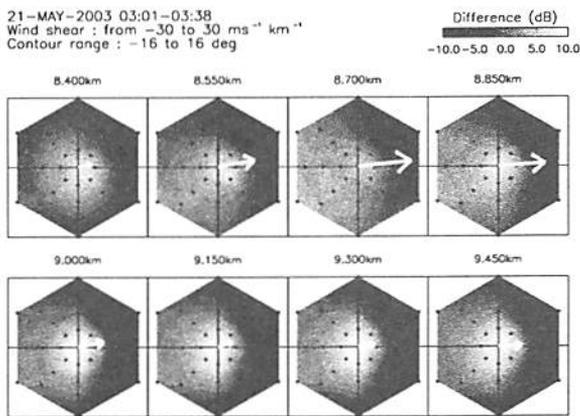


図7: 03:08 LT~03:44 LTにおけるSN比の水平分布の高度変化(8.4~9.3 km)。コンターは各高度における全ビームの平均からの差を示しており、コンター内の矢羽根は風速シアを表す。

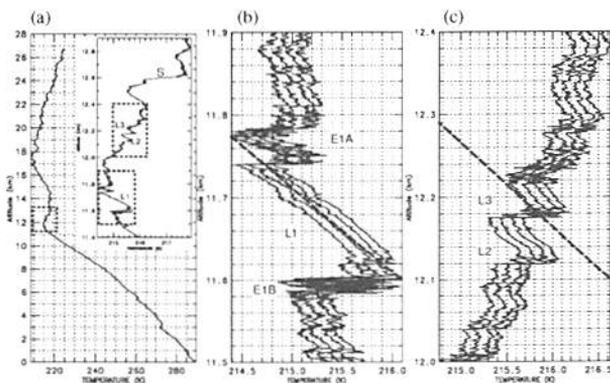


図8: (a)MUTSI観測期間中に得られた気温の高度プロファイル及び11.4~12.9 kmを拡大したプロファイル。(b)、(c)は11.4~12.9 kmのプロファイル中にある点線で囲まれた高度を拡大した図。(b)、(c)中の点線は乾燥断熱減率を示している [Luce et al., 2002]。

(c)では、不安定領域の両端に同様の強い温度勾配が見られたのに対して、本観測では強い風速シアの層の下部のエコー層はでは上部のものに比べてSN比が弱く不明瞭であった。これは、高度9.0 km付近が圏界面であることから、強い風速シアの層の下部では上部に比べ、より対流性が強い場であることが原因と考えられる。また、高度8.5~9.0 kmのエコー強度の異方性と風速シアの方向の関係がSMB観測と同様の対応を示していることから、エコー強度の方位角方向の異方性はシア不安定により乱流が生成される過程に生じることが強く示唆される。

5 まとめ及び今後の課題

本研究では、MUTSI観測キャンペーンを初めとする幾つかの観測データより、対流圏・下部成層圏における大気乱流散乱の空間構造について調査を行った。MUTSI観測の結果より、圏界面付近において、約40~120 mの乱流層が存在しており、その両端に強い温度勾配の高度領域が存在していることがわかった。連続多ビーム観測の結果より、観測された対流圏・下部成層圏の全ての高度において、2時間平均したデータにおいても、エコー強度の方位角方向の異方性が存在しており、風速シアの方向との対応が見られた。これは、エコー強度の方位角方向の異方性が対流圏・下部成層圏に関わらず同様の過程より生成され、その生成過程は定常的に大気中に存在しているものであることと考えられる。

また、我々は4周波を同時に用いた周波数干渉計観測を行うためのシステムを構築し、多ビーム観測との同時観測を行った。観測結果より、MUTSI観測結果により見られた温度勾配から生成されたと考えられるエコー層をカポン法を使用した干渉計観測より捉えることができた。そのときのエコー強度の方位角方向の異方性と風速シアの方向との対応はSMB観測と同様の対応を示しており、エコー強度の方位角方向の異方性はシア不安定により乱流が生成される過程に生じることが確認された。

パラメータを変化させて、多ビーム・周波数干渉計観測を2003年10月にも行っており、そのデータについて現在解析中である。今後は、これまでの解析により得られた結果を総合的に判断し、大気乱流散乱の空間構造、特に風速シアとの関連についての研究を続けていく予定である。

参考文献

- Luce, H., S. Fukao, F. Dalaudier and M. Crochet, Strong mixing events observed with MU radar and balloon measurements, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 2885-2896, 2002.
- Worthington, R. M., R. D. Palmer, and S. Fukao, An investigation of tilted aspect-sensitive scatterers in the lower atmosphere using the MU and Aberystwyth VHF radars, *Radio Sci.*, *34*, 413-426, 1999.
- Hirono, M., H. Luce, R. M. Worthington, M. Yamamoto and S. Fukao, Horizontal maps of echo power within the lower stratosphere using the MU radar, *Ann. Geophys.*, in press, 2003.
- Tsuda, T., P. T. May, T. Sato, S. Kato and S. Fukao, Simultaneous observations of reflection echoes and refractive index gradient in the troposphere and lower stratosphere, *Radio Sci.*, *23*, 655-665, 1988.

レイリー/ラマンライダーと MU レーダーの協同観測

中村卓司, Andreas Behrendt*, 大西道隆, 古本淳一, 津田敏隆

(京都大学・宙空電波科学研究センター； *現在、Hohenheim 大学研究員)

1. はじめに

MU レーダーなどの MST レーダーは、対流圏・成層圏・中間圏さらに下部熱圏の中性大気領域の運動を詳細に観測することができるが、屈折率変動が極めて小さい高度 25 km から 60 km までの領域は観測が不能である。この領域をカバーする目的で 2000 年 3 月にレイリー・ラマンライダーが信楽 MU 観測所に導入された。Nd:YAG パルスレーザーの第 2 高調波 (532nm, 30W) と直径 82 cm の受信望遠鏡で高度 90 km 付近までの温度と対流圏の水蒸気が観測可能なシステムとして稼動を始めたが、その後 2001 年より下層の温度や散乱パラメータの計測能力を向上するために回転ラマンライダーの機能に拡張し、2003 年には、地上約 1 km から 90 km まで連続に温度を計測し、かつ水蒸気の感度を 1 桁上昇させたシステムに拡張された。本講演では、とくにこの低高度での最近の観測の状況を示し、MU レーダーとの協同観測について述べる。

2. システムの概要

図 1 に改良後のシステムを示す。当初は窒素と水蒸気の振動ラマン散乱を小型 (35 cm) の望遠鏡で受信するような構成になっていたが改良後は大型の望遠鏡 (82 cm) でレイリー散乱、ミー散乱、ラマン散乱のすべてを受信するようにした。また送信周波数 532.1 nm 付近に回転ラマン散乱受信用のチャンネルを 2 チャンネル用意して回転温度を計測している。図 2 は、高高度のレイリー散乱による温度 (大気密度から静水圧平衡で求めたもの) と回転ラマン散乱による温度の比較の例である。高度 30–45 km の範囲では両者による温度観測が可能である。この両者の細かい差異もこれまでに見られており、レイリー散乱による温度に問題があるのかラマン温度のランダム揺らぎか検討中である。図 3 は、レイリー・ミーチャンネル、2 系統の回転ラマンチャンネル、および水蒸気振動ラマンチャンネルの信号から得られる対流圏内の力学および光学パラメータの例である。同ライダーではハイパワーと大型望遠鏡により雲やエアロゾル層の観測を精度よく行うことができる。

3. MU レーダーとの協同観測

MU レーダーでは、対流圏観測においては電波音波併用レーダー (RASS) によって温度のプロファイリングが可能だけでなく最近ではエコー強度も解析することで水蒸気のプロファイリング法が開発された。一方、回転ラマンライダーは昼間も温度が計測できるようになるなど温度観測が水蒸気よりは開発的な課題である。両観測を同時に行うことでそれぞれの観測を相互比較することができる。図 4、図 5 は水蒸気の時間高度変化のレーダーとライダーの比較である。この場合 RASS のほうが時間分解能が低いが両者はラジオゾンデでは得られない水蒸気の時間高度変化についてよく一致した特長を掴んでいる。一方、図 6 は温度データのレーダーおよびライダーの比較である。この場合ライダーの時間分解能が落ちるが両者は類似の変化を捉えている。温度の周波数スペクトル解析からはラマンライダーの方が変動が大きいことが観測されたがサンプル領域の大きさの違いを反映している可能性もある。なお MU レーダー RASS による水蒸気推定は天候や昼夜に左右されないのが優れているが、ラジオゾンデなどの補助データを必要とするため今後ラマンライダー

ーと複合化することでよりリモートセンシングとして完成度の高いシステムとすることが期待される。今後その方向で研究開発を進める予定である。

Behrendt, A., T. Nakamura, M. Onishi, R. Baumgart, and T. Tsuda, Combined Raman lidar for the measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient and particle backscatter coefficient, *Applied Optics*, 41, 7657-7666, 2002.

Behrendt, A., T. Nakamura, T. Tsuda,, Combined Raman lidar for the measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient, and particle backscatter coefficient: System upgrades, *Appl. Optics*, in print, 2004

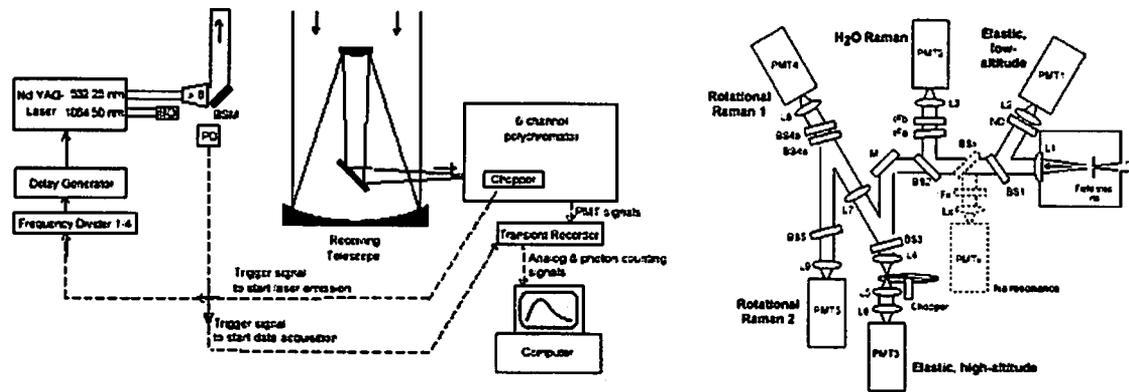


図1、信楽 MU 観測所レイリー・ラマンライダーの構成図 (左) と分光系の詳細図 (右) (Behrendt et al., 2004)

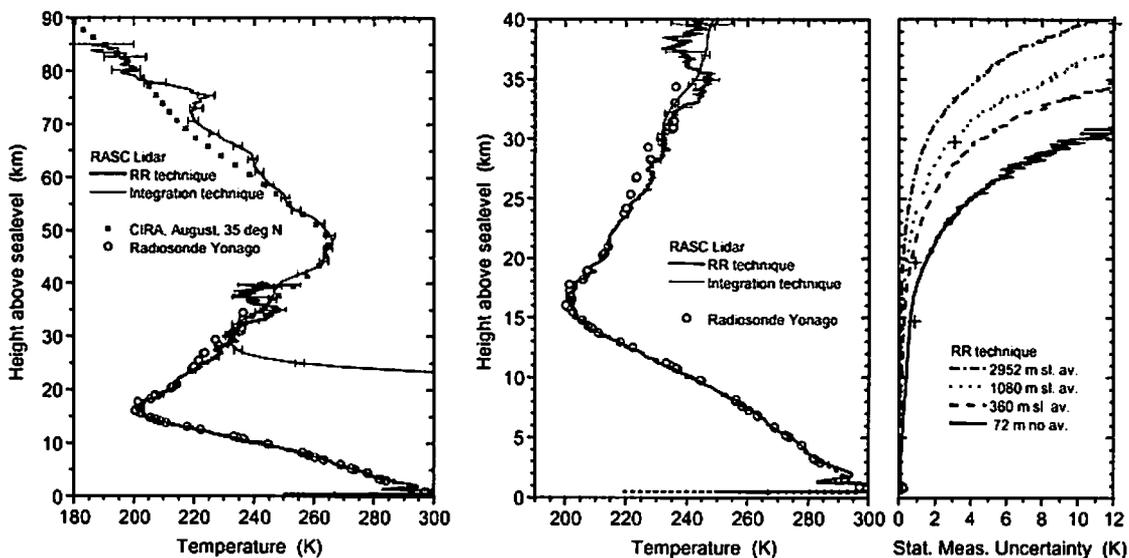
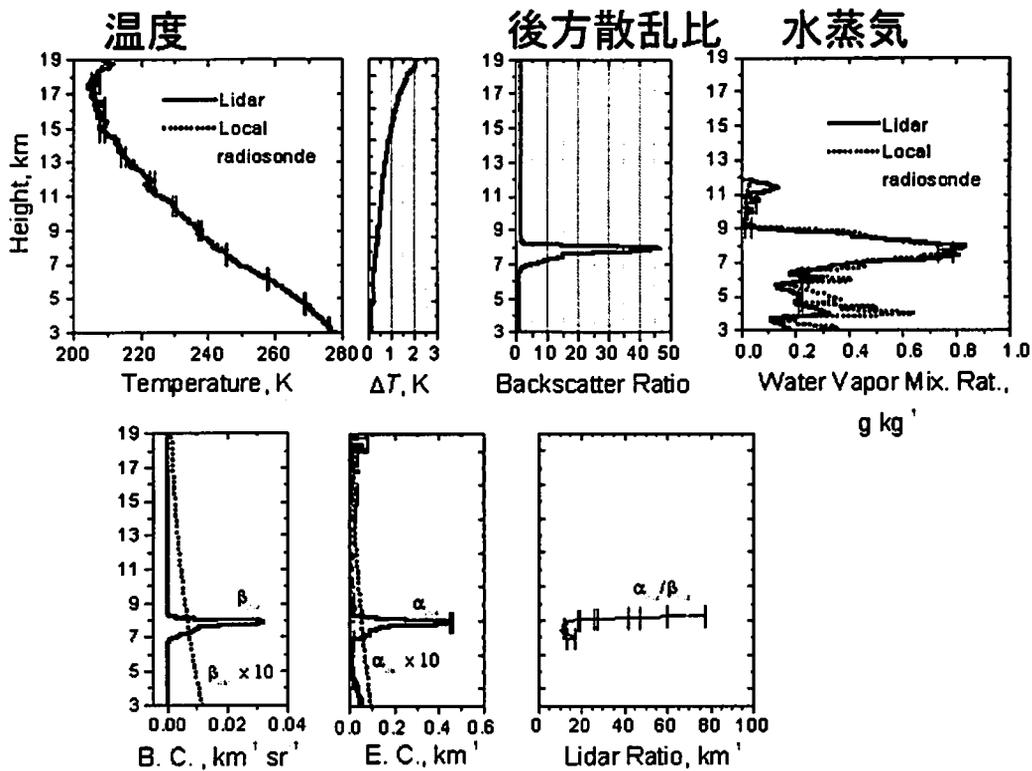


図2、(左) レイリーライダーによる温度 (30 kmより上) と回転ラマンライダーによる温度 (地上から40 kmまで) の比較の例。CIRA モデルおよびラジオゾンデ観測を重ねてある。(真ん中) ラマンライダーによる温度の詳細。(右) 観測誤差。2002年8月9-10日の2315-0027 (JST) の観測値。(Behrendt et al., 2004)



後方散乱係数 消散係数

図3 対流圏内で観測される種々のパラメータ。左上から右へ回転ラマン散乱による温度、その計測誤差、後方散乱比、水蒸気混合比（比湿）、左下から右へ後方散乱係数、消散係数、ライダー比。2002年9月25日2100-2130JST. (Behrendt et al., 2004)

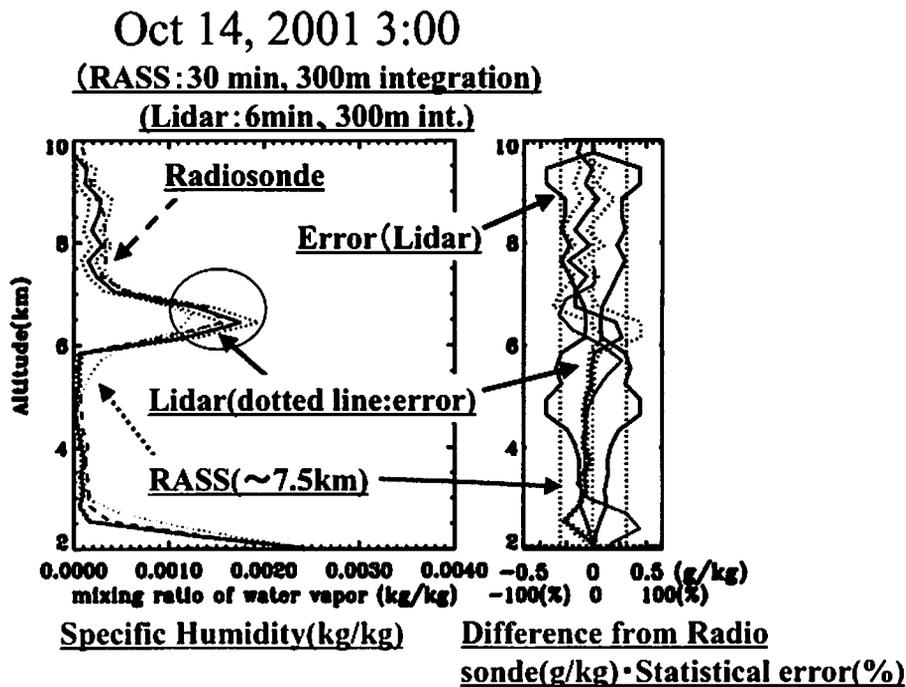


図4、ラマンライダー、MU レーダー-RASS およびラジオゾンデによる比湿のプロファイル（左）とそのときのラジオゾンデと他の測器の比湿差とライダーの計測誤差（相対誤差）（右）。RASSは30分300mの時間高度積分。ライダーは6分300m。

Oct 14, 2001 specific humidity

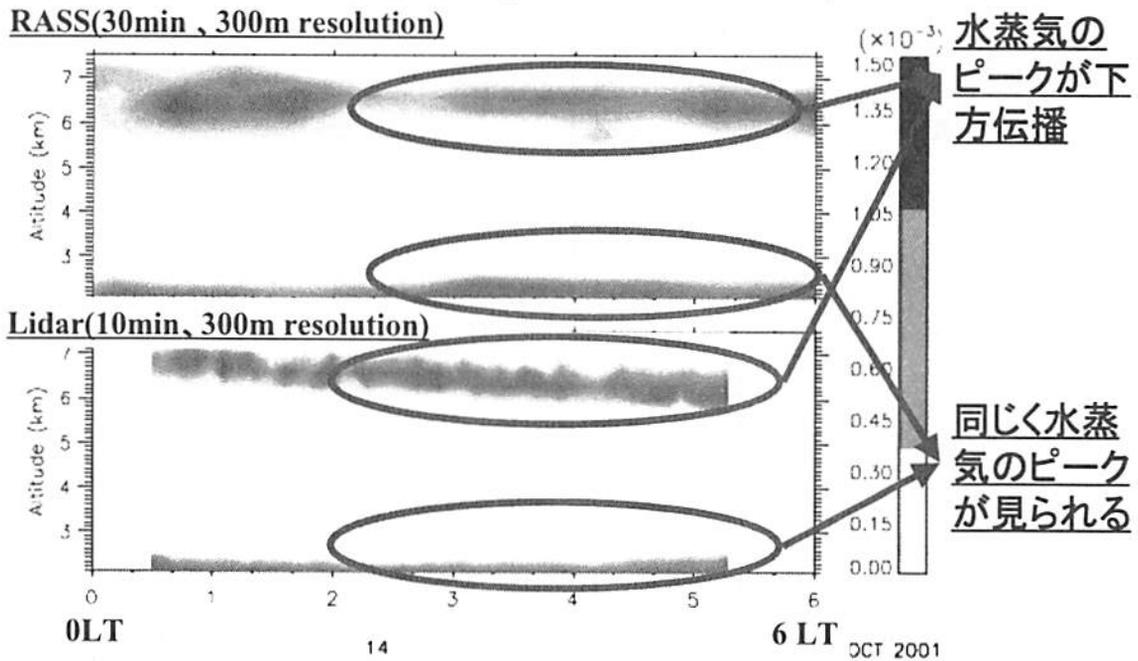


図5 (上) RASS による比湿の高度時間変化。30分300mの時間高度分解能。(下) ラマンライダーによる比湿の高度時間変化。10分300mの時間高度分解能。2001年10月14日のデータ。

Sep 25, 2002 Comparison of RASS and Raman-lidar temperature

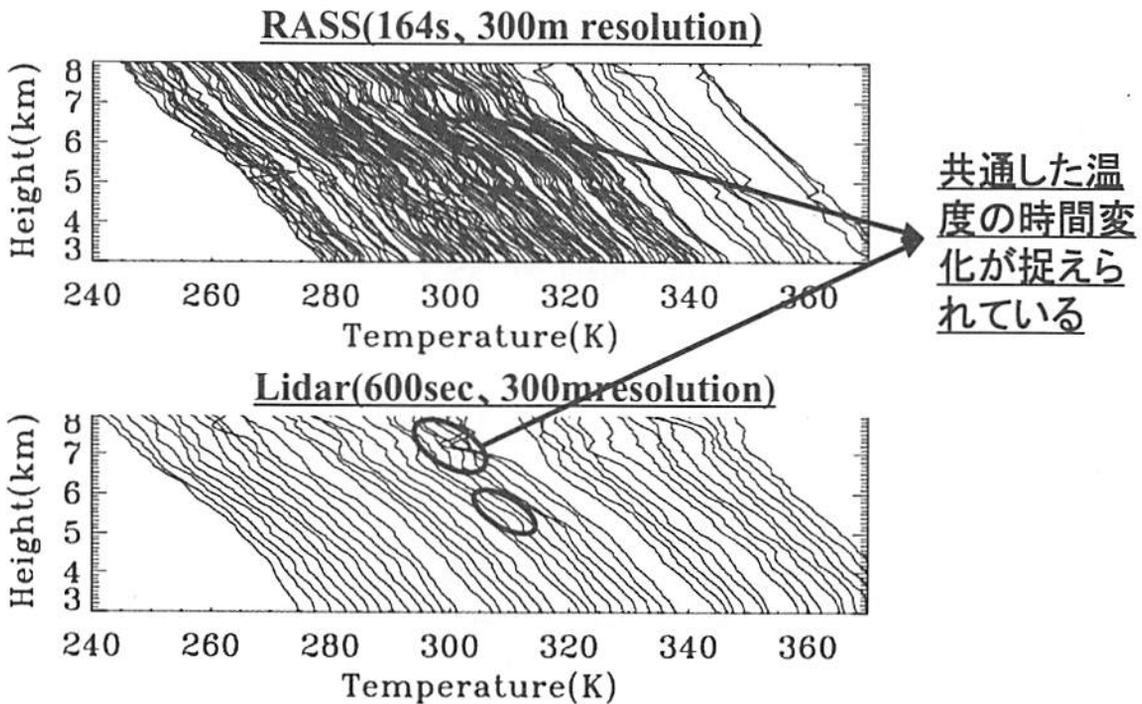


図6 温度プロファイルの時間変化の比較。上はMUレーダー-RASS(164秒、300mの時間高度分解能)。下は回転ラマンライダー(600秒、300mの分解能)。

MU レーダーMLT 領域観測・キャンペーンと TIMED 衛星との協同観測

中村卓司・津田敏隆 (京都大学・宙空電波科学研究センター)

塩川和夫 (名大 S T E 研)、H. Takahashi, C.M. Wrasse (I N P E, ブラジル)

長澤親生、阿保真 (東京都立大・工)、野村彰夫 (信州大・工)

村山泰啓、五十嵐喜良 (通信総合研究所), 堤雅基 (極地研究所)

1. はじめに

MLT 領域(中間圏下部熱圏領域)は高度 50-150km 付近の領域を指すが、この領域は対流圏・中層大気(中性、流体、乱流拡散、地表付近からの影響大)と超高層大気(電離、粒子、分子拡散、太陽活動の影響大)の遷移領域である。別の見方をすると下層の気象や気候現象に起因する変動と上層の太陽活動変化に基づく変動の両者を一度に観測できる領域でもある。またこの領域は、グローバルスケールから局所スケールの種々の変動・大気波動が混在する複雑な領域である。たとえば、大気波同に伴う風速変動でいえば、周期 5 分-20 時間(緯度 35 度で)の局所的な大気重力波、太陽放射加熱によるグローバルな周期 24 時間・12 時間等振動である大気潮汐波、周期 1 日以上でグローバルな波動のプラネタリ波、それに平均風の季節変動などいずれもが高度 90 km 付近では 20-40m/s の振幅に達し、互いに複雑に相互作用しあうため、その観測も精密かつ広い時空間スケールに対応したサンプリングが必要であり、観測上の様々な工夫が必要となる。現実には種々の測器には固有の制限が加わるため、この領域の変動の全貌解明には「衛星観測、地上(リモートセンシング)観測、モデル」の協調による取り組みが必要である。

2. TIMED 衛星

TIMED 衛星(Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energy and Dynamics:熱圏電離圏中間圏エネルギー力学観測衛星)は、米国 NASA の衛星である。2001 年 12 月 7 日午前 7 時 7 分 (PST=UT-9) に打ち上げられた。日本時間では 12 月 8 日にあたる。ちょうど真珠湾攻撃(日本では 1941 年 12 月 8 日、米国では 1941 年 12 月 7 日)から 60 周年(干支の 1 周期)にあたるのは興味深い。名前のとおり MLT 領域のダイナミクスやエネルギー収支を観測研究する目的であり、2 年間のミッションであったが 3 年間延長されて 5 年間のプロジェクトとなっている。衛星は力学に関する物理パラメータでは、SABER (赤外分光系)からの温度データで潮汐やプラネタリ波その他の解析が進んでいる。一方、期待されていた TIDI (TIMED ドップラーイメージャ)はシステムのトラブルなどでデータ配信がおこなわれているが 2003 年はじめに霜取りの操作が行われてデータの品質が向上した。今後の解析、配信が期待される。

3. MU レーダーキャンペーン観測

MU レーダー共同利用では、おおよそ 100 時間以上にわたり観測を行う「キャンペーン」観測課題を公募している。これまで、MLT 関連のキャンペーン課題とし

ては、国内 PSMOS キャンペーン (PSMOS: Planetary Scale Mesopause Observation System) が、1998 年 1-3 月 (MU レーダーコア期間は、1 月 21 日-2 月 1 日)、1999 年 1 月 7-19 日 (しし座流星群観測と協同観測) の 2 回があり、レーダーおよび光学観測を用いて種々の研究成果が挙げられた (末尾のリスト参照)。今回は、さらに TIMED 衛星との協同観測をしてキャンペーン観測を企画し、2003 年の 1 月-2 月に MU レーダーを MLT 観測モード (流星風観測モード) で稼動した。なお、この際に共同利用研究者の協力により国内外の観測ネットワークを活用した光学・電波の協同観測としたが、さらに 1998-2002 年に展開された PSMOS の国際観測ネットワークに広く呼びかけ、MLT 領域の国際協同観測として 2002 年 12 月 26 日-2003 年 4 月 9 日の 4 ヶ月半を拡大観測期間、MU レーダーが稼動する 2003 年 1 月 26 日-2 月 8 日をコア観測期間として国際キャンペーン観測を行った。なお、観測研究対象は小スケールからグローバルスケールまでの大気波動・変動とその相互作用とした。

4. 観測の状況

MU レーダーは流星風観測モードで 1 月 25 日 18:53 JST から 2 月 8 日 06:05 JST まで観測した。この間、2 月 2 日の日中から夜間にかけてシステムのトラブルのため観測が中断した以外は良好に観測が行われた。そのときの 30 分 1 km の時間高度分解能で求めた風速を図 2 に示した。2 週間の期間の前半は、通常は夏半球に強い 2 日波が冬半球にも強くなっている様子が見られた。さらに 1 日、半日の潮汐や重力波がいずれも強い振幅で見られた (図 4 参照)。なおこの 2 日波についてはカナダの Hocking らが低緯度の MF・流星レーダーネットワークのデータを解析し波数 3 の西向き波動と同定している。2 週間の後半は 2 日波は弱まったが、2 月 4 日に非常に強い重力波と思われる波動が観測されている。また、コア期間に信楽 MU 観測所の天候も良好で、レイリーラマンライダー、OMTI、分光フォトメータなどの観測が成功した。2 週間のうち 9 晩についてデータが取得される好成績であった。なお、12 月現在データは解析中であり今後 TIMED の観測データ (2003 年 4 月以降) が優先されて解析されているため、配信には時間がかかりそう) を合わせて局所的な大気構造からグローバルな構造まで研究が進むと期待される。

参考文献

- Murayama, Y., K. Igarashi, I. Nishimuta, K.-I. Oyama, T. Tsuda, T. Nakamura, S. Fukao, H.-U. Widdel, and K. Schlegel, Cooperative wind observation in the upper mesosphere and lower thermosphere with foil chaff technique, the MU radar, and Yamagawa MF radar, *Earth Planets and Space*, 51, 719-729, 1999.
- K. Kobayashi, T. Kitahara, T. D. Kawahara, Y. Saito, A. Nomura, T. Nakamura, T. Tsuda, M. Abo, C. Nagasawa and M. Tsutsumi, Simultaneous measurements of dynamical structure in the mesopause region with lidars and MU radar, *Earth Planets and Space*, 51, 731-739, 1999.
- K. Shiokawa, Y. Katoh, M. Satoh, M. K. Ejiri, T. Ogawa, T. Nakamura, T. Tsuda, and R. H. Wiens, Development of optical mesosphere thermosphere imagers (OMTI), *Earth Planets and Space*, 51, 887-896, 1999.
- T. Nakamura, A. Higashikawa, T. Tsuda, and Y. Matsushita, Seasonal variations of gravity wave

- structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki, *Earth Planets and Space*, 51, 897-906, 1999.
- H. Miyagawa, T. Nakamura, T. Tsuda, C. Nagasawa, M. Abo, T. D. Kawahara, K. Kobayashi, T. Kitahara and A. Nomura, Observations of mesospheric sporadic sodium layers with the MU radar and sodium lidars, *Earth Planets and Space*, 51, 785-797, 1999.
- H. Takahashi, P. P. Batista, R. A. Buriti, D. Gobbi, T. Nakamura, T. Tsuda and S. Fukao, Response of the airglow OH emission, temperature and mesopause wind to the atmospheric wave propagation over Shigaraki, Japan, *Earth Planets and Space*, 51, 863-875, 1999.
- Murayama, Y., K. Igarashi, I. Nishimuta, R. Yamazaki, K.-I. Oyama, T. Tsuda, T. Nakamura, S. Fukao, H.-U. Widdel, and K. Schlegel, Wind Observations in the MLT region over Southern Japan, by using Foil Chaff Technique, Yamagawa, MF radar and the MU radar, *Adv. Space Res.*, 24, 575-578, 1999.
- K. Shiokawa, M. K. Ejiri, T. Ogawa, and T. Nakamura, Distant lunar sodium tail observed in the Japanese local-time sector during the Leonid meteor shower of 1998, *J. Geophys. Res.*, 105, 24621-24626, 2000.
- Shiokawa, K., M. K. Ejiri, Y. Otsuka, T. Ogawa, M. Kubota, K. Igarashi, A. Saito, and T. Nakamura, Multi-point observations of short-period mesospheric gravity waves over Japan during the FRONT Campaign, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 4057-4060, 2000.
- Y. Yamada, H. Fukunishi, T. Nakamura, and T. Tsuda, Breakdown of small-scale quasi-stationary gravity wave and transition to turbulence observed in OH airglow, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2153-2156, 2001
- M. K. Ejiri, K. Shiokawa, T. Ogawa, T. Nakamura, R. Maekawa, T. Tsuda, M. Kubota, Observations of small-scale gravity waves near the mesopause obtained from four all-sky CCD imagers and the MU radar *J. Geophys. Res.*, 106, 22,793-22,799, 2001.
- Iwagami, N., T. Shibaki, T. Suzuki, Y. Yamada, H. Onishi, Y. Takahashi, H. Yamamoto, H. Sekiguchi, K. Mori, Y. Sano, M. Kubota, Y. Murayama, M. Ishii, K.-I. Oyama, R. Yoshimura, M. Shimoyama, Y. Koizumi, K. Shiokawa, N. Takegawa, and T. Nakamura, The wave 2000 campaign: overview and preliminary results, *J. Atmos. solar-Terr. Phys.*, 64, 1095-1104, 2002.
- Nakamura, T., S. Morita, T. Tsuda, H. Fukunishi, and Y. Yamada, Horizontal structure of wind velocity field around the mesopause region derived from meteor radar observations, *J. Atmos. solar-Terr. Phys.*, 64, 947-958, 2002.
- Ejiri, M. K., K. Shiokawa, T. Ogawa, M. Kubota, T. Nakamura, and T. Tsuda, Dual-site imaging observations of small-scale wave structures through OH and OI nightglow emissions, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 10.1029/2001GL014257, 2002.
- Takahashi, H., T. Nakamura, T. Tsuda, R. A. Buriti, D. Gobbi, First measurement of atmospheric density and pressure by meteor diffusion coefficient and airglow OH temperature in the mesopause region, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 10.1029/2001GL014101, 2002.
- Shiokawa, K., T. Kadota, Y. Otsuka, T. Ogawa, T. Nakamura, T. Tsuda, and S. Fukao, A two-channel Fabry-Perot interferometer with thermoelectric-cooled CCD detectors for neutral wind measurement in the upper atmosphere, *Earth Planets Space*, 55, 271-275, 2003.
- Shiokawa, K., M. K. Ejiri, T. Ogawa, Y. Yamada, H. Fukunishi, K. Igarashi and T. Nakamura, A localized structure in OH airglow images near the mesopause region, *J. Geophys. Res.*, 108, 4048, doi:10.1029/2002JD002462, 2003.
- Ejiri, M. K., K. Shiokawa, T. Ogawa, K. Igarashi, T. Nakamura, T. Tsuda, Statistical study of short - period gravity waves in OH and OI nightglow images at two separated sites, *J. Geophys. Res.*, 108, 4679, doi:10.1029/2002JD002795, 2003.
- Fujii, J., T. Nakamura, T. Tsuda, and K. Shiokawa, Comparison of wind velocity between MU radar and FPI considering OI5577 airglow height variations, *J. Atmos. solar-Terr. Phys.*, in print, 2004.
- Balan, N., S. Kawamura, T. Nakamura, M. Yamamoto, S. Fukao, K. Igarashi, T. Maruyama, K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Ogawa, H. Alleyne, S. Watanabe and Y. Murayama, Simultaneous MLT and thermospheric F region observations during geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, in print, 2004.
- H. Takahashi, T. Nakamura, K. Shiokawa, T. Tsuda, L. M. Lima, D. Gobbi Atmospheric density and pressure inferred from the meteor diffusion coefficient and airglow O2b temperature in the MLT region, *Earth Planets and Space*, in print, 2004.

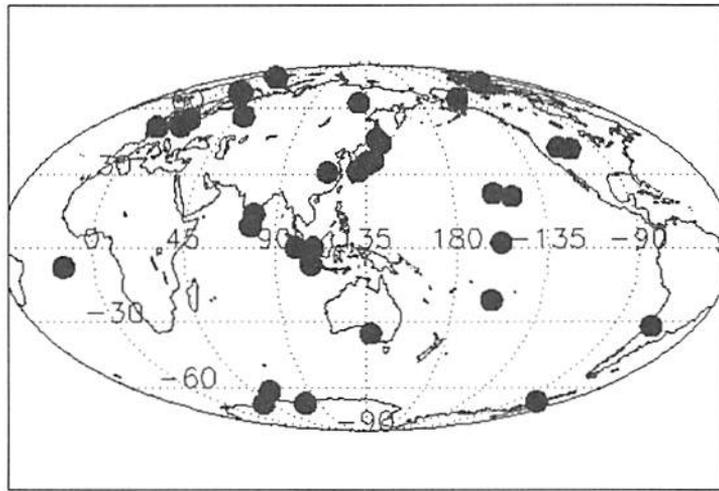


図1 MLT観測キャンペーンに参加した観測サイトの分布

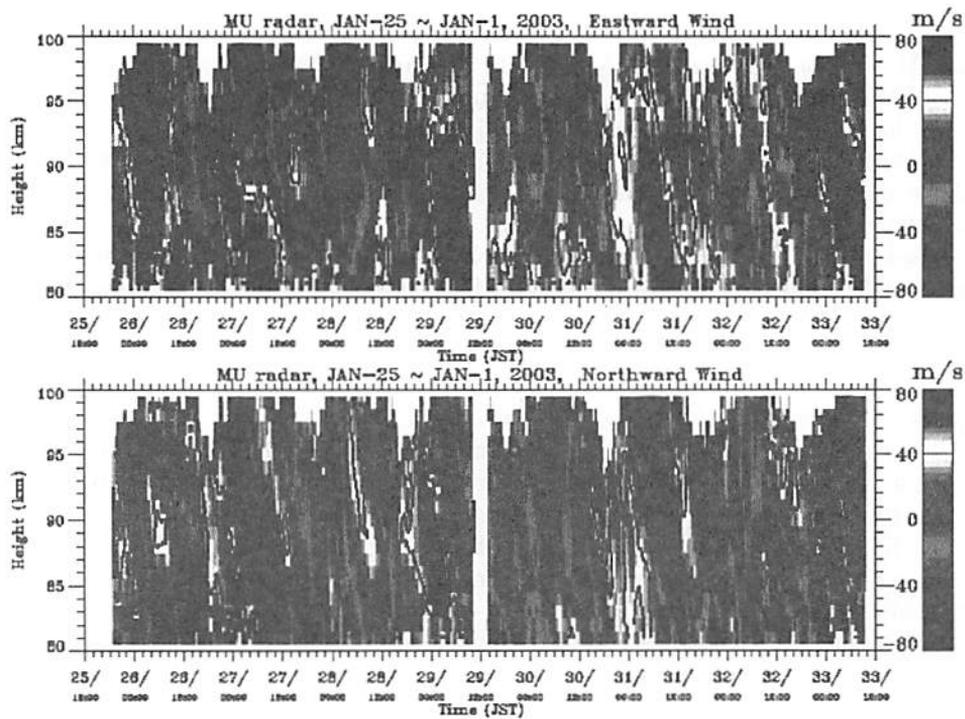


図2 2003年1月25日—2月2日(コア期間前半)のMUレーダー上空の風速の東西(上)、南北(下)風速成分。30分x1kmの時間高度分解能。

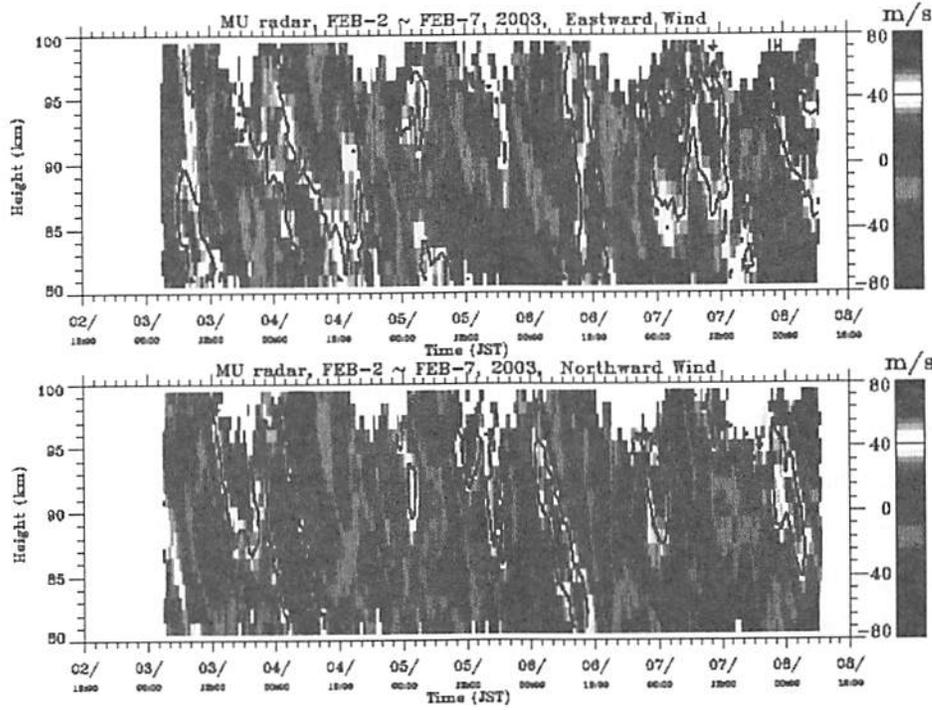


図3 図2と同様。2003年2月2日から7日（コア期間後半）の風速

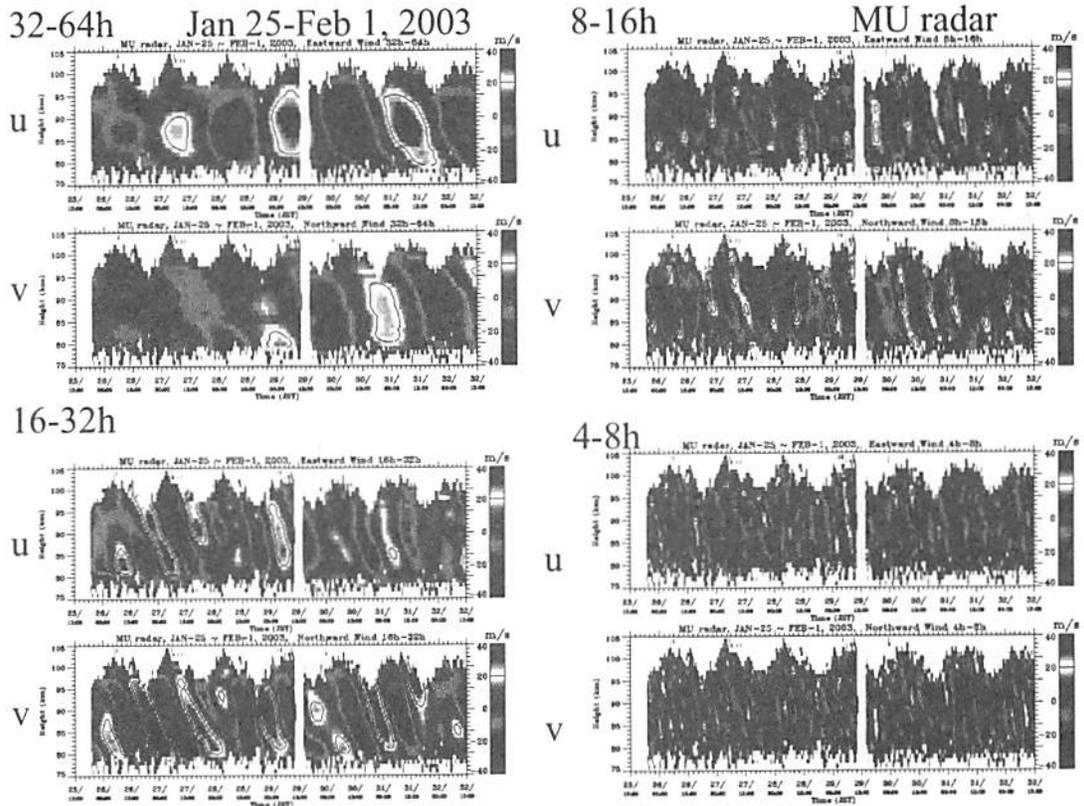


図4 図2の風速に32-64時間(左上),16-32時間(左下),8-16時間(右上),4-8時間(右下)のバンドパスフィルターを施したもの。

MU レーダーと FPI の同時観測

中村卓司, 藤井淳介, 津田敏隆(京都大学・宙空電波科学研究センター),
塩川和夫(名古屋大学・太陽地球環境研究所)

1. はじめに

中層大気上部から熱圏で大気が発光する「大気光」現象は、それ自体が大気組成や太陽活動を反映するために観測研究されてきたが、また大気温度や風速などの物理量のリモートセンシングの手段としても重要であり、種々の観測が行われてきた。このとき特に地上からの観測では高度方向に分解能がなく10km前後ある大気光の高度分布で重み付け平均した値と解釈される。この高度は過去のロケットなどの大気光観測によって知られる平均高度が用いられてきた。近年、UARS (高層大気観測衛星)の WINDII(風速イメージング干渉計)などの衛星観測から、OI(557.7nm), OH の大気光の発光強度の高度分布の緯度変化、地上時変化などが明らかになってきた。とりわけ赤道域では大気潮汐波による O 原子の鉛直輸送による大気光発光強度のプロファイルが数km にわたり大きく変動することが観測とモデルで明らかになってきた。さらに、信楽とみさと天文台(和歌山県)での大気光イメージャ2点観測からは、周期数時間で振幅が2-3kmの大気光の変動があることも示唆されてきた。そこで、本研究では、大気光の高度には時間変動がある可能性があるという視点を持って、レーダーによる風速と大気光のドップラーによる風速を比較した。

2. 観測

名大 STE 研は、OMTI(超高層大気イメージングシステム)による中間圏界面および熱圏の観測を1997年末より信楽 MU 観測所内で行ってきた。その中のイメージング FPI(ファブリペロ干渉計)はOI5577、OI6300等のドップラーイメージング観測を行ってきた。OI5577の観測では、高度96km付近のOI発光層での視線風向風速の2次元分布を求めることから、東西、南北の風速を20分の分解能で推定できる。一方、MUレーダーでは流星観測モードで高度80-100kmの水平風速を30分、1時間の高度時間分解能で計測できる。今回は、両者の同時観測が良条件で行えた1999年11月13日の例を詳細に解析して、光と電波による風速を比較した。

図1は、東西風速の比較で、FPIは異なる天頂角のフリンジによる風速を示してあり、レーダー風速は高度98km、94km、90kmの3高度をプロットしてある。レーダーによる風速は高度とともに大きく変わるが、94km高度の風速とFPI風速が夜間変化の形状が酷似していることがわかる。なお、FPIのデータは今回はフリンジ中心の決定に問題がありゼロ風速点が正確に求まらなかったため、本研究では夜間変化すなわち平均からの変動分のみを議論した。図1に対応する南北風速成分では、風速変動がレーダーとFPIでよく一致する高度が見つからず、誤差分散を最小にする流星風の高度は91kmであった(図2参照)。我々は、この差異は大気発光層の高度変動によるのではないかという仮定のもとに、大気発光層の高度を種々に変更してレーダーとFPIの風速差がどう変化するかを調査した。

3. 大気波動による大気光高度の上下動の影響

大気重力波や潮汐波によって大気発光層高度が時間とともに変化すると仮定し、その変化を平均高度+リニアトレンド+周期0.1-6時間の正弦波で表し、そのパラメータを種々に変化させて両観測の風速残差を計算した。すなわち、FPIでの風速と高度変化を仮定した高度のレーダー風速を比較した。平均高度は92-96km、トレンドは0-(-0.2)km/h、正弦波の振幅は0-2kmの間で変化させた。その結果、残差(uとvの残差の2乗和)が最も小さくなった場合の風速とそのときの仮定された大気発光層の高度変化を図3に示す。このときは、平均高度92.8km、トレンド-0.19km/h、周期5.7時間の正弦波が1.5kmの振幅で存在したときに外側のフリンジ(天頂角55度)で残差が最小となり、南北風で8.5m/s、東西風で5.9m/sとなった。なお、内側フリンジ(天頂角38度)との残差を最小にするパラメータもほぼ同じであった。東西風の残差がほぼ変化せず南北風の残差だけが小さくなった理由は、この日は南北風のシアが大きかったからである。

4、レーダーで観測された大気重力波

そこで実際にこのような変化を起こすような重力波が存在したのかどうか、MUレーダーの風速と拡散係数のデータを詳細に解析して確認した。まず東西風、南北風および拡散係数(温度に比例して大気密度に反比例)のいずれの周波数スペクトルにも6時間付近にピークが確認された。そこで6時間付近の振動を透過する5-9時間周期のカットオフをもつバンドパスフィルターを施した。(図4参照)。その結果周期約6時間、鉛直波長約20kmの位相が下向き伝搬する大気重力波と思われる波動が見出された。拡散係数の位相は、上で残差を最小にした周期5.7時間の上下動と逆位相であり、上下動に伴う温度(拡散係数)の最大は下方変位の最大点で起こることから、重力波による大気塊の上下動が大気光を上下させたとみて位相的には良いことになる。また、このような大気重力波の振幅を見積もったところ、重力波による水平風の振幅が20m/sとして固有周期が6時間とすると水平波長は1440km、鉛直風振幅は0.28m/sとなり、鉛直変位は±1.0kmとなった。すなわち、1.5kmという風速残差から予想した振幅に近いものが得られた。なおこの際に背景の平均風は5m/s以下であって、水平位相速度67m/sに比べて小さく、固有周期と観測周期が等しいとした仮定はほぼ正しい。よって、実際にレーダーで観測された重力波によって起こる大気発光層の上下変位がレーダーとFPIの間の風速差の主要因であったことがこの場合については示された。

5、まとめ

今回の比較は、とくに南北風の風速シアが最大40m/s/kmという強い下での風速比較であったが、大気光観測とレーダー観測による風速の差異が大気光高度の変化に起因する場合があることを明確にしめすことができた。なお今回見出された変動の水平スケールは約1500kmであり、衛星観測やGCMで言われているグローバルな波動による大気光の変動とは趣を異にする。このような慣性重力波のスケールでの大気光構造の変動も今後注意が必要である。

(なお、本研究の内容は、Fujii et al., 2004, JASTP, in print に印刷中である)

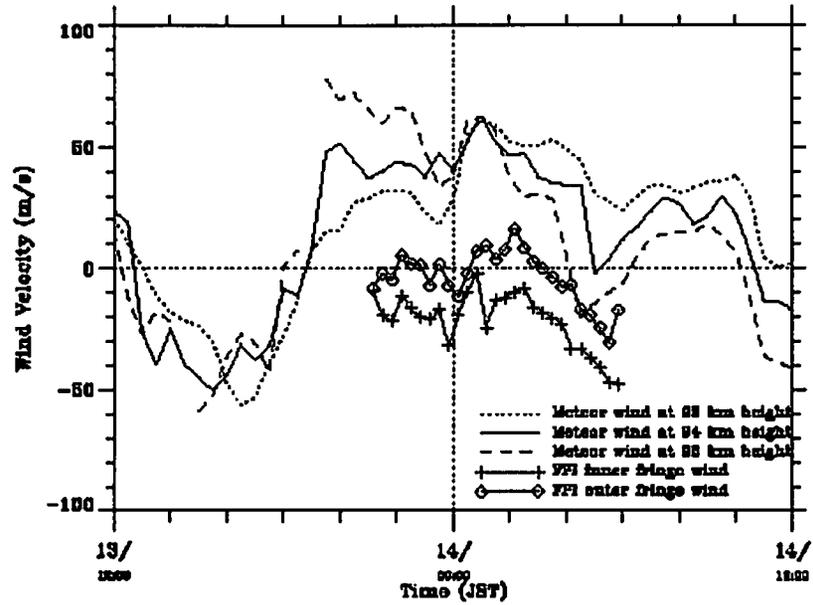


図1 MUレーダーによる東西風速（点線98 km、実線94 km、破線90 km）とFPIによる東西風速（+が天頂角38度、四角が55度）

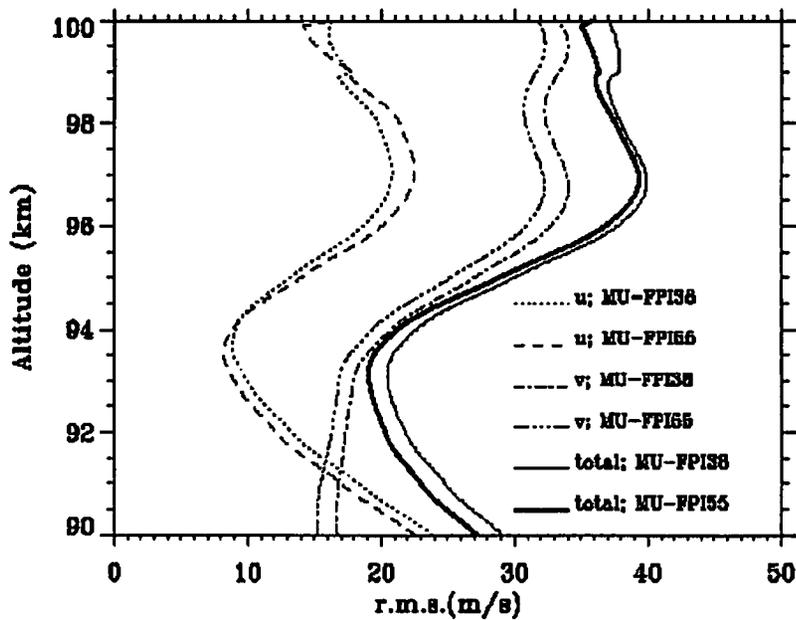


図2 大気光の高度が不変であるとしたばあい、その高度の流星風とFPI風速の残差RMSの変化。図中totalは、東西風残差と南北風残差の2乗和の平方根。それぞれ東西風と南北風、totalについて、FPIの天頂角38度と55度の両者のフリンジについて示した。

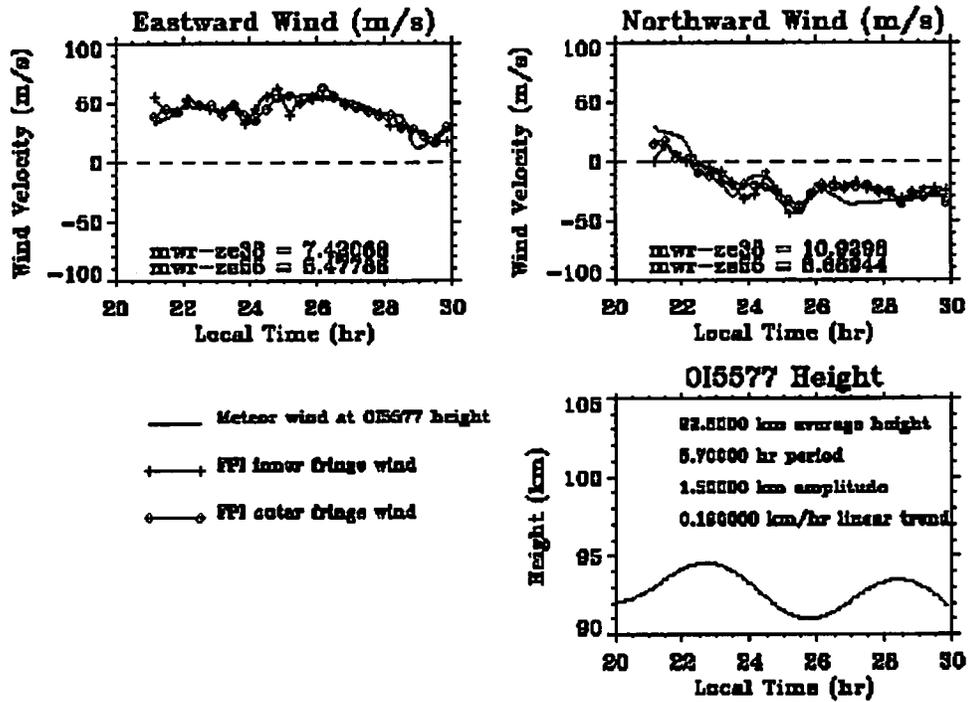


図3、大気光の高度変化を導入した場合の東西風（左上）と南北風（右上）の比較。詳細は本文参照。右下は仮定したOI大気光の高度変化。

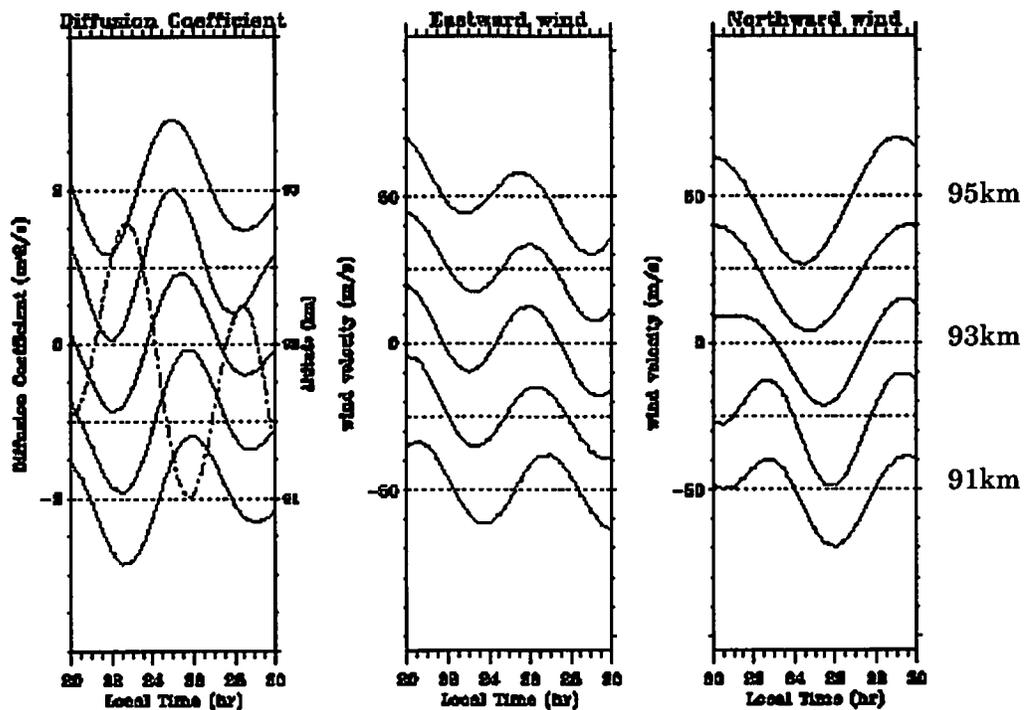


図4 5-9時間nバンドパスフィルターを施した、拡散係数（左）東西風（中）と南北風（右）。破線は、図3中に示した大気光の高度変化。

超高層大気イメージングシステム(OMTIs)とMULレーダー による中間圏・熱圏の同時観測

塩川和夫、大塚雄一、小川忠彦 (名大STE研)
中村卓司、津田敏隆、山本 衛、深尾昌一郎 (京大RASC)

平成8年度の補正予算で名古屋大学太陽地球環境研究所に導入された超高層大気イメージングシステム(Optical Mesosphere Thermosphere Images・OMTIs)は、全天CCDイメージャー3台(現在は6台)、ファブリ・ペロー干渉計(FPI)1台、掃天フォトメータ3台、分光温度計(Spectral Airglow Temperature Imager・SATI)1台、から構成され、高さ80-300kmの大気光を2次元イメージング観測することによって、中間圏・熱圏・電離圏の大気・プラズマダイナミクスを調べることができる(Shiokawa et al., 1999; 2000)。図1に示すように、平成15年12月現在で定常観測を行っているのは、北海道陸別観測所(全天イメージャー、フォトメータ)、滋賀県の京都大学信楽MU観測所(全天イメージャー、フォトメータ、FPI、SATI)、鹿児島県佐多岬(全天イメージャー)、オーストラリアのダーウィン(全天イメージャー)、インドネシアのコタバラン(全天イメージャー)、である。本報告では、特に信楽において、OMTIとMUレーダーの同時観測に焦点を当てて、これまでの成果をレビューする。

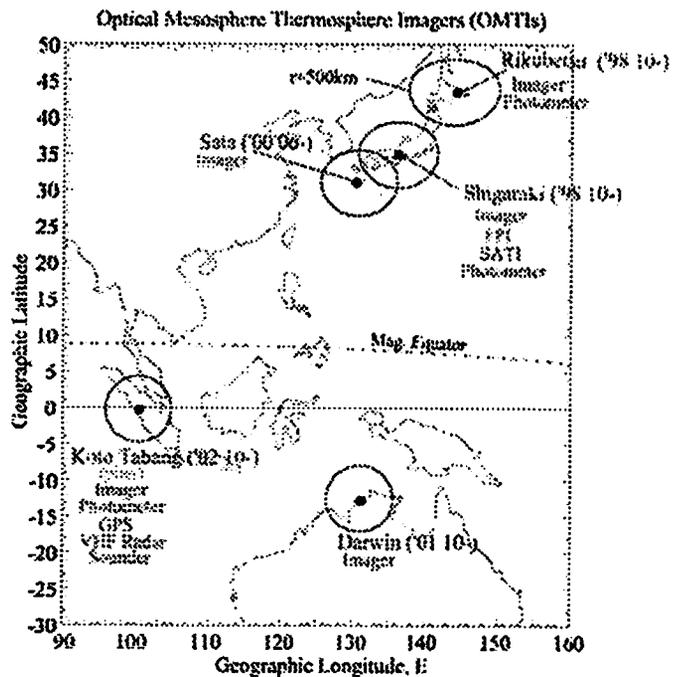


図1：平成15年12月現在のOMTIsの各機器の配置。

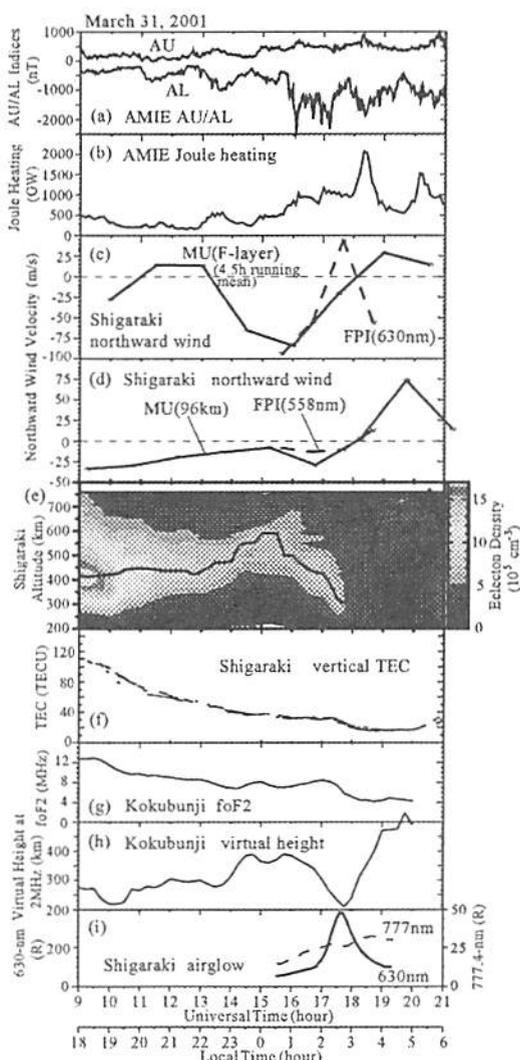
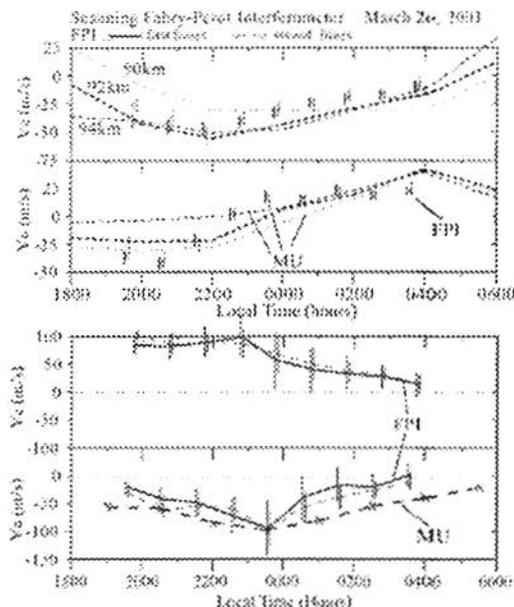
中間圏界面付近の小スケール(5-100km)の大気重力波は、冷却CCDを用いた高感度全天大気光イメージャーによって、大気光の縞構造として捉えられることが、1990年台の研究からわかっている(例：Taylor et al., 1995など)。OMTIsでも6台のイメージャーを用いてこれらの定常観測を行っている。この重力波は、背景の風速場によって移動しており、その3次元構造や伝搬を詳しく調べるためには、MUレーダーの流星モード観測による中間圏界面付近の背景風の情報が必要不可欠である。そのようなOMTIのイメージャーと流星モード観測を組み合わせた研究成果は、Ejiri et al. [2001; 2002]が挙げられる。また、この小スケール重力波が鉛直方向に伝搬する運動量フラックスを、MUレーダーの流星モード観測と組み合わせて見積もる試みが、現在行われている。詳しくは、本講演の次に行われた鈴木らによる報告を参照されたい。

FPIは波長557.7nmの大気光(発光高度90-100km)と630.0nmの大気光(200-300km)のドップラーシフトを高分解能分光して測定することにより、中間圏界面付近とF層下部の中性風速を、時間分解能15-60分で測定することができる。このシステムで得られる風速の信頼性を議論する一つの手法として、MUレーダーで得られる流星モードの中間圏風速と電離圏モードの熱圏風速データ(南北成分のみ)と比較することが考えられる。図2に示すように、両者のデータは比較的良い一致を示すことがわかっている。Fujii et al.

