

第81回
地球電磁気・地球惑星圏学会講演会

講演予稿集

- と き / 昭和62年4月5日(日)～7日(火)
- と ころ / 千葉大学法経学部

地球電磁気・地球惑星圏学会

Society of Geomagnetism and Earth, Planetary and Space Sciences
(SGEPSS)

地球電磁気・地球惑星圏学会*

Society of Geomagnetism and Earth, Planetary and Space Sciences
(SGEPSS)

第81回総会・講演会プログラム

日 時 昭和62年4月5日(日)~7日(火)
場 所 千葉大学 法経学部
千葉市弥生町1番33号
Tel. 0472(51)1111 (内線)3671

*当学会は昭和62年4月1日に旧称：日本地球電気磁気学会から改名されました。

***指定時間を厳守して下さい。（講演12分、討論3分）**

***各会場ともスライドプロジェクター、オーバーヘッドプロジェクター各1台が用意されています。**

ポスターセッション

***ポスターセッションは第2日午前中に前半（9：40～11：00）及び後半（11：10～12：30）に分けて行ないます。**

***掲示板の大きさは、縦90cm、横180cmです。**

***講演者は、前・後半のセッションの始まる前に展示をおえ、上記の間中は自分のポスターの説明を行って下さい。**

4 月 5 日	I	太陽・惑星間空間 1～6	太陽・惑星間空間 7～11		磁気圏波動 I 12～19	U L F 波動 20～28		
	II	大気圏組成放射 1～6	大気圏組成放射 7～11		太陽系の起源 12～19	電離圏 I 20～28		
	III	電気伝導度 1～6	電気伝導度 7～11		磁気異常 12～19	磁気異常 テクトマグネティズム 主磁場・永年変化 20～25		
4 月 6 日		ポスター・セッション P1～25	ポスター・セッション P26～51		特別講演 (第 I 会場) 丸山工作 千葉大理 レビュー講演* 西田篤弘 宇宙研 行武 毅 東大震研	総会 (第 I 会場)		懇親会 (生協学生用カフェテリア)
4 月 7 日	I	磁気圏波動 II 29～34	電離圏 II 35～39		磁気圏電離圏 結合 40～45	磁気圏電離圏 結合 46～51	極域観測 52～56	
	II	大気圏力学 29～34	同位体・隕石 35～37 計測 38 ↓ 39		宇宙線 40～43	木星電波 44～49	磁気圏構造 50～54	
	III	岩石磁気 古地磁気 26～31	古地磁気 32～36		古地磁気 37～44	古地磁気 45～48		

*レビュー講演は我国の関連分野の最近の研究を紹介して頂く新しい試みです。

4 月 8 日	<p>シンポジウム*</p> <p>「伊豆大島火山 1986年噴火」</p>	<p>場所：東大農2号館講堂</p> <p>共催：日本火山学会 地球電磁気・地球惑星圏学会 地震学会</p>
------------------	--	--

*シンポジウムのプログラムは 20ページに掲載されています。

開始時間	第 I 会 場	
	太陽・惑星間空間	座長 小島正宣 (名大 空電研)
09:30	I-1 「すいせい」で計測された太陽風 プロトンの温度勾配	<u>三宅 互</u> (電波研)、向井利典 (宇宙研)、寺沢敏夫 (京大理)、 平尾邦雄 (東海大工)
09:45	I-2 「さきがけ」SOWによるすい星 起源イオンの検出	<u>阿部 琢美</u> (電通大)、小山孝一郎 (宇宙研)、平尾邦雄 (東海大)、 奥沢隆志 (電通大)
10:00	I-3 「さきがけ」の観測した太陽磁気 圏の巨視的構造	<u>伊藤寿人</u> 、平尾邦雄 (東海大工)、 小山孝一郎 (宇宙研)、齋藤尚生、 湯元清文 (東北大理)
10:15	I-4 「さきがけ」で観測された太陽磁 気圏の構造	<u>鈴木裕見子</u> 、齋藤尚生、湯元清文、 中川朋子 (東北大理)、小山孝一郎 (宇宙研)
10:30	I-5 軸中心双極子と光球面赤道双極子 による太陽流源面中性線の表現	<u>齋藤尚生</u> (東北大・理)、Olmsted、 赤祖父俊一 (Alaska大 地物研)
10:45	I-6 黒点のシノプティックチャートと 磁気中性線	<u>袴田和幸</u> (中部大工)
11:00	(休み) 太陽・惑星間空間(続き) 座長 寺沢敏夫 (京大 理)	
11:15	I-7 太陽・地球間の太陽風の構造	<u>吉野裕</u> (名大工)、 <u>鷺見治一</u> (名大空 電研)
11:30	I-8 The Radial Evolution of En- hanced Scintillation Regions	<u>Z. Houminer</u> (The Radio Observa- tory, Haifa, Israel)、 <u>小島正宣</u> 、 <u>柿 沼隆清</u> (名大空電研)
11:45	I-9 フラクタル理論を用いたマグネト シース中の乱雑さの定量化	<u>樋口智之</u> 、 <u>國分 征</u> (東大理)、 <u>C. T. Russel</u> (U. C. L. A)
12:00	I-10 彗星周辺におけるプラズマ分散関 係の線形解析	<u>岩根 靖</u> (京大超 高層)、 <u>小嶋浩嗣</u> 、 <u>大村善治</u> (京大工)、 <u>松本 紘</u> (京大 超 高層)
12:15	I-11 彗星起源水系重イオンと太陽風プ ラズマとの相互作用による波動不 安定性の計算機シミュレーション	<u>小嶋浩嗣</u> 、 <u>大村善治</u> (京大工)、 <u>松本 紘</u> (京大超 高層)、 <u>木村磐根</u> (京大工)
12:30	(昼休み)	

第 1 日 目

4月5日(日)

開始時間	第 II 会 場	
	大気圏組成放射 座長 近藤 豊 (名大 空電研)	
9:30	II-1 太陽活動極小期における熱圏NO分子密度の観測	北 和之、小川利紘、岩上直幹 (東大理)
9:45	II-2 数値モデルとロケット観測による熱圏NOの役割の考察	久世暁彦、小川利紘 (東大理)
10:00	II-3 吸光法による大気微量成分NO ₃ の測定	渡辺 隆、小山和子、高田久美子 (筑波大物理)、高野元春 (東大理)
10:15	II-4 成層圏NO ₂ 、O ₃ の観測 —B ₁₅ -64号機による三陸での大気球実験—	柴崎和夫 (国学院大)、北 和之、 小川利紘、岩上直幹 (東大理)
10:30	II-5 オゾン高度分布—科学衛星「おおぞら」観測と地上観測との比較	小川利紘、小池 真 (東大理)、 鈴木勝久 (横浜国大)
10:45	II-6 ニュージーランドにおけるバックグラウンドNO _x の観測	近藤 豊、高木増美 森田恭弘、岩田晃 (名大空電研)
11:00	(休み)	
	大気圏組成放射(続き) 座長 岩坂泰信 (名大 水圏研)	
11:15	II-7 大気光変動と下部熱圏	齋藤文一、木山善隆 (新潟大理)
11:30	II-8 半導体レーザーを局発に用いたレーザーヘテロダイン分光計の開発	岡野章一、福西浩、森岡 昭 (東 北大理)
11:45	II-9 赤外レーザーヘテロダイン放射計による成層圏微量成分の観測	石津美津雄、板部敏和、有賀 規 (電波研)
12:00	II-10 エルチチョン火山の南極成層圏エアロゾルへの影響	岩坂泰信 (名大水圏研) 森田恭弘 (名大空電研)
12:15	II-11 MRIライダーとSAGE IIによる成層圏エアロゾルの共同観測	内野修、田端功、甲斐憲次、岡田芳隆(気象研)、M.P.McCormick, W.P.Chu, L.R.McMaster、(NASA ラングレー研)
12:30	(昼休み)	

第 I 会 場

開始時間		
	磁気圏波動 I	座長 松本 紘 (京大 超高層)
13:30	I-12 F L R プラズマ方程式と磁気圏プラズマ現象	井上雄二 (京産大理)
13:45	I-13 非線形ホイッスラー波の逆カスケード過程の計算機実験	大村善治 (京大工)、田中寛、松本紘 (京大超高層)
14:00	I-14 自由境界粒子コードによる飛翔体 Wake の計算機シミュレーション	松本 紘、田中剛彦 (京大超高層)、大村善治 (京大工)
14:15	I-15 任意の速度分布プラズマの分散関係求解ソフトウェアの開発	植木 勉、辻田武俊、松本紘 (京大超高層)、大村善治 (京大工)
14:30	I-16 Z モード波の三次元レイトレーシング	橋本弘蔵 (東京電機大)、W. Calvert, R. L. Huff、(Univ of Iowa)
14:45	I-17 宇宙における電磁波の Mode 変換 Z mode wave から Whistler mode wave, MHD wave への mode 変換	飯島雅英、大塚 寛 (東北大理)
15:00	I-18 Dynamics Explorer-I による磁気圏プラズマ波の観測-I	恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭、相京和弘 (電波研)
15:15	I-19 DE-1 によって観測された高々度における VLF ヒススペクトルへのスピン効果	渡辺成昭、恩藤忠典、中村義勝、相京和弘 (電波研)
15:30	(休み)	
	U L F 波動	座長 湯元清文 (東北大理)
15:45	I-20 地磁気脈動ダクト伝播のエネルギー損失機構 (まとめ)	藤田 茂 (地磁気観)
16:00	I-21 高緯度と赤道 U L F の本質的な違い (続) (高緯度: 横波モード、赤道縦波モード)	北村泰一、坂 翁介、下泉政志、糸長雅弘 (九大理)、小口高 (東大理)、荒木徹 (京大理)、佐藤夏雄 (極地研)
16:15	I-22 Dynamics Explorer 衛星で観測された Pc	荒木 徹、杉浦正久、家森俊彦 (京大理)
16:30	I-23 M A G S A T で観測される U L F 波動	家森俊彦 (京大理)、林 幹治 (東大理)
16:45	I-24 低緯度 磁気共役点で観測された Pc3 脈動の偏波特性	湯元清文、斎藤尚生 (東北大理)、田中義人 (名大空電研)
17:00	I-25 Relationship between the IMF polarity and Pc 3 pulsations observed at conjugate pair in the day side cusp	K. Lynn (電子工学研、豪州)、F. Menk, B. Fraser (ニューキャッスル大)
17:15	I-26 地上及び低高度衛星による Pc5 脈動の同時観測	利根川豊 (東海大工)、福西浩 (東北大理)、L. J. Lanzerotti, C. G. MacLennan (AT&T Bell Labs.), A. Wolfe (CUNY)
17:30	I-27 オーロラドリフト及び磁場変動から見た午後側 Pc5 の特性	坂 翁介 (九大理)
17:45	I-28 掃引ビームリオメーターによる C N A 脈動の東西方向伝播の観測	小口 高、中村るみ、山本達人 (東大理)
		菊池 崇 (電波研)、山岸久雄 (極地研)、27次南極観測隊宙空グループ

開始時間	第 II 会 場	
	太陽系の起源	座長 中沢 清 (東工大理)
13:30	II-12 原始太陽系星雲の冷却・準静的収縮過程	<u>中川義次</u> 、渡辺誠一郎 (東大理)
13:45	II-13 原始太陽系星雲の非軸対称不安定性	<u>関谷実</u> 、 <u>観山正見</u> 、林忠四郎 (京大理)
14:00	II-14 重力効果を考慮したガス抵抗則による惑星成長過程	<u>大槻圭史</u> 、中川義次 (東大理)、 <u>中沢 清</u> (東工大理)
14:15	II-15 乱流太陽系星雲中における固体微粒子の成長	<u>水野 博</u> 、(ノートルダム清心女大家政)
14:30	II-16 惑星集積プロセスにおけるKepler粒子の衝突断面積	<u>井田 茂</u> 、中川義次 (東大理)、 <u>中沢 清</u> (東工大理)
14:45	II-17 土星リングの微細構造の形成過程—計算機シミュレーションによる研究	<u>宮内雅夫</u> 、 <u>大家 寛</u> (東北大大理)
15:00	II-18 惑星集積時の原始H ₂ -He大気の構造	<u>佐々木晶</u> (東大理)、 <u>中沢 清</u> (東工大理)
15:15	II-19 特定鉱物への希ガスimplantation	<u>二神常爾</u> 、 <u>小嶋 稔</u> (東大理)、 <u>中村良治</u> (宇宙研)
15:30	(休み) 電離圏 I	座長 荒木 徹 (京大理)
15:45	II-20 地磁気静穏日変化推定の新しい方法とK指数への応用	<u>門倉真二</u> (地磁気観)
16:00	II-21 地磁気静穏日日変化の準2年周期振動 (II)	<u>角村 悟</u> 、 <u>桑島正幸</u> (地磁気観)
16:15	II-22 低緯度地上観測網で観測されるsfeに伴う地磁気変動 (I)	<u>桑島正幸</u> 、 <u>上井哲也</u> (地磁気観)
16:30	II-23 太陽活動度による電離層電気伝導度変動に起因する電離層電流の変化 (III)	<u>竹田雅彦</u> 、 <u>山田雄二</u> (京大理)
16:45	II-24 地理緯度30°(N, S)附近の電離層ダイナモ電流	<u>前田憲一</u>
17:00	II-25 北向きIMF時の磁気圏プラズマ対流2: IMF By効果	<u>芝地貴夫</u> 、 <u>飯島 健</u> (東大理)
17:15	II-26 電離層日変化のイオノグラムからの直接表示	<u>猪木誠二</u> 、 <u>栗城 功</u> 、 <u>野崎憲郎</u> 、 <u>吹岡重春</u> (電波研)
17:30	II-27 Initial incoherent scatter observations of the ionosphere with the MU radar	<u>W. Oliver</u> , <u>S. Kato</u> , <u>S. Fukao</u> , <u>T. Tsuda</u> , <u>T. Sato</u> (RASC, Kyoto Univ.) <u>I. Kimura</u> , <u>A. Ito</u> (Dept. Electrical Eng.) <u>T. Saryo</u> , <u>T. Araki</u> (Geophys. Inst., Kyoto Univ.)
17:45	II-28 MUレーダーによるTIDの観測	<u>佐梁智昭</u> 、 <u>荒木 徹</u> (京大理)、 <u>佐藤 享</u> (京大超高層)、 <u>伊藤敦夫</u> (京大工)

開始時間	第 III 会 場	
	<p>電気伝導度 座長 森 俊雄 (気象研)</p>	
9:30	Ⅲ-1 U L F 帯の見掛比抵抗の異方性と その原因となる構造	小川康雄(地調)
9:45	Ⅲ-2 江南断層の比抵抗構造	山本哲也(地磁気観)
10:00	Ⅲ-3 南部フォッサマグナ西縁部におけ る地球電磁気学的観測(Ⅱ)	上井哲也, 角村悟, 山本哲也, 桑島 正幸, 室松富士男, 熊坂信之, 大地 洸, 村上律男(地磁気観)
10:15	Ⅲ-4 東海地方の電磁気共同観測につい て	地殻比抵抗研究グループ, 塩崎一 郎(神戸大自然科学), 野末義史(神 戸大理), 住友則彦(京大教養)
10:30	Ⅲ-5 東海地方の電磁気共同観測(MT 解析)	地殻比抵抗研究グループ, 野木義 史(神戸大理), 塩崎一郎(神戸大自 然科学), 住友則彦(京大教養)
10:45	Ⅲ-6 九重火山群周辺の地下電気構造	下泉政志(九大理), 茂木透, 中間 和英, 梶原竜哉(九大工), 北村泰 一(九大理),
11:00	(休み)	
	<p>電気伝導度(続き) 座長 住友則彦 (京大 教養)</p>	
11:15	Ⅲ-7 四国海盆及び伊豆海嶺における海 底地磁気観測結果	藤浩明, 瀬川爾朗, 藤本博巳, 小泉 全一郎, R. V. アイエンガ, O. C. ホセルイス(東大海洋研)
11:30	Ⅲ-8 沖縄トラフ付近の電気伝導度異常 (2)	金子康江(水路部), 本蔵義守(東工 大理), 大島章一(水路部)
11:45	Ⅲ-9 ニイラゴンゴ、ニヤムラギラ火山 地域における地磁気、地電流変化 観測	瀬戸正弘(東北工大), 田中和夫(弘 前大理)
12:00	Ⅲ-10 水戸付近の地電位差と潮流	高山寛美(気象研)
12:15	Ⅲ-11 地磁気による誘導電位変化の除去	森俊雄(気象研)
12:30	(昼休み)	

第 1 日 目

4月5日(日)

開始時間	第 III 会 場	
	磁気異常	座長 本蔵義守 (東工大理)
13:30	Ⅲ-12 伊豆大島火山1986年噴火前後の空中磁気異常	<u>中塚正</u> , 大熊茂雄, 牧野雅彦(地調), 金子力(中日本航空)
13:45	Ⅲ-13 房総半島南部嶺岡帯の全磁力異常	<u>森尻理恵</u> , 木下肇(千葉大理), 長尾年恭(東大震研)
14:00	Ⅲ-14 中部日本における地磁気地形補正を用いた広域磁気異常の解析	<u>中川一郎</u> (東大震研)
14:15	Ⅲ-15 大和海山列の磁氣的性質	<u>佐柳敬造</u> , 伊勢崎修弘(神戸大理) 北原康夫(小松製作所)
14:30	Ⅲ-16 DELP航海の現状について	DELP・地震予知グループ一同(伊勢崎修弘・神大理)
14:45	Ⅲ-17 沖縄島西方海域における磁気異常の特徴について	大熊茂雄, <u>中塚正</u> (地調)
15:00	Ⅲ-18 北西太平洋のJapanese磁気異常群の再同定	<u>中西正男</u> , 玉木賢策, 小林和男(東大海洋研)
15:15	Ⅲ-19 コスタリカ海嶺の地学的探査-ODP Hole 504B-	<u>木下肇</u> (千葉大理)
15:30	(休み) 磁気異常(続き)、テクトノマグネティズム、主磁場・永年変化	座長 伊勢崎修弘(神戸大理)
15:45	Ⅲ-20 北アナトリア断層帯西部域の電磁気異常と活断層構造	<u>本蔵義守</u> (東工大理), 大志万直人(日大文理), 宮腰潤一郎(鳥取大教養), 佐竹建治(東工大理) A.M. Isikara(Bogazici Univ.)
16:00	Ⅲ-21 北アナトリア断層Iznik-Mekece地域での全磁力観測(1)	<u>大志万直人</u> (日大文理), <u>本蔵義守</u> (東工大理), A.M. Isikara(ボアジチ大)
16:15	Ⅲ-22 人工地震時に観測された全磁力・地電位変化	小田博之, 小竹信成, 酒井英男(富山大理), 中山武, 土居光(京大防災研)
16:30	Ⅲ-23 地磁気永年変化の一機構について	<u>横山由紀子</u> , 行武毅(東大震研)
16:45	Ⅲ-24 非双極子磁場の停滞性部分と移動性部分から推定されるコアの運動	<u>松島政貴</u> , <u>本蔵義守</u> (東工大理)
17:00	Ⅲ-25 ゴースト積分・エルザッサー積分について	河野長, <u>遠藤尚彦</u> (東工大理)

ポスターセッション (前半 09:40~11:00)

- P-1 山崎断層における比抵抗変化多点同時観測について
藤原智(京大理)、住友則彦(京大教養)、塩崎一郎(神戸大自然科学)大塚成昭(神戸学院大)、山口覚(帝国女子大)
- P-2 地殻変動観測坑内における自然電位差変化の観測
大塚成昭(神戸学院大)、大村誠、福田正浩、藤森邦夫(京大理)、住友則彦(京大教養)
- P-3 北西太平洋の地磁気全磁力異常縞模様図
丸塚勝美、長森由香、伊勢崎修弘(神戸大理)、中西正夫(東大海洋研)、上田誠也(東大震研)
- P-4 パーソナルコンピュータを用いた消磁炉の制御
渋谷秀敏(阪府大総合科学)
- P-5 九州地方の構造運動の古地磁気学的研究
石川尚人、鳥居雅之(京大理)
- P-6 Site 650(ティレニア海)の古地磁気層序
鳥居雅之(京大理)、ODP Leg 107乗船研究者一同
- P-7 古地磁気学的手法による旧石器遺跡のたき火跡の推定(2)-たき火実験-
森永速夫、森美果、鳥津絹子、井口博夫(神戸大理)、久保弘幸、藤田淳(兵庫県教委)、山下秀樹(平安博物館)、安川克己(神戸大理)
- P-8 西丹沢大又沢から採取したトータル岩のK-Ar年代
斎藤和夫、高井敏光(山形大理)
- P-9 IPS観測から求めた太陽風立体構造のシュミレーションによる検証
柿沼隆清、小島正宣(名大空電研)
- P-10 Interplanetary Doppler Scintillation Observations of "SAKIGAKE" in February 1986
渡辺堯(名大空電研)、広沢春任、山本善一(宇宙研)
- P-11 ハレー彗星のCometosheath内のプラズマの流れ
高橋俊、寺沢敏夫(京大理)、向井利典、北山正信(宇宙研)、三宅亘(電波研)、平尾邦雄(東海大工)
- P-12 磁気圏衝撃波面上流波の励起機構
中川晃成、寺沢敏夫(京大理)、M. Scholer(MPE)
- P-13 3成分プラズマにおける電磁イオンサイクロトン波中の重イオンのダイナミクス
久保匡(宇宙研)、寺沢敏夫(京大理)
- P-14 地磁気活動度の太陽風依存性に見られる11年変化
野坂徹、前沢冽(名大理)
- P-15 低緯度ダクト伝搬ホイスラのレイトレーシングII
中村義勝、恩藤忠典(電波研)
- P-16 VLF磁気圏波動の電離層透過域評価に及ぼす多重反射波の影響
島倉信、鈴木弘喜(千葉大工)、早川正士(名大空電研)
- P-17 ISS衛星で観測されたコーラスの経度及び曜日特性
村尾敏郎、木村磐根(京大工)

大 廊 下

- P-18 オーロラ帯におけるELF-VLF放射の日変化、季節変化、年変化特性と共役性
鈴木博之(山形大理)、佐藤夏雄(極地研)、渋谷仙吉、前澤潔(山形大理)
- P-19 S-520-9 ロケット実験球プローブシステムの開発
岡田敏美(名大空電研)、長野勇(金沢大工)、EXOS-D, GEOTAIL 電場班及び波動班
- P-20 LFデッカ局磁気圏伝搬波の特性Ⅲ
西野正徳、田中義人、相沢豊、早川正士(名大空電研)
- P-21 中緯度共役点観測結果から推定されるホイスラ・モード波の伝搬特性
田中義人、西野正徳、早川正士(名大空電研)
- P-22 昭和基地マルチビームリオメータにより観測されたCNAの空間分布と関連現象
山岸久雄、佐藤夏雄(極地研)、池田修一(電通大)、菊池崇(電波研)
- P-23 高緯度Pi2型脈動
桜井亨、利根川豊(東海大工)、佐藤夏雄(極地研)
- P-24 広域多点観測によるIPDP脈動の発達過程Ⅱ
林幹治、国分征、山本達人、小口高(東大理)GADC観測グループ東大理、九大理、京大理、拓大、極地研、U.B.C、U.Vic、SUNYA
- P-25 宇宙小型プラットフォームによるマイクロ波無線送電実験用アンテナレイの基礎研究
平田尚志、佐藤亨、松本紘(京大超高層)、賀谷信幸(神戸大工)

ポスターセッション (後半 11:10~12:30)

- P-26 30eVから30keV帯の電子及び陽子の入射特性(I)
巻田和男(拓殖大)
- P-27 磁気圏尾部磁場強度とIMFとの関係
中井仁(牧野高)
- P-28 カスプ領域に於けるオーロラの出現特性と関連現象
国分征、山本達人、林幹治、小口高(東大理)
- P-29 サブストームに伴う、オーロラの時間・空間発展
山本達人、中村るみ、小口高、国分征、林幹治(東大理)、他GADCグループ(東大理、九大理、京大理、拓大、U.B.C、U.Vic、SUNYA、U.Oslo)
- P-30 オーロラ・エクспанションに伴う静止軌道上での磁場変動
西谷望、小口高(東大理)
- P-31 ブラジルアノマリー境界域における電子フラックス「大空」衛星の観測結果
永田勝明、近藤博章(玉川大)、河野毅(理研)、村上浩之、中本淳(立教大理)、長谷部信行(愛媛大教養)、菊池順、道家忠義(早大理工研)
- P-32 EXOS-C(おおぞら)衛星によって観測される極冠域プラズマホール出現領域の季節依存性
小原隆博(宇宙研)、大家寛、森岡昭(東北大理)
- P-33 磁気ミラー効果によるオーロラ帯電子加速
鷲見治一(名大空電研)、片沼伊佐夫(筑波大プラズマセンター)

大 廊 下

- P-34 プラズマ・バブルの運動とその3次元的構造—“ひのとり”による観測結果の解析—
高橋忠利、大塚寛、渡部重十(東北大理)
- P-35 MUレーダーを用いた電離圏観測におけるパラメータ推定精度
佐藤亨(京大超高層)、伊藤敦夫(日本電気)、深尾昌一郎、加藤進(京大超高層)
- P-36 夕方電離層における光電子のエネルギー分析
向井利典(宇宙研)、賀谷信幸(神戸大工)
- P-37 MUレーダーで観測された中間圏の慣性重力波の特性
川平浩二(富山工専)、村岡良和(兵庫医大物理)
- P-38 超高層大気潮汐による超低周波音波の振幅変化
鈴木裕、堤四郎(大阪市大工)
- P-39 昭和基地流星レーダによる1985年の中性風観測結果
小川忠彦、田中高史(電波研)、野村彰夫(信州大工)、五十嵐喜良(電波研)
- P-40 「HFドップラー・スペクトル解析データ」の出版
貝沼昭司、鈴木晃、加藤仲夏、石嶺剛(電波研)、杉内英敏、川原昌利(電波研犬吠)、黒須隆志、丸橋克英(電波研平磯)
- P-41 南極における中間圏ナトリウム原子層のライダー観測
野村彰夫(信州大工)、小川忠彦(電波研)、岩坂泰信(名大水圏研)、福西浩(東北大理)、鹿野哲生(信州大工)
- P-42 上層大気中NO₂量の変動
木山喜隆、斎藤文一(新潟大理)
- P-43 O₂ 1.27μm放射の地上測定
山本博聖、内藤一郎、長谷川みどり、関口宏之、牧野忠男(立教大理)
- P-44 成層圏オゾンの季節変化
小池真、小川利紘(東大理)、鈴木勝久(横国大教育)
- P-45 中波方向探知機の試作
満保正喜、長野勇、定田宏暢、(金沢大工)深見哲男(石川工専)
- P-46 S-520-9号機搭載EFDによる電場観測—システム既要
早川基、鶴田浩一郎、中村正人(宇宙研)
- P-47 S-520-9号機搭載EFDによる電場観測—解析結果
中村正人、鶴田浩一郎、早川基(宇宙研)
- P-48 宇宙物質化学組成、同位体組成の熱変成
野上謙一、大森理恵(独協医大物理)、佐々木隆(大阪桜宮高校)、山越和雄(東大宇宙線研)
- P-49 オーロラ粒子とオーロラ発光強度変化の解釈
江尻全機(極地研)、小口高(東大理)
- P-50 宇宙物質の作成標準試料の作製(I)
山越和雄(東大宇宙線研)
- P-51 蒸発変成によるCAI形成時の同位体比変動
鳥越紀子(東大理)、山越和雄(東大宇宙線研)

第 2 日 目

4月6日(月)

開始時間	第 I 会 場
13:30	<p>特別講演</p> <p>バイオ “その現状と問題”</p> <p>丸山 工作 千葉大学理学部</p>
14:30	<p>レビュー講演</p> <p>太陽地球系のエネルギー輸送</p> <p>西田 篤弘 宇宙科学研究所</p> <p>地球内部電磁誘導</p> <p>行武 毅 東京大学地震研究所</p>
16:00	<p>総 会</p>
18:00	<p>懇親会 (於 生協学生用カフェテリア)</p>

開始時間	第 I 会 場	
	磁気圏波動 II 座長 長野 勇 (金沢大 工)	
9:30	I-29 オーロラダブルレイヤーの沿磁力線方向の特性長	<u>山本 隆</u> (東大理) J.R.Kan (アラスカ大)
9:45	I-30 日米共同テザーロケット実験データ解析結果 2	<u>佐々木 進</u> 、 <u>小山孝一郎</u> 、 <u>河島信樹</u> 、 <u>大林辰蔵</u> (宇宙研)、 <u>平尾邦雄</u> (東海大工)
10:00	I-31 磁気圏内の広い経度にまたがった VLF ホイッスラー波の伝搬	<u>澤田晃</u> 、 <u>木村磐根</u> 、 <u>大村善治</u> (京大工)、 <u>W.B.Galt</u> (SATR Lab. Stanford Univ.)
10:15	I-32 中緯度 V L F 放射の統計的性質：地方時依存性及び磁気擾乱との関係	<u>早川正士</u> 、 <u>田中義人</u> (名大空電研)、 <u>島倉信</u> (千葉大工)
10:30	I-33 低緯度におけるホイッスラ偏波特性の自動観測	<u>太田健次</u> 、 <u>江口博之</u> (中部大工)、 <u>早川正士</u> 、 <u>田中義人</u> (名大空電研)
10:45	I-34 科学衛星「おおぞら」による日本周辺における電力線放射の観測	<u>浅見健治</u> 、 <u>富沢一郎</u> 、 <u>芳野越夫</u> (電通大)
11:00	(休み)	
	電離圏 II 座長 田中高史 (電波研)	
11:15	I-35 E _s 層出現時の拡散状 HF ドップラートレースのシミュレーション	<u>阿保真</u> 、 <u>長沢親生</u> <u>金木利之</u> (都立大工)
11:30	I-36 低緯度電離圏擾乱：1979年3月22日の結果とその一般的性質	<u>田中高史</u> (電波研)
11:45	I-37 山川における電離層シンチレーションのスペクトル解析	<u>國武 学</u> (電波研山川)、 <u>渡部重十</u> 、 <u>大家 寛</u> (東北大理)、 <u>大山治男</u> 、 <u>西牟田一三</u> 、 <u>満留博人</u> (電波研山川)
12:00	I-38 赤道域プラズマ・プロップの三次元シミュレーション	<u>渡部重十</u> 、 <u>大家寛</u> 、 <u>高橋忠利</u> (東北大理)
12:15	I-39 赤道スプレッド F のモデル計算	<u>丸山 隆</u> (電波研)、 <u>M.C.Kelley</u> (コーネル大)
12:30	(昼休み)	

開始時間	第 II 会 場	
	大気圏力学	
9:30	II-29 熱圏大気重力波の共鳴相互作用-I	座長 深尾昌一郎 (京大 超高層) 柴田 喬、奥澤隆志 (電通大)
9:45	II-30 ジェット気流の慣性重力波	深尾昌一郎 (京大 超高層)、松本浩昌、木村磐根 (京大工)、佐藤亨、津田敏隆、加藤進 (京大 超高層)
10:00	II-31 中間圏連続観測で得られた慣性重力波パラメーターの分布	山本 衛、横井隆、津田敏隆 加藤進 (京大 超高層)
10:15	II-32 慣性重力波による対流不安定	村岡良和 (兵庫医大物理)、川平浩二 (富山工専)、杉山卓也 (京大理)
10:30	II-33 MUレーダーによる流星風観測	加藤進、上原孝之、津田敏隆 (京大 超高層)
10:45	II-34 Observations of Fronts with the MU Radar.	P. T. May, T. Sato, S. Fukao, S. Kato, and T. Tsuda (RASC, Kyoto Univ.)
11:00	(休み) 同位体・隕石	座長 山越和雄 (東大 宇宙線研)
11:15	II-35 アルミニウム標的への鉄・ニッケル合金粒の衝突実験 (I)	山越和雄、杉沢靖彦 (東大 宇宙線研)、藤原 顕 (京大理)
11:30	II-36 Solar type He and Ne in diamonds.	小嶋 稔、座主繁男 (東大理)
11:45	II-37 Y74646隕石に模造したNi-Fe合金の磁氣的性質	百瀬寛一、永井寛之 (信大理) 船木 實 (極地研)
	計測	
12:00	II-38 S-520-9号機による多成分電磁界測定	座長 早川 基 (宇宙研) 長野勇、森田慎一郎、荒井正巳、西智、牧野将美、満保正喜 (金沢大工)、岡田敏美 (名大空電研)、EXOS-D, GEOTAIL PWI班
12:15	II-39 気球による電離層電場観測 (III)	門倉昭 (極地研) 鶴田浩一郎、早川基、中村正人 (宇宙研)、上原浩臣 (武蔵工大)
12:30	(昼休み)	

第 I 会 場

開始時間	第 I 会 場	
	磁気圏電離圏結合	座長 向井利典 (宇宙研)
13:30	I-40 大気上端におけるオーロラ電子入射スペクトルのロケット高度からの推定	<u>榊田 健</u> (東北大理)、江尻全機 (極地研)、大家 寛 (東北大理)
13:45	I-41 高密度イオンの局所的降下現象 (I)	<u>賀谷信幸</u> 、 <u>松本治弥</u> (神戸大工)、 <u>向井利典</u> 、 <u>伊藤富造</u> (宇宙研)
14:00	I-42 電子加速領域における降下イオンの特性	<u>北山正信</u> 、 <u>向井利典</u> (宇宙研)、 <u>賀谷信幸</u> (神戸大工)
14:15	I-43 オーロラダイナミクスと沿磁力線電流	<u>福西浩</u> (東北大理)、 <u>遠山文雄</u> (東海大工)、 <u>藤井良一</u> 、 <u>山岸久雄</u> (極地研)、 <u>小川俊雄</u> (高知大理)
14:30	I-44 沿磁力線ポテンシャル差を通しての磁気圏電離層結合-2	<u>三浦彰</u> (東大理)、 <u>L.C.Lee</u> (アラスカ大)、 <u>玉尾 孜</u> (東大理)
14:45	I-45 北米IMSデータを用いて解析されたSCのpolarizationについて	<u>永野宏</u> (朝日大)、 <u>荒木徹</u> (京大理)
15:00	(休み) 磁気圏電離圏結合 (続き)	座長 飯島 健 (東大理)
15:15	I-46 気球高度におけるオーロラX線像の撮像ボケ	<u>小倉紘一</u> (日大生産工学)、 <u>小玉正弘</u> (山梨医大)
15:30	I-47 南極域におけるオーロラX線空間分布	<u>鈴木裕武</u> 、 <u>平島洋</u> 、 <u>村上浩之</u> (立教大理)、 <u>山岸久雄</u> 、 <u>佐藤夏雄</u> (極地研)、 <u>小島年春</u> (電通大)、 <u>小玉正弘</u> (山梨医大)、 <u>福西浩</u> (東北大理)
15:45	I-48 極磁気嵐に伴う磁気圏電場変動 (オーロラTVデータ解析)	<u>中村るみ</u> 、 <u>山本達人</u> 、 <u>小口高</u> (東大理)
16:00	I-49 昭和基地全天カメラ及びNOAA衛星粒子観測データによる夕方側オーロラオーバルの統計的形態	<u>小野高幸</u> (極地研)、 <u>村松弘和</u> (電通大)、 <u>平沢威男</u> (極地研)
16:15	I-50 DE-2の観測に基づく北向きIMF時の非定常磁気圏プラズマ対流と θ オーロラの出現特性	<u>田口聡</u> 、 <u>杉浦正久</u> (京大理)、 <u>N.C.Maynard</u> (AFGL)、 <u>J.D.Winningham</u> 、 <u>J.L.Burch</u> (SRI)
16:30	I-51 Polar Capからの電場のしみ出しと θ -auroraの成因	<u>前沢洸</u> (名大理)
	極域観測	座長 佐藤夏雄 (極地研)
16:45	I-52 南極ロケットによる沿磁力線電流系の観測	<u>遠山文雄</u> 、 <u>高橋隆男</u> (東海大工)、 <u>藤井良一</u> (極地研)、 <u>国分征</u> (東大理)、 <u>福西浩</u> (東北大理)、 <u>山岸久雄</u> (極地研)
17:00	I-53 オーロラ高度における波動-粒子相互作用 -南極ロケットJA-11, JA-12の結果	<u>森岡昭</u> 、 <u>大家寛</u> 、 <u>福西浩</u> (東北大理)、 <u>宮岡宏</u> 、 <u>小野高幸</u> 、 <u>山岸久雄</u> (極地研)、 <u>小原隆博</u> (宇宙研)
17:15	I-54 南極ロケットによるオーロラヒスの高度分布観測	<u>長野勇</u> 、 <u>山本英子</u> (金沢大工)、 <u>橋本弘蔵</u> 、 <u>尾崎照幸</u> (東京電機大)、 <u>木村磐根</u> 、 <u>松尾敏朗</u> (京大工)、 <u>山岸久雄</u> (極地研)、 <u>福西浩</u> (東北大理)
17:30	I-55 SCに伴う諸現象	<u>平澤威男</u> (極地研)
17:45	I-56 指紋型Pc1脈動の微細構造と共役性	<u>佐藤夏雄</u> 、 <u>平澤威男</u> (極地研)、 <u>利根川豊</u> (東海大工)、 <u>南部充宏</u> (九大教養)

開始時間	第 II 会 場	
	宇宙線	座長 藤井善次郎 (名大理)
13:30	II-40 星間物質と宇宙線の化学組成	桜井邦朋 (神奈川大工)
13:45	II-41 深い地下(220米水深相の深さ)における恒星時宇宙線異方性の観測	森覚、安江新一、鷲坂修二、柳濟寧 (信大理) 一之瀬匡典 (信大教養)
14:00	II-42 900m 高度における空気シャワー観測による 2×10^{14} eV 領域宇宙線非等方性	村上一昭、山田良美、柴田祥一、藤井善治郎 (名大理) 小島浩司 (藤田学園物理)
14:15	II-43 高エネルギー宇宙線日変化の長期変化	奥谷晶子 (理研)、森覚 (信大理)
	木星電波	座長 森岡 昭 (東北大理)
14:30	II-44 三重県柘植町における広帯域木星電波観測	前田耕一郎 (兵庫医大物理)
14:45	II-45 長基線干渉計網による木星デカメータ電波の観測	大家寛、飛田幹男、森岡昭、三澤浩昭 (東北大理)
15:00	II-46 広帯域偏波計測システムと三基線長距離干渉計システムによる木星デカメータ電波の同時観測	三澤浩昭、飛田幹男、森岡昭、大家寛 (東北大理)
15:15	II-47 イオートーラスー木星電離層結合と、木星電波アーク構造	阿部博史、大家寛 (東北大理)
15:30	II-48 ISS-b RANからの木星電波検出	西端美樹、丸橋克英 (電波研)
15:45	II-49 木星デカメートル波の広帯域偏波特性とその微細構造について	今井一雅 (高知高専)
16:00	(休み) 磁気圏構造	座長 荻野竜樹 (名大 空電研)
16:15	II-50 地磁気活動度半年変化の長期変動	村山喬、坂井麻里子 (名大理)
16:30	II-51 NBZ沿磁力線電流系：巨視構造と微細構造	飯島健、芝地貴夫 (東大理)
16:45	II-52 擾乱時の磁気圏尾部における沿磁力線電流 II	大谷晋一、国分 征 (東大理)、C.T.Russel(U.C.L.A)
17:00	II-53 Assessment of the boundary layer model of the magnetospheric substorm	西田篤弘 (宇宙研)
17:15	II-54 太陽風と磁気圏相互作用におけるダイポール磁場の軸の傾きの効果	荻野竜樹 (名大空電研)

開始時間	第 III 会 場	
	岩石磁気・古地磁気 座長 乙藤洋一郎 (神戸大 理)	
9:30	Ⅲ-26 日本産砂鉄の熱磁気解析(3)	堂面春雄(山口大教育)
9:45	Ⅲ-27 加熱状態における帯磁率測定	西谷忠師(秋田大 鉦山)
10:00	Ⅲ-28 テリエ法を真空中と空気中で行った場合の相違点	田上誠二、西谷忠師(秋田大 鉦山)
10:15	Ⅲ-29 秋吉台縁辺部にみられる古生代緑色岩類の自然残留磁化	堂面春雄(山口大教育)、宗岡浩(海自小月基地)
10:30	Ⅲ-30 海底上部地殻の磁気構造について	浜野洋三、大野正夫(東大 震研)、木下肇(千葉大理)、ODP 第109次航海乗船研究者一同
10:45	Ⅲ-31 中生代M磁気異常系列反転史の再検討(予察)	玉木賢策、中西正夫(東大海洋研)
11:00	(休み)	
	古地磁気(続き) 座長 浜野洋三 (東大 震研)	
11:15	Ⅲ-32 中部日本南部地域の古地磁気データにもとづくプリュンヌ期の永年変化	綱川秀夫(東海大開発技研)
11:30	Ⅲ-33 琵琶湖長浜ボーリングコアの残留磁気測定	上嶋正人、井内美郎(地調)
11:45	Ⅲ-34 半固結更新世堆積物からの定方位ボーリング・コア採取の試み	林田明、横山卓雄(同志社大工)
12:00	Ⅲ-35 房総半島中期更新世 古地磁気・酸素同位体比層位学	新妻信明、岡田誠(静岡大理)
12:15	Ⅲ-36 Brunhes-Matuyama境界付近における地球磁場の変動	岡田誠、新妻信明(静岡大理)
12:30	(昼休み)	

開始時間	第 III 会 場	
	古地磁気(続き)	
		座長 林田 明 (同志社大工)
13:30	Ⅲ-37 根室層群(白亜-第三系)の古地磁気	<u>内村英雄</u> 、河野長(東工大理)、木村学(香川大教育)
13:45	Ⅲ-38 北海道羽幌地域の古地磁気(Ⅱ)	<u>木川栄一</u> (東大震研)、利光誠(九大大理)、保柳康一(北大大理)、木村学(香川大教育)
14:00	Ⅲ-39 古地磁気からみた飛騨帯の変形	<u>伊藤康人</u> 、 <u>鳥居雅之</u> (京大理)
14:15	Ⅲ-40 湖東流紋岩類の古地磁気	<u>鶴留久土</u> 、 <u>福間浩司</u> 、 <u>鳥居雅之</u> (京大理)
14:30	Ⅲ-41 神戸層群の古地磁気に記録された西南日本の回転	<u>糸田千鶴</u> 、 <u>森永速男</u> 、 <u>井口博夫</u> (神戸大理)、 <u>石田志朗</u> (京大理)、 <u>安川克己</u> (神戸大理)
14:45	Ⅲ-42 上部白亜系和泉層群の古地磁気	<u>小玉一人</u> 、 <u>進司克己</u> (高知大理)
15:00	Ⅲ-43 四国北西部の中央構造線周辺地域の古地磁気 - 領家帯の運動 -	<u>西山慶尚</u> (西条高校)、 <u>徳山明</u> (兵庫教育大)、 <u>伊藤晴明</u> (島根大)
15:15	Ⅲ-44 古地磁気からみた琉球弧南部の回転運動	<u>三木雅子</u> 、 <u>乙藤洋一郎</u> (神戸大理)、 <u>松田高明</u> (姫路工大工)、 <u>板谷徹丸</u> (岡山理大)、 <u>安川克己</u> (神戸大理)
15:30	(休み)	座長 新妻信明 (静岡大理)
	古地磁気(続き)	
15:45	Ⅲ-45 A paleomagnetic reconnaissance of Cambrian to Permian sedimentary rocks of the Okchon zone in south Korea.	<u>乙藤洋一郎</u> 、 <u>葛城一彦</u> 、 <u>井口博夫</u> 、 <u>安川克己</u> (神戸大理)、 <u>金光浩</u> (全北大)、 <u>李大声</u> 、 <u>李河栄</u> (延世大理)
16:00	Ⅲ-46 チベット高原の古地磁気(カンガル - ラサルート)	<u>船原尚武</u> 、 <u>松尾淳</u> 、 <u>村田史之</u> 、 <u>乙藤洋一郎</u> 、 <u>安川克己</u> (神戸大理)、 <u>西山孝</u> (京大工)
16:15	Ⅲ-47 ヤップ島・パラオ島の古地磁気学的研究(予報)	<u>足立泰久</u> 、 <u>乙藤洋一郎</u> 、 <u>井口博夫</u> 、 <u>伊勢崎修弘</u> (神戸大理)
16:30	Ⅲ-48 Viti Levu島(Fiji)の回転運動(Ⅱ)	<u>井口博夫</u> (神戸大理)、 <u>B. Rao, P. Rodda</u> (Mineral Resources Dept., Fiji)、 <u>安川克己</u> (神戸大理)

シンポジウム「伊豆大島火山 1986年噴火」

日本火山学会
地球電磁気・地球惑星圏学会
(旧称：日本地球電気磁気学会) 共催
地震学会

日時：1987年4月8日午前9時～午後6時

場所：東京大学農学部2号館講堂

- | | |
|-----------------------------------|---------------|
| 0. はじめに | 荒牧重雄 (東大震研) |
| 1. 伊豆大島火山の噴火活動史 | 一色直記 (地調) |
| 2. 地球物理学的観測からみた伊豆大島火山1986年噴火活動の経緯 | 渡辺秀文 (東大震研) |
| 3. 伊豆大島火山1986年噴火の推移 | 遠藤邦彦 (日大文理) |
| 4. 岩石学的にみた伊豆大島火山1986年噴火 | 藤井敏嗣 (東大震研) |
| 5. 伊豆大島火山1986年噴火前後の地球化学的観測 I | 野津憲治 (東大理) |
| 6. 伊豆大島火山1986年噴火前後の地球化学的観測 II | 平林順一 (東工大) |
| 7. 伊豆大島火山1986年噴火前後の熱的活動 | 鍵山恒臣 (東大震研) |
| 8. 伊豆大島火山1986年噴火前後の地磁気変化 | 笹井洋一 (東大震研) |
| 9. 伊豆大島火山1986年噴火前後の電気抵抗変化 | 歌田久司 (東大震研) |
| 10. 爆破地震による伊豆大島火山の地下速度構造 | 長谷川功 (地調) |
| 11. 伊豆大島火山1986年噴火前後の広域地震活動 | 溝上 志 (東大震研) |
| 12. 伊豆大島火山1986年噴火前後の地震活動 | 山岡耕春 (東大震研) |
| 13. 伊豆大島火山1986年噴火前後の地殻変動 | 多田 堯 (国土地理院) |
| 14. 体積歪計の変化からみた伊豆大島火山1986年噴火活動の推移 | 上恒内修 (気象庁) |
| 15. 伊豆大島火山1986年噴火前後の傾斜観測 | 島田誠一 (防災センター) |
| 16. 伊豆大島火山噴火と巨大地震の関連性 | 木村政明 (琉球大) |
| 17. 伊豆大島火山1986年噴火と広域応力場 | 中村一明 (東大震研) |
| 18. 総合討論 | |

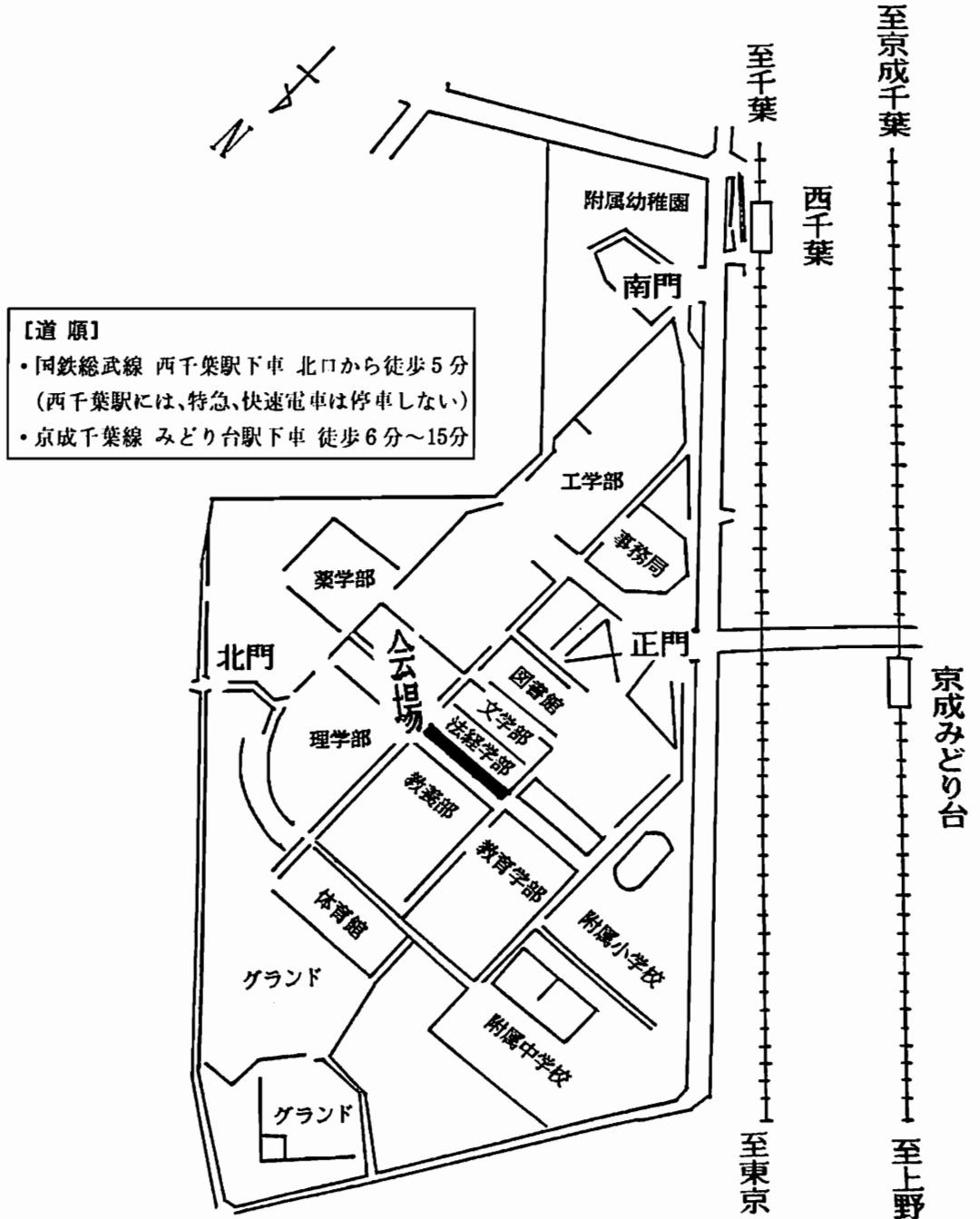
宿泊施設案内

施設名	住所	電話	駅から
1. 西千葉ホテル和光荘	千葉市春日2-8-7	0472-41-1393	西千葉南口歩2分
2. 白雲荘	弁天3-17-2	51-8331	南口歩10分
3. 篠原旅館	松並2-2-8	51-6631	北口歩3分
4. いこいホテル	松並2-19-3	51-5375	北口歩3分
5. プラザホテル	春日2-21-11	41-8051	南口歩0分
6. 千葉ニューパークホテル	千葉港7-3	42-1111	千葉(国鉄)歩10分
7. 千葉グランドホテル	〃	41-2111	〃
8. ホテルニュー塚本	〃	43-1111	〃
9. ホテル案内一般	千葉市旅館ホテル協会	27-5036	〃 歩0分

地球電磁気・地球惑星圏学会会場案内図

会場 千葉大学 法経学部
千葉市弥生町1番33号
会場電話 0472(51)1111 内線3671
*会場受付に専用電話を設置する予定。

懇親会会場 千葉大学生生活協同組合内
学生用カフェテリア



■第 I 会場

(I - 1 ~ I - 56)

「すいせい」で計測された 太陽風プロトンの温度勾配

三宅 互・向井利典・寺沢敏夫・平尾邦雄
電波研 宇宙研 京大理 東海大工

太陽風中のプロトン温度と相関を持つパラメータとしては、太陽風速度がよく知られている。さらに、速度上昇中の時の方が下降中の時よりもプロトン温度は高くなることが示されていて、太陽風中の発熱があるものと考えられている。一方、太陽からの距離が離れるにしたがい、体積膨張に伴う冷却が観測されている。Mariner 2 では、500km/s 以上の高速流の中では温度勾配は見いだされなかったのに対し、低速領域では冷却が見いだされている。又、Helios によると、全速度領域で冷却が確認されたものの、高速流の中での温度勾配は低速流のそれより小さくなっていった。そこで、速度上昇域での発熱がどの程度 太陽からの距離に関する温度勾配に影響を与えているかを「すいせい」の太陽風データで調べてみた。

結果は下図の通りであるが、全データを用いた結果 (図1) は Mariner 2のものと同様であるが速度上昇中のデータを取り除くと (図2) 予想通り高速流中でも勾配がはっきりとしてきた。しかし図2の勾配はどの速度領域をとっても、依然、断熱膨張のそれより小さく、さらに何らかの熱源が太陽風中に内在していることを示している。

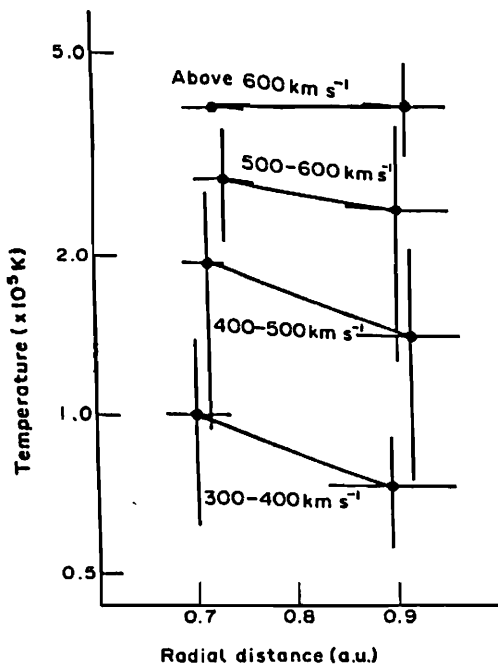


図1. 速度で分類された太陽風プロトンの温度勾配

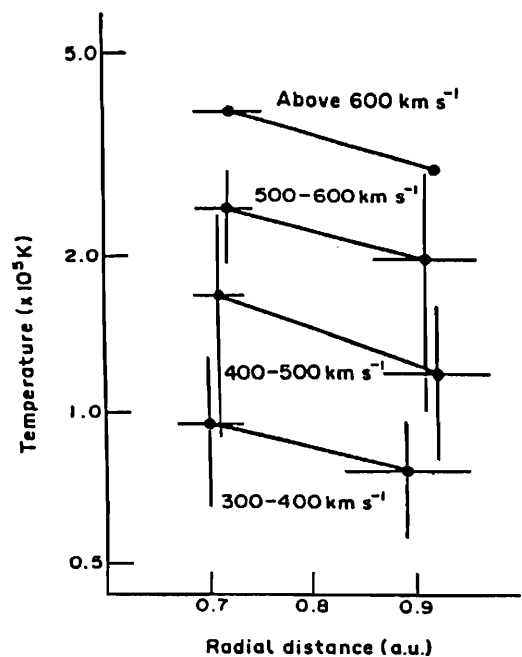


図2. 速度上昇中のデータを取り除いた時の温度勾配

「さきがけ」SOWによる
すい星起源イオンの検出

阿部琢美* 小山孝一郎* 平尾邦雄* 奥沢隆志*
(*電気通信大学 *宇宙科学研究所 *東海大学)

Sakigake took the closest approach to comet Halley with the distance of 7×10^6 Km at 4^h on 11 March 1986. Around that time, Faraday cup on board Sakigake continued to measure solar wind parameters such as bulk velocity (V_b), ion density (N_i), ion temperature (T_i) and plasma flow direction (θ).