[2003]は更にこの比較から、中間圏界面付近の557.7nm 大気光の発光高度の変化を求めた。

図2: MUレーダーの風速とFPIの風速の比較。上は波長557.7nm 大気光から求めた中間圏風速(高度90-100km、OとX)と、MUレーダー流星モードから求めた3つの高度の風速(点線)。下は波長630.0nm 大気光から求めた熱圏風速(高度200-300km、エラーバーのついた実線と点線)とMUレーダーの電離圏観測モードから推定された熱圏風速の南北成分(太い点線)。Shiokawa et al. [2003a]より。

風速の観測に関しては、磁気嵐の最中の大規模伝搬性電離圏擾乱(LSTID)に伴うMUレーダー・FPI・全天イメージャーの同時観測もある。図3は2001年3月31日に観測された



LSTID の例である (Shiokawa et al., 2003b)。17-18UT の LSTID の通過に伴い、F 層高度・777.4nm 大気光の減少、630nm 大気光・foF2・GPS・TEC・熱圏北向き風速の増大が観測されている。また (d) に示すように、中間圏界面付近の北向き風速が、約2時間遅れて増大していることもわかる。このような低い高度における位相の遅れは、Richmond (1978)による LSTID シミュレーションで予測されており、今回の2時間の位相遅れはその予測とよく一致する。

図3: 2001年3月31日に観測されたLSTIDの例。上から、(a) AMIEによるAE/AL指数、(b) AMIEによる北極域のジュール加熱、(c) MUレーダー(実線)とFPI(点線)で観測された熱圏の南北風、(d) MUレーダー(実線)とFPI(点線)で観測された中間圏界面付近の南北風、(e) MUレーダーで観測されたF層電子密度分布、(f) GPSで観測された信楽上空のTEC変動、国分寺のイオノゾンデで観測された(g) foF2と(h) 2MHzのvirtual height、(i) 信楽の全天大気光イメージャーで観測された630nmと777.4nmの大気光強度。(Shiokawa et al., 2003b)。

References

Richmond, A. D., Gravity wave generation, propagation, and dissipation in the

- thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *83*, 4131-4145, 1978.
- Taylor, M. J., M. B. Bishop, and V. Taylor, All-sky measurements of short period waves imaged in the OI(557.7nm), Na(589.2nm) and near infrared OH and O2(0,1) nightglow emissions during the ALOHA-93 campaign, *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 2833-2836, 1995.
- Shiokawa, K., Y. Katoh, M. Satoh, M. K. Ejiri, T. Ogawa, T. Nakamura, T. Tsuda, R. H. Wiens, Development of optical mesosphere thermosphere imagers (OMTI), *Earth, Planets, and Space*, *51*, 887-896, 1999.
- Shiokawa, K., Y. Katoh, M. Satoh, M. K. Ejiri, and T. Ogawa, Integrating-sphere calibration of all-sky cameras for nightglow measurements, *Adv. Space Res.*, *26*, 1025-1028, 2000.
- Ejiri, M. K., K. Shiokawa, T. Ogawa, T. Nakamura, R. Maekawa, T. Tsuda, and M. Kubota, Observations of small-scale gravity waves near the mesopause obtained from four all-sky CCD imagers and the MU radar, *J. Geophys. Res.*, *106*, 22,793-22,799, 2001.
- Ejiri, M. K., K. Shiokawa, T. Ogawa, M. Kubota, T. Nakamura, and T. Tsuda, Dual-site imaging observations of small-scale wave structures through OH and OI nightglow emissions, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, No.10, 10.1029/2001GL014257, 2002.
- Shiokawa, K., T. Kadota, Y. Otsuka, T. Ogawa, T. Nakamura, and S. Fukao, A two-channel Fabry-Perot interferometer with thermoelectric-cooled CCD detectors for neutral wind measurement in the upper atmosphere, *Earth Planets Space*, *55*, 271-275, 2003a.
- Shiokawa, K., Y. Otsuka, T. Ogawa, S. Kawamura, M. Yamamoto, S. Fukao, T. Nakamura, T. Tsuda, N. Balan, K. Igarashi, G. Lu, A. Saito, and K. Yumoto, Thermospheric wind during a storm-time large-scale traveling ionospheric disturbance, *J. Geophys. Res.*, *in press*, doi:10.1029/2003JA010001, 2003b.
- Fujii, J., T. Nakamura, T. Tsuda, and K. Shiokawa, Comparison of winds measured by MU radar and Fabry-Perot interferometer and effect of OI5577 airglow height variations, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *in press*, 2003.

大気光画像データを用いた中間圏重力波の運動量フラックスの導出

鈴木臣[1] 塩川和夫[1] 大塚雄一[1] 小川忠彦[1]
中村卓司[2] D.C. Fritts[3]

名古屋大学太陽地球環境研究所 [1]
京都大学宙空電波科学研究センター [2]
NorthWest Research Associates CoRA Division, USA [3]

大気重力波は地表付近や対流圏で励起され、中層大気中を運動量・エネルギーを輸送しながら上方伝播していく。中間圏界面付近でシア不安定または対流不安定により砕波する際、輸送された運動量 (momentum flux) を開放し背景風を加減速させる。このように、重力波は高層大気において背景風速に大きな変動をもたらすことが知られている。近年の冷却 CCD 技術の発達により、大気光画像データが中間圏の重力波解析に利用されるようになった。

データは京都大学信楽 MU 観測所内 (34.9° N, 136.1° E) に設置された OMTIs の一部である全天大気光イメージャーにより得られた OH 大気光画像 (1999 年 11 月 13 日の晩) に得られたものを用いた。

大気光画像から運動量フラックスを見積もりは Swenson and Liu [GRL, p477, 1998] の方法を用いた。

$$F_M = \frac{1}{2} \frac{m}{k} \frac{\omega^2}{N^2 - \omega^2} \frac{g^2}{N^2 CF^2} \left(\frac{I'}{I} \right) \quad [m^2 s^{-2}]$$

これはイメージャーで得られる大気光強度変動 (I'/I) から運動量フラックスを計算するのが特徴である。

また、CF (Cancellation Factor) は温度の変動と大気光強度の変動を関係づける因子であり、鉛直波長の関数である (Figure 1)。

$$\frac{I'}{I} = \frac{I'}{CF}$$

その他のパラメータも大気光画像から求めることができる。また、その際必要な背景風速データは MU レーダーの流星観測モード (高度 80–100 km) のデータを用いた。

一晩のデータを 15 分ごとに分け、各 bin における重力波のパラメータから、を見積もった。Figure 2 に固有移相速度と水平波長のグラフを示す。分散関係式から鉛直波長 m が負になるものは evanescent な波で、運動量を運ばない。また、鉛直波長が 6 km 以下のものは Cancellation Factor が求められないため、残りの自由伝搬する重力波について運動量フラックスを見積もった。

Figure 3 に見積もった運動量フラックスの結果を示す。鉛直波長が小さい時、運動量

フラックスの値が大きくなっているが（破線で囲まれた波）、これは鉛直波長が小さいと Cancellation Fact も非常に小さくなり、その結果運動量フラックスも非現実的な値となる。この部分を除いた波の持つ運動量フラックスの値は $1 \cdot 10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ であり平均値は $5.0 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ であった。

Figure 1

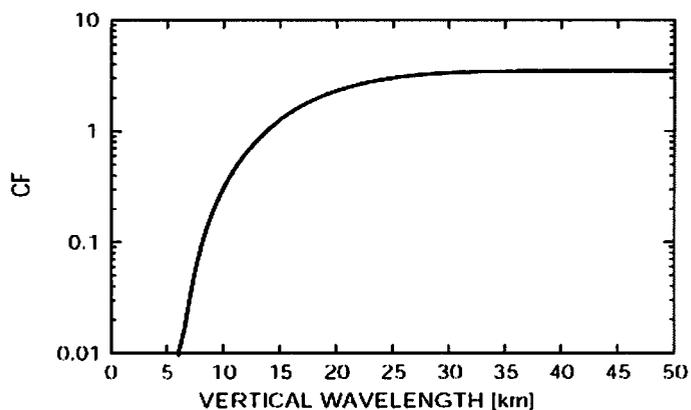


Figure 2

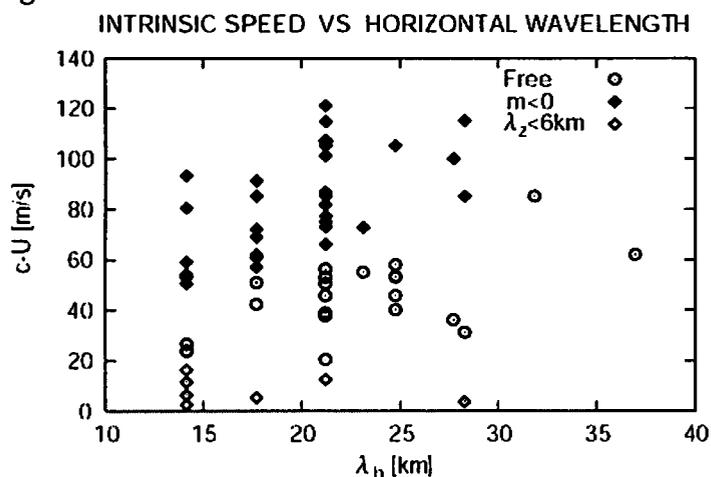
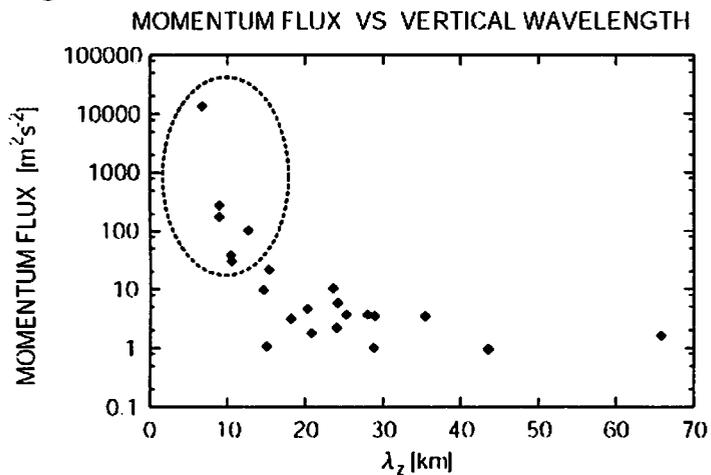


Figure 3



MUレーダーによるスプライト・エルブスの検出

東北大学・大学院理学研究科 高橋幸弘、佐藤光輝、足立透、大久保敦史

はじめに

米国で偶然観測された、雷雲のはるか上空の放電発光が最初に報告されたのは1990年であるが、それ以降の精力的な光学及び電磁波観測によって、雲頂から熱圏下部に相当する高度約100kmに至る領域における様々な放電形態が確認され、そのメカニズムが解明されつつある。これらの発光は非常に強い雲地上間放電（落雷）に伴って発生するため、主に夏季の米国など、雷雲の活動が特に激しい地域・季節に観測キャンペーンが実施され、多くのデータが取得されてきた。その意味では日本付近は特別雷放電が多い地域ではないので、こうした発光は稀だと考えられていた。その一方で、冬季の日本海沿岸での落雷は、数こそ少ないものの1回当りの移動電荷量は世界最大規模といわれ、スプライトの生成の可能性は以前より指摘があった。東北大学は1998年に北陸地方上空の現象を狙った冬季観測キャンペーンを実施し、世界で初めて冬季のスプライトとエルブスの観測に成功した。以来毎冬観測を継続し、これまでに60個以上のスプライトと約150個のエルブス発光を捉えている。スプライトやエルブスの発光領域では強い電離が起きていると推測されているが、これまで、レーダーを使った観測で確認した例は報告されていない。MUレーダーはスプライトの冬季スプライト・エルブスの多発地帯である北陸沿岸から近く、世界的に見ても絶好の立地条件にある。我々はMUレーダーと光学及びVLF/ELF電波のキャンペーン観測を実施し、スプライト・エルブスの電離情報を初めて取得することを試みる。

上空放電の電気的特徴

表1に、これまでに知られている主な上空放電による発光の特徴を、図1に発光現象の模式図を示した。表は高度の低い方から順に列挙してあるが、高度が低いほど発光継続時間が長く、水平の広がりが小さいことがわかる。また形状は、スプライトやブルージェットが比較的微細な構造（数10mから数km）を含むのに対し、スプライトハローやエルブスは全体がぼんやりした発光である。ブルージェット以外は地上への落雷の直後に発生することが知られており、発光の中心も落雷位置から近いと考えられている。アメリカなどでの観測によると、スプライトの場合、原因となる落雷との水平距離はおよそ50キロメートル以内とされる。またエルブスについてはメカニズムなどから考えても、落雷位置の真上に中心があると予想され、観測もそれを裏付けている。ブルージェットは雷雲のすぐ上から伸展するために雲に邪魔され地上から見えにくく、また青色なので大気による散乱を受けるために観測例が航空機キャンペーン時などに限定されており、他の発光に比べ詳しいことはあまり分かっていない。日本付近では、これらのうち、ブルージェットを除く3種類の発光が確認されている。

表1 上空放電による発光現象

	高度	継続時間	水平スケール
ブルージェット	20-50 km	~500 ms	数 km ?
スプライト	50-90 km	1-100 ms	10-50 km
スプライトハロー	70-90 km	数ms	~100 km
エルプス	80-100 km	<2 ms	200-600 km

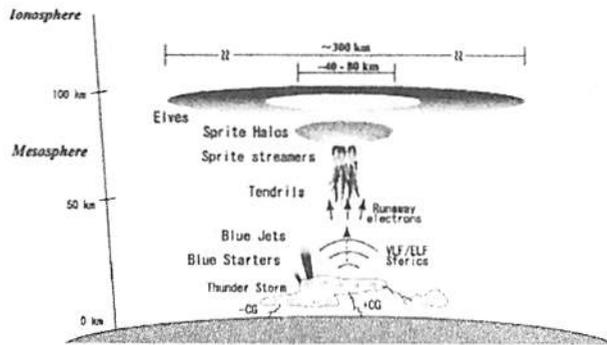


図1 雷放電に伴う高層発光及びそれに付随する現象

スプライト・エルプスが強い電離効果を引き起こしていることは、これまで計算機シミュレーションによって予測されてきた。Barrington-Leigh, et al. [2001]は、スプライトハローでは200倍程度の電子密度増加 ($\sim 10^4/cc$)が、エルプスでも1.5倍程度の増加がおきると予想した。またRodger et al. [2001]は、複数の落雷が続けておこるケースでは、エルプス領域で10-100倍の電子密度増加が起こりうることを、北米の落雷データに基づいた計算で示した。

日本付近の冬季スプライトの活動

図2は、冬季日本でこれまでに観測されたスプライトの位置を地図上にプロットしたものである。北陸地方を中心とした日本海側と、関東から東北にかけての南東海上という、二つの領域に活動が認められる。注意しなくてはならないのは、観測が宮城または福島と、埼玉または群馬から行なわれ、そこから見える範囲（半径数100から700km。また方位にも制限）の現象に限られていること、また観測所上空に雷雲がある場合にはそれに遮られて観測ができない点である。従って、本州上空を前線が通過する時や、西日本の大部分で、スプライト現象が起きているかどうかは不明である。過去の12月から2月のデータを見直してみると、平均してスプライトは4~5晩に1晩、エルプスは2~3晩に1晩観測される計算になる。北陸地方上空で観測される数はこれよ

りも小さくなるが、本年度観測キャンペーンを予定している2月上旬は特に発生頻度が高いことから、約1週間の観測期間に、スプライトは1〜2晩、エルプスは2〜3晩程度観測されることが期待される。

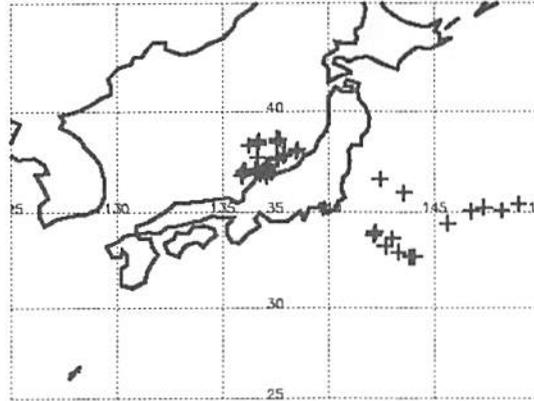


図2 これまでに観測された冬季スプライトの位置。1998年12月 - 2002年2月のデータによる。

北陸観測の実際

図3に、冬季日本で高感度カメラによって撮影されたスプライトの例を示す。いく筋もの構造が広く水平に分布していることがわかる。こうした筋構造の水平方向の広がり50km程度にまで広がることは珍しくない。また、スプライトハロー、エルプスも数多く観測されている。

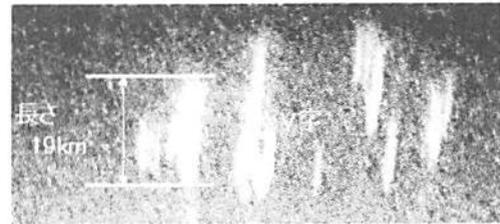


図3 日本で撮影されたスプライト

図4に、実際の観測コンフィグレーションを示す。高感度CCDカメラを用いた光学観測を東北大学の飯舘観測所（福島県）と信楽から実施し、発光現象の位置と構造を3画測量で求める。信楽から北陸のスプライト発生領域までは約300kmであるが、エルプスは半径が100-200kmあるため、必ずしもビーム仰角を極端に下げなくても検出できる可能性はある。スプライト/エルプスの発生位置は落雷のほぼ真上であることから、飯舘および山梨県甲府市に設置されたVLF電波受信機のデータを、ネットワークを用いてリアルタイムモニターし、レーダービーム及びCCDカメラの視野の向きを決定するオペレーションを行う。

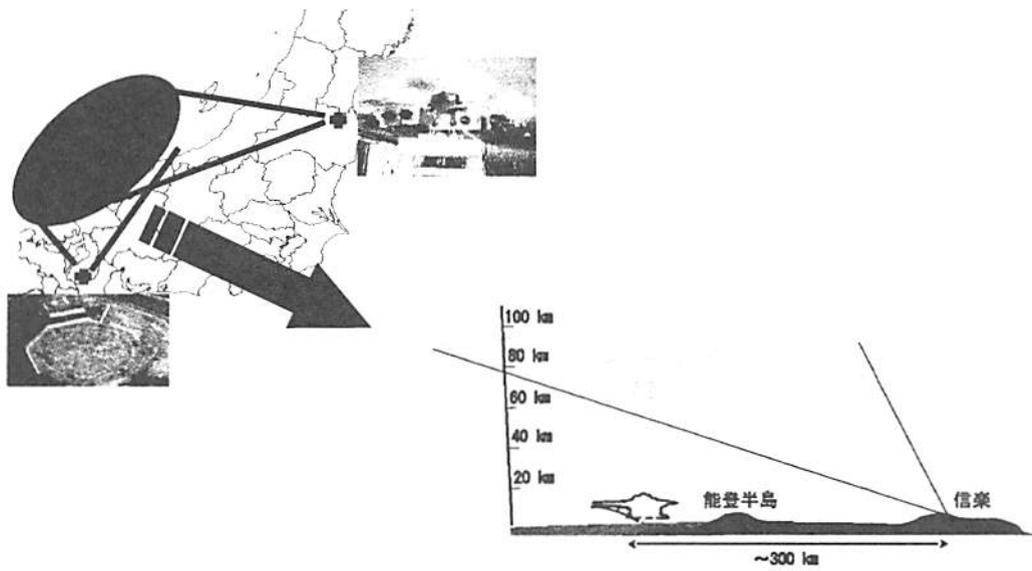


図4 北陸観測のコンフィグレーション

MUレーダとナトリウムライダーによる中間圏界面領域の同時観測

長澤 親生、阿保 真、柴田 泰邦（東京都立大学大学院・工学研究科）

中村 卓司、津田 敏隆（京都大学・RASC）

1. はじめに

本研究は、信楽にある MU レーダの流星モード観測と八王子にある都立大学のナトリウムライダー観測により、高度 80-100km の中間圏界面領域の同時観測を行い、両測定法により観測された波動現象の相違点、類似点を明らかにすることを目的とし、1993 年より共同利用研究として行っている。都立大学のナトリウムライダーは 1991 年の夏より観測を行っているが、晴天時のみ観測可能である。1997 年からは狭帯域ファラデーフィルターの導入により昼間の観測も可能となっている。

MU レーダの流星モードでは、主に風速 2 成分（東西、南北）と両極性拡散係数の時間変動率から相対温度が天候に左右されず昼夜連続で観測できる。一方、ナトリウムライダーではナトリウムの個数密度が高分解能（100m, 4min）で測定できる。両測定法での波動現象の比較は、大気密度の変動分を求めることにより可能となる。

また、日本付近の中緯度で頻発する突発的で層幅の狭いナトリウム層の増加現象である Sporadic Na 層はその成因について十分明らかにされていないため、MU レーダとの同時観測結果との比較検討が有用であると考えられる。

2. 同時観測データの比較

実際に夜間 8 時間以上の MU とライダーの同時観測データが得られたのは、1992 年から 2003 年 3 月までの間で 61 晩であった。また、昼間の同時観測が得られたのは延べ 6 回である。図 1 に、1997 年以降のナトリウムライダーの観測チャートを示す。

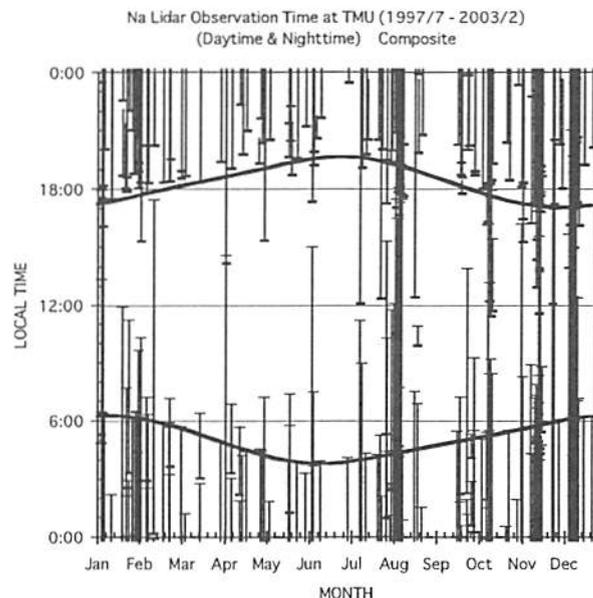


図1 ナトリウムライダーの観測チャート

1997 年からは狭帯域のナトリウム原子ファラデーフィルターを用いることにより昼間のナトリウムライダー観測が可能になった。表 1 に 2003 年 3 月までの 20 時間以上の昼夜連続観測が成功した観測日の一覧を示す。このうち、網掛けをした部分が MU レーダとの同時観測データが得られた期間である。

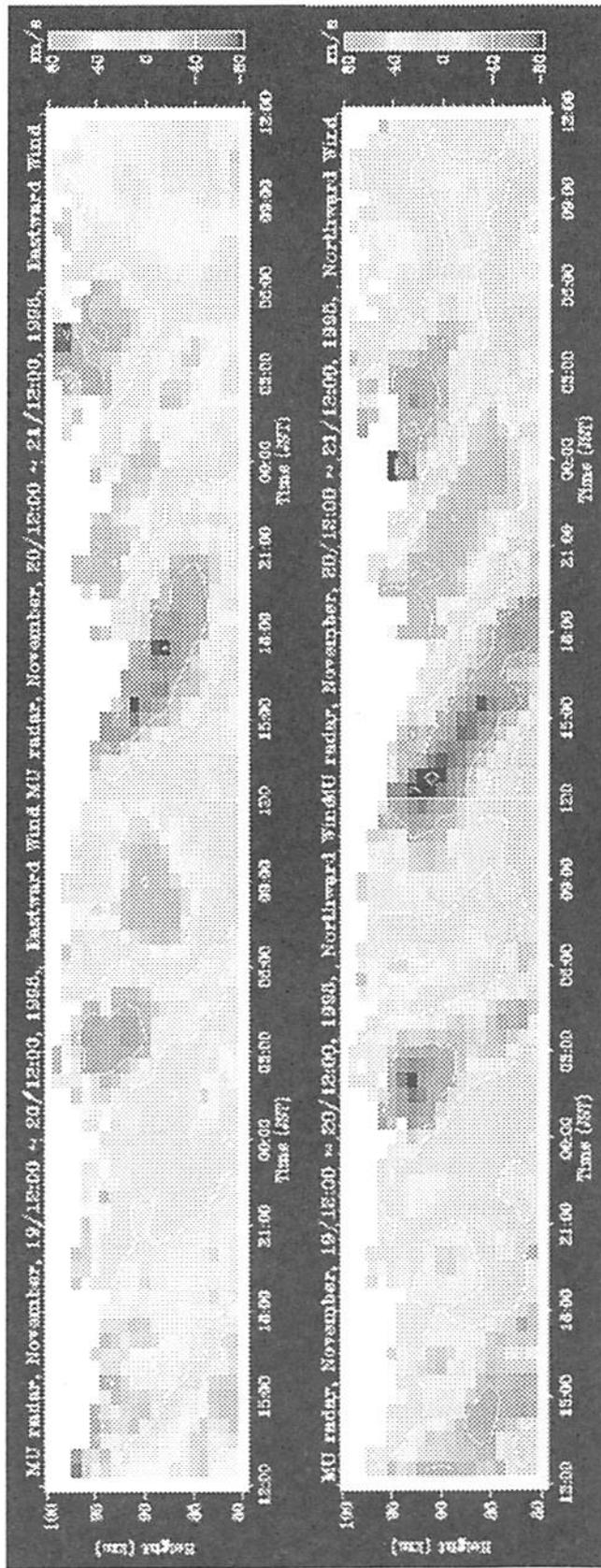
表 1 ナトリウムライダーの 20 時間以上の昼夜連続観測が成功した観測日の一覧

Begin		End	Period(H)	Day
98.02.10 20:14	-	98.02.11 17:27	21.2	1
98.11.19 13:55	-	98.11.21 13:47	47.9	2
99.01.03 18:06	-	99.01.05 6:15	36.1	1
00.12.11 19:20	-	00.12.14 1:02	53.7	2
00.12.14 23:41	-	00.12.16 10:17	34.6	1
01.01.04 16:34	-	01.01.05 17:23	24.8	1
01.10.12 16:20	-	01.10.16 15:26	95.1	4
01.12.10 13:58	-	01.12.12 21:03	55.1	2
01.12.14 10:57	-	01.12.17 12:22	73.4	3
02.04.04 14:10	-	02.04.05 14:34	24.4	1
02.06.06 17:19	-	02.06.07 23:01	29.7	1
02.07.11 12:04	-	02.07.12 11:12	23.1	1
02.08.05 20:55	-	02.08.12 0:53	148.0	6
02.11.05 18:07	-	02.11.07 5:31	35.4	1
02.11.18 13:49	-	02.11.20 21:54	56.1	2
02.11.28 12:06	-	02.11.30 16:57	52.9	2
02.12.13 19:41	-	02.12.15 5:12	33.5	1
Total			845.0	32

図 2 に同時観測例として、98/11/19-21 の MU レーダ流星モードによる風（上：東西風、中：南北風）とライダーによるナトリウム密度の変動量（下）の比較結果を示す。ナトリウム密度の変動データには 8-16 時間の時間方向のバンドパスフィルターが掛けられている。風と、ナトリウム密度変動の比較なので、直接比較する事はできないが、どちらにも大きな周期 12 時間の変動が見られる。他の同時観測例でも、風に顕著な波動が見られる時はライダーにも同じ周期の変動が見られる。

3. 今後の展開

更に詳細な比較解析を行うとともに、ネットワーク観測への展開を行う予定である。



98/11/19 13:55:37-98/11/21 13:47:51

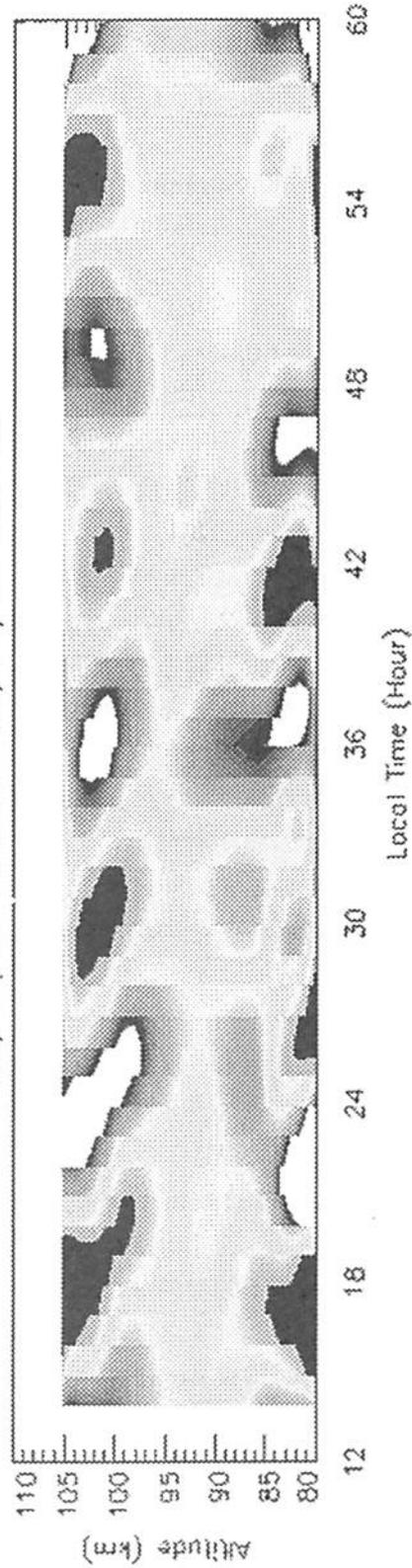


図2 MU レーダ流星モードによる風 (上: 東西風、中: 南北風) とナトリウム密度の変動量 (下) の比較 (98/11/19-21)

ナトリウムライダーと MU レーダとの中間圏大気同時観測

Simultaneous measurements of the mesopause region with Sodium lidars and MU radar

信州大学工学部

○ 北原 司、杉本桂一、小林史利、川原琢也、斉藤保典、野村彰夫

T. Kitahara, K. Sugimoto, F. Kobayashi, T. D. Kawahara, Y. Saito, and A. Nomura
Faculty of Engineering, Shinshu University.

はじめに

我々は、高度 80km~110km にある金属原子層に存在するナトリウム原子層に 589nm のレーザーを射出し、共鳴散乱を利用してライダー観測を行っている。その散乱光信号からナトリウム原子密度の高度分布を求め、時間変化を追うことにより波動解析を行っている。これまで滋賀県信楽町の京都大学 MU レーダ観測所内にナトリウムライダーを設置し、ライダーと MU レーダによる共同観測を行いデータの比較を行ってきた¹⁾²⁾。

しかしながら、MU レーダ観測所に設置してあるナトリウムライダーシステムはトラブルが多く、昨年一昨年と S/N のよいデータを取ることができていない。これは、レーザーの老朽化や設計構造の問題により光学系の狂いや部品破損が頻繁に起こり、レーザー安定して稼働することができなかつたためである。今回、ライダーシステムの改修調整を行い、システムは観測可能な状態となった。一方、2003 年 9 月からは信州大学工学部に設置されたライダーによる観測が長野市でも開始され、ナトリウム原子層の密度に加え、温度の観測も可能となった。現在、信楽と長野の 2 地点でのナトリウム原子層観測を進めている。今回はテスト観測のとして信楽と長野のライダーのみによる 2 地点同時観測を行った。その観測結果について報告する。

観測システム

観測システムのパラメータを Table 1 に示す。どちらのライダーシステムも送信系に 2 つの YAG レーザーを用いて 1064nm、1319nm を発振させ、非線形結晶を用いて和周波の 589nm を得ている。基本的な構成は同じである。しかし、2 つのシステムにおいてレーザー出力が信楽 4mJ、長野 30mJ と差が大きいため、積算回数、距離分解能、時間分解能のパラメータにおいて違いがある。また、長野のライダーシステムは温度観測が可能となっている。

Table 1 システムのパラメータ

	Sigaraki	Nagano
Laser	Flash lump pumped Nd:YAG laser	←
Wavelength	589nm	←
Output energy	4mJ/pulse	30mJ/pulse
Pulse rate	10Hz	←
Line width	3.3pm	0.1pm
Telescope diameter	800mm	500mm
Optical band width	1.0nm	←
Field of view	1mrad	2mrad
Detection	Range-gated photo counts	←
Height resolution	192m	96m
Time resolution	2min	6min

観測結果

今回信楽と長野で行われたライダー同時観測は、2003年9月30日と10月2日の2晩である。観測結果のうち、9月30日の観測結果を Fig.1 に示す。この図は、各高度におけるナトリウム原子密度から各高度における1晩のナトリウム原子密度の平均値を差し引き、その平均値で規格化することにより、波動活動を明確にしている。また、高度方向に1.8km、時間方向に15分のSmoothingを行っている。結果を比較すると、2つの密度変動がよく似た動きをしている。密度変動のピークは約3時間でおよそ11km鉛直下向きに変動し、その位相がほぼそろっていることから、約280km離れた長野と信楽で非常によく似た波動活動を捕らえたと考えられる。今回はライダー観測のみの結果を比較したが、MUレーダや他の光学観測機器のデータが加わればさらに詳しい波動活動の解析が可能となる。

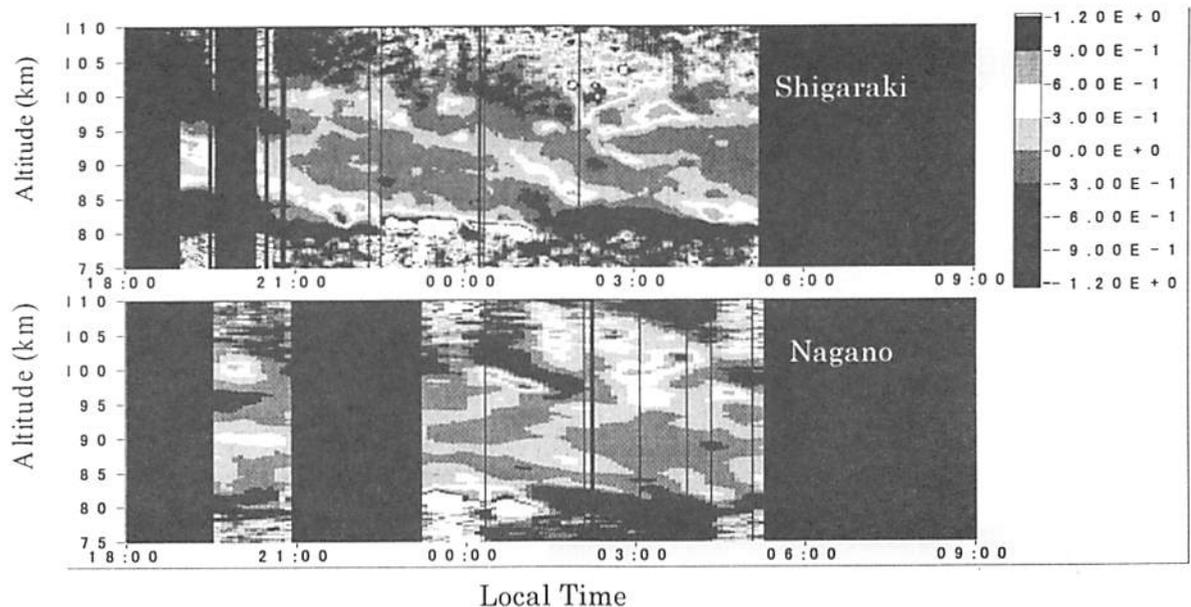


Fig.1 ナトリウム密度の夜間平均からの偏差 (2003年9月30日)

今後の予定

現在、信楽でのライダー観測は月1回、1週間程度の期間で準定常観測を行っている。今後も引き続きMUレーダや他の観測機器との共同観測を行っていく。一方、長野市では温度ライダーシステムが現在定常的に観測を行っており、今後の共同観測にも参加していく。来年度以降には、トラブルの多い信楽のライダーシステムを撤収し、信州大学に設置中のライダーシステムをMUレーダに近い場所に移設する予定で話を進めている。従来に比べ観測精度は数倍に上がり、運用もより安定的に行える。また温度観測が可能なライダーシステムであるため、新たなパラメータを提供することができる。設置場所や移設時期は調整中である。

参考文献

- 1) Kobayashi et al., Earth Planets Space, 51, 731-739, 1999.
- 2) Miyagawa et al., Earth Planets Space, 51, 785-797, 1999.

WAVE2004 キャンペーン時の大規模風速場

2004年1月遂行予定・MUで背景風速場を測定

岩上直幹(東京大学)、村山泰啓(CRL)

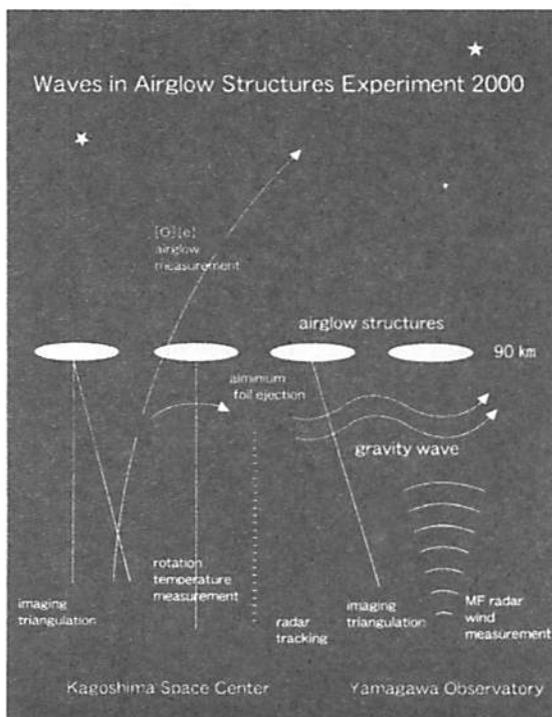
久保田実(CRL)、小山孝一郎(ISAS)、中村卓司(RASC)

WAVE2000 の目的は
地上観測水平情報とロケット垂直情報をつないで
「縞々の正体に迫る」だった

Q1. いったいあれは何？

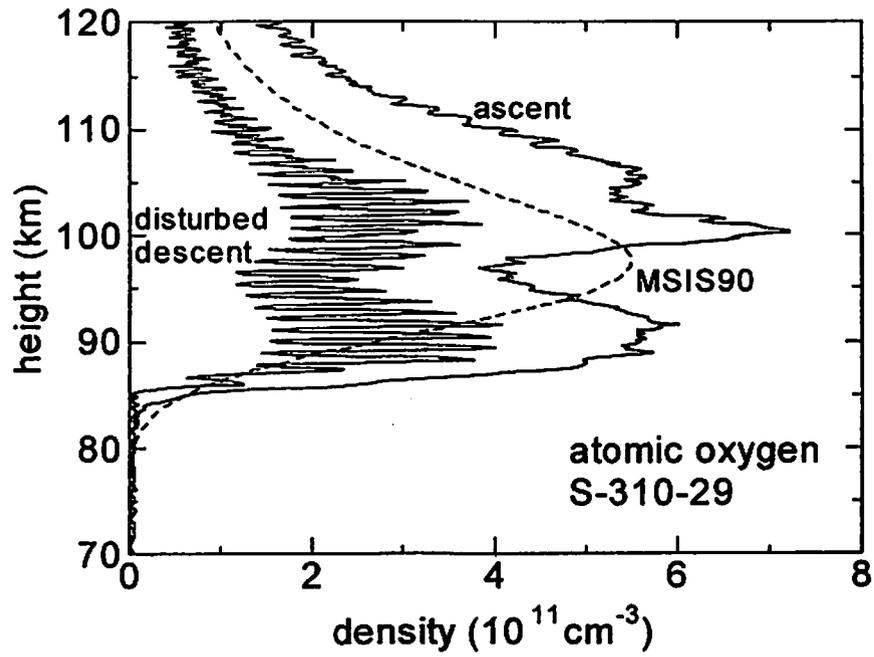
(エネルギー源の O を考慮してストーリーが成り立つか?)

Q2. 地上三角測高の精度？

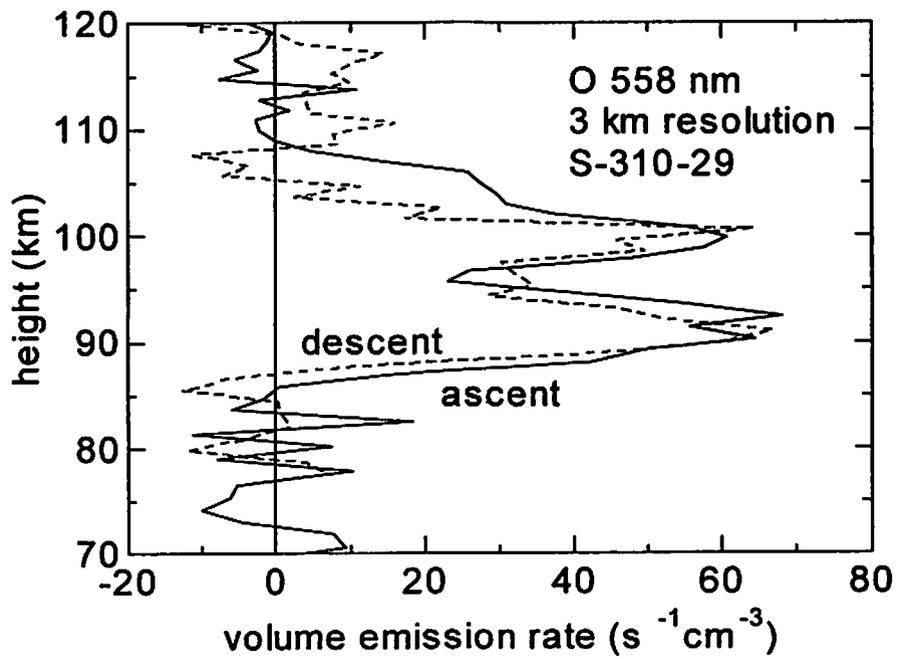


WAVE2000

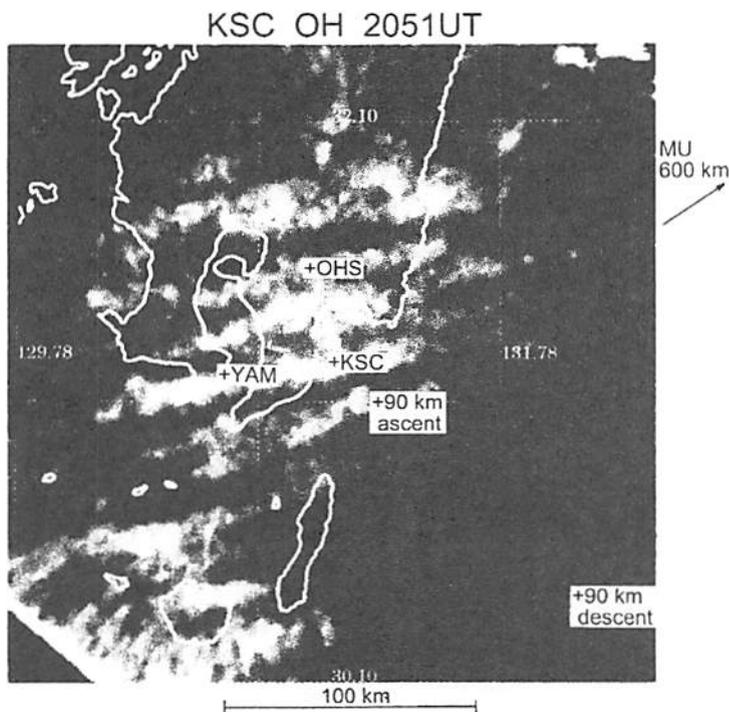
キャンペーンの構成



WAVE2000 で測定された酸素原子密度分布



WAVE2000 で測定された O558nm 体積放射率



WAVE2000
 ロケット発射時の
 OH 大気光構造

しかし MF とチャフの風情報が食い違い、
 予想外の曙光混入でロケット光学データ高雑音、
 結論は？

- C1. 波の特定できず
- C2. 発光層直下にクリティカルレベル？
- C3. 三角測高は 2km 以内で一致

WAVE2004 では
次のような改良によって縞縞の正体に再度せまる

- R1. Na ライダーの追加
- R2. 打ち上げ前、最短 2 時間の地上観測
- R3. 曙光混入のないロケット光学データ

2004 年 1 月 14 日(上弦)から 28 日(下弦)まで

皆様のご協力をお願いします

低高度 Es 層の形成・維持に寄与する慣性重力波の特徴について

吉村玲子（東大理） 中村卓司（京大 RASC） 今村剛（宇宙研） 小山孝一郎（宇宙研）

概要

ロケット実験によって得られた電子密度の高度プロファイルから重力波パラメータを見積もった。観測された電子密度及び酸素原子密度の高度分布には大気波動によると思われる擾乱が見られ、これらの擾乱構造を作り出した慣性重力波の鉛直・水平波長、東西風擾乱振幅、鉛直・水平位相速度を算出した。また、これらをチャフ・MFレーダ・MUレーダで同時時間帯に観測した中性風速と比較することによって、その妥当性を示した。

1. ロケット実験概要

観測ロケット S-310-29 号機は 2000 年 1 月 10 日 05:50 JST、鹿児島宇宙空間観測所（135.45E, 31.15N）から南東に向け、打ち上げ角 77°（仰角）で発射された。電子密度は真空ガラス封じラングミュア・プローブ(Oyama and Hirao, 1976)で、酸素原子密度は共鳴散乱法(Kita et al., 1995)で、ロケット上昇時・下降時共に高度 80 km 付近から最高到達高度 180 km までのデータを取得した。下降時は高度 100 km 付近でチャフを放出し、チャフ雲をレーダでトラックすることにより中性風の測定も行った (Koizumi et al., 2002)。同時に山川電波観測所（130.62E, 31.20N）の MFレーダ(Murayama et al., 2000)及び信楽 MU観測所（136.06E, 34.51N）の MUレーダ(Fukao et al., 1985a,b)でも中性風の観測を行った。

2. 実験結果

図 1-3 に得られた結果を示す。図 1 は電子密度、図 2 は酸素原子密度の高度プロファイル (Iwagami et al., 2002) で、いずれもほぼ同位相 $\sim 1/4$ 波長程度の位相差で密度擾乱が見られる。電子密度構造には高度 160 km 付近に電離中間層が見られる。上昇時・下降時での密度の絶対値の違いは、主にロケット航跡の影響による。図 3 はチャフ・MFレーダ・MUレーダでそれぞれ観測された中性風で、左に東西風、右に南北風を、実線で MFレーダ、破線でチャフ、点線で MUレーダによって得られた風をそれぞれ表している。観測地点間距離は、チャフ放出点-MFレーダ間が ~ 200 km、チャフ放出点-MUレーダ間が ~ 600 km であり、鉛直分解能はそれぞれ、MFレーダ：7 km、MUレーダ：1 km、チャフ：150 m となっている。

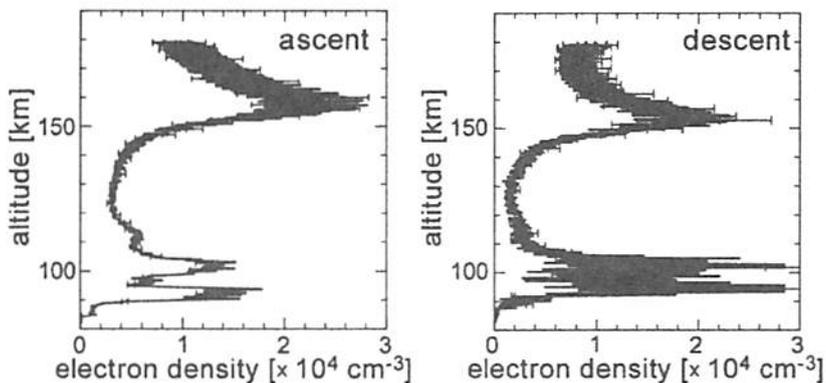


図 1: 電子密度の高度プロファイル。

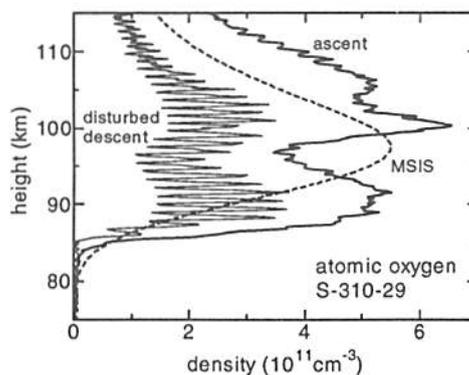


図 2: 酸素原子密度の高度プロファイル。

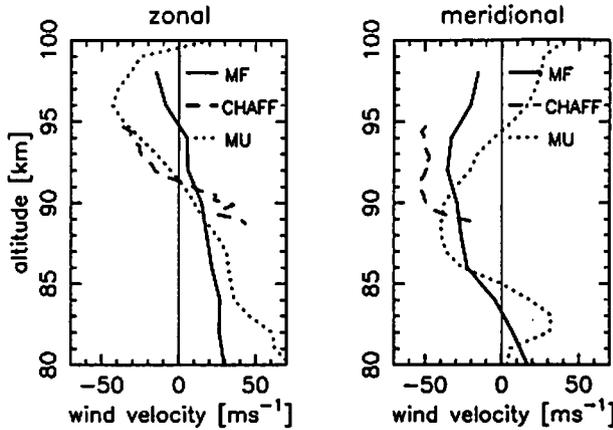


図 3：中性風プロファイル。左図が東西風、右図が南北風となっている。実線・破線・点線はそれぞれ MF レーダ、チャフ、MU レーダによって観測された中性風速である。チャフ放出点からの各レーダまでの距離は MU レーダ 600 km、MF レーダ 200 km である。

3. 重力波パラメータの推定

先に述べたとおり、考えている重力波は鉛直波長に対して水平波長が非常に大きい慣性重力波であると推察され、鉛直位相速度はイオンの鉛直運動速度よりもはるかに長いと考えられる。よってイオンの鉛直運動を考える際には拡散平衡が仮定でき、イオンの鉛直ドリフト速度は

$$w = \frac{1}{1+r^2} (rU \cos I + V \cos I \sin I) = D_{iz} \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} \quad (1)$$

で表される。ここで (U, V) は (東向き風速, 西向き風速)、 $r = v_{in} / \Omega_i$ (v_{in} : イオン-中性粒子衝突周波数、 Ω_i : イオンのジャイロ周波数) I は磁場伏角、 D_{iz} は MSISE-90 モデルから計算したイオンの拡散計数、 n_i はイオン密度である。電離圏では電気的中性が保たれていると考えられるので、イオン密度 n_i と電子密度 n_e は等しいとする。下部 E 領域 (高度 125 km 以下) では $1 < r$ が成り立つので、式 (1) 左辺第二項は無視できる。このようにして東西風速 U を算出する。 r_i , D_{iz} は MSISE-90 モデルの値を用いて計算した。

算出した東西風速を図 4 に示す。図中の実線は算出された値、○と×はそれぞれ MF レーダおよびチャフによって観測された東西風である。図より、算出された東西風はチャフによって観測されたそれに非常に近い値であるということがわかる。また、先にも述べたとおり MF レーダの鉛直分解能は 7 km であるので、鉛直波長 10 km 程度の波動を捉えることは難しく、結果としてその平均的な振る舞いを示していると考えられる。また、算出した風を

$$U = Ae^{\beta(z-z_0)} \exp[i\omega_1 t - m_1(z-z_{01})] + B \exp[i\omega_2 t - m_2(z-z_{02})] + C \quad (2)$$

という形で最小二乗フィットさせることによって、算出された中性風擾乱の鉛直波長 ($2\pi/m_1$) は 10 km、振幅は高度 90 km 付近で 30 ms^{-1} 程度であることが言える。

また、イオンのドリフト速度は重力波の鉛直位相速度より早くなければスプラディック E 層のような密度ピークを形成することができないという制約から、鉛直位相速度は $10\text{--}20 \text{ ms}^{-1}$ 程度であり、分散関係式より水平波長は 2000 km 以上であると考えられる。これは周波数 $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (周期 $\sim 12 \text{ h}$) の重力波に相当する。

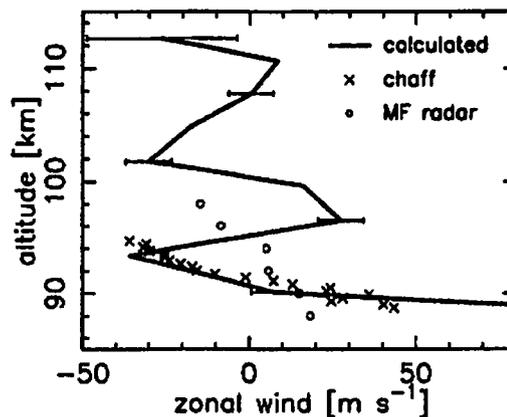


図 4：電子密度プロファイルから算出した東西風 (実線)、MF レーダ (○) 及びチャフ (×) によって観測された東西風。

また、ここでは詳細について述べないが、酸素原子密度波状構造とのピーク高度のずれ ($\sim \lambda_e/4$) から、この慣性重力波の伝播方向は南向きであると推定できる。

4. MU レーダ観測との比較

前節で、酸素原子密度及び電子密度の層構造形成に寄与したと考えられる慣性重力波の水平波長が 2000 km 以上であると推測されることから、ロケット打ち上げ地点より 600 km 離れた MU レーダによる観測でも同様の性質の波動が見られるはずであり、解析を行った。MU レーダ流星モードによる中性風観測結果を図 5 に示す。東西風（上）南北風（下）ともに、鉛直波長~25 km 程度の卓越する 1 日潮汐が見られる。この結果に対して鉛直バンド幅 5-15 km のバンドパスフィルタを施した結果を図 6 に示す。この図からは鉛直波長~10 km、周期~14 時間で下向きに位相伝播する重力波が存在することがわかる。これはロケット観測結果から得られた重力波パラメータと良い一致を示す。

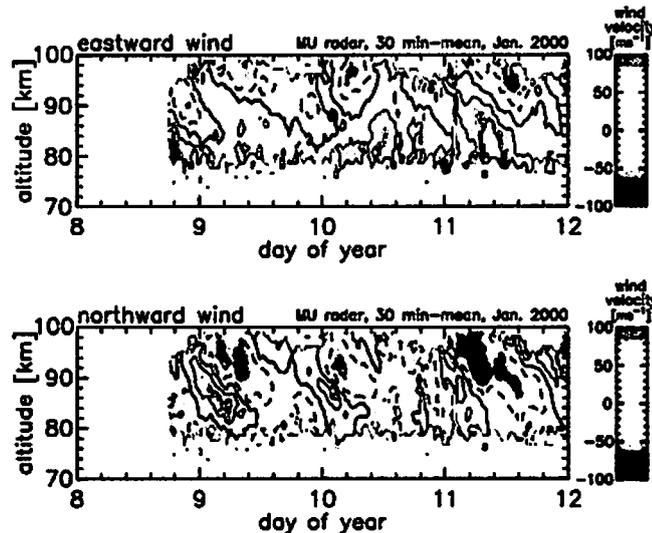


図 5: MU レーダによって観測された東西（上）南北（下）風。横軸は 2000 年 1 月の日にち。ロケット実験は 10.24 日付近で行われた。

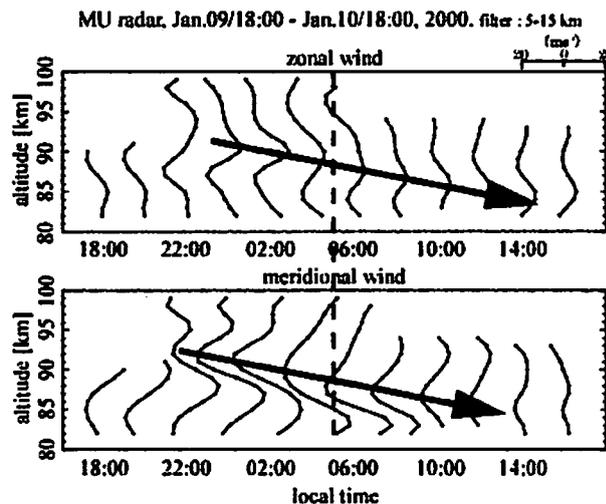


図 6: MU レーダ観測の結果にバンド幅 5-15 km のバンドパスフィルタを施したもの（2000 年 1 月 9 日-10 日）。ロケットは 5:50LT に打ち上げられた。

5. 結論

以上のように、ロケット観測で得られる電子密度プロファイルのスナップショットから、重力波のパラメータを算出する手法を確立することができた。また、中性大気密度（特に重力波のトレーサとなる酸素原子密度など）を同時に観測することにより、重力波の伝播方向を推定することができた。これらの手法は、今後の大気波動観測でも活用されることを期待する。

謝辞

本研究を進めるに当たり、MFレーダデータを提供して下さった通信総合研究所の村山泰啓博士、チャフデータを提供して下さった東京大学大学院生の小泉宜子さん、宇宙科学研究所ロケット実験関係者各位に心より感謝いたします。

参考文献

- Iwagami, N., T. Shibaki, T. Suzuki, Y. Yamada, H. Ohnishi, Y. Takahashi, H. Yamamoto, H. Sekiguchi, K. Mori, Y. Sano, M. Kubota, Y. Murayama, M. Ishii, K. -I. Oyama, R. Yoshimura, M. Shimoyama, Y. Koizumi, K. Shiokawa, N. Takegawa, and T. Nakamura, The wave2000 campaign: overview and preliminary results, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **64**, 1095-1104, 2002.
- Kita, K., T. Imamura, N. Iwagami, W. H. Morrow, and T. Ogawa, Rocket observation of atomic oxygen and night airglow: measurement of concentration with an improved resonance fluorescence technique, *Ann. Geophys.*, **14**, 227-237.
- Koizumi, Y., K. -I. Oyama, and Y. Murayama, Small-scale atmospheric gravity wave observed by foil chaff experiment in the mesopause region, *ISAS Res. Note*, **758**, 2002.
- Murayama, Y., K., Igarashi, D., Rice, B., Watkins, R., Collins, K., Mizutani, Y., Saito, and S., Kainuma, Medium frequency radars in Japan and Alaska, for upper atmosphere observations. The Institute of Electronics, Information and Communication Engineers Transactions E83-B, 1996-2003, 2000.
- Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihara, The MU radar with an active phase array system, 1. Antenna and power amplifiers, *Rad. Sci.*, **20**, 1155-1168, 1985a.
- Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihara, The MU radar with an active phase array system, 2. In-house equipment, *Rad. Sci.*, **20**, 1169-1176, 1985b.
- Oyama, K. -I., and K. Hirao, Application of a glass-sealed Langmuir probe to ionosphere, *Rev. Sci. Instrum.*, **47**, 101-107, 1976.

電離圏・熱圏・中間圏同時観測キャンペーン(MTEC)で得られた 上層大気の地磁気擾乱応答

川村 誠治¹, Nanan Balan², 中村 卓司³, 山本 衛³, 深尾 昌一郎³,
五十嵐 喜良¹, 村山 泰啓¹, 塩川 和夫⁴, 大塚 雄一⁴

¹CRL, ²Sheffield Univ., ³京大 RASC, ⁴名大 STE

1. はじめに

電離圏・熱圏・中間圏領域の相互作用の解明を目指し、MU レーダーによって初めて電離圏・熱圏・中間圏同時切り替え観測(MTEC: Mesosphere-Thermosphere-Experiments for Coupling Study)が行われた。このキャンペーン観測は2000年10月(秋)、2001年3月(春)、2001年7月(夏)、2001年12月(冬)の計4回、それぞれ約1週間前後MUレーダーのIS定常観測期間に合わせて実施された。そのうち、2001年3月24日から4月2日にかけて行われた観測期間中に強い地磁気擾乱が発生し、MUレーダー、稚内MFレーダー、信楽の光学カメラ、日本全土約1000点のGPS受信機網(TEC観測)がこの地磁気擾乱を観測した。これらの観測データを利用して、上層大気の地磁気擾乱応答について調べた。

2. 電離圏・熱圏・中間圏同時観測(MTEC)

MTEC観測キャンペーンでは、MUレーダーはIS観測モードと流星観測モードを交互に切り替えて観測を行う。IS観測モードは60分間を1セットとし、この間はIS定常観測と同様電子密度観測(1分)とイオンドリフト速度観測(3分)を交互に繰り返す。続く30分間は流星観測モードにより中間圏・下部熱圏(MLT)領域の風速を観測する。この組み合わせを繰り返すことにより、高度約300kmにおける熱圏風(南北成分)、高度約200-600kmの電子密度、高度約80-100kmのMLT風(南北・東西両成分)を時間分解能90分で得ることができる。またMUレーダーの他に、稚内・山川のMFレーダー、信楽の光学カメラ、GPSによる全電子数(TEC)観測が同時にデータを取得し、これら複数の観測機から得られるデータを用いて上層大気の相互作用の解明を目指す。ただし、本研究が対象とする期間(2001年3月24日から4月2日)は山川MFレーダーが止まっていたために、MFレーダーのデータは稚内についてのみ利用可能である。

図1に、2001年3月23日から4月3日までの地磁気及び太陽活動度指数の変化を示す。実線は観測期間の終了時を示し、点線は大気光カメラが大気発光現象を観測した時刻を表す。図中に示すよう

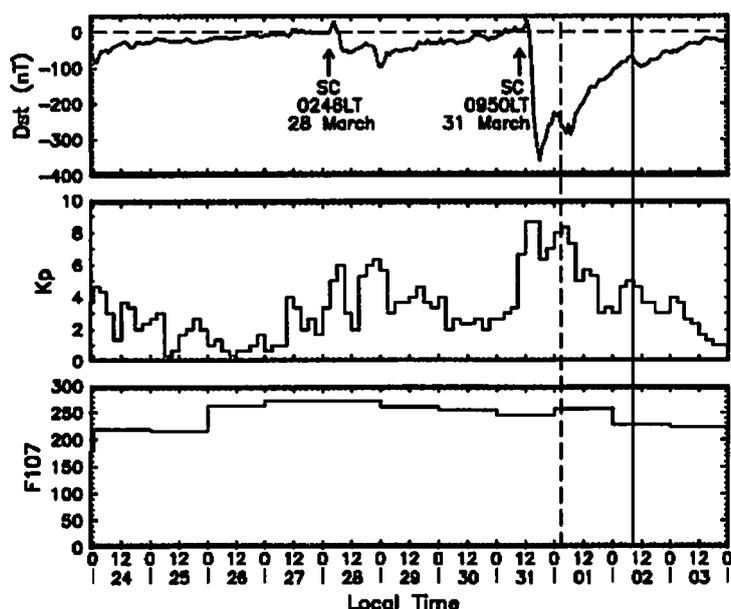


図1: MTEC観測期間中のDst(上段)、Kp(中段)、F10.7を示す。実線は観測期間の終了時を、点線は後述する大気光発光現象が起こった時刻を表す。

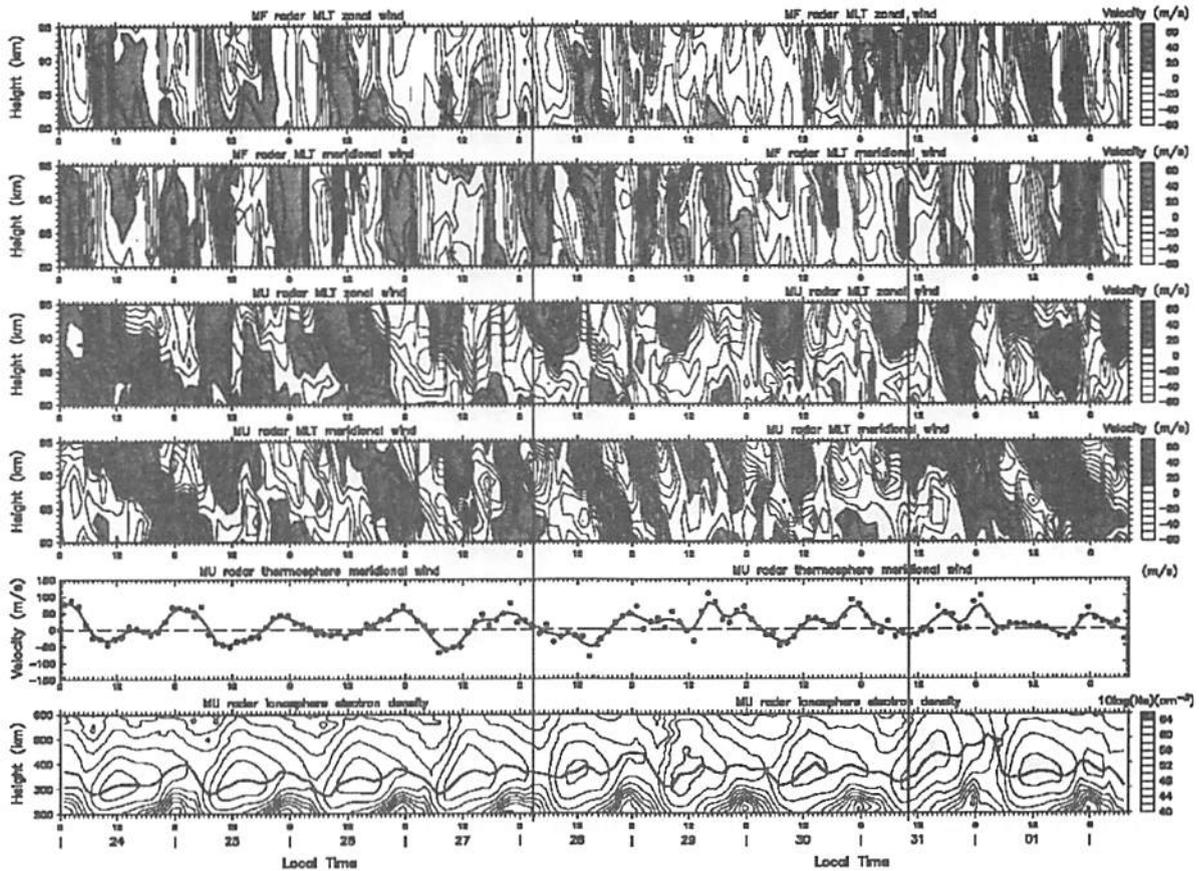


図2: 2001年3月24日から4月2日までの稚内MFレーダー、MUレーダーの全観測データ。上段からMFレーダーによる東西風、南北風、MUレーダーによる東西風、南北風、熱圏風(南北成分)、電子密度を表す。図中の縦実線は地磁気擾乱の発生時を示す。風速は南向き、東向きを正とする。

に、3月28日02:46LTと3月31日09:50LTに地磁気擾乱が発生しており、このうち31日の地磁気擾乱はDst指数が -358nT に達する大きなものであった。

図2にこの期間中のMUレーダー及び稚内MFレーダーの全観測データを示す。上段からMFレーダーによる東西風、南北風、MUレーダーによる東西風、南北風、熱圏風(南北成分)、電子密度を表す。縦実線は地磁気擾乱が起こった時刻を表している。はじめの数日はそれぞれ静穏な日変化を示しているが、最初の地磁気擾乱発生(28日02:46LT)前後からデータに変化が見られ、地磁気擾乱の影響が現れているものと考えられる。

3. 風速変動

熱圏風では擾乱発生後南向き成分の増加が見られており、地磁気擾乱によって高温となった極域から赤道方向へ形成された大気圧勾配で駆動された子午面對流の影響が現れていると思われる。

一方MLT風は最初の地磁気擾乱が発生する1日以上前から変化が現れているように見える。これは特に東西成分において顕著で、26日のうちからMFレーダーでもMUレーダーでも西向き成分の増加が見られている。この変化は地磁気擾乱発生前から起きているため地磁気擾乱が直接の引き金となっているとは考えにくい。地磁気擾乱と何らかの関係があるか今後の検討が必要である。

MLT風でも熱圏でも、風速の増減以外に地磁気擾乱の影響と思われる周期成分の変化が見られている。図3にMUレーダーによるMLT風の周期成分の地磁気活動度による比較結果を示す。左側が地磁気静穏時(24日7LT~27日8LT)、右側が地磁気擾乱時(30日7LT~2日8LT)の72時間の周波数解析結果である。東西・南北量成分とも地磁気擾乱時に低高度で1日周期成分が増加している。また、地磁気擾乱時に東西成分で半日周期成分の増加が見られている。

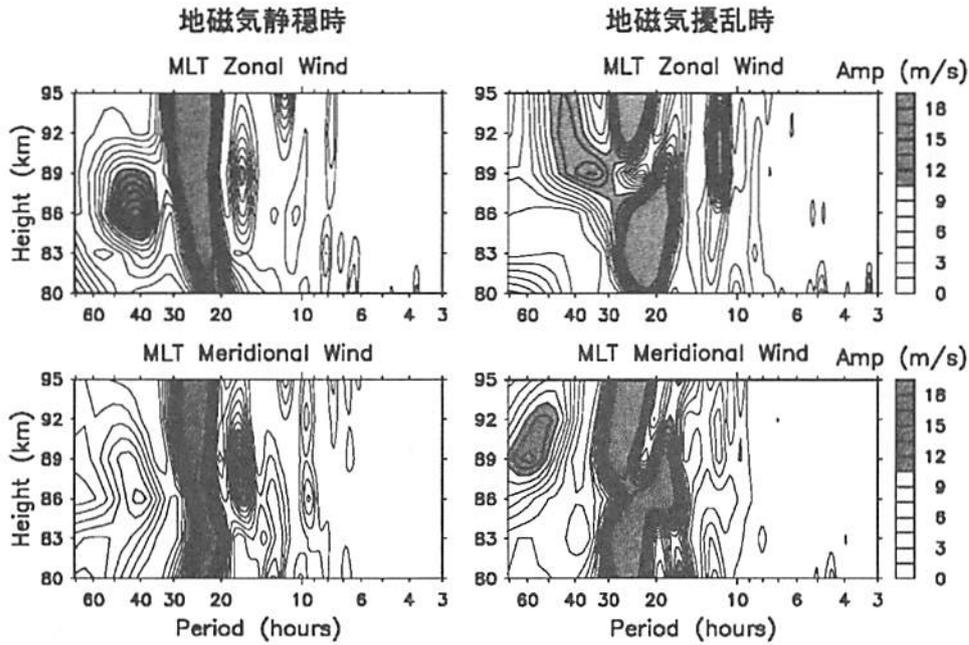


図 3: MU レーダーによる MLT 風の周期成分の地磁気活動度による変化。左側が地磁気静穏時(24 日 7LT~27 日 8LT)、右側が地磁気擾乱時(30 日 7LT~2 日 8LT)の 72 時間の周波数解析結果を表す。上段が東西成分、下段が南北成分である。

稚内 MF レーダーによる MLT 風の周期成分の地磁気活動度による比較結果を図 4 に示す。左側が地磁気静穏時(24 日 7LT~27 日 8LT)、右側が地磁気擾乱時(30 日 7LT~2 日 8LT)の 72 時間の周波数解析結果である。MU レーダーによる MLT 風と同様に、東西風の半日周期成分は地磁気擾乱によって増加している。また南北風は半日周期成分が減少し、1 日周期成分が増加している。東西風では数時間という短い周期の変動が増加している。

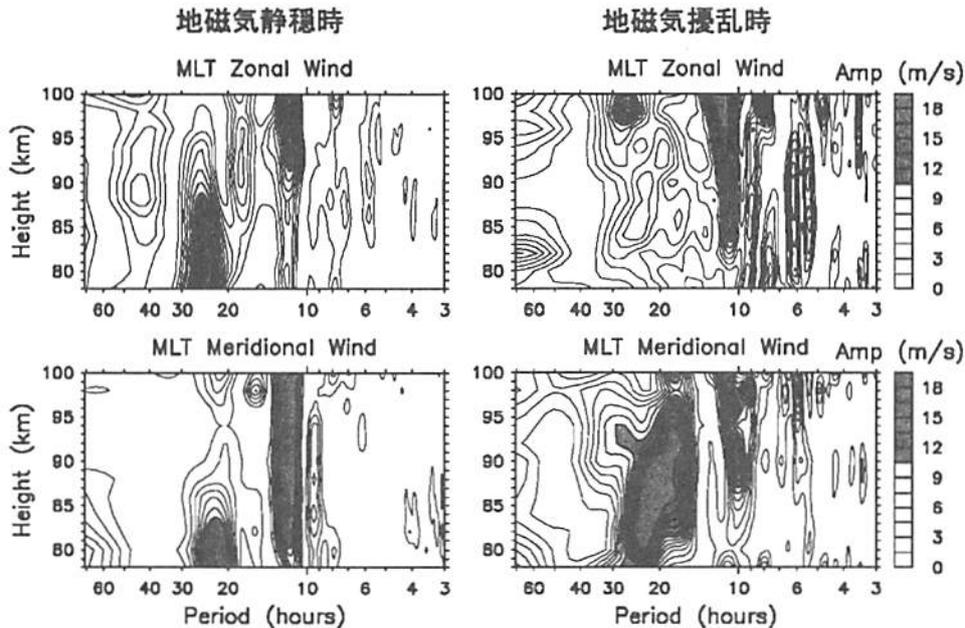


図 4: 稚内 MF レーダーによる MLT 風の周期成分の地磁気活動度による変化。左側が地磁気静穏時(24 日 7LT~27 日 8LT)、右側が地磁気擾乱時(30 日 7LT~2 日 8LT)の 72 時間の周波数解析結果を表す。上段が東西成分、下段が南北成分である。

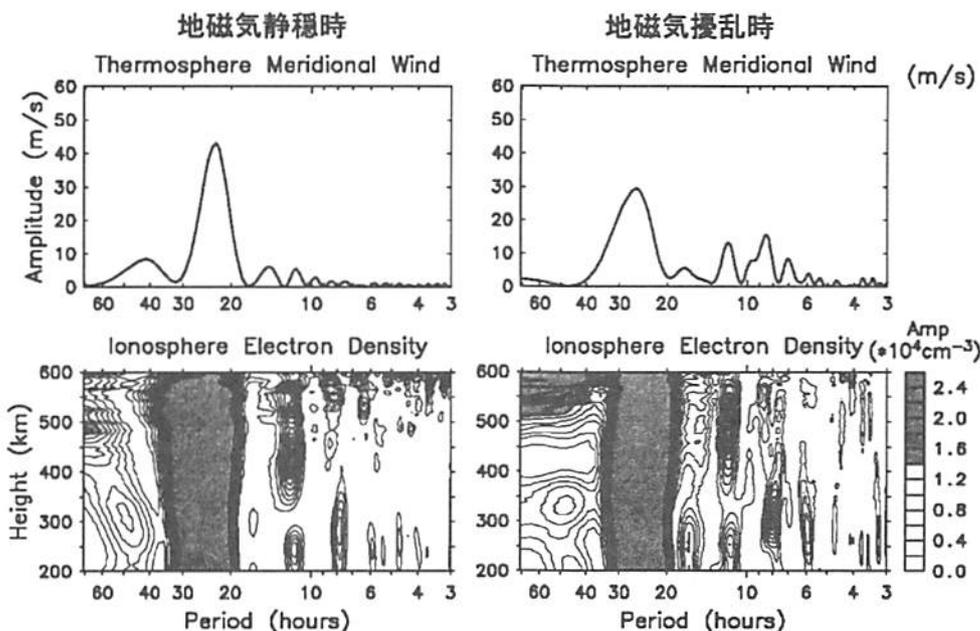


図 5: MU レーダーによる熱圏風(上段)と電子密度(下段)の周期成分の地磁気活動度による変化。左側が地磁気静穏時(24日 7LT~27日 8LT)、右側が地磁気擾乱時(30日 7LT~2日 8LT)の72時間の周波数解析結果を表す。

図 5 の上段は熱圏風の周期成分の地磁気活動度による比較結果を示している。地磁気擾乱時には 1 日周期成分が減少している。図 2 から分かるように地磁気擾乱時には電子密度が高くなっていることから、イオンドラッグによる熱圏風の減速の影響もあると考えられる。また、地磁気擾乱時には 1 日より短い周期の変動が大きくなっていることがわかる。図 5 の下段には同じ時間のデータから計算した電子密度の周期成分を示している。熱圏風の南北成分は磁力線に沿って電離層を上下に動かすことで電子密度変化を引き起こすため、熱圏風と電子密度の各周期成分はおおよそ一致を示している。

4. 電子密度変動

31日に発生した強い地磁気擾乱時には、電子密度構造に静穏時とは大きく異なる変化が見られた。図 6 にこの地磁気擾乱前後の高度毎の電子密度の変化を示す。縦実線は地磁気擾乱が発生した時刻を表している。上段が F 層ピーク以上の高度、中段が F 層ピーク以下の高度の電子密度変動を示している。下段は F 層ピーク高度(hmF2)の変化を表す。地磁気擾乱発生後、電子密度は高高度で増加、低高度で減少しており、 F 層が持ち上げられたような特徴を示している。hmF2 の変化からも F 層が上昇していることが分かる。このとき熱圏風は北向き(F 層を押し下げる向き)に吹いているため、この上昇は熱圏風によるものとは考えられない。Reddy et al. [1991]は、地磁気擾乱時に電場による $E \times B$ ドリフトが F 層を持ち上げるという MU レーダーの観測結果を報告している。図 7 に今回の観測中 MU レーダーで観測された $E \times B$ ドリフト(磁力線直交北向きドリフト)を示す。擾乱発生時 $E \times B$ ドリフトは大きな値ではないものの北向きになっている。 $E \times B$ ドリフト(電場)が F 層高度に変化を及ぼすには数時間の時間が必要であるが[Rishbeth et al., 1978]、図 7 の $E \times B$ ドリフトは半日以上継続して北向きとなっており、 F 層を上昇させ得ると思われる。地磁気擾乱発生約 5 時間後、まだ日照時間中であるにもかかわらず低高度(F 層下部)で電子密度が大きく減少している。 F 層下部では組成変化が電子密度を大きく支配することが知られており、この変化は極域から分子量の大きな O_2 や N_2 が多く含まれた大気が擾乱による極域駆動の子午面流に乗って流入してきたためと考えられる。熱圏風の南北成分が北向きから南向きに変化する時刻に合わせて、地磁気擾乱発生から約 6 時間後に全高度において再び電子密度の上昇が見られている。まだ日照が残っているうちに南向き熱圏風によって F 層が高高度に持ち上げられ、高高度では電子の再結合による減少が少ないために電子密度の上昇が起こっていると考えられる。その後日没に伴って急速に電子密度は減少している。

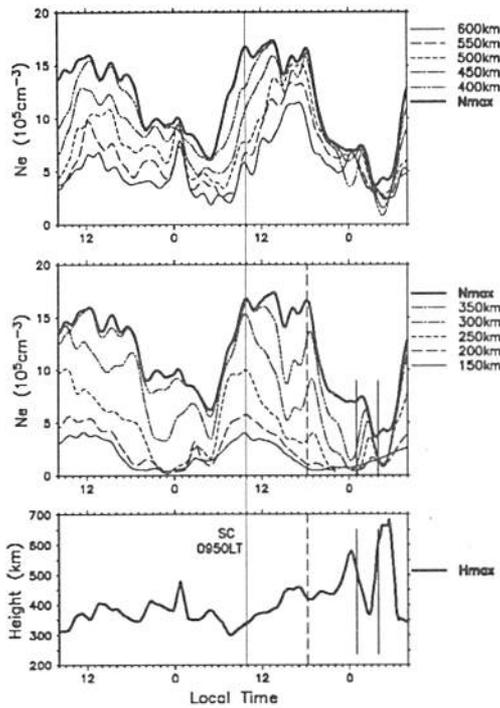


図 6: 地磁気擾乱時の高度毎の電子密度変化。縦実線は地磁気擾乱が発生した時刻を表している。上段が F 層ピーク以上、中段が F 層ピーク以下の電子密度変動を、下段は F 層ピーク高度 (hmF2) の変化を表す。

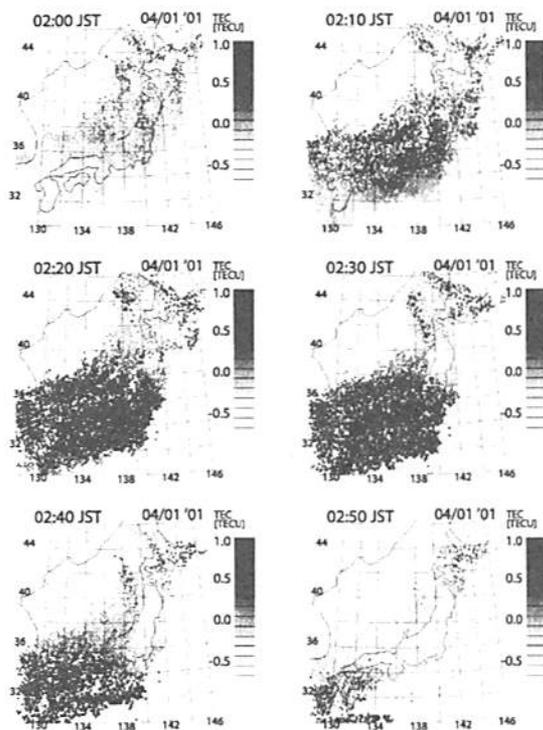


図 8: GPS 受信機網による TEC の時間変化。

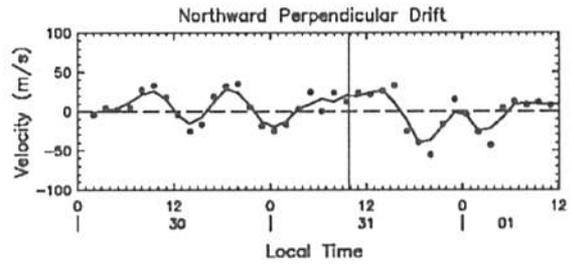


図 7: 地磁気擾乱前後の E×B ドリフト (磁力線直交北向きドリフト) の時間変化。縦線は地磁気擾乱発生時刻。

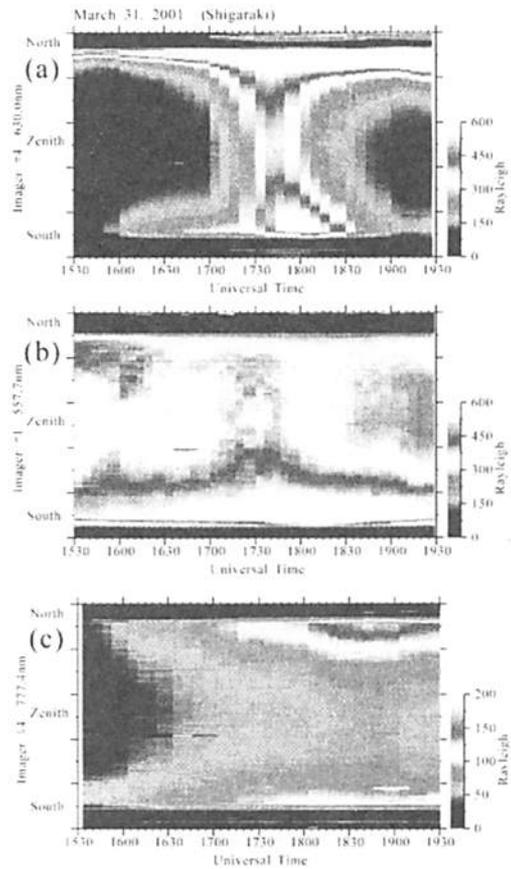


図 9: 信楽大気光カメラによる波長 630.0nm (上段)、557.7nm (中段)、777.4nm (下段) の大気光の時間変化。

図 6 において、地磁気擾乱発生後の夜 2:30LT ごろを中心に F 層下部における数時間規模の電子密度上昇、及びピーク高度の下降が見られている。この時刻に合わせて GPS-TEC 観測では信楽上空での TEC の増加(図 8)が、また信楽の大気光カメラでは波長 630nm の大気光の増光(図 9)が観測されている。MU レーダーによる熱圏風では時間分解能が悪いため観測されていないが、この時に信楽のファブリ・ペロー干渉計では北向きの熱圏風を示唆するデータが取得されている。*Shiokawa et al. [2002]*でも、地磁気擾乱時に短い時間スケールの北向き風と大気発光が同時に起こる現象が報告されている。北向き熱圏風によって F 層が磁力線に沿って急激に押し下げられ、その際に大気発光を引き起こすと考えられる。今回の観測結果を理解するために、数値モデル SUPIM (Sheffield University Plasmasphere-Ionosphere Model)を用いた計算実験を行った結果、北向き熱圏風によって F 層の下降、 F 層下部の電子密度増加、TEC 増加、大気発光という一連の現象が定量的にも良く再現された。

5. まとめ

MU レーダーによって初めて、IS 観測と流星観測の切り替えによる電離圏・熱圏・中間圏同時観測 (MTEC)が行われた。2001 年 3 月 24 日から 4 月 2 日にかけて行われた本キャンペーン期間中に強い地磁気擾乱が発生し、MU レーダー、稚内 MF レーダー、信楽の光学カメラ、GPS による TEC 観測網がこの地磁気擾乱を観測した。熱圏風では地磁気擾乱による極域過熱の影響と思われる南向き成分の増加が見られた。MLT 風でも西向き成分の増加など静穏時とは異なる変化が見られたが、本当に地磁気擾乱と関係がある変化かどうか今後の検討が必要である。強い地磁気擾乱が発生した後、電子密度には電場、組成変化、熱圏風による変動の様子が顕著に見られた。また地磁気擾乱が発生した日の夜には F 層の下降、 F 層下部の電子密度上昇、TEC の増加、大気光の発光といった減少が観測され、北向き熱圏風によるものと考えられる。

参考文献

- Reddy, C. A., S. Fukao, T. Takami, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, and S. Kato, A MU radar-based study of midlatitude F-region response to a geomagnetic disturbance, *J. Geophys. Res.*, **95**, 21,077, 1991.
- Rishbeth, H., S. Ganguly, and J. C. G. Walker, Field-aligned and field-perpendicular velocities in the ionospheric F_2 -layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**, 767, 1978.
- Shiokawa K., Y. Otsuka, T. Ogawa, N. Balan, K. Igarashi, A. J. Ridley, D. J. Knipp, A. Saito, and K. Yumoto, A large-scale traveling ionospheric disturbance during the magnetic storm of 15 September 1999, *J. Geophys. Res.*, **107**, 1,088, 2002.

MU レーダー観測に基づく熱圏中性大気風速の太陽活動度依存性

川村 誠治¹, Nanan Balan², 深尾 昌一郎³

¹CRL, ²Sheffield Univ., ³京大 RASC

1. はじめに

中緯度熱圏の中性大気風(以下熱圏風)は、主に昼夜の温度差で形成される大気圧勾配によって昼側から夜側へ向けて駆動されている。この熱圏風は、磁力線に拘束されているイオンとの衝突で減速される(イオンドラッグ)ほか、地磁気擾乱時にはオーロラ帯の過熱による極から赤道向きの大気圧勾配の影響を受けて変動することもある。大気圧勾配とイオンドラッグはそれぞれに太陽活動により変化するため、熱圏風も太陽活動度変化を示すこととなる。太陽活動度 1 周期に相当する過去 11 年間の MU レーダー観測データの統計解析から、太陽活動度が高くなると熱圏風の日変化の振幅が小さくなることが分かっている[Kawamura *et al.*, 2000]。この結果は Arecibo [Buonsanto and Witasse, 1999]や St. Santin [Duboin and Lafeuille, 1992]といった他の IS レーダー観測とも一致しており、イオンドラッグの影響と考えられる。また、Kawamura *et al.* [2000]では主に熱圏風の太陽活動度変化に寄与するのは大気圧勾配ではなくイオンドラッグであることが示唆されている。本研究では、平均風(24 時間平均)、24・12・8・6 時間周期成分に注目して、さらに詳細に熱圏風の太陽活動度依存性を調べる。

2. データ

解析には 1986 年から 15 年間の MU レーダー定常観測データのうち、地磁気静穏時($A_p < 25$)のものを用いる。データの時間分解能は 1 時間である。高度方向には 220~450km の範囲で重み付け平均をしているため[Oliver *et al.*, 1998]、高度 300km 前後の F 層ピーク高度付近の熱圏風を得ていると考えることができる。平均風は連続した 24 時間データから計算し、各周期成分は 36 時間以上連続したデータから求めている。図 1 に示すのは本研究に用いたデータの太陽活動度による分布である。左図が平均風を求めるために用いたデータの個数、右図が各周期成分を求めるために用いたデータの個数である。季節を異なるパターンで分けて示しているが、季節毎に分けて解析するにはデータ個数が十分ではない。そのため本研究では全ての季節を区別せずに扱うこととする。太陽活動度によっては特定の季節のデータが多いなどのバラつきが存在するため、平均する際に特定の季節の傾向に重みがかかっている可能性がある。

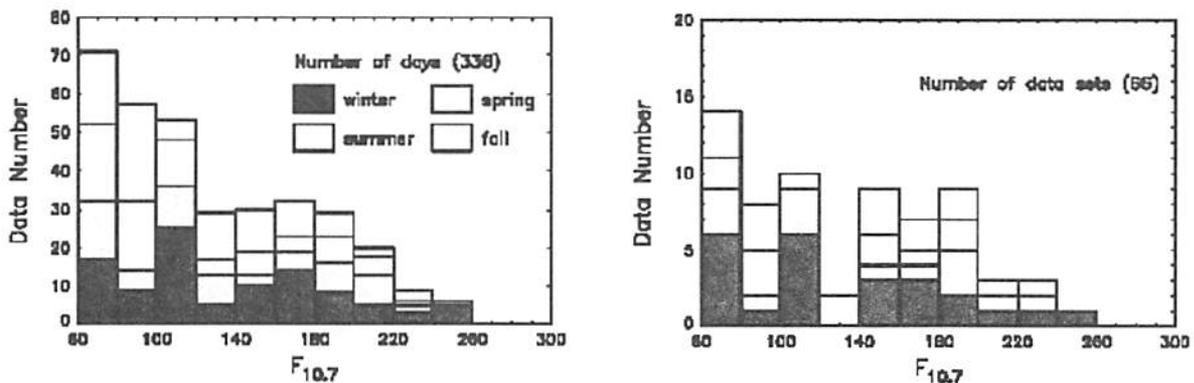


図 1: 本研究に用いたデータの太陽活動度による分布。左図が平均風を求めるために用いたデータの個数、右図が各周期成分を求めるために用いたデータの個数である。季節を異なるパターンで分けて示している。

3. 解析結果

図2に熱圏風のスペクトルの例を示す。上段から低太陽活動期($F_{10.7}=73.0$, 1997年3月11日~13日)、中太陽活動期($F_{10.7}=167.7$, 1988年9月9日~11日)、高太陽活動期($F_{10.7}=250.3$, 2001年3月25日~27日)の各72時間のデータから求めたものである。各期間とも24時間周期が最も顕著に現れている。図中にそれぞれの周期成分の振幅と位相を示している。各周期成分とも、太陽活動度が高くなるに連れて振幅が小さくなっているのが分かる。

このようにして各スペクトルから求めた周期成分の振幅と位相を太陽活動度毎に平均した統計解析結果が図3、図4である。図3が振幅、図4が位相の太陽活動度依存性を示している。季節ごとに異なる印で表示しているが、データ個数が十分でないため図3における実線は全季節を含めてフィッティングしたものである。振幅(図3)は各周期成分ともに太陽活動度が高くなるに連れて減少しており、減少度合いは長い周期成分ほど大きい。ただし、低太陽活動期($F_{10.7}=70$)から高太陽活動期($F_{10.7}=200$)までの減少の割合はどの周期成分でも約40%とほぼ一定である。位相(図4)はデータのバラつきが非常に大きく、はっきりとした太陽活動度依存性を読み取ることは困難である。

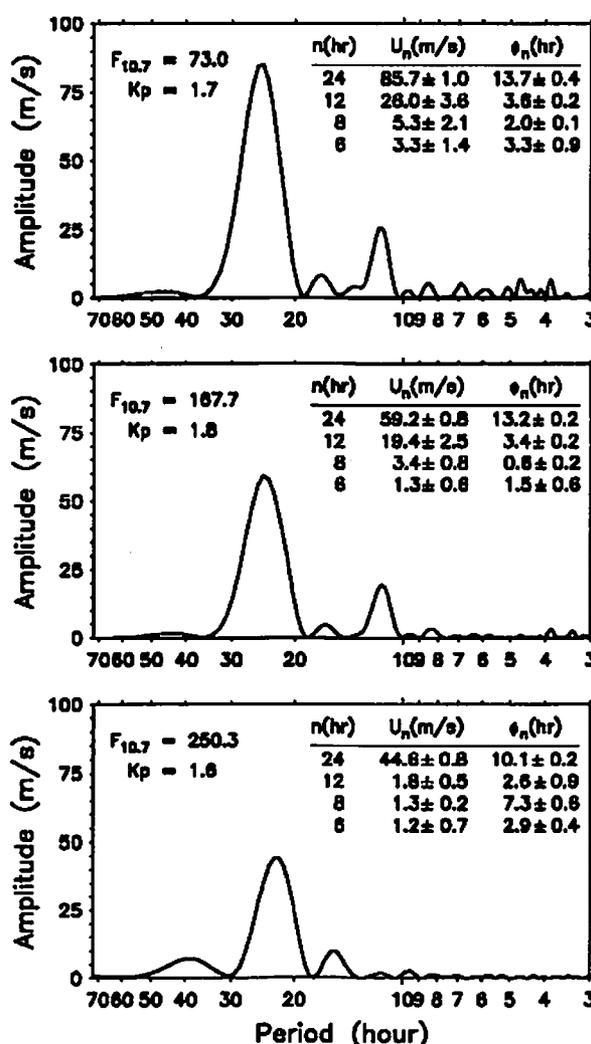


図2: 熱圏風のスペクトルの例。上段から低太陽活動期($F_{10.7}=73.0$, 1997年3月11日~13日)、中太陽活動期($F_{10.7}=167.7$, 1988年9月9日~11日)、高太陽活動期($F_{10.7}=250.3$, 2001年3月25日~27日)の各72時間のデータから求めたものである。図中の表は各周期成分の振幅と位相を示している。

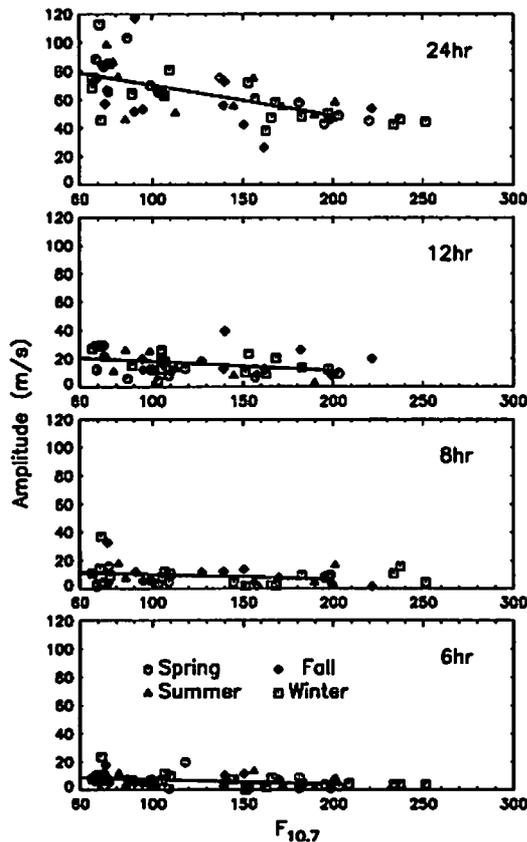


図3: 各周期成分の振幅の太陽活動度依存性。上から順に24・12・8・6時間周期成分を示す。

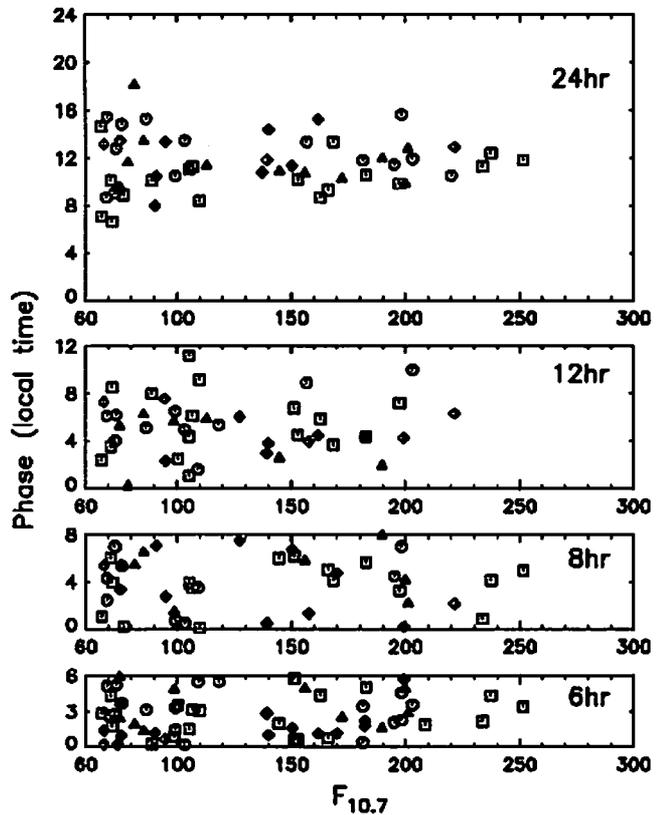


図4: 各周期成分の位相の太陽活動度依存性。上から順に24・12・8・6時間周期成分を示す。

図5は平均風の太陽活動度依存性を示したものである。上段がMUレーダーの観測値の統計解析結果、中段・下段がHWMによる結果である。中段の図は、1時間毎のMUレーダーデータに対応するHWM風を求め、それをMUレーダーデータと全く同様の手法で平均したものである。図1に示したようにMUレーダーデータは季節によるデータ個数の違いがあるために、中段のHWMの結果も季節の寄与を含んでいると考えられる。下段の結果は、季節の寄与を除去するために太陽活動度毎、季節毎に同数の熱圏風を計算し、その平均を取ったものである。実線が全ての季節の平均を示している。観測結果とHWMを比較すると、太陽活動度が高くなるに連れて平均風が減少していく傾向はよく一致している。ただし、中段・下段のHWMは太陽活動度がある程度以上になると平均風の符号が変わって北向きに強くなっており、この点が観測結果と異なっている。

図6に示すのはMillstone Hillの地点におけるHWMの計算結果であり、図5の下段に対応している。MUレーダーの地点におけるHWMは太陽活動度が上がると符号が逆転したが、Millstone Hillの全季節平均ではそのような傾向はなく、MUレーダーの観測結果と非常によく一致している。HWMは経験モデルであり、熱圏風の計算にはMillstone Hillをはじめとする欧米の地上観測と、少ない衛星データが使用されている。しかし、HWMには中緯度アジア域の地上観測データは全く含まれていない。このためHWMはMillstone Hillでは観測結果と良い一致を示すにもかかわらずMUレーダーの地点では観測結果と一致しない点があることが以前より報告されている[Kawamura et al., 2000]。今回のMUレーダーの観測結果とHWMの計算結果の平均風の違いも、HWMに含まれる観測データの不十分さに起因するものと考えられる。

図7は、イオンドラッグによる減速度(負の加速度)を観測値と経験モデルを用いて計算したものである。イオンドリフト速度と熱圏風に観測値、衝突周波数の計算に必要な密度や温度にIRI、MSISモデルを用いている。イオンドラッグによる減速度は太陽活動度が高くなるにつれて大きくなっており、各周期成分の振幅や平均風の太陽活動度依存性の傾向と一致している。

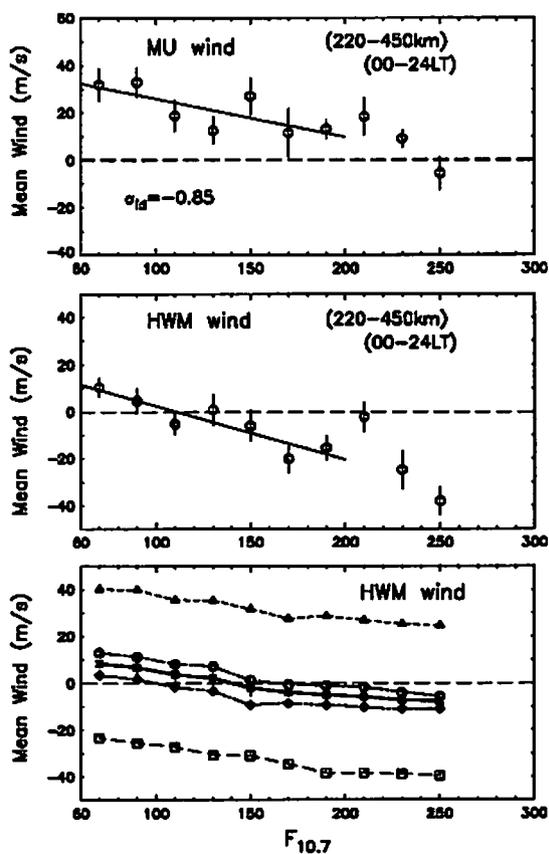


図 5: 平均風の太陽活動度依存性。上段から MU レーダー観測結果、HWM による計算結果、HWM で季節毎に同数の計算をした結果を示す。

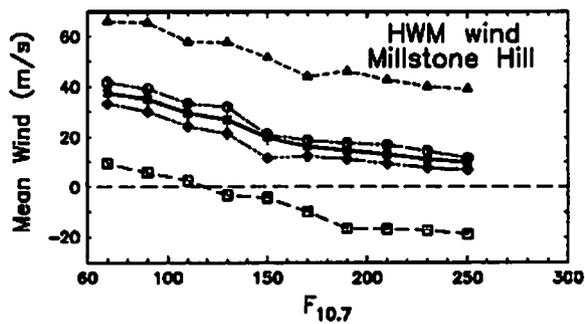


図 6: HWM による平均風の太陽活動度依存性。Millstone Hill の地点における計算結果。

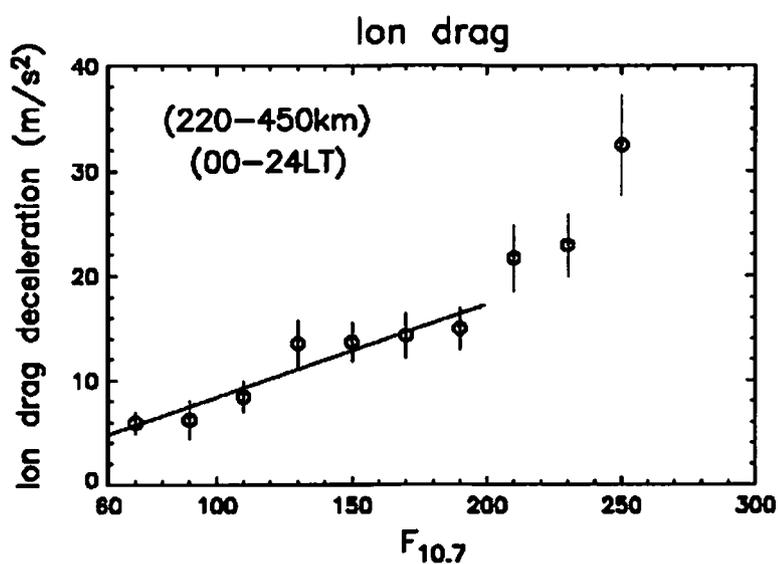


図 7: 観測値と経験モデルを用いて計算したイオンドラッグの太陽活動度依存性。

4. まとめ

MU レーダーによる 15 年間の観測データを用いて、平均風、24・12・8・6 時間周期成分の振幅・位相の太陽活動度依存性を調べた。各周期成分の振幅は太陽活動度が高くなるに連れて減少していき、減少度合いはどの周期でもほぼ同じ割合であった。平均風も太陽活動度に従って減少するが、ほぼ全太陽活動度において平均風の向きは南向きであった。HWM は同じ減少傾向を示すものの、途中から符号が反転して北向きに大きくなっており、HWM が中緯度アジア域の観測データを含んでいないために起こる不一致と思われる。観測値、経験モデルから計算したイオンドラッグによる減速度は太陽活動度が高くなるにつれて大きくなっており、平均風や振幅の減少傾向と一致している。

参考文献

- Buonsanto, M. J., and O. G. Witasse, An updated climatology of thermospheric neutral winds and *F* region ion drifts above Millstone Hill, *J. Geophys. Res.*, **104**, 24,675, 1999.
- Duboin, M.-L., and M. Lafeuille, Thermospheric dynamics above Saint-Santin: Statistical study of the data set, *J. Geophys. Res.*, **97**, 8,661, 1992.
- Kawamura, S, Y, Otsuka, S.-R. Zhang, S. Fukao, and W. L. Oliver, A climatology of MU radar observations of thermospheric winds, *J. Geophys. Res.*, **105**, 12,777, 2000.
- Oliver, W. L., Y. Otsuka, and S. Fukao, MST radar measurement of ionospheric *F* region winds: The "layer-wind" technique, *Radio Sci.*, **33**, 941, 1998.

信楽における磁気嵐時の磁場変動と 電場推定値について

家森俊彦*, 能勢正仁, 竹田雅彦, 中野慎也
京都大学大学院理学研究科

中緯度において、電離層電流が地上の磁場変動にどのように寄与しているかを調べることを信楽MUレーダーを用いた研究目的の一つにしている。これまでの解析では、電離圏標準観測モードのデータから推定した静電場を用いて電離層電流を計算し、その磁場効果を見積もって比較したところ、地上磁場変化とほとんど相関が無い、あるいはむしろ逆相関であることが判った。すなわち、中低緯度における地磁気擾乱に対する電離層電流の効果は数時間のスケールの現象については非常に小さいことが明らかになった。このことは、地磁気偏角成分などに見られる地方時に依存する擾乱場では、沿磁力線電流の効果が主要であることを示唆し、実際、衛星磁場観測等でそれを確認することができた (e.g., Yamashita et al., 2002, Nakano et al., 2003)。更にそのことを応用して、中緯度磁場変動 (および極冠域地上磁場変動) から極域大規模沿磁力線電流の消長をモニター可能であることを示した (Nakano et al., 2003)

しかし、より短い時間スケールでは極域の電場が中低緯度にも伝搬し、電離層電流を流していると考えられる。また、非常に大きな磁気嵐では、通常想像されているものとはかなり異なる電場分布をしている可能性が示唆されている (Brandt et al., 2002)。ここでは、これまでに蓄積された約15年分の電離圏標準観測モードのデータを統一的に、かつ、より詳細に解析する目的で、まず京都大学理学研究科で処理しデータベース化してきた電場推定値の推定誤差を統計的に調べてみた結果を報告する。

電場は、Doppler velocity、 V_d (但し、 $V_d = (\lambda / 4 \pi / \tau)(\text{Re}/\text{Im})$ 、 λ = wave length, τ = time delay、 Re : real part, Im : imaginary part of auto-correlation function) で推定するが、その推定誤差は、Error estimation: V_{err} (但し、 $V_{err} = (\lambda / 4 \pi / \tau)(\text{Aim}/\text{Re})$ 、 $\text{Aim} = \text{Pn}/\sqrt{N_{incoh}}$, Pn : cosmic noise intensity, N_{incoh} : number of incoherent integration) で見積もる。

この推定誤差とグローバルな地磁気擾乱度指数である K_p 指数を比較したところ、図1に示すような、明瞭な K_p 依存性のあることが明らかになった。このことは、地磁気擾乱に伴い、エコーの自己相関関数の実部が小さくなることを示しているが、それが、電子密度の減少によるものか、あるいは、電場変動により、電子密度のピークが変動するためなのかを明らかにするためには、より詳細な解析が必要である。

この他、今回の解析から、期間により、推定誤差の大きさにかなり大きなばらつきがあることがわかった。このことから、推定誤差の原因を明らかにして、各測定期間（あるいは時間）毎に（自動化するにせよ）データを検討しつつ、推定作業をする必要があることを再認識させられた。

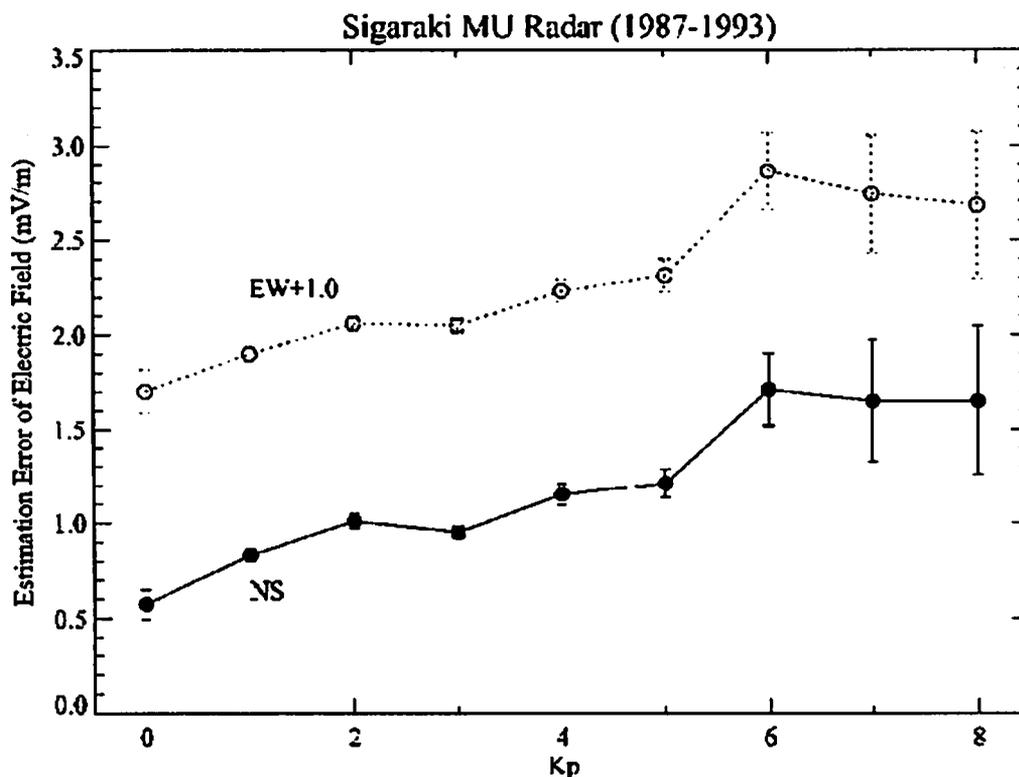


図1 電場推定誤差推定値の Kp 指数依存性。電場東西成分に対しては、南北成分とグラフが重なるのを避けるため、1mV/m 足してプロットしてある。エラーバーは、"standard error" を示す。

[References]

Brandt, P. C., Global ENA observations of the storm mainphase ring current: Implications for skewed electric fields in the inner magnetosphere, *G. Res. Lett.*, 29, No.20, 1954, 2002.
 Nakano, S. and T. Iyemori, Local time distribution of net field-aligned currents derived from high-altitude satellite data, *J. Geophys. Res.*, 108, A8, 1314, 2003.
 Nakano, S. and T. Iyemori, Characteristics of upward field-aligned currents on the nightside during storm-time inferred from ground-based magnetic data at mid-latitudes: Relationship with the interplanetary magnetic field and substorms, submitted to *Ann. Geophys.*, 2003.
 Yamashita, S., T. Iyemori, S. Nakano, T. Kamei, and T. Araki, Antisunward net Birkeland current system deduced from the Oersted satellite observation, *J. Geophys. Res.*, 107, A9, 1263, 2002.

国土地理院 GPS 観測網と MU レーダーを使用した中規模伝搬性電離圏擾乱の研究

*小竹 論季[1], 大塚 雄一[1], 小川 忠彦[1], 齊藤 昭則[2], 津川 卓也[2]

川村 誠治[3], 深尾 昌一郎[3]

名古屋大学太陽地球環境研究所[1], 京都大学大学院理学研究科[2]

京都大学宙空電波科学研究センター[3]

国土地理院は日本国内に約 1000 台の 2 周波 GPS 受信機を設置し、常時観測を行っている。この GPS 観測網から、日本上空の全電子数(Total Electron Content : TEC)を高時間・空間分解能で得ることができる。現在まで、この TEC データを用いることによって中規模伝搬性電離圏擾乱(Medium-scale Traveling Ionospheric Disturbance : MSTID)の研究が行われてきた。これまでの統計的研究から、夜間では MSTID は南西方向に伝搬するものが多く、一方日中では MSTID は南南東向きに伝搬するものが多く、平均の水平位相速度は約 250 m/s であることが明らかになっている。また、滋賀県信楽町に設置された京都大学 MU レーダーによって、MSTID の観測が行われてきた。MU レーダーは、ビーム高速走査性に優れており、異なるビーム方向の電子密度を同時に観測することができ、MU レーダー上空を伝搬する電子密度変動の伝搬を捉えることができる。

本研究では、水平方向に高分解能かつ広範囲の TEC が得られる GPS 観測網と、電子密度変動の高度分布が得られる MU レーダーの同時観測データを用い、電子密度変動の空間構造を明らかにすることを目的とする。ここでは、GPS 観測網と MU レーダーの同時観測データが得られた、2001 年 1 月 10 日の日中における MSTID において解析を行った。本研究では MSTID の水平構造を明らかにするため、各 GPS 衛星と受信機間で観測される TEC の時系列から 60 分間の移動平均を差し引くことによって、TEC の変動成分を取り出した。得られた TEC 変動は、衛星-受信機間を結ぶ直線が電離圏高度 (250km を仮定) を通る位置に存在するとし、GPS 観測網から得られた全データを用いることによって TEC 変動の水平二次元分布を得た。仮定高度の導出方法は、天頂角の異なる衛星によって観測された TEC 変動の時間・空間変動が一致するように決定した。その結果、2001 年 1 月 10 日の日中(1000-1700JST)、TEC 変動(TID)が観測された。その図を図 1 に示す。さらに北緯 36 度、東経 135.5 度から北緯 34 度、東経 137 度に線をひき、TEC 変動の距離-時間断面図を作成したのが図 2 である。これより、この MSTID の水平波長を算出した結果、約 300 km であり、周期は 25 分であった。そして南南東方向に 200 m/s で伝搬していることがわかった。この周期と水平波長を用いて、大気重力波の分散関係式より導出した鉛直波長は 230km である。ここで背景風として 40m/s (北向き)を用いた。これは、高太陽活動期の冬における日中の平均風速である。この時、MU レーダーにより、天頂角 20 度で東西南北の 4 方向にビームを走査する電子密度観測を行っていた。本研究では、このデータを用いて、時間分解能 5 分 F 領域高度の電子密度プロファイルデータを作成した。また、GPS 観測網で観測された MSTID と同じ周期成分をもつ電子密度変動を取り出すため、MU レーダーで得られた電子密度データから 25 分間の移動平均を差し引くことにより、電子密度の変動成分を抽出した。それを図 3 に示す。その結果、南南東方向に水平速度 230 m/s で伝搬する MSTID が観測された。これは GPS 観測網で観測された MSTID の水平速度、伝搬方向共に一致している。また、電子密度のプロファイルより鉛直波長は 240 km と求められ、GPS-TEC データから大気重力波の分散関係式を用いて算出される鉛直波長と一致した。次に、Hooke モデルを使用し

て MSTID の振幅測定を行った。それぞれ使用した値は水平波長 (300 km)、水平位相速度 (200 m/s)、鉛直波長 (240 km) である。GPS 観測網で観測された MSTID の Δ TEC 振幅値は 0.3 [TECU] であり、Hooke モデル上で磁力線方向の中性大気振幅値を 9.5 m/s にした時、GPS 観測値と Hooke モデルの Δ TEC 振幅値が一致した。このことから、今回観測された MSTID は中性大気振幅値 9.5 m/s の中性大気により生成されたといえる。

以上から、このイベントにおける昼間の MSTID の三次元構造が明らかになり、さらにその生成原因は重力波によるものである事が示唆された。

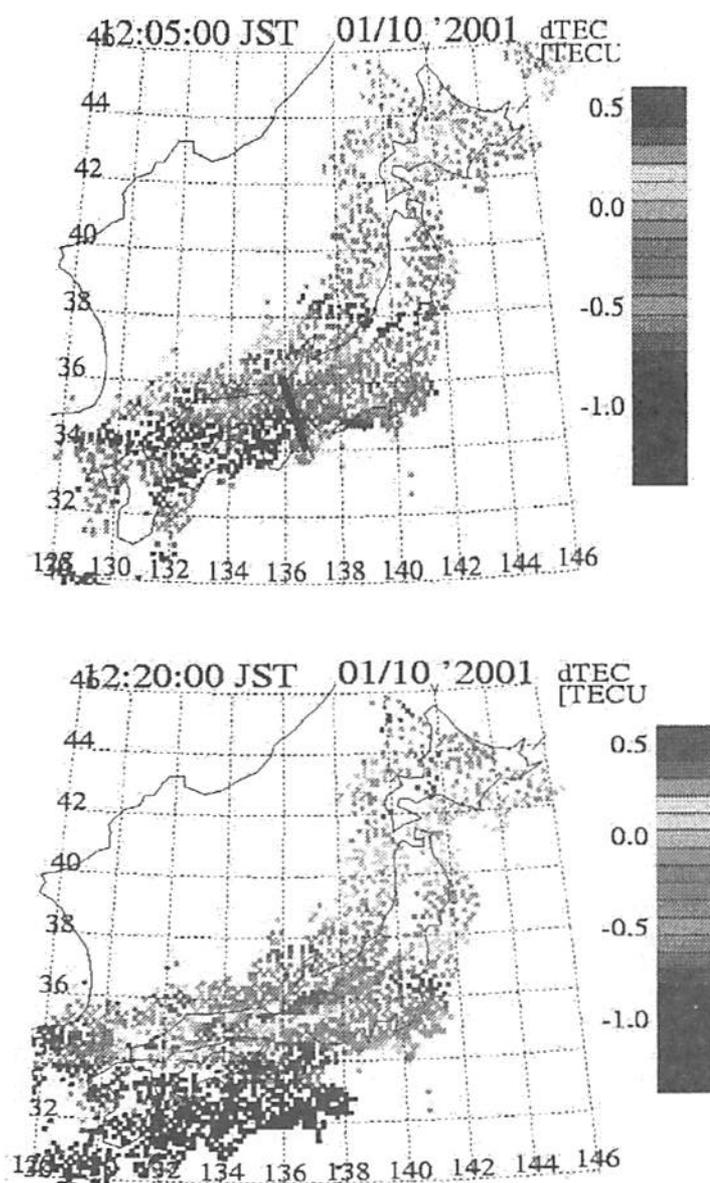


図 1 : 2001 年 1 月 10 日に観測された MSTID

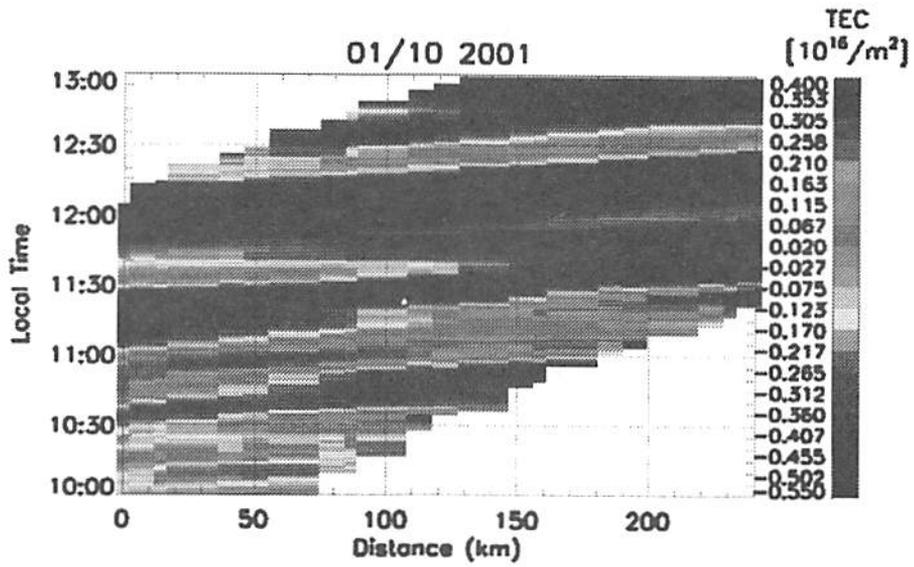


図 2 : TEC 変動の距離・時間断面図

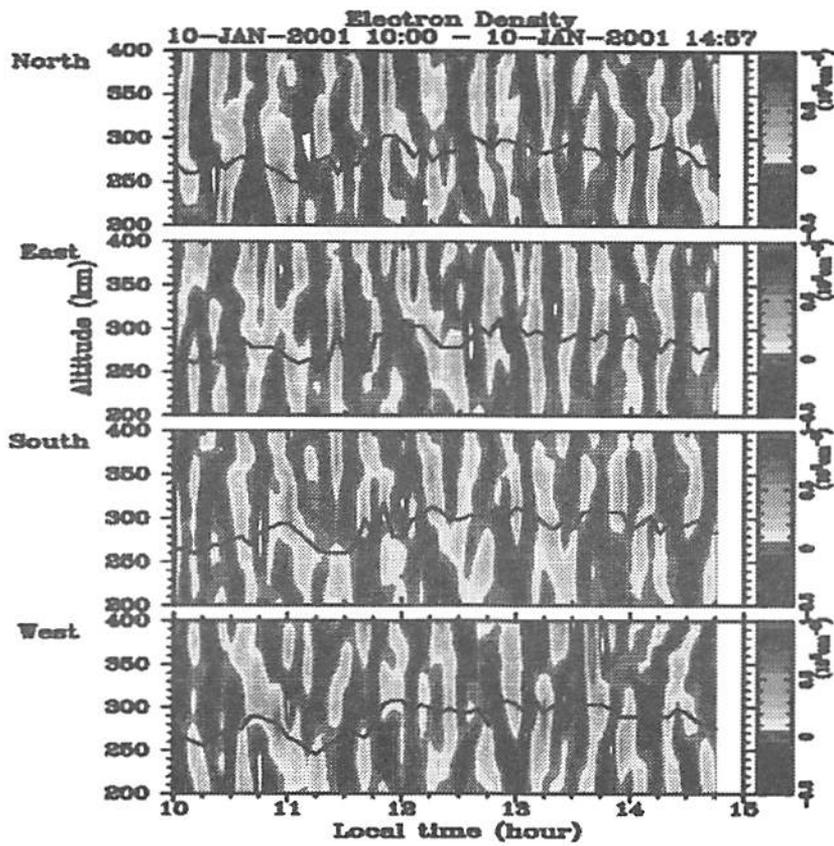


図 3 : 25 分の移動平均をひいたもの

大気光イメージャーによる中規模伝搬性電離圏擾乱の 磁気共役点観測

大塚 雄一、塩川 和夫、小川 忠彦
(名古屋大学 太陽地球環境研究所)

斎藤 昭則、大島 浩嗣
(京都大学大学院理学研究科)

1 背景

電離圏 F 領域において電子密度変動が伝搬する現象として捉えられる、伝搬性電離圏擾乱 (Traveling Ionospheric Disturbance; TID) については、従来から多くの観測及び研究が行われてきた。特に、電波を用いた手法 (イオノゾンデ、HF ドップラー・レーダー、HF レーダー、IS レーダー、人工衛星の電波を用いた全電子数観測等) により、多くの観測が行われている [Hunsucker, 1982, Hocke and Schlegel, 1996]。Hines [1960] 以来、TID は大気重力波による中性大気の振動が原因と考えられてきた。電離圏 F 領域では、中性大気の振動によって電離大気は磁力線方向にのみ動かされる (中性風の磁力線方向の速度 = 電離大気の磁力線方向の速度)。従って、電離大気は、大気重力波による中性大気振動のトレーサーとみることができ、電離大気の変動 (TID) を観測することで、電離圏/熱圏中の大気重力波の研究が行われてきた。

しかし、近年、中緯度で夜間に観測される中規模 TID (Medium-Scale TID; MSTID) は、従来の大気重力波が原因とする考え方では説明ができないことが指摘されている [Miller et al., 1997; Kelley and Miller, 1997]。Shiokawa et al. [2003] は、信楽での 630nm 大気光の全天画像

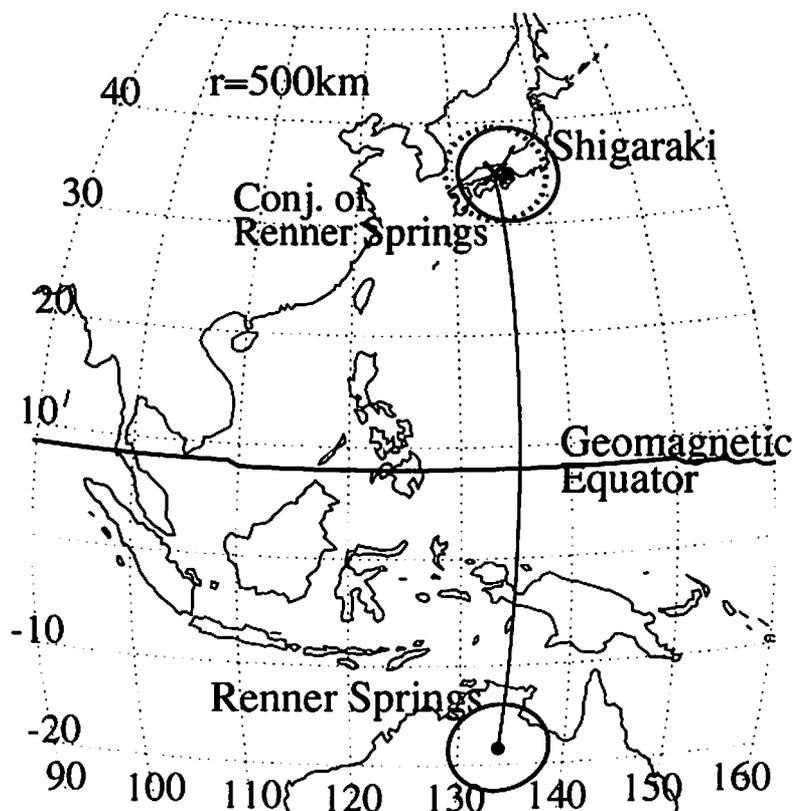


図 1: 観測点の位置と全天大気光カメラの視野 (各々、黒丸と実線)。Renner Springs の位置と全天カメラの視野の磁気共役点を各々 x 印と点線で、Renner Springs を通る磁力線を実線で示す。