One set of plasma parameters was obtained every 64 seconds. The Y component of the solar wind velocity (in solar ecliptic coordinates), $V_b \sin \theta$, was analyzed in order to get the dynamic spectrum, and the result during the period from 20^h on 11 March to 3^h on 12 March is shown in Fig. 1. As is seen from Fig. 1, after 22^h on 12 March the spectral power increases at around the cyclotron frequency of H_2O^+ . This implies that plasma environment is under the detectable influence of comet Halley still at the distance of 7×10^6 Km from the nucleus. The highest spectral power appears around 23^h40^m on 11 March. The spectral amplitude around 23^h40^m on 11 March is higher than that at 3^h50^m on 11 March although the distance from Halley at 23^h40^m is larger than that at 3^h50^m. This means that the disturbed plasma region is asymmetric in spatial configuration.

Spectral amplitude versus mass per charge of the ions are calculated by using the interplanetary magnetic field which was measured simultaneously. This result shows that there may exist the ion cyclotron waves of CO^+ ($M/Q=28$) and CO_2^+ ($M/Q=44$) in addition to the H_2O^+ ($M/Q=18$) ions noted above.

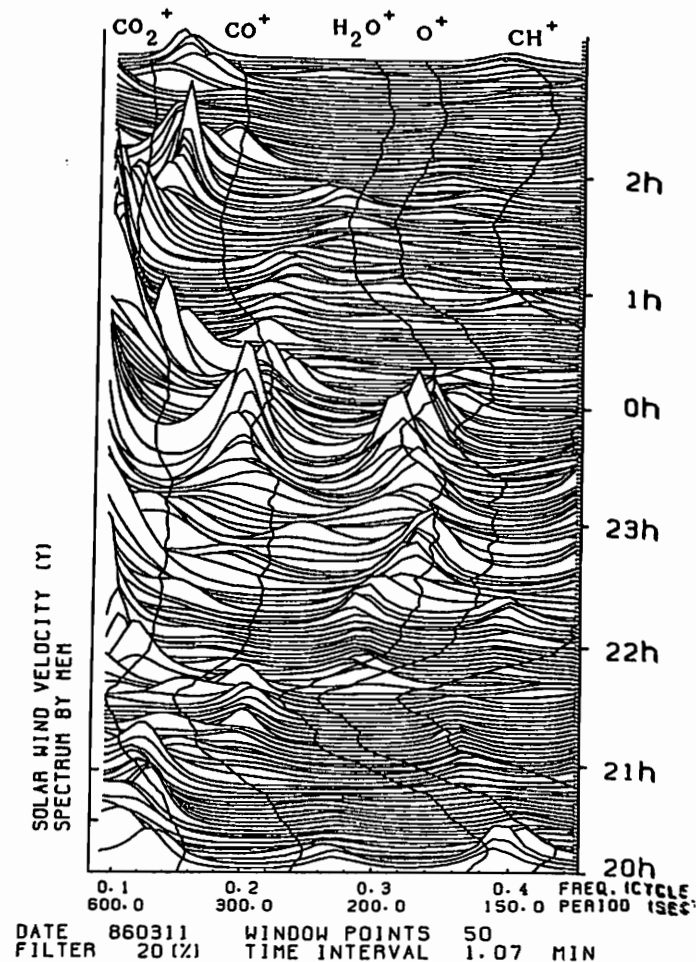


Figure 1.

「さきがけ」の観測した太陽磁気圏の巨視的構造

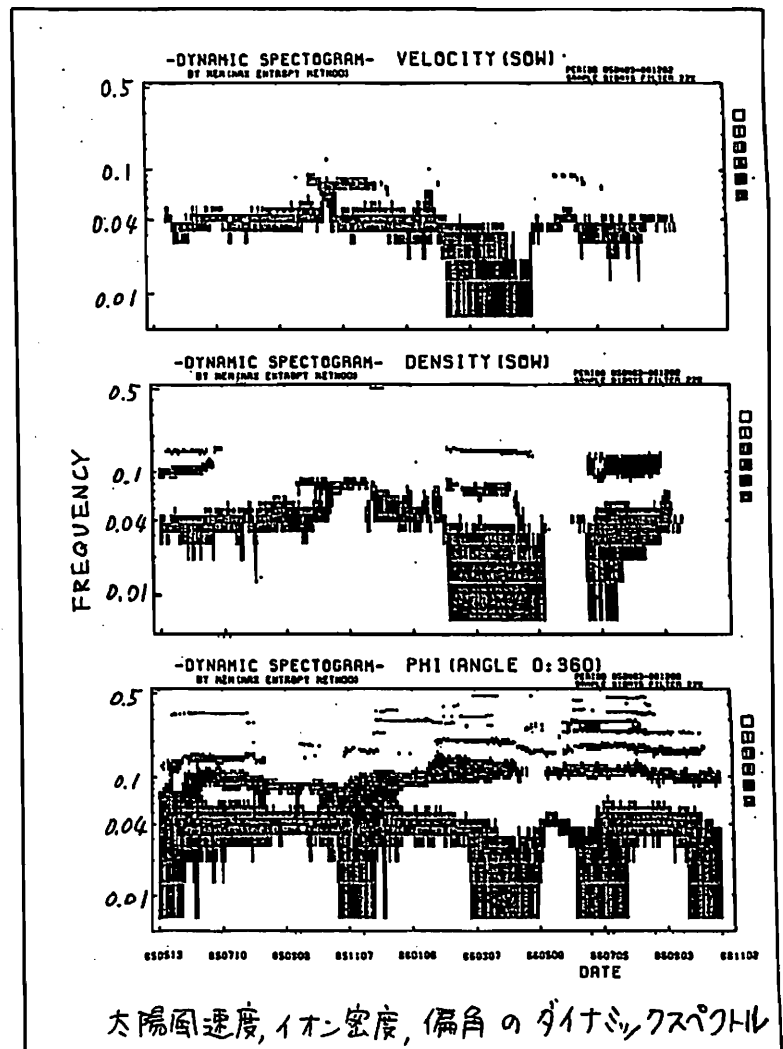
I-3

伊藤寿人¹, 平尾邦雄¹, 小山孝一郎², 斎藤尚生³, 湯元清文³

1 東海大学航空宇宙学科 2 宇宙科学研究所 3 東北大学理学部

太陽磁気圏の構造はロケットによる太陽風の測定をはじめとして、人工衛星、人工惑星による太陽プラズマ、惑星間空間の磁場などの測定があり、これらの観測結果は Parker の太陽風理論の検証や太陽風の存在を確立してきた。1985年1月に日本初の人工惑星「さきがけ」が打ち上げられた。今回、この「さきがけ」によって測定された太陽風、磁場のデータを扱い、磁場の構造に関して解析を行った。解析期間は1985年4月から1986年11月までで、解析データは1日の平均値を使用した。その結果、次の4つの結論を得た。

1. 偏角 PHI の away と toward の時期と「さきがけ」の軌道の関係より、このデータの解析期間においては太陽の赤道面と磁気中性面はほぼ一致している。
2. 偏角 PHI の方向より Parker の太陽のスパイラル磁場理論の正しさを再確認した。
3. 磁場と磁場に直角な方向の変動成分の相関が良い。
4. 偏角 PHI と太陽風速度とイオン密度の各データシックスペクトルには共通の部分がみられる(右図)。



1-4 「さきがけ」で観測された太陽磁気圏の構造

鈴木 裕見子・斎藤 尚生・湯元 清文・中川 朋子 (東北大・理) ・小山 孝一郎 (宇宙研)

太陽磁気圏の詳細な構造を得るために、人工惑星さきがけの IMF data を用いて、解析を行った。今回は、特に、太陽磁気中性面に焦点を当てている。

data 解析 さきがけの磁気中性面通過の条件は、次の2つである。

- ① $\Delta \phi \geq 150^\circ$; ② $B_{min} \leq 2.0 \text{ nT}$

($\Delta \phi$; 磁場 ϕ 成分の変化、 B_{min} ; その際の磁場の極小値)

磁気中性面の統計的な特徴

- (1) IMF 極性 1 日平均値よりも、更に細かい構造が判明した。中性面は、黄道面に対してフラットで、その上に波状の構造がのっている。
- (2) さきがけ通過時の中性面は、Parker Spiral に沿い、黄道面に対し角度をもつ。その厚さは、平均 $\sim 2.6 \times 10^4 \text{ km}$ ($4.1 R_E$) である (図 1)。
- (3) 磁場が sector 境界の特徴を示しても、太陽風速は示していない場合がある。
- (4) 中性面通過時の BZ 成分は、zero にならず、正負の変化をしない。

磁気reconnectionを示唆する現象 磁気中性面通過とは明らかに異なる現象が観測された (図 2)。相違点は、① ϕ 成分は B_{min} の前後で同方向、② 磁場の各成分がほぼ同時に zero に近づく、③ (SOW data より) shock を伴う。この現象は、磁場ベクトルの変化の仕方から、磁気reconnection である可能性を含んでいる。

上の現象と磁場の変化は似ているが、磁気中性面をかすめたものと考えられる現象も観測されている。この現象については、更に解析を行っていく。

DISTRIBUTION OF N_θ AND N_ϕ

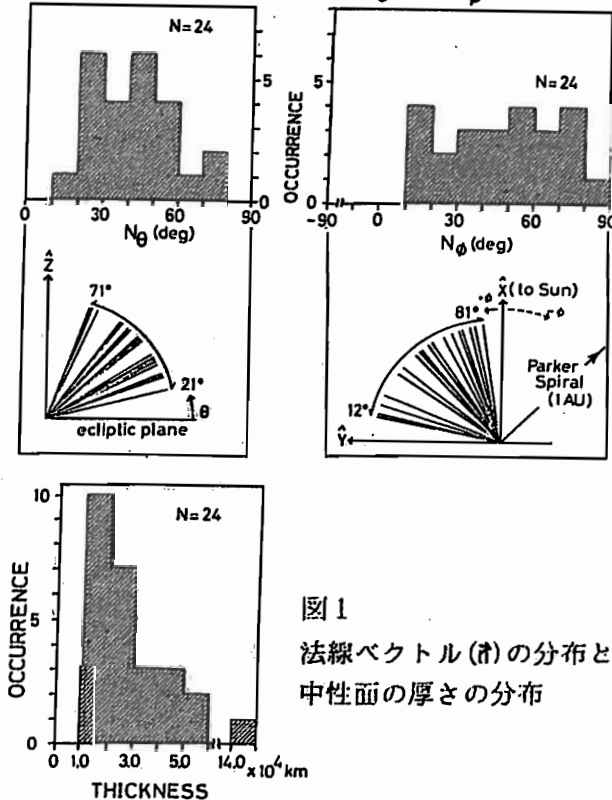


図 1 法線ベクトル (\hat{n}) の分布と中性面の厚さの分布

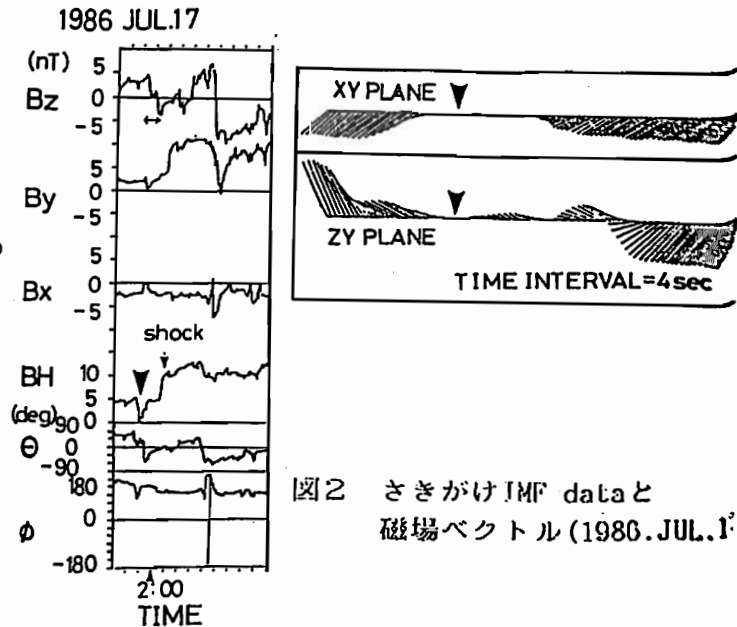


図 2 さきがけ IMF data と 磁場ベクトル (1980. JUL. 17)

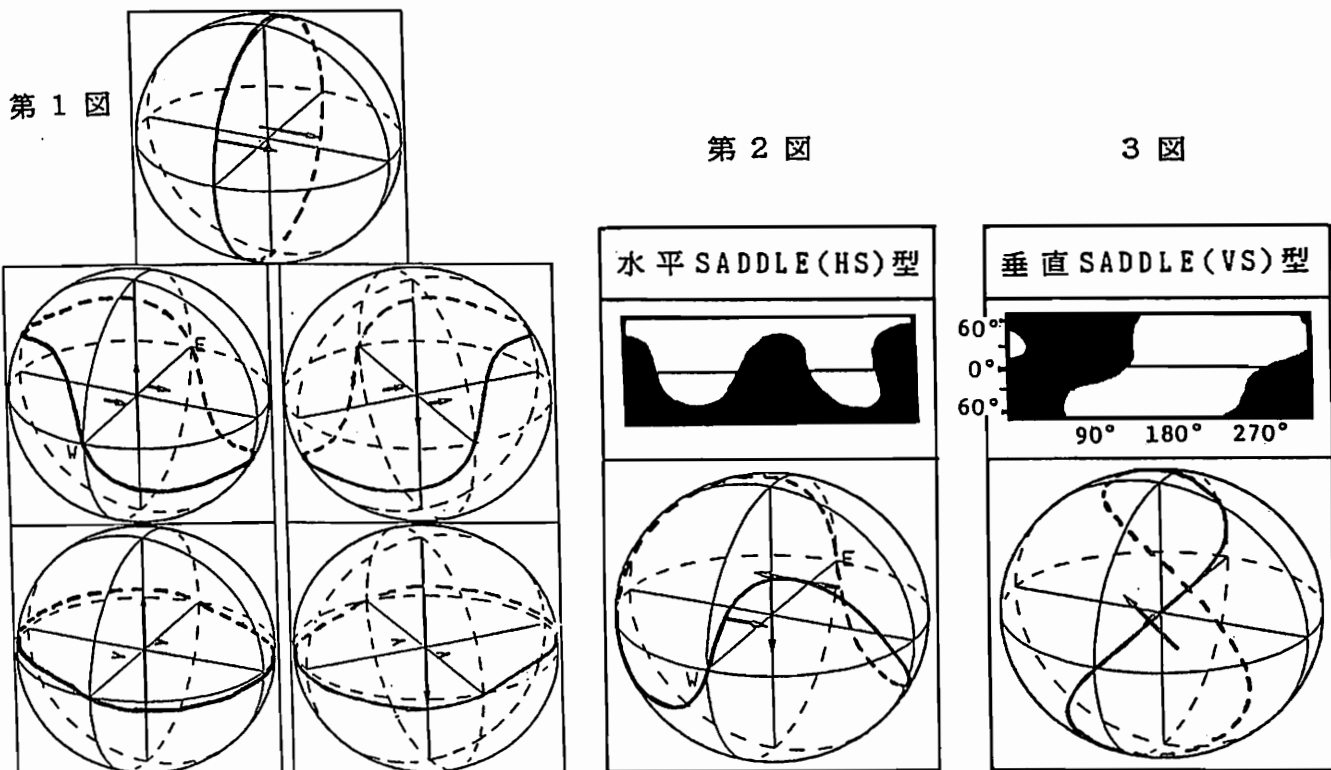
1-5 軸中心双極子と光球面赤道双極子による 太陽流源面中性線の表現

齋藤尚生 · C. OLHSTED · 赤祖父俊一
(東北大・理) (ALASKA大 · 地物研究所)

1. 緒言 太陽磁気圏の、特に太陽風流源面上では殆ど常に高次極子成分よりも双極子成分が卓越している。この双極子成分は更に軸双極子成分と、赤道双極子成分のVECTOR和として表される。太陽圏を支配しているこれらの双極子成分は、いずれも「光球面上」に、対応する双極子成分が存在するからであると考えざるを得ない。光球面磁場は極磁場と低緯度磁場に分離される。このうち南北極に存在する2個の双極子は、等価的に1個の中心軸双極子に置き換えられる。また低緯度磁場のほうは、赤道面に平行して低緯度に対しよ的に存在する2個の(いわゆる赤道)双極子として表現できる。本研究では、太陽圏流源面上の複雑な磁気中性線及びその太陽周期変化を、単純な1個の中心軸双極子と、2個の光球面赤道双極子の組合せ(又はその僅かな変形)として表現することによって、太陽圏の磁場構造とそのDYNAMICSの原因を探る。

2. 太陽圏の基本的太陽周期変化の表現 中心軸双極子は、極磁場反転に伴って黒点極大期に反転すると考える。光球面赤道双極子は、Hale-Nicholson法則を満足させながら、黒点極大期にMOMENTが最大になると考える。このような仮定のもとに両者を組み合わせた結果が第1図である。「基本的には常に一枚の磁気中性面が、黒点極大期に反転する」という二半球MODELを、図は明瞭に裏付けている。特に黒点活動下降期の赤道双極子は、1974年頃14カ月くらい同じ経度上に停滞していたGIANT BIPOLAR MAGNETIC REGIONとも一致するので、巨大斑磁場(GBMR) MODELをも同時に裏付けている。

3. 複雑な流源面上中性線の表現 上記3個の基本的な双極子の組合せを多少MODIFYすることによって、流源面上の複雑な中性線を表現できた。第2図と3図は、それぞれ水平SADDLE(HS)型、垂直SADDLE(VS)型である。更に複雑なTRUMPET(T)型も、中心軸双極子と光球面双極子の組合せで表現できた。これは単に数字的に表現できたばかりでなく、流源面で発見された南北非対称微分回転効果も考慮した物理的に有意な表現であると考えられる。



袴田和幸

(中部大・工)

太陽光球磁場やK-コロナの太陽表面全体にわたる強度分布は、カリントンローテーションを基準とするシノプロティックチャートの形に表わすことが多い。一方、太陽黒点は日々の太陽面図や相対黒点数等で表わされるのが一般的である。したがってこれらのデータを用いる限り太陽光球磁場と太陽黒点との比較は容易ではない。個々の黒点の形状やその上での局所的な太陽磁場の形ではなく、太陽全体にわたる様な大規模な黒点分布や磁場構造を調べる事を目的とする場合にはシノプロティックチャートを用いる方が都合が良い。1984年のCR1748-CR1752の5ローテーションの間、シノプロティックチャート上の光球磁場の分布(Kitt Peak)やソースサーフェイスの磁気中性線の形(Stanford Univ.)は比較的安定していた。そこで今回はこの期間の日々の黒点の観測結果(Solar Geophysical Data)を用いて、黒点のシノプロティックチャート(図1)を作り太陽光球磁場や磁気中性線の形と比較した。図1の黒丸の大きさは黒点の面積に対応している。この期間太陽活動は南半球で活発であった。北半球の経度150°付近と、それから約180°離れた南半球の経度330°付近に大きな黒点群が出現している。図2は太陽光球磁場の平均値が20G以上の領域(黒は+,点々は-の極性)を示す。図1の黒点の埋められている部分は光球磁場も強くなっているのがわかる。図3の破線は太陽光球磁場の値(180x360個)を用いて緯度経度共に91点(91°)の移動平均を求め局所的な強い黒点磁場の影響を除いた値をもとに描いた光球面上の磁気中性線の形を示す。同じ移動平均をもう一度行くと磁気中性線は太い実線の形になる。これは図4に示すポテンシャルモデルにより計算したソースサーフェイス上の磁気中性線の形と非常に良く似ている。またこれらの磁気中性線は両者共に、経度150°, 330°付近の大きな黒点群の上を通過してい

ることもわかった。ポテンシャルモデルを用いてコロナ中の磁場を計算すると、太陽から離れるにつれ、高次の項は減衰消滅する。移動平均による光球磁場の平滑化は頂度、コロナの高い位置での磁気中性線を求める操作に対応することになる。

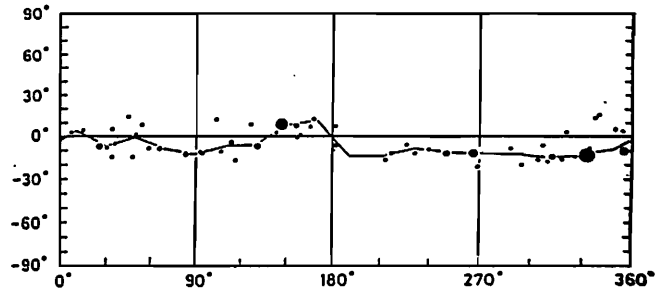


図1. 黒点のシノプロティックチャート

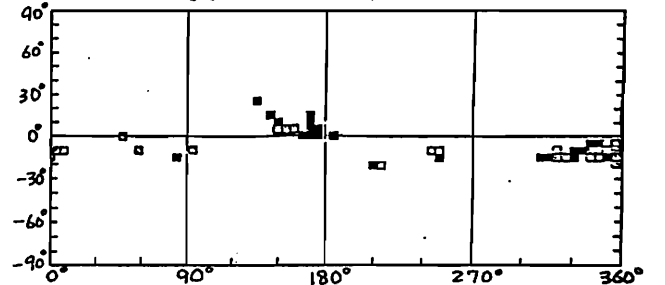


図2. 20G以上の光球磁場の領域

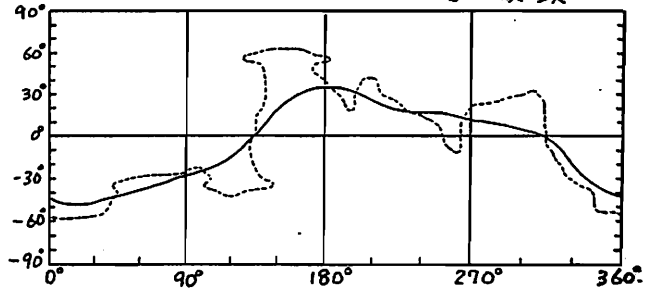


図3 光球面上の磁気中性線

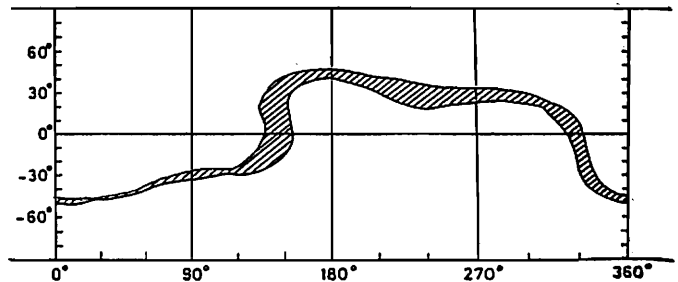


図4. ソースサーフェイス上の磁気中性線

吉野裕
(名大工)

鷺見治一
(名大空電研)

前回我々は、MHDシミュレーションにより太陽近傍10Rs×10Rs(Rs:太陽半径)の範囲の詳しい太陽風解析を行った。今回1AU×1AUの広い範囲の解を得ることに成功した。基礎方程式は軸対称を仮定した2次元MHD方程式で、太陽の自転は考慮にいれず、また磁場は太陽表面でDIPOLE配位を仮定している。計算の手順としては、まず太陽近傍での精度の良い解を求め、これを基礎として1AU×1AUの計算を行い定常解を求めた。図1は磁場配位と太陽風速度を示したものである。赤道帯の磁力線は引き延ばされ磁気中性面を形成していることが分かる。図2では太陽風速度の太陽からの距離(R)にたいする依存性を示す。また図3では磁場の距離依存性を示す。前回磁力線の開いた領域ではPRESSURE-DRIVEN CURRENTにより磁場が R^{-2} 程度に強められていることを明らかにしたが、今回の結果によってこれが1AUの広い範囲でも成り立っていることが確認された。また密度の距離依存性はHelios観測の結果とよく一致している。

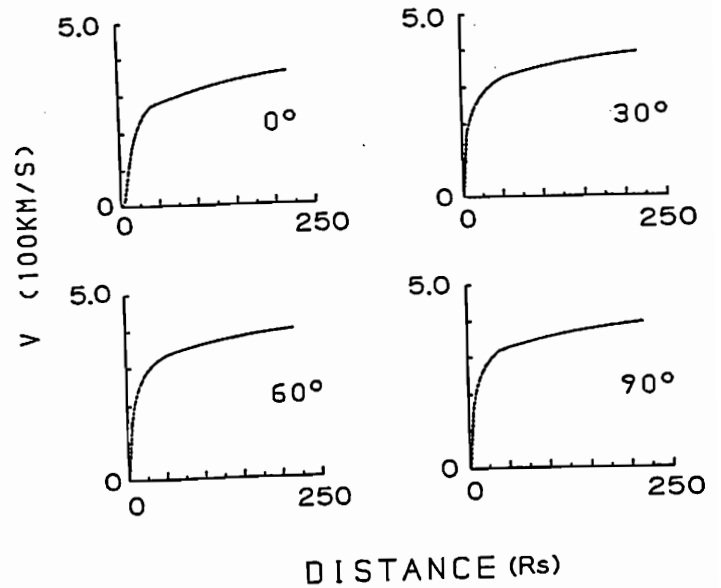


図2、太陽風速度の各緯度における距離依存性

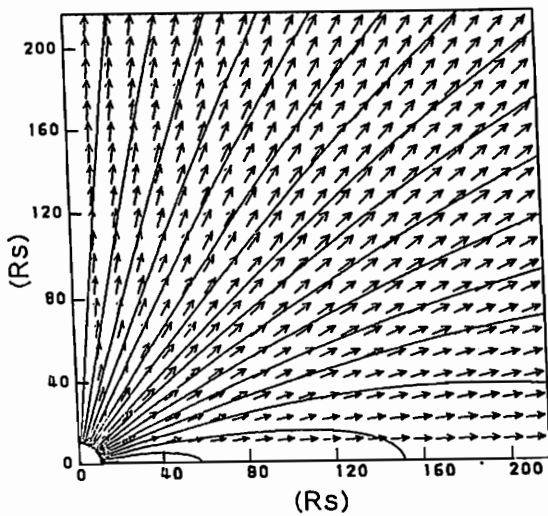


図1、1AUまでの磁場構造
細線-磁力線
矢印-速度ベクトル

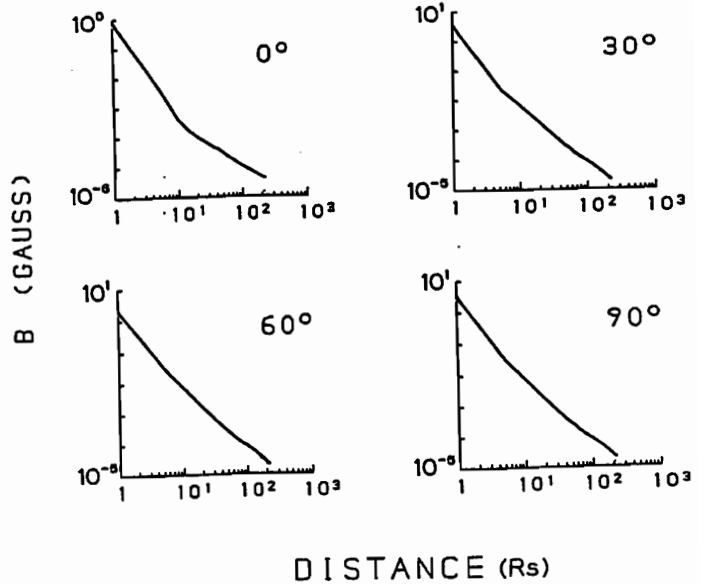


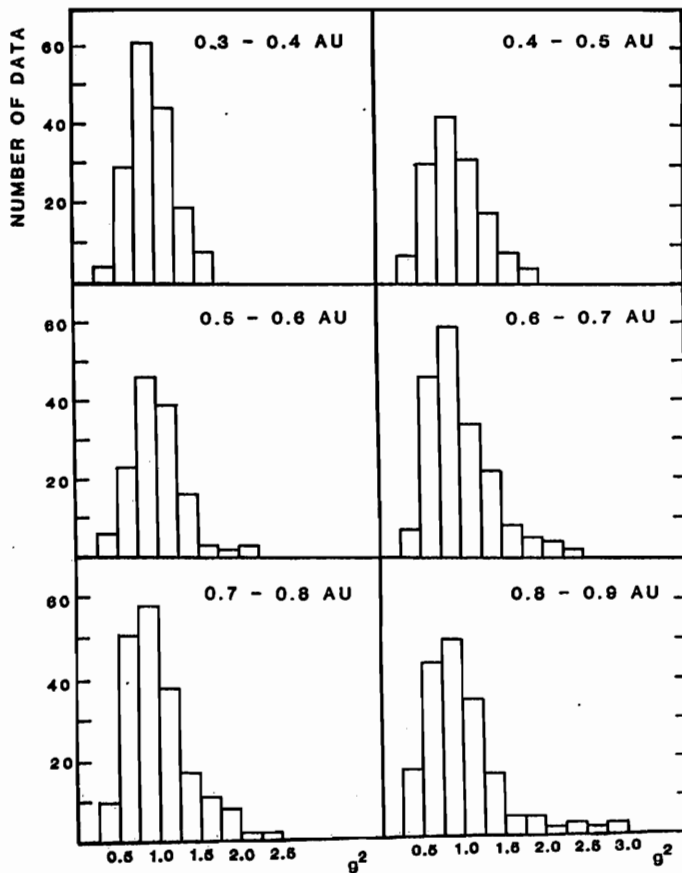
図3、磁場の各緯度における距離依存性
(両対数グラフ)

Z. Houminer,¹ 小島正宜,² 柿沼隆清²

¹:The Radio Observatory, Haifa, Israel ²:名大空電研究所

惑星間空間シンチレーションは、惑星間空間擾乱を地上から観測できる利点を持っている。回帰性高速流やショックの前縁に成長するプラズマ密度圧縮領域はシンチレーションにより観測可能である。この圧縮領域が、太陽からの距離と共にどのように成長し形成されて行くのかを調べることは、ショックや stream-stream相互作用領域形成のメカニズムを研究する上で重要である。圧縮領域における密度擾乱の程度は、シンチレーション強度（シンチレーション インデックス）の変化として観測される。電波散乱は、散乱領域が太陽に近づくに従い強散乱状態になり、或距離でシンチレーション インデックスの増加は飽和してしまい、強散乱領域ではシンチレーション インデックスは、プラズマ密度の擾乱の程度を正しくは表さない。このため、VHF帯でのシンチレーション インデックス観測は、0.6-1.0 AUの狭い領域に限られるが、327MHzでのシンチレーションは、VHF帯のシンチレーションに比べ、シンチレーションの飽和が太陽により近い所で起こるため、0.3-1.0 AUの広い距離範囲でプラズマ密度圧縮領域の成長の様子を観測するのに適している。図は、太陽活動減少期に当たる1983-1985年に327MHzの観測で得られた scintillation enhancement factor g の分布が、太陽からの距離でどのように変化するかを示している。この期間においては、低速流帯は太陽赤道近くの低緯度領域に分布するので、回帰性高速流と低速流との相互作用領域を調べるために、Heliographic 座標で緯度±25度の範囲で観測されたデータのみを使用している。0.3-0.5 AUの間では、 g 値の分布は平均値に対して対称であり、0.5 AU以遠においてこの対称性は崩れ大きな g 値の分布が目立って来る。このことは、回帰性高速流の前縁での密度擾乱が、0.5 AU以遠で成長していくことを示している。HELIOSは、0.3 AU

まで太陽に近付き太陽風を観測した。HELIOSの観測では、速度、密度共に0.3 AUにおいては、経度方向に台形状の（しかし、逆相関の）構造を持ち、1 AU近くに於いて stream-stream 相互作用による密度増加が観測されている。 g 値の分布の距離による違いは、HELIOSの観測した stream 構造の距離による違いを表している。



enhancement factor g は、シンチレーション インデックス m の平均値 \bar{m} に対する比、 m/\bar{m} で定義されている。

I-9 フラクタル理論を用いたマグネトシース中の乱雑さの定量化

樋口知之・國分 征(東大・理), C.T. Russel (U.C.L.A)

マグネトシースで観測された磁場は非定常かつ連続的なパワースペクトルを持つような乱流的性質のため、ほとんど定量的な解析がなされていない。定量化の唯一の方法として、パワースペクトルに $f^{-\alpha}$ の関数をあてはめ得られた α を一つの乱れを表す指数とするものが知られている。ただしこの手法によって得られた α は、まずパワースペクトルを求めねばならない性格上、安定でない。今回グラフの **フラクタル次元** を求める手法を開発し、フラクタル次元を乱れを表す指数とみなすことによりシース中の磁場の **乱雑さの定量化** を行なった。

はじめにグラフのフラクタル次元の求め方を簡単に説明する。下図に示すように、適当な Δ をとり Δ のスケールでみたグラフの長さを、

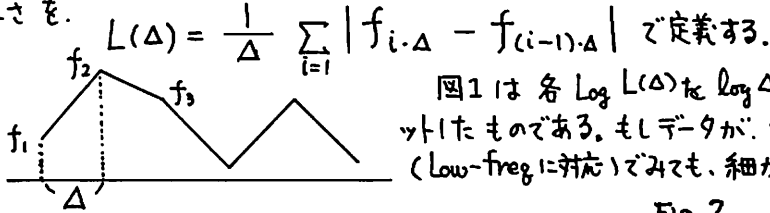


図1は各 $\log L(\Delta)$ を $\log \Delta$ に対してプロットしたものである。もしデータが、大きなスケール (Low-freq. に対応) でみても、細かなスケール

(high-freq. に対応) でみても同じ様相を示すならばこのグラフは直線になる。しかし、大きなスケールでみた時と、小さなスケールでみた時に統計的性質が異なると図1に示すような折点をもつ。この時の $\frac{1}{\Delta}$ を、critical frequency と呼ぶことにする。図1中の直線の傾きが、フラクタル次元を表す。もし、図1中で折点がない時は、得られるフラクタル次元は一つで、その時の C-freq. は0と定義した。一つ折点がある時は、得られるフラクタル次元は二つである。

解析の前に座標系を GSM から LMN に変換した。Fig 1~3 に示したデータは3成分のうち、シヨウ7面に垂直な成分、N component である。Fairfield の報告によると、 Ω_p の周波数近辺で、Law の α -index が変化する。この事実を確認するため、(図3) $\Omega_p / C\text{-freq}$ を計算した。シース中では、C-freq. はほぼ Ω_p の 0.1~0.2 倍であり、その他のフラクタル次元から計算される α -index は、Fairfield の報告とほぼ対応がつく。このことは、プロットのシヨウの周期の5~10倍までは滑らかな様相も呈するが、それより長い時間スケールではランダムであることを示す。

講演では、他成分の解析結果 $\Delta \omega$ IMF とシヨウ7面との角度依存性も報告する予定である。

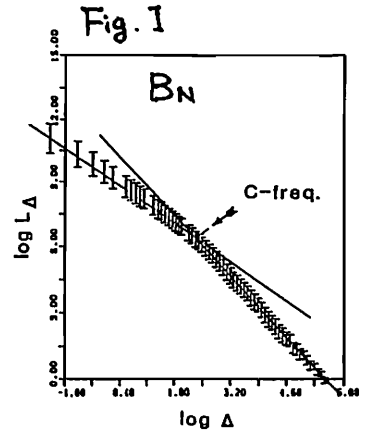


Fig. 2

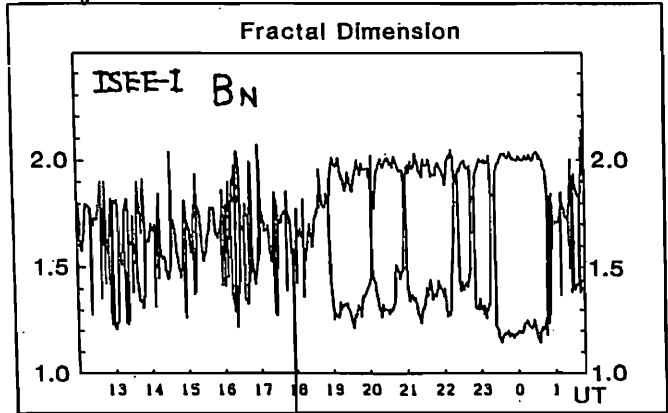
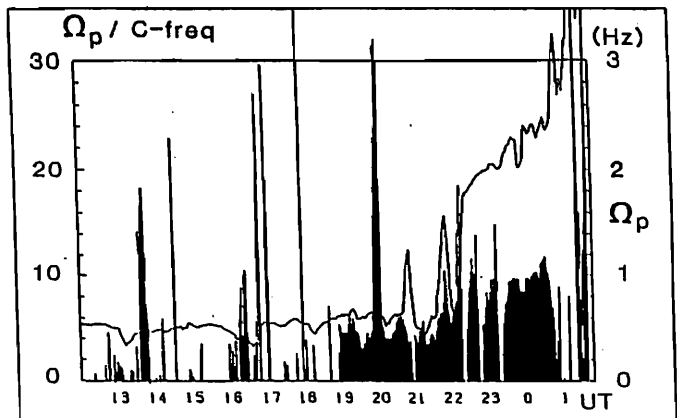


Fig. 3 BN ISEE-1



岩根 達, 小嶋 浩嗣, 大村 善治, 松本 敏
 (京大超高層) (京大工) (京大工) (京大超高層)

宇宙プラズマの分野に於て、近年彗星が注目を集めている。彗星周辺の線形分散関係についてはこれまでも研究が行われているが、¹⁾⁻³⁾今回我々のグループでも詳細に解析し、検討を加えた。

今回行った線形解析では、Maxwell分布をとる太陽風(H^+ , He^+ , e^-)と、磁場と平行方向にビーム、垂直方向にリング分布する H_2O^+ とを構成粒子とした。解析の結果、平行伝搬の場合、代表的なモードとして、1)イオン音波モード、2)高周波のRモード、3)低周波のRモード、4)非共鳴モード、5)通常のサイクロトロン共鳴によるLモードの5つが得られた(図1)。この内、イオン音波モードが最も成長率大きい。従って、非常に初期の段階ではこのモードが支配的となり、粒子を磁場と平行方向に加熱すると考えられる。

そこで次に、ある程度 H_2O^+ が熱化された場合を想定して、磁場と平行方向には熱化されたビーム、垂直方向には擬似的熱化リングとしてロスコーンをもつMaxwell分布を設定した。⁴⁾その結果、先ほど大きな成長率を示した音波モードは衰え、高周波Rモードが支配的となった。なお H_2O^+ の平行方向の温度を上げていくと、このモードも衰え、最後には低周波Rモードと更に周波数の低い非共鳴モードとが残るであろうという結論が得られた。これらのモードの周波数は H_2O^+ のサイクロトロン周波数に匹敵する低周波で、人工衛星による観測結果⁵⁾を説明する1つの可能性と考えられる。

また、垂直伝搬及び斜め伝搬の解析結果は当日発表する予定である。

これら線形解析の結果は、新しく電離された水系イオンが駆動力となる波動の発生を説明するが、充分成長した波動の非線形効果を論じるにはシミュレーションが重要となる。これについては京大小嶋らの発表を参照されたい。

参考文献

- 1) Gary, S.P., et al, Phys. Fluids, **27**, 1984.
- 2) Goldstein, M.L., and H.K. Wong, preprint, 1986.
- 3) Hada, T., et al, preprint, UCLA, 1986.
- 4) 小嶋 浩嗣, 京都大学特別研究報告書, 1987.
- 5) Tsurutani, B.T., et al, Geophys. Res. Lett., **13**, 263-266, 1986.

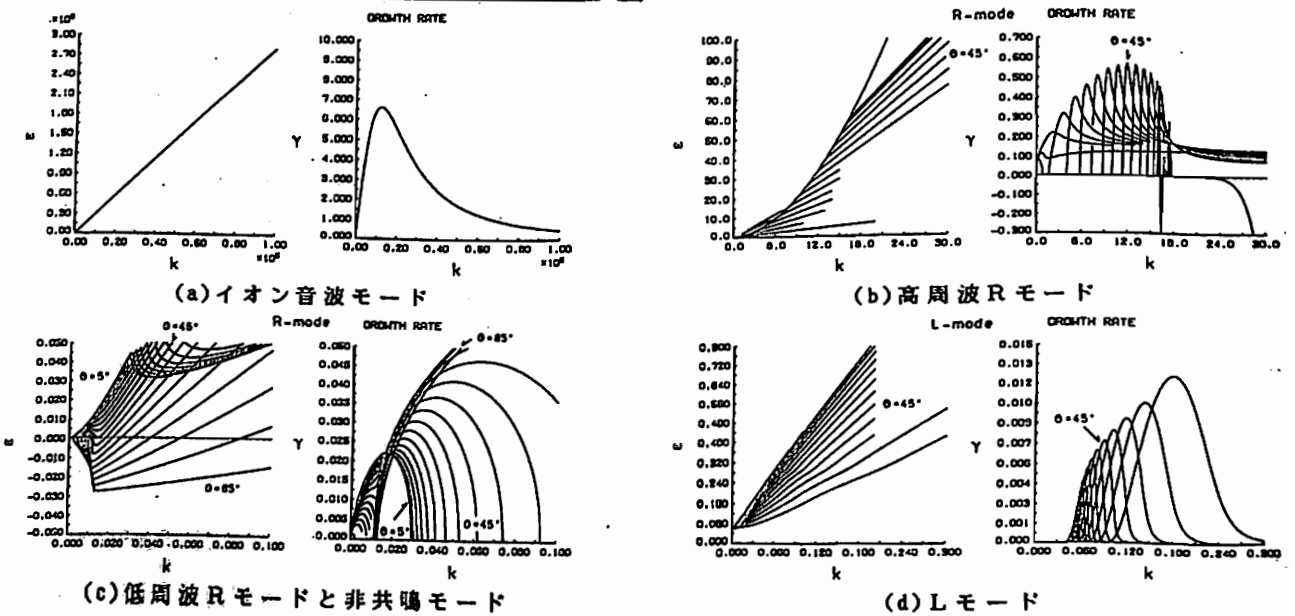


図 1 平行伝搬の主なモード

彗星起源水系重イオンと太陽風プラズマとの相互
作用による波動不安定性の計算機シミュレ
ーション

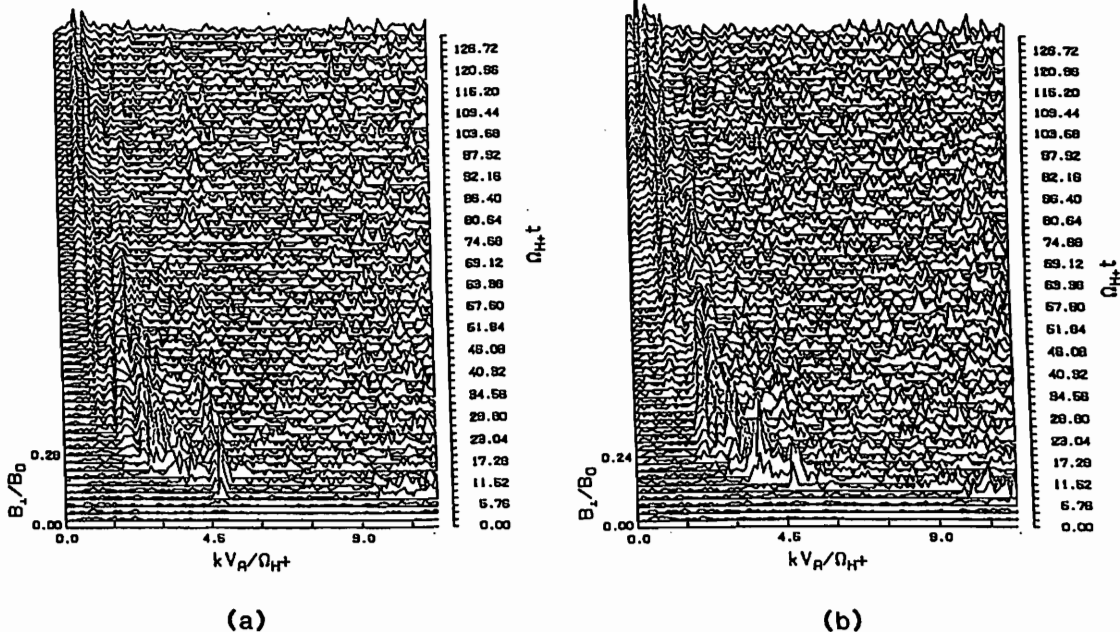
小嶋浩嗣、 大村善治、 松本紘、 木村磐根
(京大工) (京大工) (京大超高層) (京大工)

1985年 11月 アメリカの衛星ICEは各国のHalley彗星探査にさきがけて、短周期彗星Giacobini-Zinnerに接近し数々の重要なデータを収集した。なかでも磁場の観測データにみられた非線形波動は、従来の理論では説明できないものでありその理論的裏付けが待たれている。その波動現象とは2つの特徴的な波に象徴される。1つは外部磁場に対して2倍程度の大幅の直線偏波で、その周期は100秒程度である。もう一つは円偏波で、その周期は3秒と先の直線偏波の波に比べて短周期のものである。観測データではこれらの波が交互に現れ、直線偏波の波がくずれて振幅が小さくなるときに円偏波になっていくように見える。2つの波はいずれも平行伝搬と報告されている¹⁾が線形理論では平行伝搬する直線偏波の波は考えられず、その発生メカニズムを明らかにするには非線形理論の適用が必要である。そこで我々は線形解析による初期段階の波動不安定の発生の予測をもとに電磁ハイブリッドコードを用いて彗星付近でどのような波動不安定が時間的にどう発展していくかを計算機実験により解析した²⁾。

我々の行ったシミュレーションでは太陽風の静止系を用い、 H_2O^+ イオンはコールドームである。そしてビームと外部磁場のなす角度を 45° と仮定している。下図はシミュレーションで得られた波数空間でのスペクトル強度の時間変化であり(a)がビーム方向の前進波、(b)がビーム逆方向の後進波である。初期段階では線形解析による予測どおりRモードの異常サイクロトロン共鳴による前進波が成長している。しかしその波のスペクトルはすぐに弱くなり次にやや低い周波数の後進波が成長している。そしてさらには、再び前進波が更に低い周波数で成長していることが確認できる。このことから、いわゆる逆カスケード現象がおこっていることが考えられ、低周波波動の発生も説明できる可能性がある。今回の発表ではシミュレーションで得られた他のデータも示しつつ低周波波動の発生について報告する予定である。

参考文献

- 1) Bruce T. Tsurutani and Edward J. Smith, Geophys. Res. Lett., 13, 263-266, 1986.
- 2) 小嶋浩嗣 京都大学特別研究報告書 電気工学第二教室, 1987



I-12 FLR プラズマ方程式と磁気圏プラズマ現象

井上雄二

京都産業大学、理学部、計算機科学科

地球磁気圏および極地方で観測される地球電磁気現象、すなわち、極光、地磁気脈動、荷電粒子降下、沿磁力線電流・電場、荷電粒子加速・加熱等は時間的変化では磁気流体力学の範囲である。言い換えると、これらの現象は、磁場中の荷電粒子のサイクロトロン周波数よりもずっとゆっくりと変化する。しかし、それらは空間的に微細な構造を有し、急峻な勾配を示し、さらに、沿磁力線方向の電場を形成する。このような特性は磁気流体力学近似によつては説明し難い、また、低温プラズマ近似によつても、同様に説明し難い。さらに、それらは、磁気圏内の高温な電子と正イオンが不均質な磁場やプラズマ密度の条件の下で協力的に動作し、空間電荷分布を生成したり、解消したりして、急峻な勾配や複雑な模様の微細構造を形成すると考えることが妥当と思われる。電子-プラズマ、または、正イオン-プラズマ近似では、持続性のある沿磁力線電場の存在の説明は困難と考へる。

サイクロトロン周波数より十分に低い周波数のプラズマ現象の説明は、磁気流体力学近似に依存するか、Vlasov 方程式の断熱的近似に基いてなされる。前者は上記のように、最近の精度・空間分解能の向上した観測によつて示された現象の特性を説明するためには、不十分な近似しか保有していない。後者については、CGL 近似 (Chew, Goldberger, and Low (1956)) と FLR 近似 (Rosenbluth and Simon (1965)) があるが、CGL は電子-プラズマと正イオン-プラズマを別々に考慮して、Maxwell 方程式を仲介してのみ、協力的過程を導入するために、効率のよい協力的過程を表現しない。一方、FLR は電子-プラズマ、正イオン-プラズマの間に密接な協力的過程を表現する。正イオンが多成分から構成されている場合にも、すべて

の正イオン成分プラズマが有効に協力的過程を示す。FLR 近似は提案されてから、20年にもなるが、空間プラズマ、地球磁気圏の物理学に適用された仕事は少い。その理由は、荷電粒子の Larmor 半径が無限小ではなく、有限であるために、磁場、プラズマ密度の不均質・勾配、さらに、プラズマ電流の存在が荷電粒子の運動に複雑な影響をもたらす。さらに、CGL 近似ではオー近似で有用な基礎プラズマ方程式が導出されるが、FLR 近似の場合には、オー近似は平衡状態の記述のみであつて、プラズマ波動や磁気圏プラズマ変動現象を記述する基礎プラズマ方程式はオー近似まで展開しなければならぬ。

電子、正イオンの Larmor 半径を各々 ρ_e, ρ_+ ; 質量を各々 m_e, m_+ ; サイクロトロン周波数を各々 Ω_e, Ω_+ とし、プラズマ系の磁場に直角、平行方向の不均質・勾配の尺度を L_{\perp}, L_{\parallel} とする。電子、正イオンの展開径数を ϵ_e, ϵ_+ と名付け、次のように定義する:

$$\rho_e \approx \epsilon_e L_{\perp}, \rho_+ \approx \epsilon_+ L_{\perp}, \\ \epsilon_e < \epsilon_+ \ll 1$$

電子、正イオンの平均運動エネルギー ϵ 等しいと仮定する。 $\rho_e/\rho_+ \approx \epsilon_e/\epsilon_+ \approx \sqrt{m_e/m_+}$ となる。

現象の通常の周波数を ω とする。FLR 近似においては、

$\omega \approx \epsilon_e^2 \Omega_e, \omega \approx \epsilon_+^2 \Omega_+$ が成立する。従つて、電子、イオンも同じ大きさの現象の周波数で、同じ大きさの不均質・勾配の尺度の中で動作する。この事実が、電子とイオンの協力的過程を誘起する。先ず、一般的な FLR プラズマ基礎方程式を導出し、その構造を分析し、地球磁気圏プラズマ現象への適用について言究する。

非線形ホイッスラー波の逆カスケード過程の計算機実験

大村善治
(京大工)田中寛
(京大超高層)松本紘
(京大超高層)

近年、太陽風あるいは磁気圏尾部において観測される、大振幅波動についての研究が盛んに行われている。ホイッスラー波に関しては、Hasegawa(1972), Forslund他(1972), Brinca(1973)により、その変調不安定性、Decay不安定性、Parametric不安定性などについて研究がなされている。今回、計算機シミュレーションの手法のもとにホイッスラー波の非線形発展が解析され、逆カスケード過程という興味深い結果が得られた。講演ではこの結果を紹介し、それに対する理論的説明を行う。また、京大の小嶋等のJacobini-Jinner彗星の計算機シミュレーション結果でも得られたように、逆カスケード過程は非常に一般的な現象であると考えられる。この現象は物理的に、さらに低周波のアルフベンモード波にもそのまま適用することができる。これに関しては、Lee & Kaw(1971), Goldstein(1978), Derby(1978), Sakai & Sonnerup(1983), Wung & Golstein(1986), Langtin & Sonnerup(1986)による、平行伝搬アルフベン波の理論研究、Terasawa他(1986)によるシミュレーションを用いた研究がある。

シミュレーション結果はこの逆カスケード過程を含めて、三つの異なる現象に分けることができる。それらを、以下にまとめる。

(一) まず、微小な雑音成分のうち、初期に設定した波動と同じ k をもつ後進波が励起される。この機構は次のように解釈された。まず、ポンデロモーティブ力により、 v_{\parallel} が、2倍の k をもち時間振動をしない変調を受ける。そして運動方程式右辺の $(v_{\parallel} \times B_{\perp})$ の項より、三波共鳴の条件を満足する $-k$ のモードが成長する。

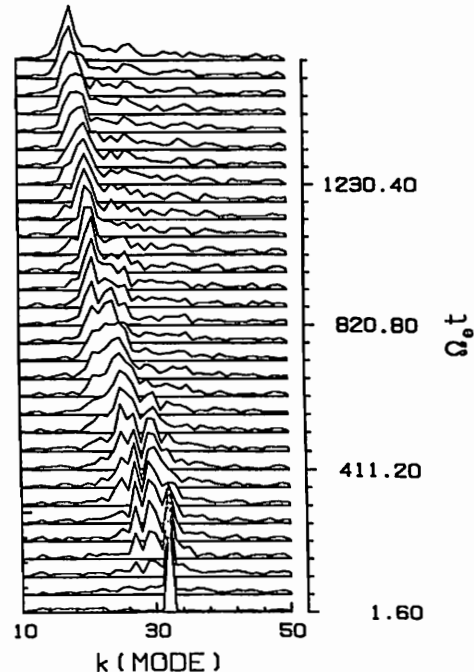
(二) 次の現象は変調不安定性である。波動の包絡線が振幅変調を受けたように変形する。最初は正弦状の波による変調であったのが、次に鋸歯状の波による変調へ移行し、波数スペクトルは拡散を始める。これは、振幅変調の考え方ですべて説明できた。

(三) そして、 k の高い成分はすみやかに減衰し、低い成分だけが成長を続け、時間とともに k が低い方へ移行する、いわゆる逆カスケード過程の領域へと進む。変調不安定性の理論よりホイッスラー波の場合 $\omega = \Omega_e/4$ 以上の周波数帯において不安定となり、それ以下は安定となるので、 $\omega = 0.58\Omega_e$ から始まった逆カスケードイングは $\Omega_e/4$ で止まる。自然界の現象は一般的にエネルギー状態の低い方へ進行する傾向がある。即ち不安定性を引き起こす自由エネルギーを解消し安定化を求めて現象が進行する。この考えに基づいて、この現象を解釈した。初期状態における温度分布が極端に異方性を示すものであったために、それを解消する方向、等方化の方向へ進むというものである。最初のうちは、ポンデロモーティブ力により、外部磁場に垂直方向のエネルギーが平行方向のエネルギーへ移行するが、この機構だけでは不十分である。そこで振幅変調により生じた低い波数成分へ波形が変化することにより、垂直方向のエネルギーの減少が行われるのである。これについてはパラメータ調査の結果とうまく合致する。

(四) (一)と(二)の組合せで付加的に起こるのが、3倍高調波の励起である。後進波の励起により、2倍の k を持つ変調波が生起する。これによる振幅変調の結果起こる現象である。

参考文献

- 1) A. Hasegawa, *Phys. fluids*, **15**, 870, 1972.
- 2) D. W. Forslund, J. M. Kindel and E. L. Lindman, *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 249, 1972.
- 3) Brinca, A. L., *J. G. R.*, **78**, 181, 1973.
- 4) Lee Y. C. and P. K. Kaw, *Phys. Fluids*, **15**, 911, 1972.
- 5) Goldstein, M. L., *Astrophys. Journal*, **219**, 700, 1978.
- 6) Derby, M. F., *Astrophys. Journal*, **224**, 1013, 1978.
- 7) Sakai, J., B. U. O. Sonnerup, *J. G. R.*, **88**, 9069, 1983.
- 8) Wung, H. K., M. L. Golstein, *J. G. R.*, **91**, 5617, 1986.
- 9) Langtin, M., B. U. O. Sonnerup, *J. G. R.*, **91**, 6816, 1986.
- 10) Terasawa, T., M. Hoshino, J. Sakai, T. Hada, *J. G. R.*, **91**, 4171, 1986.
- 11) 田中 寛, 京大大学院工学研究科修士論文, 1987.