と人工衛星による電場観測とを比較し、MSTIDによる大気光変動と電場の空間構造に対応が見られることを示した。観測された大気光変動は、北西から南東にのびる波面をもっており、大気光発光強度の減少領域では北東向き電場、増大領域では南西向き電場が見られた。この結果は、 F 領域の積分導電率(大気光)の空間不均一により分極電場がつけられ、またその分極電場により大気光変動が起こっていることを示している。このように、電場が夜間のMSTIDの生成機構に関係していると考えられる観測結果が得られている。夜間のMSTIDが電場によってつくられるとするなら、電場は磁力線に沿って反対半球まで伝わるため、南北両半球で同時にMSTIDが観測されると予想される。本研究では、このMSTIDの磁気共役性を調べるため、日本とオーストラリアにおいて全天カメラによる大気光の観測を行った。

2 観測

中規模伝搬性電離圏擾乱の地磁気共役性を明らかにするため、第3回 FRONT(F-region Radio and Optical measurement of Nighttime TID) キャンペーン観測が2003年5月26日-6月7日に行われた。このキャンペーン期間中、我々は磁気共役点の関係にある信楽(34.9°N, 136.1°E)と Renner Springs(18.3°S, 133.8°E)に全天大気光カメラを設置し、大気光の観測を行った。両観測点において、同時に5.5分の時間分解能で630nm大気光の全天画像を得た(露出時間は165秒)。両観測点の位置と全天カメラの視野を図1に示す。図中、Renner Springsの位置及び観測視野を磁力線に沿って北半球に投影した位置も合わせて示す。Renner Springsの磁気共役点の位置は、信楽の西約50kmの位置であり、Renner Springsの全天カメラの視野の磁気共役点の大部分が信楽のカメラの視野に重なる。従って、MSTIDによる630.0nm大気光構造の磁気共役性を観測的に明らかにすることが可能となる。

3 結果

図2aに2003年6月1日夜間に信楽で観測された630nm大気光の水平二次元分布を地理座標系で示す。この時、大気光発光高度を250kmと仮定した。各々の図の中心は、信楽の位置に相当する。図の濃淡は、大気光発光強度の1時間の移動平均からの偏差(背景の値に対する割合)を示す。図から、MSTIDによる、北西から南東にのびる波面をもつ大気光変動が南西方向に伝搬していることが分かる。図2bに、同時刻にRenner Springsにおいて観測された630nm大気光の水平二次元分布を示す(各々の図の中心は、Renner Springsの位置に相当する)。信楽と同時刻にRenner SpringsにおいてもMSTIDが観測されていたことが分かる。Renner Springsでは、大気光変動の波面は南西から北東にのびており、伝搬方向は北西向きである。

信楽とRenner Springsで観測された大気光変動の空間構造の磁気共役性を調べるため、Renner Springsで観測された大気光変動を磁力線に沿って北半球に投影したものを図2cに示す。各々の図に示した緯度・経度の範囲は、図2aに示したものと同一である。図2aと2cとを比較すると、大気光変動の空間分布がほぼ一致していることが分かる。また、両者の変動強度も±40%とほぼ等しいことも分かる。さらに、両者の空間構造の関係を詳細に比較するため、図2aと2cの各々の大気光画像を重ねたものを図2dに示す。図2dの各々の画像の左側半分は信楽で観測された大気光画像(図2a)であり、右側半分はRenner Springsで観測された大気光画像を北半球の磁気共役点に投影したもの(図2c)である。両者の大気光変動の位相がほぼ一致していることが分かる。これは、大気光の増大(減少)領域を通る磁力線で結ばれた反対半球でも、大気光が増大(減少)していることを示しており、同一磁力線で結ばれた南北両半球において、大気光が同位相で変動していることを表している。

図2a及び2cに示した各々の画像の左下から右上(南西から北東)に引いた直線上の大気光変動の時間変化を図3に示す。縦軸は、信楽からの距離で、北東方向が正である。信楽は、2000-2200LT(1100-1300UT)の間、曇っているため大気光データは得られていない。背景に対して40%を越える大気光の増大が2300LT(1400UT)頃に、減少が2230LT(1330UT)と2330LT(1430UT)頃に信楽上空を通過した。同時に、信楽の磁気共役点でも背景に対して40%を

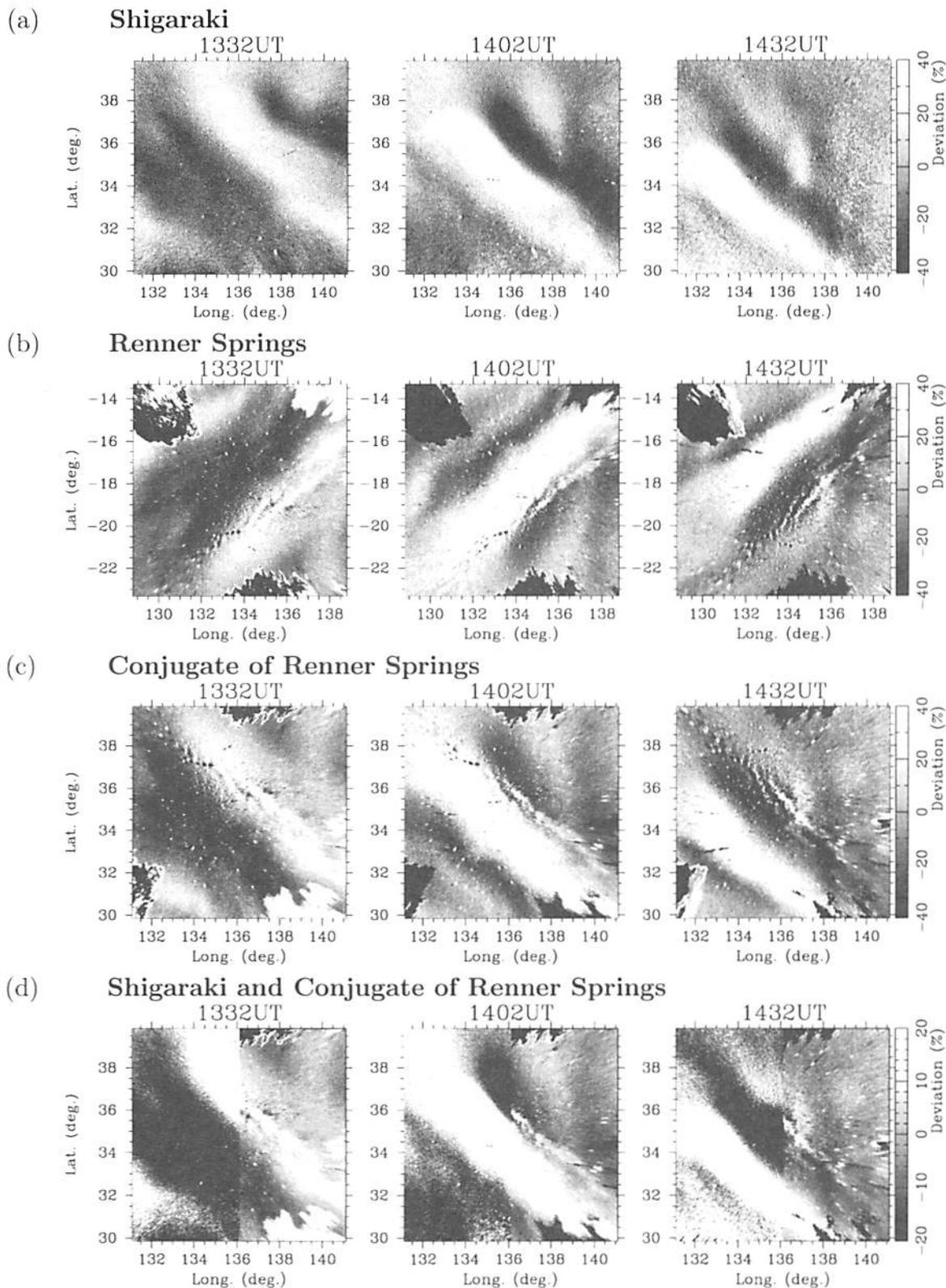


図 2: 2003 年 6 月 1 日 1332UT, 1402UT, 1432UT に (a) 信楽、(b)Renner Springs で観測された 630nm 大気光の水平二次元分布。大気光発光高度を 250km とし、地理座標系で示す。大気光発光強度の 1 時間移動平均からの偏差を計算し、背景の大きさに対する割合を図の濃淡で示す。(c) 図 2b で示した大気光画像を磁力線に沿って北半球に投影したもの。(d) 各々の画像について、左側半分は図 2a のものを、右側半分は図 2c のものを合成したもの。

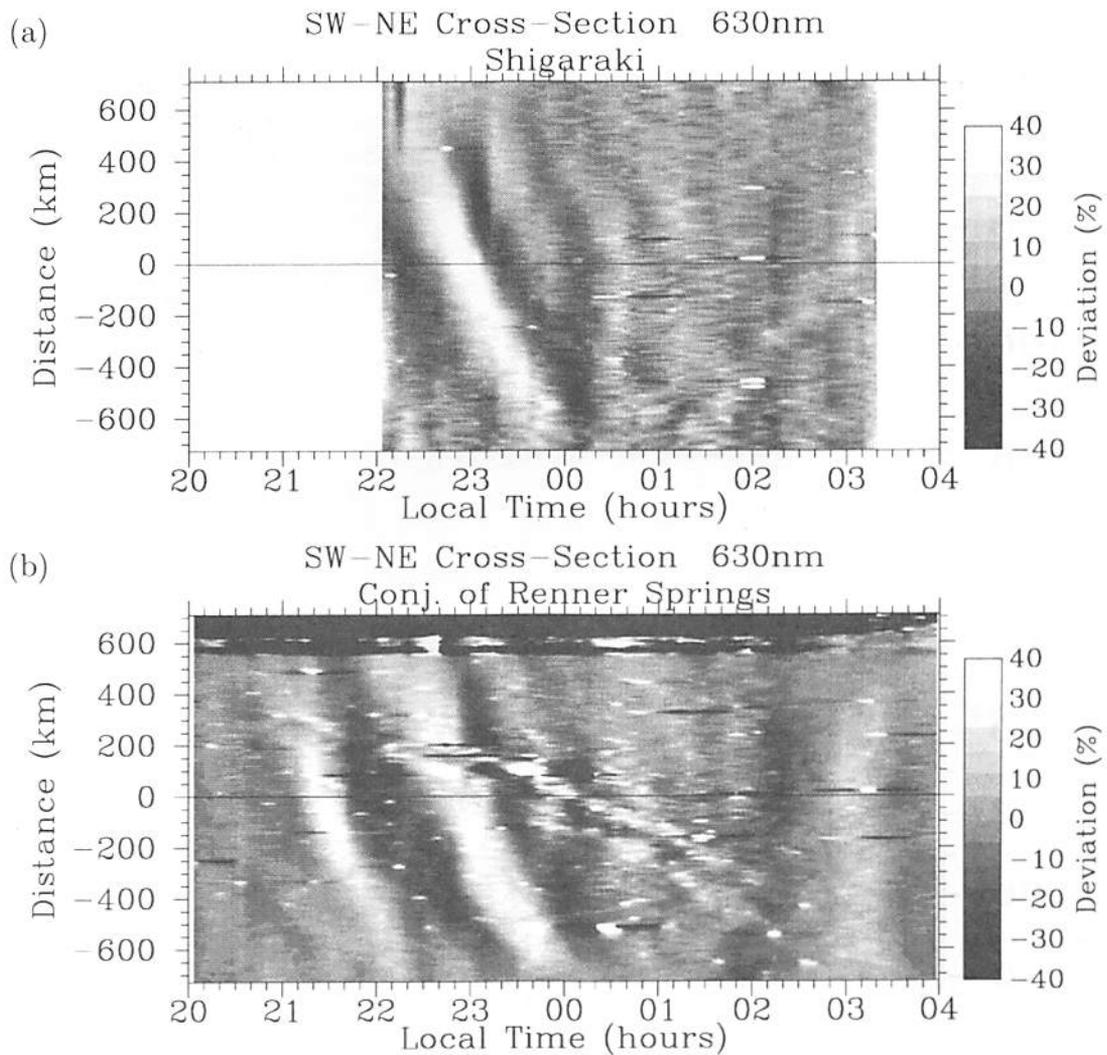


図 3: 2003 年 6 月 1 日 2300LT から翌 2 日 0300LT に、(a) 信楽及び (b) Renner Springs で観測された 630nm 大気光変動 (1 時間平均からの偏差) の時間-距離変化。(b) は、Renner Springs の磁気共役点に投影したもの。縦軸は、図 2a 及び図 2c の画像の左下 (29.9°N, 131.1°E) から右上 (39.9°N, 141.1°E) を結ぶ直線上における信楽の位置からの距離を示す (北東方向が正)。

越える大気光の増大、減少が通過していることが分かる。その後は、どちらも大気光変動はあるものの変動の大きさは小さくなっている。従って、大気光変動の大きさも磁気共役性が保たれていることが分かる。

信楽にある京都大学 MU レーダー [Fukao et al., 1985a,b] によって観測された電子密度の時間・高度分布を図 4 の上図に示す。2003 年 6 月 1 日夜間、MU レーダーによって天頂方向 1 ビームの電子密度観測と 16 ビームの F 領域沿磁力線不規則構造の観測を切替えて行った。本研究では、天頂方向の電子密度高度分布を時間分解能 5 分で算出し、統計的揺らぎを軽減するために 15 分の移動平均を行った。信楽で観測された大気光変動と比較すると、大気光発光強度の減少時 (0005LT) には F 領域高度が高く、大気光強度の増大時 (0035LT) には F 領域高度が低いことが分かる。

630nm 大気光は、F 領域中の酸素イオン (O^+) と酸素分子 (O_2) との衝突によって生成された酸素分子イオン (O_2^+) が電子と衝突することによって発光する。その発光強度 (I_{630nm}) は、次式で表される [Sobral et al., 1993]。

$$I_{630nm} = \int \frac{0.756 f(^1D) k_3 [O_2] [O^+]}{1 + (k_2 [N_2] + k_5 [O_2] + k_6 [e] + k_7 [O]) / A_{1D}} dz$$

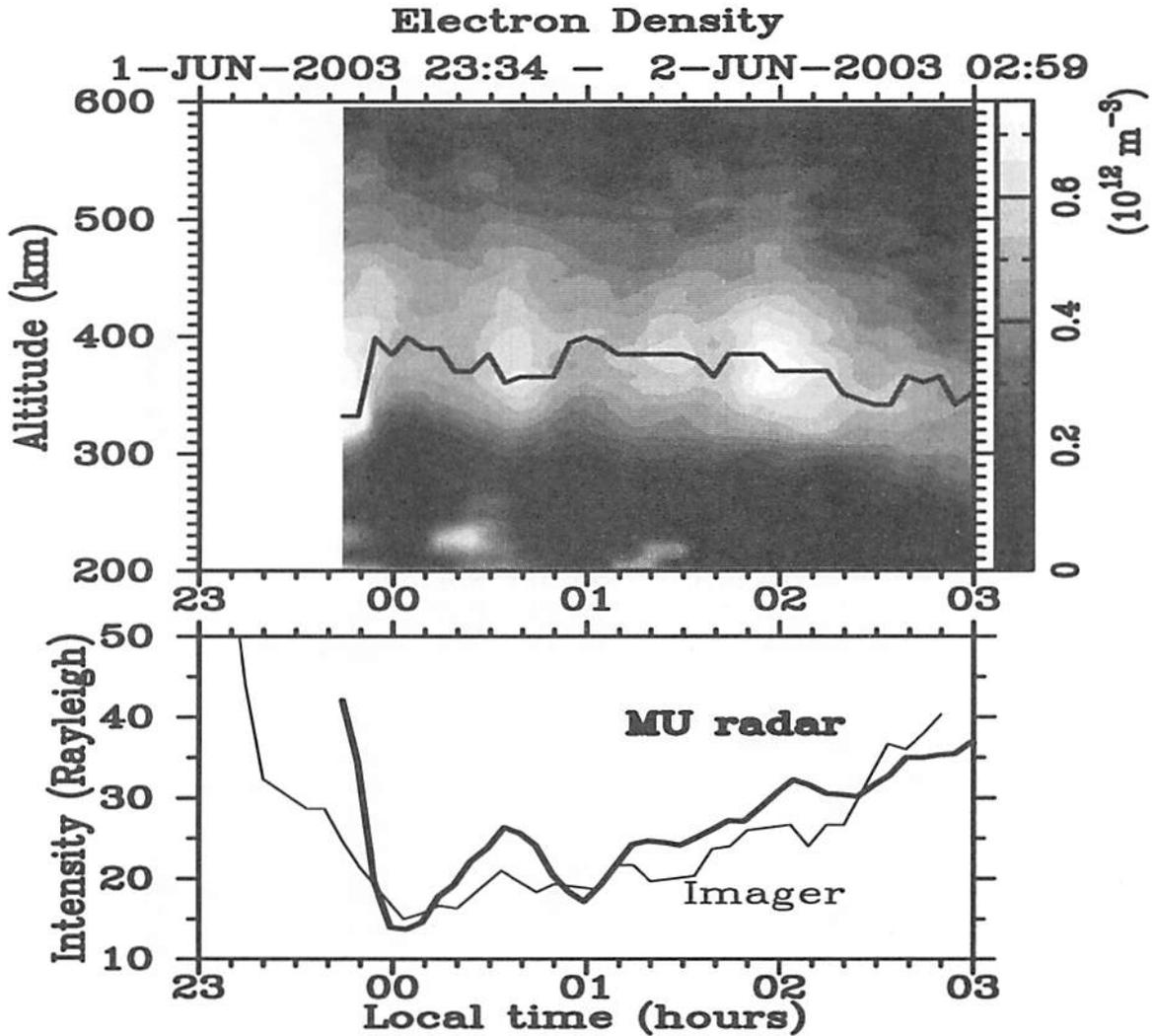


図 4: (上) 2003 年 6 月 1 日 2300LT から翌 2 日 0300LT に、信楽にある MU レーダーによって観測された電子密度の時間・高度変化。図中の実線は、 F 領域電子密度最大高度を示す。(下) 大気光カメラによって観測された 630nm 大気光の発光強度 (細線) と MU レーダーによる電子密度観測データを用いて算出した発光強度 (太線) の時間変化。

ここで、 $f^{(1)D} = 1.1$, $A_{1D} = 7.45 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$, $k_2 = 2.30 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, $k_3 = 1.06 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, $k_5 = 3.20 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, $k_6 = 6.60 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, $k_6 = 9.20 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ である。この式に、MSIS モデルから得た中性大気密度、MU レーダー観測で得られた電子密度の値を代入して発光強度を計算したものを図 4 の下図に太線で示す。また、大気光カメラ観測で得られた発光強度は細線で示す。両者を比較すると、大気光強度の時間変化が良く一致していることが分かる。これらの結果は、 F 領域高度が下降 (上昇) すると、 F 領域下部の電子密度が増加 (減少) し、大気光発光強度が増大 (減少) することを意味しており、MSTID による大気光変動が F 領域下部の高度変化によるものであることを示している。一方、絶対値については、大気光観測結果の方が MU レーダーによる電子密度観測結果を使って求めた値よりも小さい。これは大気光発光層から地上の観測点までの水蒸気等による吸収による影響のためと考えられる。

4 考察

大気光発光強度は F 領域における積分 Pedersen 導電率に比例しているため、MSTID による大気光の変動は積分 Pedersen 導電率の空間変動とみることができる。図 5 に示すように、Pedersen 導電率 (Σ_p) の空間不均一があるとき、磁力線直交面内を電流 (J) が流れていると、電

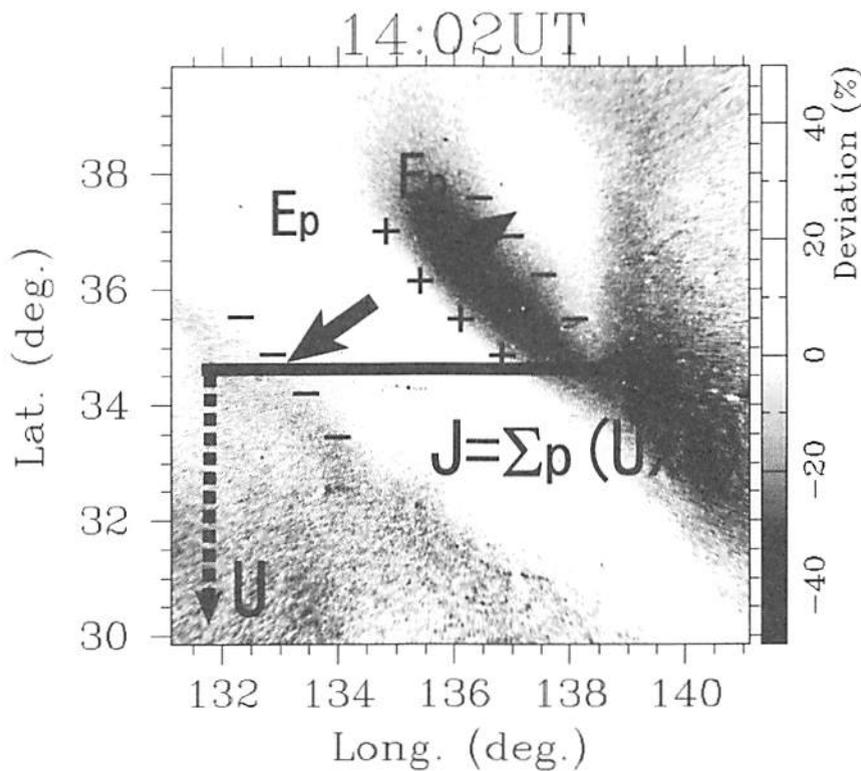


図 5: 630nm 大気光変動 (図中の濃淡; 1402UT(2302LT) に信楽で観測されたもの) と電離層中を流れる Pedersen 電流 (J) 及び分極電場 (E_p) との関係 (詳しくは、本文参照)。

流の連続性を保つために分極電場 (E_p) が生じる。この大気光変動に伴う分極電場は、*Shiokawa et al.* [2003] によって観測されている。 F 領域中 Pedersen 電流は、中性大気風速 U による $U \times B$ (B は磁場) と電場 E とによって流れる。2003 年 6 月 1 日の真夜中付近に信楽で観測された中性大気風速 (U) はほぼ南向きであり、 U による電流は東向きである。この時、大気光発光強度の減少領域、つまり Pedersen 導電率の低い領域では、北東向きの分極電場がつくられる。電場の東向き成分は、 $E \times B$ ドリフトにより F 領域プラズマを上方に動かすため、その領域では大気光発光強度は減少する。MU レーダーによる電子密度観測との比較から、大気光発光強度の増大時には F 領域高度が低く、大気光強度の減少時には F 領域高度が高いことが明らかになった。また、電場は磁力線に沿って反対半球の F 領域に伝わり、同様に $E \times B$ ドリフトによってプラズマを上方に動かし、大気光発光強度を減少させる。従って、630nm 大気光変動が両半球で対称な構造をもつと考えられる。

5 まとめ

FRONT-3 キャンペーン期間中の 2003 年 6 月 1 日夜間、磁気共役点である信楽と Renner Springs において、大気光カメラによって同時に MSTID を観測することに成功した。この結果、南北両半球の磁気共役点で、MSTID の水平構造が対称であり、大気光変動が同位相であることが明らかになった。また、MU レーダーによる電子密度の高度分布との比較を行うことにより、大気光変動が電離圏プラズマの高度変化によるものであることを明らかにした。これらの結果は、夜間の MSTID の生成に分極電場が重要な役割を果たしていることを示唆している。

参考文献

- [1] Hunsucker, R. D., Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *20*, 293-315, 1982.
- [2] Hocke, K. and K. Schlegel, A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982-1995, *Ann. Geophysicae*, *14*, 14,917-14,940, 1996.
- [3] Hines, C. O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Can. J. Phys.*, *38*, 1441-1481, 1960.
- [4] Miller C. A., W. E. Swartz, M. C. Kelley, M. Mendillo, D. Nottingham, J. Scali, and B. Reinisch, Electrodynamics of midlatitude spread *F*, 1. Observations of unstable, gravity wave-induced ionospheric electric fields at tropical latitudes, *J. Geophys. Res.*, *102*, 11,521-11,532, 1997.
- [5] Kelley, M. C., and C. A. Miller, Electrodynamics of midlatitude spread *F* 3. Electrodynamic waves? A new look at the role of electric field in thermospheric wave dynamics, *J. Geophys. Res.*, *102*, 11,539-11,547, 1997.
- [6] Shiokawa, K., Y. Otsuka, C. Ihara, T. Ogawa, and F. J. Rich, Ground and satellite observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbance at midlatitude, *J. Geophys. Res.*, *108(A4)*, 1145, doi:10.1029/2002JA009639, 2003.
- [7] Fukao, S., T. Sato, T. Tsuda, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 1, Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, *20*, 1155-1168, 1985a.
- [8] Fukao, S., T. Tsuda, T. Sato, S. Kato, K. Wakasugi, and T. Makihira, The MU radar with an active phased array system, 2, Inhouse equipment, *Radio Sci.*, *20*, 1169-1176, 1985b.
- [9] Sobral, J. H. A., H. Takahashi, M. A. Abdu, P. Muralikrishna, Y. Sahai, C. J. Zamlutti, E. R. de Paula, and P.P. Batista, Determination of the quenching rate of the O(¹D) by O(³D) from rocket-borne optical (630 nm) and electron density data, *J. Geophys. Res.*, *98*, 7791-7798, 1993.

SEEK-2 と MU レーダーによる電離圏イレギュラリティの研究

山本 衛、深尾 昌一郎、横山 竜宏、丸本 雅人 (京都大学宙空電波科学研究センター)
早川 基 (宇宙科学研究所)、R. T. Tsunoda (SRI International)

1. はじめに

京都大学宙空電波科学研究センターでは、MU レーダーを初めとした観測によって、中緯度域の電離圏イレギュラリティ(Field-Aligned Irregularity = FAI)の振舞いを明らかにし、従来、磁気赤道域やオーロラ帯に比べて比較的「静か」とされていた中緯度域においても、活発な FAI が存在することを明らかにしてきた。中緯度 E 領域の FAI は、スプラディック E 層(Es 層)の強い電子密度勾配に電界が加わった時に生じるグラディエント・ドリフト不安定に起因する。MU レーダーでこれを観測するには、アンテナビームを北へ天頂角 50~60 度の方向へ向けて地球磁力線に直交させ、レーダー波長の半分(3.2 m)のスケールの FAI からの反射エコーを検出する。MU レーダー観測から、FAI 中には夜間に準周期(Quasi-Periodic; QP)構造が卓越することを発見してきたが、その成因は必ずしも明らかではなかった。最近の SEEK-2 と呼ばれるロケットと地上の共同観測や、レーダー干渉計観測、計算機シミュレーション等によって、その構造や成因がかなり明らかになってきた。

2. SEEK-2 観測

SEEK-2 (Sporadic-E Experiment over Kyushu 2)は 2003 年 8 月 3 日に実施された宇宙科学研究所の 2 機のロケット観測と地上観測を組み合わせた、中緯度 E 領域 FAI の生成機構に関する統合観測である。1996 年に実施された S-310-25, 26 号機と地上観測による初回の SEEK 観測結果などから、現在では Es 層中の電子密度の不規則構造に中性風速や外部電界が作用して分極電界が生じ、その反映として準周期構造が現れるとのモデルが提唱(Fukao *et al.*, 1998; Maruyama *et al.*, 2000; Ogawa *et al.*, 2002)されていた。SEEK-2 では、日本・米国・台湾の多くの研究者の協力のもとに、観測ロケットによる電離圏プラズマの諸パラメータの測定、中性大気風速の測定、地上観測装置によるイレギュラリティの観測などを統合して、更に進んだ観測を実施した。

2.1. 観測の内容

SEEK-2 の観測領域を図 1 に示す。実験では、種子島に設置された 2 機のレーダー(図中の①と②)によって Es 層に伴う電離圏 FAI の準周期構造を観測中に、宇宙科学研究所鹿児島宇宙空間観測所(KSC)から観測ロケット(S-310-31 と-32 号機)を連続して打上げることを目指した。観測ロケットからは、表 1 に示すように Es 層付近の電子密度、温度、電界、磁界を直接測定するとともに、ロケット搭載の 2 周波ビーコン送信機の電波を地上観測点で Es 層の全電子数を観測するロケットビーコン実験(両方のロケットで実施)及び、ロケット搭載の圧力容器から TMA (トリメチルアルミニウム)を噴出して発光雲を生成し地上のカメラから連続撮影することで中性大気風速を測定する TMA 観測も実施された。

図 1 及び表 2 に示すように、SEEK-2 では種子島から幡多(高知県)にかけて計 9 個所の地上観測点を設置した。上記のように種子島の南部(TNS)と北部(TNS)にそれぞれ京都大学宙空電波科学研究センターと米国・SRI International のレーダーを設置し、電話回線で KSC と結んで観測状況をリアルタイム表示するシステムを構築した。更にロケットビーコン実験及び TMA 実験のための地上観測点、並びに、アイオノゾンデ、MF レーダー、大気光イメージャ、GPS シンチレーション受信機からなる地上観測体制を敷いた。

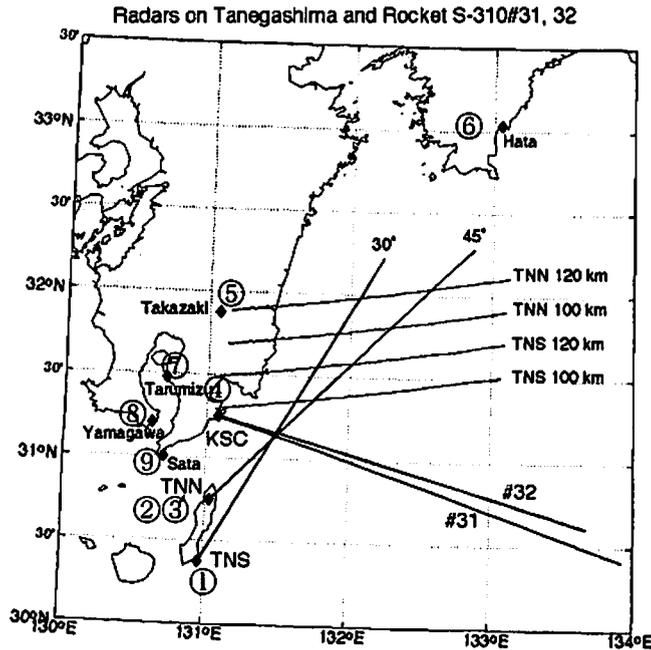


図1 SEEK-2観測領域と地上観測点の分布。ロケットS-310-31/32号機の軌跡と、種子島南部(TNS)と北部(TNN)からのレーダー観測方向を示す。(図中の数字は表3に示す地上観測点の番号に対応)

表1 SEEK-2 ロケット観測の構成

ロケット観測項目 (略称)	S-310 ロケット		搭載機器等
	31号機	32号機	
電界 (EFD)	○		ダブルプローブ
中性大気風速 (TMA)		○	TMA 圧力容器+地上設置カメラ(3 個所)
Es 層の全電子数 (DBB)	○	○	ロケットビーコン+地上設置受信機(3 個所)
プラズマ密度プロファイル (NEI)	○	○	インピーダンスプローブ
プラズマ密度変動 (FBP)	○		固定バイアスプローブ
電子温度・密度 (FLP)	○		ラングミュアプローブ
プラズマ波動 (PWM)		○	プラズマ波動モニタ
磁場 (MGF)	○	○	高感度磁力計
ロケット姿勢 (IAF)	○	○	撮像姿勢計

表2 SEEK-2 地上観測の構成

地上観測点	観測内容
1. 南種子(NASDA 種子島宇宙センター)	FAI レーダー(種子島南部レーダー)
2. 西之表(種子島牧場)	FAI レーダー(種子島北部レーダー)、TMA カメラ、大気光イメージャ
3. 西之表(あっぱーランド)	DBB 受信機
4. KSC(鹿児島宇宙空間観測所)	TMA カメラ、ビーコン受信機、大気光イメージャ
5. 高崎(高崎町たちばな天文台)	TMA カメラ、ビーコン受信機、大気光イメージャ
6. 幡多(高知県立幡多青少年の家)	TMA カメラ
7. 垂水(名大 STE 研観測所)	ビーコン受信機、GPS シンチレーション受信機
8. 佐田岬(名大 STE 研観測所)	大気光イメージャ
9. 山川(通総研観測所)	アイオノゾンデ、MF レーダー

2.2. 観測実施と現在までの解析結果

2003年8月3日の23時過ぎから、種子島南部及び北部のレーダーによって強いEs層に伴う電離圏FAIの準周期構造を観測した(図2)。この情報をもとにKSCから観測ロケットS-310-31号機とS-310-32号機を、それぞれ23時24分と23時39分に15分間隔で連続して打上げ、電子密度・温度、電界、磁界、大気風速など多くの物理パラメータを、地上観測装置との連携によって一挙に観測することに成功した。観測目的であるE領域FAIの準周期構造を完全に捉えた。全ての観測装置が不備なく動作した。

現在、SEEK-2の観測データは鋭意解析が進められているが、以下のような成果が上がりつつある。

- 高度90~110kmには数層のEs層が観測された。(S-310-31号機による)
- 高度93kmから110kmでは±5mV/m程度の電界の大きな揺らぎが見られた。高度120km以上では、波長10km程度のゆっくりした変動成分が存在し、電界変動の強い高度域とレーダーエコー強度の大きい高度域に一致が見られた。(S-310-31号機による)
- TMA放出実験によって風速観測が行われた一方、TMA発光雲の下部において人工オーロラと見られる発光現象が観測された。(S-310-32号機による)
- S-310-31号機から実施されたロケットビーコン観測から得られたプラズマ密度(Es層の全電子数)の水平分布を示す。水平波長50km程度の密度変動が見られている。
- 2機のレーダー観測から、E領域FAIの準周期構造には、南方へ向う波動構造が見出された。(種子島からの2機のレーダー観測による)
- FAIエコー強度とアイオノゾンデ観測によるEs層パラメータ($fEs-fbEs$)に強い相関が見られ、Es層の不均一性とFAIの強い関係が見出された。(山川町からのアイオノゾンデ観測による)
- FAIエコーのレンジレートと中性風の北向き成分に性の相関が認められた。

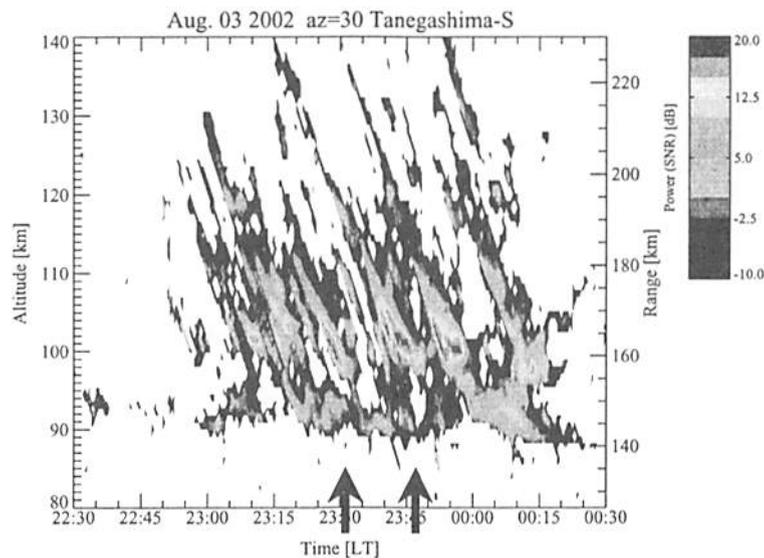


図2 2002年8月3日22時30分から8月4日0時30分に種子島南部のレーダーによって観測されたEs層FAIの準周期構造。観測ロケットS-310-31と-32号機の打上げタイミング(それぞれ23:24JSTと23:39JST)を矢印で示す。

レーダーで観測された FAI エコーの空間分布については注意が必要である。図 2 に示すエコー分布のうち、右側の縦軸に示すレンジ(距離)は正しいが、左側の縦軸に示す高度は、全てのエコーがアンテナビームの中心で磁力線直交方向に現れたと仮定して求めた見かけの値である。このレーダーでは受信 6 チャンネルからなる電波干渉計観測を実施しており、エコーの 3 次元位置の特定を行ったところ、大部分のエコーが高度 102km を中心とする狭い高度範囲に現れることが明らかになっている。この中心高度はロケット観測による Es 層のピーク高度とよく一致した。一方、図 2 のレンジ方向に長く伸びたエコー分布は、エコーの高度変化ではなく、FAI エコーがアンテナビームを東側から西側に時間とともに移動したことによって生じていることが明らかとなった。さらに磁力線直交方向のまわりの FAI エコー出現頻度を詳しく調べたところ、レーダー送信電波が Es 層の電子密度の不均一構造によって屈折を受けている様子が明らかになってきた(丸本、2004)。

3. 最近の MU レーダー観測

SEEK-2 による準周期エコーの空間分布の結果を受けて、MU レーダーにおいても干渉計観測データの再解析を実施した。観測は 2000 年 4 月 24 日、4 月 25 日、2001 年 7 月 25 日に MU レーダーの全群を用いて送信し、受信は 4 チャンネル(それぞれアンテナ 3 群)を用いて行った。送信ビームは方位角 -4.30° 、天頂角 50.84° の方向に設定して、高度約 100km において地球磁力線に対して直交させた。干渉計によるエコー空間位置の推定では、基線長が短い 3 チャンネルの組合せによりアンテナビームの中心方向から方位角 $\pm 10^\circ$ の範囲で粗くエコーの位置を決定した上で基線長の長い 3 チャンネルを用いて位置決定の精度を高めた。

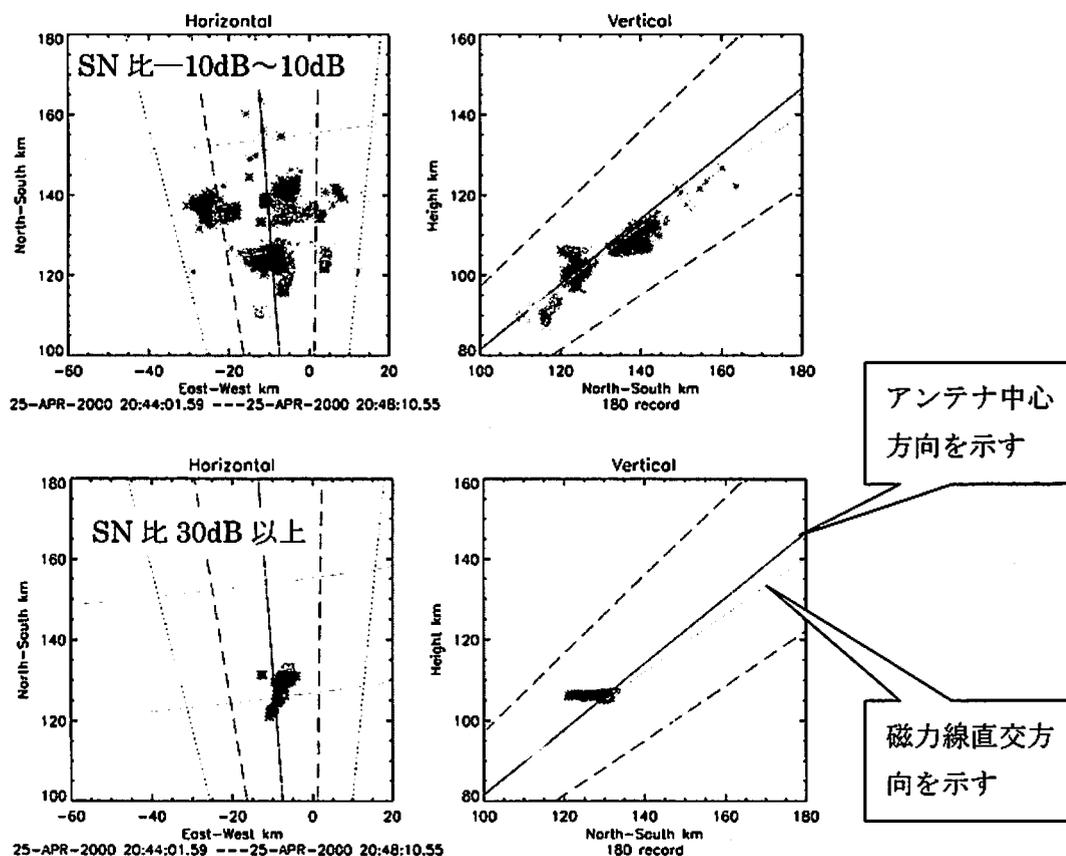


図 3 2000 年 4 月 25 日 20:44~22:48 (JST)に MU レーダーで実施された干渉計観測による FAI エコーの空間分布。上の 2 図は SN 比 -10dB~10dB のエコーの空間分布を表し、下の 2 図は SN 比 30dB 以上のエコーの空間分布を示す。左図及び右図は、それぞれエコー位置を水平面と鉛直面へ投影した図である。

図3に示すように、SN比が10dB以下の比較的弱いエコーの空間分布に関しては、鉛直面内では磁力線直交方向を中心として高度90km~120kmと広い範囲に分布したが、水平面内の分布には強い規則性は見られなかった。一方、SN比が30dB以上と非常に強いエコーについては、水平面内では時間と共に南西方向に移動し、鉛直面内では高度をほぼ一定に保ちながら手前方向に移動していく様子が観察された。この例では、RTI図上に現れる準周期構造は最も強いEs層高度に現れるエコーの水平移動によって説明され、SEEK-2のレーダー観測結果と矛盾しない。大きく異なるところは、エコー出現高度がSEEK-2結果に比べてはるかに広がっている点であるが、高感度・大出力のMUレーダーによって比較的弱いFAIが検出されたと考えられる。SEEK-2のロケット観測においても、高度120km程度までの範囲に多くの小さな電子密度の極大が見られており、それらに付随して弱いFAIが発生していることが示唆される。

水平移動を示す強いFAIエコーに関しては、エコーの出現仰角が磁力線直交方向から大きく離れる点が注目される。図3に示すように、その差が2度以上に及ぶ例がある。FAIエコーの磁力線直交性は非常に強いため、ビーム中心方向から大きくはずれた方向からエコーが返ってくることは考えにくい。そこで、高度方向に正の密度勾配を持つEs層を想定し、電子密度勾配によってレーダー電波が屈折する様子をFDTD法によってシミュレーションした。高度方向に正の密度勾配を持つEs層を想定し、そのEs層の傾きを変えながら入射電波の直進方向からのずれを計算したところ、2度を越える電波の屈折があり得ることが確認された。レーダービームの屈折角と、干渉計で観測されたFAIエコーの磁力線直交方向からのずれには良い一致が見られた。

4.まとめ

MUレーダー観測、過去2回のSEEK観測キャンペーン、計算機シミュレーションの成果(Yokoyama *et al.*, 2003; 2004)などを総合すると、Es層電子密度に水平方向の不均一性が発達し、そこに中性風が吹くことによって強い分極電界が発生するときに、強いFAIエコーが発達するようである。FAIエコーが中性風に流されることによってレーダー観測されるような準周期構造が現れる。分極電界は磁力線に沿ってE領域全体に分布し、Es層の上部120km程度までの高度では2次的なプラズマの密度構造を生成する。FAIエコーは主たるEs層高度で最も強いが、高感度・高出力のMUレーダーで観測すると120km程度まで検出できる。Es層の不均一構造の成因については不明な点が多く観測も困難である。我々はいま計算機シミュレーションによる解明を試みている。

参考文献

- Fukao, S., M. Yamamoto, R. T. Tsunoda, H. Hayakawa, and T. Mukai, The SEEK (Sporadic-E Experiment over Kyushu) campaign: An overview, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1761-1764, 1998.
- Maruyama T., S. Fukao, and M. Yamamoto, A possible mechanism for echo striation generation of radar backscatter from midlatitude sporadic E, *Radio Sci.*, **35** (5), 1155--1164, 2000.
- Ogawa, T., O. Takahashi, Y. Otsuka, K. Nozaki, M. Yamamoto, K. Kita, Simultaneous middle and upper atmosphere radar and ionospheric sounder observations of midlatitude E region irregularities and sporadic E layer, *J. Geophys. Res.*, **107**, A1275, 2002.
- Yokoyama, T., M. Yamamoto, and S. Fukao, Computer simulation of polarization electric fields as a source of midlatitude field-aligned irregularities, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1054, 2003.
- Yokoyama, T., M. Yamamoto, S. Fukao, and R. B. Cosgrove, Three-dimensional simulation on generation of polarization electric field in the midlatitude E-region ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **109**, A01309, 2004.
- 丸本, SEEK-2観測キャンペーンにおける中緯度電離圏E領域イレギュラリティの空間構造に関する研究, 京都大学大学院情報学研究科通信情報システム専攻修士論文, 2004.

中緯度 F 領域沿磁力線不規則構造の MU レーダーによる観測

京都大学 大学院理学研究科 齊藤 昭則・大島浩嗣

京都大学 宙空電波科学研究センター 山本衛

1. F 領域沿磁力線不規則構造

中緯度電離圏F領域における沿磁力線不規則構造(Field-Aligned Irregularities: FAI)は、MUレーダーによる観測によって初めてその詳細な構造が明らかになった現象である[Fukao et al., 1988, 1991; Kelley and Fukao, 1991; Saito et al., 2002]。これまでのMUレーダーの観測によって、その出現は夏期の夜間に集中し、かつ太陽活動度に逆相関している事が明らかになっている。図1は、1986年から1999年までのMUレーダーで観測されたF領域FAIの出現頻度を示している。

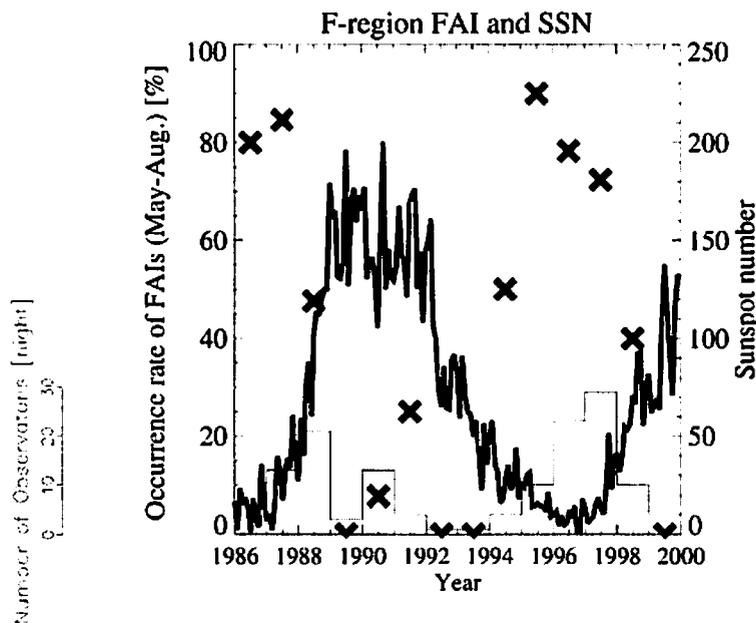


図 1 : MUレーダーで観測されたF領域FAIの出現頻度分布(X印: 左側縦軸)と太陽黒点数 [Sun-Spot Number: SSN] (実線: 右側縦軸)。MUレーダーの観測日数は矩形で表されている (左側欄外)。

2001年付近を極大として太陽活動度の低下が進んでおり、これから2009年付近までの太陽活動度の低い期間にF領域FAIが活発に発生すると期待している。2003年度は、(1)太陽周期の極大期から極小期への遷移期におけるF領域FAIの出現頻度を明らかにする事、(2)GPS受信機網によって観測される全電子数(Total Electron Content: TEC)に見られる伝搬性を持つ構造との比較、の2点を目的に観測が行われた。

2. 2003年5月-6月のFRONT-3キャンペーンにおけるMUレーダー観測

2003年5月20日から6月10日まで、F-region Radio and Optical measurement of Nighttime TID (FRONT)-3キャンペーンとして、夜間の中緯度F領域における伝搬性電離圏擾乱 (Traveling Ionospheric Disturbance: TID)の物理過程の解明を目的としたキャンペーン観測が行われた。MUレーダーはF領域FAIの観測と、IS観測モードによる電離圏電子密度高度プロファイルの観測を行った。太陽黒点数は月間値で5月が54.6、6月が77.4であり、極大期から極小期への遷移期と見なす事が出来る。FRONT-3キャンペーンでは光学観測と電波観測が日本とオーストラリアの複数の観測点で展開された。光学観測としては、陸別、信楽、みさと、西はりま、佐多の国内5地点とDarwin、Renner Springsのオーストラリアの2地点において全天イメージャによる630.0nm帯などの大気光の観測が行われた。電波観測としては、MUレーダーによるIS観測、FAI観測とGPS受信機網GEONETによるTEC観測とRenner SpringsにおけるGPSシンチレーションの観測が行われた。F領域FAIの観測は7/23-7/27の期間においても行われた。それぞれの期間のMUレーダーの観測モードとF領域FAI出現の有無を表1にまとめた。

期間	観測モード	F領域FAIの出現
5/23, 5/24	F領域-FAI, IS-power観測	×
5/25-5/29	IS定常観測	×
5/30, 5/31	F領域-FAI, IS-power観測	×
6/1	F領域-FAI, E領域-FAI	あり
6/2	F領域-FAI, IS-power観測	あり
6/3, 6/4	F領域-FAI, E領域-FAI	×
6/5	F領域-FAI, IS-power観測	あり
7/23-7/27	F領域-FAI, IS-power観測	7/24, 7/25

表1：FRONT-3 キャンペーン期間及び2003年7月のMUレーダーによる電離圏観測モードとF領域FAIの出現の有無。

2003年6月5日の20:30JSTから6時間のF領域FAIの観測を図2に示した。3つのパネルは異なるビームによる観測で、上から、地理座標において北から西へ3.6度の方向のビーム、真北方向のビーム、北から東へ3.6度方向のビームの順である。縦軸は高度であり、レーダーのビームは直進し、その中央から反射エコーが返ってくると仮定している。全体としてエコーは強いものではないが、夜の早い時間帯に狭い時間幅のエコー領域が見え、それが東から西へ伝搬しているという特徴は過去のF領域FAIの観測で見られた特徴と一致している。

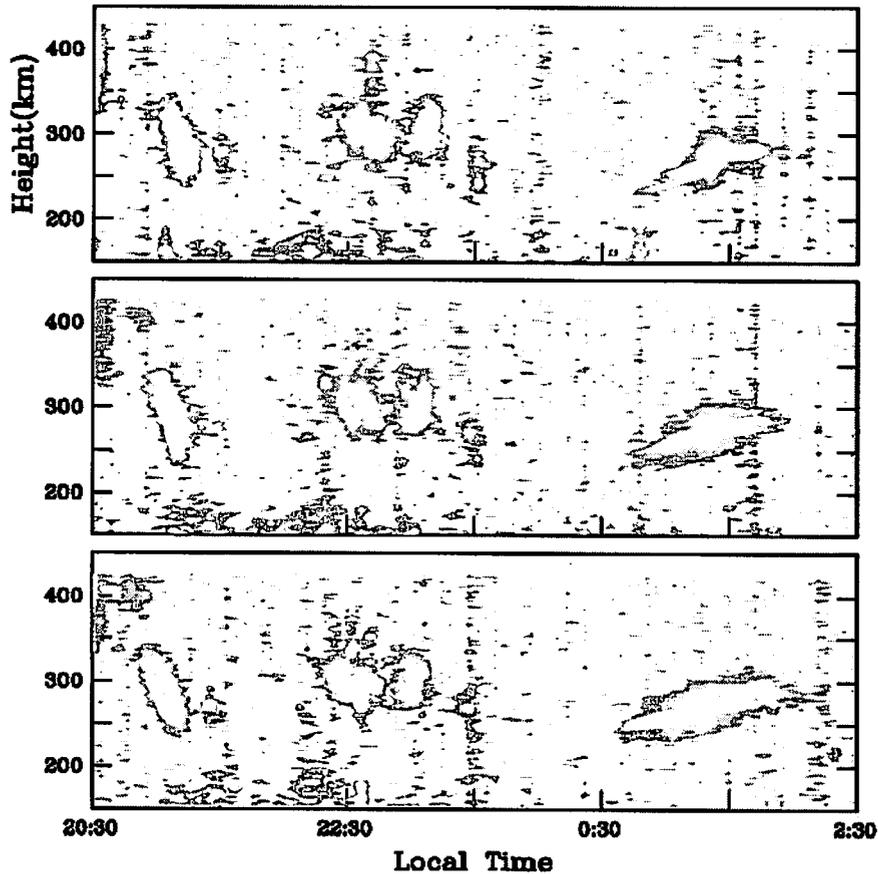


図2：2003年6月5日20:30JSTから6月6日02:30JSTまでのMUレーダーによるF領域FAIの観測。上から地理的北から西へ3.6度の方向のビーム、真北方向のビーム、北から東へ3.6度方向のビームの順。

3. FRONT-3キャンペーンにおけるGPS受信機観測

夏期夜間の日本上空においてGPS受信機によるTECの観測によって中規模伝搬性電離圏擾乱 (Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbance: MSTID) が観測されている。このMSTIDとF領域FAIが同時に出現し、同じ方向に移動していく事が観測されているが [Saito et al., 2002]、両者の関係は明確にはなっていない。図3は2003年7月のMUレーダーF領域FAI観測時のGPS受信機網によって捉えられた日本上空のTECの変動である。ここでは1時間以下の時間スケールのTECの変動を背景のTECに対する比で表しており、これはMSTIDの活動度の指標と見なせる [Saito et al., 2001]。この期間においてF領域FAIが観測されたのは7/24と7/25である。両日ともTECの変動が大きくMSTIDが活発に起こっているが、7/24と同程度に活発な7/26にはF領域FAIは観測されなかった。このことより、MSTIDによる100kmスケールのF領域の電子密度の構造は、その内部の電子密度の勾配と、強い分極電場によってF領域FAIを作り出す一つの要素ではあるが、その他の要素も発生には大きく寄与している事が推定される。

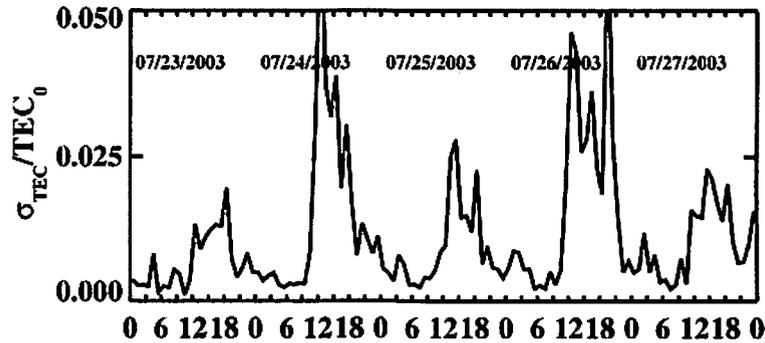


図3：GEONETによって観測されたTECの1時間以下の変動の標準偏差の背景のTECへの比。横軸は2003年7月23日から27日までのUT。MUレーダー観測によるとF領域FAIは7月24日と25日に出現した。

4. まとめ

太陽活動度が極大期から極小期へ遷移する途中の2003年においてF領域FAIは14晩中5晩に出現した。これは従来の研究から予想される出現確率と近い値である。ただしエコー強度は弱く、非常に活発なFAIは観測されなかった。反射エコーの特徴も、西向きに伝搬する帯状の構造が見られる等、以前の太陽活動度極小期に観測されたF領域FAIと類似していることが分かった。GEONETによるTEC観測から得られたMSTIDの活動度との比較では、F領域FAIが出現する時にはおおむねMSTIDが活発であるという傾向が見られたが、その関係は明確ではなく、今後の詳細な解析が必要である。今後数年間の太陽活動度極小期の観測では、100kmスケールの構造と3-mスケールの構造のスケール間結合過程、反対半球の電離圏との電磁気的な結合過程、E領域FAIとF領域FAIの結合過程、中性大気の寄与、などF領域FAIの生成の本質に関わる、これまで明らかになっていない物理過程の解明が進むと期待される。

References

- Fukao, S., J. P. McClure, A. Ito, T. Sato, I. Kimura, T. Tsuda and S. Kato, First VHF Radar Observation of Midlatitude F-Region Field-Aligned Irregularities. *Geophys. Res. Lett.*, 15, 768-771, 1988.
- Fukao, S., M. C. Kelley, T. Shirakawa, T. Takami, M. Yamamoto, T. Tsuda, and S. Kato, Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere 1. observational results by the MU radar, *J. Geophys. Res.*, 96, 3725-3746, 1991.
- Kelley, M.C., and S. Fukao, Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere, 2, Theoretical framework, *J. Geophys. Res.*, 96, 3747-3753, 1991.
- Saito, A., M. Nishimura, M. Yamamoto, S. Fukao, T. Tsugawa, Y. Otsuka, S. Miyazaki, and M. C. Kelley, Observations of traveling ionospheric disturbances and 3-m scale irregularities in the nighttime F-region ionosphere with the MU radar and a GPS network, *Earth Planets and Space*, 54, 31-44, 2002.
- Saito, A., M. Nishimura, M. Yamamoto, M. Kubota, K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Tsugawa, S. Fukao, T. Ogawa, M. Ishii, T. Sakanoi, and S. Miyazaki, Traveling ionospheric disturbances detected in the FRONT campaign, *Geophys. Res. Lett.* 28, 689-692, 2001.