ホイッスラー波の波数 (k) スペクトルとその時間発展

自由境界粒子コードによる飛翔体wakeの
計算機シミュレーション

松本 紘, 田中剛彦, 大村善治
(京大超高層) (京大超高層) (京大工)

プラズマ中を人工衛星のような飛翔体が高速で動くと、プラズマは擾乱を受けて、その物体後方に電子、イオンとも密度のうすい領域ができる。これがwakeと呼ばれる。

人工飛翔体と宇宙プラズマとの相互作用による、密度の減少、電流の上昇、ショック形成、プラズマ振動等のwake領域の特性は、物体とプラズマのパラメータに大きく依存する。これらは普通、無次元パラメータで表され、(1)物体の実行半径 R_0 とデバイ長 λ_D との比: R_0 (2)電子とイオンの温度比: T (3)物体の速さ V_0 のイオンマッハ数: S (4)規格化された外部プラズマに対する物体のポテンシャル: ϕ_N 等が主なものである。

人工飛翔体と宇宙プラズマとの相互作用を扱った理論的研究は、過去20年の間に多く見られるが¹⁾ 数学的に扱いやすいように用いられる近似や物理的仮定の妥当性や適用可能範囲が問題となることが多い。一方、これらの理論と人工衛星の搭載機器による観測データとの比較により、理論で用いられる仮定の妥当性や適用可能な範囲やその程度を見極めようとする研究も多く行われているが²⁾ もともと人工衛星と宇宙プラズマとの相互作用を調べることが目的としたミッションは多くなく、十分な観測データが得られることは少ない。また観測に用いられるプローブは、衛星本体から長く伸ばすことができないので、衛星の回りこく近傍のデータしか得られないなどの制限もある。

現在までのwakeに関する研究は、ほとんど電離層プラズマを対象としており、 $R_0 > 1$ の場合を扱っている。また、wake形成に伴う波の励起やプラズマの不安定性の問題は、まだ十分に行われていない。また1992年に打ち上げ予定の科学衛星Geotailは、磁気圏尾部200 R_E (R_E は地球半径)の所まで観測を行うので、 $R_0 < 1$ となる領域を飛ぶことになり、このような領域での衛星とプラズマとの相互作用の影響を考察しておく必要がある。

本研究では、このような $R_0 < 1$ の場合や、wakeに関する波動-粒子相互作用の問題を、自由境界コードによるシミュレーションの手法を用いてアプローチしてみた³⁾。

自由境界シミュレーション・コードやモデルについては主に前回(86年秋の学会)発表した通りである。今回はさらに飛翔体に衝突した粒子の電荷蓄積の効果や、飛翔体が導体であることによる表面電荷の効果も考慮したモデルを用いている。そして特に、飛翔体の大きさが、デバイ長より大きい場合 ($R_0 > 1$: Case 1) とデバイ長より小さい場合 ($R_0 < 1$: Case 2)、の2つの場合のシミュレーションを行い、主に次のような結果が得られた。

(A) Case 1 ($R_0 > 1$) の場合、

- ・電子、イオンとも同程度の大きさのwakeが形成された。
- ・wake領域の両側で逆向きの電子による電流が流れることにより、外部磁場が強められた。
- ・wake領域では、プラズマの流れに垂直な向きのイオンの熱速度が高くなる。

(B) Case 2 ($R_0 < 1$) の場合、

- ・イオンのwakeがプラズマの流れ方向に長く伸びるのに対し、電子のwakeは小さい。
- ・飛翔体が大きく負に帯電する。このため飛翔体の方へ向く大きな電場が発生する。
- ・Case 1と同様に、wake領域でプラズマの流れに垂直な向きのイオンの熱速度が高くなる。

参考文献

- 1) 例えば Al'pert, Ya. L., *Waves and Satellites in the Near-Earth Plasma*, Plenum, New York, 1974.
- 2) 例えば Samir, U., R. Gordon, L. Brace, and R. Theis, The near-wake structure of the Atmosphere Explorer C(AE-C) satellite: A parametric investigation, *J. Geophys. Res.*, 84, 513, 1979.
- 3) 田中剛彦, 京都大学大学院修士論文, 1987.

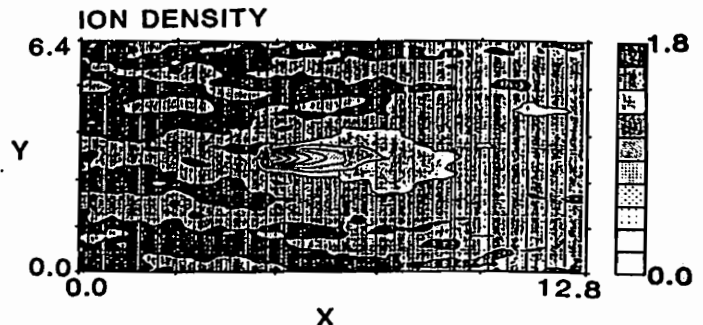


図1 Case 2 の場合のwake構造

任意の速度分布プラズマの分散関係求解ソフトウェアの開発

植木 勉、 辻田 武俊、 松本 紘、 大村 善治
 (京大超高層) (京大工)

我々の研究グループでは、宇宙プラズマ波動の分散関係を求めるに当たって、速度分布関数としてマクスウェル分布を使用した線形分散求解プログラム (EMDISP) を開発し線形成長率の計算およびシミュレーションの初期値設定等に役立てて来ている。このEMDISPでは、外部磁場に対してマクスウェル分布が平行方向にシフトした分布、及び2つのマクスウェル分布の差で表されるロス・コーン分布に対してしか分散関係を求めることができない。しかし、これまでの衛星等による高エネルギー粒子計測の観測結果では、マクスウェル分布の重ね合わせでは近似出来ない速度分布の方がむしろ多くみられている。そこで、マクスウェル分布以外の任意関数に対して、さらには観測による離散的な速度分布のデータに対しても分散関係を求めることのできる手法の開発の必要性が出てきた。

まず、マクスウェル分布以外の速度分布関数として、熱的広がりを全く持たない一定速度を持つコールド・リング速度分布を表すデルタ関数がある。デルタ関数を適応させ得るモデルとしては、彗星から出る水系の重イオンが太陽風に吹き付けられた時、太陽風の外部磁場に対して垂直な面内で速度がほぼ一定となっている状態等が挙げられる。デルタ関数を速度分布関数とした場合には、分散関係式は解析的に表される。そこで、従来のEMDISPをコールド・リング分布についても分散関係を求めることができるようプログラムを改良した。リング速度分布のプラズマ中の電子バーシュタイン波の分散関係を図1に示す。

分散関係式の中に、被積分関数として速度分布関数を含む積分項がある。現在まで、任意の速度分布関数に対してこの項を解析的にかつ短時間に求める手段はなかった。しかし、最近のコンピュータの処理速度の格段の向上により、積分項を短時間でそのまま数値積分を行うことが可能となった。そこで、速度分布を表す離散的なデータをそのまま数値積分することにより、任意の速度分布に対して線形分散関係を求めることのできるプログラム (GEMDISP: Generalized EMDISP) を開発した。このプログラムによる計算の一例として図1に使用したコールド・リング分布に熱速度の広がりを与えた場合の分散関係を図2に示す。この他、図3に示す様なハレー彗星周辺で観測されているシェル状の速度分布に対するプラズマ分散関係の計算結果等を報告する。

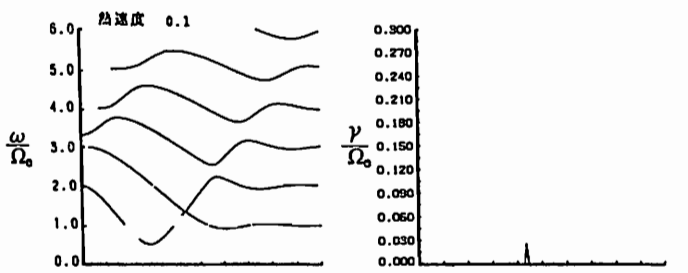


図 1

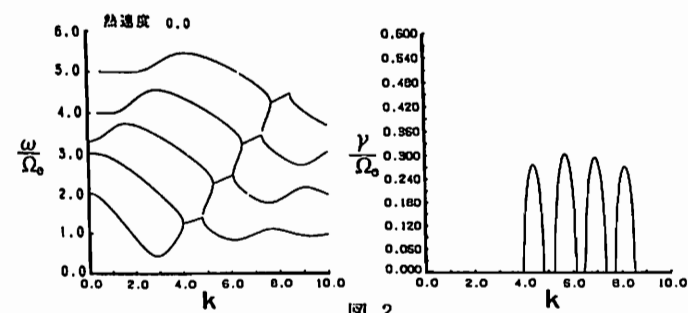


図 2

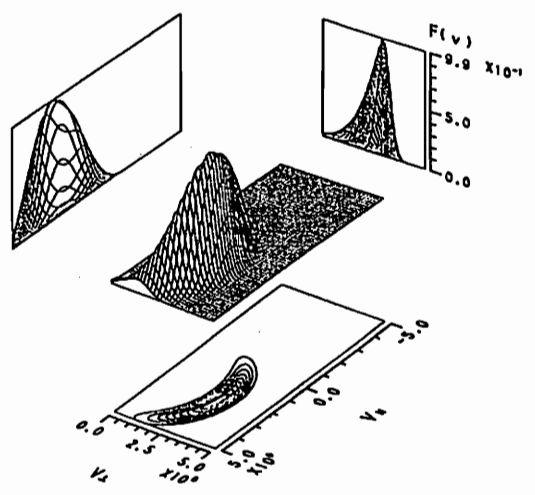


図 3

K. Hashimoto*, W. Calvert**, and R. L. Huff**

*Tokyo Denki Univ., **Univ. of Iowa

Three-dimensional ray tracing of Z-mode waves have been performed to understand Z-mode observations by the Plasma Wave Instrument (PWI) on Dynamics Explorer-1. Z-mode emissions are commonly observed in the frequency range from just above the plasma frequency cut-off of whistler-mode hiss (f_p) to the cyclotron frequency (f_H), within the region where $f_p < f_H$. Also observed are the Z-mode emission seemingly associated with the auroral kilometric radiation (AKR), just below f_H and near auroral field lines (source region of AKR). The Z-mode emissions are sometimes observed near frequencies at less than 10 kHz far from the source local time (21LT). This means that the waves must propagate long distances.

The 3-D ray tracing was performed under the same magnetospheric model which includes the plasma cavity as used in AKR ray tracing (Hashimoto, 1984). Waves started near the local f_H at the auroral field line (invariant latitude of 70°) are damped in short distances. Ray paths are usually calculated until propagation takes very long time because the wave frequency is close to f_H . Waves started at lower frequencies, e.g. near the local f_p , propagate longer distances before their frequencies become closer to the local f_H , where the propagation velocity becomes very small. Off-meridional propagation is essential for these waves to be observed far from the source local time. Emissions near f_p rather than f_H explain the observations well.

References:

- K. Hashimoto, *J. Geophys. Res.*, 89, 7459, 1984.
S. D. Shawhan et al., *Space Sci. Instr.*, 5, 535, 1981.

I-17 宇宙における電磁波の mode 変換 —

Z mode wave から Whistler mode wave, MHD wave への mode 変換

飯島 雅英, 大家 寛 (東北大理)

1. 序

地球をはじめとする惑星磁気圏内において、静電的プラズマ波動として励起された波動が、mode 変換を受けて、さまざまな形で他の mode へとそのエネルギーを伝えている様子が観測、理論の両面から明らかにされてきている。オーロラ粒子の加速域では、その加速域の磁力線に沿った境界で、Z mode の波動がプラズマの密度及び速度の非一様性で L-O, R-X mode の波動へと変換され AKR として観測されている。また、さらに Z mode wave のエネルギーの一部が Whistler mode の波動へと変換されて Leaked AKR として下方へ伝播している姿が、OHZORA 衛星により得られている(図1)。本研究では、広く MHD 波にまで至る宇宙における電磁波のモード変換を検討した。

2. Whistler mode から MHD 波へ

強い磁場、濃い plasma の disk を有するパルサーやブラックホール周辺のプラズマなどの特異な天体の周辺では、Whistler mode と MHD wave とのエネルギー的な結合が重要な意味を持つ。図2は、電子プラズマ周波数 f_{pe} が電子サイクロトロン周波数 f_{ce} の 0.5 倍の場合について、MHD wave から準自由空間波に至るまでの広い周波数域にわたって描いた ω - k diagram である。AKR の Source Region に見られるような $f_{pe}/f_{ce} \ll 1$ が満たされる場合には、Z mode の波動は L-O, R-X mode の波動と、さらには Whistler mode の波動と ω - k 空間で近接しており、容易に mode 変換が起こることを示す。また Whistler mode wave は連続的に MHD fast mode へつながっており、

MHD wave とのエネルギー的結合も明らかとなった。

3. Mode 変換率

オーロラ粒子加速域での Z mode wave から Whistler mode wave へのモード変換を中心としてエネルギー変換率を数値計算した(図3)。その結果、この変換においては、Whistler mode の dispersion の特性から、Z mode から L-O, R-X mode への変換とはまた異なり、加速域下部領域で磁力線を横切る境界で主としてプラズマ密度の非一様性により変換を受けている可能性が強い。

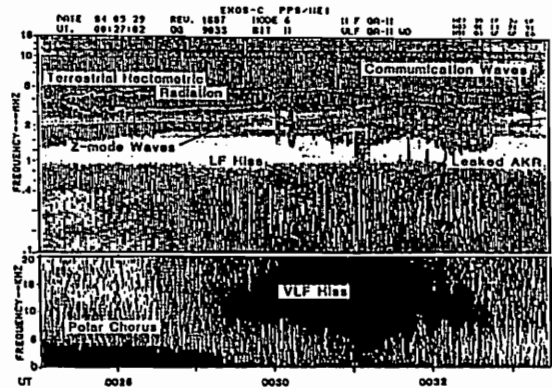


図1. OHZORA衛星により観測された Leaked AKR (Oya et al. 1985)

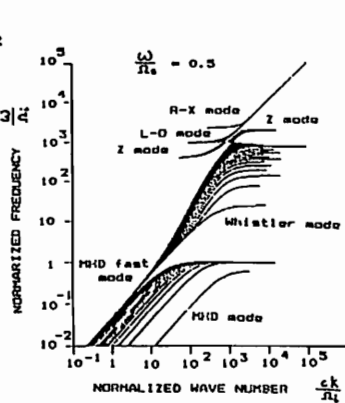


図2. Cold plasma 中での ω - k diagram

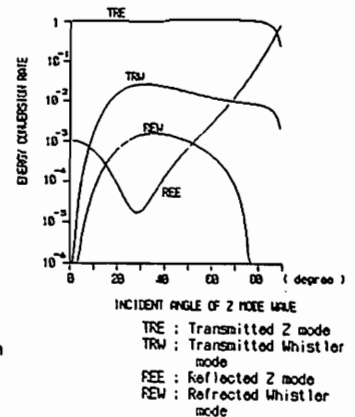


図3. Z mode から Whistler mode へのエネルギー変換率

Dynamics Explorer - I に
よる磁気圏プラズマ波の観測 - I

恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭、相京和弘 電波研究所

NASA Space Science & Applications Notice(1983,Oct.23)のDynamics Explorer Program に " DE-1の宇宙環境データの鹿島におけるテレメトリ受信" を提案し、1985年5月2日にNASAによって承認された。1985年9月からDE-1のプラズマ波データの受信を鹿島支所で始めた。1986年7月以降は夜間の無人自動受信も可能になり、DE-1プラズマ波の定常観測に移行した。このプログラムの経緯、鹿島の受信システム、受信データ(660 Hz - 10 kHz, DC - 1 kHz)の概況等について報告する。

プラズマ圏($L < 4$)ではELFヒス、狭帯域ヒス、ホイストラ等が長時間にわたって観測されるが、極光帯を通る $L = 4 - 6$ の磁気殻上の低緯度では、プラズマ波スペクトルの構造が、 L に関して非常に局所的に変化し、低高度衛星と違ってオーロラヒスの他に静電波バーストのような放射がしばしば見られる。これは磁気赤道面近くで発生した静電波が遠くまで伝搬できなくて低緯度付近に留まるのに反して、相対的に低高度で発生したオーロラヒスがホイストラモードで磁力線に沿って赤道面近くまで遠く伝搬しうることを意味すると思われる。

I-19 DE-1 によって観測された高々度における VLFヒズスペクトルへのスピノ効果

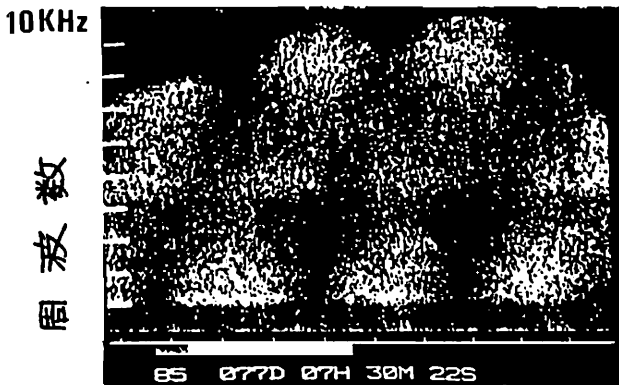
渡辺成昭 恩藤忠典 中村義勝 相京和弘
電波研究所

DE-1衛星からのテレメトリ-後信が電波研究所鹿島支所によって可能となった。本報告は、そのアナログデータに基づいて初期の解析を試みたものである。

相対的低高度衛星ISIS-2(高度1400 Km)で(0-20 KHz)波動を解析すると、アンテナのスピノ効果(アンテナパターンの回転)による後信電場強度の強弱の周波数依存性は無視出来る程小さい。すなわちf-セダイアグラムを見ると、スピノ効果はf(周波数)軸に平行である。これは、プラズマ周波数が圧倒的に、VLFヒズの周波数(0~10 KHz)より大きい事によると考えられる。

しかし、DE-1衛星の様に高々度まで観測する衛星では、衛星周辺のプラズマ周波数、シヤイロ周波数が低くなり、波動電場の地球磁力線に対する角度は強く周波数に依存するものと考えられる。

f-セダイアグラム上に表示されるパターンはスピノ軸の姿勢、地球磁場と組合せて解析する事により、波動の伝播形態に対する有用な情報を得る事が出来る。



1985 MAR 18
10 KHz Range
Kashima Station
ΔT : 1 Sec.
HGT 15955 Km
GMLAT 62.5
L 16.5
INLAT 75.7°
LT 1527

時間

I-20 地磁気脈動ダクト伝播のエネルギー損失機構

(まとめ)

藤田 茂

地磁気観測所

ダクト伝播をとしてゐる地磁気脈動のエネルギー損失機構については、簡単な電離層モデルを使用した場合について速報的に発表したが、今回現実的電離層モデルを使用した場合も含めまとめられた形で報告する。

① 簡単な電離層モデルにおいては、一般的に電離層におけるジュール損失がダクト波減衰の決定に最も大きな寄与をなしている。このことは、現実的電離層モデルを使用した場合についても同様である。

② 簡単な電離層モデルにおいては、ダクト波の周波数が高くなると、電場の高さ分布が電離層E層(極く薄い電導性媒質)において節になるため、減衰率が下がる。(図1) 一方、現実的電離層モデルを使用した場合、高周波域において電場はアルベニ速度分布が最小となる高度で最大となるので、この高度での電導度が減衰率の大きさを決めることにより、減衰率はほぼ一定となる。(図2)

③ 周波数がカットオフの場合、簡単なモデルでは磁気圏内の境界波が運ぶ波のエネルギーが増大し減衰率が下がる。これは現実的モデルの場合も同様である。(図1)

④ 下層電導度が増大(正場合には、減衰率の周波数依存性に準周期的変動が生じる。これは両モデルとも同様である。この現象は、上向下向アルベニ波のE層合成電磁場強度の周波数変化に応じて上向きポイニテイング束が増減するためである。

⑤ 現実的モデルにおいては、子午面を介した伝播を有するダクト波は高さ方向の媒質の非一様性による磁気音波からアルベニ波へのモード変換がポルル電流を通じたモード変換と共発し、減衰率が大きくなる。こ

の増大したモード変換により、減衰率の周波数依存性に準周期的変動が現れる。

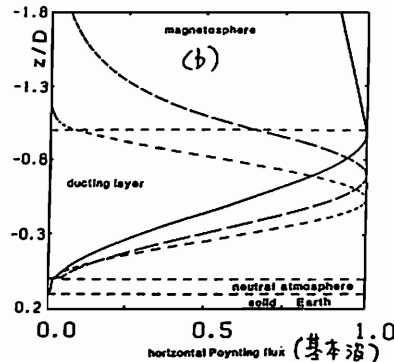
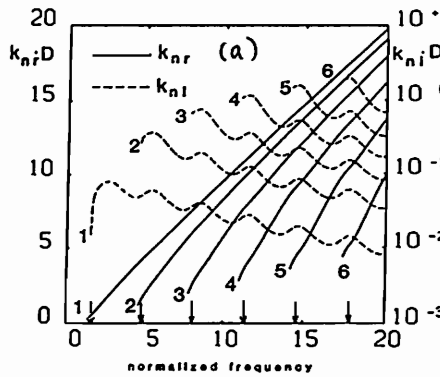
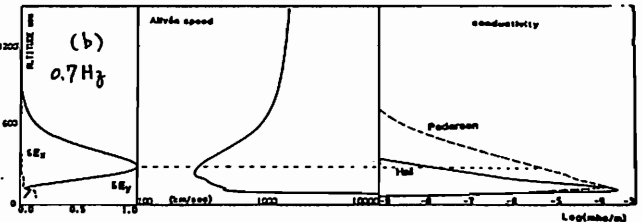
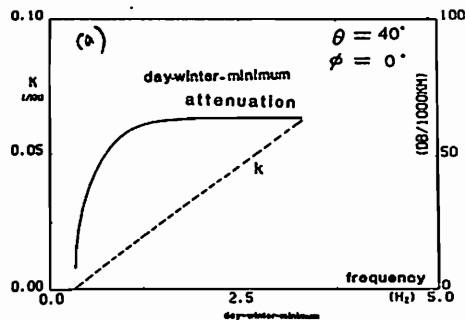


図1. (a) ダクト波の分散関係(簡単なモデル)点線が減衰率、数字は高調波次数。(b) 水平方向ポイニテイング束の高さ分布。実線カットオフ、点線: 最大減衰率、点線: 高調波数。カットオフはポイニテイング束が上方に広がる。高調波数はダクト層内に限られ、電場はE層で節になる。(図1は示してない。)



$\theta = 90^\circ$ - 位置
中: 子午面と波の伝播方向との角

図2. (a) 太陽活動最小期冬季昼間におけるダクト波の分散関係(現実モデル) (b) 比較的高周波における波の電場, アルベニ速度, 電導度の高さ分布。

高緯度と赤道ULFの本質的な違い、(続)
(高緯度横波モード、赤道縦波モード)

北村泰一, 立原裕司, 坂 翁介, 下泉政志, 糸長雅弘 (九大理)
小口 高 (東大理), 荒木 徹 (京大理), 佐藤夏雄 (極地研)

かねて筆者らは、低緯度・赤道地域のULFは、高緯度のそれとは異なり、グローバルなモードが卓越していることを唱えてきた。これらのことは、H成分だけを調べた結果であったがD成分の変化はどうであろうか。H成分から得た結果と矛盾はないであろうか。今回は、そのD成分を調べたところ、

- (イ) 赤道地域では、D成分はH成分に較べて、圧倒的に振幅は小さい(1%~数10%)。
- (ロ) その小さい振幅のULFのD成分の位相は、各観測所で必ずしもあわない($m \neq 0$; 図1)。

という結果を得た。では、H成分の位相が秒の精度で合う($m=0$; 図2)ということと、今回の(ロ)のD成分の位相は合わないということとはどんな意味をもつのであろうか。

結局、

- (a) D成分の $m \neq 0$ という事実から、D成分にはローカルな成分が混入している、と考えざるを得ない。
- (b) D成分の振幅は小さいとはいいながら、その振幅は朝と夕方が大きくなる傾向がある。これはいわゆる『日の出効果』である。
- (c) 『日の出効果』とは、日出・日没時にULFのD成分が増大し、D/Hの比が変化するばかりでなく、H-Dの位相差も変化する、という現象をいう。
- (d) ガロワについてD/Hの比を調べたところ、朝と夕方に増大する、つまり『日の出効果』が存在することがわかった。

以上のことから、

- (1) 赤道地域のULFはグローバル・モード($m=0$ モード)が卓越する。
- (2) D成分には、日の出効果の結果、その地方時に依存するローカルなD成分が重畳する。これが、見かけ上 $m \neq 0$ に見える原因である。

このように赤道地域では $m=0$ が卓越するが、このことはまた、赤道上のULFは縦波(Compressional mode, magneto-sonic mode)が卓越するということの意味する。

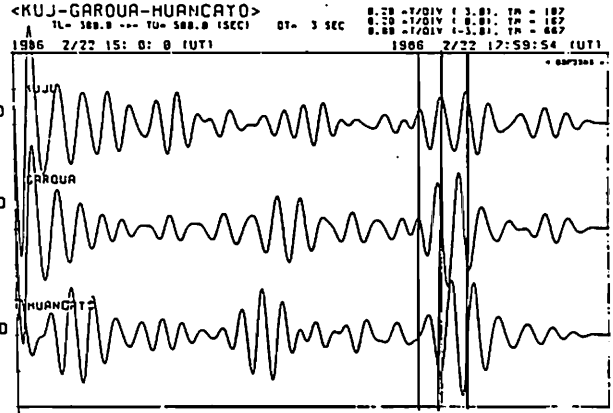


図1: D成分(周期8分)には位相差がある。
久住-ガロワ(アフリカ)-ワンカヨ(ペルー)間。

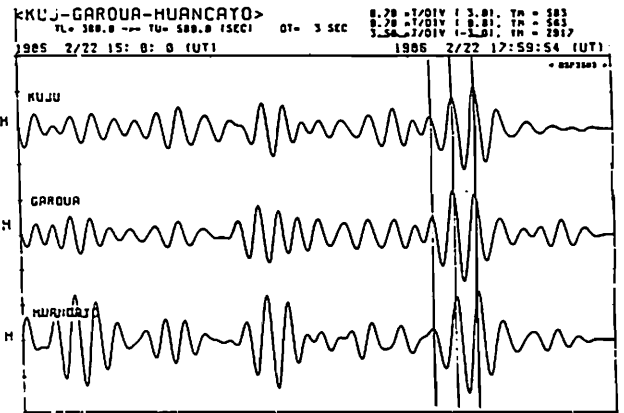


図2: H成分(周期8分)には殆ど位相差がない。
これは周期によらずULF全般に通じる。
久住-ガロワ(アフリカ)-ワンカヨ(ペルー)間。

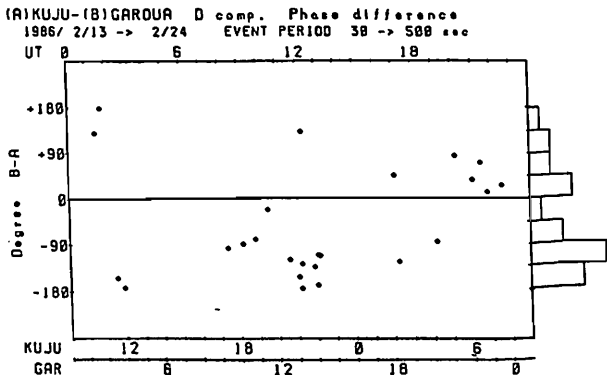


図1': D成分の位相差。右端の分布に注意。分散がH成分より大きい。
久住-ガロワ(アフリカ)-ワンカヨ(ペルー)間。

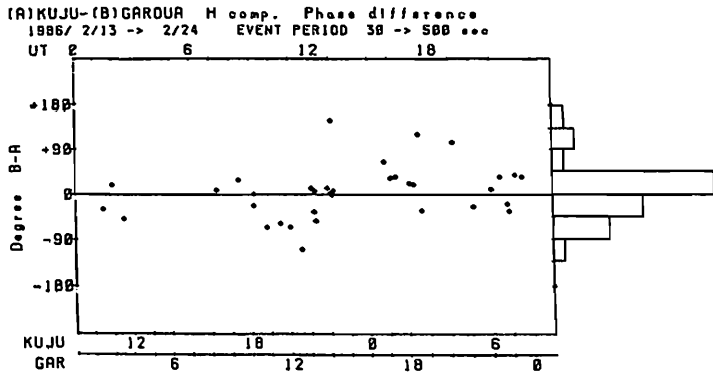


図2': H成分の位相差。右端の分布に注意。分散はD成分より小さい。
久住-ガロワ(アフリカ)-ワンカヨ(ペルー)間。

I-22 Dynamics Explorer衛星で観測されたPsc

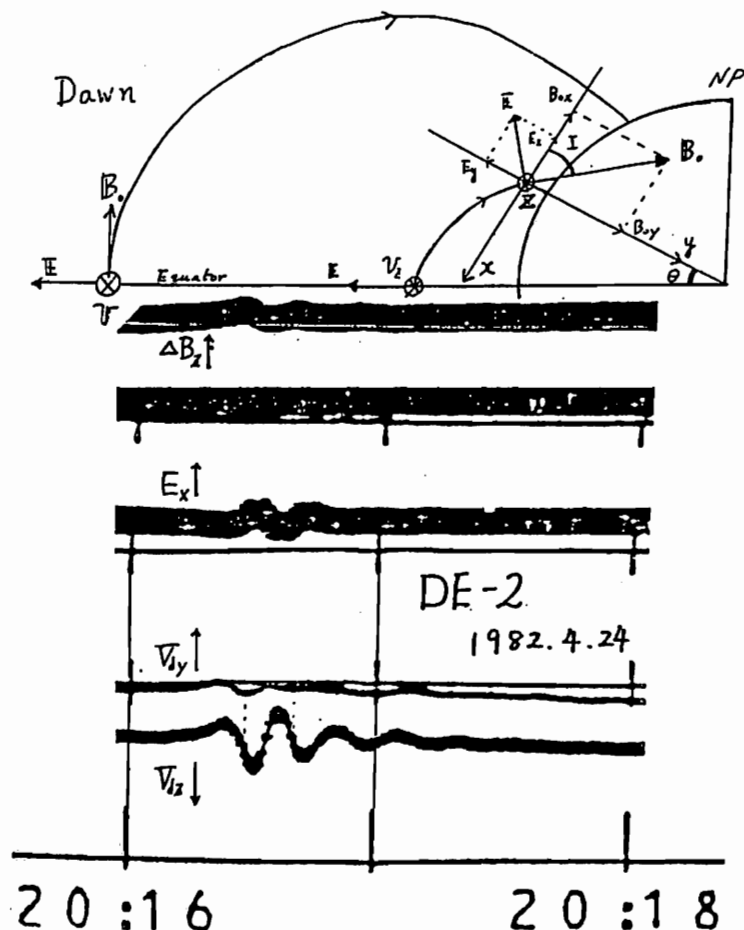
荒木 徹、杉浦正久、家森俊彦
京大理

磁気圏、電離圏、大気圏の結合の研究を目的とする2つのDynamics Explorer衛星、DE-1 (Apogee : 24875 km, Perigee : 675 km, Period : 440 min), DE-2 (1300 km, 305 km, 101 min) は、1981年8月、共に楕円軌道 (Inclination : 90°) に打ち上げられた。DE-2の観測は、1983年2月に終了したが、DE-1は現在なおデータを集積中である。杉浦が両衛星の磁場観測の主任研究者であるので、サマリープロットが京都大学理学部に到着している。ここでは、サマリープロットから見つけた3つのPsc現象(下表)についての解析結果を報告する。

	DATE	UT	LT (hr)	ALT. (km)	INV. LAT. (deg)	SATELLITE
(1)	April 24, 1982	2016	7.8	750	30	DE-2
(2)	July 13, 1982	1617	15.3	19700	62	DE-1
(3)	Feb. 4, 1983	1615	13.8	3200	40	DE-1

下図は、現象(1)のデータと衛星の位置、座標を示している。x軸が衛星の飛行方向、Vdはイオンドリフトであり、Vdzの最大振幅は325 m/s, 周期は1.3秒である。

現在のところ、手元にはサマリープロットしかないが、解析システムの整備を進めているので、近い将来、MTデータを用いた詳細な磁場解析が出来るようになるはずである。



MAGSATやDE-2のような低高度衛星によるULF波動の観測報告は少ない。これは、主に短周期のULF波動の振幅が測定精度に比較してあまり大きくないか或はそれより小さいこと、及び、沿磁力線電流の微細構造に由来する磁場変動と区別することが困難であることによる。しかし、磁気圏でのULF波動と地上観測との対応をつける上で、電離層上空低高度での出現特性等を調べることは意義があると考えられる。

図1は、MAGSATによる磁場データの南北-東西両成分間のクロススペクトルをとり統計をとったもので、ふたつの成分間の位相差の平均は、微細沿磁力線電流による磁場変動の場合に予想されるゼロ付近の値にはならず、値自体は小さいが(つまり直線偏波に近いが)、長周期側(0.1-0.3 Hz)では左回り、短周期側(1-2 Hz)では右回りの偏波特性を示す。このことは、MAGSATデータ中のULF波動成分の存在を示しているが、個々の軌道及び地上観測でこれがどのような波動に対応しているのかは分からない。今回は、地上でPc1領域の波動が観測されている期間を選んで、MAGSATデータ中にこれに対応する波動があるかどうか捜してみた。対応をとるための地上のデータは1980年に東大、宇宙研、九大及びカナダのグループが行った観測結果を載せた“Aurora-ULF-VLF campaign (Jan.-Feb. 1980) in Canada” (Solar Terrestrial Activity Chart) を使用した。

結果は、地上でPc1領域の波動が観測されていてもMAGSATで数nT以上の明瞭な波動が観測されることは非常に少ない。又、たとえ観測されてもそれは地上での周波数と対応せず、かつ短時間の波束である。このことは、これまで地上多点観測或はGEOSと地上との対応の解析から推測されてきたように、地上で観測されるPc1の入射領域がかなり局在しているか、又は、振幅がMAGSATの観測精度以下であるためと思われる。

図2は、MAGSATで観測されたPc1波動の一例であるが、このような波動の観測される位置は静穏時のプラズマポーズの平均的な緯度にはほぼ等しい事から、プラズマポーズ付近で発生、伝播してきたものと考えられる。

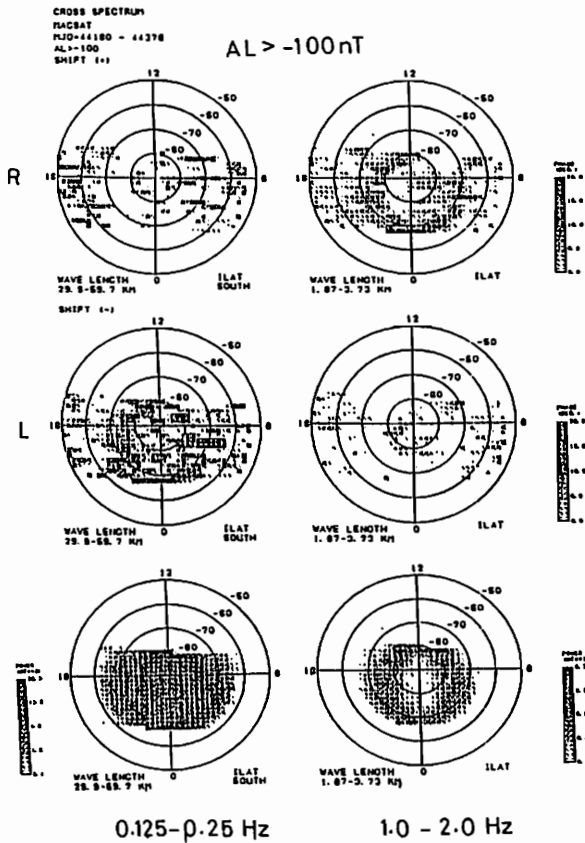


図1 偏波の統計的解析。右偏波(上段)、左偏波(中段)領域、パワーの分布(下段)を示す。

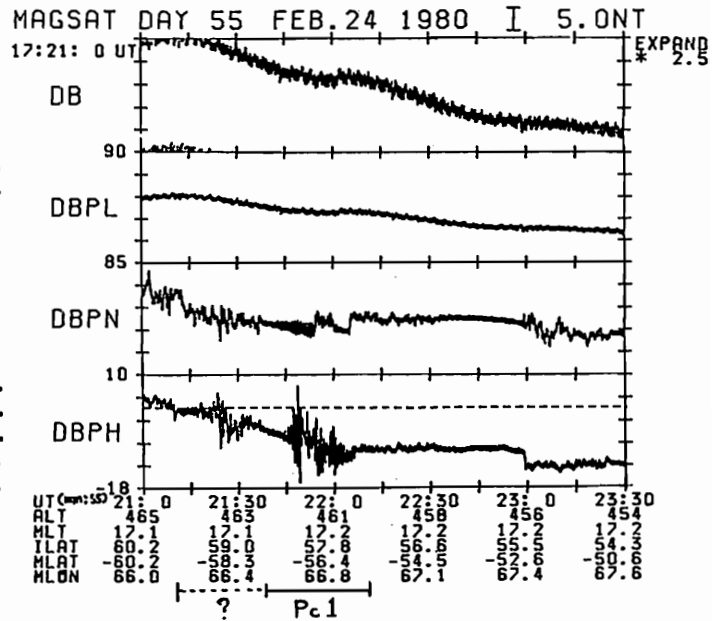


図2 プラズマポーズ付近で観測されるPc1波動の一例(中央やや左)。ステップ状の変化及び右半分の変動は人工的なもの。

POLARIZATION CHARACTERISTICS OF Pc 3 MAGNETIC PULSATIONS
OBSERVED AT LOW-LATITUDE CONJUGATE STATIONS

K. Yumoto¹, T. Saito¹, Y. Tanaka², J.W. Lynn³, F.W. Menk⁴ and B.J. Fraser⁴

- 1; Onagawa Magnetic Observatory & Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai
- 2; Research Institute of Atmospherics, Nagoya University, Toyokawa 442
- 3; Electronics Research Laboratory, Defence Research Centre Salisbury, Australia
- 4; Department of Physics, the University of Newcastle, Australia

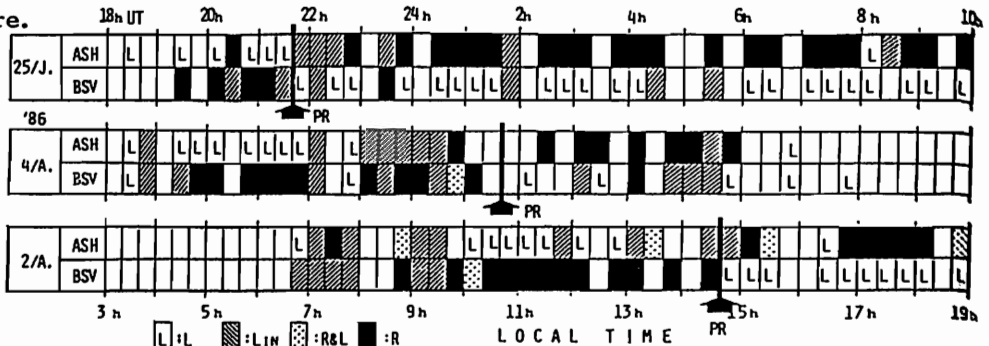
In order to stimulate both our theoretical and experimental research on low-latitude Pc 3 magnetic pulsations, we carried out the Japan-Australia magnetic conjugate observations at Asahikawa (ASH) in Japan and Birdsville (BSV), i.e., the conjugate point of ASH, Dalby (DAL) and St. Kilda (SKD) in Australia during the period from 20 July to 16 September 1986. The station distribution is summarized in the table. The DAL and SKD sites are located at the same latitude and in the same meridian of the conjugate point (BSV), respectively.

From the analysis of these conjugate-station data, occurrence and polarization characteristics of low-latitude Pc 3 pulsations are found as follows;

STATION	GEOGRAPHIC		CONJUGATE POINT		L =
	LONGITUDE	LATITUDE	LONGITUDE	LATITUDE	
ASAHIKAWA	142.2000	43.9722°			1.551
BIRDVILLE	139.3333°	-25.8333°	142.1845°	43.9486°	1.550
DALBY	151.2000°	-27.1833°	158.4427°	44.1308°	1.560
ST. KILDA	138.5°	-34.7°	143.23°	53.44°	2.105

- (1) The largest amplitudes occur at the highest latitude (SKD).
- (2) The H-component amplitudes at BSV in the winter hemisphere are larger than those at ASH in the summer hemisphere.
- (3) The polarizations at all northern (southern) stations switch from predominantly left (right) handed in the morning to predominantly right (left) handed in the afternoon. Where polarization senses are given by a view looking down onto the earth in each hemisphere.
- (4) However, the switch from LH (RH) to RH (LH) polarization at the northern (southern) stations is not always occurring near local noon (see Figure 1).
- (5) The major axis orientations in the H-D plane change from predominantly NW-SE (NE-SW) to NE-SW (NW-SE) near local sunrises (sunsets) at DAL and BSV in the winter hemisphere.

The results (1) and (3) suggest that a hydromagnetic wave resonance in this interval was occurring at higher latitude than at SKD (L = 2.11). The H-amplitude asymmetry



(2) at the conjugate points and the abrupt changes of major axes (5) at sunrise and sunset can be explained by a transmission of compressional Pc 3 mode into the lower ionosphere. The local time when the polarization reversal occurs may be associated with the distance from the subsolar point, where upstream waves could be most intense near the streamline of θ_{BN} (angle between the IMF and shock normal) = 0°.

Relationship between the IMF polarity and Pc 3 pulsations
observed at conjugate pair in the day side cusp

Y. Tonegawa, H. Fukunishi, L.J. Lanzerotti, C.G. MacLennan, A. Wolfe
(Tokai Univ.) (Tohoku Univ.) (AT&T Bell Labs.) (CUNY)

We report occurrence and polarization characteristics of magnetic pulsations in the Pc 3 frequency range (20-80 mHz) observed at South Pole and its approximate conjugate location in the northern hemisphere at Frobisher Bay, Canada. Cross spectra of the H and D components of the magnetic field are calculated every ten minutes during local day time for July-September 1985. It is found that occurrences of Pc 3 pulsations are controlled by the polarity of the interplanetary magnetic field which is inferred from the magnetograms at Vostok Antarctic Station. For the towards sector ($IMF B_x > 0$), the occurrence probability of spectral peaks in the frequency range increases at South Pole comparing with that for the away sector ($IMF B_x < 0$). Inversely, the probability decreases at Frobisher Bay for the towards sector. The polarization of pulsations is dominantly right handed along the field line at both stations, and it seems not to depend on the interplanetary magnetic field polarity. Possible energy sources and propagation mechanisms of the Pc 3 pulsations will be discussed.

坂 翁介 (九大理)

低高度衛星 (MAGSAT) の磁場データを使い、Pc5脈動に伴う沿磁力線電流の空間構造を調べた。地上IMSネットワークがPc5を記録している時、衛星が近くをかすめて通過する確率は非常に小さいが、MAGSATの運用中、1980年1月3日 17:25 UTに1度だけそれが起こった。その時の衛星の軌跡と、IMSネットワークステーションとの位置関係を図1に示す。この時Pc5脈動は地上の8ヶ所の観測点で測られていた。そのうちアラスカチェーン5ヶ所の観測点で、16 UTより19 UTまで記録されたPc5脈動を図2に示す。MAGSAT衛星は図中縦線でしめした時刻に図1の軌跡をたどった。衛星はPc5脈動の真っ最中に上空を通過していたことがわかる。

衛星は緯度80度より65度にかけてPc5にともなうペア電流を少なくとも8つ観測していた。これはそれぞれちがった周期をもつ共鳴殻が8つ存在したことを意味する。そのうちIMSネットワーク上空では4つのペアが観測されている。

地上データのスペクトル解析より、それらの共鳴殻の周期は 640、430、320、280秒と予測される。

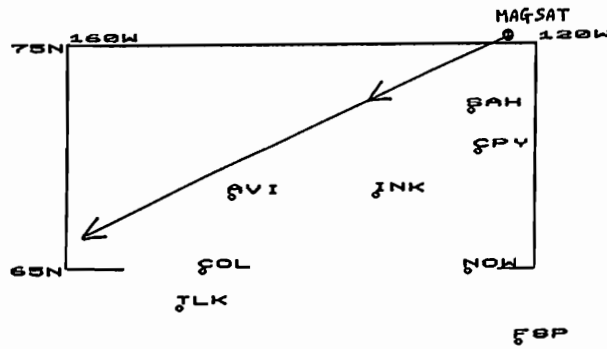


図 1

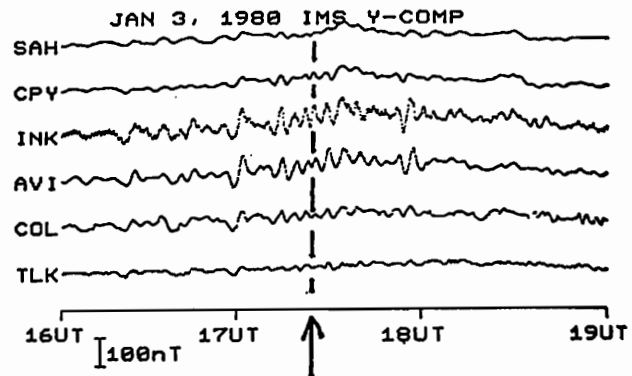
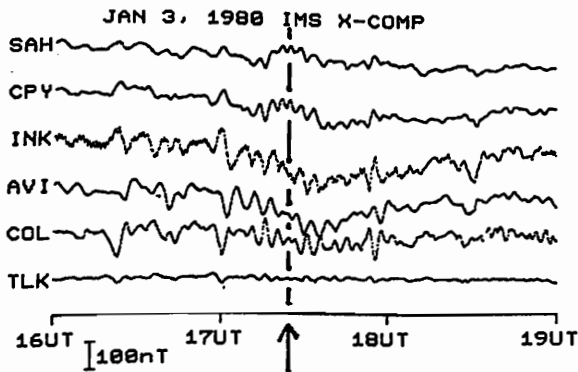


図 2

午後側 Pc 5 の特性

小口 高、 中村るみ、 山本達人
東大理

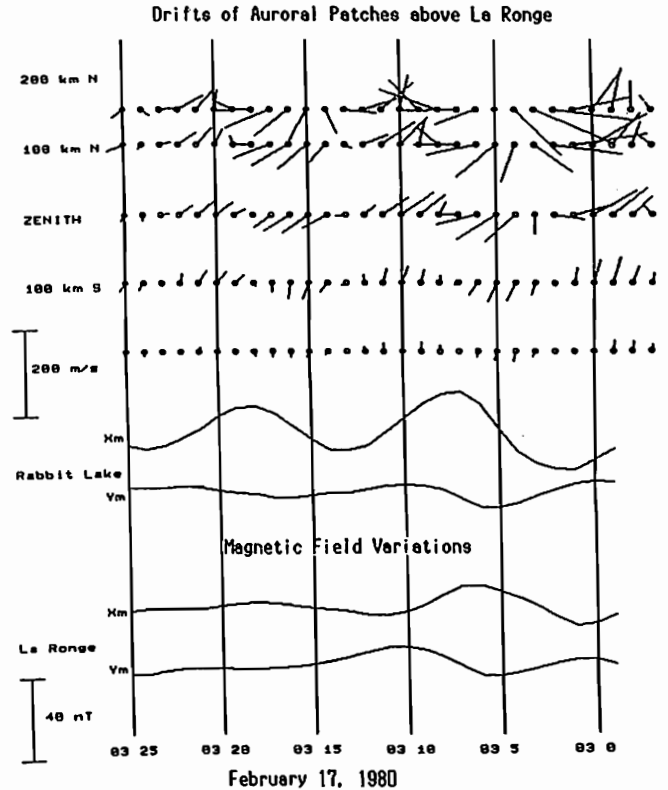
既に前回の学会でも報告したように、1980年2月17日の夕刻にサスカチュワン、ラ・ロンジュの上空に見られた明るさの脈動を伴わないオーロラパッチが、周期10分程度の地磁気脈動に同期してその位置が振動していることが知られた。振動は東西方向に卓越し、ラ・ロンジュ上空ではその動きは30km程度、ラ・ロンジュの北西域では100kmに達している。

既に前回の学会に於て、この振動が概ね地磁気脈動に伴う電場の振動で理解されることを示したが、今回は精密な位相比較によって両者の関係を確立し、厳密に電場振動であることを確認した上、改めて北極域の地磁気脈動とサスカチュワン地域のオーロラ振動との対比を行った。その結果

1. この振動の東西方向の位相速度は東向き20km/s、波長はほぼ12000 km程度であること
2. 夕方では東西方向の位相速度は東向き3-4 km/s、波長は2000km程度となること
3. 脈動全領域で南北方向の位相速度は北向き、およそ1.5km/secであること
4. オーロラ脈動の振幅は空間的に非一様でラ・ロンジュから見て北西側で著しく大きく、東側及び南側で急速に減少していること

などが明らかとなった。

低緯度での地磁気変動及び太陽風の動圧の変動からこの脈動は太陽風動圧の急増に伴う sudden impulse によるものと考えられる。強い東西方向の非一様性を含めてこの脈動が Field Line Resonance で理解できるかどうか検討を要する。



I-28 掃引ビームリオメータによる CNA 脈動の東西方向伝播の観測

菊池 崇 (電波研)、山岸久雄 (極地研)、27 次南極観測隊・宙空グループ

1986 年 2 月より 1987 年 1 月まで南極昭和基地で掃引ビームリオメータの観測をおこなった。掃引ビームは南北方向、東西方向の天頂角 ± 30 度の範囲を掃引ステップ 6 度で移動し、ビーム幅 14 度を持つ。掃引スピードは 1 ステップ 1 秒で、11 方向を掃引し、もとへ戻るのに 20 秒かかる。期間中に、CNA 脈動の東西方向伝播が多数観測された。発生は夜側だけでなく、正午付近にも見られるが、pre-midnight ~ morning (22 MLT ~ 10 MLT) の期間に卓越する。周期は 30 秒 ~ 15 分と幅が広いが、卓越周期は 1 ~ 3 分である。また、卓越する移動速度は 300 m/s ~ 3 km/s である。移動の方向は真夜中付近を境に朝側で東向き、夕側で西向きである。図 1 と図 2 は dawn 付近に発生した東向きの CNA 脈動の例である。図 1 は pre-dawn に発生したもので周期 2.3 分、速度 400 m/s、図 2 は morning に発生したもので周期 4 分、速度 300 m/s である。移動速度は周期の逆数にほぼ比例する。これらの観測結果は CNA 脈動のエネルギー源が真夜中にあり、波動として昼間側へ伝播することを示唆する。一方、dawn sector では西向きに伝播するものも観測されている。

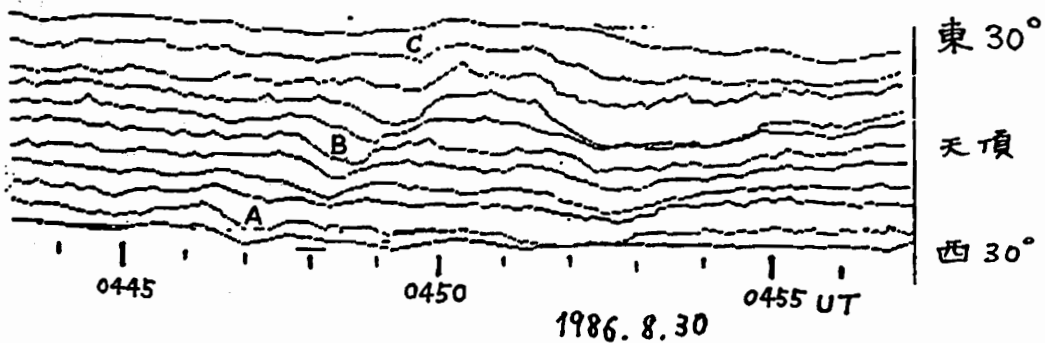


図 1 東西掃引ビームによる、pre-dawn の CNA 脈動。
A, B, C の順に吸収が移動。周期 2.3 分、速度は東向 400m/s。

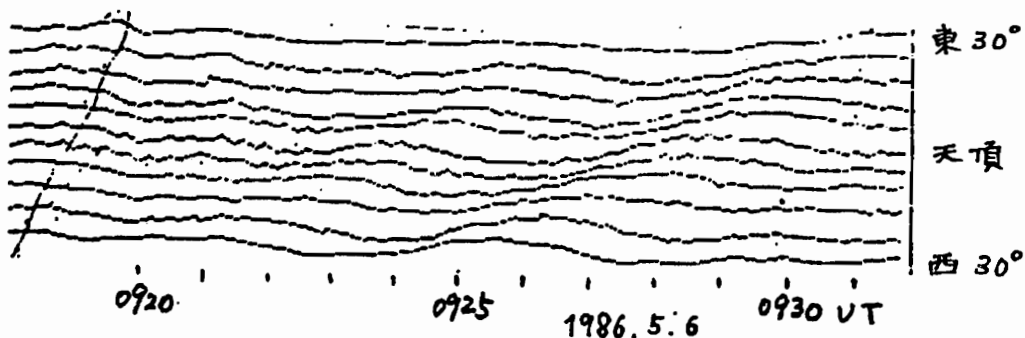
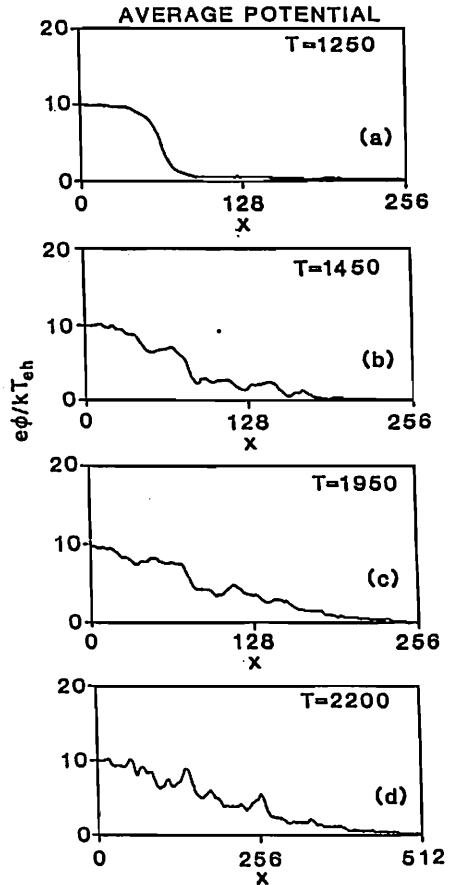


図 2 morning に発生した CNA 脈動。周期 4 分、速度は東向 300m/s

Takashi Yamamoto (Univ. of Tokyo) and J.R. Kan (Univ. of Alaska)

The field-aligned scale-length $L_{||}$ of auroral potential structures appears to range observationally from "localized" on the order of tens of Debye lengths (Temerin et al., 1982) to "extended" up to $1 R_E$ (Mizera and Fennel, 1977; Sharp et al., 1979). The condition which controls the variation of the scale-length $L_{||}$ along auroral field lines has yet to be determined by observations. Theoretical studies of the scale-length $L_{||}$ have been conducted by numerical simulation techniques. Wagner et al. (1981) showed that the V-potential structure varies from localized ($L_{||} \sim 10 \lambda_D$) to extended ($L_{||} \gg 10 \lambda_D$) in the presence of back-scattered primary electrons and hot magnetospheric ions. Yamamoto and Kan (1985) carried out a systematic simulation study of the field-aligned scale-length in one-dimensional double layers along converging field lines. The potential drop ϕ_0 across the simulation model is applied and maintained externally. The ionospheric plasma is cold denoted by $T_{ic} = T_{ec}$. The magnetospheric plasma is hot denoted by $T_{ih} = e\phi_0$ and $T_{eh} = 0.1 e\phi_0$. It was shown that the double layer scale-length $L_{||}$ varies from "localized in tens of Debye lengths to "extended" over distances much greater than the Debye length. These results are shown in Figure: (a) double layer is localized ($L_{||} \sim 10 \lambda_D$) if the backscattered primary electrons are absent with $T_{ih} = T_{eh} \sim 10 T_{ic} \sim 10 T_{ec} = 0.1 e\phi_0$; (b) partially extended ($L_{||} \sim 100 \lambda_D < \text{system length}$) if the backscattered primary electrons are present but the magnetospheric ions are not sufficiently hot, i.e., $T_{ih} = T_{eh} = 0.1 e\phi_0$; (c) fully extended ($L_{||} = \text{simulation system length}$) if both the backscattered primary electrons and the hot magnetospheric ions ($T_{ih} = e\phi_0$) are present; and (d) fully extended as in (c) except that the system length is doubled. A simple physical explanation of these results is possible. The maximum electric field in a double layer is proportional to the positive (or negative) space charge inside the double layer. The potential jump ϕ_0 thus would have to scale with $(E_{max}/2) L_{||}$. Since the backscattered primary electrons on

the high-potential side and the hot magnetospheric ions on the low-potential side (called the trapped particles) can reduce the space charge created by the counter-streaming electron and ion beams, the maximum electric field E_{max} can be expected to decrease due to the presence of such trapped particles. Therefore $L_{||}$ must increase according to $\phi_0 = (E_{max}/2) L_{||}$ if the potential jump ϕ_0 is maintained.