MUレーダーおよび大気光イメージャーの同時観測によるE領域・F領域イレギュラリティの比較

* 小野間史樹¹, 大塚雄一¹, 塩川和夫¹, 小川忠彦¹, 山本衛², 齋藤昭則³

- (1) 名古屋大学太陽地球環境研究所,
(2) 京都大学宙空電波科学研究センター,
(3) 京都大学大学院理学研究科

平成 15 年 12 月 18 日

1 はじめに

電離圏 E 領域イレギュラリティ(Field-Aligned Irregularity; FAI)によるコヒーレントエコーは、これまでに京都大学信楽 MU レーダーによって詳しく観測されてきた。その結果、高度 90-130km にわたって数分から十分の周期で発生と消滅を繰り返す準周期的エコー (Quasi-Periodic Echoes; QP エコー) が夏季夜間に頻繁に発生することが明らかになった。また、多ビーム観測により、QP エコーの発生領域は北西から南東にのびる帯状の構造をしており、その構造が南西方向に伝搬していることが明らかになっている。一方、MU レーダー観測所内に設置された名古屋大学全天大気光イメージャーによって夜間大気光の観測が行われてきた。この全天イメージャーによって、波長 630nm の大気光強度の変動が伝搬する伝搬性電離圏擾乱 (Traveling Ionospheric Disturbances; TID) を観測することができる。これまでの観測から、E 領域 FAI と同様に、中規模 TID は夏季夜間に頻発し、しかも南西方向に伝搬することが明らかになっている。FAI の帯状構造の伝搬は電場によるものであると考えられ、この電場は磁力線に沿って F 領域にも伝わる。一方、F 領域の TID は、プラズマ不安定的一种である Perkins 不安定が成因であると考えられている。

2 観測結果

FAI の空間構造を明らかにするために MU レーダービームを方位角 -30° から 33° (北から時計回り) の間に 5 方向配置する多ビーム観測を 2002 年 8 月 6 日夜間に行った。この結果、6 日 22:20-7 日 2:30 JST に顕著な QP エコーが観測された。この QP エコーは移動速度が 100m/s で南西方向 (方位 200°) に伝搬していた。また、MU レーダーの各ビームで観測されるドップラー速度を用いて、磁力線直交平面内でのプラズマのドリフト速度ベクトルを求めた。まず、ビームを走査している領域内 (東西方向に約 100km) でプラズマのドリフト速度が空間的に一様であると仮定した。このとき、各ビームは互いに独立であるため、任意の 2 ビームのドップラー速度ベクトルよりプラズマドリフト速度ベクトルが求まる。今回は 5 ビームでの観測を行ったため最小二乗法を用いて最も適した解を求めた。この方法により求められたプラズマドリフト速度は 40m/s で北西向き (方位 320°) であった。また、F 領域 FAI についても同様の方法でプラズマドリフト速度を求めた。その速度は 110m/s で北西向き (方位 312°) であった。さらに、全天イメージャーによって波長

300km 程度で南西向き (方位 200°) に速度が 80 m/s で伝搬する F 領域中規模 TID が観測された。この中規模 TID による 630nm 大気光の発光強度変動は背景の値に対して 30-50%であった。

3 考察

まず、E 領域 FAI と F 領域 TID がほぼ同じ速度で同じ方向に伝搬していることから、両者の発生時間関係について比較を行った。F 領域 TID の減少領域を磁力線に沿って E 領域に投影した結果、E 領域 FAI が強くなっている領域と一致した。(図 1)

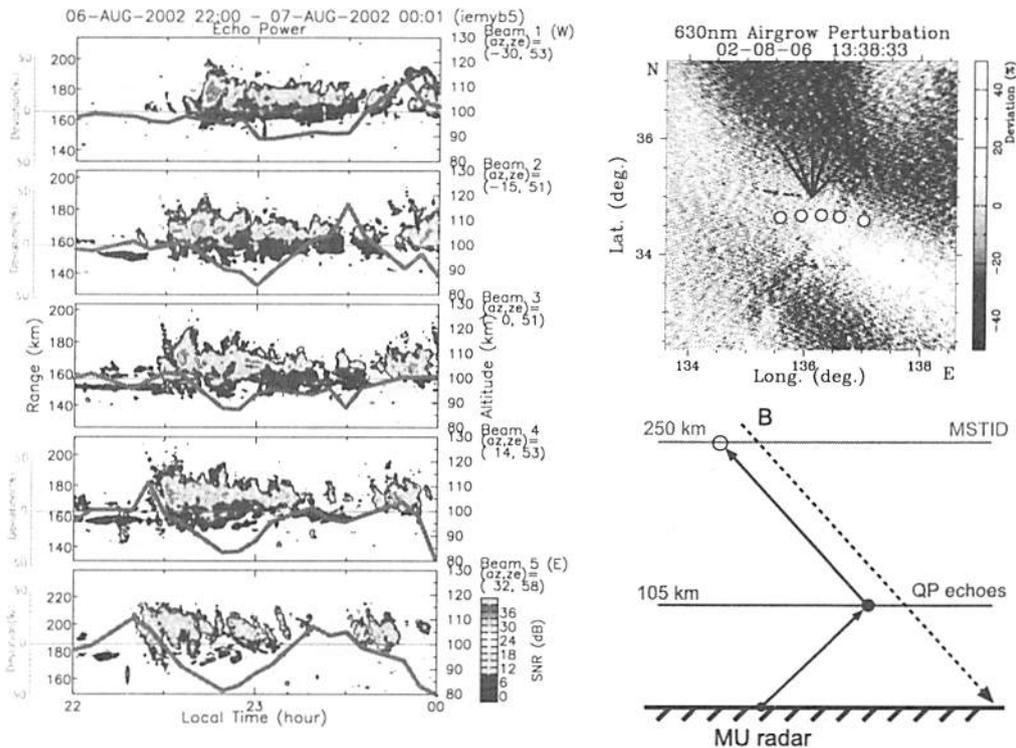


図 1: 磁力線を介した E 領域 FAI と F 領域 TID の比較

そこで、TID の減少領域に生じていると考えられる分極電場についてその見積もりを行った。大気光の発光強度は、F 領域の積分 Pedersen 導電率に比例する。

大気光発光強度、つまり Pedersen 導電率に空間不均一が存在するとき、F 領域を電流が流れると電流の連続性を満たすように分極電場が生じる。F 領域中の電流は中性風 U による $U \times B$ と電場 E によって流れる。本解析期間中、中性大気風速 U は、MU 観測所内にある名古屋大学のファブリペロー干渉計により高度 250km 付近で 110 m/s(方位 140°) であることが観測された。この中性大気風速 U より、 $U \times B$ による電場は 4.5 mV/m(方位 40°) と求められた。背景電場 E については、同時観測データが得られなかったため、MU レーダーで観測された、夏季における F 領域の平均ドリフト速度より 1.0 mV/m(方位 350°) とした。これらの値および 630nm 大気光の発光強度の変動値を電流の連続の式に代入することにより、F 領域 TID における波面直交方向の分極電場は 2.3-5.4 mV/m(方位 20°) であることが求められた。

大気光発光強度の減少領域では北東向きの分極電場が生じる。分極電場の東向き成分は $E \times B$

によりプラズマを上向きに動かす。このため大気光発光強度は減少する。これはTIDの生成に電場が重要な役割を果たしているということを示す。この電場は磁力線に沿ってE領域に伝わっていると考えられる。そこで電場についてMUレーダーで観測されたE領域FAIのドップラー速度より求められる電場との比較を行った。E領域のプラズマドリフト速度は40m/sであることから、その電場の大きさを計算すると1.9mV/m(方位50°)であった。またF領域についても同様の計算を行ったところ電場の大きさは5.2mV/mであった。これらの電場の関係を図2に示す。この図より明らかなように今回観測されたE領域・F領域の電場はそれぞれ良い一致を示す。このことから、E領域FAIとF領域のTIDの生成、伝搬に関して両者の電場が主要な働きをしていると考えられる。

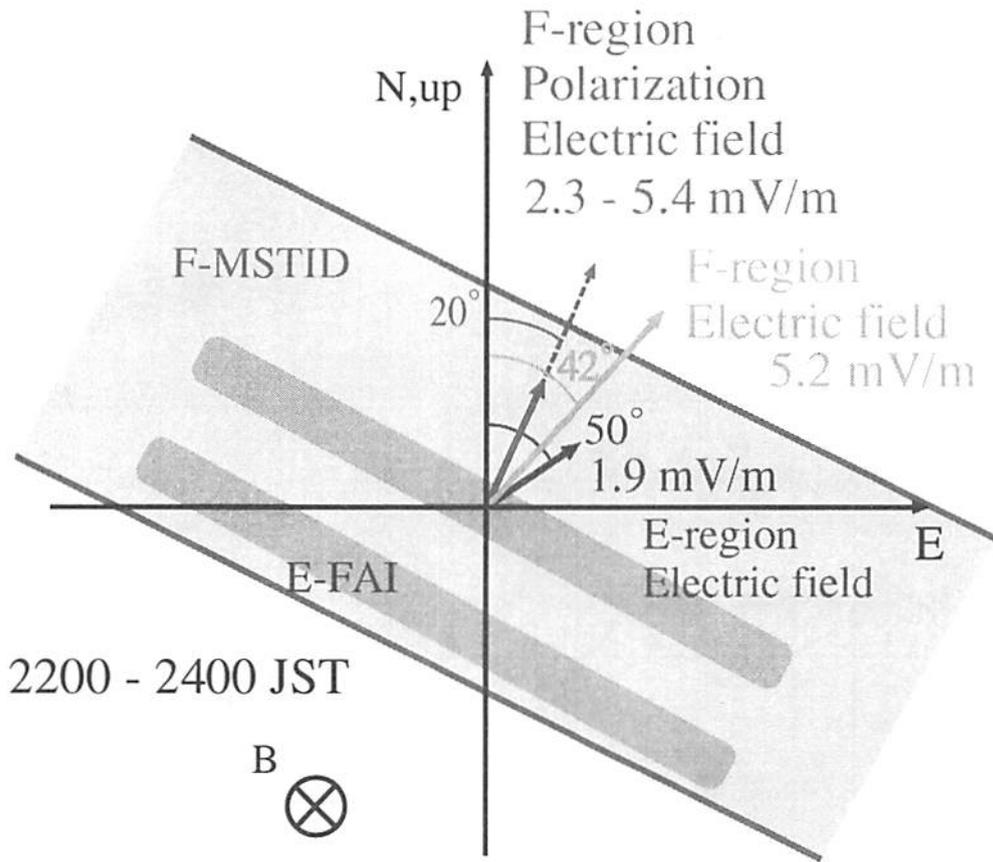


図2: 観測されたE領域およびF領域の電場

MU レーダー低高度 QP エコーと中性大気変動

小川忠彦、大塚雄一、小野間史樹、塩川和夫 (名大 STE 研)
山本 衛 (京大 RASC)

1. はじめに

夏季夜間のスポラディック E 層 (Es) に伴う準周期エコー (QPE) が MU レーダーで初めて発見 (Yamamoto et al., 1991) されて以来、QPE の様相や生成機構に関する様々な議論が行われてきた (Ogawa et al., 2002 及びその中の参考文献)。QPE の生成や振る舞いには中性風と短周期の大気重力波 (AGW) が深く関わっていると思われる。これらの物理的な因果関係を知るには同一高度での QPE、中性風、AGW の同時観測が不可欠であるが、実際は容易でなかった。我々は、MU レーダーで観測された QP エコーが通常よりも低高度 (100km 以下) に出現した時に、信楽の名古屋大学・超高層大気イメージングシステム (OMTI) を用いて高度 96km 付近の中性風と重力波の同時観測に初めて成功した。その結果、幾つかの興味ある事実が見つかった。

2. 観測と結果

2002 年夏期に実施された SEEK-2 キャンペーンに参加するため、MU レーダーの 5 ビームを使った E 層 FAI の観測を 2002 年 8 月 5 日の夜に行った。5 ビームの方位角と天頂角は beam1=(-30,53)、beam2=(-15,51)、beam3=(0,51)、beam4=(14,53)、beam5=(32,58) で、各ビームとも高度約 100km で地球磁力線と直交している。当夜は天候に恵まれ、信楽に設置されている OMTI の OI-557.7nm 全天カメラで大気光イメージデータ (時間分解能=約 5 分) が、OI-557.7nm FPI で中性風データ (時間分解能=約 17 分) が同時に取得できた。

2.1 FAI、大気光、中性風の比較

MU レーダーの 5 ビームで得られたエコー強度 (RTI) の時間変化を図 1 に示す。左の縦軸はレンジで、対応する高度が右の縦軸である。ビーム間のエコー比較と QP striation の向きなどから推定されるエコー域の動きは次の通りである：2050LT までは東北東向き、それ以降は 0030LT まで南東向き、0100LT 以降は南西向き。エコーのドップラー速度データは、散乱体 (FAI) の動きが 0030LT 以前では東向きであることを示しており、これはエコー域の動きと一致している。また、北海道稚内で受信された FM 放送波の解析から、Es の動きが東向きであったことが確認されている (斉藤、私信)。従来の E 層 FAI の観測では、真夜中前のエコー域は北東から南西への移動が一般的であるが、図 1 における 0100LT 以前のエコー域の移動はかなり稀なものである。さらに特筆すべきは、エコーの最低高度が 90km であることであり、信楽アイオノグラムでもこのことが確認できた。これにより、同一高度 (96km 付近) における FAI、557.7nm 大気光、557.7nm FPI (中性風) 間の直接比較が可能になる。

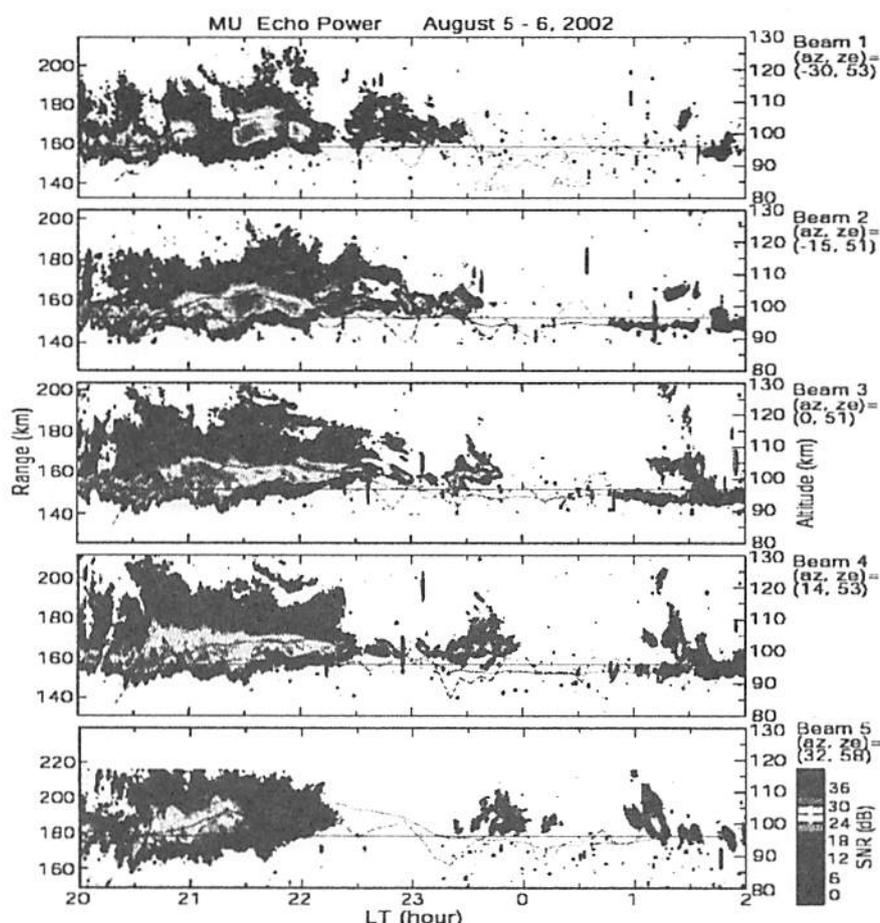


図1 2002年8月5日夜にMUレーダーの5ビームで観測されたエコー強度の時間変化。図中の実線（557.7nm 大気光の絶対強度）と破線（大気光強度の変化割合）は図2の左を再プロットしたもの。

エコー強度の時間変化と 557.7nm 大気光強度の時間変化を直接比較するため、各レーダービームが高度 96km を通過する点における大気光強度を 2次元大気光画像から求めた。その結果を図 2 の左に示す。大気光の絶対強度（単位は Rayleigh）が実線で、1時間の移動平均を引いた大気光強度を移動平均値で割った値（%）が破線で示されている。557.7nm 強度は酸素原子密度[0]の3乗に比例する。2本の縦線で示す 2030LT から 2300LT 過ぎまでの間に大気光強度が最大で約 200R ほど増加しているが、これは[0]が最大で 1.26 倍増加したことを示唆している。注目すべきは、大気光強度が最大になる時刻が beam1（西側）から beam5（東側）へ約 50m/s で移動していることであり、これはレーダーエコー域の移動方向（図 1）と同じである。一方、破線カーブから明らかなように大気光強度は±10%以内の振幅を持って 5~20 分の周期で変動している。

図 2 の左図が図 1 に再掲されている。レーダーエコーと大気光強度との比較から、(1) FAI 高度が上昇（下降）すると大気光強度が増加（減少）すること、(2) QP エコー周期の時間変化と大気光変動周期のそれとが概略一致することが分かる。

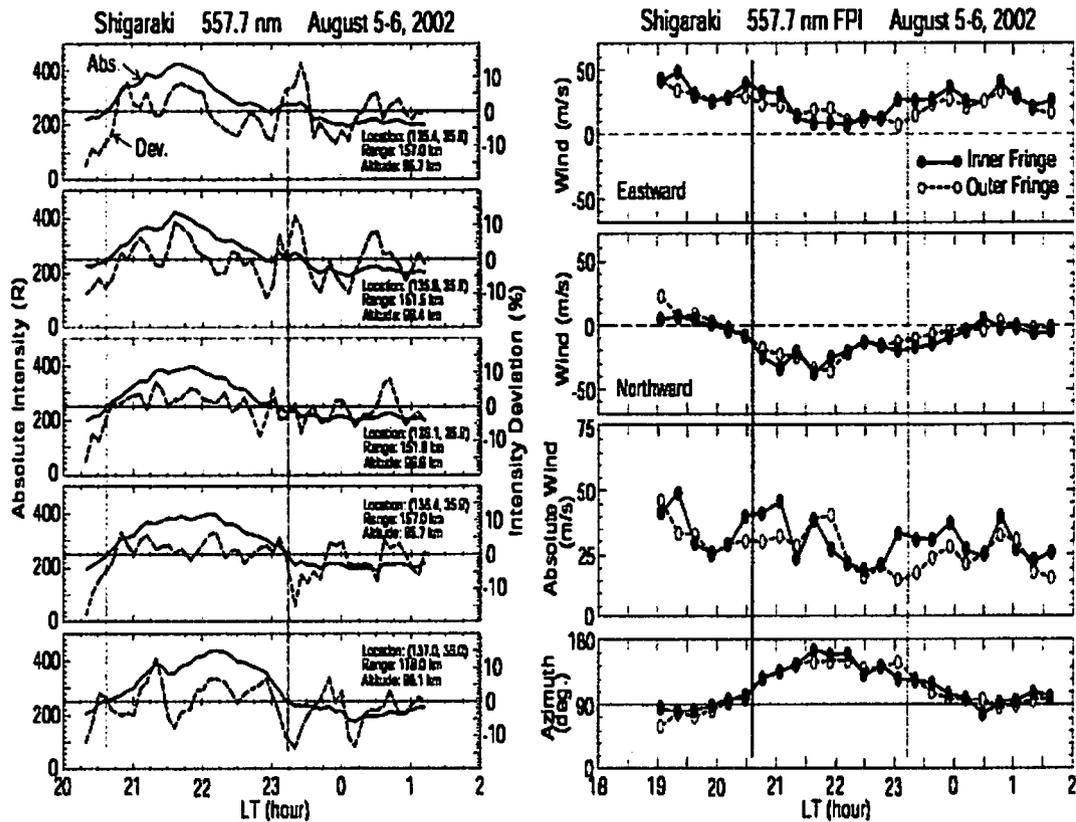


図2 (左) 2002年8月5日夜に信楽で観測された557.7nm大気光強度の絶対値(実線)とその変動(破線)(詳しくは本文参照)。(右)同夜の557.7nm FPIで観測された中性風。

図2の右に557.7nm FPIで観測された96km高度付近の中性風が示されている。2本の縦線間の時刻では、風速度50m/s以下で方向は東、南東、南、南東へと順次変化している。これらはレーダーエコー域の移動や大気光増加域の移動とほぼ一致している。

2.2 ドップラースペクトル

レーダーで測定されるドップラー速度は $V_d = \frac{1}{1+\psi} \frac{E}{B} + \frac{\psi}{1+\psi} V_n$ で与えられる。ここ

で、 E : レーダービームに直交する電場、 B : 地球磁場、 V_n : レーダービーム沿いの中性風速度。 $\psi = v_e v_i / \omega_e \omega_i$ で v_e (v_i) は電子(イオン)-中性衝突周波数、 ω_e (ω_i) は電子(イオン)のサイクロトロン周波数である。 ψ は高度100kmで0.1、95kmで0.6、90kmで4.0である。従って、 V_d は100km以上では $E \times B$ ドリフト速度、90km以下では中性風速度に等しくなるが、この間の高度では E と V_n が効いてくる。2029:42LTに得られたドップラースペクトルのレンジ(高度)変化を図3に示す。なお、レンジ分解能は600mである。高度96km付近に存在する+60m/sの速度はFPIで測定された東向き30-40m/sの風に対応するものと思われる。また、高度91km付近に存在する120m/sの速いドップラー速度は局所的な強い風

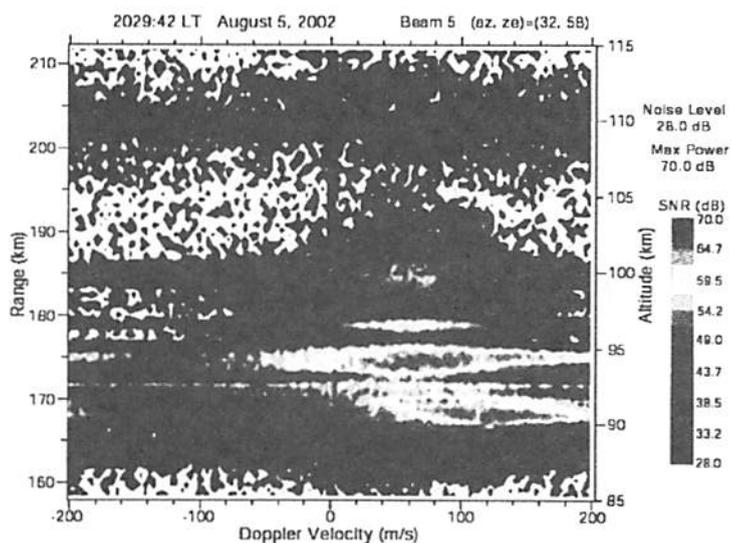


図3 2002年8月5日 2029:42LT に得られた MU レーダーエコーのドップラースペクトラム。

を表すものと考えられる。なお、観測原理的に OMTI-FPI でこのような局所的な高速風を検出することは不可能である。

図3で興味ある点は、高度100km以下の強いエコー域がレンジ方向に波長約5km（高度方向に約2km）の周期的な構造を持つことである（詳しい解析は別稿の小川他「MU レーダーQPエコーに伴う分極電場」を参照のこと）。この構造は周期5~10分で消長を繰り返しており、図2の左図に見られる5~20分の大気光変動に対応している。このように、FAIと大気光の短期的な時間変化は非常によく対応していると言える。

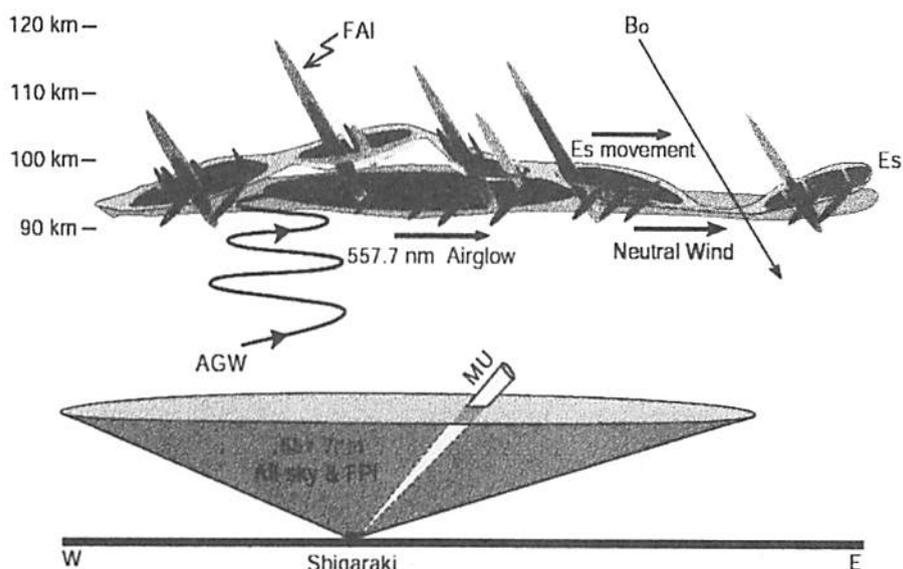


図4 観測結果を説明するための模式図。

3. まとめと討論

今回の観測結果を模式的に図 4 に示す。FAI、557.7nm 大気光の増加域及び高度 100km 付近の Es は中性風で東に運ばれ、Es 層高度は大気光増加域で上昇した。短周期大気重力波により FAI と大気光は時間・空間変動をしていた。以上の事実を以下にまとめる。

- 1) 高度 96km 付近の QP-FAI、557.7nm 大気発光層及び中性風の同一高度かつ同時観測に初めて成功した。QP エコーが 100km 以下に出現することは非常に稀であることと、大気光の観測には天気と月の条件が厳しいことを考慮すると、今回の観測成功は偶然的である。
- 2) 0030LT 以前の FAI は東向きに移動した。FAI の動きは 557.7nm 大気光域の移動や中性風とも一致する。この動きは、従来から知られている FAI の動き（北東から南西）とは逆であり、Es は北東から南西の動くことを前提とする理論 (Cosgroves and Tsunoda, 2002) やシミュレーション (Cosgroves and Tsunoda, 2003) の結果は適用できない。
- 3) FAI 高度の空間的・時間的変化は大気光強度のそれらとよく対応していた。このことは、Es の原因となる中性風シア域の空間的・時間的変化に連動した下向き（上向き）垂直風が酸素原子を下向き（上向き）に輸送したものと考えられるが、さらなる検討が必要である。
- 4) FAI 変動には、高度 100km 以下で周期 5~10 分の構造と、等価垂直波長=2km、周期=5 分程度の短周期重力波が存在したが、前者に対応する大気光変動が観測された。
- 5) FAI のドップラー速度から、高度 91km 付近に 100 m/s を超える中性風が局在することが分かった (FPI では検出不可能)。
- 6) 上記 3)~5) は、E 層下部において中性大気とプラズマとの強い結合が存在することを示唆する。

今後、同様の観測例を積み重ねて QP エコーに関わるプラズマと中性大気との結合過程を明らかにすることが必要である。

参考文献

- Cosgroves and Tsunoda, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 11, 2002.
Cosgroves and Tsunoda, *J. Geophys. Res.*, 108(A7), 1283, doi:10.1029/2002JA009728, 2003.
Ogawa et al., *J. Geophys. Res.*, 107(A10), 1275, doi:10.1029/2001JA900176, 2002.
Yamamoto et al., *J. Geophys. Res.*, 69, 15943, 1991.

MU レーダーQP エコーに伴う分極電場 —ドップラースペクトル解析結果—

小川忠彦、大塚雄一（名大 STE 研）、山本 衛（京大 RASC）

1. はじめに

夏季夜間のスポラディック E 層 (Es) に伴って発生するレーダーエコーの強度はしばしば準周期的に変動するため、準周期レーダーエコー (QPE) と呼ばれている (Yamamoto et al., 1991)。準周期になる原因は、Es の内部に存在する 5~20km スケールの電子密度 (Ne) の濃淡が空間移動するためであると考えられる (Ogawa et al., 2002)。Ne の濃淡構造の成因として、現在二つの説がある。一つは中性風の垂直シアが原因となって発生する Kelvin-Helmholtz 不安定 (KHI) により、Es 内に Ne の濃淡ができるという説である (e. g., Bernhardt, 2002)。もう一つは、北東から南西に運動する Es 自身がある条件下で不安定になり、北西-南東方向に波面を持つ Ne 濃淡構造が南西に伝搬するという説である (Cosgroves and Tsunoda, 2002, 2003)。ほとんどの QPE は南西に移動することが知られており、後者の説には都合がよい。しかし、QPE (Es) が東に移動する場合もあり (別稿、小川他「MU レーダー低高度 QP エコーと中性大気変」を参照)、この事実を Es 不安定説で説明することは困難である。

両説とも、水平 x -方向に沿った Ne の濃淡構造に伴って x -方向に分極電場 (E_p) が発生するため、電子が $E_p \times B$ ドリフトする。電子ドリフトは濃淡に応じて $\pm x \times B$ の方向を向く (e. g., Yokoyama et al., 2004)。このようなドリフトの存在が観測的に実証できれば、両説の妥当性が証明できることになる。しかし、レーダー観測だけからどちらの説がより適切かは判断できない。また、両過程が共存する可能性もある。

本発表の目的は、QPE に伴った、上記のような電子ドリフトが存在するかどうかを MU レーダー観測に基づいて実証することである。このために、得られたエコーのドップラースペクトルを詳しく解析する。

2. 観測と結果

2002 年夏期に実施された SEEK-2 キャンペーンに参加するため、MU レーダーの 12 ビームを使った E 層 FAI の観測を 2002 年 7 月 31 日の夜に、また 5 ビーム観測を 8 月 5 日の夜に実施した (後者の観測については、別稿の小川他「MU レーダー低高度 QP エコーと中性大気変」を参照のこと)。距離分解能は 600m である。12 ビーム観測の内の 4 ビーム (beam5~beam8) の方位角と天頂角は beam5=(-9, 51)、beam6=(-2, 51)、beam7=(4, 51)、beam8=(10, 52)、5 ビーム観測の方位角と天頂角は beam1=(-30, 53)、beam2=(-15, 51)、beam3=(0, 51)、beam4=(14, 53)、beam5=(32, 58) である。各ビームとも高度約 100km で地球磁力線と直交しており、E 層 FAI の観測に適している。

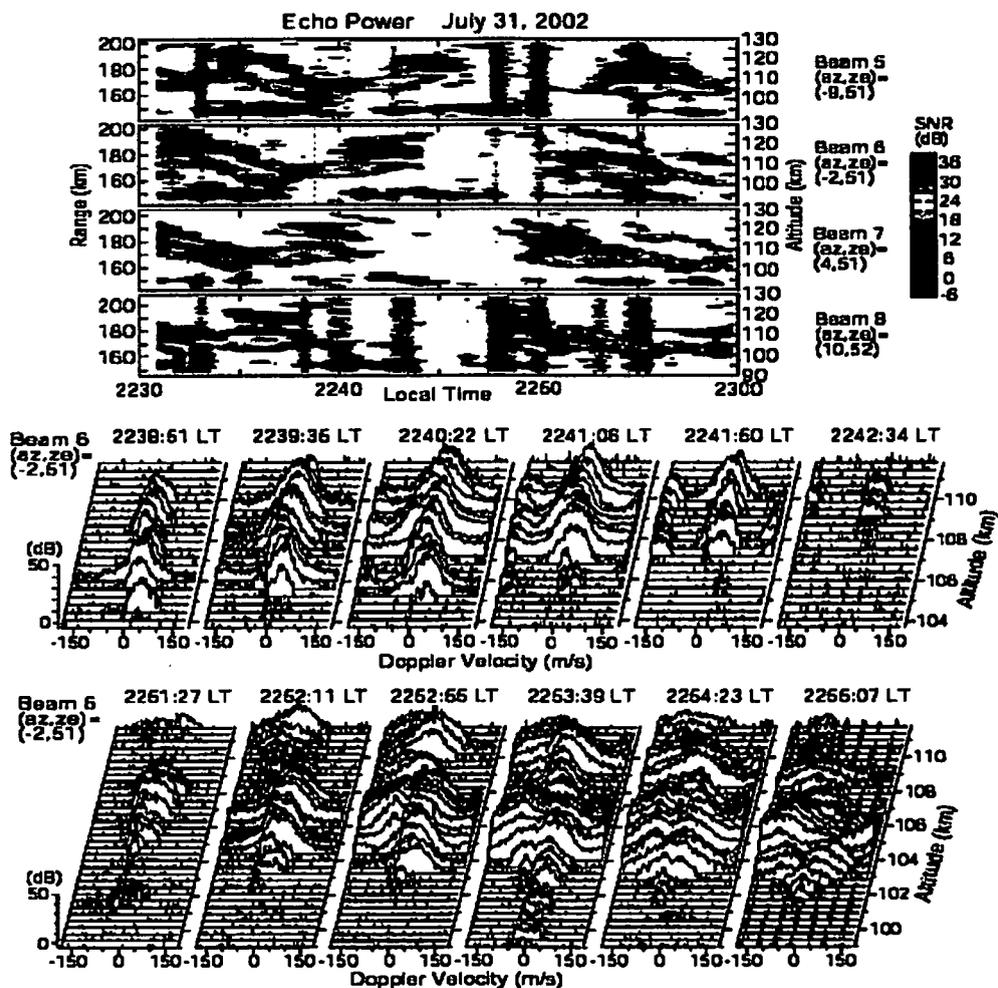


図1 2002年7月31日夜にMUレーダーで観測された(上)エコー強度の時間変化、(中) beam6 上の 2238:51-2242:34LT 間のドップラースペクトル、(下) 同じく、2251:27-2255:07LT 間のドップラースペクトル。

2.1 観測例1 (2002年7月31日)

7月31日2230-2300LTに4ビームで得られたエコー強度のレンジ-時間変化を図1の上部に示す(レンジに対応する高度が右の縦軸)。10~15分の周期を持つQPEは東ビームから西ビーム向かって見かけの速度約140m/sで移動した(2次元面内の速度はこれよりも遅い)。二つのEs層に対応してエコー域は高度100kmとそれ以下に分離して存在し、前者のエコー強度は非常に強い。二つのQPエコー時間帯における、(やや西向き)のBeam6上のドップラースペクトルの高度変化を図1の中と下に示す。これらの図から、レンジ方向の中央部で、正と負のドップラー速度において二つのスペクトルピーク("ダブルピーク")を持つこと、ダブルピークの状態が数分間継続していることが分かる。なお、正(負)のドップラーは散乱体(Neのirregularities)がレーダーから離れる(近づく)運動をしていることを表す。また、ドップラー速度は高度100km以上ではE×B電子ドリフトに等しい(Eはビームに直交な電場)。

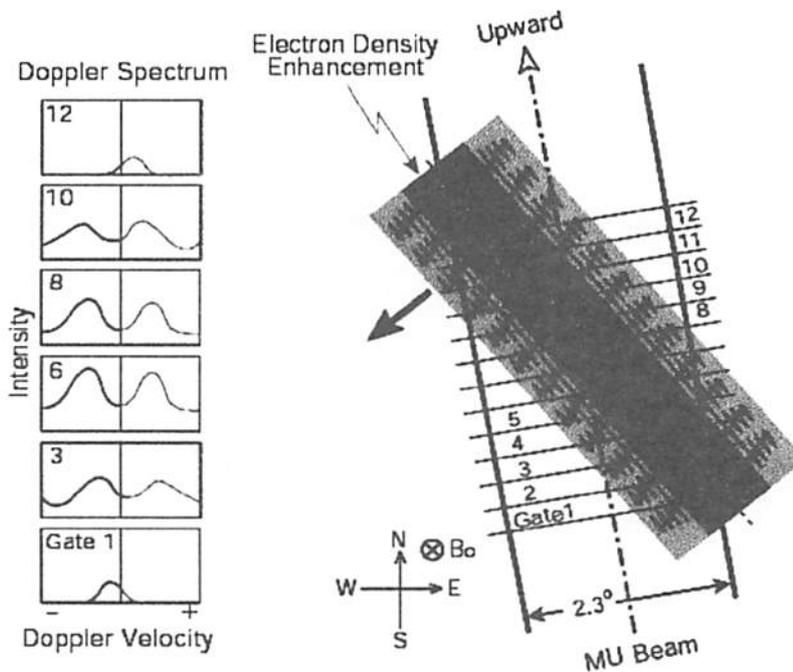


図2 図1の結果を説明する模式図。互いに逆方向の電子流（矢印）を含む Ne 増加帯がレーダービームに入った場合に期待される、各レンジゲートにおけるドップラースペクトラム。中央部のスペクトルはダブルピークを持つ。

スペクトルがダブルピークを持つことは、レーダービーム内に” toward” と” away” の明確な電子流が存在することを示唆する（一方のみの電子流の場合はシングルピークを持つ）。観測結果を説明する模式図を図2に掲げる。レーダーの beam6（ビーム半値幅が 2.3° ）はやや西を向いており、このビーム半値幅はレンジ 165km（高度 105km）において 6.7km に相当する。北西-南東方向に延びる Ne 増加帯に沿って北西向きと南東向きの電子流（矢印）が規則的に存在する（Bernhaldt, 2002; Cosgroves and Tsunoda, 2003; Yokoyama et al., 2004）。この帯が南西に移動してレーダービーム内に入ってくると、レンジゲート番号 1~12 の内の中央付近のゲートでは、図2の左図のようなダブルピークを持つドップラースペクトルが期待できる。この場合、Ne 増加帯の幅はレーダービーム幅よりも狭いことが必要である（逆の観測例は後述）。図2のような、空間的に孤立した Ne 増加帯がレーダービームを次々と横切ると、図1に示すような孤立した QPE が観測されることになる。

2.2 観測例 2（2002年8月5日）

8月5日夜の観測結果を図3に示す。図の左は5ビームで得られたエコー強度のレンジ（高度）-時間変化で、90km の最低高度を持つ QP エコー域は東へ移動した。Beam5 で 2038:59-2041:40LT の間に得られたドップラースペクトルの高度変化を示す。2039:28-2041:11LT の間、高度が高くなるにつれて増加していく正のドップラーピークが突然負のドップラーピークに移り、このピーク値は高度とともに減少している。ドップラー

ピークの正から負への急激なジャンプの原因は高度 99km (あるいは、レンジ 180km) を境にして電子ドリフトの向きが逆になるため、とは考えにくい。

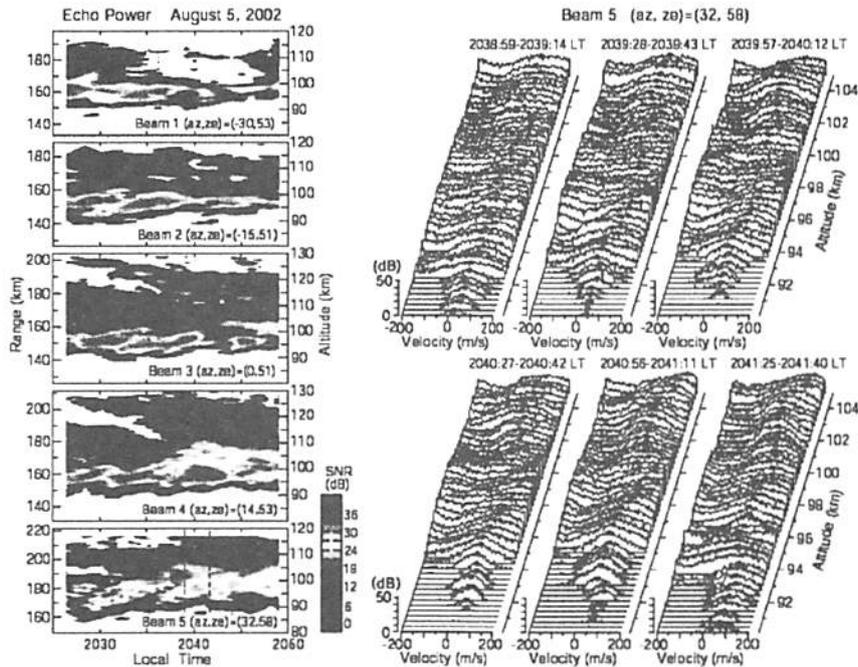


図3 2002年8月5日夜にMUレーダーで観測された(左)エコー強度の時間変化、(右)beam5上の2038:59-2041:40LT間のドップラースペクトル。

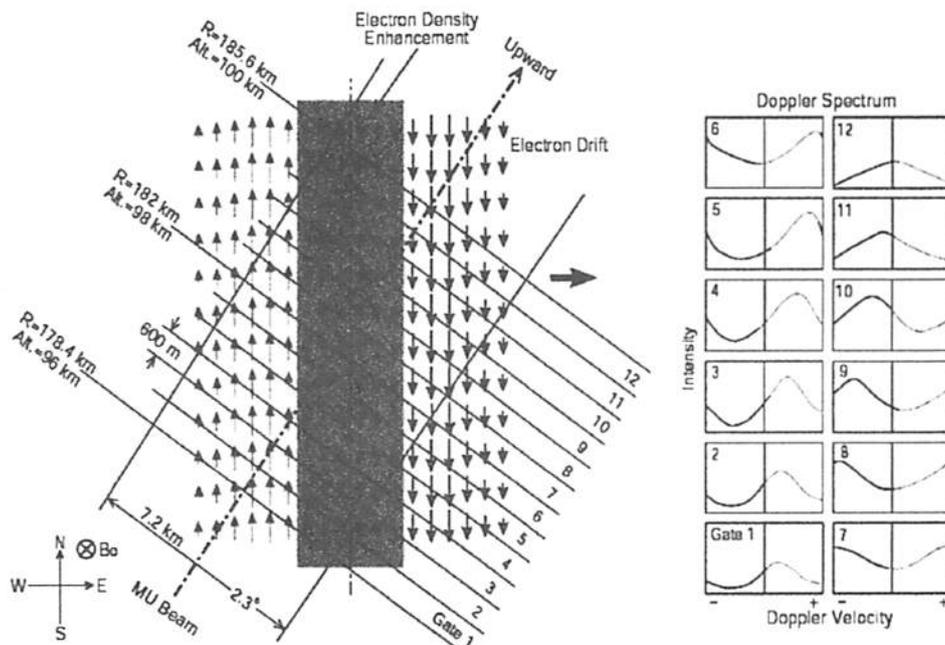


図4 図3の結果を説明する模式図。互いに逆方向の電子流(矢印)を含むNe増加帯がレーダービームに入った場合に期待される、各レンジゲートにおけるドップラースペクトラム。ゲート6と8の間でスペクトルのピークが正から負に逆転する。

図3の観測結果を説明する模式図を図4に掲げる。南北方向に延びるNe増加帯の内部には北向きと南向きの電子流(矢印)が存在する。この帯が東に移動して北東向きのレーダービーム内に入ってくると、中央付近のレンジゲートでドップラースペクトルのピークが大きな正から大きな負に逆転することが期待できる。この場合、Ne増加帯の幅はレーダービーム幅よりも広いことが必要である(逆の場合には、図2のようにダブルピークになることが予想される)。図4に示すようなNe増加帯がいくつも近接して存在し、これらがレーダービームを次々と横切ると、図3に示されているように、孤立していないQPEが観測されることになる。

2.3 QP エコー域内の微細構造

図3中のbeam5において、高度90-100kmにおける2028-2035LTのQPエコーの内部には小スケールの周期性エコーが含まれている。2028:43LTにおけるドップラースペクトルを図5に掲げる。この図から、レンジ方向の波長が2~5km(鉛直波長で1~2km)の準周期的構造が見える。レーダービームの天頂角が 58° 、垂直面内のビーム幅が 4.5° 、レンジ分解能が600mであることを考慮すると、この構造の原因が水平の薄い層が鉛直方向にいくつも存在することによる、とは言えない。

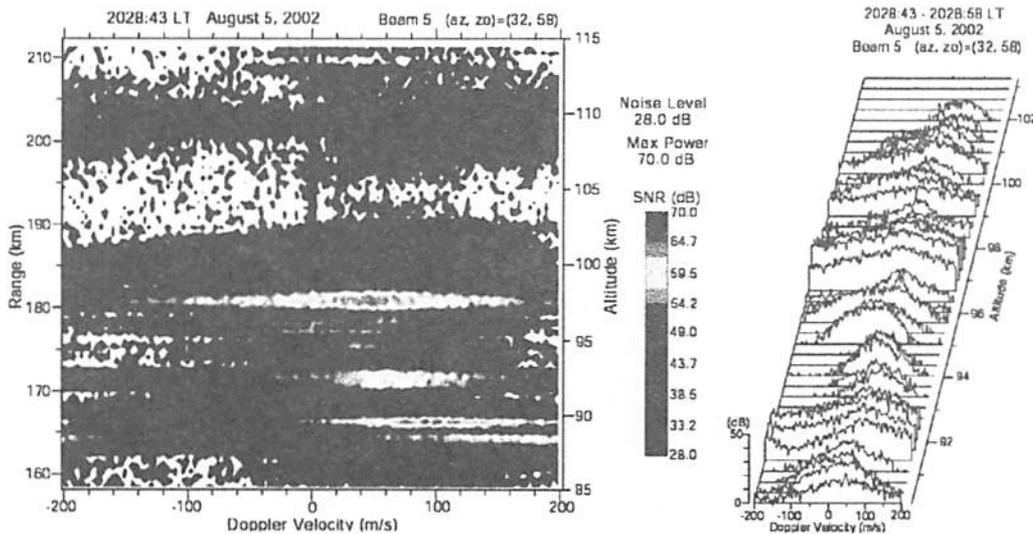


図5 2002年8月5日2028:43LTに得られたドップラースペクトラム。

図5に示されているレンジ方向の微細構造を説明する模式図を図6に示す。図には、Es内のNe増加域に付随した大きな沿磁力線irregularities (FAI)域が存在し、このFAI域内に空間スケールが2~5kmの小規模FAI域が共存している様子が描かれている。この小規模FAI域の生成には多分、重力波 (AGW) が原因しているであろう。

3. まとめと討論

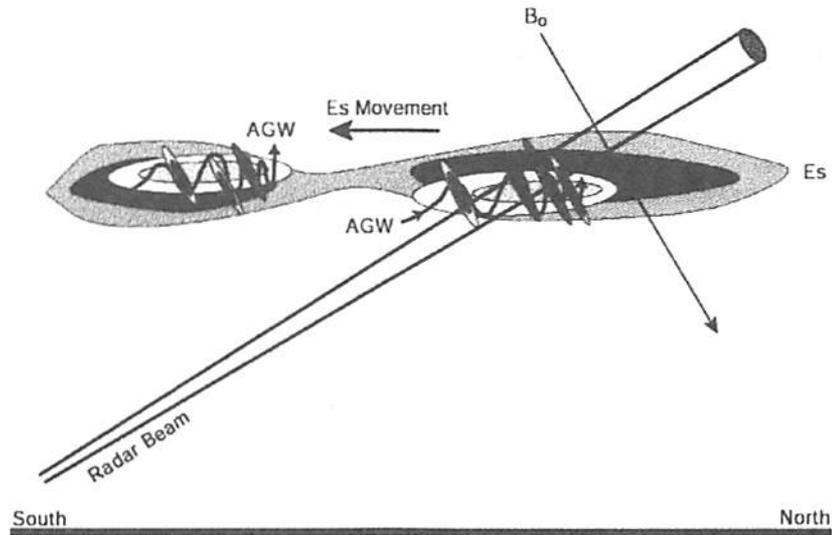


図6 図5のFAI微細構造を説明する模式図。南に動くEs内に大きなFAI構造域が存在し、その中に別の小さなFAI構造が含まれている。この小さなFAI構造も重力波（AGW）で生成される。

夏季夜間のMUレーダーE層FAI観測で得られたエコーのドップラースペクトルを詳細に解析した結果は次の通りである。

1) 従来の理論やシミュレーションから予測される分極電場とそれに伴う電子ドリフトの水平2次元分布の妥当性が初めて観測的に実証された。しかし、このような分極電場（電子ドリフト）が生成される過程（KHIあるいはEs自身の不安定）を今観測から推測することはできない。両過程とも、図2と4に示すようなケースはあり得る。

2) 従来から知られているQPエコー域内にはさらに小規模のQPエコー構造（空間スケール：2～5km）が内包されていることを初めて明らかにした。このことは、様々なスケール・周期のAGWがFAIの生成に関与していることを示唆する。

3) 以上のような観測結果は、狭いビーム幅（水平面内 2.3°、垂直面内 4.5°）と高レンジ分解能（600m）を持つMUレーダーでのみ可能である。水平ビーム幅が広がると、図2と4との「微妙な違い」を識別することは不可能であり、また、空間平均の効果のためにドップラースペクトルのダブルピークを検出することも困難である。

参考文献

- Bernhaldt, J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 64, 1487, 2002.
 Cosgroves and Tsunoda, Geophys. Res. Lett., 29, 11, 2002.
 Cosgroves and Tsunoda, J. Geophys. Res., 108(A7), 1283, doi:10.1029/2002JA009728, 2003.
 Ogawa et al., J. Geophys. Res., 107(A10), 1275, doi:10.1029/2001JA900176, 2002.
 Yamamoto et al., J. Geophys. Res., 69, 15, 943-15,949, 1991.
 Yokoyama et al., J. Geophys. Res., in press, 2004.

MUレーダーを用いた電離圏FAIの8チャンネル干渉計観測

斎藤 享

通信総合研究所

山本 衛、丸本 雅人

京都大学宙空電波科学研究センター

1 背景と目的

中緯度電離圏 E 領域における沿磁力線プラズマイレギュラリティ (FAI) は、一般的にスポラディック E 層に伴って発生することが知られている。1991 年に Yamamoto et al. (1991) によって発見された準周期 (QP) エコーは、Range-Time-Intensity (RTI) 図上で特徴的な筋状の構造を示し、エコー強度が 5~10 分周期で強弱を繰り返す。

QP エコーがなぜ上記のような特徴的な振る舞いをするのかについてはこれまでいくつかのモデルが提唱されてきた。現在有力なモデルは 2 つ存在する。一つは、 E_s 層内の不均一構造により生成された分極電場により磁力線に沿って不安定領域が発達し、そのような構造がレーダーの視線方向に移動することによって QP エコーの筋状構造が作られるというものである。(Maruyama et al., 2000; Ogawa et al., 2002) 計算機シミュレーション (Yokoyama et al., 2003a,b) により E_s 層内の不均一構造により分極電場が形成され、磁力線に沿って不安定領域が形成されることが示されている。一方で、不安定領域は E_s 層内に限られており、電波の屈折と磁力線に対する散乱角が有限の広がりを持つことにより、QP の筋状構造が見掛け上作られるとする説 (Hysell and Burcham, 2000) も存在している。実際、Clemson Radar を用いた観測 (Hysell and Burcham, 2000)、Chung-Li Radar を用いた観測 (Wan and Chu, 2001) ではほぼ一定高度を保ちながらレーダービームを横切っていく不安定領域が観測されている。また、2002 年に行われた SEEK-2 観測キャンペーンにおけるレーダー観測 (Saito et al., 2004) では、レーダーの視線と磁力線の直交条件

によるエコーの方位角によって高度とレンジの関係の違いにより、ほぼ一定高度を保ちながら水平移動する不安定領域が見掛け上の高度変化を作り出していることが分かった。

しかし、これらの観測で用いられたレーダーは全て MU レーダーに比べ低出力でありビーム幅も広い。ビーム幅の狭い MU レーダーにおいて、不安定領域の分布の水平方向の広がり、見かけ高度幅 30 km 以上にもわたる QP エコーの筋状構造が説明できるかどうかは自明ではない。この点を明らかにするため、SEEK-2 キャンペーンにおいて使用され現在 MU レーダーサイトに移設された下部熱圏プロファイラーレーダー (Lower Thermosphere Profiler Radar; LTPR) と MU レーダーとを用いて QP エコーの同時干渉計観測を行った。

2 方法

従来の MU レーダーシステムにおいては、受信チャンネル数が 4 に限られているため干渉計観測を行う際のアンテナ群の選択方法が限られ、特に多基線を用いたレーダーイメージング観測を行う上で障害となっていた。本研究では、従来の MU レーダーシステムを用いて 8 つの受信チャンネルを持つ付加型受信システムを開発した。

図 1 に示すように、MU レーダーシステムの各アンテナ群からの IF 信号 (中心周波数 5 MHz) を PC に内蔵した AD 変換ボードを用いて直接受信する。データ量を抑えるため、アンチエイリアスフィルタを通した上でサンプリング間隔 $1.04\mu\text{sec}$ でデータを取得した。電離圏エコーの信号は 100 Hz 以下の狭い

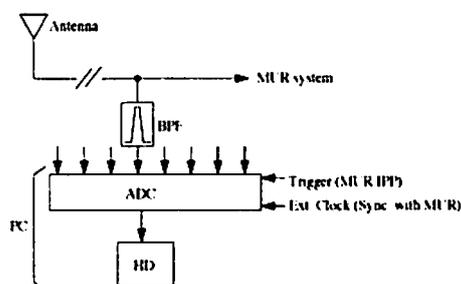


図 1: MU レーダー 8 チャンネル観測用付加システムの概略

帯域に存在するため、この操作によって影響を受けることはない。取得されたデータは別途ソフトウェアにより直交検波を受け、各チャンネルごとにパワースペクトル、各チャンネル間のクロススペクトルが導出される。本装置は、サンプリング間隔を調整し、また適当なアンチエイリアスフィルタを選択することにより、MU レーダー以外の観測装置へ接続することも可能である。

3 観測

2003 年 7 月 17-18 日の 2 晩にわたり、付加受信システムを接続した MU レーダーと LTPR による QP エコーの同時干渉計観測を行った。両レーダーの観測パラメータを表 3 に示す。MU レーダーでは全群を用いて送信し、図 2 に示す 8 群を用いて受信を行った。LTPR では、全アンテナを用いて送信し、6 本のアンテナを用いて受信を行った。MU レーダーと LTPR の送信ビーム方向はそれぞれ、 -10° 及び -9.4° (真北から時計回りの方向を正) とした。

2003 年 7 月 17 日、18 日の 2 晩の観測のうち、7 月 18 日の 2301JST から 7 月 19 日 0007JST にかけて、両レーダーでエコーが観測された。両レーダーのエコー強度 (図 4 及び図 3) は、見かけの高度幅が 10-15 km にとどまり、準周期的な強度変動も明瞭ではなく、典型的な QP エコーの特徴を持つものではなかった。しかし、小さいながらも筋状の構造もみられた (図 4、レンジ 174km 付近、2320JST 頃)。これら 2 つの RTI 図は、レンジ分解能の差 (MU レーダー: 600 m、LTPR: 1.5 km) による差はあるもの

	MUR	LTPR
周波数	46.5 MHz	31.57 MHz
尖頭出力	1 MW	20 kW
ビーム方向	-10°	-9.4°
パルス長	4 μ s	10 μ s
変調	シングルパルス	16-bit コンプリメンタリ
IPP	4 ms	4 ms
受信 CH 数	8	6

表 1: 観測パラメータ

の、共によく似たレンジ・時間変化を示した。この結果は干渉計観測の情報を用いてはいないものの、レーダー出力の大小、感度の大小、周波数の違いにかかわらず、同じ不安定領域を観測していることを想像させる。ここで、これらの 2 つの図において、レンジ方向にわずかなオフセットが見られるが、これは付加受信システムの応答時間の校正不足によるものであると考えられる。

次に、MU レーダーの 8 群のうち 4 群のデータを用いて干渉計解析を行った。エコーの到来角とレンジにより 3 次元的にエコーの位置が決定される。代表的なエコーの 3 次元分布を図 5 に示す。エコーの位置の分布はほぼ MU レーダーのビーム幅の中に集中しており、磁力線に沿うようなエコーの分布も見られた。

一方 LTPR の干渉計解析では、エコーの位置の分布は MU レーダーに比べて非常に広い範囲に広がっていた (図 6)。このエコーの分布の広がり LTPR の送信ビーム幅 (10°) を大きく超えていることが分かる。このエコー分布は、SEEK-2 観測キャンペーンにおいて LTPR によって観測されたエコーの到来角分布と酷似しているが、今回 MU レーダーによって観測されたエコーの空間分布とは一致しない。非常によく似た RTI 図をなす MU レーダーと LTPR のエコーが、それぞれの干渉計データを用いると異なった空間分布を示す理由は不明である。

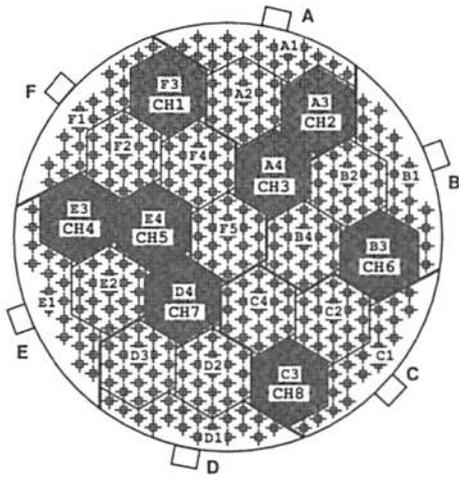


図 2: MU レーダーの 8 チャンネル干渉計観測に用いたアンテナ群

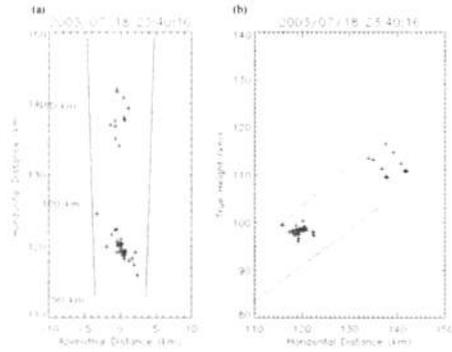


図 5: MU レーダー干渉計で求めたエコーの位置の水平分布 (a)、及びビーム中心方向に投影した垂直分布 (b)。両図の実線は送信ビームの幅を、破線はレーダーの視線と磁力線が直交する点を示す。

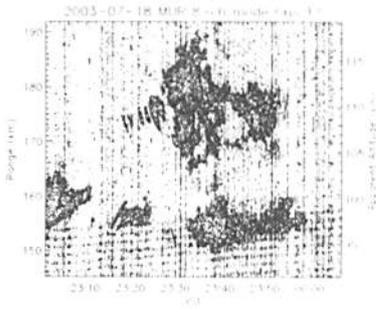


図 3: 2003 年 7 月 18 日のエコー強度 (MU レーダー、F3 群)

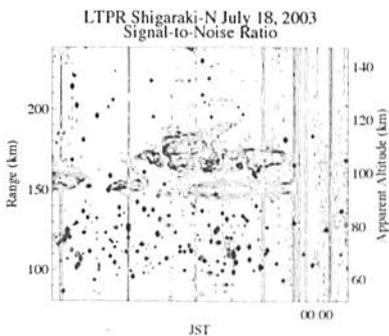


図 4: 2003 年 7 月 18 日のエコー強度 (LTPR)

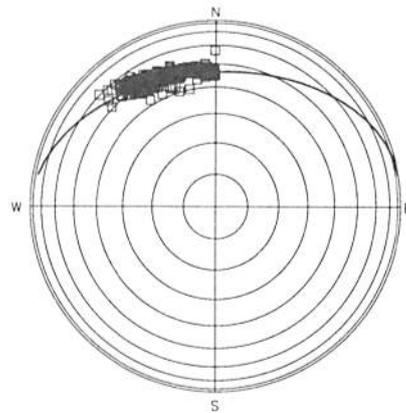


図 6: LTPR のエコーの到来角分布。図中の同心円は 10° ごとの天頂角を、太線は高度 100 km でレーダーの視線と磁力線が直交する方向を示す。

4 まとめと今後の課題

今回の研究で、MU レーダーと LTPR を用いて中緯度電離圏 E 領域 FAI の同時干渉計観測を行った。MU レーダーにおいては、付加受信システムを用いて、初の 8 チャンネル干渉計観測を行った。2003 年 7 月 18 日の夜間に両レーダーで FAI エコーが観測された。このエコーは典型的な QP エコーではなかったが、両レーダーで得られたエコー強度の RTI 図は、レンジ分解能の差による差異を除いて酷似したものであった。しかし、単純な干渉計解析を用いて決定したエコーの空間分布は、両レーダーによって大きく異なるものであった。MU レーダーでは、エコーの分布はほぼ送信ビーム内に限られており、その中で磁力線に沿うような分布も見られた。一方 LTPR では、方位角で 30° 以上にわたる広い範囲にわたってエコーが分布していた。なぜ酷似した RTI 図が異なる空間分布をもつエコー群から作られるのかの解釈は今のところ不明である。

今回は単純な干渉計解析の結果のみを示したが、MU レーダーの 8 チャンネル観測の利点を生かしたイメージング解析を行い、エコーの空間構造を詳細に調べたい。LTPR においてもイメージング解析は可能であるので、同様にエコーの空間構造を調べ、MU レーダーのものと比較したい。また、今回観測されたエコーは典型的な QP エコーとは言えないものであった。超多チャンネル観測が MU レーダーの基本性能として可能となる MU レーダー強化観測システムを用いて今回と同様の観測を QP エコーに対して行い、QP エコーの成因を詳しく明らかにしたい。

参考文献

- Hysell, D. L. and J. D. Burcham, The 30-MHz radar interferometer studies of midlatitude E region irregularities, *J. Geophys. Res.*, **105**, 12797–12812, 2000.
- Maruyama, T., S. Fukao, and M. Yamamoto, A possible mechanism for echo striation generation of radar backscatter from midlatitude sporadic E, *Radio Sci.*, **35**, 1155–1164, 2000.
- Ogawa T., O. Takahashi, Y. Otsuka, K. Nozaki, M. Yamamoto, and K. Kita, Simultaneous middle and upper atmosphere radar and ionospheric sounder observations of midlatitude E region irregularities and sporadic E layer, *J. Geophys. Res.*, **107**, SIA 3-1, 2002
- Saito, S., M. Marumoto, M. Yamamoto and R. T. Tsunoda, Radar observations of field-aligned plasma irregularities in the SEEK-2 campaign, *to be submitted to Ann. Geophys.*, 2004.
- Yamamoto, M., S. Fukao, R. F. Woodman, T. Ogawa, T. Tsuda, and S. Kato, Midlatitude E region field-aligned irregularities observed with the MU radar, *J. Geophys. Res.*, **96**, 15943–15949, 1991.
- Wan, C.-H. and Y.-H. Chu, Interferometry investigations of blob-like sporadic E plasma irregularity using the Chung-Li VHF radar, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **63**, 123–133, 2001
- Yokoyama, T., M. Yamamoto, and S. Fukao, Computer simulation of polarization electric fields as a source of midlatitude field-aligned irregularities, *J. Geophys. Res.*, **108**, SIA 2-1, 2003.
- Yokoyama, T., M. Yamamoto, S. Fukao, and R. B. Cosgrove, 3-D simulation on generation of polarization electric field in the midlatitude E-region ionosphere, *J. Geophys. Res.*, in press, 2003b.

Parameter Estimation of Meteors from Radar Head Echoes Combined with Optical Observations

T. Sato (Kyoto University), S. Tsutsumi (NTT Data Co.), T. Nakamura (Kyoto University), and M. Nishio (The University of Tokushima)

1 Introduction

Meteor events were studied mostly from viewpoints of space science and geoscience in the past. Recently, however, collisions of meteors with spacecraft have been recognized as a more practical issue of space environment problem since the Leonid meteor shower in 1998.

Compared to artificial space debris, which is the most typical source of threat in the space, majority of meteors have several orders of smaller mass. However, the velocity of fast meteors is almost one order higher than that of artificial objects in the low earth orbit. The associated kinetic energy of such meteors is thus about two orders larger than the artificial objects of equal mass. Since individual meteor event is unpredictable, statistical study is required to make quantitative assessment of possible impacts, whose key parameters are the mass and velocity.

While the velocity can be directly measured with radar observations, mass is more difficult to estimate. Meteor events have been extensively studied with optical observations. The absolute visual magnitude M of a meteor is related to the optical radiation I , which is called luminosity, in the wavelength of 450–570 nm by (Öpik, 1958)

$$M = 6.8 - 2.5 \log I . \quad (1)$$

As I is considered to be proportional to loss rate of kinetic energy, it can be expressed as (Whipple, 1938; Öpik, 1955)

$$I = -\frac{1}{2} \tau v^2 \frac{dm_o}{dt} , \quad (2)$$

where m_o is the mass of the meteor body, τ is a coefficient called luminous efficiency, and v is the velocity. From these equations, the initial mass of the meteor before entering the atmosphere is estimated by integrating the mass loss rate as

$$m_o = \int_{-\infty}^{t_o} 2v^{-2} \tau^{-1} 10^{2.72-0.4M} dt , \quad (3)$$

where t_o is the time when the meteor vanishes.

The luminous efficiency τ is the most difficult parameter to determine, and various empirical formulae have been proposed (Verniani and Hawkins, 1964; Ayers et al., 1970; Ceplecha et al., 1998). We call the mass estimated by this method as “optical mass” in this paper.

An alternate method of estimating the mass of a meteor body is to use its deceleration due to atmospheric drag. The atmospheric drag force is given by (Bronshen, 1983)

$$m_d \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho v^2 , \quad (4)$$

where m_d is the mass of a meteor body (hereafter referred to as “dynamical mass” in contrast to the optical mass), Γ

is the drag coefficient, S is the head cross section, and ρ is the atmospheric density. The drag coefficient is set to 1 for altitude of above about 90 km, where the mean free path between atmospheric molecules is usually much larger than the size of the meteor body. Assuming a spherical shape for the meteor body, the dynamical mass is expressed as

$$m_d = -\frac{A^3 \Gamma^3 \rho^3 v^6}{\rho_0^2 \left(\frac{dv}{dt}\right)^3} , \quad (5)$$

where A is the shape factor, which is $\pi / (\frac{4}{3}\pi)^{2/3} = 1.21$ for a sphere, and ρ_0 is the density of the meteor body. If we give the density parameters, we can estimate the dynamical mass based on v and dv/dt derived from radar observations. Mathews et al. (2001) assumed $\rho_0 = 3 \times 10^3 \text{kg/m}^3$, and used MSISE-90 atmospheric model for ρ in estimating the mass from Arecibo radar data.

We have developed a high-sensitivity combined radar-optical system consisting of the MU radar, which is a high-power VHF Doppler radar, and an ICCD video camera for the purpose of studying velocity and mass distributions of faint meteors (Sato et al., 2000; Nishimura et al., 2001). By combining the visual magnitude by the video camera with the velocity and orbit data obtained by the radar, we can estimate the optical mass. As our precise radar measurements also provide the deceleration due to atmospheric drag, it is possible to estimate the dynamical mass simultaneously. Here we present the result of these estimates, and compare the two methods. In order to cope with a large discrepancy found between the two estimates, we develop an empirical model which takes the effect of emitted gas during ablation process into account. Finally, we propose an empirical formula that gives the mass estimates which agree with the optical mass using only the radar data.

2 Radar Observations

The radar observation is made with the MU (Middle and Upper Atmosphere) radar of Kyoto University. It is a large atmospheric radar with a flexible active phased array antenna consisting of 475 Yagi-Uda antennas (Fukao et al., 1985a,b). Its main parameters are summarized in Table 1.

The antenna array consists of 25 groups of hexagonal sub-array with 19 crossed 3-element Yagi antennas. A transmit/receive module is connected to each Yagi antenna. On reception, RF signal of 46.5 MHz is converted to IF of 5 MHz at each module, and the output of 19 modules are combined at each group. Combined IF signals from 25 groups are sent to the control building, divided for 4 receiver

Table 1: Basic parameter of the MU radar.

Parameter	Value
Location	Shigaraki, Shiga, Japan (34.85°N, 136.10°E)
Radar system	monostatic pulse radar
Operational frequency	46.5 MHz
Antenna	circular array of 475 crossed Yagi's
aperture	8330 m ² (103 m in diameter)
beam width	3.6° (one way)
steerability	steering is completed in each IPP
beam directions	1657; 0°–30° off zenith angle
polarizations	linear and circular
Transmitter	475 solid state amplifiers
peak power	1 MW (maximum)
average power	50 kW (duty ratio 5%) (maximum)
bandwidth	1.65 MHz (maximum) (pulse width: 1–512 μs variable)
Range resolution	150 m

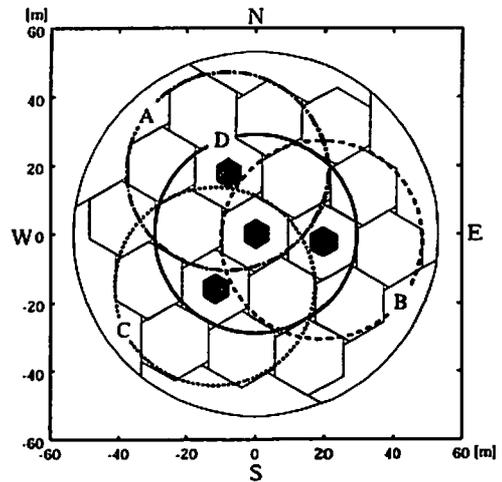


Figure 2: Configuration of sub-arrays. Thin solid lines separate 25 antenna groups, and black hexagons indicate the center of gravity of each sub-array.

channels. Each receiver can select and combine output from 25 groups at an arbitrary selection.

In order to detect weak meteor head echoes at a range of about 100 km, it is advantageous to use a long pulse of more than 100 μs, which has a narrow bandwidth of less than 10 kHz. The pulse width used in this observation is 256 μs, whose bandwidth is 4 kHz. On the contrary, the large Doppler shift of 22 kHz corresponding to the impinging velocity of 72 km/s does not allow the integration over the entire pulse width. We thus sample the received signal at a rate of 8 μs, take a series of 32 samples corresponding to the pulse width starting from each sample, and then take its Fourier transform of each series to obtain a Doppler power spectrum of the echo at that range sample (Sato et al., 2000). This process is equivalent to use 32 receivers of 4 kHz bandwidth with staggered center frequencies at 4 kHz interval, and thus is called Doppler pulse compression. Fig. 1 schematically shows the principle and data flow of this procedure. The pulses are transmitted at a fixed interval of 5.12 ms, using the maximum duty cycle of 5% of the transmitter.

In this study, we employed a radio interferometry for a precise orbit determinations of meteors with the MU radar (Nishimura et al., 2001). By making use of 4 output channels available for the MU radar, we configured the radio interferometry with 4 sets of sub-arrays, each of which consists of 7 antenna groups. The transmission is made using the entire array with half-power beamwidth of 3.7°, while the receiving sub-array has the beamwidth of 8.0°. Figure 2 shows the shapes of the sub-arrays. The centers of the sub-arrays A, B and C constitute an equilateral triangle and the center of the sub-array D is located at the center of the triangle. The distance of A, B and C is 34.0 m, and that of D and other three is 19.6 m.

Directions of targets are calculated from phase differences of echoes between two sub-arrays and the baseline length which corresponds to the length between the centers

of the two sub-arrays. A two-dimensional determination of directions requires at least two independent phase differences which are calculated from three independent receiver outputs. We use the outputs of sub-arrays A, B and C for this purpose.

3 Optical Observations

We developed a high-sensitive video camera system with an image intensified CCD (ICCD) for simultaneous meteor observations with the MU radar (Nishimura et al., 2001). In contrast to conventional optical observations of meteors, our radar field of view is limited to about an angle of 6° due to the beamwidth of the MU radar. On the other hand, a very high sensitivity of the MU radar requires that optical observations also have a sensitivity as high as possible. We thus designed our system to achieve sensitivity by limiting the field of view to about 10°.

The camera system consists of a primary lens for 35 mm size camera, ICCD camera unit and video recorder of NTSC signal. In the ICCD camera unit (C5909-12, Hamamatsu), two stages of MCP (Micro Channel Plate) intensifies an image collected by the primary lens and then it is transferred to the CCD chip through a tapering fiber with a reduction ratio of 2:1. The photocathode of GaAs is sensitive to a wavelength between 370 and 920 nm, with an image size of 12.8 mm × 9.6 mm. Comparing with a conventional system with a single image intensifier used in the previous cooperative observations with the MU radar (Fujiwara et al., 1998), its sensitivity is improved by two orders of magnitudes. A small distortion (less than 1%) with a fiber coupling enables accurate measurement of meteor directions relative to the background stars. Comparisons between tracks of meteors observed by both the radar and the video systems therefore provide a measure for the absolute accuracy of directions

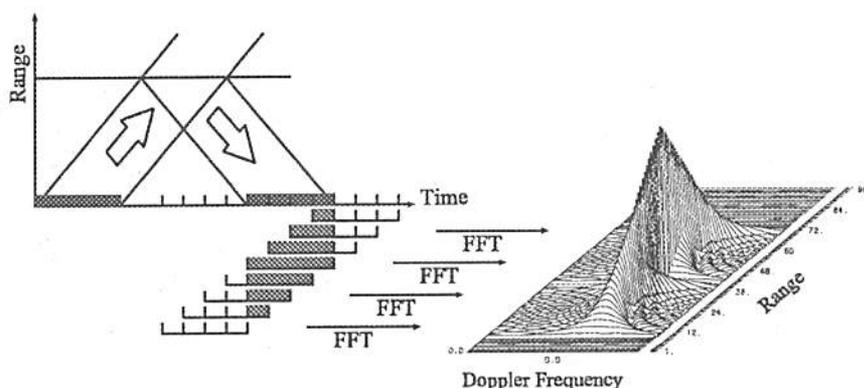


Figure 1: Principle of Doppler pulse compression.

Table 2: Observation date and number of detected meteors.

Year	Month	Day	Time (JST)	Period (min)	Number
2001	5	28	00:03 - 03:25	80	1
2001	5	12/13	22:24 - 01:30	84	3
2001	5	13/14	23:30 - 04:05	106	4
2001	11	21	01:16 - 05:59	262	26
2002	8	14	01:06 - 03:37	74	10

determined by the radar, which is about 0.5° . In our current experiment, we utilized a primary lens of $f=85$ mm and $F=1.4$ (Nikkor), which produces the field of view of $7.5^\circ \times 5.7^\circ$ in the ICCD camera unit.

In order to synchronize the video data with the radar within an accuracy of the frame interval of $1/30$ sec, the clock data generated by a GPS receiver is inserted into each frame of the video output. The timing of the radar is also controlled with a GPS receiver.

4 Results

We have tried several experiments for simultaneous observations with the instruments described in previous sections. While the radar observations can be made automatically, optical measurements are naturally limited by weather conditions. Table 2 summarizes the date and number of detected meteors of successful collaborative observations with the radar and the video camera.

The radar observations are alternately switched between the head echo mode and the trail echo mode, which measures the background wind velocity using coherent echoes from the meteor trails. Thus only parts of the observation time indicated by “period” in the table are devoted to the head echo observations. The total number of meteors observed by the MU radar during the entire period with at least 20 pulse samples ($=102.4$ ms) detected with SNR of more than 15dB is 1357 cases. However, rather few cases among these are also detected by the video camera for the same time and direction, mainly due to lower sensitivity of the

video camera to faint meteors. The “number” in the table shows these events with simultaneous observations. None of these cases has the source direction identified as known group meteors, so that they are regarded as sporadic meteors.

As the instantaneous position of each meteor is determined by the interferometry technique, the received echo power can be compensated for the antenna gain reduction from its peak value at the center of the beam. The data points are eliminated from further analysis when this compensation is larger than 20 dB.

By combining the direction and the range determined for each pulse, the trajectory of the meteor can be deduced. It is fitted to a straight line assuming that the direction of the meteor does not change while traversing the radar beam. The instantaneous velocity and the deceleration along this line is computed by projecting the radial velocity and its first derivative, respectively, determined from the Doppler shift of the echo. In order to reduce random errors in the estimated Doppler shift, the radial velocity for each data point is determined by fitting a second order polynomial to $n/2$ data points centered at that point weighted by the echo power, where n is the number of data points that satisfies the condition mentioned above. The first derivative of the radial velocity is also determined by this fitting, and a moving average of 7 adjacent points ($=35.8$ ms) is taken to adjust to the time resolution of 33.3 ms of the video data.

Fig. 3 shows the relation of the radar echo power and the absolute visual magnitude from the video observations. Each symbol represents the value deduced from a frame of the video data and the radar data averaged for the same period. The echo power is expressed in terms of an arbitrary scale after compensations for the antenna gain reduction and for the range dependence by normalizing to the value at a range of 100 km. The background noise level is around 50dB in this scale. As there is no absolute calibration for the MU radar, we did not try to present the echo power in terms of the radar cross section. The solid line is a linear regression for the radar echo power in a logarithmic scale with the absolute magnitude of the optical data, and is expressed as

$$P = -5.6M + 129.3, \quad (6)$$

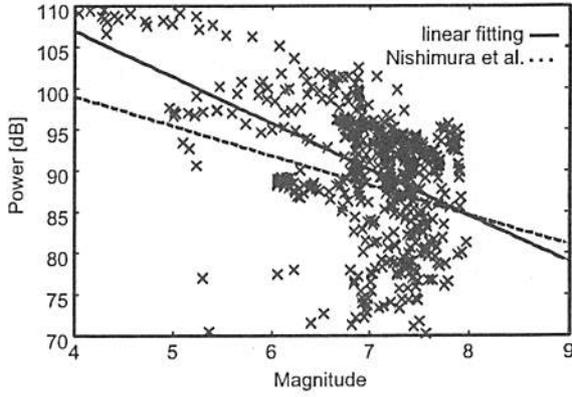


Figure 3: Relation of the radar echo power and the absolute visual magnitude for simultaneous observations. The solid and the dotted lines show linear regression of the current data, and that for Nishimura et al. (2001), respectively.

where P is the echo power in dB.

The dashed line is a similar regression line given by Nishimura et al. (2001), but for 28 meteor events using the peak echo power and the peak visual magnitude for each event, because no precise synchronization at a frame rate was available at that time. Their line is given by

$$P = -3.6M + 113.4 . \quad (7)$$

The slightly steeper slope of the current fitting is mainly due to a bright event with the echo power above 105dB, and may not be statistically significant.

The correlation between the two parameters is apparently poorer than the previous comparison based on the peak values. It should be noted that an especially large variation of the echo power ranging from 70dB to 100dB exists for a rather limited range of the visual magnitude of 6.7 to 8.0.

We investigated the reason of this large scatter by examining the temporal variation of each meteor event. Fig. 4 shows a typical example of the time history of meteor events. While the visual magnitude varies smoothly in time, an abrupt decrease of about 15–20dB is found at around 95 ms. It should be noted that all of the echo power data after this drop are still more than 20dB higher than the noise level, and thus significant. Similar decrease in the range of 10–20dB was found in 21 cases out of 44 observed cases (Nishio et al., 2002). As those cases without such decrease include at least several cases with short durations, with which it is difficult to judge such tendency, the occurrence probability is higher than half.

One of plausible mechanisms for such an abrupt decrease in the radar echo power is the transition from overdense to underdense echoes. If the maximum electron density of the plasma surrounding a meteor body is higher than the critical plasma density, a total reflection occurs at a point where the radar frequency matches the plasma frequency. In the process of ablation, it is expected that the maximum electron density around the meteor body decreases after most

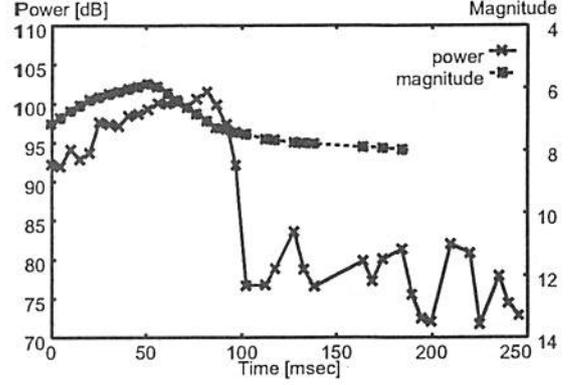


Figure 4: An example of the temporal variation of the radar echo power and the absolute visual magnitude.

of the meteor body is ablated, so that a transition from total reflection to scattering by individual electrons should occur.

It has been argued that the total reflection cannot take place for a sphere smaller than the radar wavelength because the plasma is a poorly conducting medium whose skin depth is comparable to the wavelength. However, from Maxwell's equation and the equation of motion, it can be readily derived that the net effect of the plasma is expressed in terms of the effective dielectric constant (Collin, 1985), which is given by

$$\kappa = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu)} , \quad (8)$$

where ω is the angular frequency of the radar, ω_p is the plasma frequency, and ν is the collision frequency. As the effect of collision can be neglected for our case of interest, the plasma surrounding a meteor body should not be considered as a conductive medium, but as a dielectric one. In this case, reflection occurs at the outer boundary regardless of its size. Another question is that whether the plasma can be expressed in terms of macroscopic parameters such as the dielectric constant. For the situation where the plasma frequency is equal to the radar frequency of 46.5 MHz, the mean distance between electrons is on the order of 10^{-5} m. We can thus safely regard the plasma as a continuous medium for the size of the order of the wavelength.

If we assume a spherical plasma whose radius r is sufficiently smaller than the radar wavelength λ , its scattering cross section in the overdense region σ_o is expressed as

$$\sigma_o = \frac{144\pi^5 r^6}{\lambda^4} . \quad (9)$$

For the underdense case the scattering cross section of a uniform sphere with a constant electron density is given by

$$\sigma_u = \left(\frac{4}{3}\pi r^3 N\right)^2 \sigma_e , \quad (10)$$

where N is the electron density, and $\sigma_e = 1.0 \times 10^{-28} \text{m}^2$ is the scattering cross section of an electron.

When the transition from the overdense to the underdense plasmas takes place, the plasma frequency should be equal to the radar frequency. With the corresponding critical electron density of $N = 2.7 \times 10^{13} \text{m}^{-3}$, the ratio of the echo power associated with the transition is given by

$$\frac{\sigma_o}{\sigma_u} = \frac{81\pi^3}{\lambda^4 N^2 \sigma_e} \cong 19.9 (= 13.0\text{dB}) . \quad (11)$$

Although this model of constant electron density is apparently too much simplified for a quantitative estimate, the predicted difference of the echo power is in good agreement with our observation, which shows a difference of 10–20dB.

This result suggests that a care must be taken in comparing the radar echo power with the visual magnitude because the echo power shows a difference of more than 10dB depending on the regime of scattering. It will be safe to consider only those cases with a clear drop of the echo power, and select the points before the drop.

5 A Comparison of Mass Estimates

Based on the data described in the previous section we can estimate the optical mass using Eq. 3, and also the dynamical mass using Eq. 5. While Eq. 3 gives the initial mass before the meteor body enters the atmosphere, instantaneous mass can be estimated by changing the start point of the integration to the given time.

In order to apply Eq. 3, it is required that the vanishing point is within the field of view of the video camera. Also, in some cases radar data are not available at the vanishing point because the radar has a narrower field of view than the video camera. Among 44 events shown in Table 2, 21 cases are found suitable for the mass estimate from this aspect. Three cases are further rejected because the deceleration is smaller than that expected from the random error of the velocity estimates. Two other cases are rejected because of a large discrepancy between the direction of arrival by the radar and the video camera, which is probably due to too small number of data points in the optical observation. As a result, we succeeded to estimate the mass via the two methods for 16 meteor events.

For the value of the luminous efficiency τ in Eq. 3, we use an expression

$$\tau = \tau_0 v , \quad (12)$$

where $\tau_0 = 10^{-10}$, which is a simplified form of that proposed by Verniani and Hawkins (1964). The significance of this formula will be discussed later.

Fig. 5 compares the height variation of the optical and the dynamical mass estimates for these 16 cases. The horizontal axis is drawn from right to left in order to indicate the time progression rightward. The necessary parameters other than the observed ones are the same as those shown in the introduction, except that atmospheric density ρ is taken from CIRA 1986 model, which takes the seasonal and latitudinal variations into account.

The optical mass estimates fall in the range of 10^{-4} – 10^{-6} kg, and naturally decrease as height decreases. On

the other hand, the dynamical mass estimates range between 10^{-7} – 10^{-12} kg. The average difference of the two mass estimates is 57.9 dB, or 6.1×10^5 times. The dynamical mass also shows a strange behavior of increasing with decreasing height for almost all cases. Apparently there is no physical explanation for such tendency. Here we investigate the possible explanations for these discrepancies.

We first examine the accuracy of observed values. The direction of each observed point is calibrated by the video data, which is further calibrated by background stars, and has an accuracy of less than 0.03° . The accuracy of range is evaluated by the residual of the polynomial fitting to be less than 200 m, although the possibility of an offset error cannot be excluded. The accuracy of velocity is also examined by Nishimura et al. (2001) to be about 200 m/s. These errors are negligible in assessing the discrepancy of orders.

A much larger error is expected to arise from the estimate of the deceleration rate, considering that the dynamical mass is proportional to its cube. As shown in the previous section, the deceleration is computed by locally fitting second order polynomials to the time series of velocity. For a typical case of using 20 points (=100 ms) in the fitting, the expected random error in the deceleration is 1.5 km/s^2 . It is not necessarily small compared to the observed deceleration, whose typical value at the height of 110 km is 5 – 10 km/s^2 , but it does not affect the order of mass estimate below this height.

As for the optical observations, the largest error of the observed parameters is in the luminosity. Its accuracy can be estimated by comparing the observed luminosity of the known stars with the star catalog, and the standard deviation of our observations is found to be 0.6 magnitude on average. Its contribution to the error in estimating the optical mass using Eq. 3 is 74% for a typical meteor of 8 magnitude with 60 km/s .

We have seen that the errors in our observations cannot explain the large discrepancy existing in Fig. 5. It is thus necessary to examine the models and the values of the model parameters. Clearly, the only parameter of question in deriving the optical mass is the luminous efficiency τ since all of the difficulty is concentrated into this single parameter. Despite an intensive studies, it is still not a well understood parameter (Verniani and Hawkins, 1964; Ayers et al., 1970; Ceplecha et al., 1998). While the values determined from artificial meteors are limited to low velocity cases, other estimates are based on observations of large fireballs.

There has been no reliable estimates of τ appropriate for our current case of fast and faint meteors. It is thus possible to take an option of attributing the observed discrepancy to this parameter. In this case, we may conclude that the luminous efficiency is 6.1×10^5 times higher than the values given by Eq. 12. Although there is no concrete reason to exclude it, we need to carefully examine other possibilities. We examine the model used to derive the dynamical mass in the next section as one of possible explanations.

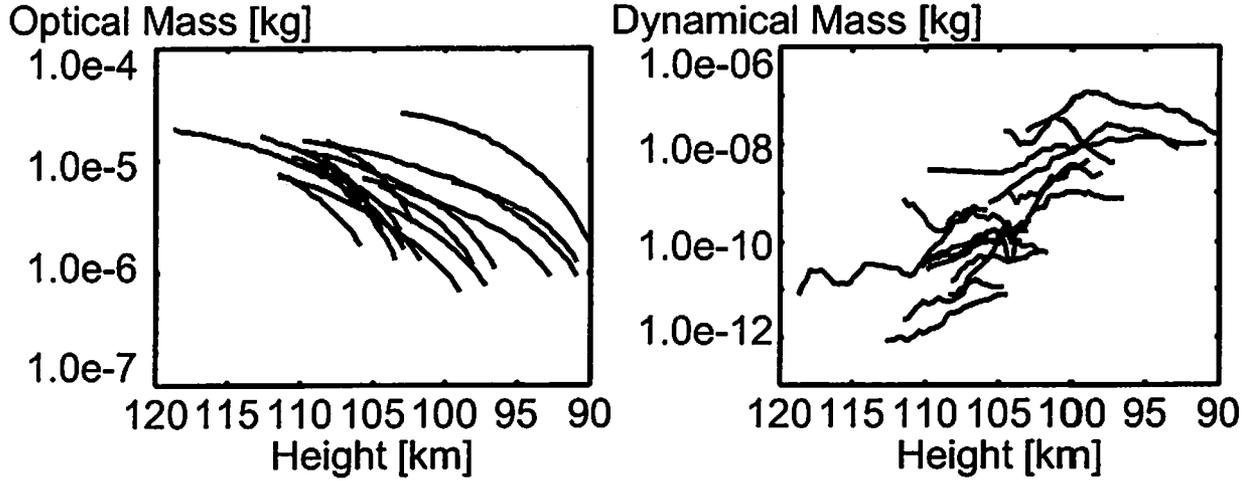


Figure 5: Height variations of the optical mass (left panel) and the dynamical mass (right panel).

6 An Empirical Model Based on the Effective Radius

In estimating the dynamical mass, it has been assumed that only the meteor body receives the atmospheric drag. However, in the process of ablation, the meteor body emits its constituents as a gas. In the vicinity of a meteor body, where the gas density is sufficiently high, it is expected that the collisions between the background atmospheric molecules and the gas molecules further affect the meteor body as a drag force. Here we consider a simple model in which the meteor body and the emitted gas molecules surrounding the body are considered as a solid sphere which receives the atmospheric drag force. By replacing S in Eq. 4 with the cross section of this sphere, the estimate of the dynamical mass m_d substantially increases.

The effect of the atmospheric drag on a sphere with radius r_0 is classified in terms of Knudsen number $K_n = l/2r_0$, where l is the mean free path of the gas molecules. The range $K_n > 10$ is called free-molecular regime, in which the body experiences collisions with single molecules, but collisions between molecules may be neglected. At a height of 90 km, the mean free path of the atmospheric molecules is about a few cm. So if we only consider the solid meteor body, we can safely assume the free-molecular regime above this height for $r_0 < 1\text{mm}$, which was the basis of assuming $\Gamma = 1$ in Eq. 4.

On the other hand, the mean free path of the evaporated molecules from the meteor body relative to the impinging molecules in a frame moving with the body is given by (Bronshten, 1983)

$$l_r = l \frac{\sqrt{2}\bar{v}_r}{v}, \quad (13)$$

where \bar{v}_r is the thermal velocity of the evaporated molecules, and v is velocity of the meteor body. Assuming the boiling point of silicon, $\bar{v}_r = 1.5\text{ km/s}$. Thus for v of several tens km/s, it is no more valid to assume the

free-molecular regime for the evaporated gas.

For the thermal flow at the surface of an evaporating body, we have (Bronshten, 1983)

$$\log(Qm_r N) = B + C_1 - \frac{C_2}{T} - 0.5 \log T \quad (14)$$

$$\rho = \frac{2Qm_r N}{\Lambda v^3}, \quad (15)$$

where Q is the latent heat at temperature T , m_r is the mass of an evaporated molecule, N is the number of evaporated molecules per unit area, and Λ is the heat-transfer coefficient, which can be assumed to be unity for a small object. Parameters B , C_1 , and C_2 are the constants for the saturated vapor pressure, and is 7.09, 10.95, and 15500K, respectively, for stony meteors. For a given height, ρ taken from CIRA model is used to determine T numerically with this equation. The thermal velocity of the evaporated molecules is determined from this temperature.

As the mean free path is inversely proportional to the density, it becomes considerably smaller in the emitted gas near the meteor body. Assuming that the evaporating material is silicon, whose density and the thermal velocity is ρ_{Si} and v_{Si} , respectively, the mean free path l_r is rewritten as

$$l_r = l \frac{\sqrt{2}\rho v_{\text{Si}}}{(\rho_{\text{Si}} + \rho)v}. \quad (16)$$

If the Knudsen number K_n around the meteor body is sufficiently small, the gas around the body can be regarded to receive atmospheric drag together with the body. From Eq. 16, ρ_{Si} is computed for a given K_n . On the other hand, if we assume that all of the mass loss in a duration t spreads to fill a sphere centered at the body, we have

$$\rho_{\text{Si}} = \frac{-\int_0^t \frac{dm}{dt} dt}{\frac{4}{3}\pi(v_{\text{Si}}t)^3}. \quad (17)$$

For a short duration in which the emitted molecule reaches to the surface of the sphere, we can assume that

$$\int_0^t \frac{dm}{dt} dt \approx \frac{dm}{dt} t . \quad (18)$$

The radius of this sphere is thus expressed as

$$r_e' = v_{Si} t = \sqrt{\frac{-\frac{dm}{dt}}{\frac{4}{3}\pi v_{Si} \rho_{Si}}} . \quad (19)$$

Considering the radius of the meteor body, the effective radius is given by

$$r_e = (r_e'^3 + r_0^3)^{\frac{1}{3}} . \quad (20)$$

By using Eqs. 16, 19, and 20, we can determine r_e for a given K_n , and then estimate the modified dynamical mass by substituting $S = \pi r_e^2$ into Eq. 4. We call this mass as the effective dynamical mass hereafter.

Since this estimate is based on crude assumptions such as uniform sphere filled with gas, etc., we do not intend to give a quantitative estimate based on our model. Instead we try to match the effective dynamical mass to the optical mass. We adjust K_n so that the two estimates agree for each case, and examine the value of K_n . Out of the 16 cases, K_n thus determined falls into the slip-flow regime, where $10^{-1} > K_n > 10^{-3}$, for 15 cases. The average value is 0.0041, which is close to the boundary to the continuous-flow regime. In this region, collisions between molecules are important, although the gas may not be fully regarded as a fluid. It is therefore consistent with our assumption that the gas receives the atmospheric drag together with the body itself.

It should be also noted that the idea of the effective radius remains valid even though the values of K_n may significantly vary by changing the model we consider, because what we match is the magnitude of drag force, which is directly linked to the radius of the body that receives the drag.

Fig. 6 compares various radii for a typical case. The radius denoted as "RCS" is that for a plasma sphere computed from the radar scattering cross section assuming the over-dense echo. As no calibration is made for the RCS, it may include an error of a few dB. Other symbols denote the effective radius r_e , the radius of the meteor body r_0 estimated from the optical mass and the dynamical mass, respectively, in the descending order of magnitude. The effective radius is about one order larger than the radius of the body, and several tens of times smaller than that of the plasma sphere, which seems to be a reasonable order.

While the average difference between the two mass estimates can be adjusted by introducing the effective radius, the problem of increasing dynamical mass with decreasing height could not be solved. The dominating factor that affects the temporal variation is the dm/dt term. Among the controlling parameters of this term, only the luminous efficiency may have a room for adjustment. We computed

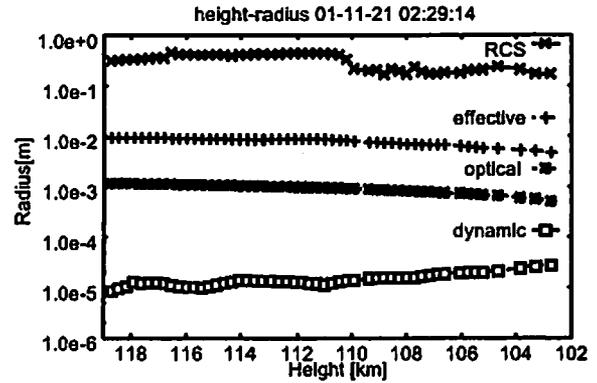


Figure 6: Example of the height variations of various radii.

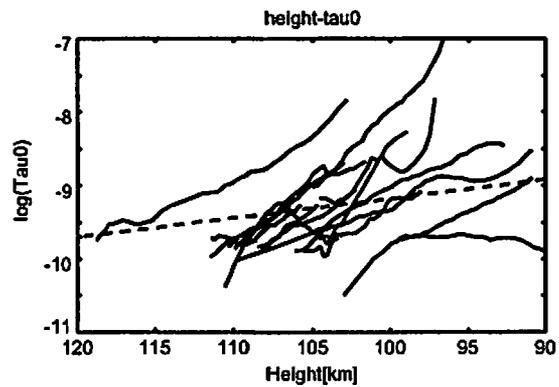


Figure 7: Variations of the luminous efficiency coefficient τ_0 .

instantaneous values of τ_0 in Eq. 12 so that the two mass estimates agree.

Fig. 7 shows τ_0 thus computed for 15 cases which fell into the slip-flow regime of K_n . The dashed line shows a linear regression for $\log \tau_0$, which suggests that the luminous efficiency increases as the height decreases. However, the result clearly shows that it is not a simple function of height, and further study is needed to represent τ_0 by physical parameters.

7 Mass Estimate Based on the Radar Data Alone

We have tried to match the optical and dynamical masses by adjusting the effective radius in computing the dynamical mass. As the number of simultaneous radar-optical observations that enables us to apply this method is quite limited, it is useful if we can get similar estimate from the radar data alone. In this section we propose a method to represent the optical mass by using the radar data.

After correcting for the effective radius, the density of the meteor body including the surrounding gas is given by

$$\rho_e = \frac{3m_0}{4\pi r_e^3} , \quad (21)$$

which we call the effective density. If this effective density can be determined without using the data of the optical observations, we can estimate the mass that matches the optical observations using Eq. 5 by replacing ρ_0 with ρ_e .

We try to represent ρ_e by a linear combination of m observed parameters p_i ($i = 1, \dots, m$) by the radar. The estimated value is thus expressed as

$$\log \bar{\rho}_e = a_0 + \sum_{i=1}^m a_i p_i . \quad (22)$$

We take logarithm of the density because its dynamic range is large. The actual parameters used are velocity v , deceleration dv/dt , altitude z , descending rate dz/dt , echo power (in dB unit) P , and its decay rate dP/dt , so that $m = 6$.

The optimum set of coefficients a_i is given by minimizing the variance between the estimated and the observed values

$$\epsilon^2 = \sum_{i=1}^n (\log \rho_e - \log \bar{\rho}_e)^2 . \quad (23)$$

This problem is readily solved by a linear least squares fitting. We chose 15 cases discussed above, and selected the total of $n = 407$ data points that have the echo power of more than 80dB, which roughly corresponds to SNR of 30dB. The best fit equation is given in terms of the normalized parameters by their average values, which are indicated by the asterisk, as

$$\begin{aligned} \log \bar{\rho}_e = & 12.7 - 10.9z^* - 2.36P^* + 1.90v^* \\ & + 0.837 \frac{dz^*}{dt} - 0.278 \frac{dv^*}{dt} + 0.0078 \frac{dP^*}{dt} . \end{aligned} \quad (24)$$

Each coefficient indicates the relative contribution of the parameter to the estimate, and is listed by its descending order.

Naturally the altitude has the dominant contribution, and the echo power and the velocity follows with negative and positive contributions, respectively. The residual variance of the ratio ($\rho_e/\bar{\rho}_e$) is 2.1dB, which indicates that this estimates gives a fairly good approximation. The mean values of the parameters are $z = 102.8$ km, $P = 90.6$ dB, $v = 65.6$ km/s, $dz/dt = -55.5$ km/s, $dv/dt = 13.7$ km/s², and $dP/dt = -93.3$ dB/s.

In this type of multi-variate fitting, increasing the number of parameters m usually results in decreasing the accuracy of determined parameters. The optimum number of parameters to be used in the fitting is often evaluated by the Akaike's information criteria (AIC) (Akaike, 1974). According to this method, the optimum number of parameters is that gives the minimum value of AIC defined by

$$\text{AIC} = n \ln \epsilon^2 + 2m . \quad (25)$$

We computed the variance ϵ^2 by changing the number of terms in Eq. 24, and found that the minimum AIC is obtained with all of the 6 terms, which means that all terms have significant contribution to the fitting.

Fig. 8 compares an example of the estimated mass (asterisks) with the optical mass (plus symbols) as a function of

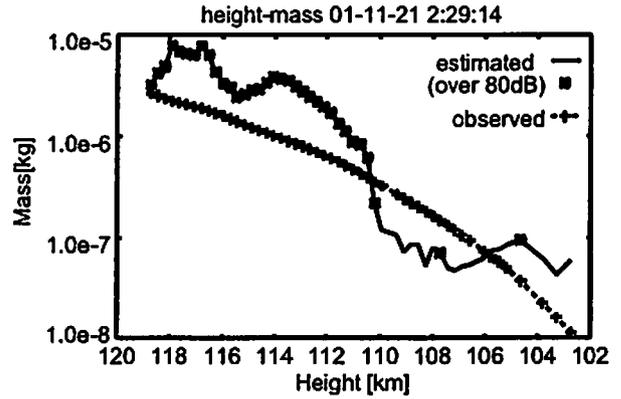


Figure 8: Example of the optical mass and the effective dynamical mass determined from the radar data as a function of altitude.

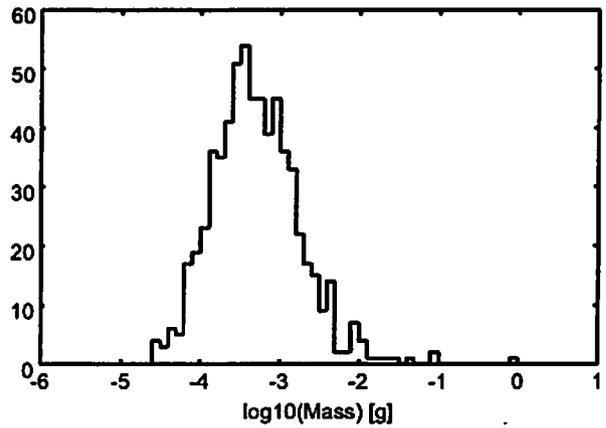


Figure 9: Distribution of the estimated initial mass of 637 radio meteors.

altitude. As the mass is inversely proportional to the square of density, it is expected that the random error of the estimate is about 4.2 dB, which is confirmed by this figure.

We applied Eq. 24 to 637 meteor events, which showed the echo power of more than 80dB, observed by the MU radar during the period shown in Table 2. Fig. 9 shows the distribution of the initial mass. It is found that 70% of events falls in the range of 0.1–1 mg. The maximum and minimum mass is about 1 g and 0.01 mg, respectively, which correspond to a range of radius of 4 mm to 0.1 mm, assuming stony meteors with density of 3×10^3 kg/m³.

Fig. 10 shows the distribution of the estimated initial mass and velocity. The tendency of decreasing mass with increasing velocity seems to reflect the fact that the sensitivity of the system is higher for meteors with higher velocity that gives a higher energy for a given mass.

8 Summary

We presented results of simultaneous meteor observations of the head echoes with a high-sensitivity VHF radar and

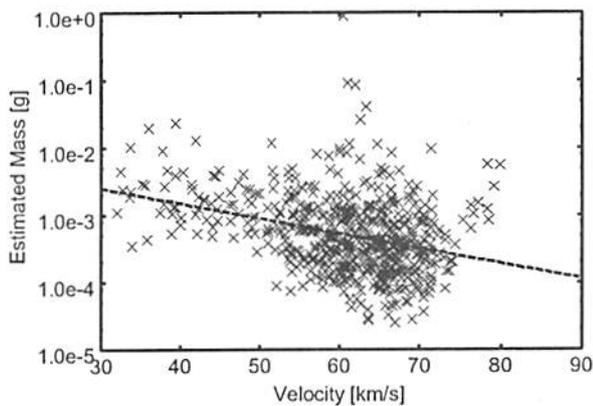


Figure 10: Distribution of the initial velocity and mass.

an ICCD video camera. Among 44 cases of meteor events which are observed by the two systems simultaneously, 16 cases are examined in details for which the both instruments tracked the meteor until it vanishes.

The optical mass estimated mainly from the luminosity data by the video camera and the dynamical mass estimated from the deceleration data by the radar showed a difference of 57.9 dB on the average. We investigated the reason of this large discrepancy, and proposed a simple model which takes into account the effect of atmospheric drag due to emitted gas around the meteor body in terms of the effective radius of the gas.

We adjusted the model so that the two estimates agree, and confirmed that the Knudsen number that gives agreement falls into the values of the slip-flow regime. This result supports the importance of collisions between the gas molecules with those of the background atmosphere.

Finally, we tried to represent the effective density determined with the model by a linear combination of the parameters of the radar observations, such as height, velocity, echo power, and their derivatives with time. This empirical expression gives the way to estimate the mass that matches to the optical mass using the radar data alone. It is applied to 637 meteor events, and the basic statistics are derived.

acknowledgements

The authors thank Mr. Y. Fujiwara of the Nippon Meteor Society for his valuable suggestions in performing the present work. The MU radar belongs to, and is operated by Radio Science Center for Space & Atmosphere, Kyoto University.

References

Akaike, H., A new look on the statistical model identification, *IEEE Trans. Autom. Control*, AC-19, 716–723, 1974.
 Ayers, W. G., McCrosky, R. E., and Shao, C. Y., Photographic observations of 10 artificial meteors, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, 317, 1–40, 1970.

Bronshten, V. A., *Physics of meteoric phenomena*, D. Reidel, Dordrecht, 1983.
 Ceplecha, Z., Borovička, J., Elford, W.G., Revelle, D.O., Hawkes, R.L., Porubčan, V., and Šimek, M., Meteor phenomena and bodies, *Space Sci. Rev.*, 84, 327–471, 1998.
 Collin, R.E., *Antennas and radio wave propagation*, McGraw-Hill, New York, 1985.
 Fujiwara, Y., Ueda, M., Shiba, Y., Sugimoto, M., Kinoshita, M., Shimoda, C., and Nakamura, T., Meteor luminosity at 160 km altitude from TV observations for bright Leonids meteors, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 285–289, 1998.
 Fukao, S., Sato, T., Tsuda, T., Kato, S., Wakasugi, K., and Makihiro, T., The MU radar with an active phased array system 1. Antenna and power amplifiers, *Radio Sci.*, 20, 1155–1168, 1985a.
 Fukao, S., Tsuda, T., Sato, T., Kato, S., Wakasugi, K., and Makihiro, T., The MU radar with an active phased array system 2. In-house equipment, *Radio Sci.*, 20, 1169–1176, 1985b.
 Mathews, J. D., Janches, D., Meisel, D. D., and Zhou, Q.-H., The micrometeoroid mass flux into the upper atmosphere: Arecibo results and a comparison with prior estimates, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1929–1932, 2001.
 Nishimura, K., Sato, T., Nakamura, T., and Ueda, M., High sensitivity radar-optical observations of faint meteors, *IEICE Trans. Electron.*, E84-C, 1877–1884, 2001.
 Nishio, M., Nakamura, T., Sato, T., and Tsutsumi, S., Simultaneous observation of the faint meteors by the MU radar head echo mode and a high sensitive video camera, *Proc. Int'l Sci. Symp. on Leonid Meteor Storms*, ISAS Report SP-15, in press, 2003.
 Öpik, E., Meteor radiation, ionisation and atomic luminous efficiency, *Proc. Roy. Soc. Ser. A.*, 230, 463–501, 1955.
 Öpik, E., *Physics of meteor flight in the atmosphere*, Interscience Publishers, New York, 1958.
 Sato, T., Nakamura, T., and Nishimura, K., Orbit determination of meteors using the MU radar, *IEICE Trans. Commun.*, E83-B, 1990–1995, 2000.
 Verniani, F., and Hawkins, G. S., On the ionizing efficiency of meteors, *Astrophys. J.*, 140, 1590–1600, 1964.
 Whipple, F. L., Photographic meteor studies. I, *Proc. Amer. Phil. Soc.*, 79, 499–548, 1938.

MUレーダー関連の流星観測
--前方散乱を使った流星観測及びTV同時観測、2003年6月--

上田昌良* (日本流星研究会),
藤原康徳 (日本流星研究会),
杉本雅俊 (日本流星研究会),
阿部 新助 (チェコ共和国天文学研究所・Meteor Physics Group)

(MUレーダーの送信電波を使った流星の前方散乱による流星観測)

1. 流星とは
太陽系内で彗星や小惑星から分離・放出された小さい粒子が地球大気に飛び込んできて発光したものだ。流星は、地上より100km~80km付近で発光し、そこに電離柱を形成する。11月しし座流星群の特に明るい流星では、発光点が地上160kmであった例もある。

2. 流星の電波観測とは
MUレーダーの送信電波である周波数46.5MHzの電波は、流星によりできた電離柱で反射される。

MUレーダーの流星モードでの送信のときが前方散乱にての流星観測でよいデータが得られる。(この観測をここではMUROと呼ぶ)

この前方散乱での観測で得られるデータ

- a. 流星エコーが受かった時刻 (流星の出現時刻)
- b. 流星エコーの継続時間
- c. 流星エコーの電波強度

これらから、1時間当りの流星数が求められ、流星群の活動があると、通常の流星エコー数より多くの流星エコーとなる。

3. 使っている電波観測装置 (MURO)

受信用

アンテナ : 2素子、50MHz帯 A502HB

受信機 : ICOM IC-706

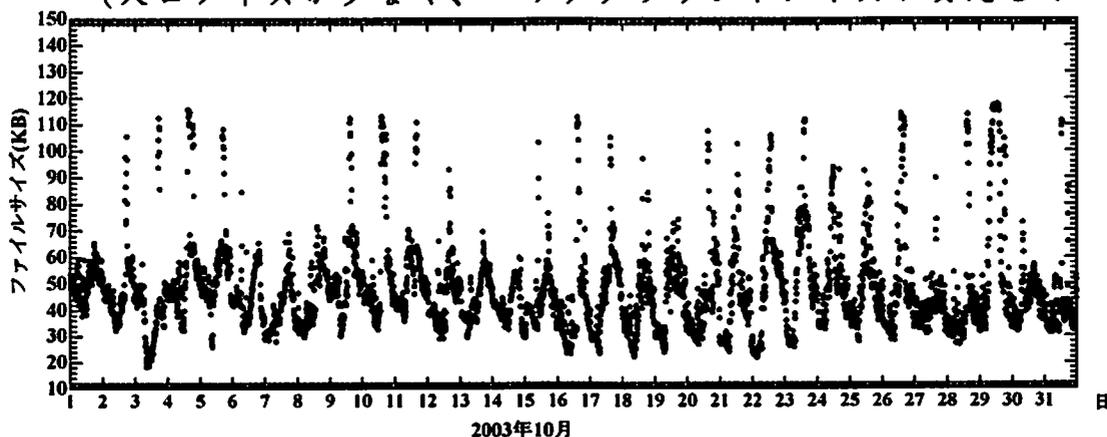
パソコン : デスクトップ NEC (Windows98)

ソフト : HROFFT Ver0.6.1 流星観測用ソフト

(大川一彦氏作)

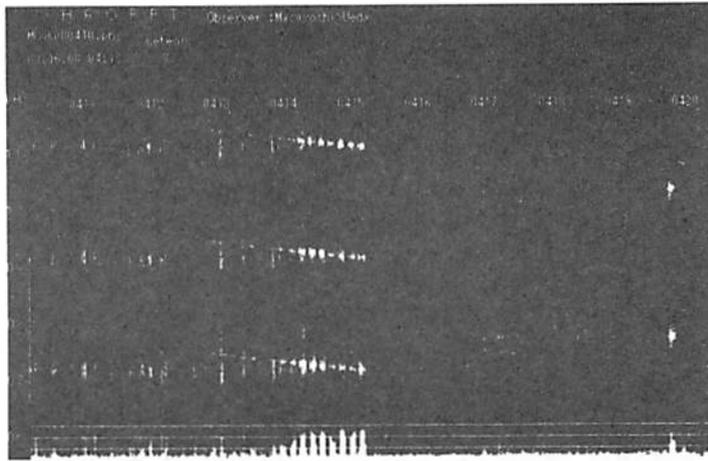
観測地 : 大阪府羽曳野市

(人口ノイズが少なく、バックグラウンドノイズが安定している)



HRO(53.750MHz)での10分ごとの画像ファイルサイズ, 観測地: 大阪府羽曳野市, 観測者: 上田昌良

上記のグラフで観測中に多くの電波や強い電波を受信すると記録されるファイルサイズが大きくなる。このことを利用すると、はくちょう座の密度の濃い銀河が天頂に来ると、天頂に向けてあるアンテナで最大の銀河雑音を受信できる。その結果、1日周期でファイルサイズが規則正しく変動することになる。このことから、弱い銀河雑音の変動を捉えられるほどバックグラウンドノイズが安定した観測地であることになる。グラフで飛び抜けて大きいのは、F層による海外放送の混信ノイズである。



上記は、2003年6月8日MUレーダー(46.5MHz)でのMURO。4:10-4:15JSTの間は、ヘッドエコーモード、4:17-4:20の間は、トレイルモード(流星風モード)である。

4. 流星の電波観測の利点と欠点(2点ずつ掲げる)

利点

- ・電波観測は、雨や昼間でも流星が観測できる。
- ・1日24時間の連続無人観測ができる。

欠点

- ・ノイズとなる電波が出ると観測に支障となる。
- ・我々が使っている電波観測装置では、個々の流星の流星群の判定ができない。

5. MUROとHRO

MURO: 京都大学宙空電波科学研究センター信楽MU観測所が送信の電波(46.5MHz)を利用した流星の電波観測

HRO: 福井工業高等専門学校電波研究会JA9YDB(代表:前川公男氏)送信のビーコン電波(53.750MHz)を利用した流星の電波観測

2つの周波数を使っての前方散乱による流星の電波観測の結果

2002年しし座流星群のMUROとHROの観測例

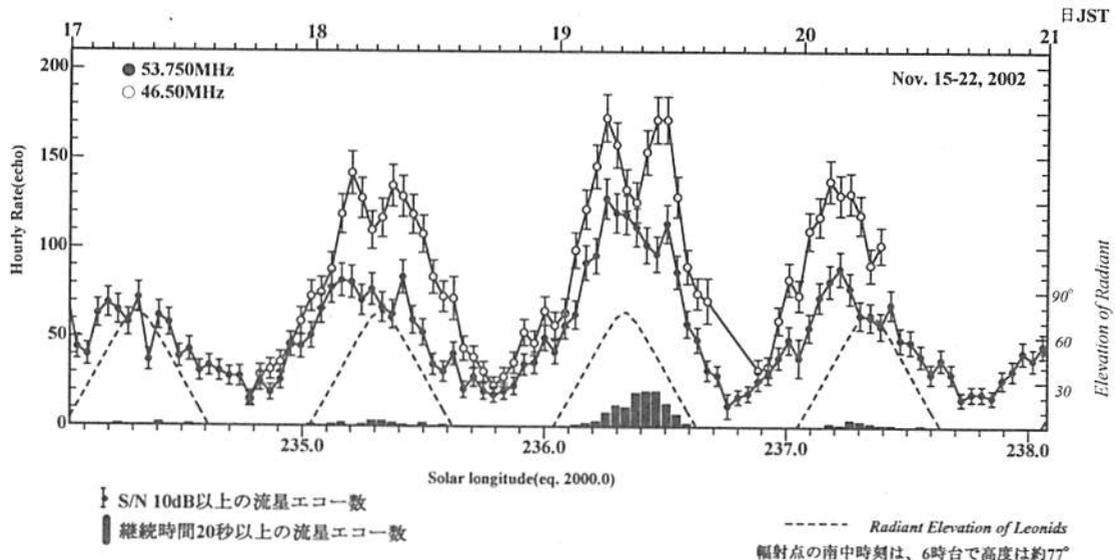


図1 2002年11月の電波観測による1時間当たりの流星エコー数、

● 福井工業高等専門学校アマチュア無線クラブJA9YDB(代表 前川公男)のビーコン電波(53.750MHz)を利用した流星の電波観測(HRO)

○ 京都大学宙空電波科学研究センター信楽MU観測所より送信(46.50MHz)の電波を利用した流星の電波観測(MURO)
観測地: 大阪府羽曳野市。観測者: 上田昌良

(2003年6月に行ったTV同時観測)

1. 昼間流星群(おひつじ座流星群)のTV同時観測

実施日: 2003年6月7日、8日、9日 3:00-4:00 JST

輻射点が昇っている時間帯: 2:55-17:05 JST

観測地: 滋賀県近江八幡市(上田昌良、他)

滋賀県信楽町(阿部新助、他)

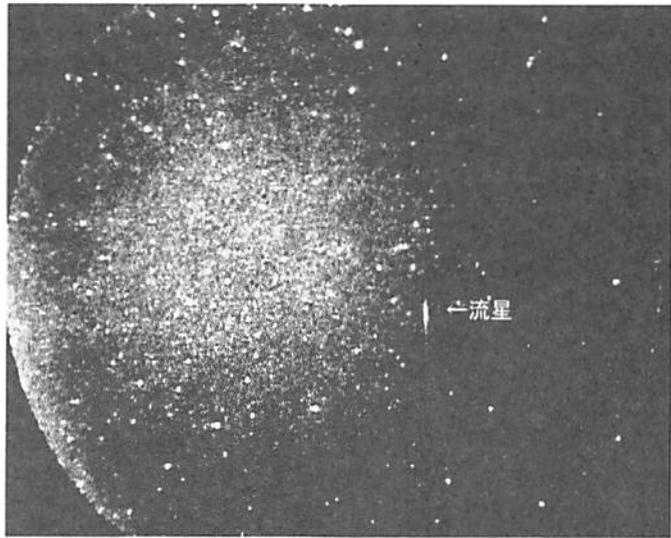
奈良県室生村 (藤原康徳、他)
 当日の天気 6月7日晴れのち曇り
 8日快晴、一部で霧
 9日快晴、透明度悪し
 得られた TV 同時流星数 (軌道計算ができたもの、暫定値)

年	月	日	望遠レンズによる同時流星数
2003	6	7	0
2003	6	8	7 内2個がおひつじ群
2003	6	9	2

TV 同時流星の光度分布						
等級	-4	4	5	6	7	合計
流星数	1	2	3	2	1	9

視野 : 16.9° Lm : 8mag (f85mm 上田昌良)
 7.0° Lm:10mag (200mm 上田昌良)
 3.4° × 2.5° Lm:10.5mag (200mm 西尾真澄氏)
 1.9° × 12.0° Lm:8.5mag (ワテック 阿部新助)
 17° Lm:8.5mag (85mm 藤原康徳)

これらの TV 観測による同時流星が MU レーダーでも受かっておれば、電波観測と光学観測のそれぞれの視点からいろんな検証ができる。特に4等より暗い流星は、今まで十分に同時観測がされていないので、この観測は未知の分野への挑戦であり、今後のさらに同時観測を進めねばならない。
 最後になったが、本観測に藪保男氏、西尾真澄氏、大西浩次氏、渡部潤一氏、信楽 MU 観測所の皆様にたいへんお世話になったことに感謝を申し上げます。



昼間流星群“おひつじ座流星群”の起源 Origin of Daytime Meteor Shower of Arietids

阿部新助(チェコ共和国天文学研究所)¹, 渡部潤一(国立天文台)

中村卓司(京大・RASC), 佐藤亨, 西村耕司(京大・情報)

矢野創(JAXA/ISAS), 山本真行(高知工科大・電子-光システム)

大西浩次(長野高専), 西尾真澄(徳島大・総合科学)

上田昌良, 嗟峨山亨, 杉本雅俊, 橋本岳真, 藤原康徳(日本流星研究会)

1 群流星・散在流星と母天体

流星発光とは、直径が mm から数 cm 程度の塵粒(ダスト)が、秒速数 10km という超高速で、惑星間空間から地球大気に突入する際に生じるプラズマ現象(主に核電荷数が 1)である。流星プラズマは、流星本体と共に地球大気に含まれる原子・分子の双方が励起されて輝くのだが、流星飛跡に沿って形成される電離柱の後方散乱電波を利用したのが、本研究で紹介する MU レーダー流星観測である。流星の発光高度は約 100km の電離圏(中間圏, 熱圏)で、最小のダスト直径は 0.1mm, 質量にして $1 \mu\text{g}$ ($1/1000\text{mg}$) 程度である。流星の中でも特に母天体が彗星や小惑星であるものを群流星と呼ぶ。母彗星から放出されたダストは、母彗星が数〜数十公転する間にやがてダスト・トレイルと呼ばれる長いダストのチューブを軌道上に形成する。母彗星軌道の前後へ伸びたダスト・トレイルは、彗星核といっしょに軌道運動しながら、彗星核に対して放出速度の相対速度で広がっていく。最終的には軌道を 1 周してつながり、軌道のどの場所にも流星ダストが存在するダスト・ストリームを形成する。このダスト・ストリームは、母彗星の回帰とは関係なく、毎年出現する定常流星群をもたらす。例えば毎年定常的に見られる“ふたご座流星群”のダスト・ストリームは、600〜2000 年前に形成されたと考えられており、流星ダストの軌道計算から、その母天体は小惑星 Phaethon と同定されている。母天体が不明の流星群に対しては、流星の軌道(輻射点)を正確に観測すれば、見つからない、或いは既に失われた母天体の情報が引き出せるのである。定常流星群を引き起こす流星ダスト・ストリームは、度重なる惑星との遭遇で約 1 万年程度でストリームが拡散してしまい(軌道が保たれなくなり)、もはや流星群活動としての見極めが困難になる(拡散時間による流星群の寿命)。これらの流星ダストは散在流星としてとして毎日観測される。散在流星ダストは、最終的に黄道光ダストへ進化すると考えられている。地球軌道付近に存在する 10〜70% のダストは、こういった彗星起源のダストであると考えられている。

2 目的

“おひつじ座流星群(Arietids)”は、毎年 6 月 8 日前後に電波観測で 1 時間あたりに 50-100 個の出現が確認されている大流星群であるが、昼間に活動するため詳細な光学観測例はほとんど無く、その母天体も明らかにされていない。また、6 月の“おひつじ座流星群(Arietids)”は、1 月の“しぶんぎ座流星群(Quadrantids)”, 7 月の“みずがめ座 δ 南流星群(Southern δ -Aquadrids)”, 12 月の“こぐま座流星群(Ursids)”と共に、1 つの母天体(マックホルツ彗星(P/Machholz))から分化した複合流星群であることが示唆されているが、これらの複雑なダスト・ストリームの形成過程に関しては未解明である(P. B. Babadzhanov and Yu. V. Obrubov, 1991; B. A. McIntosh, 1989; J. Jones and W. Jones, 1993; Ohtsuka et al., 2003)。しかし最近、2003 年 3 月に発見された小惑星 2003EH₁ が、流星軌道との一致から、しぶんぎ座流星群の母天体と同定された(P. Jenniskens, 2003)。本研究では、昼間流星群である Arietids の母天体を明らかにする目的で、Arietids の軌道(輻射点)を詳細に調べる。

¹ S. Abe ; (e-mail) avell@asu.cas.cz

251 65 Ondrejov, Czech Republic, Astronomical Institute Academy of Sciences of the Czech Republic, Department of Interplanetary Matter, Group on Meteor Physics

3 観測

Arietidsの観測は、MUレーダ(45.6MHz)のドーナツ・ビームによる干渉計モード(流星風モード)と、頂方向ビームによるヘッドエコー・モードで行なった。流星風モードからは、流星の出現時刻、方向、強度等を測定し、ヘッドエコー・モードからは、主に散在流星のデータが取得される。ここでは流星風モードでのArietidsの観測結果について示す。また、Arietidsの輻射点が昇る午前3前から常用薄明が始まるまでの1時間余りは、流星数は少ないが光学観測も可能であるので、レーダ観測と平行して、室生-信楽-近江八幡からのTV同時観測も行った。これまでの観測結果から、電波で観測されるArietid流星群の平均発光高度は93km、予想される対地速度は39km/sであり(F. G. Davies and F. S. Greenhow; 1950; Browne et al., 1956)、本観測は、MUレーダの流星風モードを使った観測対象に適している。

- 観測期間 ; 2003年6月6日(金)12時~9日(月)12時(JST)
- 観測モード ; ヘッドエコー(毎時00-15, 30-45分), 流星風(毎時15-30, 45-00分)
- 輻射点 ; 出=3時, 没=17時30分, 南中=10時頃(南中高度80度)
- Arietidsの予想活動極大 ; 2003年6月8日15時(JST)
- Arietidsの予想輻射点 ; $\alpha = 49^\circ, \delta = +24^\circ$ (SKiYMET流星レーダー(McBeath, 2000))
- 信楽TV ; Lm= 8.5 mag, FOV=19° × 12°, Lm= 10.5 mag, FOV=3.4° × 2.5°
- 室生TV ; Lm= 8.5 mag, FOV=17°circle
- 近江八幡TV ; Lm= 10.0 mag, FOV=7°circle, Lm= 8.0 mag, FOV=16.9°circle

mag; magnitude, Lm; limiting magnitude, FOV; field of view

4 結果

4.1 エコーの Hourly Rate, 高度分布, 全天分布

Hourly Rate of Echoes during 6-9th June, 2003

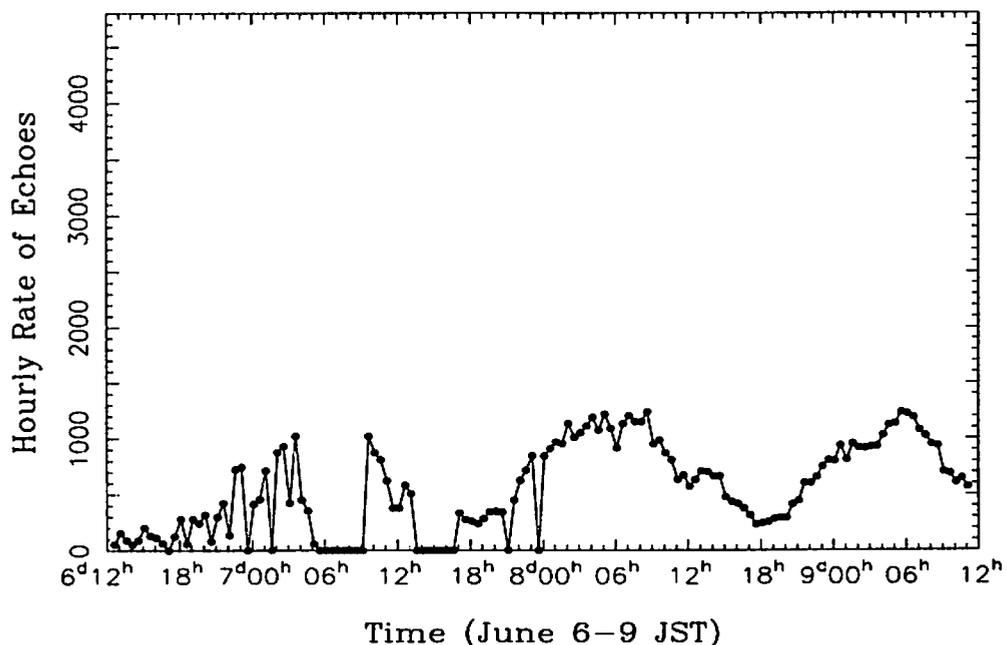


図1. 1時間換算の観測エコーの時間変化

図1に、15分刻みで行われ、流星風モードで得られた観測エコーの時間変化を示す。観測の中断やデータの消失で一部欠損が生じている。また、エラーは統計的な誤差を示す。朝方(地球の公転方向)にエコーが増加する散在流星の日周変化が見られるが、6月7日の10時～、6月8日の11時～16時(JST)頃に流星群活動と思われる増加が捕らえられている。拡散係数が得られているエコーのみピックアップすると、エコー数は半減するが、流星以外と思われる成分が完全に除去されることがわかる。拡散係数は、受信信号強度が最大になったあとに減少していく時の時定数(1/eになる時間)の関数として表される($D(m^2/s) = \text{観測波長}\lambda^2/32/\pi^2/\text{時定数}$)。拡散係数が測定できるエコーは、非常に奇麗なエコーであり、確実性の高い流星の指標となる。

Height Distribution during 7-9th June, 2003

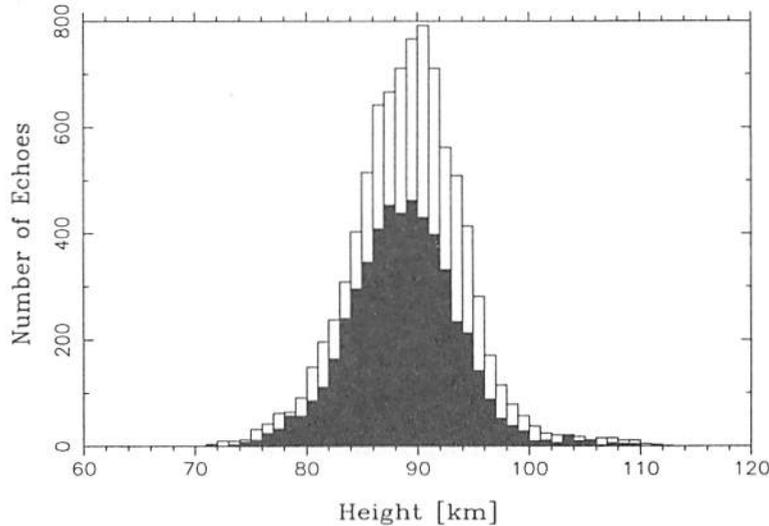


図2. 観測エコーの高さ分布

図2は、拡散係数が得られているエコーのうち、Arietidsの輻射点が昇っている時間帯(3-17時; 白抜き)と輻射点が沈んでいる時間帯(0-3時,17-24時; 黒塗り)のエコーの高度分布を調べた。白抜きのエコーの高度分布は、エコーの最頻値が黒塗りに比較して高々度側へシフトしていることが分かる。これは、Arietids流星による効果であり、ArietidsのMUレーダ(45.6MHz)での平均発光高度は、92 - 93 km付近にピークを持つと推測される。これは、Jodrell Bankで観測された93 kmというBrowne et al.(1956)の結果と一致する。

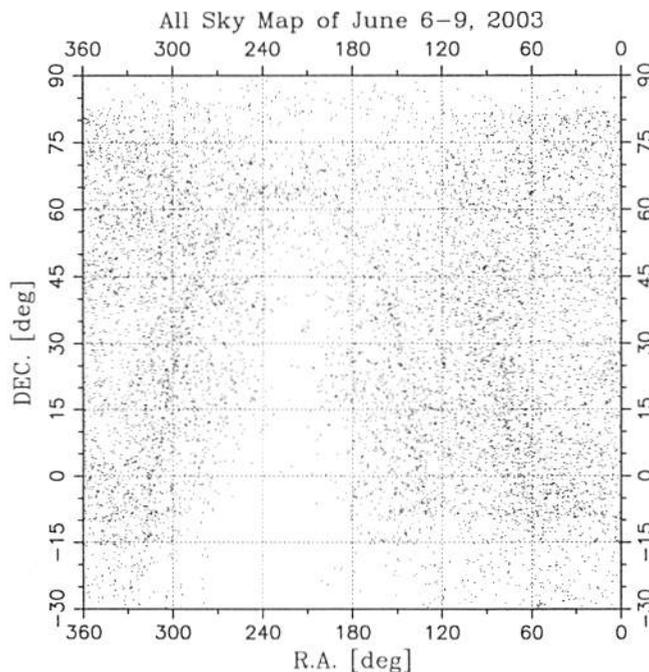


図3. エコーの全天分布

図3は、観測された全エコー(39070個)の天球投影図で、横軸は赤経 α (deg)、縦軸は赤緯 δ (deg)を表す。ロールシャッハテストを行うと、エコーの中に輻射点を中心とした大円が複数(少なくとも2-3は)見られるが、これは天空のある領域でエコーの反射点と同じ、つまり同じ軌道を持つ流星群のエコーを示すものである。これらの流星群帰属のエコーの直交条件を満たす位置が、その流星群の輻射点位置となる。また、拡散係数が得られていないエコーは、灰色で違いを示した。特定の位置($\alpha = 60^\circ, \delta = -30^\circ$ や $\delta > 75^\circ$ など)に固まるエコーは、FAI(Field Arraigned Irregularity)や、スプラディック E-F 層などの電離圏現象である事が考えられる。

4.2 輻射点マップ

以下、流星風モードで得られたエコーから、J.D. Morton and J.Jones(1982)の手法で導出した流星群の輻射点マップを示す。2003年 Arietids に関しては、輻射点が昇っている時間帯でかつ、拡散係数が得られている良質のエコー(12383個)を計算に用いている。

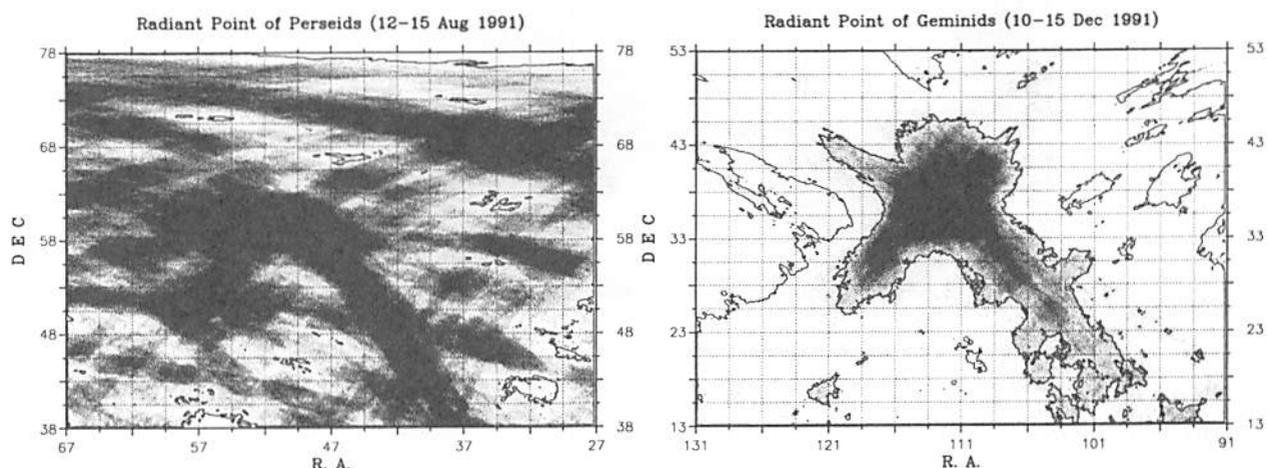


図4. 1991年ペルセウス座流星群(左)・ふたご座流星群(右)