佐々木進 小山孝一郎 河島信樹 大林辰蔵 *平尾邦雄
宇宙研 *東海大

1985年12月 米国ニューメキシコ州ホワイトサンズで実施された第4回目の日米共同テザーロケット実験で得られた科学データを解析した。この実験は導電性のワイヤーをつけたままロケットを親子分離し電子ビーム(最大1kV80mA)を放射するとともに 両ロケット間に高電圧を印加して電離層プラズマの反応を調べようとするものであった。今回の報告では 426mまで伸展したテザーワイヤーで発生したVxBポテンシャルの解析とそのプラズマとの相互作用について解析した結果について述べる。

1 計測された両ロケット間の電位差

電位差は 親ロケットのテザーワイヤー接続部分で 3Mohmの抵抗を用いて計測された。テザーワイヤー(426m)の抵抗は 4kohmで検出抵抗に対して無視できる。ロケットの速度ベクトル及びワイヤーの伸展長から計算したVxB起電力(実線)と計測された電位差(点)を第1図に示す。350秒付近までは両者はよく一致しているがそれ以降は ワイヤーが伸展しているにもかかわらず計測電圧は減少し 計算値と大きなずれが生じる。これはプラズマとロケット間との抵抗が検出抵抗よりも大きくなったためと思われる。

2 有限プラズマの影響を考慮した計算

宇宙プラズマのイオン電流密度は電子電流密度よりはるかに小さいので テザーシステムでの電流系は負電位側のロケットとプラズマとの等価的インピーダンスにより制限を受ける。検出抵抗で検出される電圧は

$$V(t)/Z \cdot e(S(t)/2) \cdot V_r(t) \cdot N_p(t) \text{ の時 } V_m(t) = V(t)$$

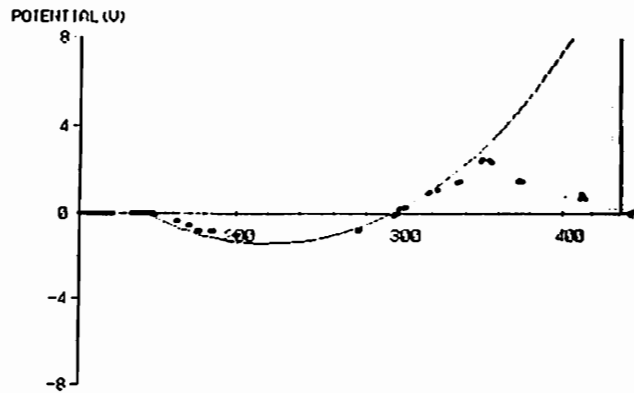
$$V(t)/Z \cdot e(S(t)/2) \cdot V_r(t) \cdot N_p(t) \text{ の時 } V_m(t) = e(S(t)/2) \cdot V_r(t) \cdot N_p(t) \cdot Z$$

$V(t)$: VxB起電力 Z: 検出抵抗 S(T): ロケット導電表面積 $V_r(t)$: ロケット速度 $N_p(t)$: プラズマ密度 $V_m(t)$: 検出電圧

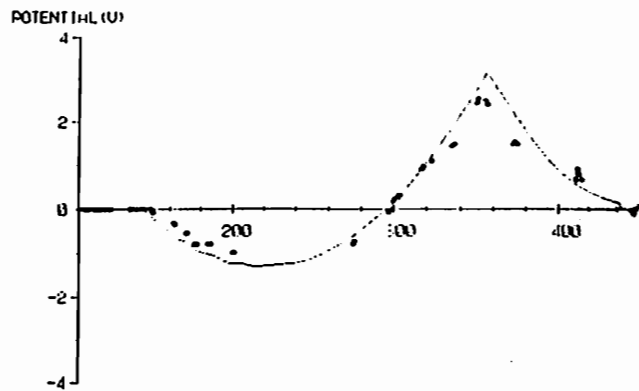
で表される。背景プラズマ密度 $N_p(t)$ は ラングミュアプローブで計測した値にベストフィットする曲線を計算して用いた。その結果(実線)と実測値(点)を第2図に示す。計測されたプラズマ密度の不確定性の範囲内で 測定結果とモデル計算は良い一致を示している。

3 VxB起電力とVLEミッション

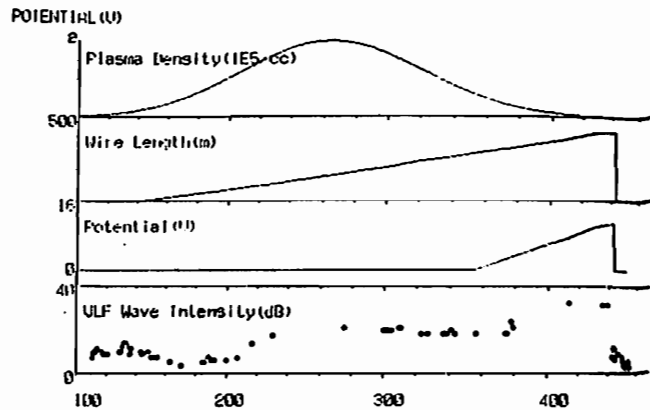
子ロケットで計測されたVLEミッションの強度変化と他のパラメーター変化との関係を第3図に示す。プラズマ密度との相関以外に 2のモデルで計算した子ロケットとプラズマとの間にかかる電圧と明らかかな相関があることがわかる(380秒付近からの増大)。FFTで分析した増大時の周波数スペクトラルはブロードバンドで高周波側で強度が減少する特徴をもっている。現在 負に帯電した飛翔体が励起する可能性のある波動励起の機構を検討している。



第1図 VxB起電力の計算値(実線)と計測値(点)



第2図 有限プラズマ影響を考慮した計算値(実線)と計測値(点)



第3図 VLF波動強度と他パラメーターとの相関

I-31 磁気圏内の広い経度にもたがった V L F ホイッスラーモード波の伝搬

澤田 晃 木村 馨根 大村 善治 William B. Gail
(京 都 大 学 工 学 部) (STAR Lab., Stanford Univ.)

地球磁気圏における波動粒子相互作用の1つとして、SC(Sudden Commencement)によるV L F波動の発生・伝搬と関連して、C N A(Cosmic Noise Absorption)が減少するという現象がある。以前より日中側で発生したSCにより同一磁気子午面内近傍においてV L F放射の強度増加とC N Aの減少がほぼ同時に観測された例は多いが、SCが発生した子午面から経度的に大きく離れた(地方時で日出時に相当する)地点においても0.5~1kHzのV L F放射とC N Aの減少がほぼ同時に観測された例がスタンフォード大学V L F観測グループによって南極のSouth Pole基地において得られている。これはSCにより日中側赤道面付近の地点(地心距離6~10Re)において発生したV L F波動が、ホイッスラーモード波としての伝搬途中に波動粒子相互作用によりピッチ角散乱を起こし、その降下電子によって電離層の電子が増加してC N Aの減少を起こすものと考えられる。しかし、前述のように地方時で日出時に相当する経度でも同様な現象が起こるためには、発生したV L F波動が広い経度にもたがって伝搬する機構を考える必要がある。このような可能性を確かめるために今回次のようなレイ 트레이シングを行った。

まず、電子密度分布モデルはプラズマホーズの影響を考慮したAikyo-Ondohモデルにおいて、図1のようにプラズマホーズを $L=4.0$ に設定したモデルを用いた。(経度・緯度方向に特に傾斜を与えていない。)地球磁場モデルとしてはI G R Fモデルを用いた。レイトレーシングの初期値としては、周波数を1kHzとして、出発点を地心距離6Re,磁気赤道面上,磁気経度 $40^{\circ}W$ に固定し、初期伝搬ベクトルをあらゆる方向に変化させて約650本の計算を行った。このうち、大部分の伝搬路は出発点付近の磁力線に捕捉された形で経度方向にほとんど変化しないが、一部の伝搬路においては図2のように緯度方向に伝搬して反射を繰り返しながら経度方向に 90° 以上にまたがって伝搬しているような通路も存在することがわかった。このような伝搬路においてその伝搬時間は16~18秒である。今回の発表においては、観測結果と共に更に多くの計算結果を示す予定である。

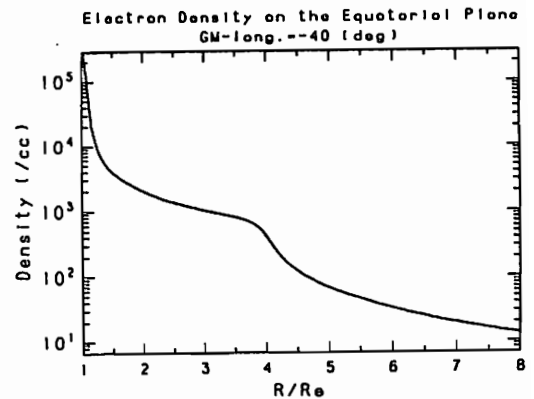


図 1

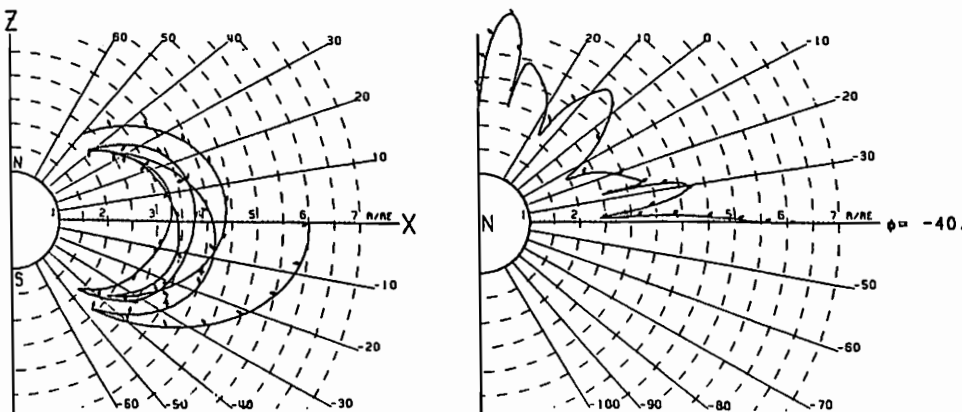


図 2

伝搬路をそれぞれ
左図が磁気子午面に、
右図が磁気赤道面に、
投影したものである

I-32

中緯度 VLF 放射の統計的性質：地方時
依存性及び磁気擾乱との関係

早川 正士 田中義人
(名大 空電研究所)

島倉 信
(千葉大工)

Abstract--- The purpose of the present paper is to present the statistical characteristics of mid-latitude VLF emissions (both unstructured hiss and structured emissions) based on the VLF data obtained at Moshiri in Japan (geomagnetic latitude 35°N ; $L=1.6$) during the period January 1974 - March 1984. Local time dependence of occurrence rate and the association with geomagnetic disturbances have been studied for both types of emissions. Both types (unstructured and structured) of mid-latitude VLF emissions are found to have definite correlations with geomagnetic disturbances. Then, the time delay of the emission event behind the associated geomagnetic disturbance has enabled us to estimate the resonant electron energy for VLF hiss to be ~ 5 keV at $L=3-4$ and that for structured VLF emissions to be considerably larger, such as ~ 20 keV at $L\sim 4$. Combined considerations of these estimated resonant energies, theoretical electron drift orbits and the local time dependences, allow us to construct the following model to explain the experimental results in a reasonable way. Electrons in a wide energy range are injected during disturbances around the midnight sector, followed by the eastward drift. Lower energy (~ 5 keV) electrons tend to drift closer to the Earth, resulting in the dawnside enhancement of VLF hiss within the plasmasphere. Further, these lower energy electrons are allowed to enter the duskside asymmetric plasmaspheric bulge and to generate VLF hiss there. On the other hand, higher energy electrons (~ 20 keV) electrons tend to drift at L shells farther away from the Earth and those substorm electrons are responsible for the generation of structured VLF emissions around dawn due to an increase of plasma density from the sunlit ionosphere. However, such higher energy electrons are forbidden from entering the duskside of the magnetosphere and so we cannot expect a duskside peak in the occurrence of structured VLF emissions, which is in agreement with the experimental results.

Further details have been found in "Statistical characteristics of medium-latitude VLF emissions (unstructured and structured): Local time dependence and the association with geomagnetic disturbances" by Hayakawa et al., Planet.Space Sci., vol.34, p.1361-1372, 1986.

I-33 低緯度におけるホイ斯拉偏波特性の自動観測

太田健次 江口博之 早川正士 田中義人
 (中部大学) (名古屋大学空電研究所)

1 まえがき

従来より、我々は直交ループアンテナに誘起する水平磁界二成分と垂直アンテナに誘起する垂直電界一成分による電磁界解析法でホイ斯拉の到来方向と偏波特性の自動観測を行ってきた¹⁾。しかし、この自動観測ではホイ斯拉の特定周波数(5.0 kHz)の狭周波数帯域(±200 Hz)における到来方向と偏波特性を求めているため、ホイ斯拉の広周波数帯域における特性は不明である。

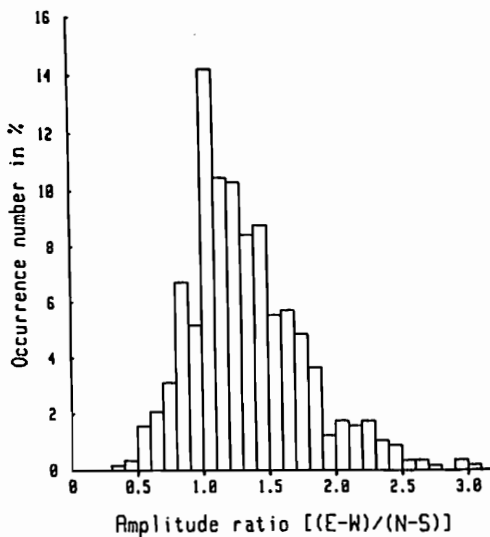
よって、直交ループアンテナに誘起するホイ斯拉波の振幅比と位相差²⁾をPLL(Phase Locked Loop)のロックレンジ(2~3 kHz)内において自動観測する装置を開発し、低緯度の山岡(岐阜県恵那郡 地磁気緯度 25°N)において測定を行った。

2 観測結果

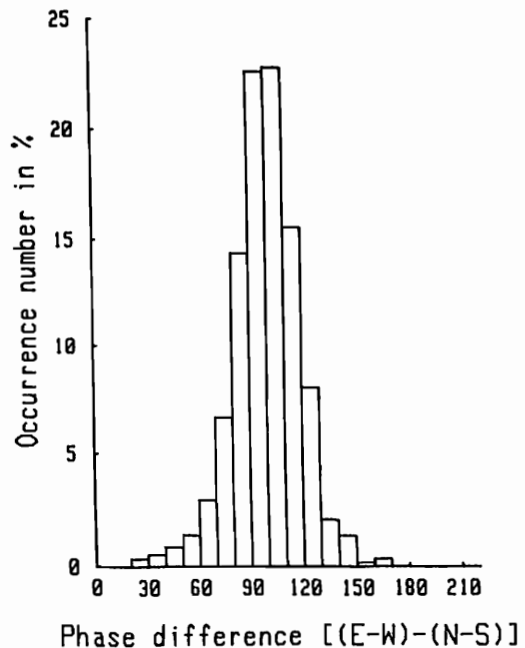
直交ループアンテナに誘起するホイ斯拉波の振幅比と位相差はホイ斯拉の広周波数帯域に互りほぼ一定であり、振幅比の最大発生頻度は1.0~1.1、位相差の最大発生頻度は90°~110°にピークがある。

これらの観測結果より、従来より求められてきた狭周波数帯域における到来方向と偏波特性がホイ斯拉の広い周波数範囲においても、ほぼ一定であると推定される。

- 1) 太田、江口 "ホイ斯拉到来方向の自動観測" 信学論、J67-B, 8, 869 (1984)
- 2) 岡田 他 "ホイ斯拉の伝搬距離と偏波特性" 信学論、J66-B, 11, 1355 (1983)



振幅比の発生頻度分布



位相差の発生頻度分布

科学衛星『おおぞら』による 日本周辺における電力線放射の観測

浅見健治、富沢一郎、芳野超夫
(電気通信大学)

送電線からの基本周波数の放射を『おおぞら』によって観測した結果について、今回の講演では日本およびその周辺上空の磁気圏(L₂)における電力線放射の特徴、およびその放射の位置分布について報告する。

電力線放射は、背景雑音であるELFヒスに比べて卓越した放射強度を有していないため十分なS/Nで定常的に検出できない。そこで、「ヒスの磁界強度の変動が正規分布をする」という仮定のもと統計的な処理を施してその検出を行なった。具体的には、観測した基本周波数(50Hz, 60Hz)の磁界強度と背景雑音の磁界強度の相対的変動について標準偏差を求め、基本波の強度がその変動の標準偏差の3倍より大きいならば電力線放射であると判断した。

その結果得られたこの地域における電力線放射は、次のような特徴があった。

- (1) 『おおぞら』の観測高度(400~850km)における電力線放射の磁界強度は、-130~-125 dB (0dB=1A/m)である。
- (2) 電力線放射は地方時の9~18時の間に観測されており、夜間においてはこれまでのところ観測されていない。この原因が観測データの不足によるものなのか、恒常的な現象であるのか現在はわからない。
- (3) 電力線放射が観測されたときのアンテナと磁力線とのなす角度は、図1のように90°を中心に分布しており、磁力線に沿ったホイッスラーモード伝搬をしていると考えられる。



図1. 電力線放射が観測されたときのアンテナと磁力線とのなす角度

実際に検出された電力線放射の位置分布は、地上の電力線商用周波数分布と比べて南方に広がった形をしている。これは(3)から考えると、電力線から放射された波が下部電離層を透過したのち磁力線に沿って伝搬するためと考えられる。図2は、電力線放射を観測したときの『おおぞら』の位置を磁力線に沿って下部電離層(高度100km)の地点まで移動させて、電力線放射の位置分布と地上の電力線商用周波数分布とを対応させたものである。日本周辺では60Hzの周波数地帯を両側から囲むように50Hzの周波数地帯が地上に存在しており、観測された電力線放射の位置分布と地上の周波数分布とのあいだに対応が見受けられる。

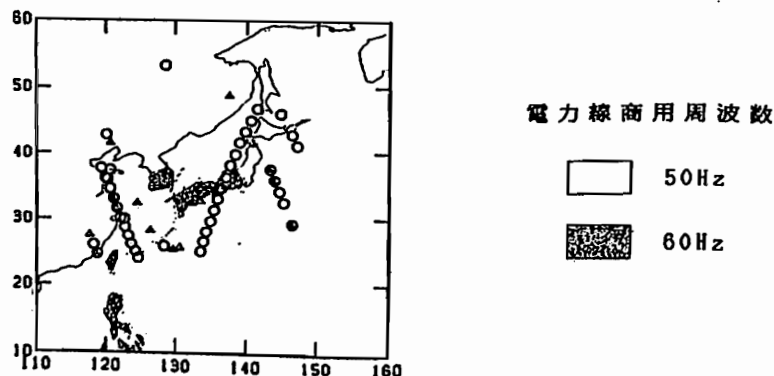


図2. 電力線放射の位置分布(50Hz○印、60Hz△印)と地上の電力線商用周波数

I-35 E_s層出現時の拡散状HFドップラー トレースのシミュレーション

阿保 真、長沢親生、金木利之
東京都立大学・工学部

我々は、先にスポラディックE層(E_s層)出現時のHFドップラートレースに、拡散状のトレースが現れることを示し、その解釈の一つとして、反射点が不規則に生成消滅することによって説明できることをシミュレーションから明らかにした。(1)

最近 From and Whitehead(1986)(2)によって、HFレーダを用いたE_s構造の報告がなされた。その中で Spread E_sと呼ばれるE_s層の構造として、多くのSmall Cloudsから成り、それぞれのCloudsの寿命が数秒で、全体が同じスピードで移動しているという観測結果が報告されている。そこで、HFドップラーの場合にも同じ状況を仮定してシミュレーションを行なってみた。

文献1でのシミュレーションでは、反射点は複数あるがサンプル時間内には反射点は生成消滅しないと仮定していた。現在我々が使用している周波数分析器のサンプル時間は約40秒である。そこで、サンプル時間内に反射点が生成消滅した場合のドップラースペクトルのシミュレーションを行なってみた。図にサンプル時間40秒で反射点が4秒の寿命で生成消滅した場合のスペクトルのシミュレーション結果を示す。図は、ある時刻でのスペクトルを示しているが、実際のドップラートレースは、このスペクトルを2値化し表示され、時間とともに反射点の位置が変化しドップラー周波数も変化するため、拡散状になることが確認された。

HFドップラー法で、実際の反射点であるE_s Clouds がどの程度の寿命を持っているかを確認するためには、ドップラー周波数のスペクトル分析を短いサンプル時間で行なう必要がある。しかし、従来のフーリエ変換やフィルターを用いた分析法ではサンプル時間を短くすると周波数分解能が悪くなる。そのため、短いサンプル時間でも周波数精度の良いMEM法などの周波数解析を直接ドップラー受信波形に適應させる必要がある。

参考文献

- 1) 長沢ほか, 借学技報 AP83-24, 1983
- 2) From, W. R., and J. D. Whitehead, Radio Sci., 21, 309, 1986

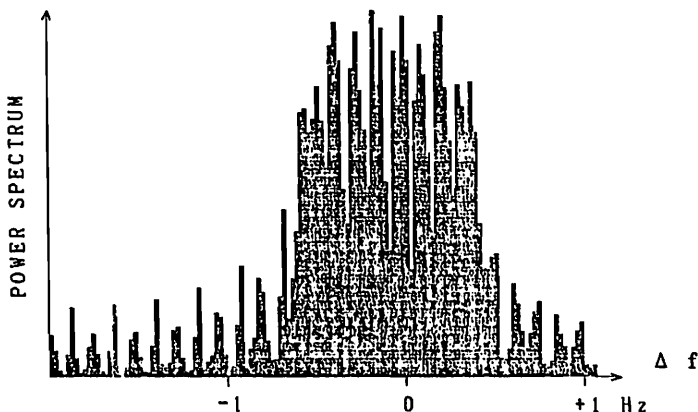


図 サンプル時間内に反射点に変化した場合の
ドップラースペクトルのシミュレーション結果

とその一般的性質

田中高史（電波研究所）

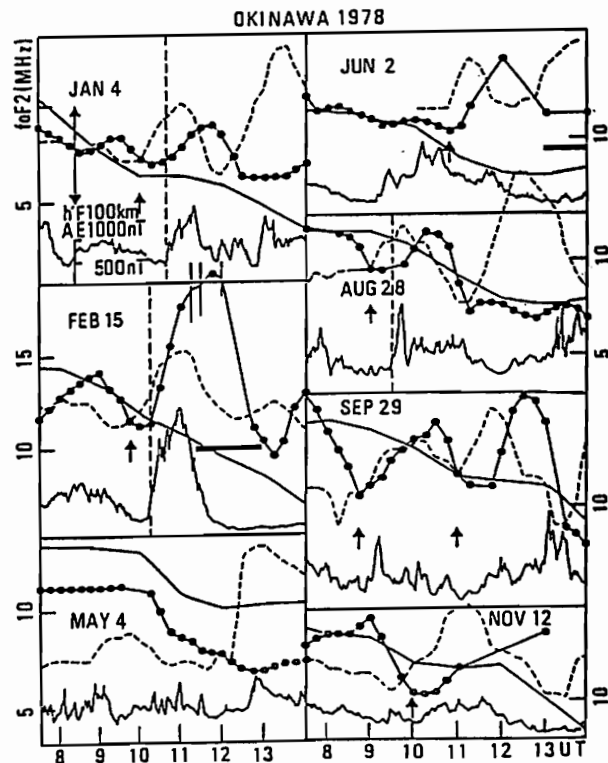
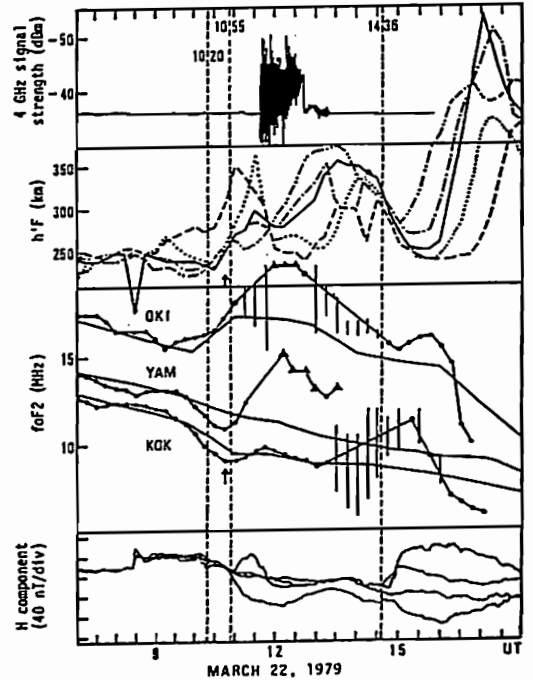
Abstract. Low-latitude ionospheric disturbances, which were characterized by severe scintillations in the C-band range accompanied by complex dynamical behavior of the low-latitude ionosphere, were examined, taking into consideration previous results. From the analyses of foF2 and h'F data, these disturbance events are found to be characterized by a two-stage process. During the first stage, which starts during the magnetospheric energy storage process before the onset of substorms, h'F begins to increase simultaneously at all observing stations due to eastward electric fields penetrating from the magnetosphere. At subequatorial stations, increases of foF2 follow as a signature of enhancements of the equatorial anomaly. During the second stage, values of h'F increase again, indicating a motion from north to south, with no increase of foF2. In this stage, dynamical effects including neutral winds become important, as well as electric fields. In addition, it is shown from the analysis of one year's data for 1978 that the occurrence of disturbance events as presented in this paper is a general feature in the evening section under the condition of ring current developments.

References

Tanaka T., 1981. Severe ionospheric disturbances caused by the sudden response of evening subequatorial ionospheres to geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.*, **86**, 11335-11349.

Tanaka T., 1982. Spatial and temporal distributions of midlatitude ionospheric scintillations observed by low-altitude satellites. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 719-729.

Tanaka T., 1986. Low-latitude ionospheric disturbances: Results for March 22, 1979, and their general characteristics. *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1399-1402.



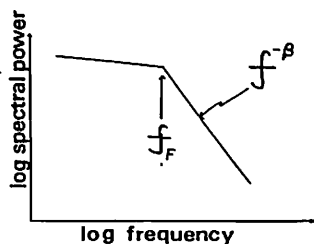
1-37 山川における電離層シンチレーション

のスペクトル解析

國武 学*, 渡部 重十**, 大森 寛**, 大山 治男*, 西牟田 一三*, 満留 博人*
 *電波研山川, **東北大理

山川電波観測所では、ETS-Iの136MHzビーコン波により電離層シンチレーション(電界強度変動)を観測している。従来、山川ではチャート用紙への記録のみであったため、電界強度変動の大きさや、出現時刻についての解析ができてきた。1986年4月末に、パーソナルコンピュータを用いて、デジタルデータ記録を可能化し、さらに8月に改良を行い、87年2月にFFTスペクトル解析システムを完成させた。

ここでは、太陽活動極小期に、中低緯度地域に位置する山川で観測されたシンチレーションのスペクトル特性の解析結果を報告する。[subionospheric pointは、高度300kmとして、地理座標で(29.3°N, 130.6°E)]
 スペクトル特性として抽出されるパラメータには、右図に示す様に、power-lawに使う場合($\propto f^{-\beta}$)の傾き β や、スペクトルの傾きが変化する周波数 f_F がある。(C.L. Rufenach, 1972)



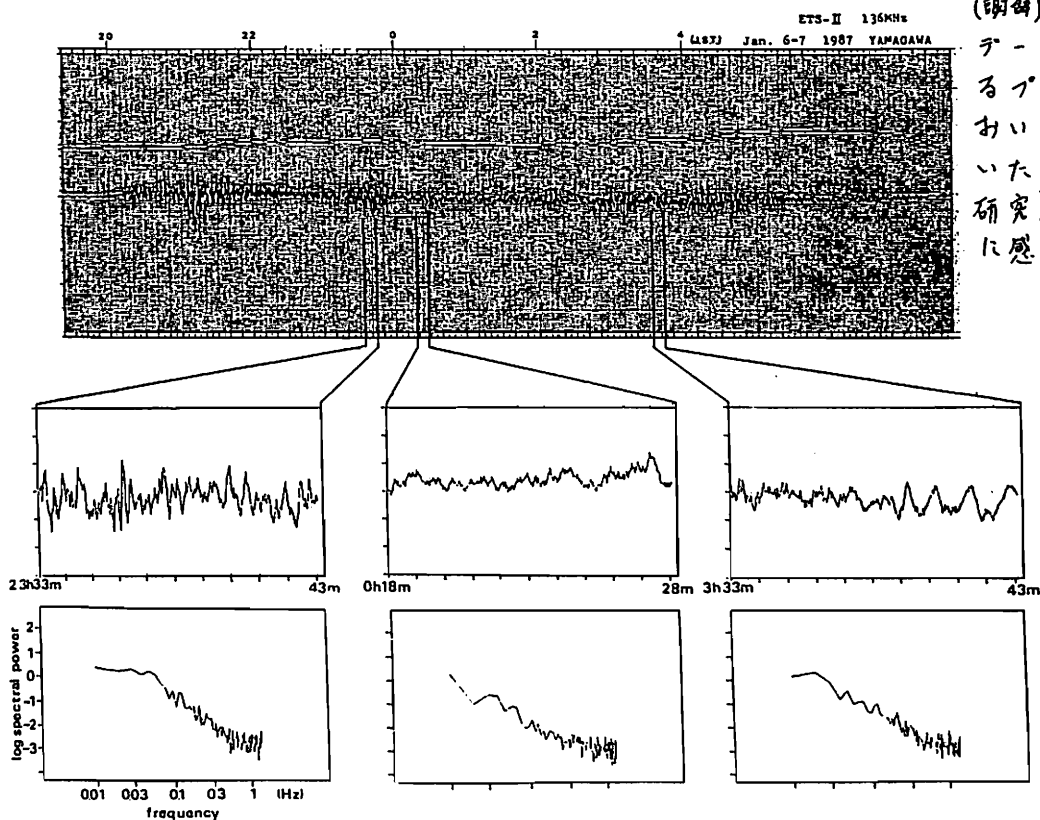
まず、シンチレーションの発生から消滅への経過における、スペクトル特性の変化についての解析結果を報告する。(下図参照)これは、シンチレーションを起す原因となる電離層電子密度不規則構造の、時間的发展を推測する一助となる。(M. Fujita et al., 1982)

さらに86年8月以後のデータを用いて、シンチレーションを、スペクトル特性の面から分類し、その原因をさぐるべく解析を進めている。将来的には、人工衛星によるin situの電子密度不規則構造のスペクトルとの比較をめざしている。

(参考文献) C.L. Rufenach, J. Geophys. Res., 77 4761~4772, 1972

M. Fujita, K. Sinno, and T. Ogawa, J. Atmos. Terr. Phys., 44 13~18, 1982

(謝辞) パソコンによるデータ取込みに関するプログラム開発において、協力をいただいた、電波研信号処理研究室の島山裕史さんに感謝いたします。



1. 序. 1981年、内之浦から打上げられた「ひのとり」衛星に搭載された電子密度プローブによって約600km高度での電離層観測が行なわれた。その結果、赤道域で発生する大規模な電子密度の変動が多数例観測されている。特に、電子密度の急激な減少として観測されるプラズマ・バブルの詳細な構造、運動及び発生機構が明らかにされると共に、プラズマ・バブルと相補的な構造をもつ、電子密度の局所的な上昇が発見され、「プラズマ・ブロップ」と呼ぶことにした(図1)。電子密度の上昇域は衛星の軌道に沿って約200kmであり、これらの現象は、主に磁気赤道を挟んで磁気緯度±20°~±30°で観測される(Oya et al., 1986, Watanabe and Oya, 1986)。

研究は、プラズマ・ブロップの発生機構について三次元の計算機シミュレーション結果と観測結果との比較により行なわれた。

2. 基礎方程式. シミュレーションは、プラズマの連続方程式と電荷保存の式を用いて行なわれた。すなわち、

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\vec{V}) = Q - L \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \{ \sigma (\vec{E}_s + \vec{E}_i) \} = 0 \quad (2)$$

ここで、 N 、 \vec{V} 、 Q 、 L 、 σ はそれぞれプラズマの密度、速度、生成率、消滅率及び電気伝導率である。電場(\vec{E})及び速度はそれぞれ以下のように与えられている。

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 + \frac{\vec{f} \times \vec{B}}{\nu_i} + \vec{U}_n \times \vec{B}$$

$$\vec{V} = \vec{U}_n + \frac{\Omega \nu}{\Omega^2 + \nu^2} \frac{\vec{E}}{B} + \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \nu^2} \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - D \frac{\nabla_{\perp} N}{N} + \frac{\vec{f}_{\parallel}}{\nu}$$

3. シミュレーション結果. シミュレーション結果を図2に示す。初期条件として電子密度の変動を正弦的に与えたものを(a)に示す。シミュレーション開始後約2000秒後の状態を、それぞれ図2(b)、(c)、(d)に示す。(b)は東向きの電場を加えた時($\vec{V} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} = 50\text{m/s}$)、(c)は西向きの電場を加えた時($\vec{V} = -50\text{m/s}$)、(d)は緯度方向の中性大気風(342m/s)を加えた時の結果である。西向きの電場又は磁気赤道を横切る中性大気風が存在する時、電離層の上部でも不安定が発生する。このタイプの不規則構造は、磁気緯度±20°付近で変動が大きく、しかも、電離層の上部では電子密度の上昇として観測されることから「ひのとり」衛星によって発見されたプラズマ・ブロップに対応するものである。

4. 結論. 磁気赤道域での電離層の三次元シミュレーションにより、電離層の下部でプラズマの不安定が起きるだけでなく、電離層の上部でも、電場又は中性大気風が存在する時、プラズマの不安定が発生することが明らかとなった。この不安定は、重力、電場、及び中性大気風を含めた一般化されたレーリー・テイラー不安定に起因している。「ひのとり」衛星による観測では、プラズマ・ブロップは2つのタイプ(タイプ1とタイプ2)に分類された。特に、タイプ1は、図1に示すように電子密度の上昇域がせまい範囲に限られ、しかも高度約600km域では、磁気緯度±20°~±30°付近に出現する。シミュレーション結果はタイプ1の観測結果とよい一致を示している。

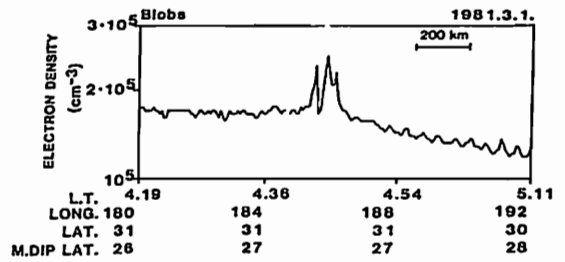


図1. 「ひのとり」衛星によって観測されたプラズマ・ブロップの1例。

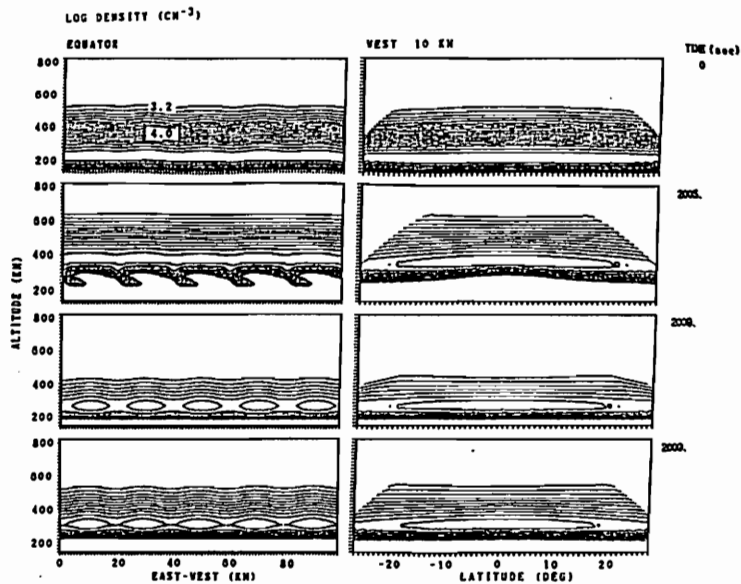


図2. 三次元シミュレーションの結果。

丸山 隆、 M. C. Kelley
(電波研) (コーネル大)

赤道スプレッドFの原因であるプラズマ・パブルはRayleigh-Taylor不安定によって形成される。不安定性が成長するためには；(1)電子密度の鉛直勾配が急である、(2)Pedersen導電率が小さいことが必要である。このとき、電離圏F領域の特性から磁力線方向のイオンの拡散が充分早いことと、磁力線が等電位に近いことを考慮する必要がある。我々は、磁力線に沿って積分したパラメーターを用い、磁気赤道から離れた領域からの寄与を取込み、3次元的不安定の問題を2次元に移し換えて議論する。

不安定性を求めるのに必要な電子密度分布は、 O^+ 、 NO^+ 、 O_2^+ 、 N_2^+ イオンについて連続の式を解き求めた。分子イオンを含める事は次の点で不可欠である。(1) O^+ イオンは電離圏下端で急激にゼロに近づき、 $N_e = n(O^+)$ と仮定すると、電子密度勾配が非現実的な値となる。(2) 磁力線を介して分子イオンの卓越する領域(Valley)のPedersen導電率が不安定性による局所電場のShorteningに大きく寄与する。

我々は、分子イオン及び外部電場を含めた不安定性の成長率を求めるために次の仮定をした。(1) O^+ イオンの沿磁力線積分値の鉛直(L_1 -shell)勾配は分子イオンのそれに比べて充分大きい。(2) O^+ イオンと分子イオンの間の化学的結合は不安定性の成長率に比べ充分小さい。(3) 磁力線は等電位である。以上の仮定のもとに分子イオンの卓越する領域を局所電場に対する負荷として扱い、 O^+ イオンの分布について次式で与えられる不安定性成長率を得た。

$$\Gamma = \left(\frac{g_e}{L_1 v_1^*} + \frac{v_p}{L_1} \right) R^* - \bar{\beta}$$

ここで、 g_e = 赤道上での重力加速度、 $1/L_1 = O^+$ 沿磁力線積分値の鉛直勾配、 v_1^* = O^+ イオンと中性粒子との実効衝突頻度、 v_p = 鉛直ドリフト速度、 R^* = 分子イオンを含めた効果、 $\bar{\beta} = O^+$ の平均再結合係数。 R^* は O^+ の卓越する領域で1に近づき、分子イオンの卓越する領域で0に近づく。

以上の結果を用いて、赤道スプレッドFの発生と電場、熱圏風との関係を解析した。電場データはJicamarcaで観測した鉛直ドリフト速度で、太陽活動度最大期の代表的な季節のものである。熱圏風はNCARのTGCM(大気大循環モデル)を基にした。図に示したのは夏(J1)と冬(J2)のドリフト速度(上段)と不安定成長率(下段)の時間変化である。

観測との比較を定量的に行なうため次の積分を計算すると同時に、パブル発生のthresholdをJicamarcaのいくつかのイベントの解析から求めた。

$$e(t_{MAX}) = \int_{t_0}^{t_{MAX}} \Gamma(t') dt'$$

その結果、Jicamarcaに近いHuancayoのスプレッドF発生の季節変化はドリフト速度及び熱圏風の効果を入れることでモデル計算と定量的に一致した。

Table $e(t_{MAX})$, Jicamarca

	D-month	J-month	E-month
No Wind	32.6	4.8	12.9
W/Wind	12.9	3.8	12.8

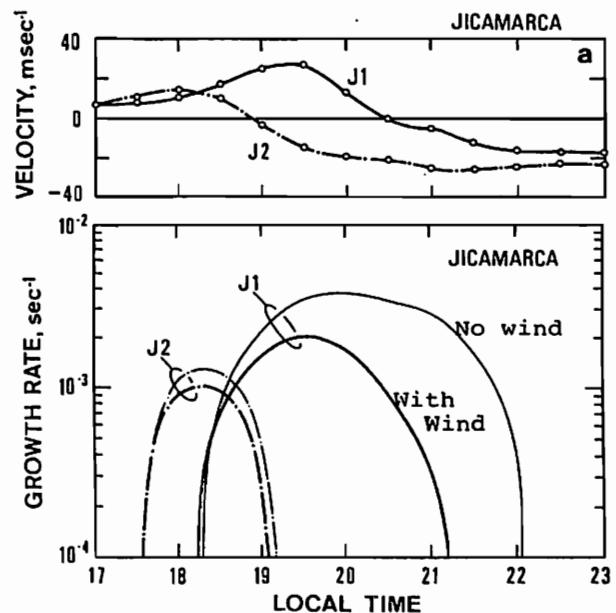


Figure LINEAR GROWTH RATE

I-40 大気上端におけるオーロラ電子入射スペクトルの ロケット高度からの推定

橋田 健* 江尻全機** 大冢 寛*

(* 東北大理 ** 極地研)

序 飛翔体によって観測されるオーロラ電子が示す時向の変動には、一般に真に時向的な変動と空間的な変動が重なっている。特にロケットの場合、電離圏中を高度を変えながら観測するためその空間変動には水平方向のみならず高度による変化も含まれると考えられる。なぜなら測定高度が低い場合、電子は中性大気との衝突により急速な減衰を受け、観測点の変化による変動が大きいためである。ロケット観測の結果を電離層のシミュレーションに用いたり加速域の情報を得るためのデータとする際、より厳密な議論のためには、これらの高度変化を分離し補正を加えることが望ましい。この目的のため、降下電子の輸送方程式を解くことを介して、大気上端における入射スペクトルをロケット高度から推定する試みを行った。

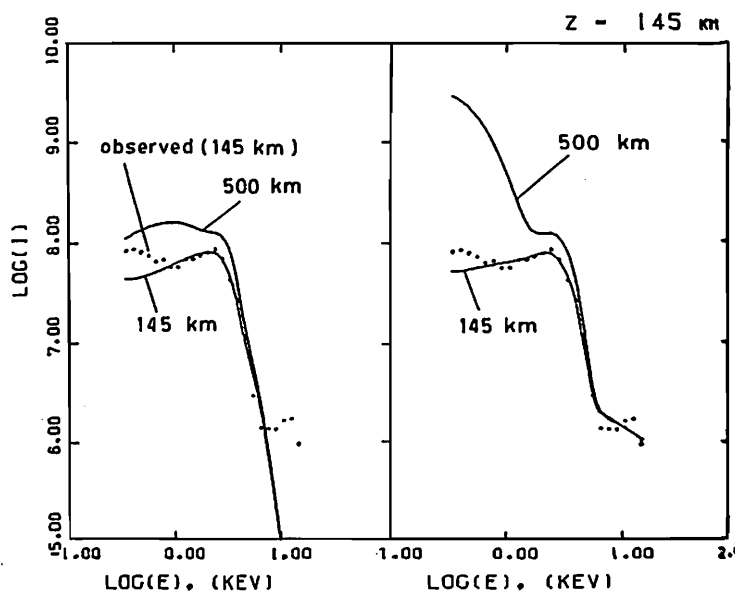
方法 中性大気との衝突を考慮した輸送方程式を解くことにより、大気上端での入射スペクトルを境界条件として任意の高度でのスペクトルを求めることができる¹⁾。一方、多くの場合オーロラ電子のスペクトルの形は Gaussian shape, Maxwellian shape および power law の重ね合わせで記述できることが知られている²⁾。そこで、適当なパラメータを与えてこれらの形のスペクトルを大気上端で仮定し、これよりロケット高度でのスペクトルを計算し、観測されたスペクトルとベストフィットするようパラメータを逐次変えて入射電子のスペクトルの推定を行った。

結果 結果の一例を図に示す。観測データは S-310JA-9 号機の下降時、高度 145 km, stable arc 中で得られたものを用いた。左図は case 1 (= Gaussian + Maxwellian), 右図は case 2 (= Gaussian + Maxwellian + power law) の結果である。約 2 keV のピーク付近およびそれより高エネルギー側は Gaussian と Maxwellian でほぼ一意に定

まり、推定された電子のフラックス強度はピークエネルギー付近で観測値の約 1.5 倍となる。しかし、1 keV 以下の低エネルギー成分はスペクトル形の仮定により大きく異なる。これらの低エネルギー領域で一次電子として入射した成分は、大量に降り込んだとしても高度 145 km に達するまでに大幅に減衰することが判明した。また case 1 および case 2 どちらの場合も、観測データにみられるような 1 keV 付近で極小をもつスペクトル形は再現されなかった。

* 使用したデータはオ 25 次南極観測越冬隊により得られた。実験担当者および 25 次隊関係者の方々に感謝します。[Res, 36, 345, 1985.]

- 1) Kusida and Kamiyama, Mem. Natl. Inst. Polar Res., 36, 345, 1985.
- 2) Fonthelm et al., J. Geophys. Res., 87, 3469, 1982.