図4は、主要流星群である8月のペルセウス座流星群(母天体; スイフト・タートル彗星)と12月のふたご座流星群(母天体; 小惑星ファエトン)の輻射点マップで、1991年に観測されたものである。この年のペルセウス座流星群は、母天体の回帰に伴い特に日本で大出現を見せ、MUの観測速報が世界に大きく報じられた(IAUC 5342; J. Watanabe and T. Nakamura, 1992)。対地速度59km/sと高速のペルセウス座流星群では、アンダーデンスエコーのハイト・シーリング効果のため、通常は明瞭なマップは描かれないのだが、この年は火球が増加して輻射点が明瞭なマップをつくることのできた。一方、対地速度が35km/sと遅いふたご座流星群は、輻射点が最も導出され易い流星群の一つである。古いダスト・ストリームを有するふたご座流星群の輻射点は、若いペルセウス座流星群に比べて大きく広がっていることが分かる。

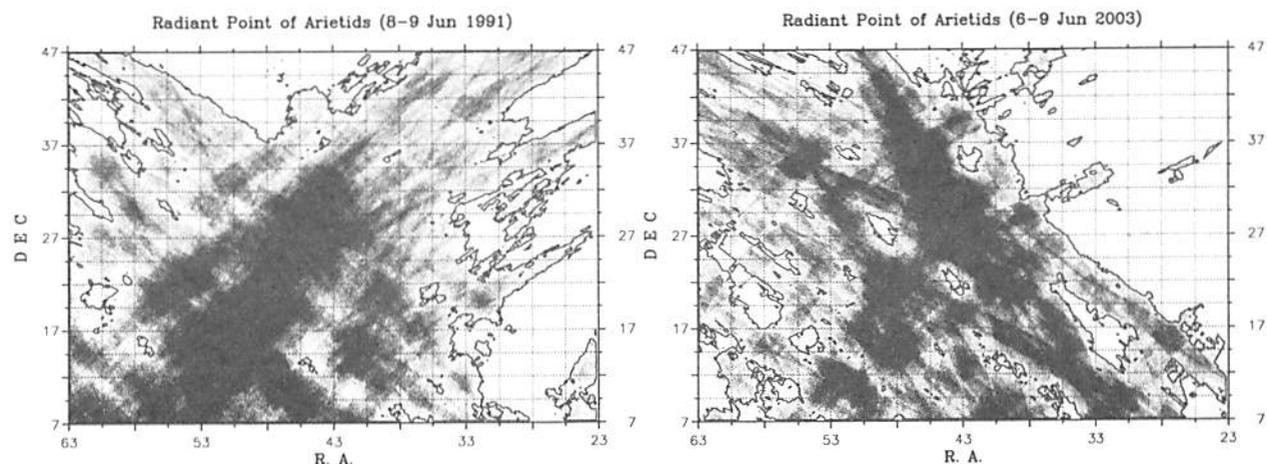


図5. 1991年(左)と2003年(右)おひつじ座流星群(Arietids)の比較

図5は、1991年と2003年に観測された Arietids の輻射点マップである。輻射点のピーク位置が赤経で5度、赤緯で10度近く異なっている。これらの情報は、流星ダスト・ストリームの軌道進化や、ダスト・ストリーム中の構造の差異に対応すると思われる。

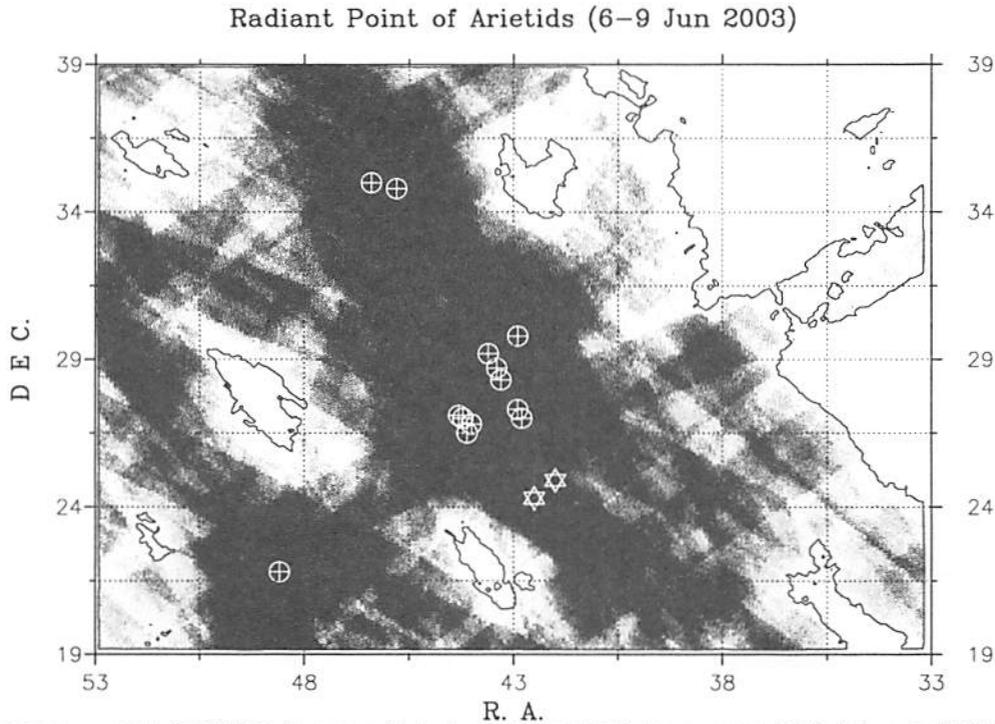


図6. MU レーダから導出した2003年おひつじ座流星群 (Arietids) 輻射点とTV観測の比較

輻射点マップの結果は、初期値(輻射点マップ中央の赤経 α 、赤緯 δ)に依存するため、まず、図5(右)の広域輻射点マップを元に、初期値の設定を行った。今回は、 $33^\circ \leq \alpha \leq 53^\circ, 19^\circ \leq \delta \leq 39^\circ$ の範囲で初期値を与え、2度刻みで121通りの初期値の組み合わせを実行している。検出された輻射点のピーク位置を図6に⊕印で示し、表1に数値を挙げる。検出位置の回数を Weight として記し、Weight が大きいほど、輻射点としての確からしさが増す。また、多点TV観測からは、幸運にも2つの Arietids と思われる流星が観測された (Ueda et al., in this issue)。TV観測の結果を図6中に☆印で示す。

表1. 検出された輻射点一覧

Group No.	$\alpha(deg)$	$\delta(deg)$	Weight
1	43.4	28.7	55
1	44.0	26.8	26
1	44.1	26.5	9
1	42.8	27.0	9
1	43.3	28.3	6
1	42.9	27.3	1
1	42.9	29.8	1
1	43.6	29.2	1
1	44.3	27.1	1
1	44.2	27.0	1
2	46.4	35.0	7
2	45.8	34.8	2
3	48.6	21.8	2

5 考察

図5の輻射点マップより、 $\alpha = 43.4^\circ, \delta = 28.7^\circ$ 付近に Arietids の明瞭な輻射点が存在することが分かる。この値は、SKIYMET 流星レーダーの値、 $\alpha = 49^\circ, \delta = +24^\circ$ (McBeath, 2000) とは異なる。むしろ、SKIYMET の観測結果は、1991年の Arietids の輻射点に近い。一方、MU レーダから求めた輻射点は、TV 観測の同時流星の軌道計算から求めた値とよく一致していると言える。TV 観測結果は、レーダから求めた輻射点輝度分布領域内に存在するものの、輻射点の輝度ピーク位置から若干離れたところに位置している。TV 観測は輻射点が昇った直後の明け方の薄明中の観測に対して、MU レーダで得られたエコーの多くは昼間である。TV 観測のサンプルが少ないのではっきりしたことは言えないが、MU と TV の輻射点位置の差異としては、MU と TV の観測時間帯の違いが、流星ダスト・ストリーム中の構造の違いに反映している可能性も考えられる。また、Arietids の輻射点は、赤経方向に約7度、赤緯方向にその倍程度の広がりを持っているように見えるが、輻射点中には“H”型の更に明瞭な構造が見られる。TV 観測の結果は、丁度この“H”構造の延長線上に乗っている。この輻射点の分裂構造は、1991年 Arietids では、さらに明瞭に見られる。これらの輻射点の微細構造が確かなら、Arietids のダスト・ストリーム中には、大きく2つの軌道を有するダスト群が存在することになる。さらに、図5の視野中には、3グループの輻射点が発見されている。それぞれが独立した輻射点なのか、あるいは Arietids 関連群であるのかは現時点では判断できないが、引き続き観測を継続して、これらの輻射点構造がどのような経年変化を示すのか調べたい。おひつじ座流星群は、母天体である彗星の分裂などが要因で、しぶんぎ座流星群などと複雑な複合群を形成している可能性が示唆されている。輻射点の微細構造と、その経年変化を調べれば、現在論争中である Arietids の母天体の特定や複合群の進化などの重要な結果が得られことが期待される。今後は、得られた輻射点と Tsutsumi et al.(1994) の手法から求まる対地速度などの情報から、惑星間空間でのダスト軌道をシミュレートして、Arietids の母天体探しに挑みたい。

6 まとめ

- 2003年おひつじ座流星群 (Arietids) の活動が観測された。
- Arietids の流星エコーの平均高度は、92 - 93 km である。
- 輻射点の広域自動検出を可能にした。
- Arietids の主輻射点は、 $42.9^\circ \leq \alpha \leq 44.3^\circ, 26.5^\circ \leq \delta \leq 29.8^\circ$ と求めた。
- Arietids のレーダと光学の同時観測が世界で初めて成功した。
- MU レーダから求めた輻射点と TV 観測結果は、良い一致を示した。
- 1991年と2003年の Arietids 輻射点位置には、大きな変化が見られる。
- Arietids の主輻射点には、分裂構造が見られる。
- Arietids の主輻射点近辺には、次の2つの輻射点が存在する。
 $\alpha = 46.4^\circ, \delta = 35.0^\circ, \alpha = 48.6^\circ, \delta = 21.8^\circ$
- $\alpha = 165.5^\circ, \delta = 56.8^\circ, \alpha = 267.3^\circ, \delta = 55.4^\circ$ にも同時期に活動する別の流星群輻射点が存在する。

赤道大気レーダーのシステム概要

橋口浩之¹・深尾昌一郎¹・山本衛¹・津田敏隆¹・中村卓司¹

山本真之¹・佐藤亨²・萩尾正廣³・藪垣吉幸³

(1: 京大 RASC 2: 京大情報 3: 三菱電機 (株))

1 はじめに

赤道域の中でも特にインドネシア海洋大陸と呼ばれる西太平洋域は、積雲活動が地球上で最も活発で大気大循環の駆動源と言われており、気候変動にも重要な役割を果たしている。我々は大気運動・波動を高精度に連続観測可能な赤道大気レーダー (Equatorial Atmosphere Radar; EAR)(図 1) を開発し、インドネシア共和国西スマトラ州のプキティンギ (0.20°S, 100.32°E, 海拔 865 m) に設置し、2001 年 6 月から連続観測を行っている [Fukao *et al.*, 2003]。

2 赤道大気レーダー (EAR) システム

EAR は、560 基の 3 素子八木アンテナから成る、直径 110m の略円形アンテナアレイを使用している。それぞれのアンテナが小型の半導体送受信 (TR) モジュールによって駆動される、アクティブ・フェーズドアレイを構成している。TR モジュール内の移相器を制御することでパルス送信毎 (最大 1 秒間に 5000 回) のビーム走査を実現している。表 1 に EAR の主要諸元を示す。送受信周波数は 47.0MHz で、ピーク送信出力は 100kW である。EAR は主に、アンテナアレイ (ANT)、送受信装置 (TRX)、変復調装置 (SMD)、信号処理装置 (SP)、ホスト計算機 (HC) から構成される。図 2 に EAR のブロックダイアグラムを示す。SMD でコード変調された RF 信号が生成され、TRX で増幅された後、ANT から空間に放射される。大気で散乱された信号は ANT で受信され、TRX で増幅された後、SMD に送られる。信号は SMD で検波され、デジタル信号に変換され、SP に送られる。SP で処理された信号が HC に送られる。

2.1 アンテナアレイ (ANT)

図 3 にアンテナの拡大写真を示す。八木アンテナは図 4 に示すように、一辺 4.5m の正三角形の格子点上に配置されている。この配置により、天頂角 30° までどの方向にビームを走査し



図 1: 赤道大気レーダーの外観。

表 1: 赤道大気レーダー (EAR) システムの主要諸元。

Item	Specification
Location:	0.20°S, 100.32°E, 865 m above sea level
Geomagnetic latitude and longitude:	10.63°S, 171.93°E
Radar system:	Monostatic pulse Doppler radar
Operating frequency:	47.0 MHz
Antenna:	Quasi-circular antenna array of 560 three-element Yagi antennas
Aperture:	110 m in diameter
Beam width:	3.4° (half power width; one way)
Beam direction in azimuth:	0–360° in 0.1° steps
Beam zenith angle:	0–30° in 0.1° steps (no grating lobe)
Gain:	33 dBi
Transmitter	
Peak power:	100 kW (sum of all TR modules)
Average power:	5 kW (max; sum of all TR modules)
Number of TR modules:	560 units (same as Yagi antennas)
Single TR module's power:	180 W/unit
Pulse width:	0.5–256 μ s
IPP:	200 μ s–10 ms (variable in 200 μ s steps)
Receiver	
Type:	Single super heterodyne
Noise figure:	5 dB (TR modules)
Pulse compression:	Barker, complementary and Spano codes (1 to 16 bits)
Subpulse width:	0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 16.0 μ s (variable)
Dynamic range:	70 dB
A/D converter:	14 bits
Number of range gates:	256 (max.)

てもグレーティングロブが生じない。アレイは図4に示すように、信号分配を容易にするため、24のサブアレイに分割されている。それぞれのサブアレイは南北端の8個を除いて、24台のアンテナと送受信モジュールから構成される。略円形のアレイ配置を実現するため、南北端の8個のサブアレイは21~23台のアンテナと送受信モジュールから構成される。

2.2 送受信装置 (TRX)

送受信装置 (TRX) のブロックダイアグラムを図5に示す。TRXはプレアンプ (Pre-amp)、室内分配合成器 (DCU)、24台の室外DCU、560台のTRモジュールから構成される。TRモジュールはそれぞれ防水ケースに収められ、アンテナポールの基部に取り付けられている。

送信時には、SMDからのRF信号はPre-ampで増幅された後、室内・室外DCUで560に等分配される。560分配後のそれぞれの信号レベルは $-5\text{dBm}(0.3\text{mW})$ で、TRモジュールで $52.5\text{dBm}(180\text{W})$ まで増幅される。

受信時には、それぞれのアンテナで受信された信号は、TRモジュール内の低ノイズアンプで増幅され、560のTRモジュールからの信号は室内・室外DCUで1つに合成される。さらに、Pre-ampで増幅された後、SMDに送られる。TRモジュール内の5ビット移相器は位相を 11.25° ステップで変化でき、送受信それぞれに必要な位相シフトを提供する。

観測棟内に設置されている室内DCUは、信号を24分配・合成する他に、室外DCUにDC

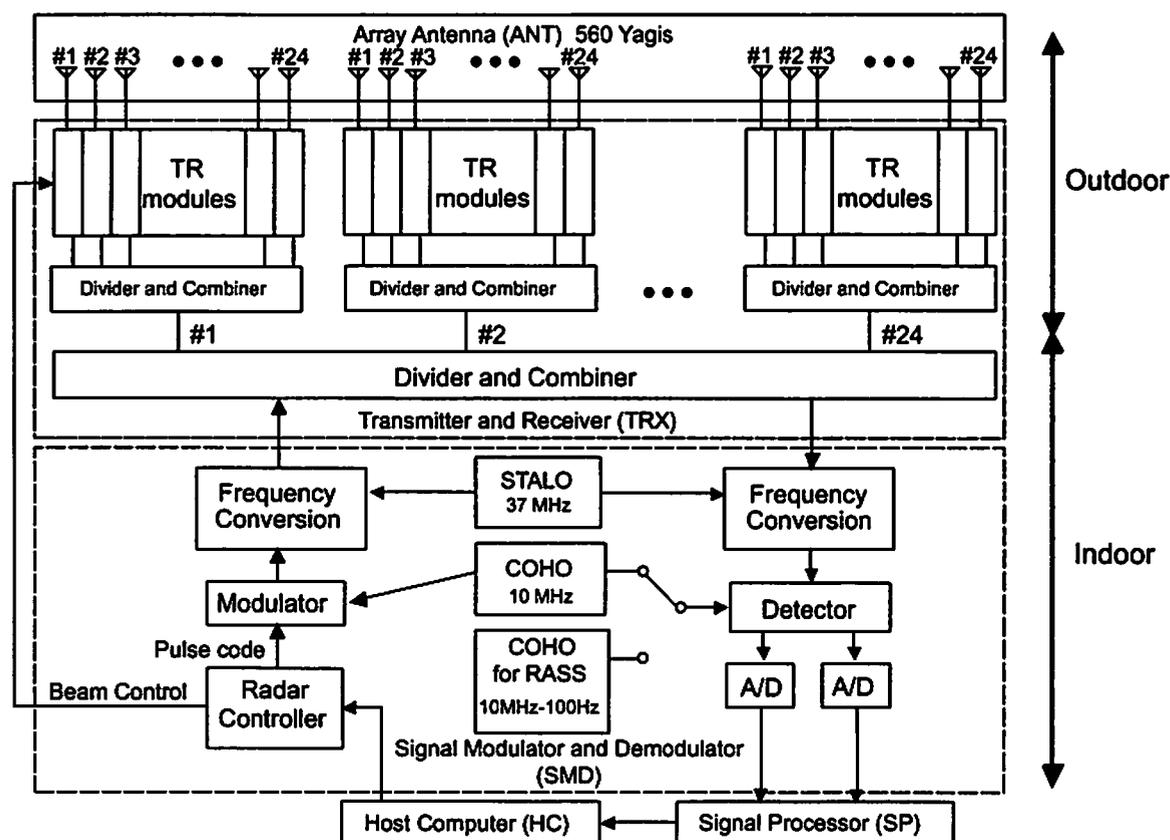


図 2: 赤道大気レーダー (EAR) システムのブロックダイアグラム。

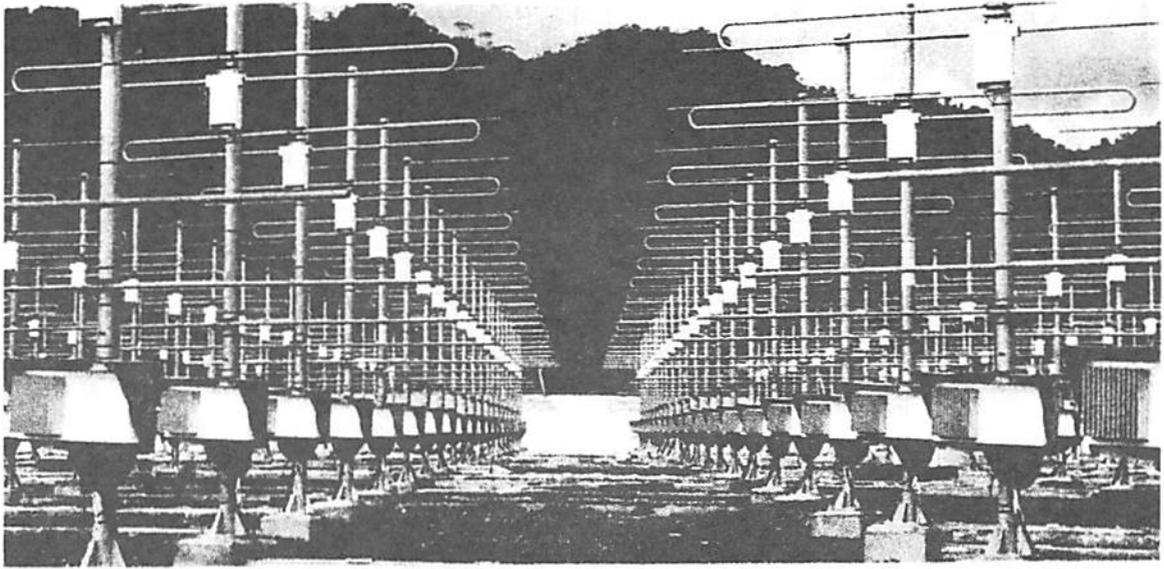


図 3: 3 素子八木アンテナ。アンテナ基部に取り付けられている白い箱が送受信モジュール。

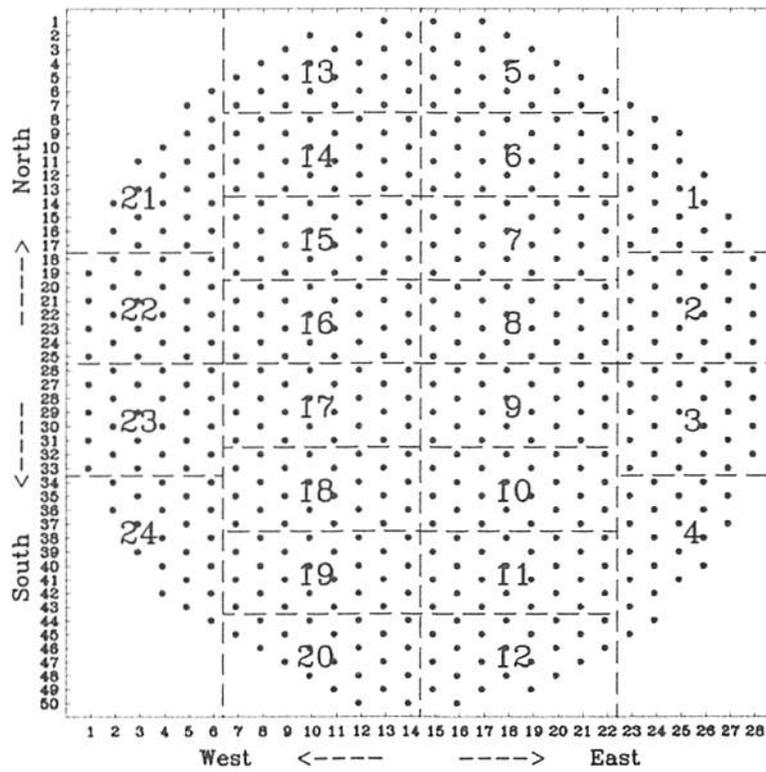


図 4: アンテナアレイ配置。

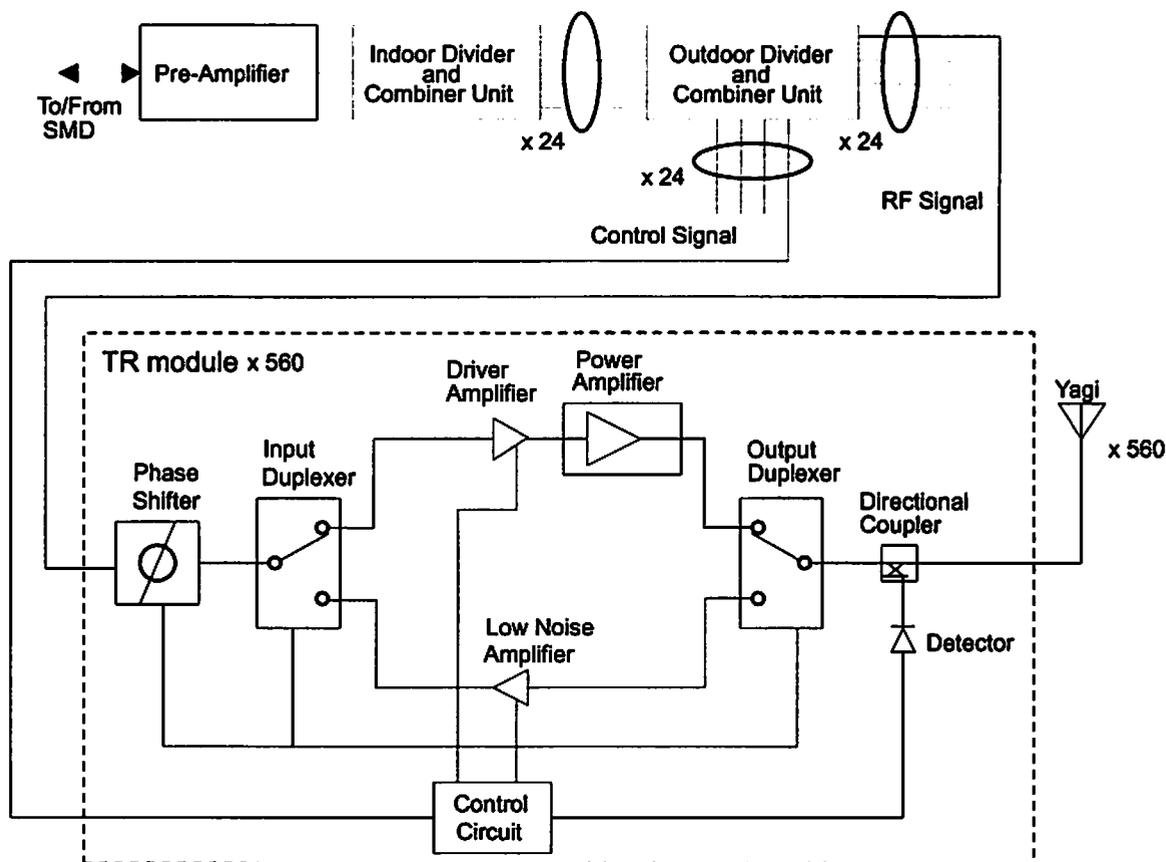


図 5: 送受信装置 (TRX) のブロックダイアグラム。

電力を供給している。室外 DCU はアンテナ面内に設置され、信号を 24(あるいは南北端は 21～23) 分配・合成し、TR モジュールに DC 電力を供給している。

TR モジュールは駆動アンプ、パワーアンプ、低ノイズアンプ、入出力デュプレクサ、移相器、送信信号をモニターするための方向性結合器、及び制御回路から構成され、大きさは 37(H)×55(W)×24(D)cm³、重さは約 20kg である。駆動アンプは増幅度 36.8dB の AB 級プッシュプルアンプで、パワーアンプは増幅度 35.0dB の AB 級 2 段プッシュプルアンプから成る。TR モジュール内のフィルター、スイッチ、減衰器などの合計の損失が 14.3dB であるので、TR モジュールの増幅度は 57.5dB となる。Pre-amp の基本構成は TR モジュールと同じである。

室内 DCU からそれぞれのアンテナのバランまでのケーブルは物理長を同じに揃えており、室内 DCU から室外 DCU までが 150m、室外 DCU から TR モジュールまでが 33m、TR モジュールからバランまでが 2.7m である。TR モジュール・バラン間のケーブル損は 0.27dB である。

2.3 変復調装置 (SMD)

図 2 に示すように、SMD は STALO(stable local oscillator)、10MHz の COHO(coherent oscillator)、周波数変換器、位相検波器、2 つの AD 変換器、及びレーダー制御器 (RC) から構成される。変調器で COHO 信号に位相・パルス変調が施され、10MHz の IF(中間周波数) 送信

源信号が生成される。源信号は、周波数変換器で STALO 信号と混合され、47.0MHz の RF 送信信号に周波数変換される。RF 信号はバンドパスフィルターを通った後 TRX に送られる。

受信された 47.0MHz の信号は、周波数変換器で 10MHz の IF 信号に変換される。IF 信号は位相検波器で COHO 信号によって I,Q のビデオ信号に変換される。RASS モード時には RASS エコーを得るために、I,Q ビデオ信号の中心周波数が 100Hz だけ下側にシフトされる。I,Q ビデオ信号は 14 ビットのデジタル信号に変換され、SP に送られる。

2.4 信号処理装置 (SP) とホスト 計算機 (HC)

SP はパルス圧縮復号、コヒーレント積分、FFT、インコヒーレント積分等の信号処理を行い、処理後のデータをホスト計算機 (HC) に送る。SP と HC の間のインタフェースには 100Base-T の LAN を使用している。

HC には Solaris-UNIX のワークステーションを使用しており、HC から RC にパラメータを送ることで観測の開始/停止等を制御する。HC の観測ソフトウェアは、(1) 観測パラメータを設定し、レーダシステムを制御すること、(2) SP からデータを受信すること、(3) 観測データを処理し、スペクトルパラメータを推定すること、(4) データを DDS テープに記録すること、(5) 観測中にデータをグラフィック表示すること、等の機能を有する。

HC と SP・RC との間の通信は 100Base-T LAN インタフェースを通じて行われ、RC と TR モジュールとの通信は RS-422 シリアルインタフェースが使われる。HC から RC 及び TR モジュールへのパラメータ設定にかかる時間は 1 秒以下であり、様々な観測パラメータを周期的に切り替えて観測を行うことが可能である。

3 まとめ

赤道大気レーダーは 2001 年 6 月末から連続観測が開始されている。2002 年 3 月には京大との衛星回線が整備され、現地との通信ネットワークが完成した。対流圏・成層圏の標準観測データについては、準リアルタイムで <http://www.kurasc.kyoto-u.ac.jp/ear/data/index.html> においてデータが公開されている。

観測結果の詳細については本報告書の下舞他、辻野他、山本他、親松他、Seto 他等を参照されたいが、これまでに対流圏界面付近におけるケルビン波の碎波に伴う乱流増大 [Fujiwara *et al.*, 2002] や東西風の強い鉛直シアに伴うケルビン・ヘルムホルツ不安定 [Yamamoto *et al.*, 2003]、また、対流圏における季節内振動に伴う対流活動 [Seto *et al.*, 2004] 等が観測されている他、赤道大気レーダーを使って対流圏界面高度を高時間分解能で決定する手法が開発されている [Yamamoto *et al.*, 2004]。EAR は日々貴重なデータを生み出しており、従来ない高分解能な連続観測データが赤道大気研究に大きく貢献することが期待される。

謝辞

赤道大気レーダーの建設・運用に対するインドネシア航空宇宙庁 (LAPAN) の協力に感謝します。また、インドネシアにおける観測の実施に対して、インドネシア科学技術応用評価庁 (BPPT)、インドネシア気象庁 (BMG) にも多大な協力を頂いています。

本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金 特定領域研究「赤道大気上下結合」(764) により実施されました。赤道大気レーダーは 2000 年 9 月 8 日に RASC・LAPAN 間で締結された覚書に基づいて運用されています。

参考文献

- Fujiwara, M., M. K. Yamamoto, H. Hashiguchi, T. Horinouchi, and S. Fukao, Turbulence at the tropopause due to breaking Kelvin waves observed by the equatorial atmosphere radar, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1171, doi:10.1029/2002GL016278, 2003.
- Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, M.K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki, Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci.*, **38**, 1053, doi:10.1029/2002RS002767, 2003.
- Seto, T.H., M. K. Yamamoto, H. Hashiguchi, and S. Fukao, Convections associated with intraseasonal variations over Sumatera, Indonesia observed with the equatorial atmosphere radar, *Annales Geophysicae*, submitted, 2004.
- Yamamoto, M. K., M. Fujiwara, T. Horinouchi, H. Hashiguchi, and S. Fukao, Kelvin-helmholtz instability around the tropical tropopause observed with the equatorial atmosphere radar, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi:10.1029/2002GL016685, 2003.
- Yamamoto, M. K., M. Oyamatsu, T. Horinouchi, H. Hashiguchi, and S. Fukao, High time resolution determination of the tropical tropopause by the equatorial atmosphere radar, *Geophys. Res. Lett.*, in press, 2004.

赤道大気レーダーを用いた雨滴粒径分布推定について

下舞 豊志・古津 年章・岡本 隆宏 (島根大学)

橋口 浩之・深尾昌一郎 (京都大学)

1 はじめに

EAR(赤道大気レーダー)はVHF帯の電波を用いたレーダーであるので、大気乱流エコーのみならず降水粒子の散乱エコーを受けることが可能である。本研究では、EAR観測により得られたエコーパワースペクトルに大気乱流エコーと雨滴散乱エコーの両方をモデル関数を用いてフィッティングすることにより、大気乱流パラメーターおよび雨滴粒径分布(DSD)を推定することを目的としている。

DSDは降水特性の様々な情報を含んでいるので、降水特性とDSD特性の関連性を明らかにすることが出来れば、降水システムの特性の理解に役立つばかりでなく、レーダーリモートセンシングの改善にも役立てることが出来る。地上のDSDはディストロメーターを用いて測定することが出来るが、上空のDSD測定は一般に困難であり、EARを用いて得られるDSDの時間・高度変化は降水システムの特性の理解に役立つ重要な情報である。

2 雨滴粒径分布推定方法

雨滴粒径分布としては、 N_0, Λ, μ の3変数を用いて一般的に用いられているガンマモデルを用いる。

$$N(D) = N_0 D^\mu e^{-\Lambda D} \quad (1)$$

ここで、収束性を向上させるために規格化6次モーメント m_6 を用いて、

$$N(D) = \Lambda^{\mu+7} m_6 D^\mu e^{-\Lambda D} \quad (2)$$

を用いる(Kozu *et al.*, 1998)。

また、大気乱流エコーには通常行なわれるようにガウス関数を仮定し、

$$S_t(v) = p_0 \exp\left\{-\frac{(v-w)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (3)$$

を用いる。ここで、 p_0 は乱流エコーのピーク値、 w, σ は平均値、標準偏差を表す。

$S_0(v)$ を規格化乱流スペクトルとするとドップラースペクトル全体は、

$$S(v) = S_t(v) + S_p(v) * S_0(v) + P_n \quad (4)$$

で表される。ここで、 P_n はノイズパワーである。式(4)において、 $\mu, p_0, w, \sigma, P_n, m_6, \Lambda$ の7つの未知数を決定する必要がある。そこでまず μ を固定し、非線形最小二乗法を用いて他の6変数をフィッティングする。さらに μ を変化させて最小RMSを与える μ を選択する。

図1に実際のフィッティング例を示す。

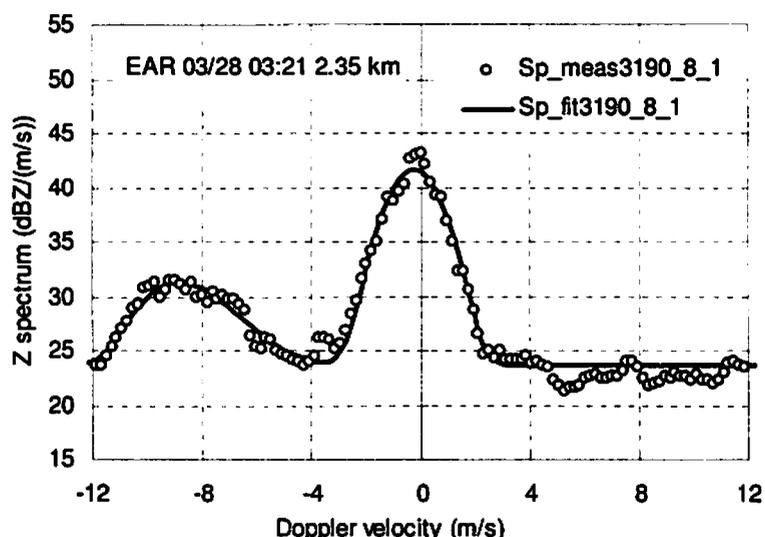


図1. 2002年3月28日、EARにより観測されたエコーパワースペクトルのフィッティング例。

なおフィッティングの際には、GAW 観測所における地上でのディストロメーター観測から換算した Z 因子と、EAR 観測から得られた Z 因子の比較により、エコーパワーの絶対校正を行った。

また、スペクトルの裾野が広い、あるいはスペクトル幅が異常に広い場合は現時点では欠損として取り扱っている。このようなスペクトルが得られる原因については今後の検討課題である。

3 推定結果

EAR の送信出力は 100kW と信楽 MU レーダーの 1/10 のため、雨滴エコーに対する感度には限界があるが、降雨強度 5mm/h 程度以上の降水エコーを捉えることが出来ると期待される。

図2は2002年3月の早朝および夕方の観測から推定された雨滴粒径分布例を表す。降雨の初期には比較的大粒径が卓越しており、時間の進行と共に次第に小さい粒径が卓越する様子が示されている。この様な卓越粒径の変化が比較的頻繁に観測されている。

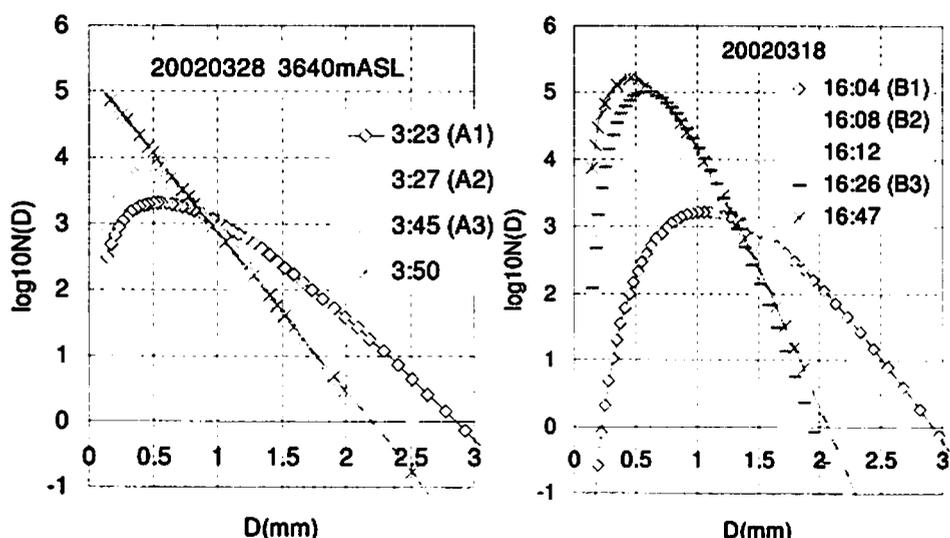


図2. EAR 観測結果から推定された雨滴粒径分布例。

推定された DSD を用いて、降雨強度 R とレーダー反射因子 Z を求め、 $dBR - dBZ$ 関係を求めた例を図 3 に示す。

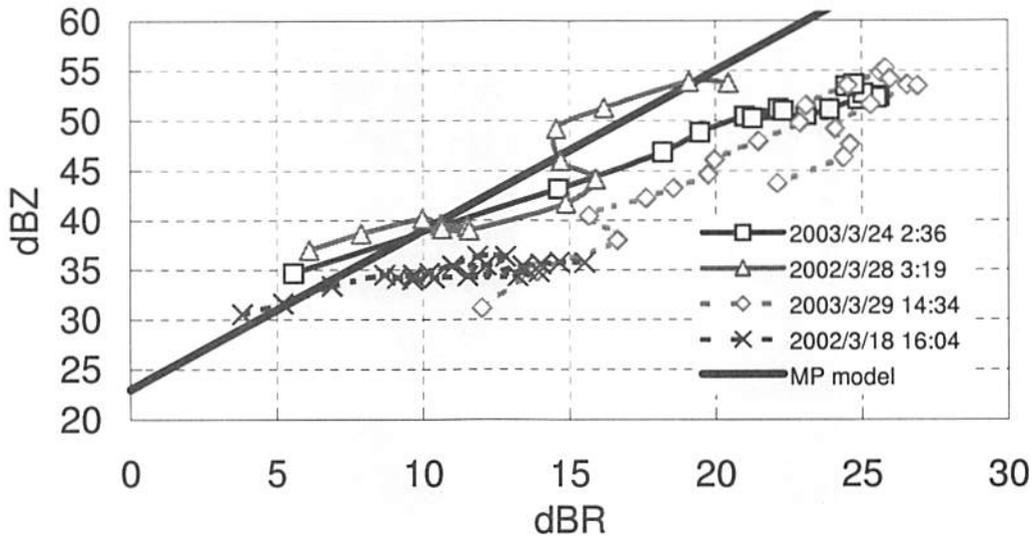


図 3. $dBR - dBZ$ 関係の例。

図中には比較のために MP の関係 $Z = 200R^{1.6}$ を示している。ここで、粒径が大きい傾向があると同一降雨強度 R に対して、 Z が大きくなるので、逆に $dBR - dBZ$ 関係の上で、MP の関係との差が DSD の違いを示唆することになる。すなわち、観測から求められた Z と MP の関係との上下関係から、粒径の傾向に関する情報を得ることが出来る。図 3 の例では、夕方の降雨において比較的小粒径が卓越している様子が示唆される。

4 MP モデルとの Z の差の高度・時間変化

同じ降雨強度 R に対する MP モデルとの Z の差を高度・時間変化で表したものを図 4 に示す。

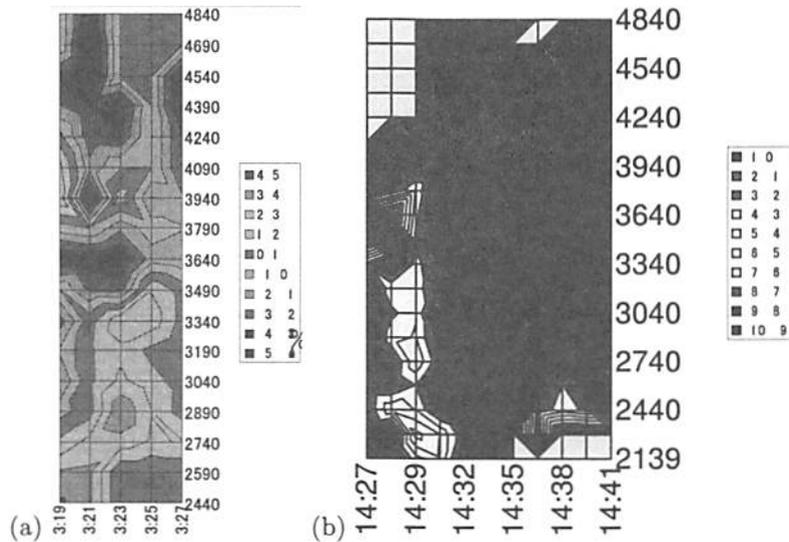


図 4. 同じ降雨強度 R に対する MP モデルとの Z の差の高度・時間変化の例。(a) 2002 年 3 月 28 日早朝の観測例。(b) 2003 年 3 月 29 日夕方の観測例。

いずれも降雨強度が最大 40mm/h に達する対流性降雨であるが、MP モデルとの Z の差が全く異なる、すなわち卓越粒径が全く異なっていることがわかる。特に図 4(a) においては、上空で降水粒子が発達し、卓越粒径が大きくなっている様子が示されている。

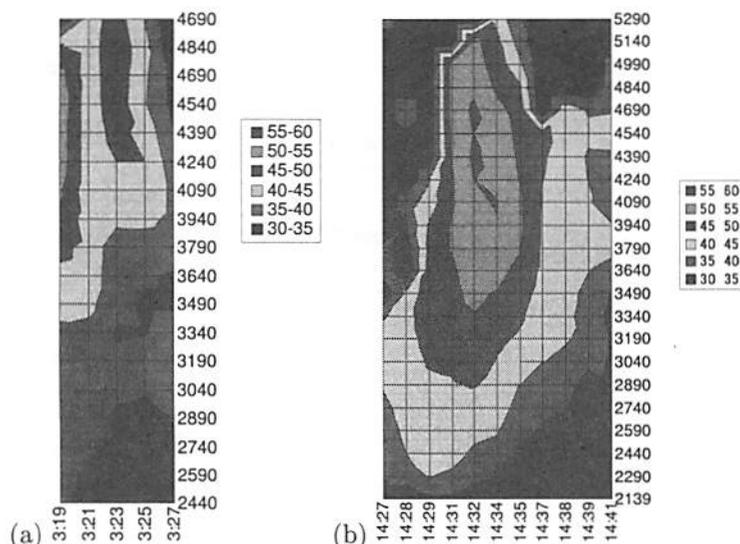


図 5. Z の時間・高度変化。(a) 2002 年 3 月 28 日早朝の観測例。(b) 2003 年 3 月 29 日夕方の観測例。

図 5 で示されるレーダー反射因子 Z の時間・高度変化からは、上空の降水粒子発達に関する情報は得られない。

すなわち、EAR 観測結果から DSD の高度分布を推定することにより、上空における降水粒子の時間的成長・消滅という変化が分かることになる。つまり、この手法を用いて雲微物理に関する情報が得られることになる。

5 まとめ

EAR 観測結果から大気乱流エコーと雨滴散乱エコーの両方をモデル関数を用いてフィッティングすることにより、大気乱流パラメータおよび雨滴粒径分布の推定を行った。初期的結果から、推定雨滴粒径分布の時間・高度変化が示された。今後はこの手法を用いてさらに長期間の EAR 観測結果を解析する予定である。

謝辞

GAW ステーションのディストロメーターのデータは地球観測フロンティア研究システム・森修一研究員に提供して頂きました。

文献

- Kozu, T., *et al.*, 1998: Consideration of raindrop size distribution modeling for wind profiler measurements of precipitation, *Proc. of the Eighth workshop on Technical & Scientific Aspects of MST Radar*, 80-83, 1997.
- Sato, T., *et al.*, 1990: Computer processing for deriving drop-size distributions and vertical air velocities from VHF Doppler radar spectra, *Radio Sci.*, 25, 961-973.

赤道大気レーダーによる西風バーストの微細構造の観測

Fine structure of Westerly Wind Burst observed
by the Equatorial Atmosphere Radar (EAR)

辻野 文剛, 山本 真之, 橋口 浩之, 山本 衛, 深尾 昌一郎 (京大宙空電波)

山中 大学 (神大自然/地球観測フロンティア), 森 修一 (地球観測フロンティア)

庭野 将徳 (京大理)

1 はじめに

季節内振動に伴う雲対流活動は雲団, 超雲団などの階層構造を構成する. これらの雲対流活動に伴う西風バースト (Westerly Wind Burst; WWB) はエルニーニョ現象の発生と関連しており WWB の形成及び維持機構は熱帯域の対流活動の理解に重要である. また, 赤道域は強い太陽放射加熱により積雲対流活動が活発である. 中でもインドネシア域は高温の海水に囲まれた多数の島々からなり, 海洋からの水蒸気供給に伴う積雲対流活動が活発な地域である. そのため, 地球規模の大気の大規模循環にとり重要な地域である. 大気レーダーは風速の3次元構造を連続的に高精度観測が可能で, WWB 内の風速変動の観測に有用な手段である.

赤道大気レーダー (EAR) はインドネシア共和国西スマトラ州 (東経 100.32°, 南緯 0.20°, 海拔 865 m) に設置されており, 2001 年 7 月より連続観測を開始している. EAR はインドネシア域の対流圏-下部成層圏 (2-20 km) における3次元風速を連続的かつ高精度 (時間分解能: 1 分半, 距離分解能: 150 m) で観測可能である.

本研究の目的は EAR データ, 地表データ, National Centers for Environmental Prediction (NCEP) / National Center for Atmospheric Research (NCAR) 再解析データ, ラジオゾンデ集中観測データを用いて 2001 年 11 月における西風強化内における対流活動や風速変動を明らかにすることである.

2 観測結果

2.1 2001 年 11 月

2001 年 11 月は EAR サイト付近において 1 年の中で比較的対流活動が活発で降水量が多い時期である. 図 1 に 2001 年 11 月の EAR による風速 3 成分と日降水量を示す. 降水量は大きく 1 日-10 日, 11 日-21 日, 22 日-30 日の 3 つの変動が見られ, それに伴い対流圏下層の西風も約 10 日周期の変動が見られた. 特に

23 日-27 日の期間では対流圏下層で西風が強化され, その時期での対流圏下層 (2-6 km) の鉛直流の変動も大きかった. 南北風は数日 (4-5 日) 周期の変動が見られ, 24 日頃に南風から北風に変化していた.

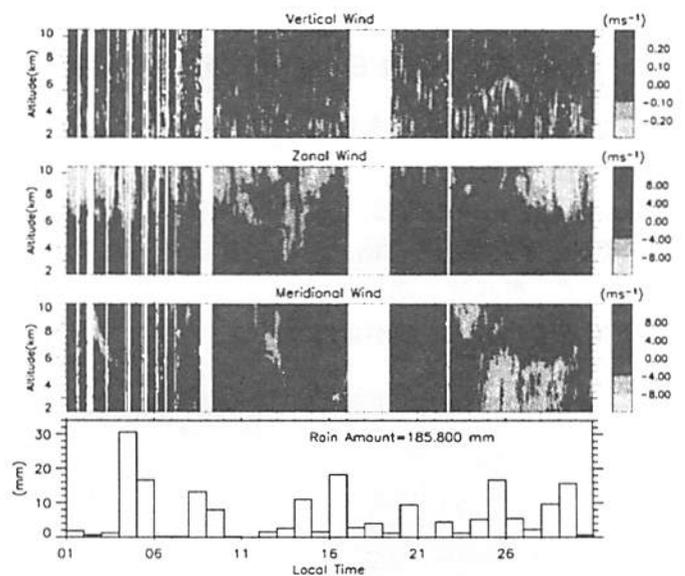


図 1: 2001 年 11 月の EAR の風速 3 成分と EAR サイトでの降水量. 図の濃色はそれぞれ, 上昇流, 西風, 南風を示し, 以下の図でも同様とする.

図 2 に 2001 年 11 月の南緯 0.2° の GMS の雲頂温度の時間-経度断面図及び EAR サイト近傍 (東経 100.3°, 南緯 0.2°) での GMS の雲頂温度の時間変化を示す. 雲頂温度は東進する SCC (Super Cloud Cluster) と西進する CC (Cloud Cluster) に関連する変動が見られた. 東進する SCC は EAR サイト上を 6 日, 14 日, 18 日, 25 日に通過しており, 図 2 の下図でもそれに関連して 5 日-9 日周期の変動が見られた. また, 日周期変動も特に 11 月上旬 (1-10 日) 及び 28 日, 29 日で明瞭に見られた. この他地表データについては EAR サイト上を SCC が通過している時は気圧は低い, 太陽放射は小さい, 気温の変動も小さい, 比湿の変動が小さい等の特徴が見られ, 日周期変動も抑圧されていた. その他の期間に関しては日周期変動が見られた.

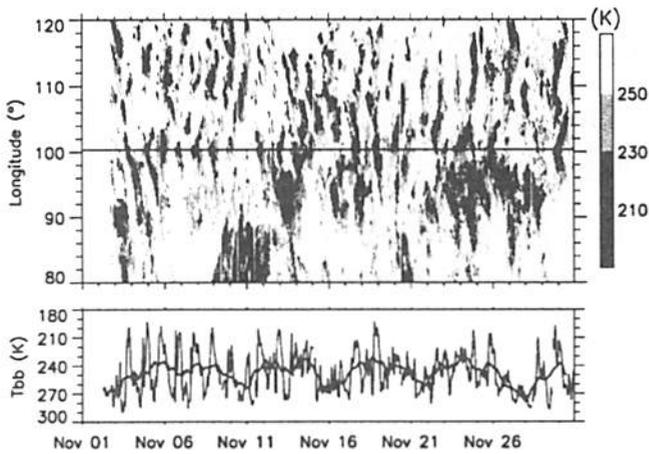


図 2: 2001 年 11 月の GMS による雲頂温度。(上) 南緯 0.2° の時間-経度断面図, (下) 東経 100.3°, 南緯 0.2° の時間変化を示す。上図の図中の直線は EAR サイト (東経 100.32°) を示す。

2.2 2001 年 11 月 21 日-29 日の西風強化期間

次に対流圏下層で最も西風が強化されていた 2001 年 11 月 21 日-29 日について詳細に解析を行った。図 3 に 2001 年 11 月 23 日, 26 日, 29 日の 1 日平均した NCEP の東西風及び南北風の経度-高度断面図を示す。まず, 東西風に関しては 23 日には高度 400 hPa 以下で西風の強い領域が東経 85°-90° だったが, 26

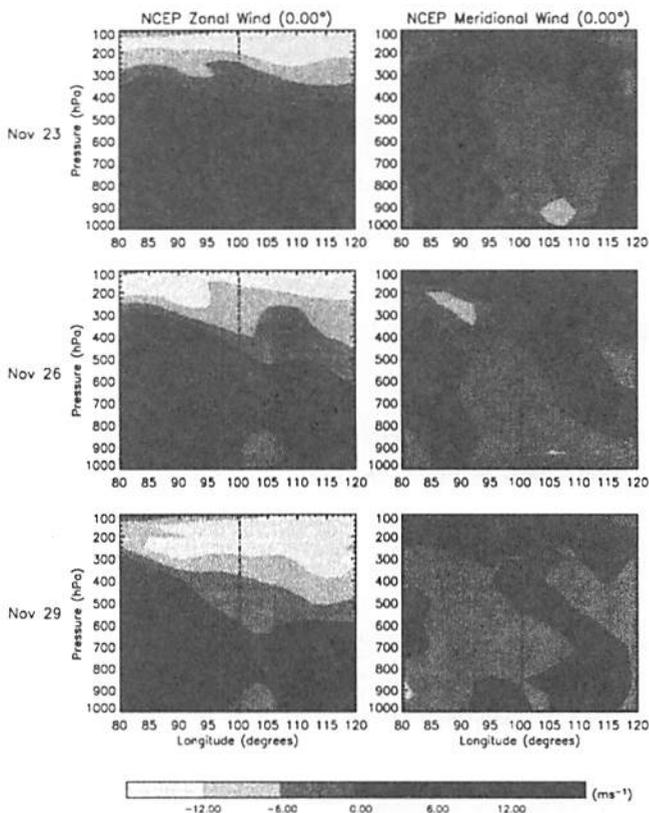


図 3: 2001 年 11 月 23 日, 26 日, 29 日の 1 日平均した NCEP の東西風及び南北風の経度-高度断面図。図中の直線は EAR サイト (東経 100.32°) を示す。

日には 85°-100° に達し, 西風は強まりながら東進している様子が見られた。29 日には西風は弱まっていた。南北風に関しては 23 日から 29 日にかけて対流圏全層にわたり南風域は東西風とは逆に西進していた。また, 23 日及び 26 日では東経 105° 付近において北風のやや強い領域が見られた。

図 4 に 2001 年 11 月 26 日及び 29 日の 1 日平均した NCEP の 850 hPa の水平風速を示す。26 日における EAR サイト付近での西風強化はインド洋上のロスビー波の強化に影響を受けていた。また, ロスビー波の強化はインド洋上の高い海面温度だけでなく, 東シナ海からフィリピンを吹き抜ける中緯度からの北東風 (Cold Surge) の影響も受けている。29 日には図 4 よりインド洋上のロスビー波は西進し, 中緯度からの北東風も弱まっていた。また EAR サイト付近での西風も弱まっていた。南北風はインド洋上のロスビー波や中緯度からの北東風の影響を受けている。24 日を過ぎると, EAR サイト付近ではインド洋上南半球側のロスビー波の影響を強く受け, 対流圏下層から中層では北風になっていた。図 3 で見られた東経 105° 付近の北風域は中緯度からの北東風の影響である。

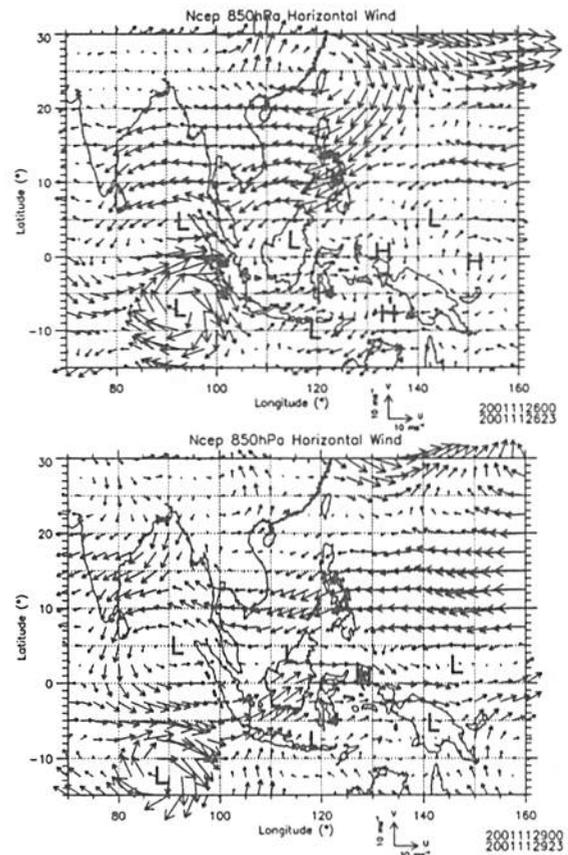


図 4: 2001 年 11 月 26 日及び 29 日の 1 日平均した NCEP の水平風速。図中の×は EAR サイト (東経 100.3°, 南緯 0.2°) を示す。

次に対流活動の水平分布を調べた。図 5 に 2001 年 11 月 25 日及び 27 日の期間で 1 日平均した GMS に

よる雲頂温度の水平分布を示す。対流活動は赤道を東進する SCC 及びインド洋上を西進するロスビー波応答の低気圧に影響を受けていた。東進する SCC による対流の中心は 25 日に EAR サイトを通過し、その後 27 日には EAR の南東 (110°E, 15°S) で対流活動が活発となった。インド洋上のロスビー波応答の低気圧は高い海面温度や中緯度からの北東風の影響を受け強化され、25 日には EAR サイトでの対流活動に影響を及ぼしたが、27 日には西進し、EAR サイトから離れて位置していた。

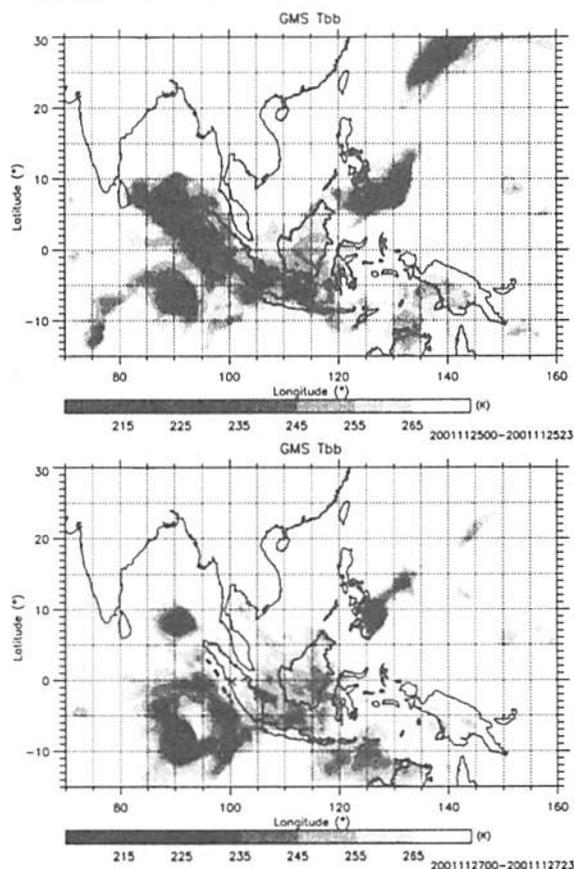


図 5: 2001 年 11 月 25 日及び 27 日の 1 日平均した GMS による雲頂温度。図中の×は EAR サイト (東経 100.3°, 南緯 0.2°) を示す。

図 6 に 2001 年 11 月 21 日-29 日における高度 3-4 km で平均した EAR の風速 3 成分と EAR サイトでの降水量を示す。西風は 23 日-27 日にかけて強く、26 日-27 日で最大となっていた。水平風速の強い 23 日-27 日の降水は 1 日を通して時刻に寄らず降っており、水平風速の弱い 28 日及び 29 日は昼過ぎから夕方にかけてまとまって降っていた。前者は層状性、後者は対流性の雨と考えられる。また、28 日及び 29 日に関しては降雨に伴い鉛直流の激しい入れ替わりが見られた。水平風速の強い期間では高度 4-5 km に下降流域が見られ、高い対流は見られなかったのに対し、水平風速の弱い期間では高度 10 km に達する強い日周期に伴う対流活動が見られた。

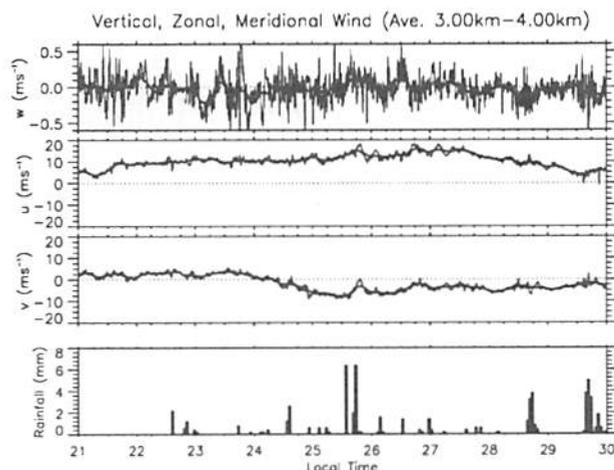


図 6: 2001 年 11 月 21 日-29 日における高度 3-4 km で平均した EAR の風速 3 成分と EAR サイトでの降水量。

3 まとめと今後の課題

2001 年 11 月において EAR データ, NCEP/NCAR 再解析データ, 地表データを用いて西風強化内における対流活動を調べた。

- 東西風変動
インド洋から西太平洋に東進する SCC やインド洋上のロスビー波の影響を受け変動していた。また、対流圏下層の西風は 26 日頃最も強化されていた。
- 南北風変動
インド洋上のロスビー波と中緯度からの北東風の影響を受け変動していた。対流圏下層ではだいたい 4-5 日周期で変動していた。
- 対流活動
5-9 日の東進する SCC, 西進するロスビー波及び中緯度からの北東風に影響を受けていた。西風強化期間 (23-26 日) においては降雨は観測されたが、高度 10 km に及ぶ強い日周期の対流活動の発生は抑圧されていた。西風の弱まる 28 日-29 日では日周期の対流活動の活発化に伴う高度 10 km までに達する強い上昇流と降雨が観測された。また、日周期の強い対流活動は弱風時に発生していた。

今後は EAR の鉛直流データを用い、対流活動における上昇流/下降流の定量的な評価を行う予定である。また、中緯度からの北東風の影響についてもさらにケーススタディを行う。また、ロスビー波の影響が卓越するケース、日周期の対流活動が卓越するケース等につき大気波動と対流活動との関連をさらに詳細に調べる予定である。