S-310JA-9号機によって観測された降下電子のスペクトル(黒点), 推定された入射スペクトル(高度 500 km) および、その入射電子が与える高度 145 km でのスペクトル(実線)

仮定スペクトル型

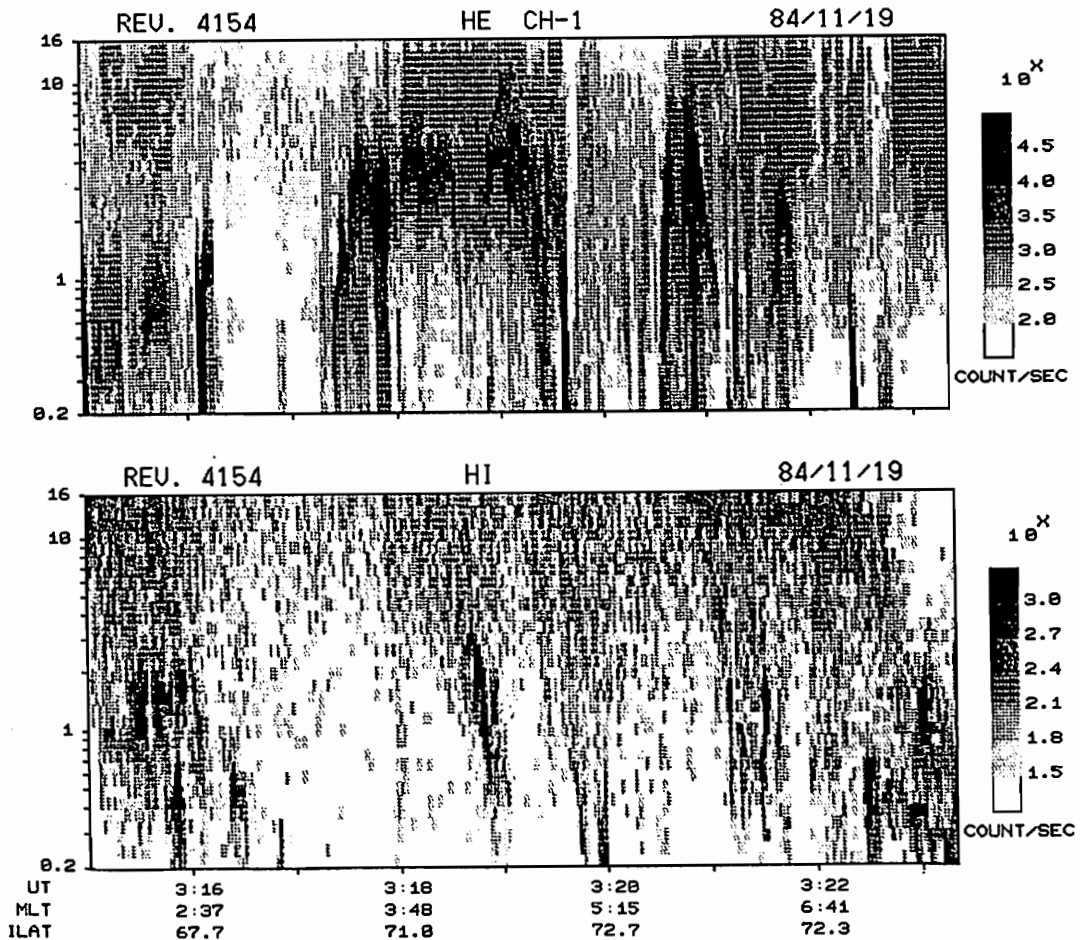
左: Gaussian + Maxwellian

右: Gaussian + Maxwellian + power law

I-41 高密度イオンの局所的降下現象 (I)

賀谷信幸、松本治弥、向井利典、伊藤富造
(神大工) (宇宙研)

人工衛星「大空」に搭載された低エネルギー粒子観測器 (ESP) は、1984年2月に打ち上げられてから3年間順調にデータを取得した。得られたデータは基本的には過去の衛星で得られたデータと一致しているが、降下イオンに興味深い現象が多く観測されている。そのなかでもカサブ領域のイオンのエネルギー分散や Inverted-V 領域のイオンと電子の対比に関しては、これまで学会で報告してきた。今回は新たに高密度なイオン Flux の局所的な降下現象についてデータ解析を開始したので、基本的な統計処理の結果について報告をおこなう。観測例を第1図に示す。上図に電子、下図にイオンの E-t ダイアグラムをそれぞれ示す。この観測例はオーバルを経度沿いに観測したもので、電子のデータより加速領域と Diffuse 降下領域を繰り返し衛星が横切っていることが分かる。これは明らかに降下領域が経度沿いに凹凸しているからと考えられる。この時イオンのスペクトルの 1~2 keV に高密度なイオン Flux が数カ所 (3:16, 3:19, 3:21) で認められる。この例で示すような高密度なイオン Flux の出現を MLT, 緯度、エネルギー、Kp, ピッチ角依存性と、電子スペクトルとの対比で議論する。



第1図 高密度イオンの局所的降下現象の観測例

電子加速領域における降下イオンの特性

北山 正信・向井 利典
(宇宙科学研究所)

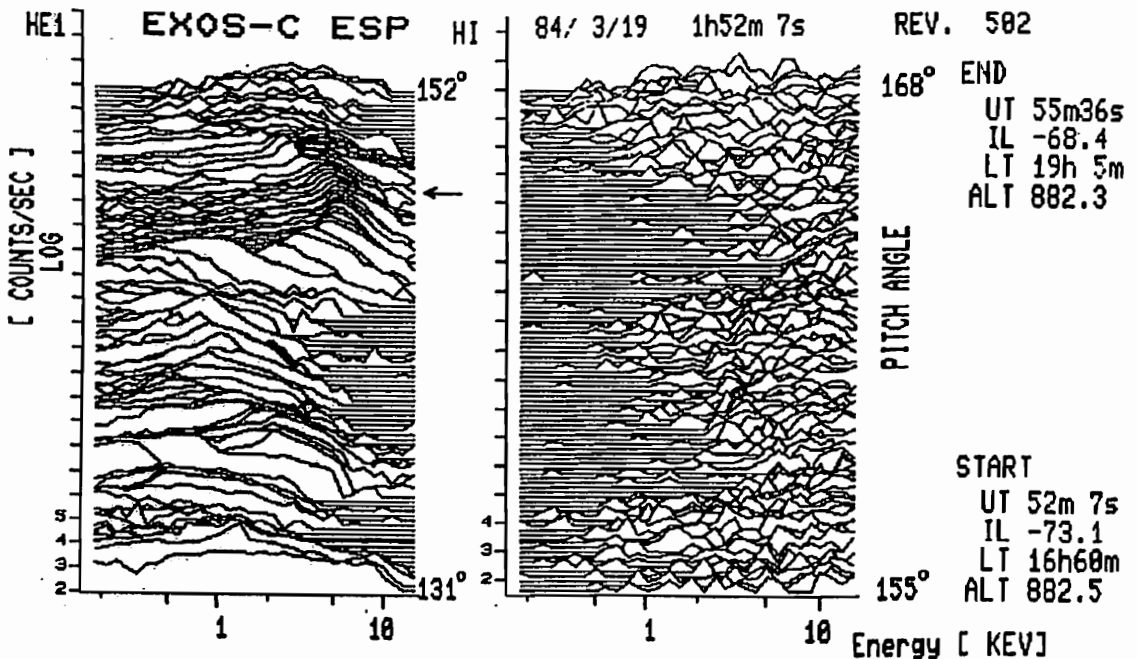
賀谷 信幸
(神戸大学)

極域のいわゆる 'Inverted-V' 型の降下電子は、沿磁力線電場による加速であると考えられている。しかし、「おおぞら」の低エネルギー粒子の観測では、そのような電子の加速されている領域において、電子よりもエネルギーの高い降下イオンが観測されており、このことは沿磁力線電場で簡単に説明することはできない。

下の図は、そのような、降下電子よりも高エネルギーのイオンが観測された一例である。横軸にエネルギー、縦軸に粒子のカウントを対数でとったスペクトルを時間を追って上方向にプロットしたものである。左が電子で、右がイオンのデータであり、右端の軌道データが示すように、夕方側の南半球のデータで、ピッチ角が 90° 以上なので、双方ともに降下

方向を見ていることがわかる。左の図の示すように、電子は UT 01h55m あたりがはっきりした 'Inverted-V' 型をしており、カウントのピークのエネルギーが $\sim 5\text{keV}$ まで加速を受けている。右の図のイオンは、同じときには $\sim 5\text{keV}$ 以下にはカウントがなく、それ以上の高エネルギー側に存在している。この例で、さらに特徴的なのは、電子のカウントのピークのエネルギーに対応するように、イオンの分布の最低エネルギーが変化している点である。

今学会では、このような現象がどのような条件において観測されたか、などについて、降下電子とイオンの関係を統計的に解析した結果を報告する。



「おおぞら」で観測された極光帯での電子とイオンのエネルギースペクトル

1-43 オーロラダイナミクスと沿磁力線電流

福西 浩、 遠山 文雄、 藤井 良一、 山岸 久雄、 小川 俊雄
 (東北大理) (東海大工) (極地研) (高知大理)

S-310JA-12号機は地磁気擾乱時の1985年7月12日19時35分39秒UTに、昭和基地より打ち上げられた。図1は昭和基地のマグネトグラムである。ロケット飛翔時のH、D、Z成分の最大変化量はそれぞれ360、430、910 nTであった。Z成分変化量がH成分の変化量よりも約3倍ほど大きいことから、オーロラジェット電流の中心は昭和基地の高緯度に位置していたと推測される。図2に示されるようにロケットは下降時に昭和基地の低緯度側に位置するアクティブなアークを横切った。この時1200 nTに達するNW方向の磁場変動と、50 mV/mのSE方向の電場変動がロケットで観測された。大きな磁場と電場の変動は、アーク領域を流れるシート状沿磁力線電流が約3 km/sでNE方向に移動していると考えられることによりうまく説明される。実際にこの運動はTVカメラ記録より確認された。ロケット位置よりも低緯度側に位置していたアークは39分40秒頃より約3 km/sでSW方向に移動を始め、40分30秒にはロケットの高緯度側に移動した。その後40分40秒よりアークは前とは逆にNE方向に約3 km/sで移動を始め、41分00秒にアークの低緯度側エッジがロケット位置に達した。そして、41分20秒アークの高緯度側エッジがロケット位置を通過した。この間上述の強い磁場と電場の変動が観測された。アークの移動速度はその直後急に落ち、低緯度側に飛翔するロケットは再びアークに突入した。オーロラの運動と磁場・電場変動の定量的関係は講演において報告する。

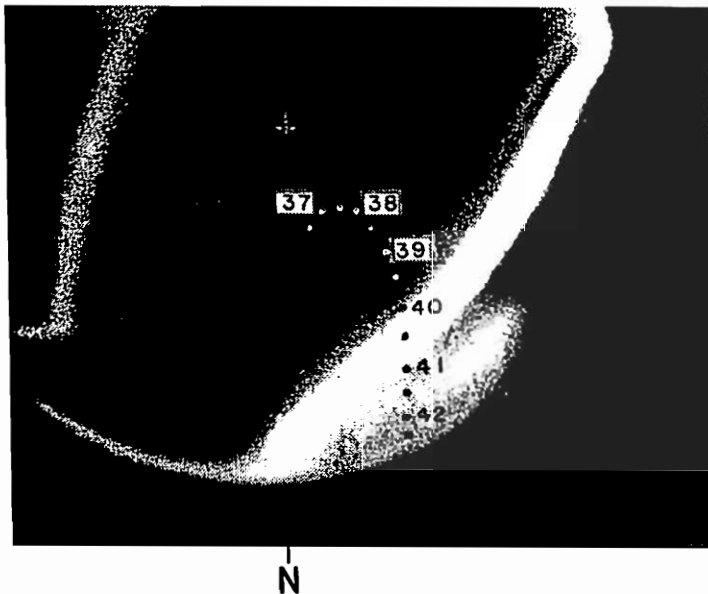


図2 19時40分50秒の全天カメラ写真上にプロットした30秒ごとのロケット位置。ロケットの位置は磁力線トレーシングによりオーロラ発光高度(高度100 km)に投影されている。

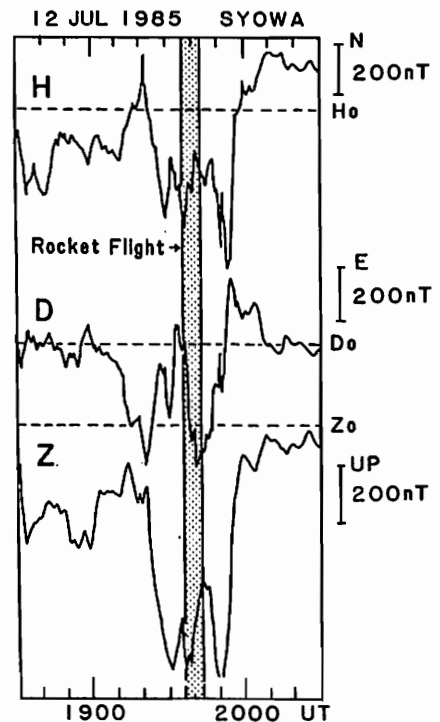


図1 ロケット飛翔時の昭和基地マグネトグラム

I-44 沿磁力線ポテンシャル差を通しその 磁気圏電離層結合-2

三浦彰, L.C. Lee, 玉尾孜
(東大理) (アラスカ大学) (東大理)

磁気圏と電離層が沿磁力線ポテンシャル差を通して結合している場合、磁気圏側に渦度を与えると最終的にどの位の沿磁力線ポテンシャル差が生ずるかを調べるためのモデリングについて前回の講演で報告した。今回はこのモデリングを異なる電離層電気伝導度と異なるポテンシャルと沿磁力線電流との比例係数について行な、たのびその結果について報告する。

Fig.1は粘性項がない場合に沿磁力線ポテンシャル差は ~ 0.4 kVに達することを示す。Fig.2aは渦度の等高線を二つの異なる時間についてプロットしたもので $T=0$ では左側の境界上で渦度を与え、 $T=15$ では渦度は反対側の境界にまで到達する。Fig.2bは沿磁力線ポテンシャル差の等高線を二つの異なる時間についてプロットしたもので、このポテンシャル差は渦度を与えている左の境界上でピークを持ち渦度の発展と共に流氷の方向に依拠して行き $T=15$ では反対側の境界上においても有限の沿磁力線ポテンシャル差が存在する。

電離層での電気伝導度を増加させると

くと沿磁力線ポテンシャル差も大きくなり、十分に大きな電気伝導度に対してはポテンシャル差は一定の値に近づく。

正規化した沿磁力線ポテンシャル差を $\tilde{\phi}$ 、沿磁力線電流密度を $\tilde{j}_{||}$ とした時にその比例係数を K ($\tilde{j}_{||} = K\tilde{\phi}$)で定義すると K と $\tilde{j}_{||}$ との関係は次のような実験式で表わされること判明した。

$$\tilde{j}_{||} = -K(0.27 \log K - 0.07) \quad (K < 0.5)$$

この式から磁気圏と電離層のパラメータは一定でも比例定数 K が変化すると $\tilde{j}_{||}$ は一定でなく変化することがわかる。これは K の変化によ、磁気圏にある電離層での電場パターンが変化し、 $\tilde{j}_{||}$ が変化するためと考えられる。

今回のモデリングによ、磁気圏で渦度を与えられた時にある程度大きな沿磁力線ポテンシャル差が生じ電子が加速され沿磁力線電流が生ずることが理解される。

Fig. 1

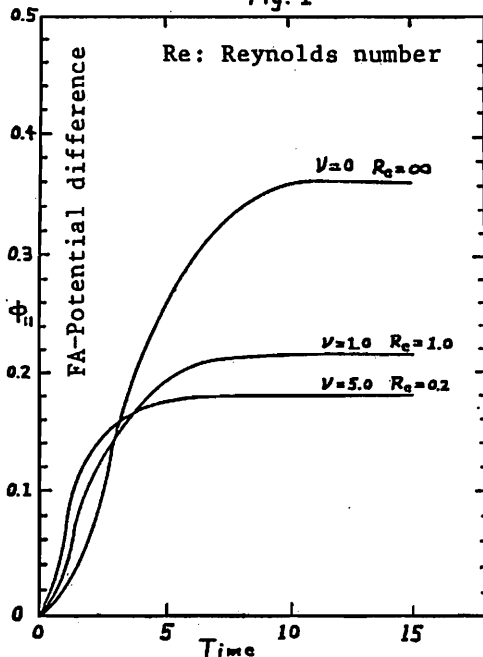


Fig. 2a

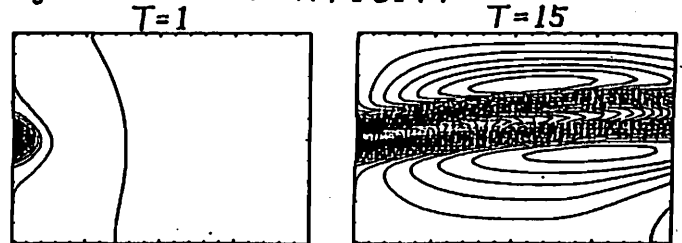
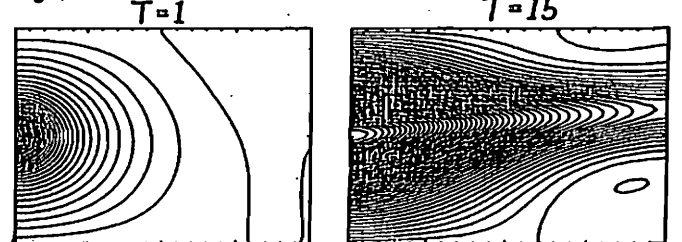


Fig. 2b



I-45 北米IMSデータを用いて解析されたSCの polarization について

永野 宏、荒木 徹
(朝日大) (京大理)

1978年8月からの2年間の北米IMS networkの地磁気10秒値データを用いて、我々は、地上高緯度でのSC polarization に対する約50例の解析から、次の様な結果を今迄に得てきている。

し不明である。今回は1980年8月以降のIMSデータを用いて、より多くのSC eventsを解析し、今迄の結果をさらに深めてD typeの発生の mechanismに言及する予定である。

- (1). SC polarizationは地磁気緯度70°の近傍で緯度方向の逆転が起こり、これには2つのtype (H typeとD type)が存在する。
- (2). H typeは、ある経度でみるとH成分は顕著な緯度変化を示すのに対して、D成分は緯度変化を示さず、そのpolarizationは午前側では低緯度側で counter clockwise、高緯度側で clockwise であり、午後側ではこれと逆 sense である。経度方向の逆転はMLT 10時半~13時半と22時半~1時半の間で起こっている。(図1)
- (3). D typeは、午後側だけに起こり、D成分が顕著な緯度変化を示し、そのpolarizationは低緯度側で counter clockwise、高緯度側で clockwise である。時々、H typeを低緯度側もしくは高緯度側に同時に持つような2重構造を示すことがある。(図2)
- (4). H typeは、磁気圏の前部の中を伝播していく impulsive wave の波面に沿って生じる dusk-to-dawn の電場が極電離層に磁力線に沿って伝達され、これにより twin-vortices type の電離層電流が生じ、これらの vortices が夜側に初動していく時の磁場変動をもって説明が可能である。
- (5). D typeは、中低緯度でのH成分のSC amplitude が大きい時や、SC 時のAE index の変化が大きい時に起こりやすいようである。

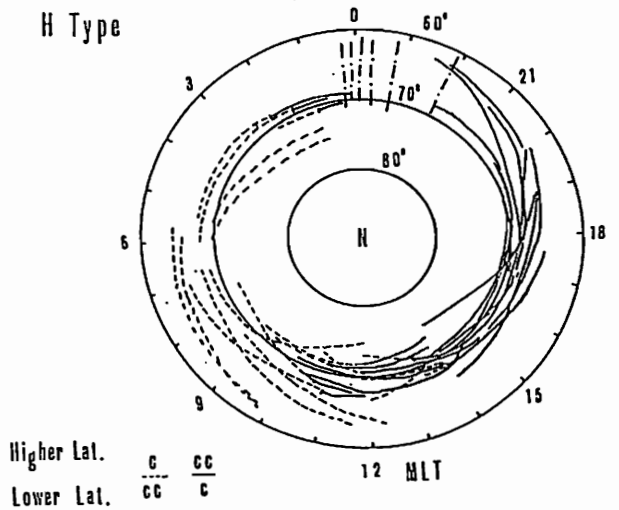


図 1

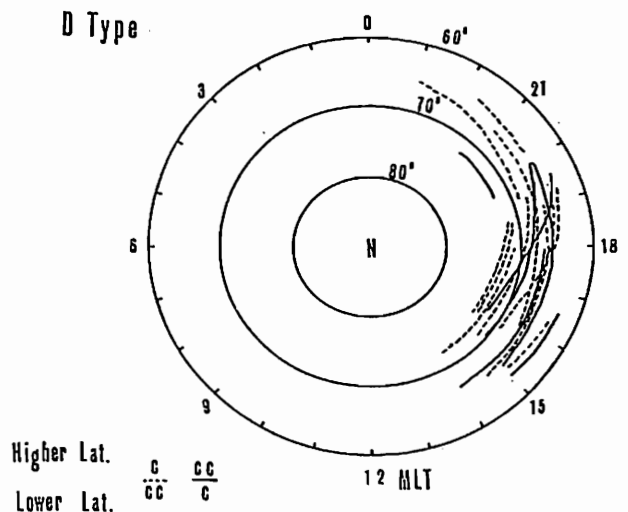


図 2

以上のように、H typeは我々の model で説明できると思われるが、D typeはどのような mechanism で生じているのかは依然と

小 倉 弘 一 (日大生産工学), 小 玉 正 弘 (山梨医大)

近年、オーロラX線の空間分布即ちX線像の撮影が人工衛星、ロケット、気球などによって盛んに行われるようになった。可視光オーロラに寄与する粒子より高エネルギー側の粒子についての情報が得られるからである。この場合、人工衛星やロケットによる撮像では問題は起こらないが、ある程度の大気の深さで観測する気球の場合には、大気原子・分子による散乱や吸収によって発生光子は当初の方向を失うため、いわゆる撮像ボケを生ずる。従って気球高度で得られたX線像は発生高度における像を必ずしも正確に反映しないことになる。

このような撮像ボケがどの程度のものかを決定するには、解析的手段によるよりはモンテカルロ法によって1個1個の光子の大気中での伝搬過程を追跡する方が適している。モンテカルロ法自身はこれまでもエネルギースペクトルなどの決定に広く利用されてきたが、このような撮像ボケ (out-of-focus) の推定に適用された例はない。当然ながら、撮像ボケは発生光子のエネルギー、入射方向と大気の深さによって変わる。これらの関係を定量的に決めておけば、気球観測によるX線像を容易に大気頂上での姿に焼きなおすことが出来る。

モンテカルロ計算では、大気頂上 (ここでは高度100 kmとした) で光子1個を発生させ、乱数によって確率的に相互作用の型と場所、更に作用後のエネルギーと進行方向を決定し、光電吸収されるか、大気圏外に逃げ出すか、あるエネルギー (ここでは15 GeV) 以下になるかのいずれかになるまでの光子の一生を追跡する。相互作用としては光電効果吸収、Compton 散乱、Rayleigh 散乱、Thomson 散乱を考慮した。図1は計算結果の1例で、単一エネルギー光子 (40, 80, 120, 160, 200 KeV) が鉛直入射したときのある深さ (6, 10, 14 g/cm²) で水平方向の広がり、つまりボケの程度を示す。また、図2はX線源をリング状 (100KeV, 30度斜め入射, 10g/cm²) とした場合の1例である。各種スペクトル型、斜入射の場合についての結果をまとめると次のようになる。

- 1) 大気が深くなってもそれほどボケは広がらない。大きく散乱された光子はアルベドとなるか途中で消滅するかで、その深さまで結局は到達できないためである。深さ10 g/cm²でのボケの程度はせいぜい10 km である。
- 2) 高エネルギーほど、また斜め入射ほどボケは大きくなる。
- 3) 従ってボケが最小になる光子エネルギーは気球高度毎に異なる。

以上は全方向型X線検出器を用いた場合の計算であって、いわばボケのupper limit を与えると考えてよい。実際の撮像観測に当たっては、コリメータによって検出器の視野を絞り散乱光子の影響をなるべく少なくするのが普通である。コリメーションとボケとの関係についてもシミュレーションを行う予定である。

図 1

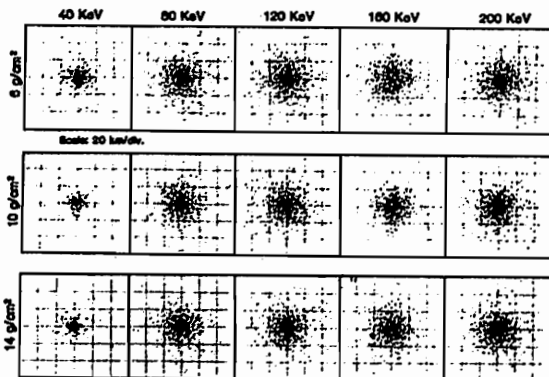
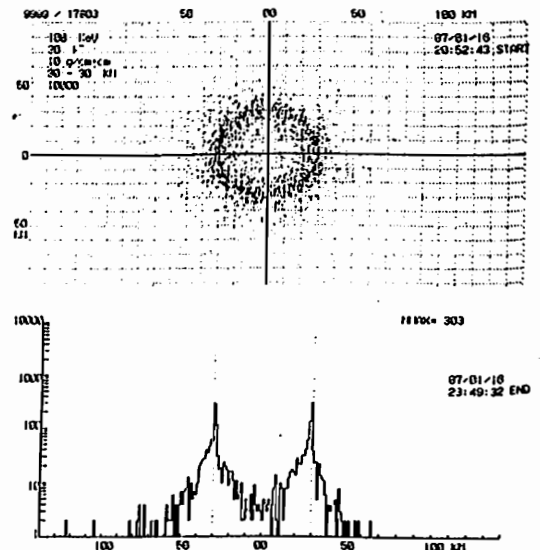


図 2



鈴木裕武, 平島 洋, 村上浩文(立教大), 小岸久雄, 佐藤夏雄(極地研),
小島年春(電通大), 山上隆正(宇宙研), 小玉正弘(山梨医大), 福西 浩(東北大)

第26次南極観測隊による大気球実験では3管式X線検出器を用いたオーロラX線空間分布観測が行なわれた。3管式X線検出器は指向性をもたせたNaI(Tl)シンチレーションカウンタを等間隔で配置し約4秒の周期で回転させオーロラX線空間分布を観測するものである。今回解析したデータは1985年12月13日に放球された大気球(B15-3)によるものである。大気球飛翔中14日0145 UT頃と0200 UT頃とにX線イベントが観測された。

3本のX線検出器の出力からオーロラX線発生領域の形状および移動速度を直接推定することは困難である。そこでオーロラX線発生領域に典型的なモデルを仮定し、観測結果に即したパラメータを用いて3管式X線検出器でどのように観測されるかを調べるシミュレーションを行ない観測結果と比較することを試みた。

その結果0145 UT頃のX線イベントの終わり頃に1本の検出器視野(X線発生層で ≈ 50 km)より大きなX線発生領域が1 km/secの速度で南西から北東方向に移動したことが判った。

X線イベントと良い対応を示す関連現象にCNAがある。昭和基地では26次隊によりマルチビームリオメータ(MBR)による吸収領域の移動および時間変化が観測された。MBRによる吸収領域の移動とオーロラX線空間分布観測によるオーロラX線発生領域の移動とを比較した結果矛盾のない結論を得た。

本講演では2回のオーロラX線イベントについて、空間分布観測結果およびMBRとの比較検討結果とについて報告する。

図.1(右) 0145 UT頃のX線イベントにおける空間分布観測結果

CH.1-22 keV-35 keV, CH.2 35 keV-55 keV
CH.3 55 keV-88 keV

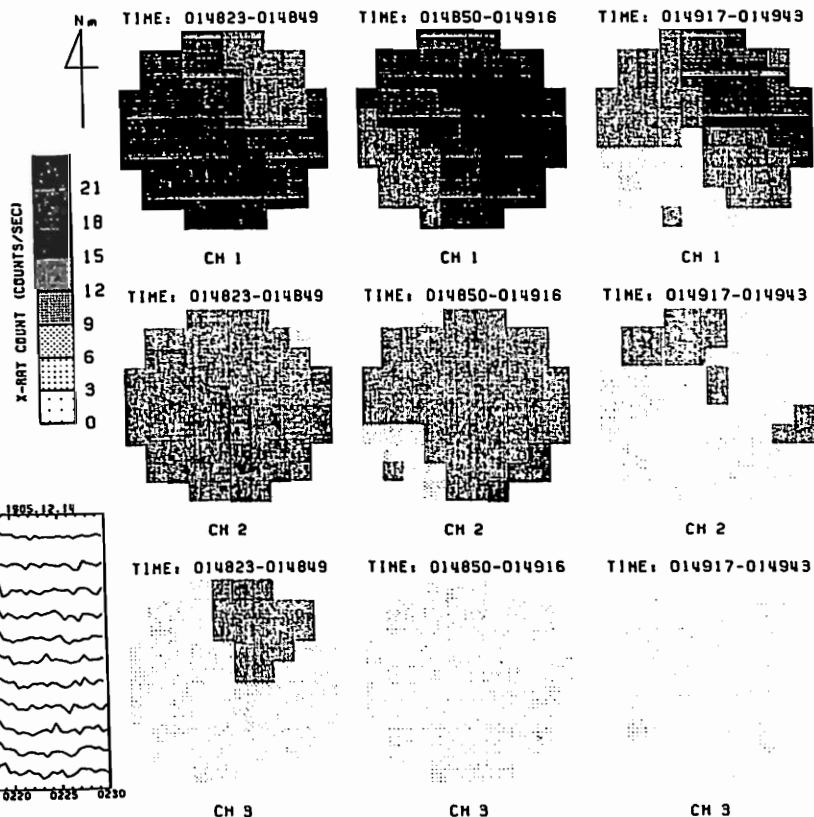
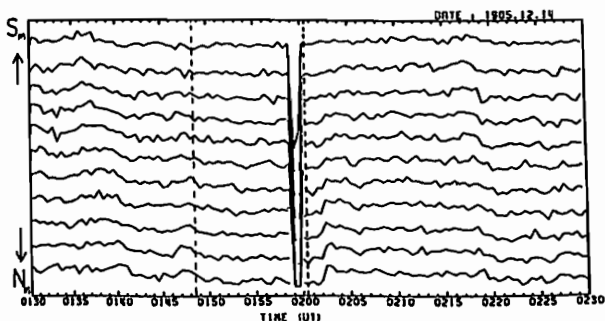


図.2(F) マルチビームリオメータの吸収タイムプロファイル(吸収は上向き)破線はX線計数率のピークを示している。



極磁気嵐に伴う磁気圏電場変動
(オーロラTVデータ解析)

中村 るみ、小口 高、山本 達人 (東大理)

前回報告したように、オーロラ構造(arc fragment, pulsating and non-pulsating patch)のドリフトは、大きさ、方向共に、磁気圏電場ドリフトとよく一致し、磁気圏内でのirregularityによる粒子降下の起きやすい領域の電場ドリフトであると考えられる。従って、磁気圏電場はオーロラ構造のドリフトによって測定することができると画像である全天TVデータの特性を生かした、極磁気嵐に伴う電場の時間、空間変動の解析を行った。

パッチのドリフトは2次元画像データから電離層座標系での緯度線、経度線に沿った画素を電離層レベルで2.5km毎に抽出して時間軸上に並べることにより確認し、定量的な解析をするために、その傾きから各々の場所での速度の東西及び南北成分を求めた。

図1bは前回ドリフトの例として紹介したLa Ronge(磁気緯度64.8°、経度310.0°)における1980年2月17日の3:30-4:00 UT(19:30-20:00MLT)の天頂付近にあったパッチのドリフト速度の東西成分の変動を示したものである。この時間帯における地磁気

の変動を約20ステーションから求めた結果、図1aの高緯度、真夜中付近のステーションの X_m 成分に現れているように、この速度変動は孤立した極磁気嵐に伴うものであり、西向きjet電流の発達、減衰との相関が高い。また図2はこの変動の、図左上に示した時刻における速度の緯度プロファイルを示したものである。横軸はLa Rongeの天頂からの距離であり、右端が北150kmに相当する。縦軸はドリフト速度の東西成分であるが、これは磁気圏で $B=100nT$ を仮定して投影すると図右側に示した磁気圏電場の動径方向の値に相当する。速度の増加が起こる前の3:30UTでは、全緯度ほぼ一様な速度でパッチの西向きドリフトが見られるが、極磁気嵐の発達に伴い高緯度ほど速度変動が顕著にあらわれ、3:50UTのプロファイルに明らかのように、高緯度ほど速いという速度分布に変わる。この現象については高エネルギー粒子のinjectionに伴うAlfven layerの形成・消滅過程による磁気圏電場変動で解釈できると考えられる。

更に、同様な現象についての複数の全天TVカメラを用いたGADキャンペーンのデータの解析が現在進行中である。

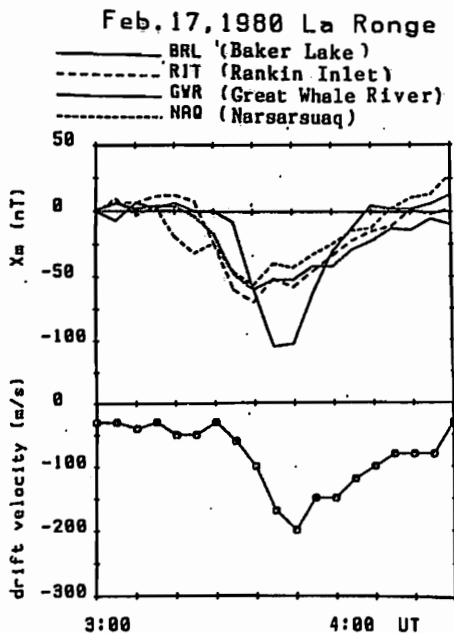


図1

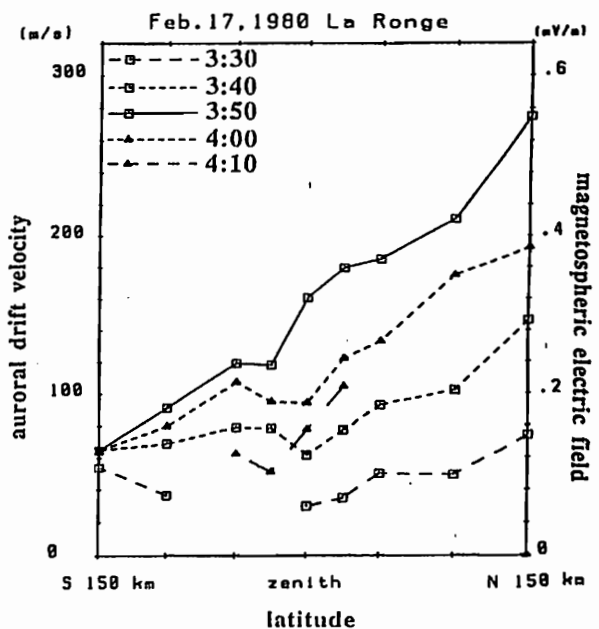


図2

昭和基地全天カメラ及びNOAA衛星粒子観測データによる
夕方側オーロラオーバルの統計的形態

小野 高幸*, 村松 弘和**, 平澤 威男*
*極地研, **電通大

序 夕方側のオーロラオーバルの構造について、我々はこれまで単色光オーロラ画像解析やEXOS-C衛星、DMS P衛星との同時観測データの解析による結果を報告してきた。これまでに、電子、プロトンの降下域の差異、降下粒子とオーロラ発光との関連等について、詳細な解析を比較的数の少ない例を用いて行なったが、これらの結果の普遍性を吟味するためには、統計的な解析も併せて行なう必要がある。ここでは、昭和基地全天カメラ観測と、NOAA衛星粒子観測との同時観測例(100例)について統計的な解析の初期結果を報告したい。

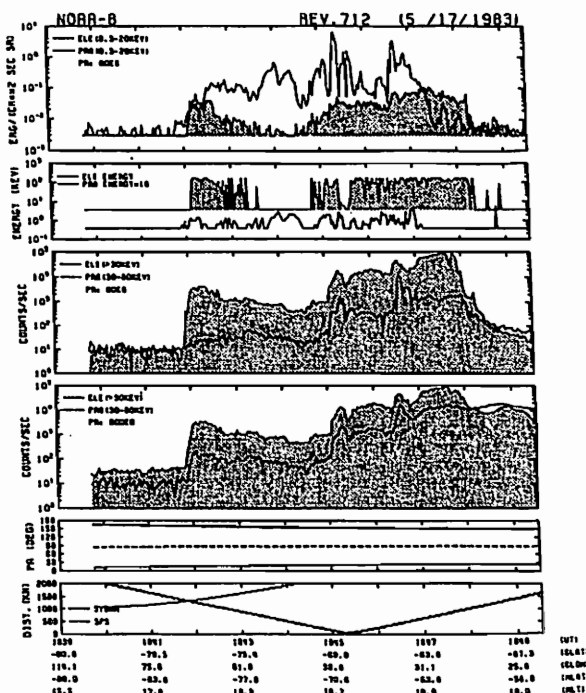
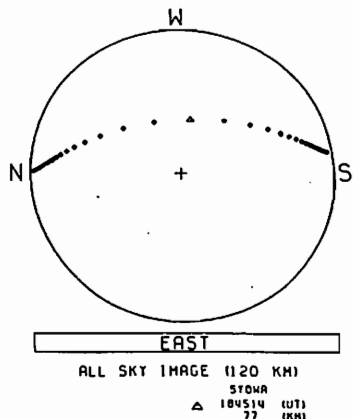
解析手法 1983年及び1984年における昭和基地全天カメラ観測(1983年151夜、及び1984年141夜)の視野内(300 km 以内)を通過するNOAA衛星観測は100例存在する。100例の同時観測例について全天カメラによるオーロラ画像と組み合わせたサマリープロット(第1図参照)を作成し、昭和基地で見られるオーロラの形態、電子及びプロトンの粒子降下域、並びに同時観測時におけるKp指数について各々分類し、統計的処理を行なった。

オーロラの形態の分類: オーロラの形態は大きくディフューズオーロラとディスクリットオーロラに分けられる。初期解析では特に厳密な定義には依らず、全天写真においてNOAA軌道上に強いディスクリットアークの存在するものをディスクリットオーロラ、その他をディフューズオーロラと区別した。

粒子降下域の決定 : 0.01 erg/cm²·sr·sec のエネルギーフラックスをしきい値として、粒子降下域の高緯度並びに低緯度境界を決定した。

解析結果 全天カメラの観測条件及びNOAA衛星の軌道条件により同時観測は次の4つのMLTセクターに分けられる。即ち i) 約15時(2例)、ii) 17時~20時(31例)、iii) 22時~1時(58例)及びiv) 3時~4時(9例)である。夕方側のセクター(17時~20時)でディスクリットオーロラが出現するのは、Kp>3と比較的活動度の高い場合に限られ、この時昭和基地は平均的にはオーロラオーバルの中心近くに位置する事になる。また、ディフューズオーロラの場合、昭和基地は電子の降下域より低緯度側で、且つプロトンの降下域の低緯度境界のやや極側に位置する事が示される。また統計的にはいずれのオーロラ活動においても、プロトンの降下域は電子よりも低緯度側にまで延びている事が示された。

講演時には、さらに詳細な結果について述べたい。



第1図 1983年5月17日 18時45分における、昭和基地全天カメラ及びNOAA衛星同時観測例

田口 聡、 杉浦 正久(京大理)、 H. C. Maynard (AFGL).

J. D. Winningham, J. L. Burch (SRI)

IMFが北向きの時、 B_z 、 B_y とも比較的安定な定常状態としての極域電離層におけるプラズマ対流パターンは、図1のようになる。上が弱い北向き磁場で、下が強い北向き磁場の場合である。両者の違いは、単にIMFの B_y/B_z の値によるtail lobeでのmerging pointの違いだけから生じているのではない。 B_z が大きくなると、ポーラーキャップの太陽方向の対流は、時としてclosed plasma sheetに対応するという点で異なっているのである。

今回、我々は、その定常的なパターンに対して、IMF B_y の符号が急に反転した際の過渡的なプラズマ対流パターンについて検討する。これをここでは、非定常プラズマ対流と呼ぶことにする。磁気圏のすべての現象がIMF B_y の符号の反転に対して同じ反応速度でもって変化するのであれば興味深いことは起こらないかもしれない。しかし、例えばIMF B_z が強い北向きの時でポーラーキャップの太陽方向の対流がclosed plasma sheetに対応している場合を考えてみる。 B_y の向きが急に変わると同時にmerging regionも急変するので今までtail内部からmerging regionに向かっていた閉じた磁力線は、出口を遮断されたことになる。一方、子午面に対してその出口と反対側にある開いたtail lobeの磁力線は、急にreconnectionにさらされ、これまでとは逆向きのプラズマ対流を引き起こす。このような時、tail lobeで新しくreconnectionによ

って引き起こされるプラズマ対流は、比較的速やかに B_y の変化に反応するに対して、closed plasma sheetの部分は、出口を塞がれたにもかかわらず流れをすぐにとめることなくゆっくりと B_y の符号に応じて朝夕の方向に移動していくのがDE-2のデータから分かる。このように両者は B_y の変化に対する反応速度が異なっているのである。さらに、これによって生じる非定常プラズマ対流は、実は、 Θ オーロラの出現と密接に、関係があるのである。

Θ オーロラが見られる時の対流モデルとしては、Reiff et al. (1985)がDE-2によるイオンドリフトの観測を意識してreclosure cellを提案している。図2(左)のように、同じ向きの2つの対流ができ、その間の領域が Θ オーロラのbarに相当するというものである。だが、 Θ オーロラ時のイオンドリフトは、IMF B_y の正から負への急激な変化のあとに観測されたものが多く、我々は、図2(右)のような観測結果を上述べたような B_y の向きの変化による過渡的なプラズマ対流とみて別の対流パターンを考えている。

このような見方を導入すると、 Θ オーロラの出現とIMF B_y との関係、あるいは、なぜ3時間半の長い時間にわたってはっきりした Θ 型に見えた時があったのかについて解釈を与えることができる。

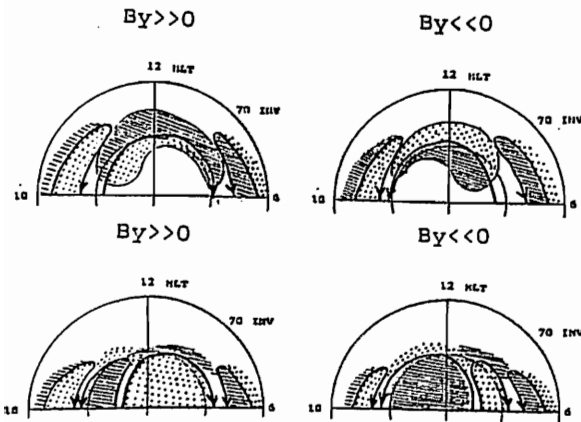


図1 極域プラズマ対流と大規模沿磁力線電流の分布
矢印は対流の向き、点域は上向き沿磁力線電流
斜線域は下向き沿磁力線電流の領域を表す。
(上) 弱い北向きIMFの時
(下) 強い北向きIMFの時

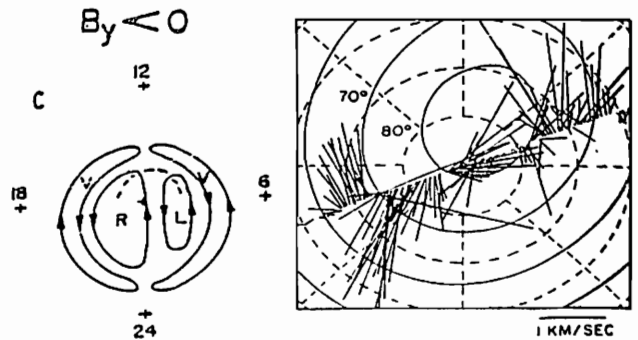


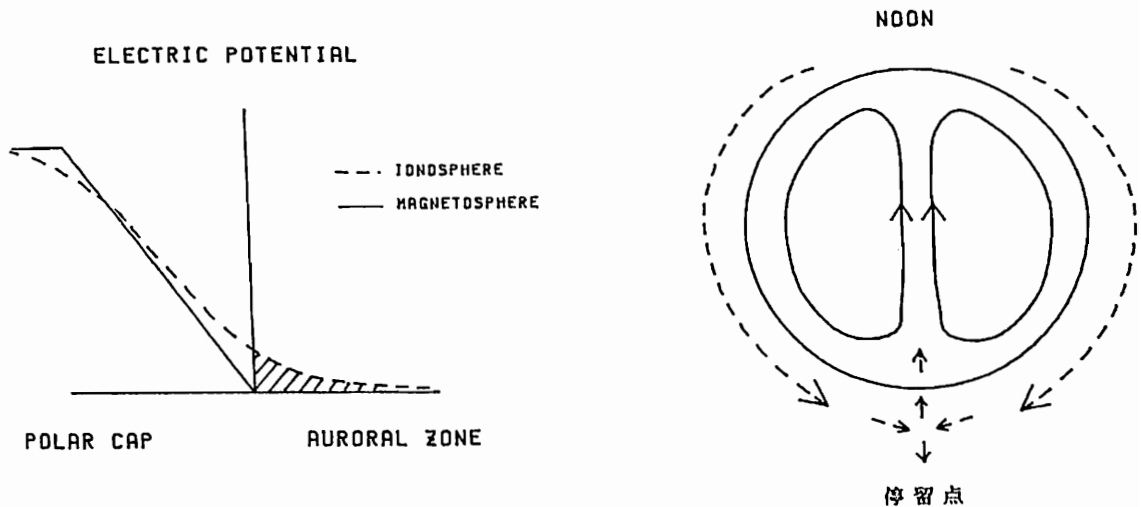
図2 (左) Reiff et al. (1985) によって提案された対流モデル Lはlobe cell, Rはreclosure cellを表す。
(右) Θ オーロラ時に観測されたイオンドリフト (Frank et al. 1986.)

I-51 Polar Cap からの電場のしみ出しと Θ -Aurora の成因

前沢 洸
名大 理

太陽風磁場が強く北向きの時の Reconnection は、Cusp 近くの Polar Cap の磁力線上で起り、その結果誘起される磁気圏内の Convection は Polar Cap 内だけに閉じこめられることが予想される。この場合、磁気圏の中で Convection に係わっている磁力線は、Open Field Line のみである。しかしながら Lyons (1980, 81) の理論によると、V 字型のポテンシャル分布が磁気圏にある場合、低高度領域（電離層近く）では、磁力線沿いの電流損失によりポテンシャルの形がなまって、磁気圏との相違を生じる。この思想を、ポテンシャルの形が V 字型でなく、一般の形に應用することを考える。

太陽風磁場が北向きの場合 Polar Cap と Auroral Zone の境界ではポテンシャル分布が下図左の様になり、電場（実線）が Polar Cap 側だけに閉じこめられると予想されるこのような場合も、低高度領域では、点線のようなポテンシャル分布になる筈で、電場が低緯度側（Closed Field Line）の領域に“しみだす”（斜線部）。特に右図の実線のような対流を Polar Cap 内に考えると、点線のような対流が、Auroral Zone に誘起される（但し低高度で）。この誘起された対流は大きさも小さいし、Lyons の考えたような定常状態では、磁気圏側に何もはねかえりを及ぼさない。けれども、低高度のプラズマ対流の慣性により、非定常の場合には、磁気圏対流に影響がはねかえる。一般にこの影響は今までの低高度での対流を保持する方向に働らくから、場合によっては、下図右のように、真夜中近くから Polar Cap に侵入する Convection を磁気圏側に Impose することが可能である。特に IMF が強く北向きで、しかも By 成分が変化していると、Convection の停留点が移動し、そのまわりでの磁気圏側と電離圏側の Convection の相違により Auroral Zone の磁力線が Polar Cap にひきずりこまれると思われる。この結果生じる真夜中からの Closed Field Line の Polar Cap への侵入が Θ -Aurora を作りだす一つの原因であろう。



電流系の観測

遠山文雄, 高橋隆男, 藤井良一, 国分 征, 福西 浩, 山岸久雄
 (東海大・工) (極地研) (東大・理) (東北大・理) (極地研)

第26次南極観測隊により昭和基地で行われたS-310型ロケット実験において、三成分フラックスゲート型磁力計(MGF)が搭載され、地球磁場変動の観測が実施された。本観測の目的は沿磁力線電流および電離層電流による磁場の変動を検出し、同時観測されたオーロラ粒子、電離層電場および各種プラズマ波動との関係や地上から観測されたオーロラとの関係を明らかにすることである。また、地磁気を基準としたロケットの姿勢測定(GA)も兼ねている。

実験ではS-310JA-11および12号機を用いて二回行われ、双方とも良好なデータが得られた。特に今回の実験ではロケット本体や他の観測機器からの干渉磁場を少なくするため、ロケット軸と直角方向にブームを用いて機軸から39.4 cmの距離にセンサを伸展した。この結果、センサ位置での磁気バイアス量はブームを用いない第25次南極観測隊での観測ロケット、S-310JA-8, 9, 10号機(磁気バイアス量は全磁力にして20,000 ~ 80,000 nTあった)に比べて大幅に軽減され、その量は全磁力にして約560 nTであった。

S-310JA-11号機(1985年5月29日00時59分打ち上げ)の飛行中、地上の地磁気変動は約30 nTの擾乱が続いていたがロケットのMGFデータは比較的静穏であった。S-310JA-12号機(1985年7月12日19時35分打ち上げ)は地上で約-500 nTのスブストーム中の飛行であり、発射後270~380秒に大きな磁気変動が検出された。今回は特に12号機で観測された沿磁力線電流と思われる磁場変動について述べる。

図1は観測したデータの磁気バイアス補正を行った三成分の値からの全磁力とIGRFモデルによる全磁力の比較を示す。図2は発射後250秒から390秒までのロケット軸に直角な成分の変化を示す。特に330秒(高度180 Km)付近の大きな変動が見られる。図3はロケットのスピンの(約1.7秒)毎に並べたものである。ロケットの絶対姿勢はGAとHOSによって推定されるので、磁場変動のベクトルを決定して電流層の存在を算出し、同時搭載された電場や粒子のデータとの付き合い合わせを行い検討した結果を報告する。

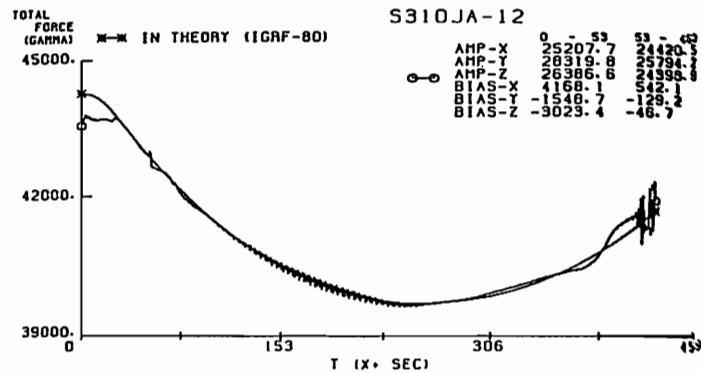


図 1

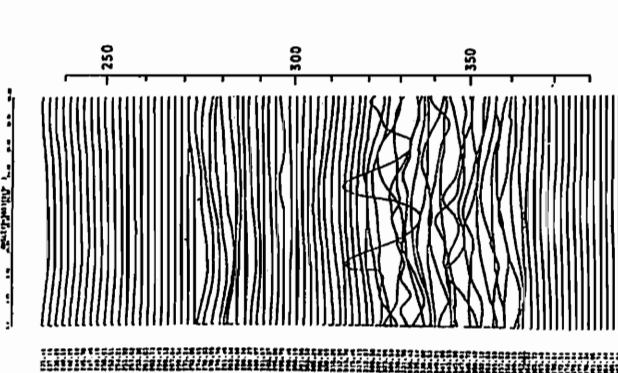


図 3

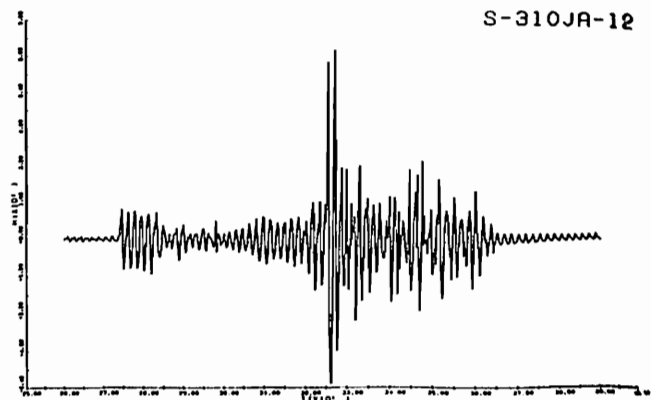


図 2

森岡昭 大家寛 福西浩 宮岡宏 小野高幸 山岸久雄 小原隆博
 (東北大理) (極地研) (宇宙研)

1 序

オーロラ高度における波動-粒子相互作用の総合的観測を目的としたS-310-JA-11及びJA-12号機は第26次観測隊の手によって成功裡に打ち上げられた。二機のロケットともオーロラアークを横切る軌道を取り、貴重なデータをもたらしたが、高周波プラズマ波動観測(PWH)においてもオーロラアーク周辺で生じている種々のプラズマ波動を観測した。

2 観測装置の概要

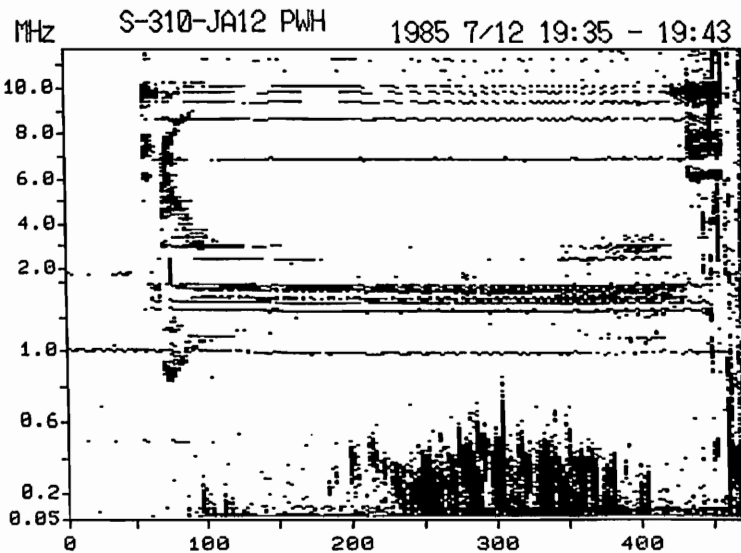
S-310JA11号及び12号機とも全く同一プラズマ波動観測装置が搭載された。装置はダブルスーパーヘテロダイン方式の高感度受信機でPLLを用いた掃引受信を行うため、極めて周波数精度も高く、安定した受信機となっている。装置の基本的諸元は次のとおりである。

antenna	2.4m tip to tip dipole (電界1成分)
周波数範囲	5.0kHz-11.5 MHz
時間分解能	1.28秒
周波数分解能	10kHz/80kHz
検出感度	-120dBm (pre-amp 入力 換算)

3 観測結果

JA-11号機、12号機とも装置は全く正常に動作し、オーロラアーク及びその周辺で生じているプズマラ波動を観測した。第1図にJA-12号機で観測されたプラズマ波動のダイナミックスペクトラムを示す。両機の観測結果をまとめると以下に要約される。

1. Z-mode waves; アークの中の降下粒子域ではZモード波が強く励起される。オーロラ高度でもZ-mode波が確認されたことにより、Z-mode波は、オーロラ粒子加速域から電離層高度まで降下粒子との相互作用によって、極めて通常的に生起するプラズマ波動であることが示された。
2. 局所的なfcを上限とするrising toneのLF帯波動がアーク中で観測観測された。
3. impulsiveなLFバーストが受信された。この波動の上限はLocal fcであるが、ロケットのconingとともにパント構造を示すことから静電き波動と同定される。
4. Z-modeのAKRからwhistlerモードに変換されたleaked AKRが観測され、EXOS-Cの結果が再現された。



1-54 南極ロケットによるオーロラヒスの高度分布観測

長野 勇、山本英子（金沢大工）、橋本弘蔵、尾崎照幸（東京電機大）
木村磐根、松尾敏朗（京都大工）、山岸久雄（極地研）、福西浩（東北理学部）

1. 序 1985年5月29日、7月12日の両日に打ち上げられたS-310JA-11、12号機によってオーロラ中の波動、粒子及び電磁場観測が行われた。この観測のひとつとしてオーロラ中の自然電波0.2kHz~12.6kHz迄の低周波波動の強度を32分割して、掃引受信機による観測を行った。この観測により得た12号機の電界の特徴をfull wave計算によって解析した。ヒスの高度分布よりオーロラヒスの発生高度の推定について報告をする。