赤道大気レーダーによる 熱帯対流圏界面近傍の大気観測

* 山本 真之¹、堀之内 武¹、橋口 浩之¹、山本 衛¹、深尾 昌一郎¹、
山中 大学²

1:京都大学宙空電波科学研究センター
2:神戸大学理学部/地球観測フロンティア

1 はじめに

熱帯域は強い太陽放射と高い海面水温に伴う対流活動が地球上で最も活発である。そのため、熱帯域は対流圏から成層圏に大気が流入する主要な領域であり、成層圏と対流圏間での大気交換 (Stratosphere-Troposphere Exchange; STE) において重要な役割を果たしている [Holton *et al.*, 1995]。熱帯域において対流圏から成層圏に輸送される大気中の微量物質は対流圏と成層圏の遷移領域である熱帯対流圏界面層 (Tropical Tropopause Layer; TTL) 内での力学、化学、放射の諸過程により決定されるが、その諸過程については未知の部分が多い。VHF 帯の大型大気レーダーは対流圏界面付近における3次元風速ならびにレーダー周波数の半波長スケールの乱流強度を高い時間及び高度分解能で観測可能であり [e.g., Röttger, 1980; Gage, 1990]、そのため VHF 帯の大型大気レーダーは熱帯対流圏界面層内での風速や乱流の時間高度変動を知る有用な観測手段である。熱帯太平洋域においては、過去に米国海洋大気局 (National Oceanic and Atmospheric Administration; NOAA) による VHF 帯のウインドプロファイラーネットワークを用いた観測が行なわれてきた [Gage *et al.*, 1991]。しかし、これらのウインドプロファイラーの分解能は約 1km であり、高度範囲数 km の熱帯対流圏界面層 (Tropical Tropopause Layer; TTL) の観測にはより高度分解能 (数百 m 以下) の観測が必要である。

赤道大気レーダー (Equatorial Atmosphere Radar; EAR) はインドネシア西スマトラ州 (0.2°S, 100.32°E, 海拔 865m) に設置された VHF 帯 (47MHz) の大型大気レーダーであり、最大ピーク出力は 100kW (最大平均出力 5kW)、アンテナはアクティブ・フェーズド・アレイ形式であり 560 本の八木アンテナが半径約 110m のアンテナ面上に配置されている。EAR は TTL 領域を含む高度 1.5-20km の範囲の風速 3 成分ならびにレーダー周波数の半波長 (約 3m) スケールの乱流強度を最大 150m の高度分解能ならびに 1 分半の時間分解能で観測可能であり [Fukao *et al.*, 2003]、TTL 領域内の風速および乱流強度の高度・時間変動を高精度で観測可能である。本報告では、TTL における EAR のこれまでの観測成果を述べる。

2 熱帯対流圏界面近傍における赤道ケルビン波の碎波

図 1 は 2001 年 11 月 10-30 日における EAR の北向きビームで観測されたスペクトル幅の時間高度断面図を示す。北向きビームは天頂方向より 10° 方向を指向しており、ビームブロードニング及びシアブロードニングの影響は除いている。スペクトル幅は乱流強度を表す指標となる。EAR のレーダー波長は約 6m であるため、この場合のスペクトル幅は 3m (レーダーの半波長) スケールの乱流の風速変動の分散値を表す。11 月 19-20 日

にかけて、対流圏界面高度が約2km上昇するとともに、高度15–17kmの領域でスペクトル幅が増大している。このスペクトル幅の増大は間欠的に23日まで継続している。期間12–16日、高度15.5–17kmの範囲で平均したスペクトル幅は $0.46 \pm 0.12 \text{ m s}^{-1}$ であった。また期間19–23日、同じ高度範囲で平均したスペクトル幅は $0.55 \pm 0.19 \text{ m s}^{-1}$ であり、 $0.8\text{--}1.2 \text{ m s}^{-1}$ の7つのピークを持っている。これは、乱流強度は対流圏界面高度が上方に変移する時期には間欠的に約5倍増大することを示している。

図2はラジオゾンデ観測により得られた温位とEARにより得られた東西風のアンモリーの時間高度断面図を示す。対流圏界面近傍の等温位線は13日以降下方に移動するが、対流圏界面が19日に上方に変移した後も下方へ移動を続け、19–23日にかけて乱流強度が増大している高度では温位の鉛直勾配は緩やかとなっている。この時期と同時期に、高度15.5–18kmにおいて周期約13日の東西風の変動が見られる。この変動は、11–24日の期間、高度17kmにおいて特に顕著である。南北風に東西風と同様の変動が見られないこと、またラジオゾンデで観測された温度にも同様の変動が見られ、東西風と温度の変動の位相関係がケルビン波の理論から予測される位相関係と一致する(図示しない)ことから、この周期13日の変動は赤道ケルビン波であると考えられる。19日から23日にかけての乱流強度の増大はこの赤道ケルビン波の西風域で起こっている。そのため、これらの乱流強度の増大は、赤道ケルビン波の位相の下方伝搬に伴い成層圏大気が対流圏界面付近に輸送されたことにより生じたと考えられる。この観測結果は、赤道ケルビン波による成層圏大気の対流圏への不可逆輸送が熱帯対流圏界面付近での乱流変動に大きな影響を及ぼすことを示している。

3 熱帯対流圏界面近傍におけるシアー不安定

図3に2001年11月における鉛直風、東西方向のエコー強度比(ZEPI)、東西風の鉛直シアー、リチャードソン数(Ri)の時間高度変化を示す。ZEPIは東向きビームにおけるエコー強度に対する西向きビームのエコー強度比で定義した。 Ri はラジオゾンデの温度とEARの水平風より算出した。ラジオゾンデ観測による最小温度で定義した対流圏界面高度(\times 印)から上約1kmの領域において、継続的に $0.025\text{--}0.1 \text{ ms}^{-1}$ の上昇流が観測されている(図3(a))。図には示さないが対流圏界面高度はほぼ東風が最大となる高度と一致しており、その時間変動は赤道ケルビン波により影響を受けている[Fujiwara et al., 2003]。西向きビームのエコー強度は上昇流が観測されている高度で東向きビームのエコー強度と比較して大きい(図3(b))。また、上昇流が観測される高度においては強い東向きの鉛直シアー($10\text{--}50 \text{ ms}^{-1} \text{ km}^{-1}$)に伴い東風が急速に小さくなる(図3(c))。図には示さないが南北風の鉛直シアーは東西風の鉛直シアーと比較して無視しうる大きさであった。強い東向きの鉛直シアーが観測される高度においては、 Ri はほとんど常に0.5以下である(図3(d))。図4に2001年11月の期間で平均した対流圏界面高度を基準とした場合の鉛直風、東西風、東西風シアーの高度プロファイルを示す。11月6–9日、11日及び19–23日のデータは対流圏界面高度が赤道ケルビン波の影響により高い高度に変移しているため、図4における平均からは除いている。図4より東西風及び東向きの鉛直シアーが大きい対流圏界面から上1kmの領域において、高度300mで最大約 0.069 ms^{-1} の大きさを持つ上昇流が明瞭に見られる。

これまでの中緯度における観測より、VHF帯のレーダーによる鉛直風観測では強いジェット気流内において大きい上昇流あるいは下降流が観測されている[e.g., Fukao et al.,

1991]。Muschinski [1996] (以下 M96 と表記) はモデルを用いた計算より、これらの上昇流(下降流)が Kelvin-Helmholtz Instability (以下 KHI) が生成する billow (KH billow) が原因となる見かけの成分であることを示した。図 5 に M96 が提唱したモデルの概念図を示す。KHI が発生している高度をレーダーが観測している場合、レーダーのエコー層は KH billow の影響により傾く。レーダービームの指向方向は、エコー層の角度依存性とアンテナビームパターンの convolution により決定されるため、鉛直ビームの実行的な指向方向も傾いたエコー層の影響により傾き、その結果水平風のドップラー成分が鉛直ビームで観測されるドップラー速度に洩れこむ。通常水平風は鉛直風よりも数十倍以上の大きさを持つため、鉛直ビームで観測されるドップラー速度に帯する水平風の洩れ込みの影響は鉛直ビームの傾きがわずか (0.1° 程度) であっても真の鉛直風と比較しうる大きさとなり、鉛直ビームを用いた鉛直風の推定に大きな影響を及ぼすこととなる。

上昇流が観測される対流圏界面から約 1km の高度範囲において Ri はほぼ常に 0.5 以下である (図 3(d))。この値は KHI が発生する必要条件 (0.25 以下) より小さいが、これは KHI の継続時間は 10 分程度のスケールであり [e.g., Chilson et al., 1997]、水平風の平均時間 (1 時間) 内で常に KHI が発生するわけではないこと、また KHI の全てのライフサイクルにおいて Ri は 0.25 以下となるわけではない [Fritts and Rastogi, 1985] ため、 Ri は KHI が発生していても 0.25 以上になると考えられる。また、図には示さないが EAR の最大時間分解能 (85s) の水平風を用いて計算した Ri は頻繁に 0.25 以下となっており、これらを考慮すればこの高度範囲において KHI が継続的に発生していると考えられる。M96 によるモデルを用いて計算を行なった結果、水平風の漏れ込みによる見かけの鉛直流は上昇流となり、その大きさは観測値の 45%-93% 程度であった。そのため、観測された上昇流には水平風の洩れ込みの影響があるものと考えられる。また、図示しないが南北の対向ビームを用いた鉛直風の推定においても鉛直風はこの領域で上昇流となっており、その大きさは $0.02\text{--}0.03\text{ms}^{-1}$ 程度であった。そのため観測された上昇流の一部は真の成分である可能性もあり、熱帯対流圏界面直上での鉛直風の大きさについては今後さらに検討を行なう必要がある。

上昇流が観測される領域において ZEPI は正となっており (図 3(b))、この値は西向きビームのエコー強度が東向きビームのエコー強度と比較して大きいことを示している。ZEPI が観測されている領域では東西風のシアは東向きである。M96 によると東向きの鉛直シアにおいて KH billow は西向きを下側に傾き、また代表的な KH billow の傾き角は典型的には約 10° である。EAR の西向きビームは天頂角 10° であり、ほぼ KH billow の傾き角とほぼ直交する方向にビームを指向している。そのため、西向きのビームは KH billow による約 10° 傾いたエコー層から東向きのビームと比較してより強いエコー強度を受信すると考えられる。図 6 に傾いたエコー層と対向ビーム間のエコー強度の不均衡の説明図を示す。また、代表的な KHI の高度スケールを 1km (対流圏界面より上で $Ri < 0.5$ となる範囲) とした場合、M96 の式 (7) を用いれば代表的な水平スケールは約 6km 程度と考えられる。

さらに、KHI が発生している高度より上方の高度において ZEPI の符合と東西風の鉛直シアに良い対応が見られる。これらは観測された Ri が大きい (>1) にもかかわらず発生している。Tsuda et al. [1997a,b] や Worthington et al. [1999] は中緯度での観測結果により、慣性重力波に伴う風速の鉛直シアが傾いたエコー層を作り出すことを観測的に示しており、赤道域に位置する EAR で観測された東西風の鉛直シアと ZEPI の対応についても同様な慣性重力波の影響が考えられる。

4 まとめ

本報告では、これまでの TTL における EAR の観測結果として、熱帯対流圏界面近傍における赤道ケルビン波が対流圏界面近傍の乱流強度の増大に寄与すること、また強い東西風の鉛直シアが存在する高度では KHI が継続的に発生することを示した。さらに KHI の存在に伴う鉛直観測への影響について述べた。さらに現在は EAR、ラジオゾンデ、モデル再解析のデータなどを用いて、対流圏下層で励起される種々の大気波動が対流圏界面の風速や温度に与える影響につき解析を進めている。今後は EAR ならではの高い時間及び高度分解能や鉛直風の直接観測データを用い、TTL 領域での風速や乱流の時間高度変動を明らかにしていきたい。

参考文献

- ・ Chilson, P. B., A. Muschinski, and G. Schmidt, *Radio Sci.*, **32**, 1149-1160, 1997.
- ・ Fritts, D. C., and P. K. Rastogi, *Radio Sci.*, **20**, 1247-1277, 1985.
- ・ Fujiwara, M., M. K. Yamamoto, H. Hashiguchi, T. Horinouchi, and S. Fukao, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(4), 1171, doi:10.1029/2002GL016278, 2003.
- ・ Fukao, S., M. F. Larsen, M. D. Yamanaka, H. Furukawa, *Mon. Weather Rev.*, **119**, 1479-1489, 1991.
- ・ Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, M. K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki, *Radio Sci.*, **38**(3), 1053, doi:10.1029/2002RS002767, 2003.
- ・ Gage, K. S., *Radar in Meteorology*, edited by D. Atlas, pp. 534-565, American Meteorological Society, Boston, Mass., 1990.
- ・ Gage, K. S., B. B. Balsley, W. L. Ecklund, D. A. Carter, and J. R. McAfee, **96**, 3209-3220, 1991.
- ・ Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood and L. Pfister, *Rev. Geophys.*, **33**, 4, 403-439, 1995.
- ・ Muschinski, A., *J. Appl. Meteorol.*, **35**, 2210-2217, 1996.
- ・ Röttger, J., *Pure Appl. Geophys.* **118**, 494-527, 1980.
- ・ Tsuda, T., T. E. VanZandt, and H. Saito, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, **59**, 761-775, 1997a.
- ・ Tsuda, T., W. E. Gordon, and H. Saito, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, **59**, 777-784, 1997b.
- ・ Yamamoto, M. K., M. Fujiwara, T. Horinouchi, H. Hashiguchi, and S. Fukao, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(9), 1476, doi:10.1029/2002GL016685, 2003.
- ・ Worthington, R. M., and L. Thomas, *Ann. Geophys.*, **15**, 813-822, 1997.

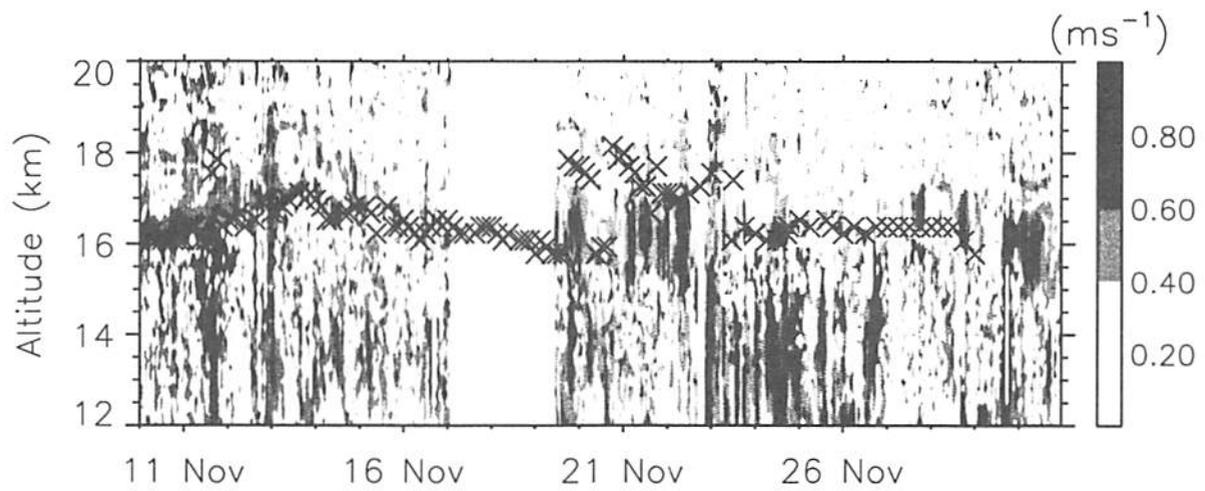


図 1: 2001 年 11 月 10-30 日の期間における EAR 北向きビームのスペクトル幅の時間高度断面図。× は最小温度で定義した対流圏界面高度を表す (Fujiwara et al., 2003 より)。

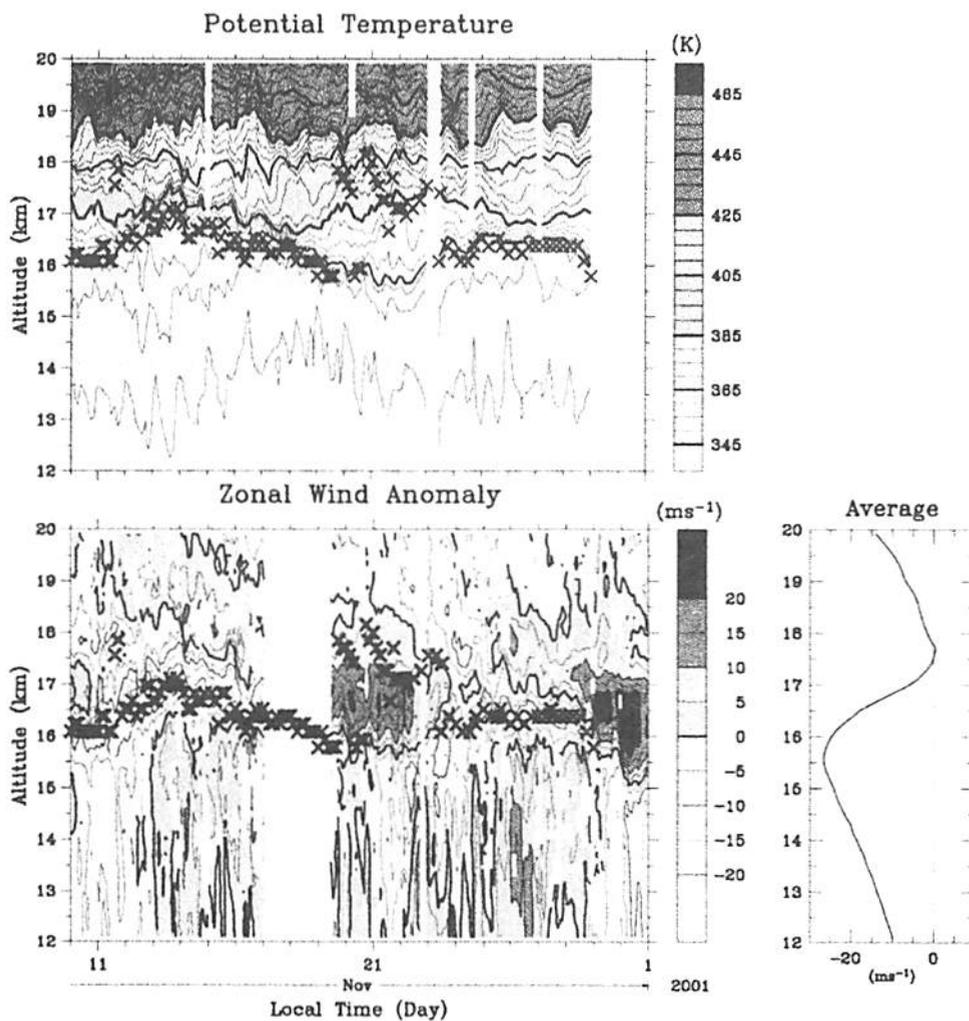


図 2: 図 1 と同じ。ただしラジオゾンデで観測された温位 (上図)、EAR で観測された東西風アンモリー (左下図) 及び 11 月 10-30 日の期間で平均した東西風の高度プロファイル (右下図)。東西風は西風を正としている (Fujiwara et al., 2003 より)。

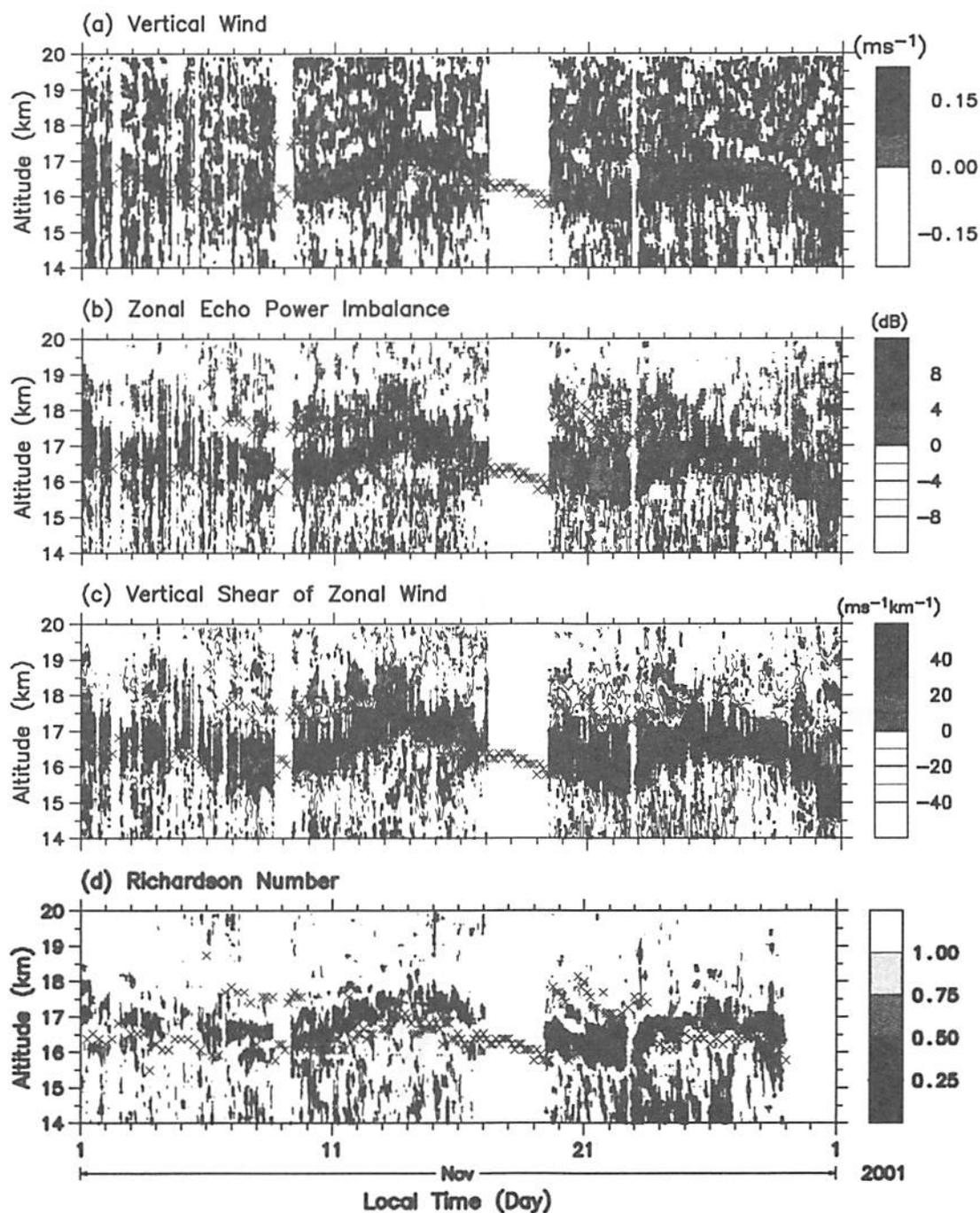


図 3: 2001 年 11 月における (a) 鉛直風 (b) 東西ビーム間でのエコーパワー比 (c) 東西風の鉛直シアー (d) リチャードソン数の時間高度断面図。(b) における正の値は西向きビームのエコー強度が東向きビームのエコー強度より強いことを、また (c) における正の値は東向きの東西風シアーを示している。× は最小温度で定義した対流圏界面高度を表す (Yamamoto *et al.*, 2003 より)。

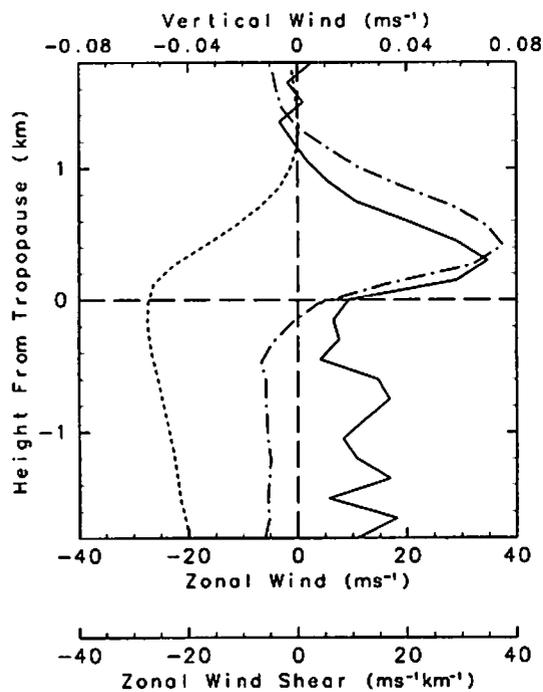


図 4: 2001 年 11 月の期間において、圏界面高度を基準に平均した鉛直ビームで観測した鉛直風 (実線)、東西風 (点線)、東西風の鉛直シアー (一点鎖線)。Yamamoto et al., 2003 より引用。

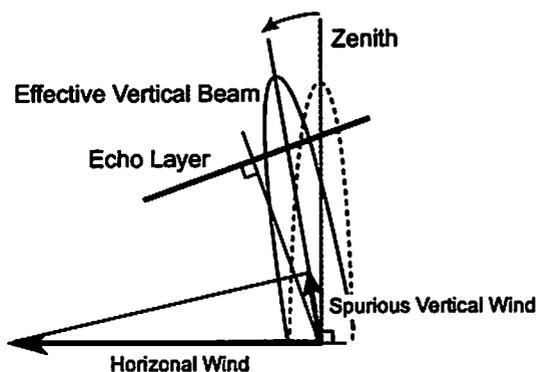


図 5: 鉛直ビームで観測されるドップラースhiftに与える水平風の影響の模式図。Yamamoto et al., 2003 より引用。

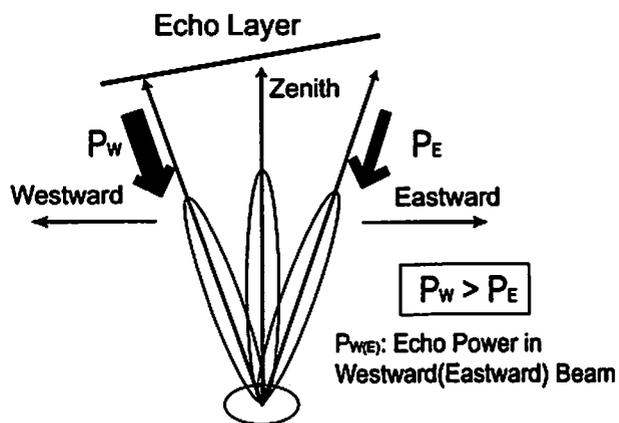


図 6: 傾いたエコー層と東西方向のエコーパワー不均衡の関連を示す模式図。Yamamoto et al., 2003 より引用。

Convections Associated with Intraseasonal Variations over Sumatera, Indonesia Observed with the Equatorial Atmosphere Radar

Tri Handoko Seto, Masayuki K. Yamamoto, Hiroyuki Hashiguchi,
and Shoichiro Fukao

Radio Science Center for Space and Atmosphere - Kyoto University

1 Introduction

The equatorial atmosphere over Indonesia plays an important role upon global change of the earth's atmosphere. The Equatorial Atmosphere Radar (EAR), installed near Bukittinggi, West Sumatera, Indonesia (0.20°S , 100.32°E), can observe three-dimensional winds in the whole troposphere and the lower stratosphere (2–20 km), with high time and height resolutions of ~ 90 sec and 150 m, respectively (Fukao et al., 2003). The EAR has been operated continuously since July 2001.

2 Intraseasonal variations over Sumatera

Intraseasonal variation (ISV) is well established as the dominant mode of tropical convective anomalies in the atmosphere. It is characterized by eastward-propagating tropical convection and circulation anomalies with a period between 30 and 60 days (e.g. Madden and Julian, 1994; Rui and Wang, 1990). Enhanced convections are almost continuously generated over Indian Ocean and propagate eastward as ISV (figure 1). Some ISVs decay over Sumatera.

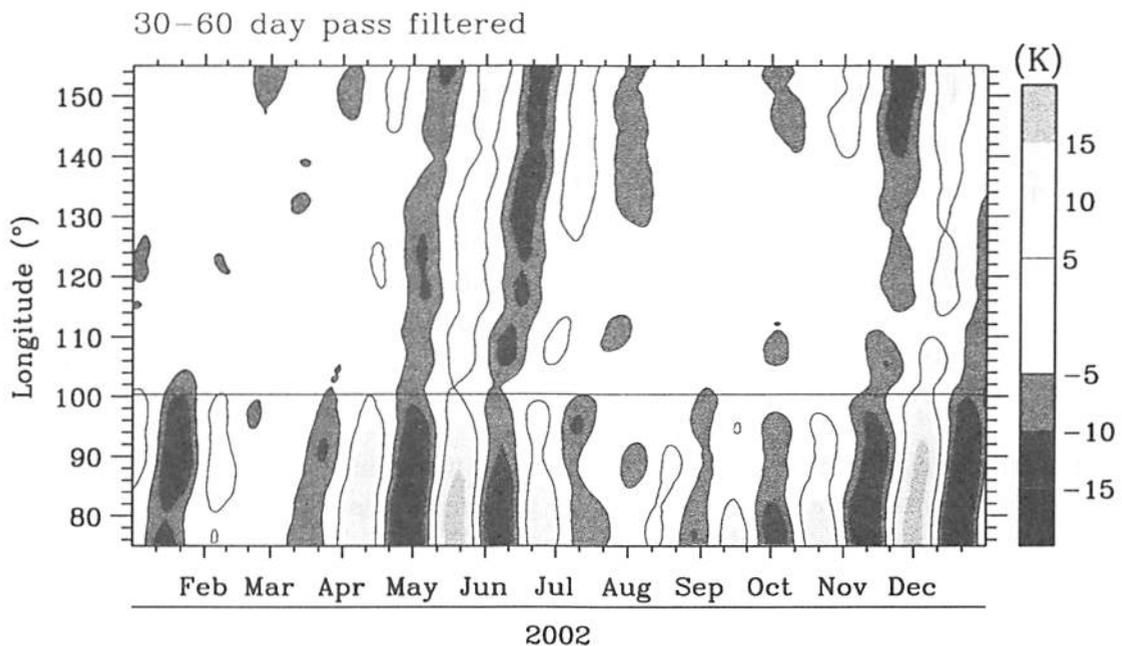


Figure 1: Near-equatorial anomalously low T_{BB} ($2.5^{\circ}\text{S} - 2.5^{\circ}\text{N}$) in the ISV frequency band (30–60 days).

Many studies have shown that super cloud clusters (SCCs) correlated with ISV develop over the Indian Ocean, and then propagate eastward (e.g. Matthews, 2000). Convective activities over Sumatera are significantly influenced by ISV, since Sumatera is located at the eastern edge of the Indian Ocean. Renggono et al. (2001) have shown that diurnal variations of convective activity are prominent in Sumatera. Murata et al. (2002) have shown that precipitations tend to occur when low-level (1–3 km) weak westerlies are observed at Sumatera. However, there are no studies which treat the relation between ISV and convective activities over Sumatera, based on observations throughout the whole troposphere.

3 A case study in June 2002

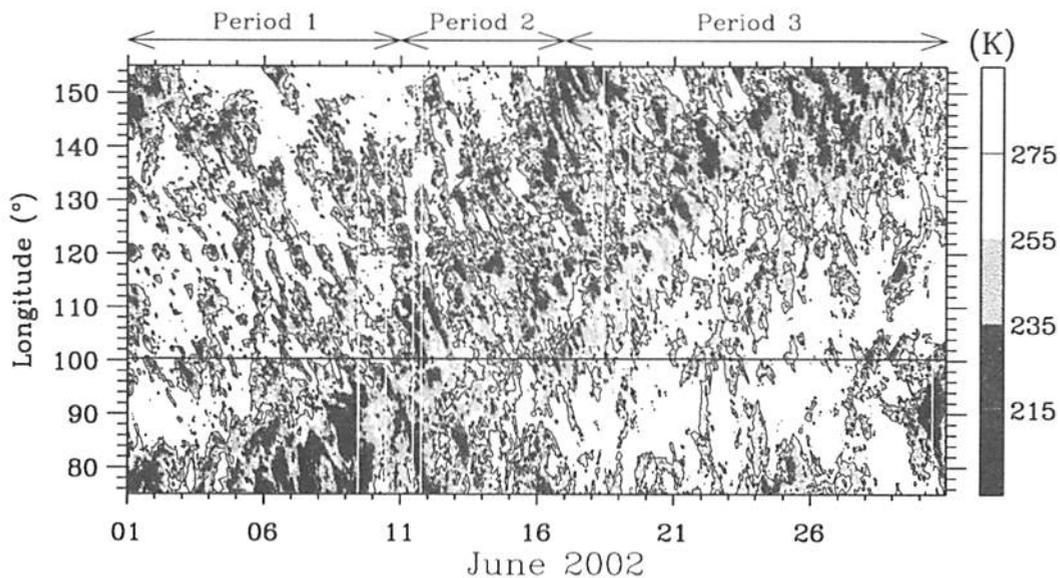


Figure 2: Time-longitude plot of T_{BB} averaged over $0.3^{\circ}\text{S}–0.1^{\circ}\text{S}$ in June 2002. Horizontal solid line indicates the longitude of the radar site (100.32°E).

In June 2002, an ISV event was observed over the Indian and western Pacific Ocean. Figure 2 shows the time-longitude plot of T_{BB} averaged over $0.1^{\circ}\text{S} – 0.3^{\circ}\text{S}$ during June 2002. Eastward-propagating SCCs appear over the Indian Ocean ($\sim 75–85^{\circ}\text{E}$) during 1–7 June 2002. Then SCCs propagate eastward, then pass over the radar site (100.32°E) during 11–16 June 2002. Based on the existence of SCCs relative to the radar site, we divide the observational period into 3 periods:

- Period 1 (June 1–10): SCCs exist in the west side of Sumatera (SCCs are generated over the Indian Ocean and propagate eastward),
- Period 2 (June 11–16): SCCs exist over Sumatera,
- Period 3 (June 17–30): SCCs exist in the east side of Sumatera.

There are two negative peaks of low surface pressure during June 2002 (figure 3). This first negative peak on 9 June precedes the center of first SCC which reaches

the radar site on 11 June. The second negative peak on 15 June precedes the arrival of the center of the second SCC that reaches the radar site on 16 June. Hendon and Salby (1994) also have shown that surface convergence precedes the center of enhanced convections in the structure of ISV, and our result agree with theirs.

As an index of convective activities, we introduce the variance of vertical wind (VWV), which is computed using the vertical wind obtained from the EAR. Vertical wind generally fluctuates within very short periods (< 10 min). However, it would be a good indicator for convections throughout the whole troposphere, because its variance must be large if convective activities are strong.

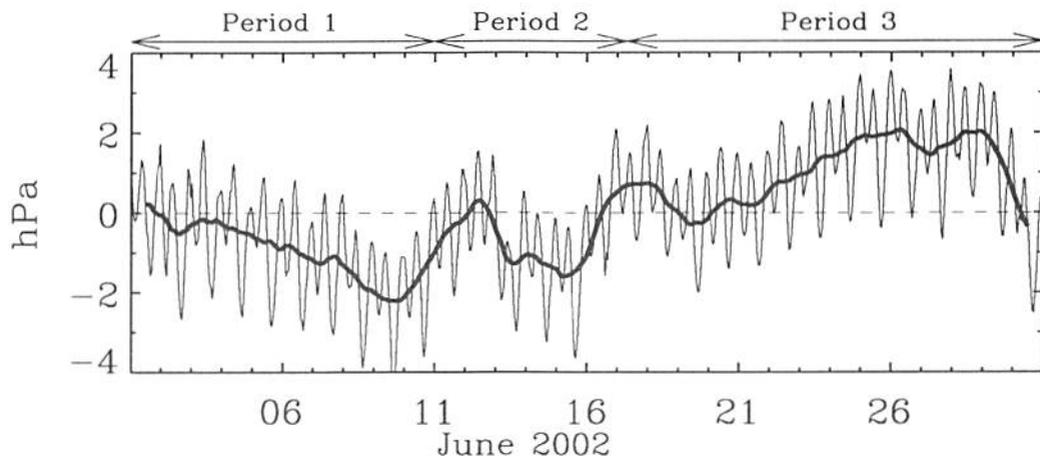


Figure 3: Surface pressure anomaly in June 2002.

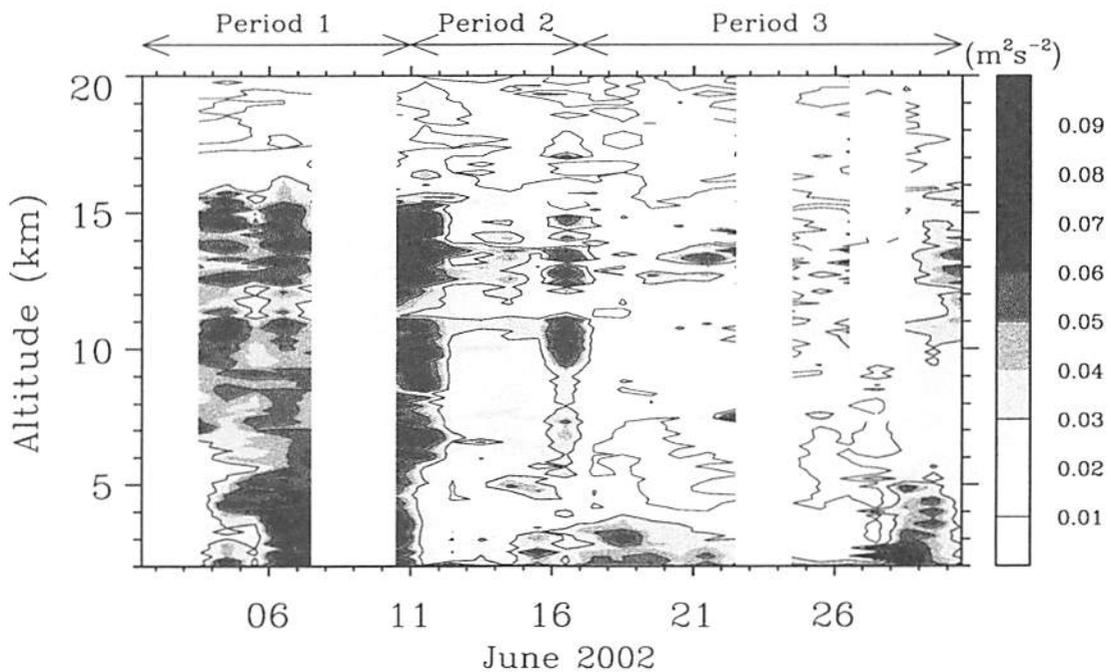


Figure 4: Time-altitude plot of VWV in June 2002.

Figure 4 shows the time-altitude plot of daily VVW in June 2002. In Period 1, large VVW ($> 0.07 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$) is observed at 2–16 km altitude. On the other hand, large VVW is observed at 7–16 km altitude while small VVW ($< 0.03 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$) is observed at 2–7 km altitude in the beginning of Period 2 (11 June), when the center of first SCC reaches the radar site. At the end of Period 2 (15–16 June), typical VVW ($0.03\text{--}0.07 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$) is observed at 2–16 km altitude. In the beginning of Period 3, moderate VVW is observed at 2–4 km altitude, but VVW is small above 4 km altitude. This result shows that convective activities do not reach the level above 4 km. It is consistent with very little rainfall observed during Period 3.

4 Conclusion

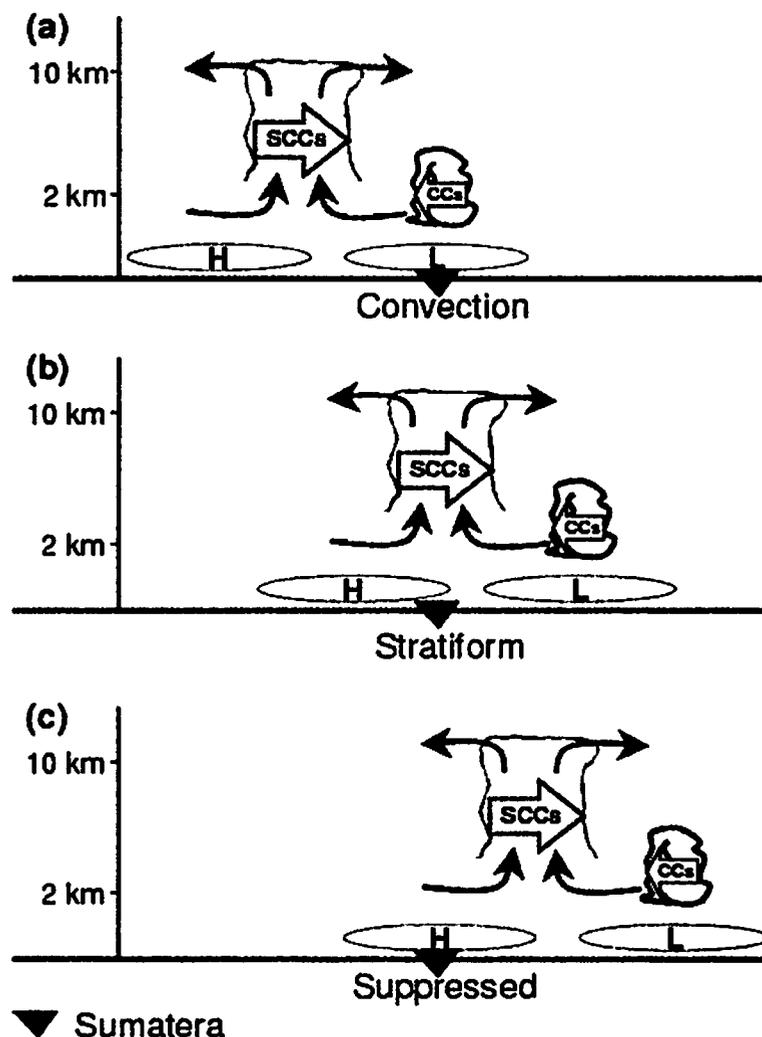


Figure 5: Schematic diagram of the influence of ISV on convective activity over Sumatera.

Figure 5 shows the schematic diagram of convective activity over Sumatera by ISV. Figure 5a represents the convection system during Period 1. In Period 1, low-level zonal wind is easterly or weak westerly. Low pressure, high humidity, and high

solar radiation are observed at the surface. These conditions cause the generation of deep convections over Sumatera. Figure 5b represents the convection system during Period 2. Although high cloud-top clouds are observed over the radar site, no significant convective activity exists over Sumatera. Convective clouds develop on the east side of the radar site, propagate westward and stratiform clouds are observed over the radar site. Rainfall over Sumatera occurs by stratiform clouds which are dominant in this period. That is why precipitations on 11 June 2002 are dominated by stratiform precipitating clouds. Convections at the end of Period 2 (14–16 June) are moderate because surface convergence moves to the east of Sumatera. Figure 5c represents convection system during Period 3. Convections over Sumatera are suppressed. High surface pressure enlarges surface divergence at the radar site. Cloud activities are weak under those conditions.

References

- Fukao, S., Hashiguchi, H., Yamamoto, M., Tsuda, T., Nakamura, T., Yamamoto, M. K., Sato, T., Hagio, M., and Yabugaki, Y., The Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci.*, 38, 1053, doi: 10.1029/2002RS002767, 2003.
- Hendon, H. H. and Salby, M. L., The life cycle of the Madden-Julian oscillation, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2225–2237, 1994.
- Madden, R. A. and Julian, P. R., Observations of the 40–50-day tropical oscillation – A review, *Mon. Wea. Rev.*, 122, 814–837, 1994.
- Matthews, A. J., Propagation mechanisms for the Madden-Julian oscillation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 2637–2652, 2000.
- Murata, F., Yamanaka, M. D., Fujiwara, M., Ogino, S.-Y., Hashiguchi, H., Fukao, S., Kudsy, M., Sribimawati, T., Harijono, S. W. B., and Kelana, E., Relationship between wind and precipitation observed with a UHF Radar, GPS rawinsondes and surface meteorological instruments at Kototabang, West Sumatera during September–October 1998, *J. Meteor. Soc. Japan*, 80, 347–360, 2002.
- Renggono, F., Hashiguchi, H., Fukao, S., Yamanaka, M. D., Ogino, S.-Y., Okamoto, N., Murata, F., Sitorus, B. P., Kudsy, M., Kartasasmita, M., and Ibrahim, G., Precipitating clouds observed by 1.3-GHz boundary layer radars in equatorial Indonesia, *Ann. Geophys.*, 19, 889–897, 2001.
- Rui, H. and Wang, B., Development characteristics and dynamic structure of tropical intraseasonal convection anomalies, *J. Atmos. Sci.*, 47, 357–379, 1990.

赤道大気レーダーによるプラズマバブル観測の新展開

深尾昌一郎, 小澤雄一郎, 山本衛

京都大学宙空電波科学研究センター

1. はじめに

赤道大気レーダー (EAR) は主として高度約 20km 迄の赤道域大気の力学を観測するシステムとして設計されている [Fukao et al., 2003]. その送信出力は 100kW, アンテナ開口径は 110m である. EAR には MU レーダーと同じアクティブフェーズドアレイ方式が採用されておりそのシステム構成は柔軟で, 電離圏の磁場直交モード観測も可能となっている. 本稿はこの機能を用いて 2002 年に始まった赤道域プラズマバブル (Equatorial Plasma Bubble) の観測について論じる.

2. EAR のユニークな観測機能

磁気赤道近傍で, 主として夜間, VHF 帯~L 帯レーダーで赤道スプレッド F (ESF) に伴い強いコヒーレント散乱エコーが観測されることがある. これは沿磁力線イレギュラリティ (FAI) に起因するもので, 赤道プラズマバブル (Equatorial Plasma Bubble) と呼ばれる電子密度が著しく低下した泡状領域 (バブル) の壁面や内部に生成される [Woodman and LaHoz, 1976]. 磁場直交モードを用いるとこの FAI の観測が可能となる.

プラズマバブルの成長期にはその内部に FAI が充満している [Tsunoda and Towle, 1979] ことからこれをトレーサにしてバブルが調べられている. しかし従来のレーダー観測ではビーム方向が半固定であり, 空間構造を直接観測することは困難であった. 一般に ESF/プラズマバブルが西から東へ移動するのを固定ビームで観測し, 得られる『時間・高度』変化を『東西距離・高度』変化に読み替えて空間構造が推定されていた. しかし当然, 変動の激しい成長期にはこの時空間変換は妥当性を欠く. 一方, 周回する衛星観測は時間変化を追うことが困難である. このためこれまでバブルの生成機構は十分理解されないままであった. EAR はビーム走査をパルス繰り返し毎に行えることから ESF/プラズマバブルの空間構造をかつてない時間分解能で観測することが可能で, 生成機構の解明につながる知見が得られることが期待されている.

3. EAR のユニークな地理位置

EAR による ESF/プラズマバブル観測はインドネシアタイの経度帯では初めてのものである. インドネシア周辺は海洋大陸と呼ばれ, 四周を地球上で最高温の海水で囲まれ対流活動が最も活発とされている. 従ってこれら積雲対流によって大気波動も最も活発に励起されているはずである. 励起された大気重力波は上方へ伝搬, その一部は電離圏まで

到達してプラズマバブルの種 (seed) になるという考え方がある。従って EAR ではこれまで盛んにレーダー観測が進められてきたアメリカやインドの経度帯とは違ったバブルの特徴が捉えられるのではないかと期待されている。

また、EAR が dip latitude 約 10 度に位置していることから、磁力線全体を巻き込んで生成されるプラズマバブルが磁気赤道から離れた場所ではどう見えるか、興味あるところである。また中緯度の FAI との関連を調べる上でもユニークな位置にあると言ってよい。

4. 観測方法

本観測では図 1 (左) に示す 11 方向にビームが向けられている。太線部はビームが磁力線と直交する高度域 (約 200km~500km) である。同図 (右) に地理南 (ほぼ地磁気南に一致) に向けられているビーム 6, 12, 13 の高度・距離関係を示している。ビーム 6 の天頂角は 24 度である。以下に示す図 2 及び 3 はこの扇状面内の FAI の構造であるが、相似構造が磁力線に沿って磁気赤道を越えて反対半球まで保たれていると考えられている [Otsuka et al., Private communication].

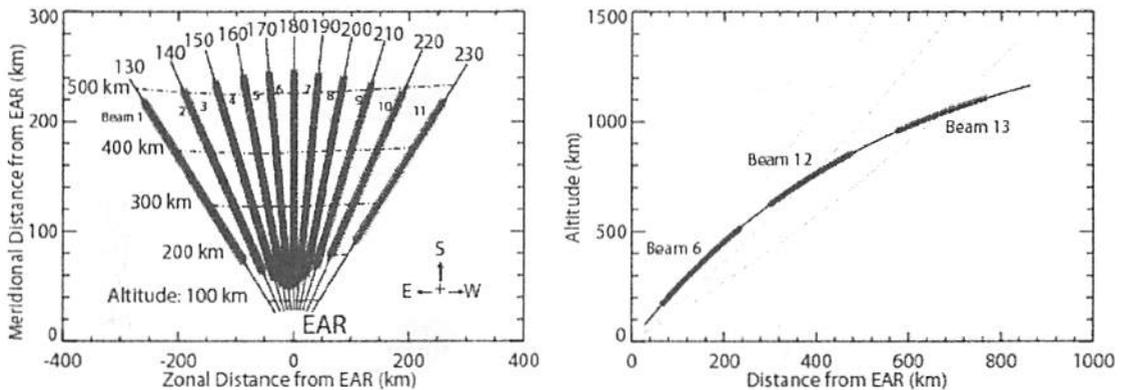


図 1 : (Left) Beam directions with beam number and corresponding azimuth angle. Beam 6 is directed due south. Thick lines indicate the altitude range where some direction within the EAR half-power beam width achieves perpendicularity with the magnetic field direction. The five horizontal lines (100 km to 500 km) indicate the altitudes at which perpendicularity is achieved. (Right) Altitude versus surface distance from the EAR for Beams 6, 12, and 13, all pointed due south, with zenith angles of 24.0° (the corresponding altitude range is 100 to 600 km), 30.5° (550 to 1000 km), and 38° (750 to 1150 km), respectively. The three thin curves indicate the boresights for Beam 6, 12 and 13, and the thick lines indicate the altitude ranges over which perpendicularity is achieved.

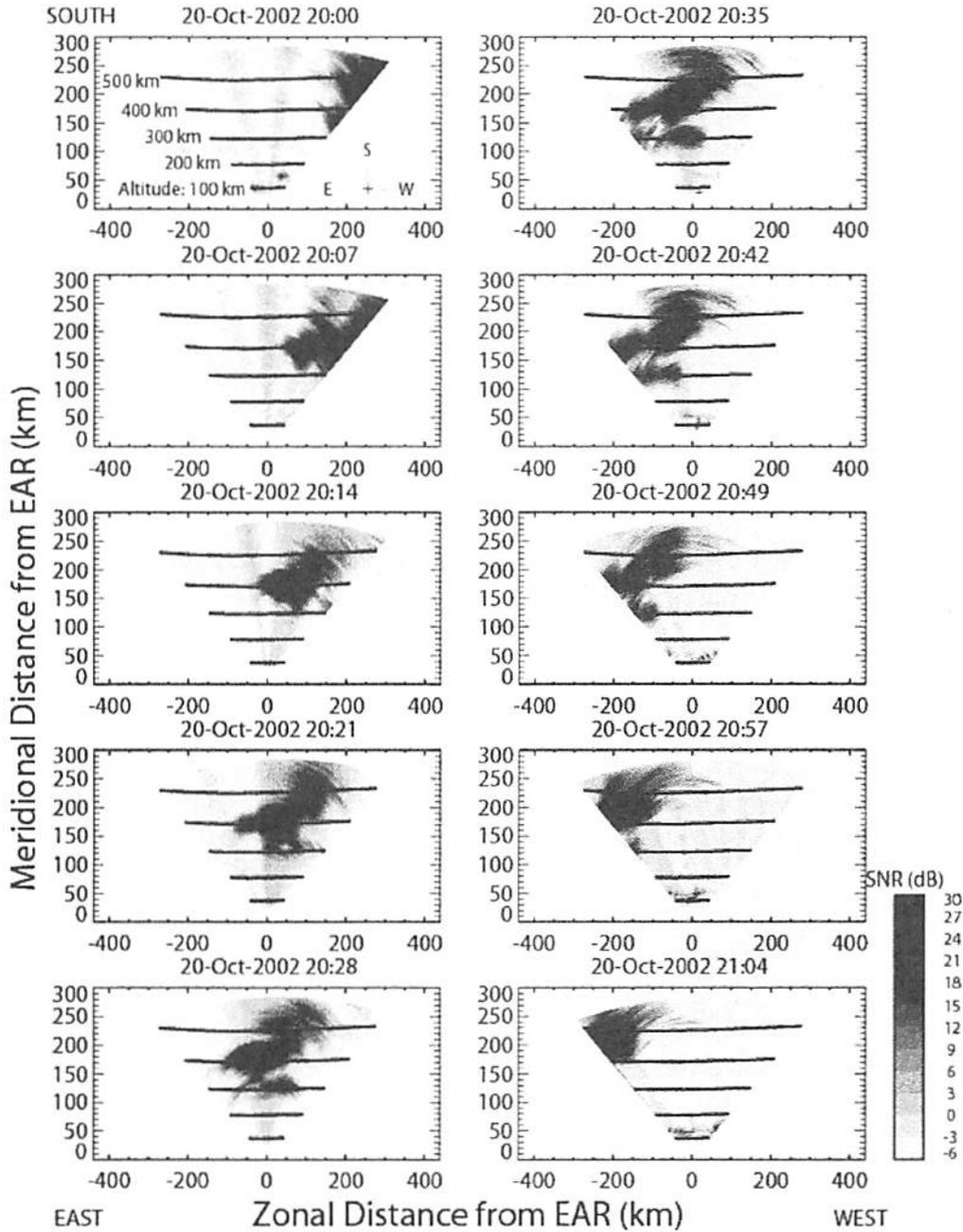


图 2 : Fan-shaped azimuth-altitude sector maps of SNR for backscatter from FAI observed between 2000 and 2104 LT on October 20, 2002. Note that local time (LT) at the EAR is seven hours ahead of universal time. The ordinate and abscissa are the meridional and zonal distances from the EAR along the Earth's surface. Panels are displayed every 7 min in time from top left to bottom right. The arc-like structure seen in the contours is caused by coloring them tangential to the radar beam direction. The triangular-shaped regions that extend from 100 km to 500 km altitude are caused by intense radio interference.

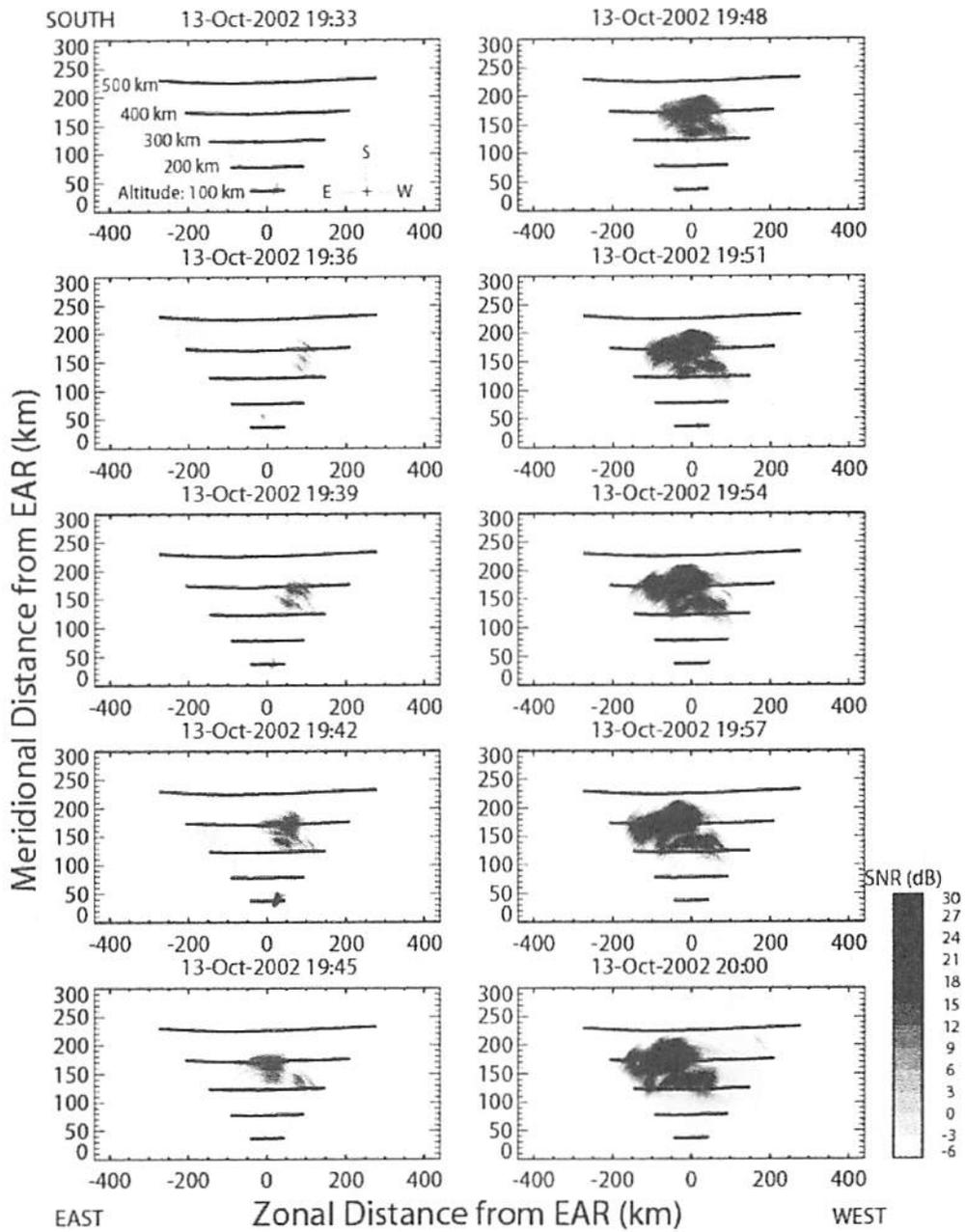


図3 : Same as Figure 2 except for the period 1933 to 2000 LT on October 13, 2002.

5. 観測結果

図2は観測領域を成熟したバブルが通過する様子を時間分解能 140 秒で初めて捉えたものである(表示は7分毎). このような事例ではプラズマバブルの形状が概略維持されており上述の時間・東西距離変換を施した解釈が成り立つ.

従来 of 観測と同じく EAR でも多くの FAI エコーは日没後に観測される. 中には稀に高度 850km を超えるものもある. これは磁気赤道上では 1200-1300km の高度に達するもの

である。

プラズマバブルは磁気赤道上の電離圏下層で発生し、成長に伴い磁力線を巻き込んで上方へ拡大して行く。これらの磁力線の先端が EAR の緯度まで到達するとエコーが受かり始め、バブルが西から東へ移動する間に南へ拡大して行くことが期待される。図 3 は図 2 と同様の観測結果であるが、最初小さなエコーであったものが西から東へ移動する途上の約 20 分間でエコー強度が 40dB 以上増大、磁力線に垂直な断面積が 20 倍にも拡大することが捉えられている [Fukao et al., 2004]。しかし上述の南への拡大は認められない。これはプラズマバブルの生成過程に係わるものと考えられ今後の検討が必要である。

また磁気嵐に伴って稀に日出後にもバブルが発生することがある。図 3 と同様に発生から成熟期までを捉えた事例も報告されている [Fukao et al., 2003]。

図 4 は主エコー域の後方と下方に副エコー域が関連して出現する事例である。特に後方のエコーは大気重力波によって励起されたものと考えられ今後の検討が必要である [Hysell et al., 1990]。これらは既にこれまでも報告されていたことであるが、そのパッチ状の空間構造が捉えられたのは初めてである [Fukao et al., 2004]。

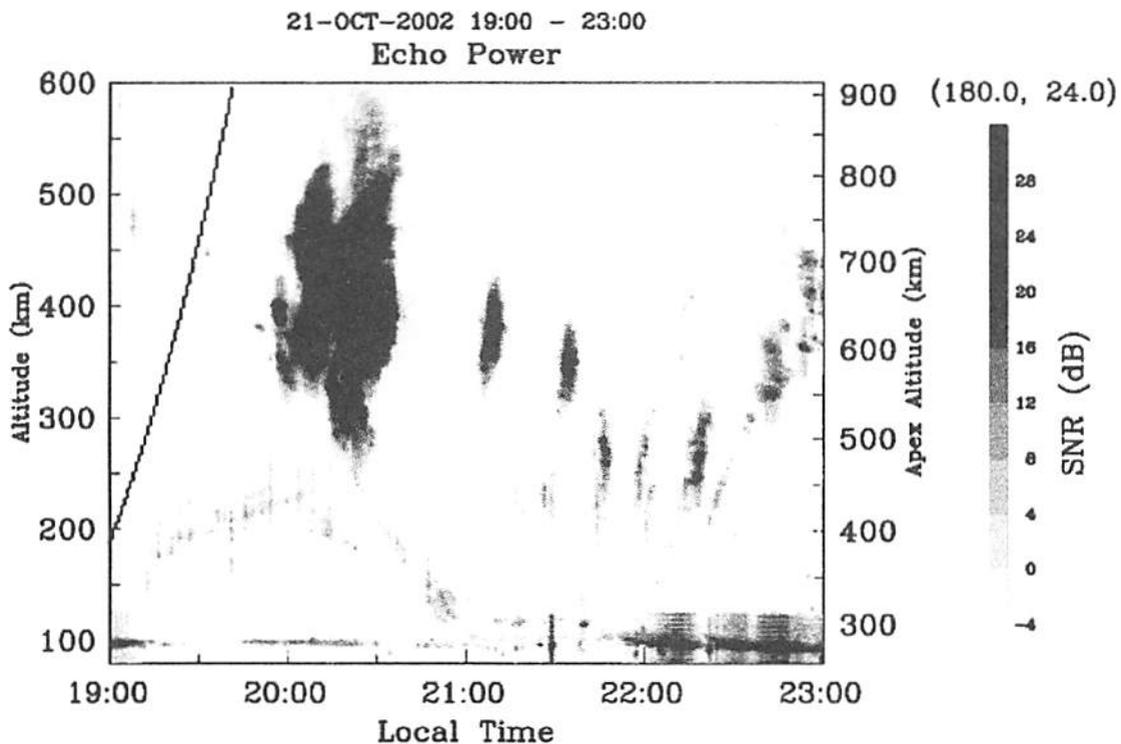


図 4 : ATI plot for backscatter from the FAI observed in Beam 6 (to the south) from 1900 to 2300 LT on October 21, 2002. The thick solid curve shows the solar terminator.

6. まとめ

EAR はユニークなシステム構成でこれまでにない時間分解能で空間構造が観測できる。加えて赤道上で最も対流活動が強いインドネシア域に設置されており、プラズマバブルの励起機構に係わるとされる大気重力波によるシーディング(seeding)に関して新しい知見が得られるものと期待される。

References

- Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, M. K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki (2003a), The Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci.*, 38(3), 1053, doi:10.1029/2002RS002767.
- Fukao, S., Y. Ozawa, M. Yamamoto, and R. T. Tsunoda (2003b), Altitude-extended equatorial spread F observed near sunrise terminator over Indonesia, *Geophys. Res. Lett.*, 30(22), 2137, doi:10.1029/2003GL018383.
- Fukao, S., Y. Ozawa, T. Yokoyama, M. Yamamoto, and R. T. Tsunoda (2004), First observations of the spatial structure of F region 3-m-scale field-aligned irregularities with the Equatorial Atmosphere Radar in Indonesia, *J. Geophys. Res.*, 109, In press, doi:10.1029/2003JA010096.
- Hysell, D. L., M. C. Kelley, and W. E. Swartz (1990), Seeding and layering of equatorial spread F by gravity waves, *J. Geophys. Res.*, 95, 17253-17260.
- Tsunoda, R. T. and D. M. Towle (1979), On the spatial relationship of 1-m equatorial spread- F irregularities and depletions in total electron content, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 873-876.
- Woodman, R. F. and C. LaHoz (1976), Radar observations of F region equatorial irregularities, *J. Geophys. Res.*, 81, 5447-5466.

第4回 MU レーダーシンポジウム

2004年3月発行

編集・発行 京都大学宙空電波科学研究センター
〒611-0011 宇治市五ヶ庄
電話 (0774) 38-3801
FAX (0774) 31-8463