2. 観測機器及び観測値 12号機で得られた電界、磁界の観測値を図1に示す。電界のセンサーは、長さ2.4mのダイポールアンテナ、磁界のセンサーは幅6mmの積層パーマロイ($\mu_{eff}=400$)に3000回巻いたサーチコイルである。各波数間隔の強度範囲は75dBであり、電磁界の0dBはそれぞれ、 $4.69 \times 10^{-7} \text{V/m}$ 、 $3.8 \times 10^{-5} \gamma$ である。12号機の電界の観測値には周波数1~6kHzの高度90km付近に大きなピークが表れている。このピークは12号機の上昇時のみ現れていた。磁界の観測値はほとんどがロケット内の観測器からのEMI(約10mγ)であるが、2~3の周波数にはオーロラヒス磁界成分が観測されている。この傾向は11号機にもみられる。

3. オーロラヒスの伝搬機構の推定 まず、ポインティング電力について考察する。12号機の飛翔期間で、昭和基地の地上での周波数4Hzのオーロラヒスのポインティング電力は $5.0 \times 10^{-10} \text{W/m}^2/\text{Hz}$ であった。一方、ロケット上では同じ周波数で、 $4.5 \times 10^{-11} \text{W/m}^2/\text{Hz}$ であり地上のそれに比して49.5dBも大きな値を示した。このことは、ロケットで観測された波動は、地上には到達できなかった事を示している。次に、12号機の電界の特徴的なピークについて考察する。高度90km付近に現れたこのピークは、full wave計算では、kベクトルがレゾナンスコーン近傍であるという入射条件のときに現れる。この計算には同時搭載のインピーダンスプローブ、DCプローブによって測定された電子密度分布を用いた。しかし、ロケットの到達高度までの電子密度分布での計算では、観測値と一致する電界の高度分布は得られなかった。そこで、スケールハイトを考慮して、1000km迄の電子密度分布を推定してそれによって計算を行ったところ、高度700km~1000kmでレゾナンスを満たす条件で入射したヒスが、測定された電界の強度に最も近い値を示した(図2)。

4. まとめ S-310JA-12号機で測定されたヒスは高度1000kmまたは、それ以上の高度にて発生して、電離層を抜ける高度で強いエバネッスセント波となり、地上には到達しなかったようである。これらの推定については今後、Ray tracingにより確認したい。



図1 S-310-12号機におけるSFRで測定した電界及び磁界成分

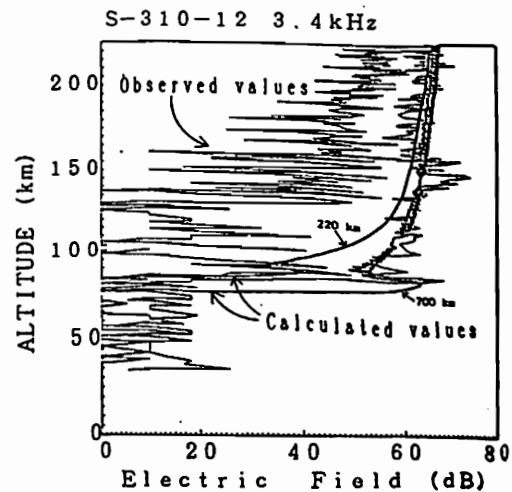


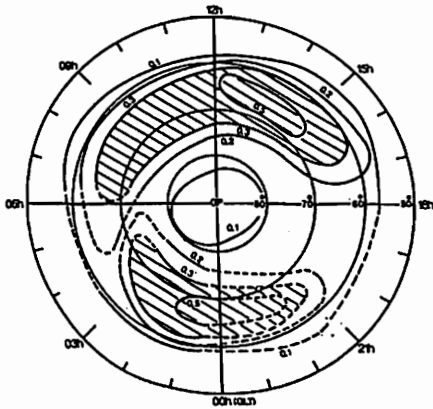
図2 周波数3.4kHzの電界測定値(細線:測定値の最大、最小値)及びfull wave計算値(実線:220km及び700km入射)

SCに伴う諸現象について

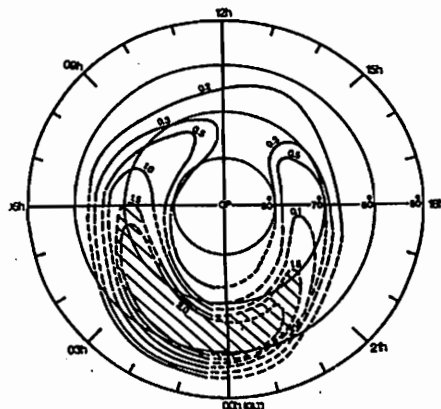
平澤威男

(国立極地研究所)

1. 5年間(1981-85)の昭和基地のデータ(相関現象データ;地磁気変動, CNA, VLF, ULF等)を用い、約200のSCに伴う各種随伴現象の地方時依存性を調べた。その結果
 - a. substorm; 地磁気地方時(GLT) 0~3時の間で出現頻度最大で約60%。
 - b. CNA; 夜側GLT 21~00時及び昼間側のGLT 12~15hに2つの出現頻度のピークを持つ。
夜側のピークは substorm の成起による吸収、昼間側は磁気圏の圧縮による粒子降下に伴う吸収と考えられる。
 - c. VLF emission; SCに伴うVLFは殆んど全てコーラストイプで昼間側の現象である。しかし、周波数依存性があり、低周波程(350Hz位) 朝側に出現し、高周波(2.0~4kHz)になる程、その出現ピークは昼側に移動する。
2. 南極科学委員会(SCAR)の超高層物理作業部会(Working Group on Upper Atmosphere Physics; UAP WG)ではJUNE 10-13 1982, 及びJUNE 27-29 1982の2つの期間、南極の全超高層物理観測のデータを持ち寄り、南極地域における超高層物理現象の総合的な解析を試みている。その目的は南極両半球における現象の相異を同時データを用い調べることにあり、また、南極は極点をほぼ中心とした大陸で海である北極にくらべ多くの観測点を極冠地域に有する利点を活用し、研究することにもある。これらのデータを用いこの解析期間中6月12日に起った典型的なSC現象の解析を行った。このSCは1982年6月12日14時43分(UT)頃に起こり、Memanbetuの記録によると Amplitude 55 nT(H成分)で、最大 Range 307 nT(H成分)の Stormを作った典型的な現象である。その結果、
 - a. このSC成起時夜側の領域においては Substorm, 南極域ほぼ全域にわたりCNAが観測されている。また昭和基地のデータでは、ULF・VLFが励起されている。即ち、各種の随伴現象を持った典型的なSCと考えてよい。
 - b. マグネットグラムのみならずCNA, VLF-ULFなど各種データも併用し各観測点におけるより正確なSCの onset timeを決定し、極域におけるSCの伝播特性が求められた。即ちSCは最初に昼側(地磁気地方時、10~12時)の地磁気緯度 $60^{\circ} \sim 80^{\circ}$ 地域で観測され、Polar capを横断し、約60~70秒後に夜側の極域に達する。
 - c. 下図に示すSC時及びSCにより生起された Substorm 時のCNA変化図を作成した。SC時(Fig.A)には昼間側と夜側の2つの領域で吸収が観測され、Substorm時(Fig.B)では夜側を中心にオーロラ・オーバルに沿って吸収が起きている。



(Fig. A)



(Fig. B)

I-56 指紋型 Pc1 脈動の微細構造と共役性

佐藤夏雄、平澤威男（極地研）、利根川豊（東海大・工）、南部充宏（九州大教養）

はじめに

FFTスペクトル解析装置でPc1脈動を周波数-時間（ $f-t$ ）スペクトル上に表示したところ、指紋状のスペクトル構造をしたタイプが見出された。この地磁気脈動を指紋型（fingerprint）Pc1脈動と名づけた。現在までに明らかになったこの脈動の特徴は以下のとおりである。

1. 微細構造の特徴

このエミッションは $f-t$ スペクトル上で、数多くの狭帯域（ $\sim 10\text{mHz}$ ）線状スペクトルから構成されている。線状スペクトル本数は 25 本以上に達することもある。隣接する線状スペクトルの周波数差は $\sim 15-50\text{mHz}$ である。これらの線状スペクトルの周波数は一般に時間とともに変化し、 $f-t$ スペクトル上で rising-tone, falling-tone, wavy-tone の形をしている。

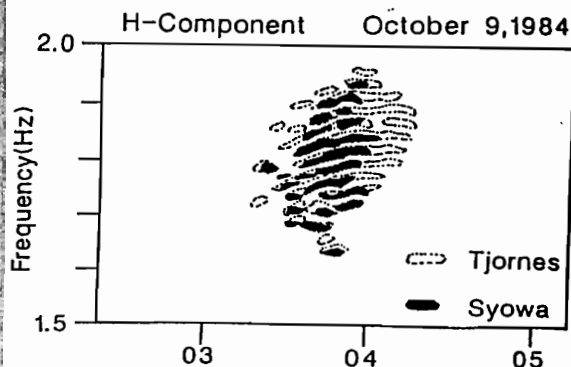
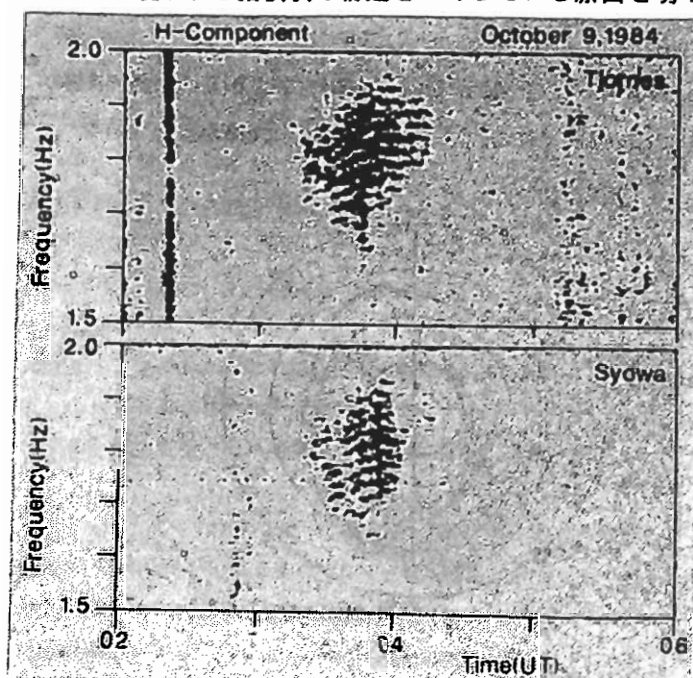
2. 統計的特性

- i) 共役点データを用いて統計的に解析すると、非共役性現象に関しては、冬半球側の観測点で発生頻度が大きい。また、春・秋分時に共役性のある現象が多く観測される。
- ii) 中心周波数に関して、共役性現象は $1.5 - 1.75\text{Hz}$ であるが、Husafell のみで観測される現象は $1.75 - 2.0\text{Hz}$ と少し高周波数になっている。
- iii) 発生時刻（MLT）依存性に関して、共役性現象は朝と夜間で、Husafell のみの非共役性現象は早朝で主に観測される。
- iv) エミッションの発生周波数は共役点で同じである。（図1）

3. 波形の特徴

5秒 \sim 50秒の振幅変調を受けている。この振幅変調の周期が $f-t$ 上での線上スペクトルの周波数差と一致する場合もある。また、共役性に関しては、この振幅変調が南北半球を bouncing しているように出現する場合もある。

本講演ではA/D変換したデジタルデータを用い、データの解析区間を変えることにより、 $f-t$ 上に現われる指紋状の構造をつくっている原因を明らかにする。



■第II会場

(Ⅱ-1~Ⅱ-54)

北 和之・小川利紘・若上直幹

(東京大 理学部)

一酸化窒素(NO)は、中間圏・熱圏に於いて、光化学的に重要な微量成分であり、特に、D・E領域でイオン量をコントロールしていることは、夙に認識されている。

我々のグループでは、これまで何回かにわたって、NOガスによる自己吸収を利用した放射計によって、熱圏でのNO $\gamma(1,0)$ 帯(A $^2\Sigma^+$ - X $^2\Pi$)昼間大気光強度の観測を行い、それによってNO分子密度の高度分布を求めてきた。

今回、太陽活動極小期にあたる1987年1月15日(F_{10.7}=74)に、内之浦に於いて、S520-9号機によるロケット観測を行い、新しい結果を得たので、これについて報告したい。

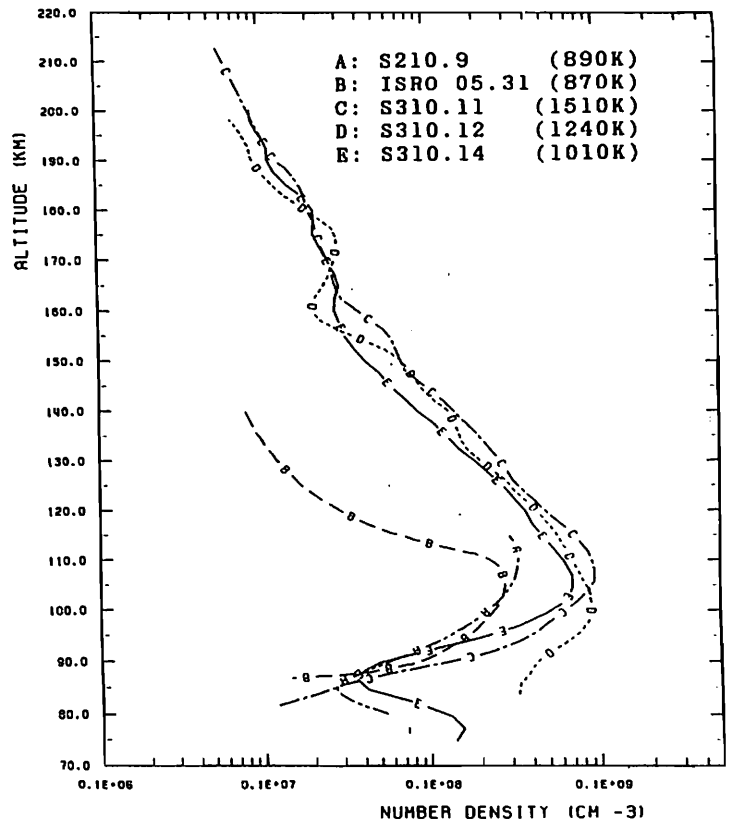
観測原理は、太陽紫外光によって、大気中のNO分子の発する共鳴蛍光 $\gamma(1,0)$ 帯($\lambda \sim 2150 \text{ \AA}$)を、NOガスの自己吸収によって、レイリー散乱等による背景連続光から分離するというものである。

NO入り、及び空の石英セルを交互に、光路上におく放射計をロケットに搭載し、発光層を突き抜けながら、NOと帯大気光強度を連続的に観測することで、その高度に対する変化率よりNO分子数密度を定量することができる。

我々のグループでは、NO分子密度の高度分布及び、その太陽活動度に伴う変化について興味をもってきた。これまでの、内之浦等に於けるロケット実験によって、中低緯度帯で、1 Solar Cycle 以上にもわたる、計7例の結果を得てきた。

図に、これまでの観測結果5例を示す。うち、2例(S210.9, ISRO 05.31)は太陽活動極小期で、1例(S310.11)は太陽活動極大期、残る2例が、中間・太陽活動減衰期である。各例を比較すると、極大期・極小期の違いは明らかであるが、極大期と中間期での差は、特に150km以上の高度において、ほゞ、まじりないように思われる。今回、新たに、高高度においても、太陽極小期のデータを取得したことで、この問題について、何らかの結論を得られることを期待しており、詳細については、学会時に発表する予定である。

NO VERTICAL DISTRIBUTION



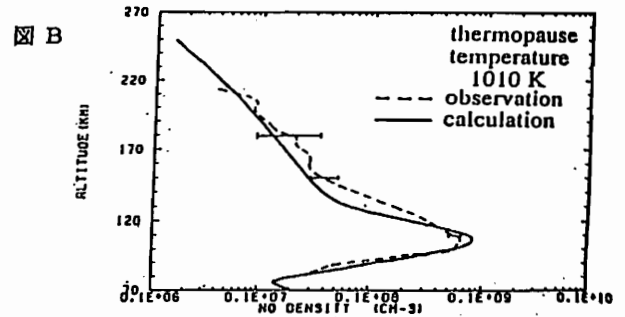
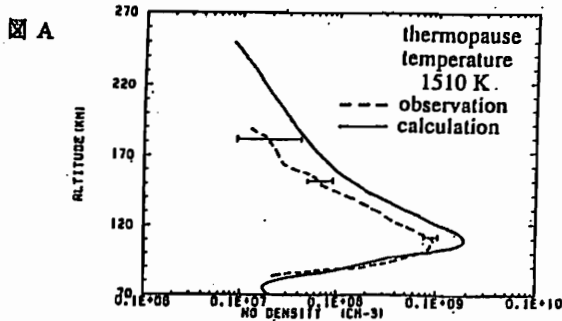
数値モデルとロケット観測による
熱圏NOの役割の考察

久世暁彦・小川利紘（東大理）

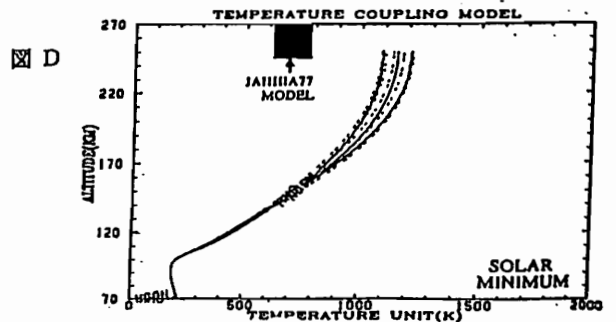
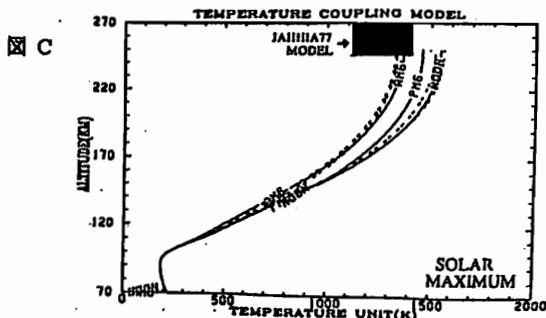
1980-1987年にわたり太陽活動は、ACTIVEな状態からQUIETな状態に移っており、熱圏の一酸化窒素（NO）の変動が注目される。

1981, 1982, 1983, 1987年に内之浦でロケットが打ち上げられ、70-190kmにわたるNOの鉛直密度分布が得られている。（1987年に関しては解析中）

一次元時間発展数値モデルを使い、上記の観測と比較したのが図A、Bである。またNOは、熱圏の主な冷却源と考えられており、この効果をモデルに取り込み温度構造を計算し、JACCHIA77モデルと比較したのが図C、Dである。



図A、B NOの密度鉛直分布
(ロケット観測(図A(1981.9.7)) (図B(1983.9.16))と計算値との比較)



図C、D 太陽活動極大期(図C)極小期(図D)における温度の日変化
(JACCHIA77モデルと計算値との比較)

現在のモデルでは、太陽活動によるNOの密度分布の変動が観測値に比べ大き過ぎる、及びD図で温度の日変化がJACCHIA77モデルと異なる等の問題点がある。

当日は、なぜ現在の数値モデルでは観測値を再現できないのか? どのような物理過程を考える必要があるのか? について解説する。

また我々は現在、1次元モデルから昼夜輸送の効果考えた2次元モデルへ拡張中であり、その効果についても当日考察する。

渡辺隆・小山和子・高田久美子・高野元春・(筑波大・物理, *東京大・理)

NO_2 及び NO_3 は50km以下の大気中における重要な微量成分である。 NO_2 についてはこれまで多くの観測が行われており量的にもまた高度分布等もかなりよく解ってきたと言えるが、 NO_3 は世界的にも極めて測定データが少なく詳しい観測が必要とされている。

我々は以前より天体光を用いて分光法により大気中の微量成分である NO_2 の定量観測を行ってきた。これまでの443-450nm域での NO_2 の定量に加えて昨年春より同様に吸光法によって662nm域で NO_3 を測定することを試み、その結果この波長域での NO_3 の吸収スペクトルを検出することに成功したので報告する。

観測に用いた装置は口径30 cmの coude telescopeと Czerny-Turner型ダブルモノクロメーターでこの装置はこれまで NO_2 測定に用いたものである(1)(2)。観測は昼間は太陽を、夜間は月を光源として行ったが、これから求められた NO_3 量は夜間観測ではこれまでの観測(3)や成層圏 NO_x のモデル計算値とほぼ一致する結果を得た。夜間の NO_3 の吸収スペクトルの観測例を図1に示す。しかし昼間の観測スペクトルから昼間でも NO_3 は夜間と同程度の量が観測される場合があることが確かなようである。これまでの光化学理論によれば NO_3 は昼間は光解離により消滅して測定にかかるほどの量は存在しないと思われるのでこの事実は対流圏内の大気汚染との関連で考えるべきものと思われる。

参考文献

- (1) MAPシンポジウム報告書 p76, 1986.
- (2) 筑波大学水理実験センター報告第10号, p 53, 1986.
- (3) Norton and Noxon, J.G.R., 91, 5323, 1986.
- (4) Marinelli et al., J.Chem. Phys., 76, 2864, 1982.

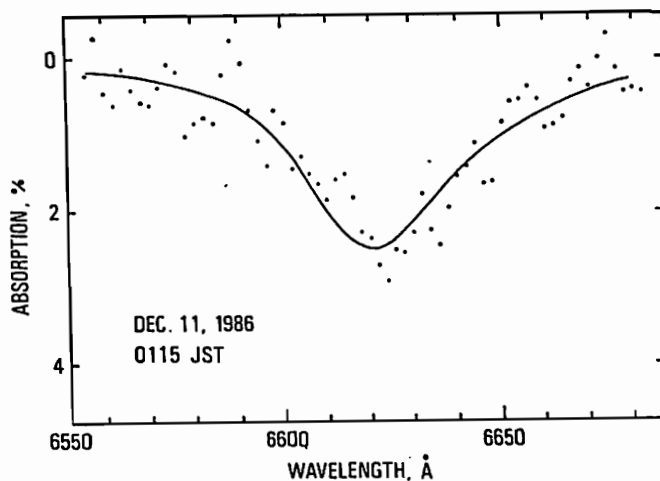


図1. NO_3 吸収スペクトルの観測例。実線は NO_3 吸収断面積の室内実験値 (Marinelli et al., 1982) を用いた best fit.

成層圏 NO₂, O₃ の観測

— B₁₅-64号機による三陸での気球実験 —

塚崎和夫, 北和え, 小川利徳, 岩上直幹
(国学院大) (東大理)

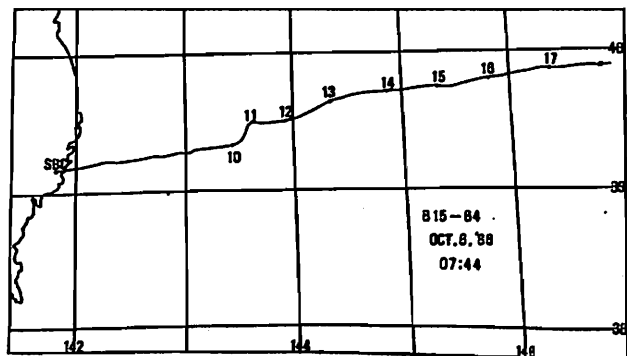
我々のグループはこれまで南極での3回の気球実験を含め計7回の観測を実施した。その結果高度25km以上ではかなり似たような分布を得ている。これまでの観測は初夏から初秋という季節での結果であり、この時期における上部成層圏の状態が同様であるらしいことを示している。しかし、同一地点での観測はなく、本当に季節変化、緯度変化等が存在するかどうかははっきりしない。

今回は1978年5月29日の最初の観測とは同一の測器を用い、10月6日(1986年)に観測を行った。NO₂測定用には分光計、O₃測定用には660nm放射計を使用した。

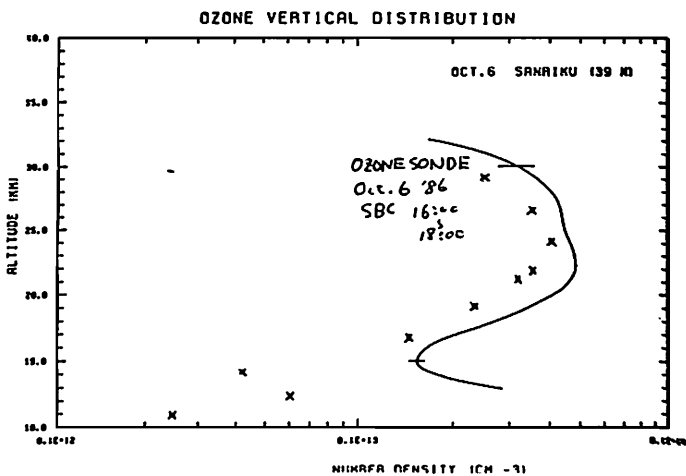
気球は東へ流され、ばなしで、つまり戻り風は既になく、前回(78年)とは異なり気象条件とも考えられる。初期解析結果では前回とはかなり異なり分布となっているが、むしろ前回の結果が我々のこれまでの測定結果とは少し異なっていたので、単純に比較はできないかもしれない。

O₃分布はまだエアロソール等の影響を考慮していないので大きめの値となっている。今回はオゾン・ゾンテの観測も別途実施しているのでもちらとの比較も可能である。

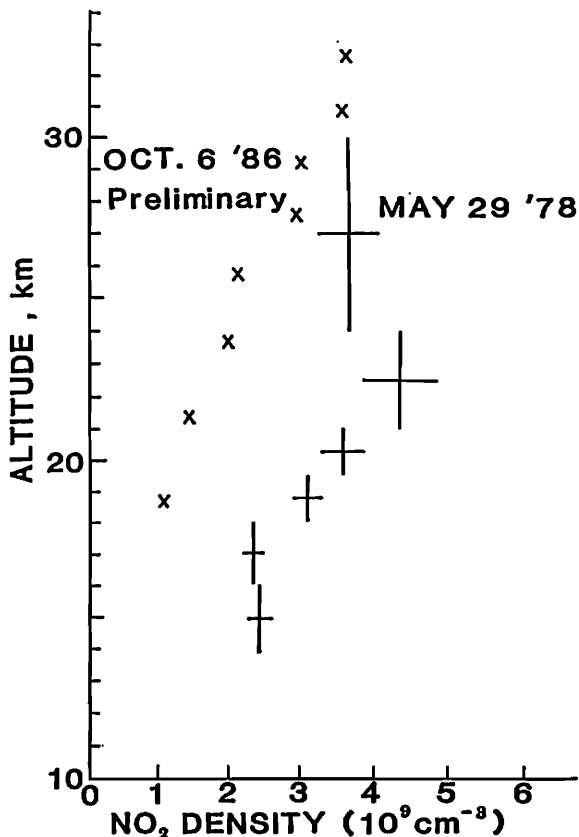
講演では詳しい解析結果をもとに議論を進める。



B₁₅-64号機航跡図



O₃放射計初期解析結果とオゾン・ゾンテ観測結果



NO₂高度分布初期解析結果

II-5 オゾン高度分布 — 科学衛星「おおぞら」観測 と地上観測との比較

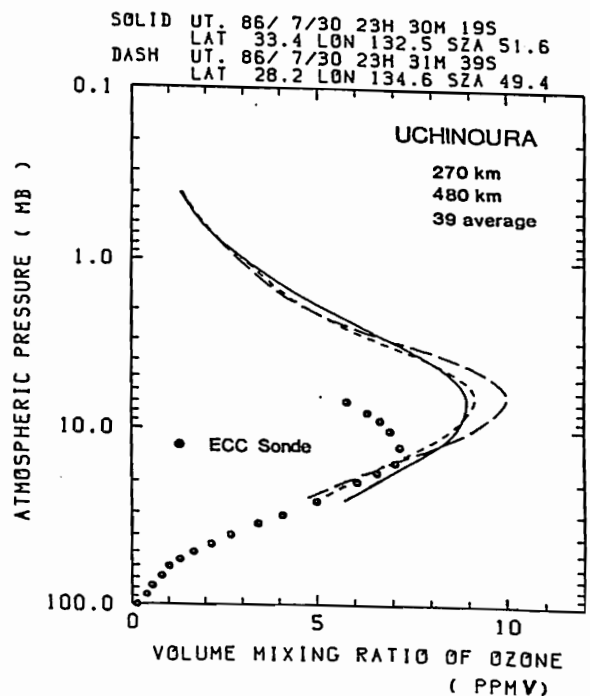
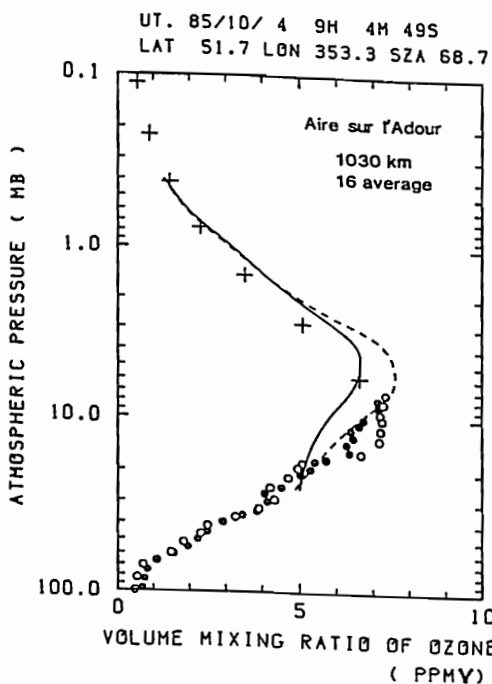
小川利紘, 小池真 (東大理), 鈴木勝久 (横浜国大)

科学衛星「おおぞら」に搭載された太陽紫外後方散乱スペクトル測定器BUVは、1984年3月に測定を開始してから現在まで、観測を継続している。1986年10月までの観測データについては、測定スペクトルからオゾン高度分布を求める、いわゆる反転解析を終了している。

この解析においては、採用する基準太陽紫外スペクトルとBUVスペクトルとの間で整合性をはかる必要がある。従来のロケット観測で得た気候学的な平均オゾン高度分布を参照しながら、内之浦上空での衛星観測データを校正することにした。基準太陽紫外スペクトルは最初 Mount and Rottman のものを用いたが、分光計感度校正に最大約25%の差異を生じることが判明し、Mentallの新しい気球観測データを用いて再度試みた。この場合には、差異は約5%以内となったので、これをもって一応BUVデータの反転解析の方式を確定できたものと考える。

求めたオゾン高度分布の信頼性をチェックするためには、他の観測との比較が必要である。月平均値の子午面分布による気候学的比較を行なった結果、SBUV, LIMS (いずれもニムバス衛星), SAGE 観測, SME衛星などの他の衛星観測との差は10~20%程度かそれ以下であった。ここでは、個々の高度分布について、地上観測との比較を行なうが、両者の観測が同一日、水平距離1000km以内という基準で比較するペアを選んだ。対象としたデータセットは次のようなものである。

- (1) 1985年9~10月, MAP/GLOBUS キャンペーン。オゾンゾンデ, 大気球搭載オゾン測器, 地上マイクロ波測定, 紫外ドブソン分光計ウケール法など。
- (2) 1985~86年, 気象庁オゾンゾンデ (館野および鹿児島)。
- (3) 1986年7月, 内之浦上空オゾンゾンデ。



近藤 豊・高木 増美・森田 恭弘・岩田 晃

(名古屋大学空電研究所)

1. 序

我々はニュージーランドのDepartment of Scientific and Industrial Research (DSIR)のグループと、対流圏NO_xの総合観測を1986年8月より開始した。

この観測プログラムの目的や概要を報告する。

2. 目的

対流圏大気中には数多くの微量成分が存在し、あるものは大気中での光化学過程や放射収支に大きく関与している。このような微量成分の収支、つまりsource、sink及び輸送を精密に把握することは、今後の地球大気環境の変動を予測する上で必要になってくる。我々は窒素酸化物(NO_x、NO_y)及びオゾンのサイクルの解明を中心に研究を進めてきた。現在の光化学理論によればオゾンの光化学生成は、NO_x(及び他の汚染気体)濃度に大きく依存するとされており、またこのような考えを支持する観測結果も報告されつつある。しかし地球上の大きな部分を占める清浄な大気中でのNO_xのふるまいは、断片的にしか知られていない。従って、局地的な大気汚染の影響が少ない場所での、NO_xの収支を詳しく調べるのが、今日的な課題である。我々はそのような場所の1つとしてニュージーランドを選択し、NO_x及びオゾンの連続測定を開始した。

3. 測定器

NO_x……従来航空機観測用に開発したケミルミネッセンス測定器を基本に、長時間連続測定可能なタイプのものを新たに製作した。

O₃……DSIRのDasibiオゾンモニターを用いた。その他、太陽放射、エアロゾルも同時に測定している。

4. 観測プログラム

観測器はLauder(45°S、169, 5°E)にあるDSIRのPhysics And Engineering Laboratoryのoptics building内に86年8月中頃設置し、それ以来連続観測を行なっている。この場所では、長光路吸収を利用した夜間の対流圏NO₂、NO₃観測を行なっており、NO₂比較測定も可能である。DSIRでは成層圏のNO₂やO₃の観測もLauder及び南極域で行なっている。我々は当面2年間にわたり、対流圏微量成分の共同観測を行なう計画である。

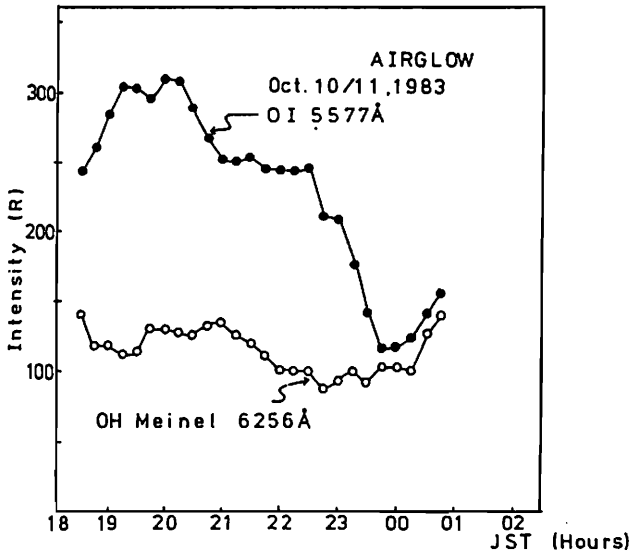
II-7 大気光変動と下部熱圏

斎藤文一・木山喜隆
新潟大理

下部熱圏に発光起源を持つ大気光放射の主要なものとして、 Na (D_1, D_2), O (5577\AA), O_2 (Hergberg, Atmospheric, IR Atmospheric, Chamberlain), OH (Meinel) 等があげられる。これらは発光機構が調べられ、発光層プロファイル等も測定されている。何れも $[\text{O}]$ に関係していることで注目されるが、 $[\text{O}]$ の分布・変動は熱圏を通じて最も重要な問題であることは言うをまたない。

これらの大気光の中でも、 5577\AA の $[\text{O}]$ 起源のものは、その強度変動が空間的にも時間的にも顕著であることはよく知られている。今回はこの 5577\AA の変動と OH Meinel 帯 ($9-3$) 6256\AA とを比較する。OH Meinel 帯については、発光層高度は $\sim 90\text{ km}$, 層厚 $\sim 10\text{ km}$ で、層の上部は 95 km 付近にまであり、一方 5577\AA については中心高度 95 km , 層厚 $\sim 10\text{ km}$ である。OH の起源は $[\text{O}_3][\text{H}]$, $\text{O } 5577\text{\AA}$ は $[\text{O}]^2$ であると考えられるところから、両発光の間に直接的な関係は見出しえないとしても、 $[\text{O}_3]$, $[\text{H}]$, 及び $[\text{O}]$ の分布と変化、さらにこれらの原因となる温度や風を考えると、物理的な関連は当然期待されることである。両発光ともその層厚は薄いが、共通の領域もあるのである。

Fig. 1

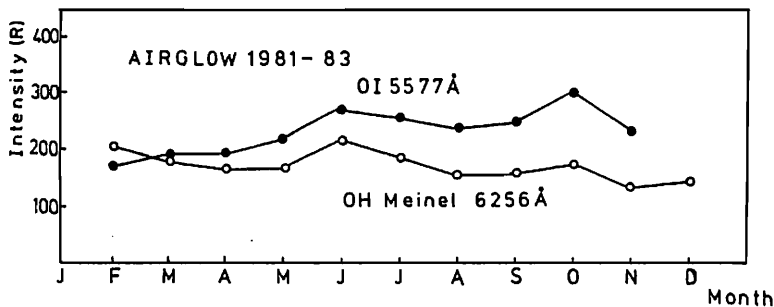


両発光について二図を示す。Fig. 1 は、特定の夜のものであるが、 5577\AA の著しい強度変動に対して、OH 帯にはこれに附随するような傾向は見られず。このようにことは本例だけではなく多数の場合に共通に見られると言って良い。

Fig. 2 は、季節変化を3年間のわたって見たものである。両発光とも JST 23hr ~ 01hr の平均値を取っている。季節的に見ても両発光の相関はあまり無いと見られる。

5577\AA 強度の著しい変化については、この輝線のドプロード幅が測定されているが、両者の関係は、あまり無いと考えられている。これらの事から、 $\frac{d[\text{O}]}{dt}$ を支配する項として、 $\frac{d[\text{O}]}{dt}$

Fig. 2



が考えられねばならない。

半導体レーザーを局発に用いた
レーザーヘテロダイン分光計の開発

岡野 章一、 福西 浩、 森岡 昭 (東北大・理)

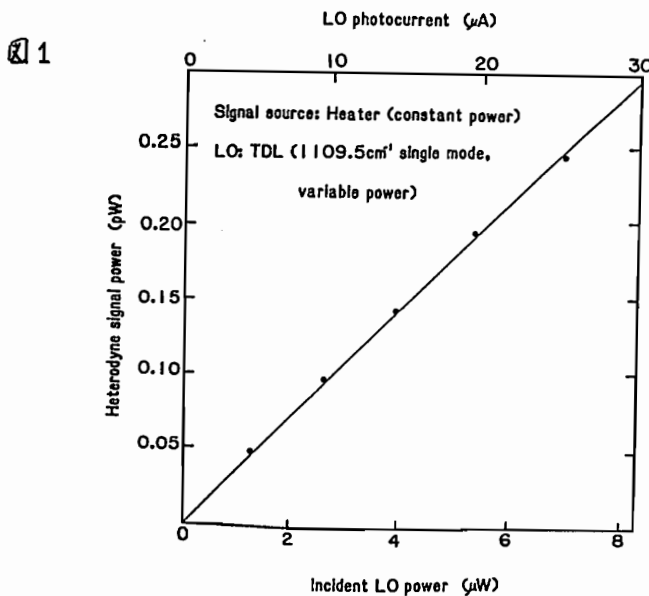
我々は大気吸収線の高分解能観測を目標に、波長可変半導体レーザー (TDL) を局発に用いたレーザーヘテロダイン分光計の研究開発を進めている。この方法は赤外域において、唯一原理的に量子限界に達する高感度と、光学的分光では得られない高分解能を特長とする。特に局発に波長可変半導体レーザーを用いた場合には対象となる吸収線を任意に選択することが可能な点が大きな特長である。しかし半導体レーザー自身にまだ未解決な問題点が残されており、その克服が課題となっている。

本講演では、半導体レーザーの局発としての特性をしらべるために現在まで我々が行ってきた測定結果を中心に報告する。半導体レーザーはスペクトラフィジクス社製のメサストライプ型、マルチモード出力 0.14 mW、発振波長範囲 860~1030 cm⁻¹のもの (TDL #1) とマルチモード出力 1.56 mW、発振波長範囲 960~1130 cm⁻¹のもの (TDL #2) を用いて測定を行った。

室内でヒータからの赤外輻射を信号源として、TDL #1 をシングルモードで使用したときの局発パワーに対するヘテロダイン信号パワーの変化を図1に示す。この測定での S/N 比は約 110 が得られ、光ミキサー (SAT社製 HgCdTe 光起電力型) の感度は 3.2 x 10⁻¹⁰ W/Hz と見積られる。

半導体レーザーを局発として用いる場合その発振周波数幅および周波数安定性がヘテロダイン分光の分解能を決定する。TDL #2 を、炭酸ガスレーザー (ラインライトレーザー社製) の P20 発振線 (944.15 cm⁻¹) とビートをとりスペクトラムアナライザーでヘテロダイン信号を観測した結果、(1) 時間平均したヘテロダイン信号幅は、TDL の温度、電流によって変化するが、好条件では 10 MHz 以下になる、(2) 瞬間的な幅はこれ以下になるが、TDL 冷凍機の振動によるジッターが幅をひろげていることがわかった。

今後、ミキサー感度の量子限界までの向上のためのシステム改善、TDL 発振周波数の安定化を目標に開発を進めてゆく。



II-9 赤外レーザーヘテロダイン放射計による

成層圏微量成分の観測

石津 美津雄, 板部 敏和, 有賀 規
郵政省 電波研究所

赤外波長の高分解能分光器を用いた大気中微量成分の測定法は、これらの分子の振動回転準位が豊富にあることから、極めて多数の種類的气体リモートセンシングできることにある。我々はそのなかでも最も高感度高分解能の性能が期待されるレーザーヘテロダイン放射計を開発してきた。現在、CO₂レーザーとPbSnTe半導体レーザーを局発発振器に用いた二フロンティアエンドが動作して、太陽光が分光できるようになった。大気中微量成分の測定は、太陽赤外スペクトル中に現われる气体の吸収線を測定して行なう。そのため、実験室の窓からサントラッカーで口径40mmの太陽光を室内のシステムへ導いた。両システムとも、レーザーモミキサー、光学素子は市販品で現在は入手できるものを使い組立てられている。

CO₂レーザーによる測定例は図1に示す。縦軸は信号源等価輻射温度で、横軸はIF周波数、分解能は15MHzである。図中のバーグラフはAFGL吸収線データより得たこの波長に対応するオゾンの吸収線強度である。実測と吸収線データとは非常に良く一致する。特にIF=110MHzの吸収線は他の吸収線から孤立しており、インバージョンにエ、て高度分布を得るのに最適である。この半値幅20MHzから、単純に見積れば高度29kmのオゾン層に相当する。

半導体レーザーによる測定例は図2に示す。測定波長は約9.459μmである。縦軸は出力信号強度、横軸は局発周波数、分解能は180MHzである。これはCO₂レーザーと異なり、レーザーの電流を増加して局発周波数を変化させ、受信周波数を掃引した。従、てより広い周波数範囲が測られている。波長校正がされていないので絶対周波数は不明でAFGL吸収線データとの対応がまだされていない。しかし13本以上の吸収線が現われており、オゾン以外の分子の検出に有効であることが期待される。分解能はレーザー電源の故障により広がったため、今後の修理で15MHz以上に高くなる見込みである。

レーザーヘテロダイン放射計で大気微量成分の吸収が検出できた。この測定法は地上から太陽が見えていければ対流圏、成層圏にわたる成分の測定が可能になる。今度IFスペクトルアナライザを整備して本格的観測を進めたい。

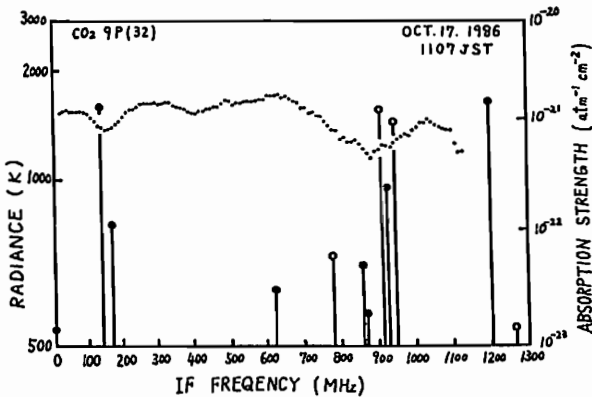


FIG.1 CO₂レーザーヘテロダイン放射計により
得られたオゾン吸収線

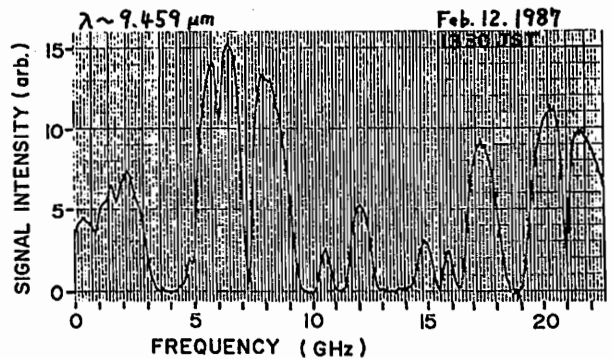


FIG.2 PbSnTe半導体レーザーヘテロダイン放射
計により得られた吸収線

岩坂泰信(名古屋大学水圏研)・森田恭弘(名古屋大学空電研)

1. はじめに

1982年春に大噴火したメキシコのエルチヨン火山は、多量の火山性物質を成層圏に注入したと考えられている。また、世界各地でこの火山によると考えられる成層圏エアロゾルの増加を観測しており、火山性物質が全球的にひろがったことをうかがわせる。「エルチヨン火山の影響が南極成層圏のエアロゾルにどのような影響を与えたか」と言う問題は、いくつかの点から興味もたれている。

南極オゾン減少の問題(オゾンホール問題)がエルチヨン火山にともなうエアロゾル増加と関係しているとする考えが提案されている。南極氷床のボーリングコアの解析結果は、「pHやコアに含まれている粒子の粒径分布や粒子数が、過去の大きな火山噴火の影響を受けている可能性がある」との報告がだされている。

エアロゾルの生成過程から考えても、冬の増大時に火山の影響がどの様に関わってくるか、興味もたれる。

ここでは、南極昭和基地でのレーザー観測及び気球観測の結果をもとにエルチヨン火山の南極成層圏エアロゾルへの影響について議論する。

2. レーザレーダ観測

昭和基地において1983年、1984年、及び1985年レーザーレーダによる成層圏エアロゾル観測が行なわれた。1984年は、観測期間が短いため、1983年と1985年の結果を用いている。気柱当たりのエアロゾル濃度で見ると、

- 1) 1983年の冬と1985年の冬では1983年の冬の値が約3-4倍大きい、
- 2) これらの年の春の値を比べてみると、9月は1985年のほうが大きい、その後は逆転する。
- 3) 春の値は突然昇温にともなってパルス的に増加する。そのピークの値は、1983年のほうがおおきい。
- 4) 春の極小値を比べると1983年のほうがおおきい。

3. 気球観測

1983年6月、1984年12月、及び1985年7月に小型気球を用いたエアロゾル観測がおこなわれた。冬にえられた結果は、きれいな成層圏のときの値と比べて数10倍の粒子密度(半径0.15ミクロン以上の粒子を見ている)になっていた。この大きさは、エアロゾルの冬の増大現象を反映していると考えられる。さらにこの二つの冬の結果にかんして、おおきな違いが見られる。

1983年のものが1985年のものに比べ遥かに数密度が高い。気温の差は、顕著でなく、この差を気温と結び付けて考えることは無理の様に見える。両冬の違いは、火山によるとしたほうが、合理的のようである。

冬の時期のサイズ分布は、概して中・低緯度でえられているものにちかい。ただし所々に極めてサイズの小さいものに富んだ薄い層が見える。

4. 結論

今回のデータと関連情報を考え合わせると、「1983年は、全体的にエルチヨン火山の影響下にあった。突然昇温に伴ってエアロゾルが急増する場合もある。」

II-11 MRI ライターと SAGE II による成層圏エアロソルの共同観測

気象研 内野 倚 田端 功 甲斐 恵次 岡田 芳隆
NASA ランカlev-研 M. P. McCormick, W. P. Chu, L. R. McMaster

1. はじめに

気象研(MRI)のレーザーライターによる成層圏エアロソルの観測は1982年4月のエルニョン火山爆発後より開始された。一方SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II) は1984年10月にスペースシャトルから打ち上げられ現在順調にデータを取得している。これらでアメリカではNASAを中心に数回の大々的は共同観測(ground truth)が行われ、データの相互比較が行われている。ここでは1984年10月から1985年8月までのSAGE IIのエアロソルのデータ(preliminary)とMRIライターのデータの比較検討を行うことにする。

2. 比較

SAGE IIでは可視光による太陽光の減衰(extinction)を衛星から見て日中・日没時に観測しており、 O_3 , NO_2 , H_2O , エアロソルの高度分布が距離分解能1kmで測定できる。一方MRIライターも光電子計数装置の制約等によりやはり1kmの分解能で12~30km間のエアロソル分布が測定できる。

図1は1985年4月1日の共同観測結果の比較を示す。ここではライターの後方散乱係数 $\beta_p(694.3 \text{ nm})$ のデータとSAGE IIの1020 nmにおけるエアロソルの減衰係数と比較するために、1020 nmの減衰係数に変換している。変換係数Cはマイオミン7のクルー70によるオプティカルカウンタのキャリブレーション比 ($N_{15}/N_{25 \mu m}$) がこの期間約2.3程度であることを考慮して $C=33 \text{ sr}$ を用いた。この図から高度14.5~22.5 kmで両者はよく一致を示している。

図2はSAGE IIとライターで得られた1020 nmのエアロソルの高度16.5 kmから上の光学的厚さを示す。ライターのデータは変動が大きいから、SAGE IIより弱感大きくしている。しかし5ヶ月移動平均を行うと傾向はよく一致している。

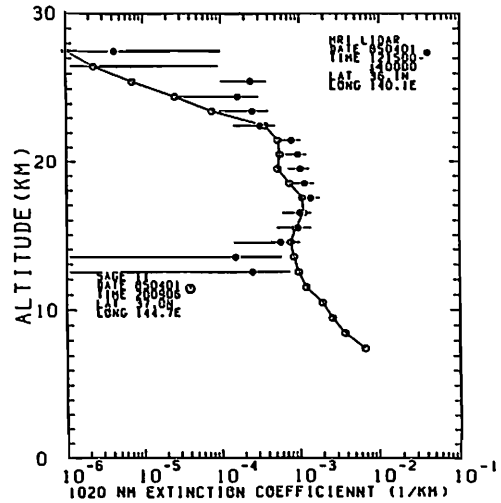


図1. SAGE II と MRI ライターとの比較。
(ライターのデータは $E_p/B_p=33 \text{ sr}$ で変換している)

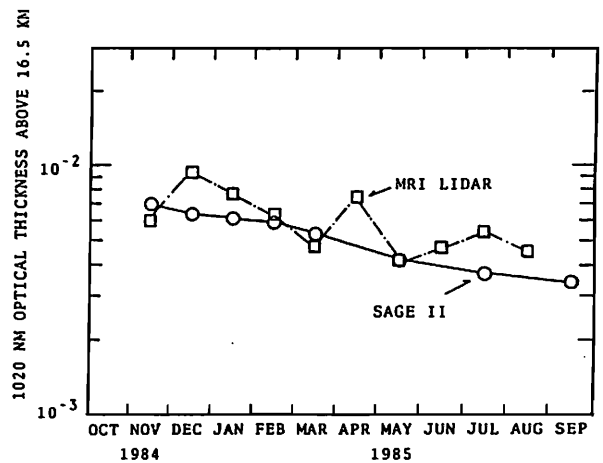


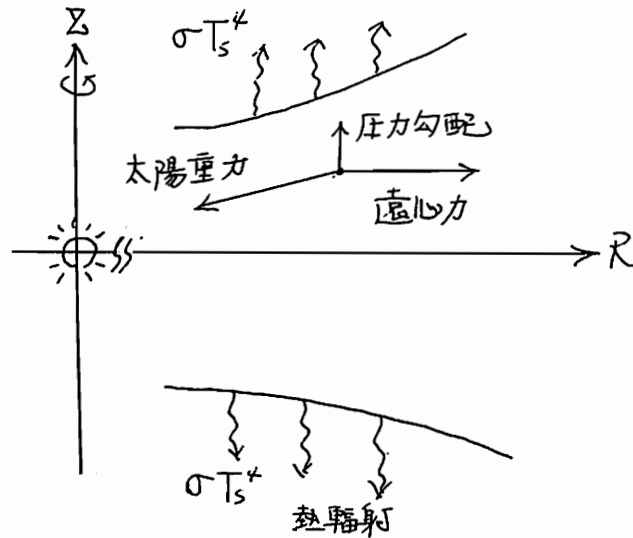
図2. 1020 nmにおけるエアロソルの光学的厚さ ($\geq 16.5 \text{ km}$) の月平均値の比較。SAGE IIのデータは緯度 $30 \sim 40^\circ \text{ N}$ 間の ZONAL 平均値である。

II-12 原始太陽系星雲の冷却・準静的収縮過程

中川 義次, 渡辺 誠一郎 (東大理)

gas accretion 終了後の高温の原始太陽系星雲が, 力学平衡を保ちながら, 熱的定常状態へ向って冷却していく過程を数値計算により調べた。

星間雲の動的重力収縮によって生まれた原始太陽の周りには, 惑星系形成のもととなる原始太陽系星雲が, 円盤状にとりまわっている。この原始太陽系星雲は, gas accretion によって解放される重力エネルギーにより, 地球軌道近傍では 1000K 以上の高温に達したものと考えられる。accretion が終了し, 原始太陽系星雲が力学平衡に到着くと, 加齢な熱エネルギーを星雲表面からの熱放射により放出しながら, 星雲は次第に冷却・収縮していく(下図)。



この冷却過程は, 惑星や隕石のもととなる固相物質が凝縮を起こす重要な過程である。我々は, この原始太陽系星雲の力学的・熱的進化の過程と, 力学平衡の式及び熱輸送の式を数値的に解くことにより明らかにした。その結果について報告する。

II-13 原始太陽系星雲の非軸対称不安定性

関谷実, 観山正見, 林忠四郎 (京大・理)

1. 序

この二十年ほどの間に、太陽系起源論は大きく分けて二つの異なった原始太陽系星雲(以下、星雲と略称する)のモデルを土台にして構築されてきた。一つはキャメロン等のグループによるものであり、質量が $1M_{\odot}$ (ここで M_{\odot} は現在の太陽質量)程度の重い星雲を考へる。この場合、星雲はまずリング状に分裂し、それぞれのリングはさきに見た座標(ω, ϕ, ϖ)の ϕ 方向に分裂する。但し、 $\varpi=0$ が星雲の赤道面、 $\omega=0$ が回転軸になるように座標を張る。この分裂の結果、太陽系星雲は多数のガスのかたまりの集団になる。このガスのかたまりを巨大ガス原始惑星(簡単に原始惑星)と呼ぶ。キャメロン等は、原始惑星内のダストが中心に沈殿した後、潮汐力で外層のガスがはぎ取られ、現在の惑星になったと考へた。ガスが完全にはぎ取られたのが地球型惑星、少し残ったのが外惑星というのである。しかし、潮汐力でこのようなはぎ取りを起こすのは、かなり難しいように思われる。

もう一つのタイプの星雲のモデルは、サフロノフ、林、ワイデンシリング等によるものであり、 $0.02 \sim 0.1M_{\odot}$ の軽い星雲を考へる。この場合、星雲自体は安定であり、星雲内に含まれるダストが集積して地球型惑星や外惑星のコアを作ったとするのである。こゝのモデルでは、キャメロンモデルの様な困難はなく、一た矛盾のない形で惑星形成が説明出来ると考へられてきた。この軽い星雲が今まで安定だと考へられてきた根拠はトルーモールの安定性条件を満たしていることにある。即ち、面密度 Σ 、音速 c 、角速度 Ω の円板状星雲は $\Sigma < (Kc/\pi G)$ のとき、軸対称モードに対して安定である。ここで $K = d(\Omega^2)/d\Omega$ 、 G は重力定数である。

2. 非軸対称不安定性

ところが、最近ゴールドレイク=ナラヤンにより、ほぼケプラー円運動するガス円板に非軸対称な不安定モードが存在することが、ごく大ざっぱな近似計算により予測された。もしこれが本当ならばサフロノフ、林、ワイデンシリング等の軽い星雲も不安定だということになり、ここ二十年來の太陽系起源論の根柢がさう一度考へ直す必要が生じて来る。我々は線型近似の範囲内で、ゴールドレイク=ナラヤンより正確に振動方程式を解き、安定性の解析を行った。その際、星雲の自己重力は無視し、太陽重力のみを考へた。また星雲は十分に薄いと仮定した。さらに星雲の内と外の境界、即ち ω の最小、最大のところで外圧が一定だとした。またガスはポリトロップとした。振動量が $\exp(i\omega t + i m \phi)$ に比例するとして固有値方程式を解くと実際不安定モードが存在することが分った。しかもその成長時間はケプラー周期のオーダーであり、非常に速い成長をすることになる。

このような不安定性の存在のためには差動回転(Ω が ω により異なること)が本質的であり、ポリトロップの係数にはあまり関係しないことが分った。この不安定性が生じる原因としては、波のパターン速度と流体の速度が一致する所(コローテーション半径)での共鳴が考へられる。即ちこの地点でケプラー運動する主流から非軸対称モードにエネルギーが輸送されるのである。

以上の線型解析の下で原始太陽系星雲は非軸対称モードに対して不安定であることが分ったが、このモードがその後どう成長し、星雲は最終的にどういう状態になるのかを知るためには、非線型解析を行う必要がある。我々は現在その計算を行っており、その結果について述べる予定である。

重力効果を考慮したガス抵抗則 による惑星成長過程

大槻圭史, 中川義次, 中澤 清
(東大理) (東大理) (東工大理)

微惑星集積過程

- ・太陽系形成初期にはガス星雲(主として H_2, He) が存在
- ・木星型惑星は, H, He を構成成分として多量に含む

↓
集積は, ガスの中で始まった (その後, ガスは散逸)

→ ガスの中での集積を考える

- 目的**
- 1) 微惑星が原始太陽系星雲中でうけるガス抵抗において, 微惑星が, その重力により周りのガスを引きつける効果を考慮して集積過程を調べ直す。
 - 2) 連続分布関数に統計的に記述される多数個の微惑星と, 最大質量の原始惑星の成長を連立して解くことにより, 微惑星の集積過程の, より現実的な取り扱いを考える。

結果 : 地球領域 (0.8~1.5 AU) での集積

- 1) 重力効果を無視した場合に比べて惑星の集積時間は, 約 $\frac{1}{2}$ になる (図1)。

…このように, 最終段階での原始惑星の衝突断面積が, 重力効果を考慮した場合には約10倍, 大きくなる。これにより集積時間の差は小さい。これは, 次の理由による。

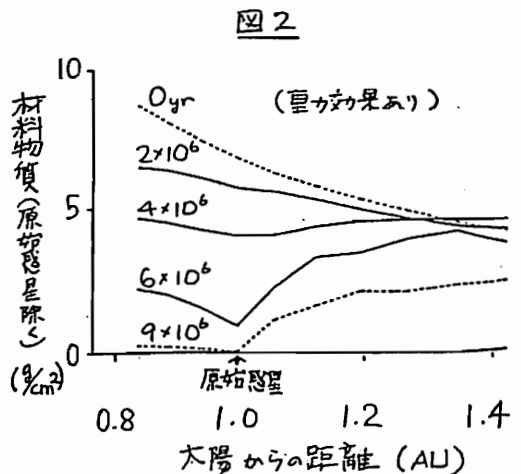
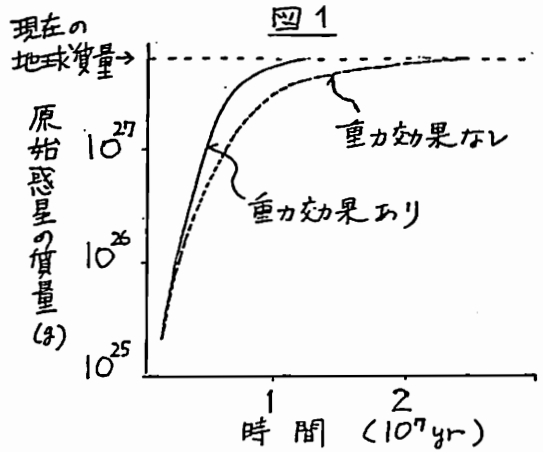
- 2) 惑星成長の最終段階は, まわりからの材料物質 (微惑星) の供給により遅速される (図2)。

問題点

以上の議論では, 原始惑星の軌道変化は考慮しなかったが, ニコで用いた抵抗則 (2次元, 一様流中での抵抗則) に基づいて軌道変化を調べると, 原始惑星は, 集積完了前に太陽方向へ大きく orbital decay ししてしまう。

↓
{ 実際の原始太陽系星雲中でのガス抵抗則
ガス星雲の散逸時期

を詳しく調べなければならぬ



II-15 乱流太陽系星雲中に於ける同体微粒子の成長

水野 博

1-トルナム清ル女子大学

原始太陽系星雲中に於ける同体微粒子の成長過程を理解するに、惑星形成過程の初期段階(ガス層の重力不安定による微惑星の形成など)や、星雲自身の進化などを知る上での重要なステップである。同体微粒子の成長に因る従来のほとんどの研究は、星雲が層流であること(際に陽に仮定して)を、即ち、星雲は太陽のまわりの静かに近似的に Kepler 回転をしており、したがって、この仮定は必ずしも自明ではなく、星雲はむしろ乱流状態にあるという可能性も一方では指摘される。その原因として、種々の不安定性(惑星形成の、流体力学的)や星雲に集積する星間ガスの擾動などが挙げられる。したがって、乱流星雲中の同体微粒子の成長や微惑星の形成過程を調べることは重要なことである。本稿、乱流に伴う拡散による、同体微粒子が星雲内を半径方向に容易に移動すること、このことは層流の化学的性質を理解する上で役に立つことも予想される。

すなわち、乱流星雲中の同体微粒子の成長過程について、mass spectrum の進化を中心に調べる。mass spectrum は、時間空間に依存した coagulation equation により決定される。この方程式は、2粒子の衝突項、上記の乱流による拡散項、systematic の運動による移動項、source term がある微積分方程式である。解析的にこの方程式を解くことは不可能に近いため、方程式を差分化した。数値的に解く。

乱流の影響は、拡散項の他に、2粒子の衝突速度により直接的に現れる。微粒子は星雲ガスにカッパルしてあるため、ガスの不規則運動に伴って、微粒子も不規則運動を誘発される。この不規則運動速度成分は、systematic の運動(半径方向の drift や垂直方向の沈降など)の速度よりかなり大きい。このため、2粒子の衝突速度は、

ほとんど、乱流ガスによる、2粒子の山運動による、2決定される。すなわち、微粒子とガスのカッパリングの強さは、粒子サイズに比例する。2粒子の衝突速度は、2つの粒子サイズの複雑な関数になる。すなわち、十分に重し乱流を仮定し、それにより規則的同一の、衝突速度を求めた。

乱流星雲のモデルとして、Völk, Morfill, Tschannuter の turbulent accretion disk model を採用する。このモデルは、星間ガスは disk の外端から種々の方向に $1 \text{ Mo}/10^6 \text{ yr}$ の割合で太陽系星雲に集積する。集積する星間ガスは、その中に 1μ 以下の小さい星間微粒子を含んでおり、それらがガスと共に星雲に流入する。一方 disk の内側は、温度が高く、同体微粒子は蒸発してしまっている。

本論文では、以上の結果を念のため数値計算の結果を報告する。太陽は有るに現在の質量にまで成長してあるものと仮定する。この時、乱流星雲は 40 AU まで広がっている。 4 AU より内側では、高温のために同体微粒子は存在しない。計算上は、 $4 - 40 \text{ AU}$ に存在する同体微粒子の mass spectrum の進化を、 $0.1 \mu - 1 \text{ cm}$ のサイズに示す。

惑星集積 process における Kepler 粒子の衝突断面積

井田 茂, 中川 義次 (東大理), 中沢 清 (東工大理)

現在の太陽系形成論では惑星は微惑星の衝突による合体成長で集積したと考えられている。従って惑星集積プロセスにおいて collisional rate λ_{col}^{-1} (単位時間当りの衝突数) という物理量が重要となってくる:

$$\lambda_{col}^{-1} = n v \sigma$$

n : 数密度

v : 相対速度

σ : 衝突断面積

ところが、いままでの惑星集積の計算においては、Safronov (1969) による free-space 近似という不十分な estimate がずっと用いられている。

Safronov による estimate は衝突する2体の重力は考慮するが太陽のまわりを Kepler 回転しているということを忘れて free space をまっすぐに飛んでいるという仮定に基づいている。ところが Kepler 回転している2体の相対運動はコリオリ力などにより極めて複雑でとても free-space 近似が妥当とは思えない。

そこで Kepler 回転をしていること (太陽重力場内を運動していること) をきちんと考慮して、惑星集積の計算に一般的に使えるような広いパラメータ範囲で collisional rate を計算するというのが今回の私達の目的である。

まずはじめに Safronov のしたような free-space 近似の妥当性を定量的に調べて (結果は不可)、そのときの計算をうまく使うことによってある種の平均操作をして collisional rate を広いパラメータで計算する。

II-17 土星リングの微細構造の形成過程 —— 計算機シミュレーションによる研究

宮内 雅夫、大家 寛 (東北大理)

1. 序

土星リングが、50 ~ 100kmの幅を持った無数の微小リング構造を持っていることが Voyager 1号及び 2号が土星に最接近し、リングを構成する微天体の空間分布を計測することにより明らかにされた。この多数の小環（リングレット）から成る微細構造についてはその成因として、衛星との共鳴や、共鳴に起因した波動現象といった外因を求めるものと、粒子系自体の力学的安定性にその原因を求める説が提案されている。

本研究ではリング系の自己重力と粒子間相互作用が微細構造形成に及ぼす影響に注目し、自己重力を有する多粒子系の力学過程について計算機シミュレーションを行った。

2. モデル

シミュレーションは二次元近似とし、B-リングの位置で土星を周回する 360km × 44kmの領域に 周期的境界条件を与え、990個の超粒子の運動を衝突ケプラー系の中で追跡した（図1）。超粒子はその半径 1km、の球形とし、リングを構成する微天体の集合を代表するものとして密度等を設定している。従ってその相互作用は単純な衝突ではなく超粒子同士が重ね合わさる場合もあることを、そのアルゴリズムの中に取り入れている（図2）。

3. シミュレーションの結果

リング粒子系は自己重力の働きで不安定を示し、リングレット形成につながる局所的な集中を起こすことが判明した。またこの集中は衝突時に超粒子が非弾性的な振舞いをして運動エネルギーを散逸させることによって、より効果的に働くことも明らかとなった。

衝突時に運動エネルギーの散逸のある系ではまた、構成粒子の不均一分布を定常化させるがこのとき、各構成要素は、規則的な長円運動を起こしていることが判明した。そして空間分布集中が効果的でリングレットの形成が明確なほど、粒子群の長円運動は同じ離心率を持って集合してくることも判明した（図3参照）。

4. 結論

i)相互重力を要因とする集合運動、 ii)そのための不安定化、そして iii)衝突と等価回転による不安定現象の停止と準定常化、という過程を通じリングの微細構造が形成されていることが結論された。また、シミュレーションによって、Voyager で観測されたリングレットと同じ、10km 程の微細構造の形成も確認された。

図1. シミュレーション・ボックスの設定

図2. すり抜け時の超粒子

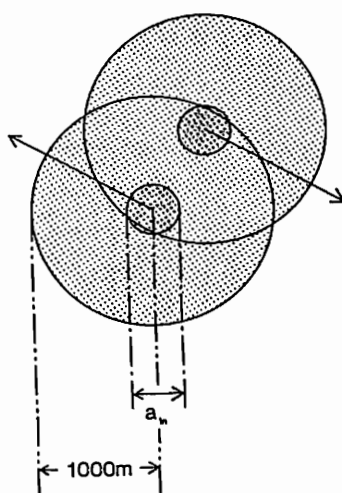
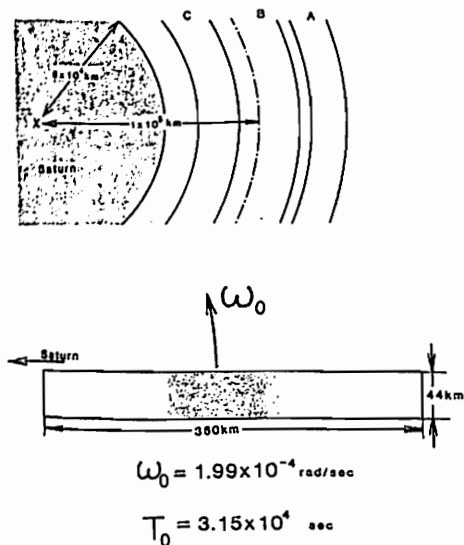
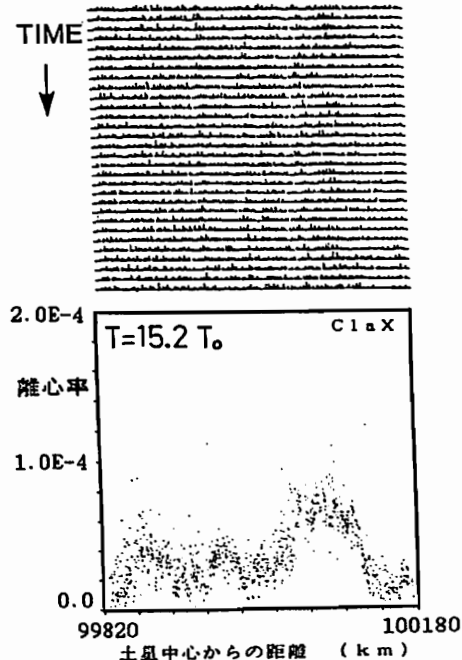


図3. 粒子の動径方向分布と離心率分布



惑星集積時の原始 H₂-He 大気の構造

佐々木 晶 (東大理) 中澤 清 (東工大理)

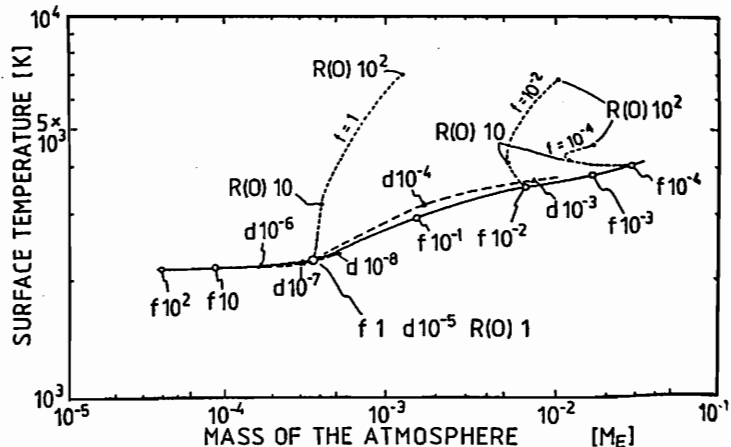
京都モデルの惑星形成論によれば、地球型惑星は木星型惑星と同様に、今から約45億年前、太陽系形成の母胎となった原始太陽系星雲(ソーラーネブラ)の中で、微惑星の集積により形成された。集積時の地球型惑星は、重力でネブラのガスを引き付けるため、原始 H₂-He 大気が存在した。この原始大気の保温効果により、集積エネルギーは自由に散逸できず、地球(・金星)の表面温度は上昇し、惑星構成成分の融点を越える。

原始 H₂-He 大気の構造を支配する最も重要なパラメーターは、 κ (opacity 大気の不透明度) である。大気の外側では浮遊するダストの、内側ではガスそのものの opacity が効く。Mizuno et al. (1982) および Nakazawa et al. (1985) は、ダストの量比が高い限り ($f \sim 1$: f は星間空間のダスト量に対する相対値)、ダストの蒸発により温度勾配が緩くなるため、地表温度は 2200(K) 程度に抑えられるという結論を得た。さらに、Mizuno and Wetherill (1984) は対流状態にある大気を仮定し、微惑星から放出されるダストの量を決める要素を見積り、Ne の溶解量から望まれる $f > 1$ という状態が、実現される条件を求めた。

しかし、これまでの研究ではダストの opacity としては非常に簡単なものが用いられていた。また、ダストの存在する大気上部は対流不安定にはなりにくい。今回の計算では、Pollack et al. (1985) の詳細なダストの opacity を使用した。ダストのサイズを見積り ($d \sim 10^{-6}$ [μ]), 対流安定大気中での、ダストを決める要素を求めた。ダスト量は、ダストの生成効率 ϵ と付着成長の効率 p_e の比で決まる。 $\epsilon / p_e > 10^{-2}$ であれば、 $f > 1$ は実現される。

原始大気の組成は一定ではない。微惑星の衝突の際の脱ガス、含水鉱物の分解、シリケート・鉄酸化物による大気 H₂ の酸化により、大量の H₂O が加わる。大気中の H₂O の増加は、opacity の上昇、平均分子量の増加により、大気温度を引き上げる。その結果、大気の質量が少ない ($M_a / M_p < 10^{-3}$) にもかかわらず地表温度がかなり高くなる可能性があることを、新たに示した。また、H₂ の酸化で生じた excess H₂O の地球内部への溶解を考えると、地球の H/C もしくは H/N 比が隕石に比べて非常に大きいことが説明できる。

図. 原始 H₂-He 大気の質量と地表温度の関係。R(O) は O 原子の solar abundance に対する相対値。惑星質量は現在の地球質量。大気中のエネルギー流を決める典型的な惑星成長時間は 10⁷ 年にとった。



二神常爾¹⁾、小嶋稔¹⁾、中村良治²⁾

1) 東大・理 2) 宇宙科学研究所

岩石や宇宙塵の表面には、太陽風に含まれる希ガスが打ち込まれていることが知られている。我々は、プラズマチャンバーを用い、太陽風インプラントメントのシミュレーションを試みた。甘利、小嶋¹⁾によれば、深海底堆積物の地球外起源ヘリウムは磁性成分(具体的にはマグネタイト)に濃集している。また、Eugster et al²⁾によれば、Lunar soil中の(⁴He/³⁶Ar).....とTiO₂濃度の間には、正の相関がある。そこで、我々はプラズマチャンバー内で⁴He⁺ビームを4種類の鉱物結晶(マグネタイト、ルチル、オリビン、マンガンオリビン)に照射した。次に、照射したサンプルを超高真空希ガス抽出装置に入れ、温度を段階的に上げ、試料から出てくるヘリウム量を測定した。こうして、リリース・パターンを上記4つの試料について求め、比較した。また、各サンプルについて、トラッピング効率(照射ヘリウムのうち、何パーセントがトラップされているか)を求めた。

(i) サンプル準備

ヘリウムビーム照射のターゲットとして、マグネタイト、ルチル、オリビン、マンガンオリビンの平板結晶(数ミリ四方)を準備した。なお、照射実験に先だつて表面は十分に研磨した。Table 1には、測定した質量・表面積を記している。

(ii) ヘリウムビーム照射

以上のように準備した平板サンプルに宇宙科学研究所の中型プラズマチャンバーによってヘリウムビームを照射した。ビームは結晶にほぼ垂直になるように照射した。照射の設定条件は以下の通りである。

ヘリウム加速電圧 3.6 kV; 照射時間 4時間26分; ビーム流量 $F = 1.13 \times 10^{16}$ 個 ⁴He⁺ cm⁻²

なお、ターゲットサンプルの電気抵抗が大きい場合には(オリビン)、サンプルの電位がヘリウム加速電圧に比べ無視できない大きさになる可能性がある。そこで、サンプル電位を0に抑えるために、イオン照射と並行して横から電子を定常的に流入した。

(iii) ヘリウム抽出実験

照射したサンプルから段階加熱法によって真空下で⁴Heを抽出し、質量分析計によって、その量を測定した。各ステップにおいた時間は60分である(ただし、マンガンオリビンNo. 3だけは120分)。温度はヒーター電流値によって調節した。結果は図1に示してある(縦軸、横軸のスケールは同じ。ブランクは1ステップまたは2ステップで測定した)。

このグラフからわかったことは以下の通りである。

・マグネタイトとルチル、マンガンオリビンとオリビン(F_{0.99}Fa_{0.10})は各々脱ガスの様式は似ている。マグネタイト、ルチルの脱ガスのピーク(140A)は2種類のオリビンの脱ガスのピーク(100A)よりも高温にある。

・ルチル、マグネタイト、オリビン(F_{0.99}Fa_{0.10})に関しては、サンプルを溶かした最後のステップで、出てきたヘリウムの量は直前のステップで出てきた量よりも有意に多い。

さらに、各ステップででてきた⁴Heの量を合計した量Tを、サンプルに当たった照射⁴He⁺の量W ($W = FS$ F: 単位面積あたりビーム流量 S: サンプル面積)で割った値

$$e = T/W$$

を、トラッピング効率と定義する。このとき、eの値は次のようになる。(ブランク補正を行った。)

マグネタイト e = 36%; ルチル e = 30%; オリビン(F_{0.99}Fa_{0.10}) e = 30%
 マンガンオリビンNo. 1 e = 24%; マンガンオリビンNo. 2 e = 27%; マンガンオリビンNo. 3 e = 21%
 従つて、マグネタイトのトラッピング効率は、オリビンに比べて、有意に大きいといえる。

結論としては、次のことが解つた。

1. ルチル、マグネタイトの脱ガスのピークは2種類のオリビンの脱ガスのピークより高温に位置する。この差が何度の温度差に相当するのかを求めることが、現在の課題である。

2. トラッピング効率に関して、マグネタイトは一番高く、オリビンのトラッピング効率よりも有意義に高い。

1) S. Amari and M. Ozima, Nature, 317, 520-522, 1985

2) O. Eugster et al, Lunar Science Conference, 6th 1989-2007, 1975

図1

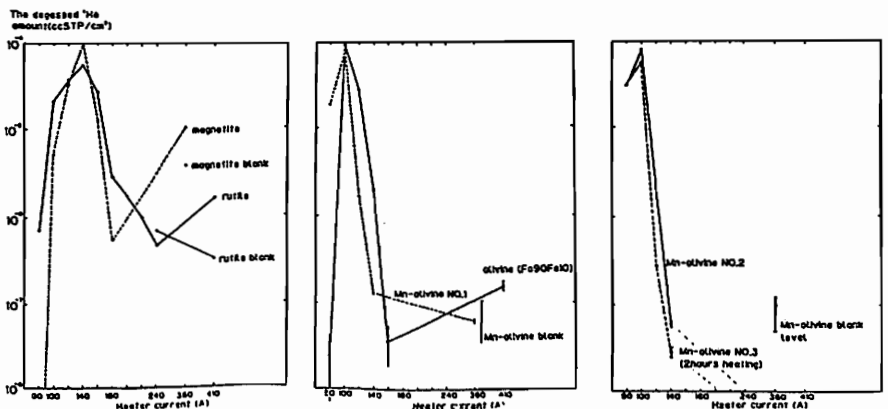


表1	質量 (g)	表面積 (mm²)
マグネタイト	0.01516	8.27
ルチル	0.01386	3.95
マンガンオリビン	0.06840	23.1
オリビン		
No. 1	0.04231	27.6
No. 2	0.05875	25.3
No. 3	0.06353	31.7

II-20 地磁気静穏日変化推定の新しい方法と K-指数への応用

門倉真二
(地磁気観)

序 K指数は、地磁気変化からSR(Solar Regular Variation)を除いたものの3時間毎の振幅から、対数的に決められる。各観測点毎の地磁気擾乱の指数である(Bartels 1939)。SRの推定には多くの経験を要するため、安定した指数を供給するのは難しい。又、近年データのDigital化が進んだこともあり、K指数を計算機で自動的に求める方法(Digital-K)が望まれている。これに対し、Wilson (1985)やHogood(1986)等の試みがあるが、多くとも中低緯度の観測点に対しては、未だ成功したとは言えない。

ところで、日々のSR推定アルゴリズム開発は、K指数自動化以上のものをもたさず、SRの起源からして、電離圏+中性大気のDynamicsに関する貴重な情報となる。

1 SR推定アルゴリズム

新しいやり方の概念図をFig1に示した。 a, b 等英小文字は“1日の変化を表わす関数全体 \mathcal{X} ” ($\mathcal{X} = \{x(t) | 0^h 0^m \leq t \leq 24^h 0^m \text{ UT}\}$)の要素、 σ 等ギリシア小文字は実数である。 $(\hat{SR}(\text{推定SR}), S_x \in \mathcal{X})$

この方法の特徴は以下の点である。

- (i) \mathcal{X} に内積 ($a, b \in \mathcal{X} \rightarrow (a, b) \equiv \int_{0^h 0^m}^{24^h 0^m} a(t)b(t)dt$) を導入し、Hilbert空間とする。
- (ii) \mathcal{X} 全体は \mathcal{X} の部分空間とし、その基底 $\mathcal{B} = \{b_i\}$ は、静穏日のデータの線型結

合として予め作っておく。この処理の際、 b_i は固有Vectorの形で出てくる。固有値の大きなもので $\{b_i\}$ を構成する。
(iii) SRは $(S_x - \hat{SR})^2$ が最小となるように求める。

K指数を得るには、 $S_x - \hat{SR}$ の振幅を用いればよい。

この方法は、1分程度のサンプリングでdigital dataの得られている、どの観測点にも簡単に応用できる長所がある。

2 結果

今回の解析は、1981年1月の柿岡の域分にしぼった。④は1980~1983年の各1月の5-quiet days計20ヶのデータより作成した。④の要素20ヶを、固有値の大きい順にFig2に示した。この方法で得られたK-index (K') は、柿岡決定値に比べて概して大きく、殊に0-3では $K' = 3, K = 0$ が3例あった。但し、Kに統計的な日変化があったりするので、 K' のみの不適当だけではないと考えられる。その他の時間帯では $|K - K'|$ が94%、 $|K_p - K'|$ が92%が1以下となっている。

3 まとめ

Digital-Kへの解答として、又同時にSRの求め方として新しい手法を開発し、良好な結果を得た。

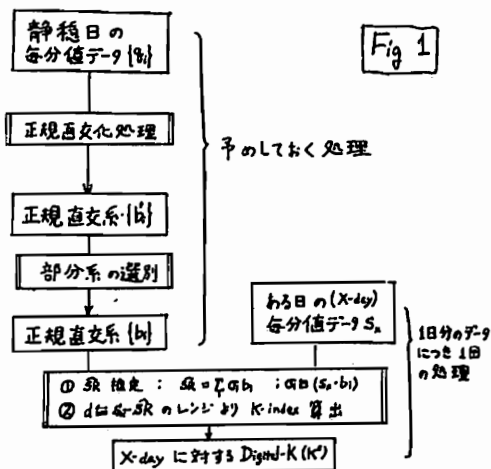
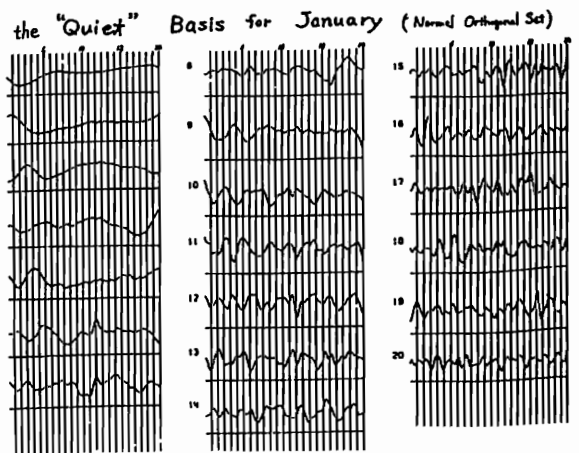


Fig.2



II-21 地磁気静穏日日変化の準2年周期振動 (II)

角村悟 桑島正幸 (地磁気観測所)

地磁気日変化 (sq) の振幅に準2年周期振動 (QBO) が見られることは以前 (85年秋) の学会で紹介した。図1は、世界の7地点でのH成分のsqの振幅に2~4年のBand Pass Filterをかけて時間変化を見たものである。

地磁気日変化を引き起こす電離層電流は、

$$J = \Sigma \cdot (E + V \times B)$$

J: 電離層電流 Σ : 電気伝導度 E: 電場 V: 風速 B: 磁場

で表される。太陽黒点数にQBOが見られること及びそれに伴いDstにもQBOが見られることが知られており (Sugiura and Poros, 1977)、太陽黒点数の変化が電離層電子密度を通じて電気伝導度を変化させ、sqにも影響していることは考え得る。図2はsqの振幅 (Honolulu, SitkaのH, D成分), kp, Dst, foEについて太陽黒点数との遅れ相関をとったものである。sqの振幅は、foEと平行して太陽黒点数と遅れなしの相関をもつ。このことは、sqのQBOが太陽黒点数及び電離層電子密度 (電気伝導度) のそれと関連している可能性を示す。講演では、出来れば定量的な議論まで進めたいと考えている。

(参考文献)

Sugiura, H and D.J.Poros JGR, 82, 5621, 1977.

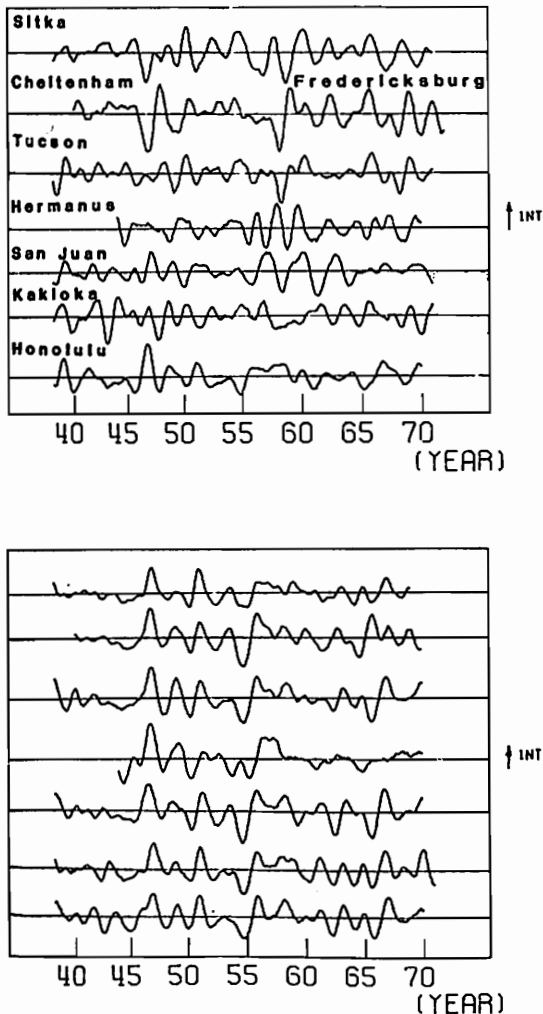


図1 地磁気日変化振幅の準2年周期振動 (上: H成分, 下: D成分)

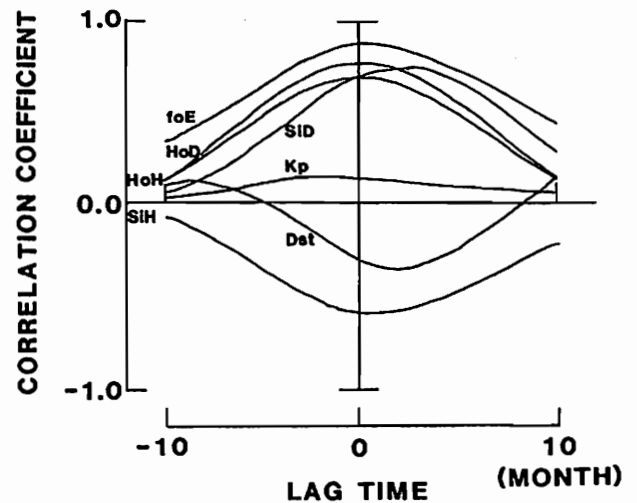


図2 日変化振幅, kp, Dst, foEの太陽黒点数に対する遅れ相関

II-22

低緯度地上観測網で観測される s f e に伴う地磁気変動について (1)

桑島 正幸, 上井 哲也 (地磁気観測所)

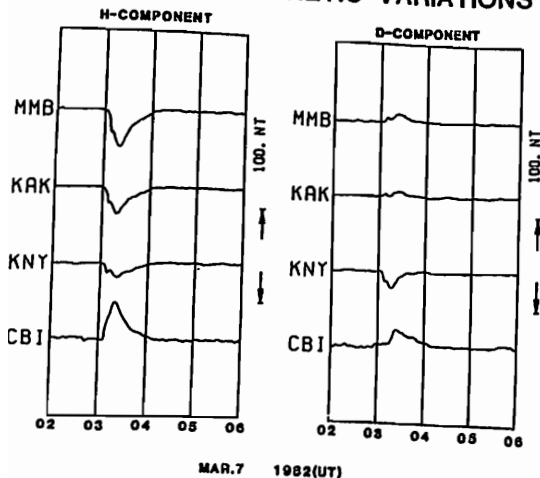
地磁気観測所では女満別 (MMB), 柿岡 (KAK), 鹿屋 (KNY) および父島 (CBI) において地磁気観測を定常的に実施している。特に父島における地磁気観測は MONSEE (太陽地球環境国際定常観視計画) の一環として昭和47年に観測が定常化されて今日に至っている。父島の観測が MONSEE に関連して組み入れられたのは, 地磁気静穏日変化等価電流系 (Sq) の中心緯度が柿岡と鹿屋の近傍にあるのに対し父島がそれよりも南側に位置しており, 北側に位置している女満別での観測資料と合わせて検討することにより, 日変化電流系中心付近における地磁気変動の振舞を調査する上で好都合の位置関係にある観測点網が形成できることも理由の一つにあげられる。

Sq 電流系およびその enhancement としての s f e 電流系についての研究の歴史は古い, 統計的な扱いが多く, 個々の現象に注目しての case study 的な取組みについてはまだ研究の予知が多く残されている。これは, 低緯度での観測点網が必ずしも十分ではなかったこともその原因の一つである。

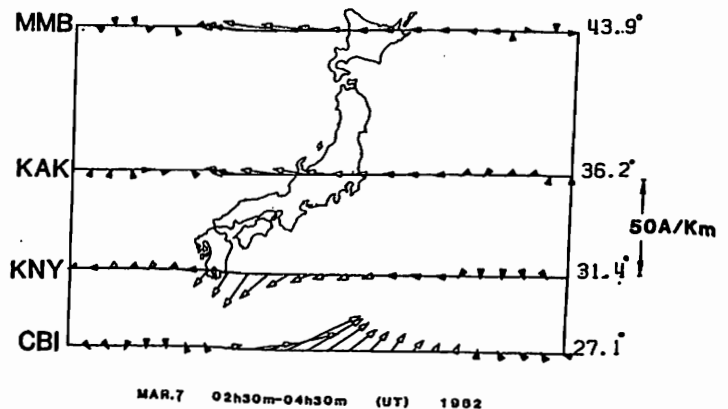
父島での地磁気観測も10年以上を経過して, Sq, s f e の研究のための多くの資料が蓄積されている。今回は Sq 電流系の enhancement として理解されている s f e 現象に焦点をあててこれまでの調査結果の概要を報告する。

下図に女満別 (MMB), 柿岡 (KAK), 鹿屋 (KNY) および父島 (CBI) で観測された s f e の記録例と, それを説明するための等価電流系を示す。s f e 電流系は Sq 電流系よりも低い電離層 D-層 (~70Km) に存在するという説もあるが, 下図は Sq 電流系と同じく, 電離層 E層 (~100Km) を流れると仮定して求めたものである。渦電流系の中心緯度が柿岡, 鹿屋近傍の日本上空に位置していることがわかる。福島 (1976, 1985) によって, 電流系の中心に根を持つ沿磁力線電流系が南北両半球にまたがって存在するというモデルが提唱されているが, これを実験的に検証してみることが本研究の最終的な目的でもある。1989年には MAGSAT につぐ磁場観測衛星 (GASP) の打ち上げが計画されており, それにむけての基礎的な資料のとりまとめも目的としている。

s f e associated MAGNETIC VARIATIONS



s f e associated MAGNETIC VARIATIONS



太陽活動度による電離層電気伝導度変動に
起因する電離層電流の変化 (III)

竹田雅彦・山田雄二
(京大・理)

前々回の学会では、R (太陽黒点数) が 35 と 200 の場合について 1 日周期の (1, -2)、(2, 2)、(2, 4) モードの潮汐風が作る電離層電場・電流の変化を調べた。

今回はこれらの作る電場を、レーダー観測の結果と比較すると共に、地上の磁場変化や等価電流系を求めて、それらに対応する観測結果と比較した。その結果、低緯度(Arecibo)における電場は、半日周期潮汐風を加えた方が、観測と一致するが、赤道域(Jicamarca)では半日周期潮汐風を加えても観測とうま

く一致しない。また、等価電流系の比較では、太陽活動度が低いときには特に半日周期潮汐風の寄与が大きいことがわかった。しかしながら、半日周期潮汐風の寄与を加えると、低緯度夕方側に時計回りの等価電流の渦が出来、これは観測と一致しない。このことは、特に赤道近傍で、実際の電離層内の風が、用いたモデルとかなり相違していることを示唆している。

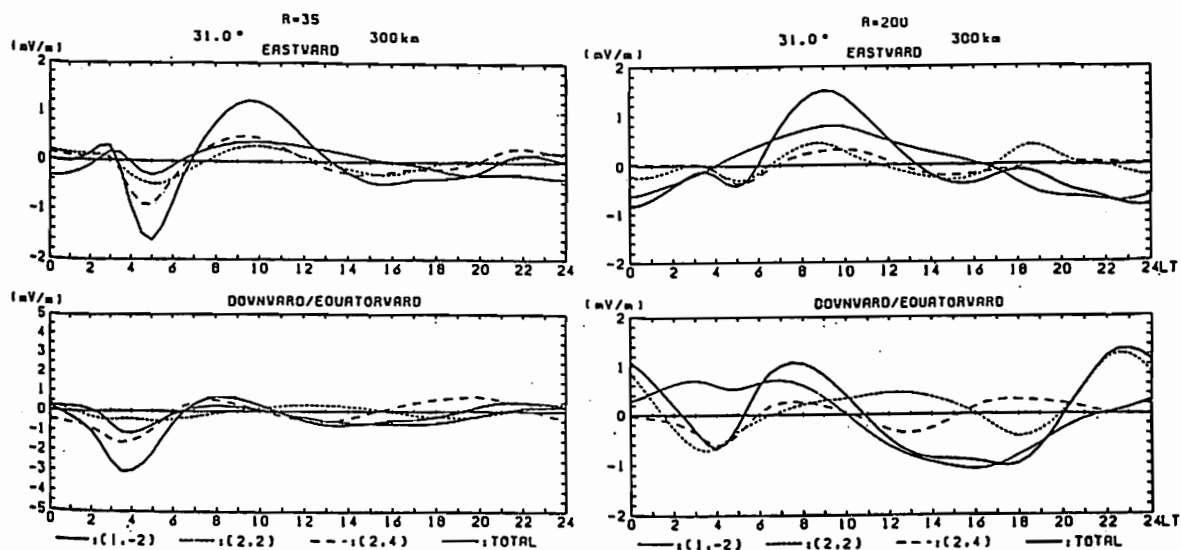


図1. 高さ300km、緯度31° (Areciboの磁気緯度)における(1, -2) (細実線)、(2, 2) (点線)、(2, 4) (破線)モードの潮汐風及び全潮汐風 (太実線)による、R=35 (左)とR=200 (右)の時の東向き (上)および下・赤道向き (下)電場。

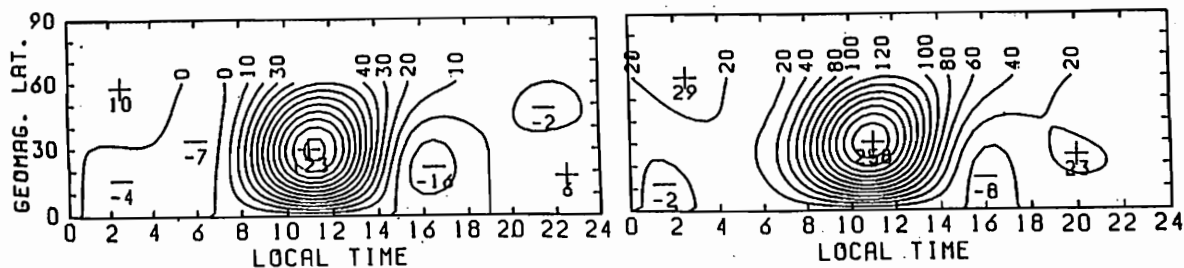


図2. R=35 (左)とR=200 (右)の時の全潮汐風による等価電流。

前田 憲一

電離層内ダイナモ電流は周知の式

$$j = (\sigma) [E_s + V \times B] \quad (1)$$

で与えられる。 E_s は静電場, $V \times B$ は induced 電場 (E_i) で, E_s は 1 次ソース, E_i は 2 次ソースである。 V (中性風) は運動方程式より導くことが出来る。一日周期 (角周波数 ω) の場合

$$(j\omega + 2\Omega \times) V = -\nabla p / \rho + j \times B \quad (2)$$

p は圧力の変化分, Ω はコリオリのベクトルでその値は ω に極めて近い。 $j \times B$ は所謂 E- π 作用の項でこれを無視すると, V の成分 (南向 u , 東向 v) は次の如し。

$$u = \frac{1}{4\omega(f^2 - \cos^2\theta)} [j \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\cos\theta}{f} \frac{\partial}{\partial y}] p / \rho \quad (3)$$

$$v = \frac{j}{4\omega(f^2 - \cos^2\theta)} [j \frac{\cos\theta}{f} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}] p / \rho \quad (4)$$

$$f = \omega / 2\Omega = 0.5 \quad (5)$$

ダイナモ理論では, (3), (4) 式が $\theta = 60^\circ$ (緯度 $\theta' = 30^\circ$) で特異点 (pole) を持ちその北と南で符号が逆転することを問題にする。

u と v が同じように逆転すると密度の連続性から不連続を生ずるので E- π 理論を展開して (1, -2) モードでは図 1 の如く自己調節を行われようとする。このようにすると u と v は正午附近で図 2 の如く流れる。

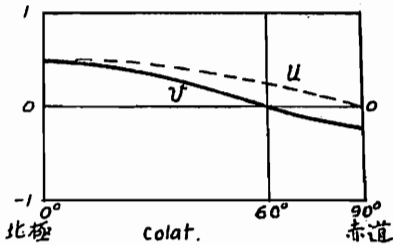
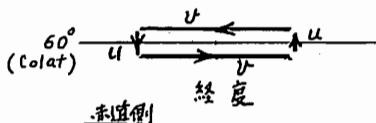


図 1

図 2



(2) の運動方程式で ion drag を追加したり, v の南北方向の勾配の急峻による粘性的制動作用を入れると, 純数学的の特異点は消滅する。更に磁気偏角がゼロでない場合 (y 方向に B の成分が生ずる) v の急激な変化 (θ 方向に対して) は減少する。図 3 は $\theta = 60^\circ$ 附近の v の変化を示す

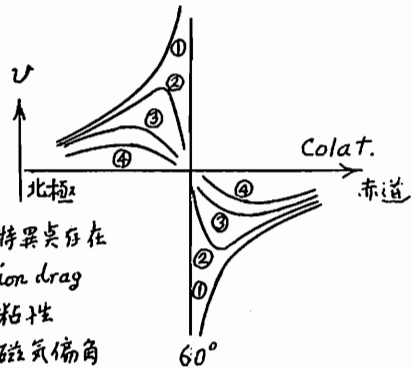


図 3

- ① 特異点存在
- ② ion drag
- ③ 粘性
- ④ 磁気偏角

図 4

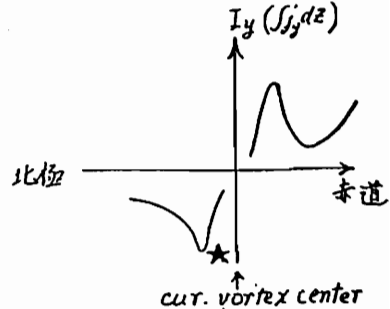


図 3 の ③ や ④ の場合についてダイナモ電流 (東向 j_y) を計算すると図 4 の如く, $\theta = 60^\circ$ (current vortex の center の位置) 南北に近接して尖鋭な正負の j_y が生ずることとなる。この場合の ΔH (ガ-テ-) は $2\pi \int j_y dz$ ではなく, Biot Savart の法則で計算しをすればならない。 $\int j_y dz$ は大きくなると ΔH は小さい。

図 4 のような場合を support する j_y の観測実験がある。場所は (1) 日本の内の浦 (2) 北米の Wellops (3) 豪州の Woomera である。特に日本の場合, j_y のピーク値は $5 A/km^2$ ($\int j_y dz = 33 A/km$) でこれは異常に大きい。しかしこの時の地上の ΔH は決して大きくない。観測点内の浦の位置は図 4 に \star で示されている。

北向き IMF 時の磁気圏プラズマ対流 2 :

IMF B_y 効果

芝地 貴夫、 飯島 健 (東大理)

MAGSAT 衛星で計測された磁場データから磁気圏プラズマ対流の形態を導出した。今回は IMF $B_y > 0$ 、 $B_y < 0$ のそれぞれの条件下で、多数の軌道のデータを用い統計的な解析を行った。その結果として得られた大規模プラズマ対流の dawn-dusk 非対称性について報告する。

プラズマ対流の導出にあたって、前回と同様に

$$\begin{aligned} \text{rot} (\Delta B) &= \mu_0 J_{\parallel} \\ &= \mu_0 \text{div} I \quad (I: \text{電離層電流}) \\ &= \mu_0 \Sigma_p \text{div} E_1 \end{aligned}$$

の関係を用いた。ただし、MAGSAT 軌道が sun-synchronous であるため、noon-midnight 方向の電気伝導度勾配が無視できること、および $\Sigma_p(\text{solar UV}) \gg \Sigma_p(\text{particles})$ を仮定した。

実際の方法としては、MAGSAT 衛星の磁場データを解析して得られた大規模沿磁力線電流 J を用いて

$$\nabla_{\perp}^2 \Phi = - (J_{\parallel} / \Sigma_p)$$

という形の Poisson 方程式を Dirichlet 問題として解いた。境界条件は、Region 2 沿磁力線電流系の存在する低緯度側の限界において $\Phi = 0$ とした。

前回、極冠域のプラズマ対流が IMF $B_z > B_y > 0$ 場合に昼側と夜側の独立な 2 種の cell を持つことを報告した。今回の解析の結果として、昼側では、IMF $B_y > 0$ の場合午後側の cell が発達し、 $B_y < 0$ の場合には午前側の cell が発達することがわかった。また夜側では、 $B_y > 0$ の時に午前側の cell が、 $B_y < 0$ の時には午後側の cell が著しく shrink することも明らかになった。

猪木誠二、栗城 功、野崎憲朗、吹留重春
(電波研)

1. はじめに

電波研究所では、イオノグラムからの電離層パラメータを計算機によって自動的に読み取るシステムを開発している。その結果電離層データの公開の形式も変わらざるをえない。

現行の電離層月報では、電離層の日変化を表すものとしてfプロットが用いられている。しかし、自動読取値には大きな誤差を伴う場合があること、または読取不能となる場合があることから、自動読取値を用いて現行のfプロットと同等の表示をすることは適当でない。そこで、自動処理システム稼働後、現行のfプロットに代るものとしてイオノグラムから直接電離層日変化を表示する方法を開発した。表示法とともに種々の電離層現象がどのように表されるかの例も合わせて報告したい。

2. 新しい電離層日変化表示とその限界

国内5電波観測所(稚内、秋田、国分寺、山川、沖縄)において、電離層観測機(9B型)によって取得されたイオノグラムはデータ収集端末(NEC PC-100)により収集、ノイズ除去等の前処理をされ、さらにデータ圧縮され電話回線を通して電波研本所の主計算機システム(ACOS 850/10)に伝送・格納される。この圧縮されたイオノグラムは、ACOSシステムにおいてもとのイオノグラムに直され、多重反射・ノイズ除去の処理をうける。各周波数において高度軸にそってエコーを積分することによって、エコーが受信されている周波数範囲をE領域(200 km以下)、F領域(200 km以上)にわけて求めることができる。また、それぞれの見掛けの高さにおいて周波数軸にそってエコーを積分し、さらに微分・平均処理することにより各層の最低の高さを求めることができる。これらの値を各レベルに応じて濃淡表示し、時間順に並べることにより図に示すような電離層日変化を得る。エキスパートが独立によみとった値と比較すると、 $f_x f_2$ 、 f_{min} 、 fEs 、 $f_b Es$ の変化はこの図より良く判別することができる。図にCCIRによって提案されているfoEとfxEの計算値を横棒で重ねて表示することによりスポラディックE層の情報も明瞭になる。高さ情報はこの図の中に反映されているが、各層を同定するには熟練を要す。h'F2は比較的分かりやすい。現在のところ最大の難点は、Es層の多重反射を除去するとき、たまにF層エコーの一部を消すおそれがあることである。

なお、図は30分毎のイオノグラムで表しているが、実用段階では15分毎の値で日変化を表すことになるので、時間分解能は例図の2倍となり、より見易くなると期待している。

3. 電離層現象の例

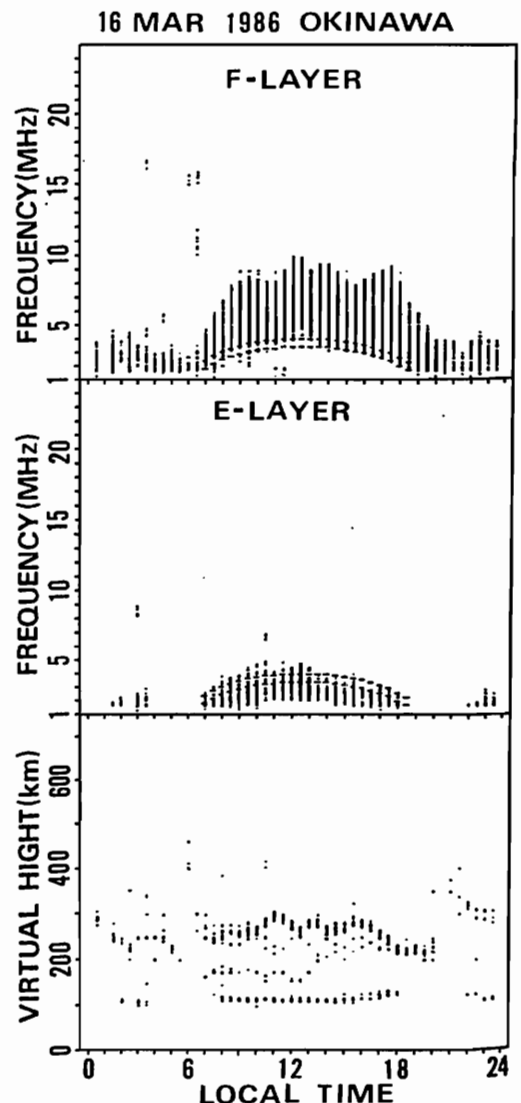
昭和61年4月より現在までACOSシステムに一時間毎のイオノグラムを蓄積しているが、そのなかから数例の特異な電離層現象を示す。solar flareにともなって f_{min} が増大した例、Es層が発達した例、foF2の増大とF層高度の大きな変化が観測された例、冬季異常の例等を講演中で示す。

4. おわりに

基本的には、できるだけ原イオノグラムに忠実に表現するよう心がけた。この図は、昭和63年4月からの自動処理システム稼働後、新しい電離層月報で現在のfプロットに代るものとして用いる予定である。他の太陽地球間物理に関する観測データと共に用いられ、研究者によって種々の電離層現象を捜すのに使われることを意図している。

このソフトウェアは、国内5観測所のイオノグラム収集端末に移植し、ローカルに電離層日変化をモニターすることができるようにする予定である。将来、何らかのニューメディアを介して電離層概況を提供するためにこの図を用いることを検討している。

図 電離層日変化図



INITIAL INCOHERENT SCATTER OBSERVATIONS OF THE IONOSPHERE WITH THE MU RADAR

W. Oliver, S. Kato, S. Fukao, T. Tsuda, T. Sato
 Radio Atmospheric Science Center
 Kyoto University, Uji

I. Kimura, A. Ito
 Department of Electrical Engineering
 Kyoto University, Kyoto

T. Saryo, T. Araki
 Geophysical Institute
 Kyoto University, Kyoto

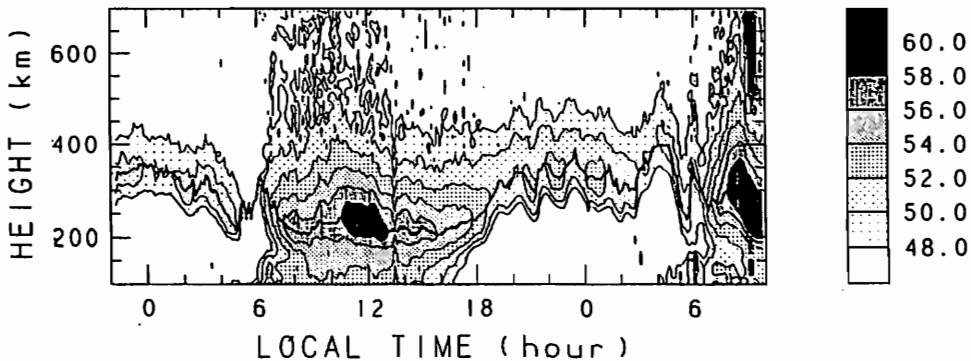
The MU (Middle and Upper atmosphere) radar of Japan has recently begun ionosphere observations using the incoherent scatter technique. We describe this radar system, compare its incoherent scatter capabilities with those of other incoherent scatter systems, and present some initial observations made with the system.

The incoherent scatter observations include both power and spectral measurements. Pulse-coded power measurements yield 9.6-km range resolution for electron density measurements in the E and F regions. Multipulse measurements in 4 pointing directions are used for spectral measurements in the F region, with a 2-pulse scheme (38.4-km resolution) employed to measure Doppler (drift velocity) and usually a 4-pulse scheme (14.4-km resolution) employed to measure spectral shape (temperature and velocity).

We present results of two interesting geophysical phenomena observed by the MU radar. The first concerns the ionospheric response during the very strong geomagnetic storm of 6-10 February 1986. The figure below shows the electron density behavior versus time and altitude as measured by the MU radar during this period. While no effects were evident over the radar during low and moderate levels of magnetic activity, several hours of propagating wave activity were observed to commence near the time of a sudden evening increase in magnetic activity to major levels (around 18 LT on 7 February). Time lags in the density behaviors observed in the four beams indicated a wave with 420 m/s velocity and 2500 km wavelength travelling in the direction 20 degrees west of south. This wave activity was followed the next day by the development of a very high-density, low-altitude F layer, with ionogram records indicating even larger densities in the south of Japan. We speculate that this unusual behavior was produced by the transport of ionization from equatorial regions by the fountain effect.

We also observe frequent instances of F region dynamo activity over the MU radar, with highly correlated plasma drift motions parallel and perpendicular to the magnetic field lines. We show several examples of this behavior, including a case observed during the night of 2-3 December 1986 when the ionosphere drift remained virtually horizontal. These and other ionospheric phenomena observed with the MU radar will be presented.

6-FEB-1986 22:14:44 - 8-FEB-1986 09:53:33
 10LOG(Ne) (cm⁻³)



佐梁智昭 , 荒木徹 (京大理)

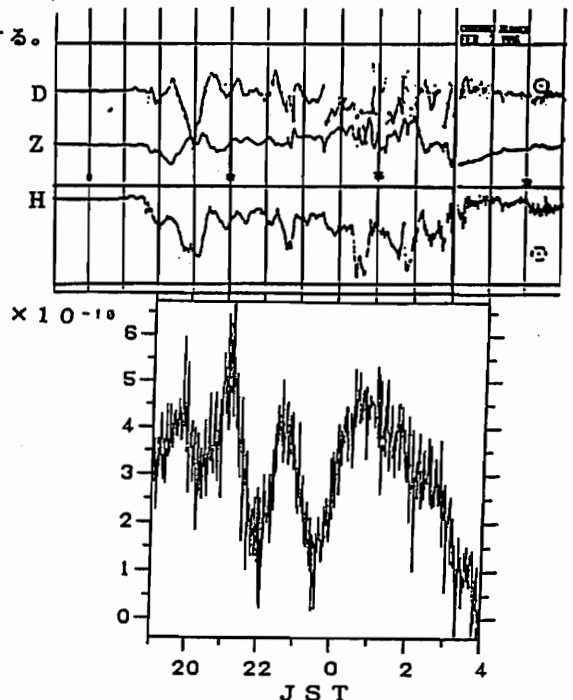
佐藤亨 (京大超高層) , 伊藤敦夫 (京大工)

これまで、我々はMUレーダーを用いた電離層の観測プログラムを開発を行ってきたが、これまで学会で報告した電子密度、イオン温度、電子温度といった電離層パラメーターの他に、イオンドリフトの情報も得られるようになってきている。電子密度の変化には電場と中性風が大きく関与するが、昨年春の学会(第79回)では、このうち中性風の効果によって生じるmidday bite-outの観測について報告した。今回も、やはり中性風によって起こされると考えられているTIDが観測されたので、それについて報告する。

観測日時は1986年2月6日22時から8日10時(時間はすべてJST)まで、電子密度の観測モードのみで高度範囲150kmから450kmを4方向(天頂角を20度と固定し、方位角を0度、90度、180度、270度ずつ振った)の観測を行った。2月8日、9日にはDst-312nTにもなる大きな磁気嵐が起こったが、今回解析対象とするTIDが観測されたのは2月7日19時から8日1時までで、この大きな磁気嵐に伴う電離層嵐の起こる直前である。このとき、観測されたTIDの高度300kmにおけるMUレーダーの受信強度の変化を下図に示す。約1時間半の周期的な波動が存在するのが解る。この観測

のような長周期のLS-TIDは、オーロラ帯を流れる電流のローレンツ力とジュール熱によって励起された大気重力波によってできる電子密度擾乱であると考えられているので、そのときのアラスカのcollege(64.8N, 147.8W)のマグネトグラムを上図に示す。地方時の差が存在するため、それほどよい対応はみられないが、18時30分頃からのオーロラ帯の活動度の増加とTIDは関連があるように思われる。

この観測では、4方向の観測を行っているために各方向の相関を取ることによって水平位相速度、高さ方向の相関を取ることで垂直位相速度が求めることができる。講演ではこの結果から得られた分散関係、さらにこのTIDの高さ依存性について検討する。



柴田 喬, 奥澤隆志

(電気通信大学)

筆者らは、非線形波動共鳴相互作用が熱圏大気重力波のスペクトル決定にどのように関与しているかを調査する目的で、三波共鳴作用について数値解析を行っている。今回は、三波共鳴により生成される二次波のエネルギー獲得効率を求め、波動パラメータに関する依存性を調べた。

前回の報告にあるように¹⁾、共鳴関係にある三波の振幅関数 (A_1, A_2, A_3) は、次のような結合方程式に支配される。

$$\begin{aligned} \delta A_1 / \delta t &= K_{123} A_2 A_3 \\ \delta A_2 / \delta t &= K_{231} A_3^* A_1 \\ \delta A_3 / \delta t &= K_{312} A_1 A_2^* \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 K_{ijk} は相互結合係数であり、共鳴条件、分散関係式、偏波関係式等によって決定される。解析解は、(1)式を 適当な初期条件のもとで解くことにより得られる。各波のエネルギー密度を振幅関数の大きさの二乗で評価することとし、初期エネルギー条件として、

$$\begin{aligned} |A_1(t=0)|^2 &= 0 \\ |A_2(t=0)|^2 &\neq 0 \\ |A_3(t=0)|^2 &\neq 0 \end{aligned} \quad (2)$$

の場合を考える。当初ゼロ振幅であった波-1の t 時間経過後のエネルギー獲得率 (R) を、

$$R = |A_1(t)|^2 / (\text{Total Energy}) \quad (3)$$

と表わし、さらに、最大の獲得率 (R_{MAX}) とそれに

達するまでの時間 (t_{MAX}) によって、エネルギー獲得効率 (G) を、

$$G = R_{MAX} / (t_{MAX} \omega_1 / 2\pi) \quad (4)$$

と定義する。ここで、 ω_1 は波-1の角周波数である。

図1は、共鳴三波がともに内部重力波である場合のエネルギー獲得効率 G を描いた一例である。波-1の周波数は固定し、波-1、波-2の伝搬角(水平方向からの角度) θ_1, θ_2 を変化させている。図より、(1) $\theta_1 = 60^\circ$ 前後(波-1の共鳴角に近い角度)で G 値が急激に大きくなること、(2) $\theta_2 = 90^\circ$ では、 θ_1 にほとんど無関係に、(1)の場合ほどではないものの、比較的大きな G 値をとること、が分かる。

McComas and Bretherton (1977)²⁾ ならびに Yeh and Liu (1985)³⁾ 等が示す三波共鳴の類別に従えば、(1)は 'induced diffusion' に、(2)は 'elastic scattering' に、それぞれ対応すると考えられる。

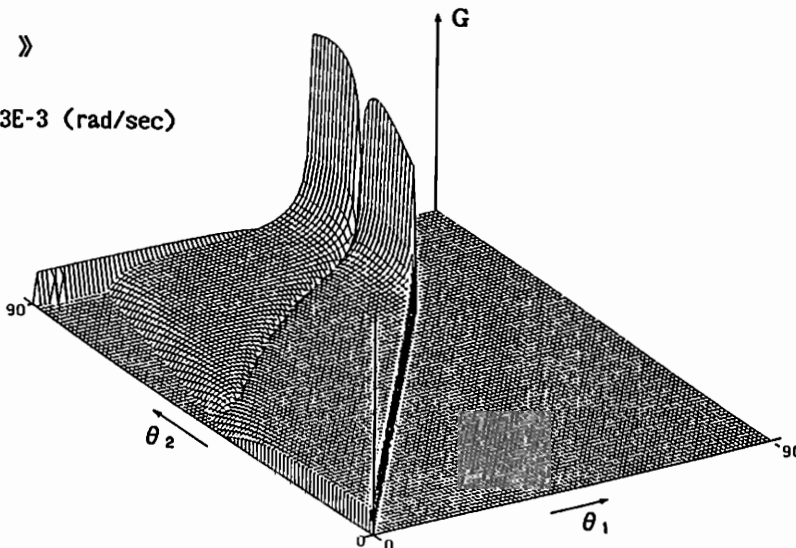
紙幅の都合により、詳しい議論は講演時に譲る。

参考文献

- 1) 柴田, 奥澤; 第80回日本地球電気磁気学会講演予講集, 186 (1986)
- 2) McComas, C.H. and F.P. Bretherton; J. Geophys. Res., **82**, 1397 (1977)
- 3) Yeh, K.C. and C.H. Liu; Radio Sci., **20**, 1279 (1985)

《 図 1 》

$\omega_1 = 4.03E-3$ (rad/sec)



II-30 ジェト気流近傍の慣性重力波

深尾昌一郎*・松本浩昌**・木村繁根**・佐藤亨*・津田敏隆*・加藤進*

* 京都大学超高层電波研究センター ** 京都大学工学部

Marked wave-like structures are sometimes found in the upper tropospheric and lower stratospheric winds observed by the MU radar (see Fig. 1). Two such structures were simultaneously observed to have a downward phase progression during May 7-10, 1985; one with an apparent period of 22 hrs and a vertical wavelength of 2.3 km, the other with a period and wavelength of 44 hrs and 1.1 km, respectively. The two modes are analyzed by assuming monochromatic waves.

Since inertial gravity waves are elliptically polarized, polar diagrams of horizontal wind velocity is fitted by an ellipse in a narrow height range of approximately 1 km thickness. In the same range the vertical wind is also fitted by a sinusoidal function. By using the linear relationship of gravity waves the various wave parameters are determined at the range center. This procedure is performed successively at different times and height ranges.

For the 2.3-km wave the deduced intrinsic period is 12-15 hrs and the horizontal wavelength is 300-900 km. The horizontal and vertical amplitudes are 4 and 0.02-0.05 m/sec, respectively. The propagation direction is upward and southward, perpendicular to the jet stream. The Brunt-Väisälä period calculated with the deduced parameters almost coincides with that determined by a nearby rawinsonde observation, showing the consistency of the present analysis. On the other hand, an intrinsic frequency of 3-8 hrs and a horizontal wavelength of 30-130 km are obtained for the 1.1-km wave. Although the propagation direction cannot be determined with the same reliability as above, the apparent period of about 40 hrs is obtainable if this wave is assumed to propagate in the same direction as the 2.3-km wave.

Similar waves seem to exist irrespective of intensity of the jet stream. Also the apparent wave period in the present observation varies slightly with height. These facts suggest that the waves are not generated by the jet stream but near the ground.

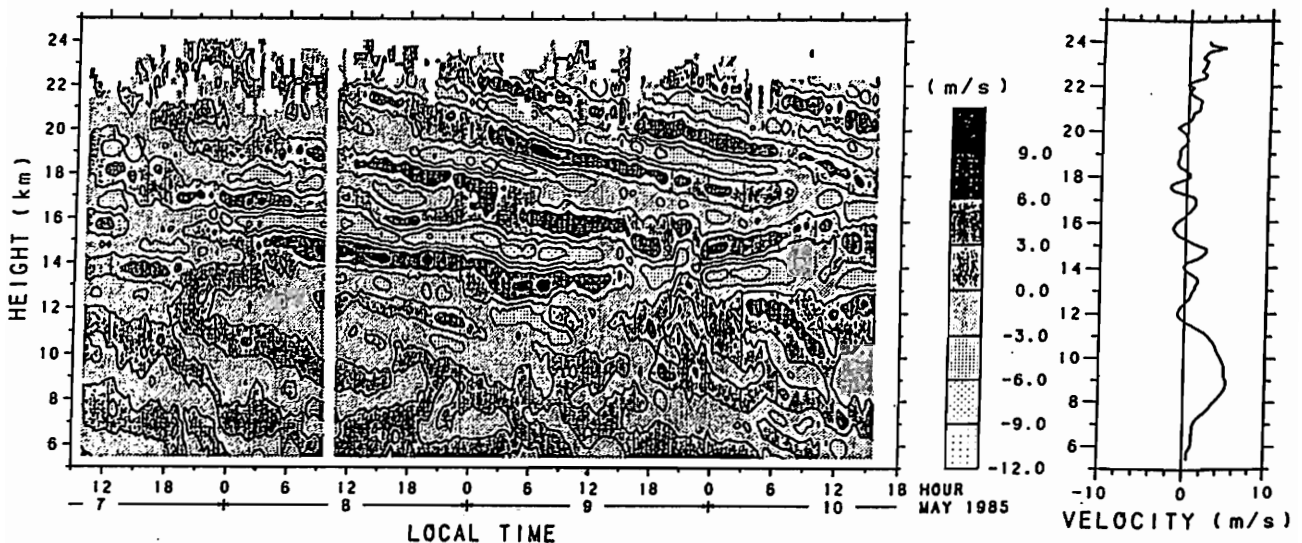


Fig. 1 Vertical profile of the time-mean meridional wind (right), and time-height section of the fluctuating wind component around the mean value (left) observed on 7-10 May 1985. The wind is filtered by a band pass filter with pass band of 1.5-4.5 km. The wind direction is defined positive southerly (northward).

II-31 中間圏連続観測で得られた 慣性重力波パラメーターの分布

山本 衛、横井 隆、津田 敏隆、加藤 進
(京都大学超高層電波研究センター)

近年の理論的研究によれば、中間圏界面付近の平均風の構造は下層から伝搬してくる重力波が砕波し運動量を平均風に与えることによって形成される。またMUレーダーによる中間圏観測では、内部周期10時間程度の慣性重力波によるリチャードソン数が極小となる高度で乱流散乱エコーが強く、その高度変化が慣性重力波の鉛直位相速度と等しいなど慣性重力波の砕波による乱流層の生成が示されている。今回我々は、これら重力波の振舞い及び平均流との関連を動的にとらえることを目的として、1986年10月13～31日に19日間の中間圏連続観測を行った。観測は天頂方向及び天頂角 10° の北・東・南・西方向の5ビームを用いて、各日の8時から16時まで実施した。講演では主にこの観測で得られた慣性重力波のパラメーターの分布について報告する。

重力波の偏波の式によれば、長周期の(慣性)重力波はある時刻における波の水平風速成分の高度変化が伝搬方向に長軸を持つ楕円となり、長軸と短軸の比から内部周期を求めることが出来る。本観測ではこの関係を用いて各日の2時間平均風速の高度プロファイルに現れる慣性重力波について解析を行った。図1に水平風速の高度変化の例をホドグラムで示す。高度が上がるにつれて風向が時計回りに変化しており、この波動が位相下向

き(エネルギー上向き)伝搬の慣性重力波であることが分かる。鉛直波長は約13kmである。このホドグラムに楕円をフィッティングすることで内部周期11時間を得た。さらに鉛直風との位相関係を考慮してこの波の水平伝搬方向が東南向きである事がわかる。図2、3にそれぞれ19日間の観測で得られた16例の慣性重力波について求めた水平伝搬方向と内部周期の頻度分布を示す。水平伝搬方向は強い異方性を示し、南南東に伝搬するものが非常に多いことが分かった。また内部周期は8～9時間のものが卓越している。本観測ではこの他にエコー強度の天頂角依存性が強い散乱層も観測されており、これについても報告する予定である。

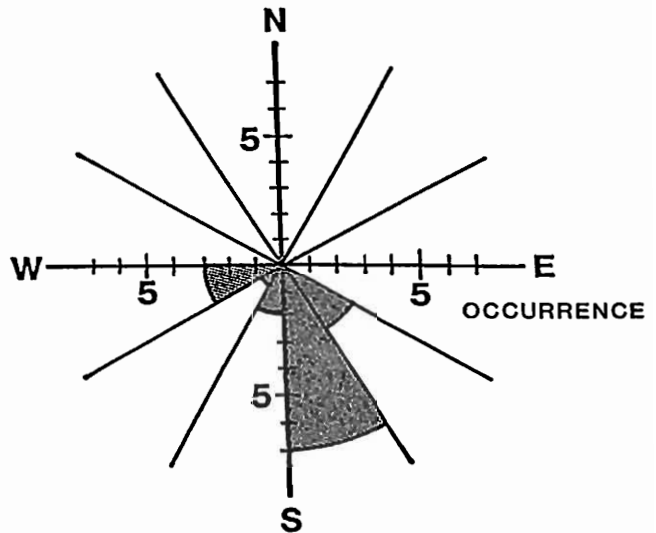


図2 1986年10月13～31日に得られた慣性重力波の水平伝搬方向の分布。

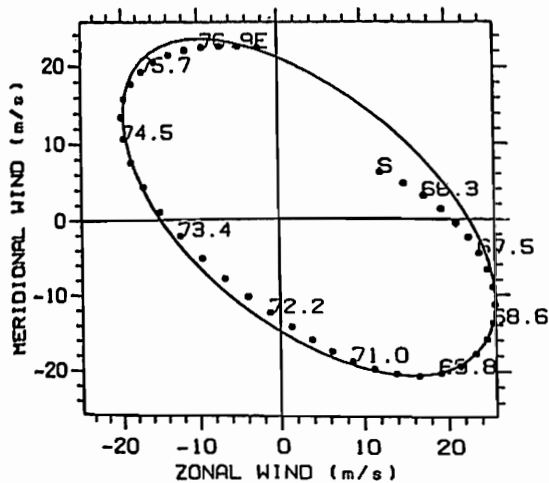


図1 1986年10月20日9～11時の平均風速のホドグラム。●は平均風速に8～24kmを通過域とするバンドパスフィルターを施して得られた値。実線は観測値に楕円をフィッティングした結果を示す。図中の数字は高度(km)を示す。

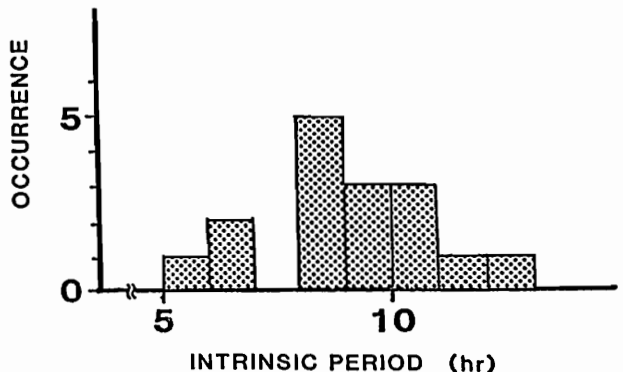


図3 図2と同期間に得られた慣性重力波の内部周期の分布。

村岡 良和 川平 浩二 杉山 卓也
 (兵庫医大・物理) (富山工専) (京大・理)

I. はじめに

重力波の振幅増大に伴う砕波現象を通じて波の運動量が平均流に与えられ、その効果が中間圏の大気大循環の構造に大きな影響を与えている (Lindzen, 1981; Matsuno, 1982; Holton, 1982)。この砕波現象とそれに伴う乱流の発生には、波動が鉛直上方に伝播してその振幅が増大するときに発生する不安定現象が大きな役割を果たしている (Fritts et al., 1984)。重力波によって誘起される不安定現象には、速度シアの増大に伴う局所的リチャードソン数の減少による力学的不安定と静的不安定性の発生に伴う対流不安定の二種類がある (Fritts and Rastogi, 1985)。ここでは、比較的周波数の高い ($\hat{\omega} > f$) 重力波で発生すると考えられている対流不安定について考察してみる。さらに、得られた結果を M U レーダーによる観測結果と比較して中間圏における不安定の発生について議論する。

II. 重力波による大気の擾乱

大気の運動を記述する擾乱方程式は、ブシネスク近似を用い、簡単のため二次元の運動を考えると、

$$u_x' + \bar{u} u_x' - f v' + \frac{1}{\rho} p_x' = 0$$

$$v_x' + \bar{u} v_x' + f u' = 0$$

$$\frac{1}{\rho} p_x' - g \frac{\theta'}{\theta} = 0$$

$$\theta_x' + \bar{u} \theta_x' + \theta_z w' = 0$$

$$u_x' + w_x' = 0$$

となる。擾乱に対して平面波

$$a' = a_0 \exp\{i(kx + mz - \omega t)\}$$

を仮定すると慣性重力波に対する分散関係

$$m^2 = \frac{N^2 k^2}{(\hat{\omega}^2 - f^2)}$$

が得られる。ただし、 $\hat{\omega} = \omega - k \bar{u}$ は intrinsic frequency である。また、擾乱の偏波の関係式は

$$v' = - (i f / \hat{\omega}) u'$$

$$w' = - (k / m) u'$$

$$\theta' = i (k / m \hat{\omega}) \theta_z u'$$

で与えられる。

III. 重力波による対流不安定

II で求めた関係式を使って、波によって乱された場のある位相面での局所リチャードソン数を求めると

$$R_1 = \frac{\{1 - (u_0 / \hat{c}) \cos \phi\} \{1 - (f / \hat{\omega})^2\}}{(u_0 / \hat{c})^2 \{\sin^2 \phi + (f / \hat{\omega})^2 \cos^2 \phi\}}$$

となる。ただし、 $\hat{c} = \hat{\omega} / k$ であり、また、

$$R_c \{u'\} = u_0 \cos \phi$$

とおき、 $u_0 > 0$, $\phi = kx + mz - \omega t$ である。

対流不安定は $(\partial \theta / \partial z) < 0$ のとき発生するので、その条件は

$$\left| \frac{u_0}{\hat{c}} \right| > 1$$

かつ

$$\left(1 - \frac{u_0}{\hat{c}} \cos \phi\right) < 0$$

となる。ここで注意しなければならないのは ω は定義によって正とすることができるが $\hat{\omega}$ の値は観測者に対する波動の位相速度 ($c = \omega / k$) と平均流 (\bar{u}) の大きさやその向きによって正にも負にもなりうることである。対流不安定は、本質的には波動擾乱によって作られる温位の鉛直傾度が負になり、従って静的不安定が発生するからであるが、 \hat{c} の正負によって不安定の生ずる位相面は変化し他の物理量もそれに応じて変化することになる。さらに、詳細については講演時に報告する予定である。

MUレーダーによる流星風観測

加藤 進, 上原 孝之, 津田 敏隆
(京大・超高層)

MSTレーダーによる中間圏観測で通常行われている乱流散乱エコーを用いた観測では、夜間は大気の大気電離度が減少するためエコーを受信できない。そこで、中間圏の流星観測を可能とするため流星エコーを利用する方法が各種試みられている。MSTレーダーによる流星観測の最大の課題点は流星エコーの到来角を如何に求めるかである。つまり流星エコー強度のダイナミックレンジが非常に広く、アンテナのサイドローブで受信された流星エコーとメインローブで受信されたものの区別ができないため、エコーの到来方向を総てメインローブ方向であると仮定すると、視線方向風速から水平風を求める場合に誤差を生じる。

そこで、アンテナの分割使用及び複数の受信機の使用が可能であるというMUレーダーの特徴を利用して干渉計を構成し、流星の到来角を測定した。観測日時は1986年12月27日22時から12月29日の24時である。観測期間中、9時から16時には比較のために乱流散乱エコーの観測と流星エコーの観測を1時間ずつ交互に行い、その他の時間は流星エコーの観測のみを行った。

図1に結果を示す。シンボル及びエラーバーのついた太い実線は流星エコーより得られた風速、細い実線は乱流散乱エコーにより得られた風速を示す。80~90kmの高度範囲に見られる細い実線は乱流散乱の観測で受信された流星エコーについてエコーの到来方向がメインローブ方向であると仮定して得られた風速である。南北風・東西風ともに80~84kmのプロファイルを下方に外挿すると乱流散乱により得られた風速プロファイルと連続するのがわかる。また、高度88km付近には乱流散乱観測モードで得られた流星エコーを用いて推定された風速がみられるが、この南北・東西成分がそれぞれ-10m/s及び5m/sであるのに対して、流星観測モードで得られた南北風・東西風はそれぞれ45m/s及び-25m/sであり、両者は大きく異なる。講演ではこの、乱流散乱観測時に受信された流星エコーによる風速推定の誤差についても触れる予定である。

参考文献

- 1) 例えば Avery, S.K., A.C.Riddle and B.B.Balsley, The Poker Flat, Alaska, MST radar as a meteor radar, Radio Sci., 18, 1021-1027, 1983.

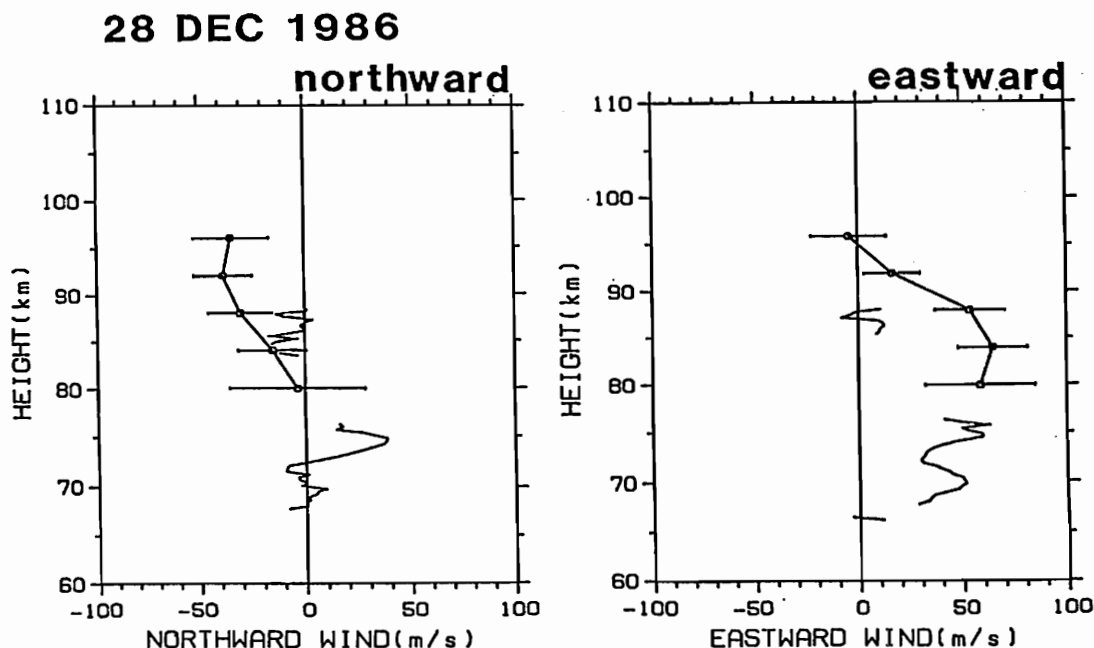


図1 流星観測と乱流散乱観測で得られた風速の高度プロファイルの比較

II-34 Observations of Fronts with the MU Radar.

Peter T. May, T. Sato, S. Fukao, Kato S. and Tsuda T.
Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, Uji, 611 Kyoto

Recent observations of atmospheric fronts by the MU radar of Japan will be described. The capabilities of the radar facility and associated observational equipment for such studies will be described. The features of a front with an associated rainband will be shown.

The MU radar is capable of measuring all three components of the wind field from an altitude of about 1km up to the lower stratosphere. The height resolution of the radar is 150m and the time resolution of the wind soundings is the order of 1 minute. The accuracy of these individual wind measurements is of the order of 2 ms^{-1} in the height range of interest. Other facilities available at the radar observatory include an automated rainfall counter, a radiosonde station and a receiver station for GMS cloud photographs. A weather radar will also soon be operational at the site.

An observation of a frontal rainband will be shown, in which the peak rainfall rate was over 25mm/hr. The vertical motions associated with the rainband will be described. A complicating feature of the analysis was a strong radar echo from precipitating particles as well as from the clear air. The wind field around the front will be described and compared with VHF radar observations performed in Australia. It has been suggested that these radars can detect frontal boundaries by regions of strong reflectivity associated with large potential temperature gradients. While this has been demonstrated for upper level fronts it will be shown here that the frontal boundary can only be seen by the wind shifts, because the refractive index of the clear air in the lowest few km is dominated by contributions from humidity.

アルミニウム標的への鉄・ニッケル合金粒の衝突実験 (I)

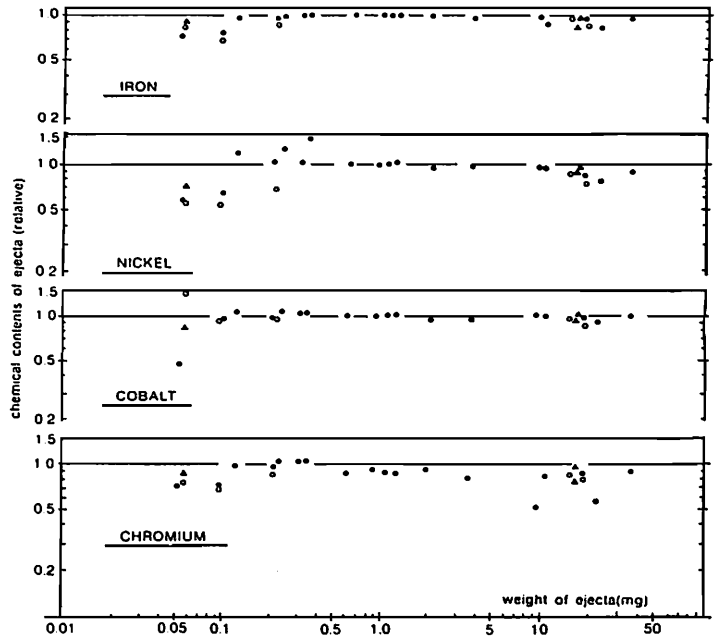
山形和雄, 杉沢靖彦, 藤原 顕
(東大宇宙線研究所), (京大 理)

超高速微粒子標的物質に衝突
の際の反跳物に、粗粒著比が起ることは
既、標的と衝突物 (projectile) の同一
物質 (SUS 304) の場合に調べられており、
反跳物の重量が微小の際に、酸化反応
と同じく、Ni, Co の濃縮、痕跡元素 Sb
の蒸散が認められている。

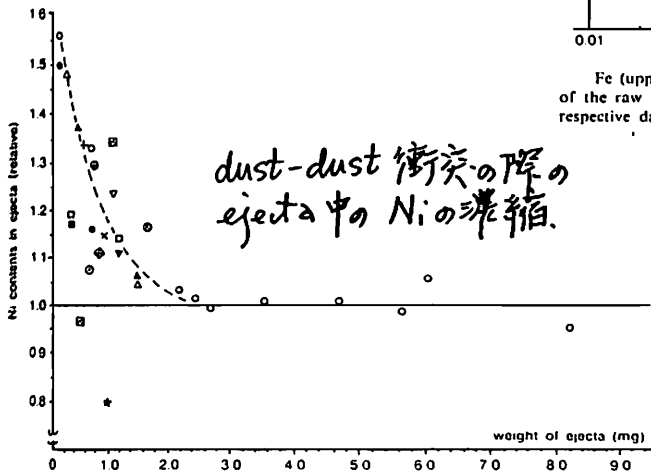
京大物理教室の軽ガス銃で 4
km/sec の速度で projectile を
標的に衝突させ、真空チャンバーに
よって ejecta を回収し、Al 標的
物質との衝突、ejecta の中に入り込んで
いる中性子放射比分析を求めた。
結果 projectile の組成は Fe 94%,
Ni 6% で、噴鉄をシミュレートした。
Al 標的に作られたクレーターの (D/T) は
約 1 で、西独マックスプランク研究所の
data と非常に一致している。

一連の仕事は、将来の惑星間塵の直接採査の
場合の検出器及び捕集板の開発の一環
として行っており、Al の他に、Pb 標的も
用意した。

高速度で衝突するターゲットが作るクレーターの底面
内面への残存物、ejecta の中への成分分布の
変化を調べることが目的である。



Fe (upper), Ni, Co and Cr (lower) contents in the fragments of ejecta, relative to those of the raw material, obtained in Run 2. Various symbols are used for identification of the respective data in the figures. (大型標的にターゲットの衝突比による)



dust-dust 衝突の際の
ejecta 中の Ni の濃縮。

参考文献;

- K. Yamakoshi et al.,
J. Geomagn. Geoelect. 37 ('85) 987.
- "Changes of Chemical Compositions of
Ejecta Induced by Hypervelocity
Impacts" -

今回は、Al 標的に沿って衝突実験を
三回行った。(D/T) は 数百米/sec の場合でも
約 1 である。標的をクレーターの中心で分析し、
クレーターの底面への Al の浸透を XMA で調べる。

Ozima, M. and S. Zashu
 Geophysical Institute, University of Tokyo

Because of inertness to any known chemicals and of stability against high temperature in low oxygen pressure environment which is likely to be met in the mantle, diamonds seem to be an only promising mantle-derived material which can retain the original trapped mantle noble gases. In order to infer mantle noble gas state, we have been investigating noble gas elemental and isotopic compositions in more than one-hundred diamonds from various localities. Owing to extremely small amount of noble gases in diamonds, we have so far been successful only in measuring precise isotopic compositions of He and Ne in some diamonds. Within our experimental uncertainties, heavier noble gases (Ar, Kr, Xe) are indistinguishable from atmospheric ones.

In Fig. 1, we compiled all $^3\text{He}/^4\text{He}$ data analysed in our laboratory. Data also include those obtained by Berkeley group(1). Other typical terrestrial materials are also compared. $^3\text{He}/^4\text{He}$ ratio in diamonds extends far above those in the other terrestrial materials and even exceeds He-Ar or planetary helium ($^3\text{He}/^4\text{He} = 1.4 \times 10^{-4}$), being close to a solar helium ($^3\text{He}/^4\text{He} = 4 \times 10^{-4}$). Since there are no likely sources for ^3He production in the mantle except for a primordial one and therefore $^3\text{He}/^4\text{He}$ ratio only decreases owing to radioactive decay of U, Th, we suggest that primordial helium in the earth was a solar helium. The supposition is further supported by discovery of solar-like neon in one Australian diamond by Berkeley group and in Zaire diamonds by us.

Fig. 2 shows neon isotope data obtained for Zaire cubic diamonds for which we applied a K-Ar isochron dating (2). Neons in these diamonds are clearly non-atmospheric, but close to a solar neon. Spread in the isotopic composition displayed in the three isotope plot (Fig. 1) is attributable to contamination of varied amount of air neon.

If the earth trapped meaningful amount of solar type noble gases as inferred from helium and neon isotopic data in diamonds, this has far-reaching implications on the state of primitive solar nebula. For example, we must consider seriously possibilities that earth accreting materials in comparatively small size (\sim cm) were once subjected to intense solar wind implantation or primitive solar nebula had noble gases similar to those observed in the solar wind but not planetary noble gases as generally assumed.

- (1) Honda, M. et al., J. Geophys. Res. (in press).
- (2) Zashu, S. & M. Ozima, Nature, 323, 710-712, 1986.

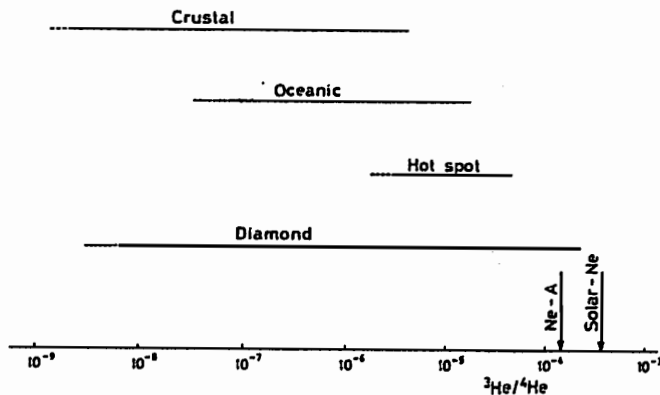


Figure 1. $^3\text{He}/^4\text{He}$ ratio in various terrestrial materials and in diamonds.

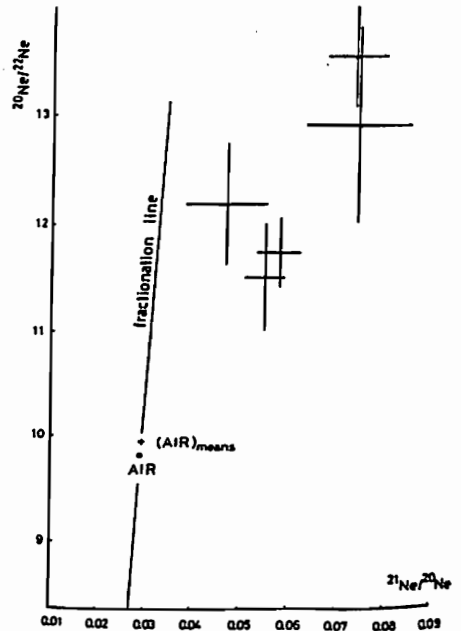


Figure 2. Ne isotopic composition of Zaire diamonds displayed in a three isotope plot. (AIR) means indicates an average measured value of air Ne.

II-37 Y74646 隕石に模造した Ni-Fe 合金の

磁氣的性質

百瀬寛一¹⁾・永井寛之²⁾・船木實³⁾

1) 信州大学理学部地質・2) 信州大学理学部物理・3) 国立極地研究所

隕石の磁氣的性質(特に残留磁化)を理解するため、これまで Ni-Fe 合金の磁氣的性質を調べて来た。今回はこれらの結果をふまえて本題の内容について報告する。

使用した総べての実験試料は alloy を grinding した粒径 80~200 μm のものを heat proof brick (2.5cm x 2.5cm in diameter & height) 中に封入した。まず、補助実験として 5at% Ni-Fe alloy と 29at% Ni-Fe alloy のそれぞれを powder を Mixing して、これに熱残留磁化 (TRM, 850°C 2hr in vacuo 10^{-3} Pa) を行加した。これを Zero magnetic field 中で 77K に冷却した場合 TRM がどう変化するかを調べた。その結果は 5at% Ni-Fe alloy の concentration が 0% → 100% へと増加するのにもともなっており、Original (TRM) の強さより無磁場冷却の残留磁化の強さも、また、その比も増加した。磁化方向は 5at% Ni-Fe alloy 0% (29at% Ni-Fe alloy only) 以外は、さして変化を示さなかった。強さの変化については 29at% Ni-Fe alloy が低温において Martensitic transform を起こすことを考えれば理解出来る。また Mössbauer effect の結果からも同様に理解出来る。

Y74646 (LL6) 隕石に Imitation した Ni-Fe alloy の試料の製作には Nagahara (Nagahara: 1979) の化学分析結果によった。この試料について J_s -T, Mössbauer, TRM は加の実験を行なった。

化学分析によると Ni-Fe alloy の主成分は 24~25at% Ni-Fe, 25~26, 34~35, 35~36, 39~40 at% Ni-Fe である。 J_s -T curve の Cooling Process に示される磁化は、ほとんど 34at% Ni-Fe ~ 40at% Ni-Fe alloy の fcc 相によるものである。24at% Ni-Fe - 26at% Ni-Fe の fcc 相の磁化は T_c が低温にあるので室温では現れない。しかし 77K では一部分 fcc-bcc transform を起す。Mössbauer effect の測定結果で注目されることは、300K と 77K にあける fcc 相の強さである。300K で理かれる fcc 相は J_s -T 曲線で示された 34at% ~ 40at% Ni-Fe Alloy である。これに対して 77K で測定された fcc 相は 300K の結果に比べて減少している。この減少の原因は 24~26 at% Ni-Fe alloy の fcc-bcc transform が 300K での fcc を一部分破壊したためであると考へられる。

次に残留磁化の実験は次の様に行なった。I) 1st TRM (850°C 2hr in vacuo 10^{-3} Pa) を地球磁場中で 77K (cooling 法)。II) 2nd TRM (850°C 2hr in vacuo 10^{-3} Pa) を無磁場中冷却した。その結果は、地球磁場中で冷却しても無磁場中冷却でも磁化方向はさして変化しない。強度については地球磁場中 77K 冷却で約 10% 程度増える。2nd TRM を無磁場中 77K 冷却の場合 25% 程度減少する。増減について 1:1 の対応はないが、77K 冷却によって ^{残留磁化} 70~25% 程度変化する。TRM の低温処理に対してその残留磁化が安定である理由として 24at% ~ 26 at% Ni-Fe Alloy の 300K までの冷却で生じた fcc 相の量は少なく、→ 77K 冷却で 100% Martensitic transformation が行なわれない。→ Mössbauer の 77K での測定結果から明確である。したがって 34at% ~ 40at% Ni-Fe Alloy の持っている fcc 相の残留磁化を、あまり Disturb することなく強さについては 10~25% 程度の变化であり、磁化方向にもあまり変化をきたさない。この結果はまた補助実験とも符合する。

Nagahara の分析結果が Y74646 隕石をカバーする限り、この隕石の NRM は熱的に安定であつて Cosmic paleomagnetic field のその Intensity の研究に使用することが出来ることとなる。

S-520-9号機による多成分電磁界測定

長野 勇, 森田 慎一郎, 荒井 正巳, 西 智, 牧野 将美, 満保 正喜 (金沢大)
 岡田 敏美 (名大空電) EXOS-D, GEOTAIL PWI班

1. 序

EXOS-D及び GEOTAIL衛星において、観測が予定されている電磁界の多成分測定法に関して昭和62年 1月15日に打ち上げられた S-520-9号機では幾つかの試験を行った。開頭後、センサーに不具合が生じ約10秒間のデータを得た。しかし僅かな測定であったが機器開発において今後の貴重なデータを得たので報告する。

2. 観測項目

以下の項目の試験を行った。

- (1) 3軸ループアンテナの広帯域特性
 - (2) 球及びダイポールアンテナのバイアス印加時のインピーダンス測定
 - (3) 5成分WBデータによる各種波動の k vector 及び Poynting vectorの測定
 - (4) 球及びダイポールアンテナによる電場測定
 - (5) GEOTAIL搭載用掃引受信機(SFA)の動作試験
 - (6) EXOS-D搭載用ベクトルインピーダンス(VIP)の動作試験
 - (7) 電場測定用ビーム放射に伴うプラズマ雑音の測定
- これらの項目を試験するために搭載されたPWIのシステムブロック図を図1に示す。

3. 観測機の概要

- (1) WB受信機 電界3成分、磁界3成分のうち切換えにより5成分をそれぞれ0~12kHz帯域とし、WB-TMに周波数0~90kHz間に配列された。各チャンネル間の位相を正確に伝送するよう工夫されている。
- (2) 固定受信機 ループアンテナの広帯域化及び波動インピーダンスを調べるために電界及び磁界各1成分をVLF(17.4kHz)、LF(85.37kHz 電界1成分)、MF(873kHz)、SW(8MHz 電界1成分)帯ごとの強度を測定する。
- (3) 掃引受信機(SFA) GEOTAIL仕様で周波数は1.5kHzから12.5kHzを128 stepに分割し8 secで掃引し、電界2成分または磁界、電界各1成分が同時測定される。
- (4) ベクトルインピーダンス(VIP) EXOS-D衛星に搭載予定の回路を使用して周波数3kHz、6kHzでダイポールアンテナのインピーダンスを測定する。

4. 解析結果

PWI測定器は開頭後、球アンテナの展開時に相当な力が加わり、それが原因とみられ、約10秒後に12V系の電源が落ちたようである。不具合が生じるまでの僅かの間ではあるがWBデータ、VIP、SFA、固定受信機はそれぞれ正常に動作した。図2はアンテナ付校正時のWBデータの一部である。磁界3成分、電界2成分が観測されている。各チャンネルには6kHzのCAL信号が加えられている。また、18kHzは復調用信号が表れている。現在これらのWBデータを解析中である。

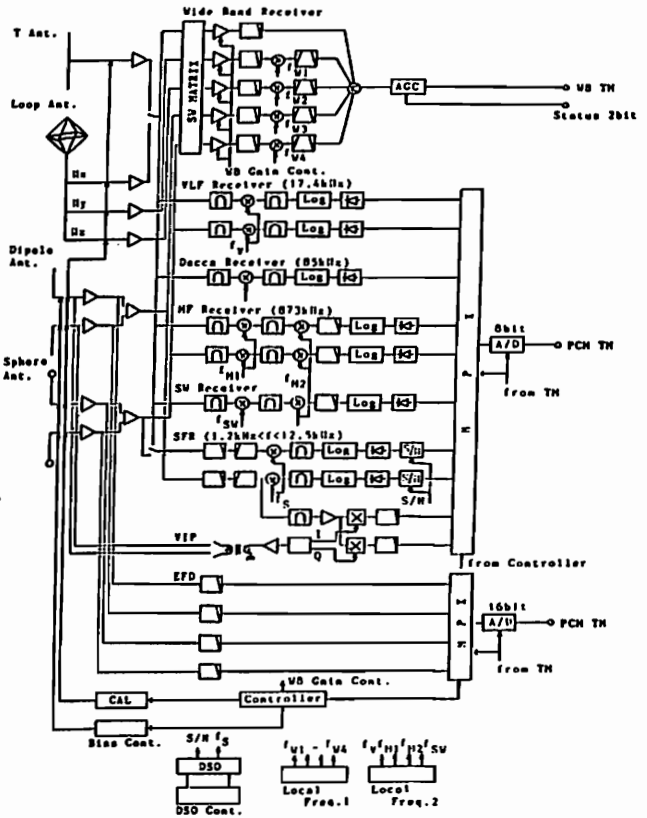


図1 PWIのブロックダイアグラム

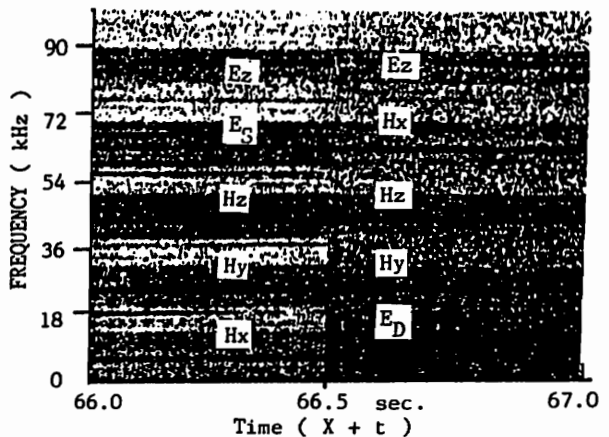


図2 WBデータの観測例

謝辞 S-520-9号機の実験主任河島信樹教授並びに関係者にお大変お世話になった。ここに厚くお礼を申し述べる。

門倉 昭, 鶴田 浩一郎, 早川 甚, 中村 正人, 上原 進臣
 (極地研) (宇成研) (武蔵工大)

昨年(1970)の10月10日に南大気球観測所にて行われた観測により得られたデータの解析結果を報告する。観測器の概略を図1に示す。電場計測用の球プローブ6個と、電流計測用の太陽センサーと磁力計を搭載した同様の観測器2台を、上下に約1km離し、同時観測を行った。一昨年の観測の弊病からなされた問題点に対しては次のような対策を講じた。

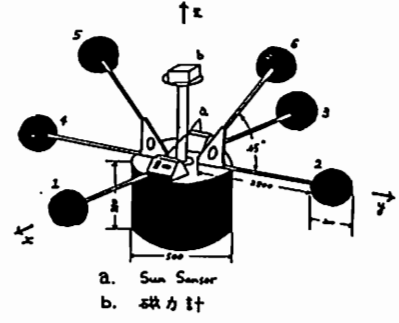
- 1) 電位の不安定: コモンの絶縁面を大きく取った。
- 2) 出力の飽和: 飽和レベルを高くし、放熱対策を施した。
- 3) 大ききばね定数: 球プローブの構造に改良を加えた。
- 4) モーターの回転を遅くした。(0.1 rpm)
- 5) 初速度決定精度: 太陽センサーを改良した。

1) 下の観測器の回転: 太陽センサーを2コ搭載した。

図2の(a)と(b)に上下の観測器により得られた6個のプローブの電位出力を、図3の(a)と(b)にプローブ間の電場の一例を示す。これらの解析により次のことが明らかになった。

1) 上はりの電場は効を著した。以上の観測器は気球本体とコントロールユニットの認識を待っている。試験ではさらに上下で観測させた電場、電流率の比較を行う予定である。

図1 観測器概略図



(a)

(b)

図2 上(a), 下(b)のプローブの電位出力

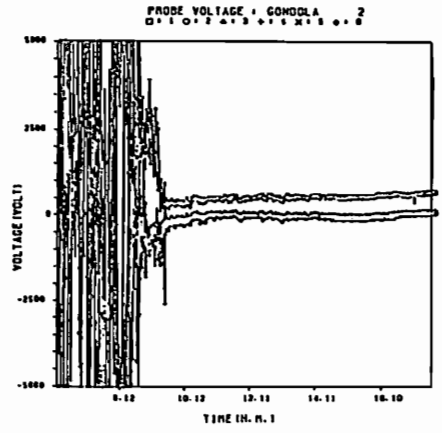
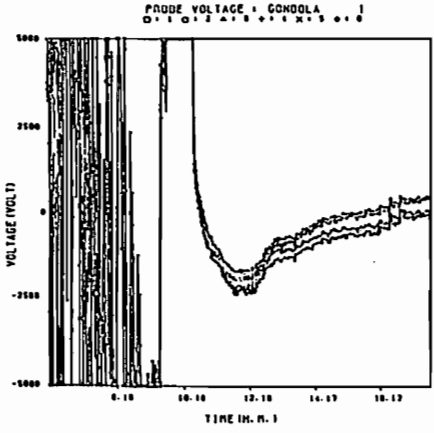
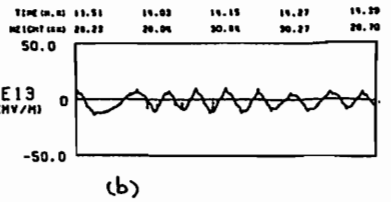
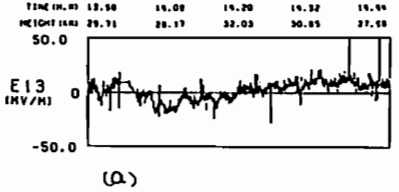


図3 プローブ1と3の間の電場 上(a), 下(b)



(a)

(b)

桜井邦朋

(神奈川県大工)

宇宙線の化学組成については、現在、原子番号 80 に到るまでの元素について観測結果が与えられている。星間物質については、鉄族元素に到るまでの化学組成が、星間吸収係数の観測から与えられている。

地球近傍で観測された宇宙線の化学組成から推定された宇宙線源の化学組成と星間物質の両化学組成の比較と、他の検討結果から、宇宙線源の物理状態について、以下に示すような結論が与えられる。

- (1) 宇宙線源には、refractory な元素及び親鉄元素 (siderophile) の相対的に過剰に濃縮している。
- (2) 宇宙線源となった物質は、1000 K かそれ以下まで冷却されたことが過去にあった。
- (3) 宇宙線源の化学組成は、星から放出されて低温化 (すなわち星間物質 (例えば、惑星状星雲) のそれと類似している。
- (4) 宇宙線源における比 ${}^4\text{He}/\text{H}$ は、太陽大気と比較して大きくなる傾向を示す。

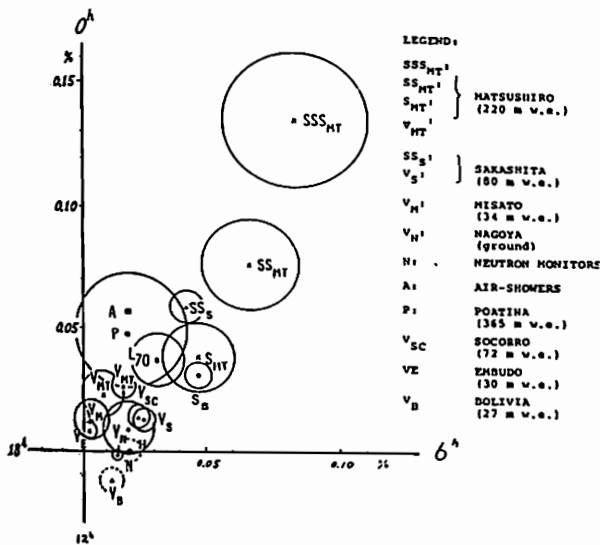
II-41 深い地下 (220米水深相当の深さ) に於ける恒星時 宇宙線異方性の観測

森 覚 安江 新一 鷲坂 修 = 柳 雨齋
(信大理)

一之瀬 匡興
(信大 教養)

信大松代地下宇宙線観測所 (220米水深相当の深さ) では、1984年3月以来、宇宙線強度変化が観測された。宇宙線計は、17方向を観測し、そのうち1方向のみが図に示すように、南方向計 (SSS-, SS-, S-計) に依り、大振幅 (約 0.15%) の恒星時日変化が得られた。図からわかるように、この振幅は、これより得られた空気シャワー (図中A) の2倍以上、または鉛直計の数値以上にも及ぶものである。これは、さらに

SIDEREAL DIURNAL VARIATIONS



(i) その太陽時日変化の月平均ベクトルが明瞭な反時計回りの動きを示すことから恒星時シグナルであることが判る。

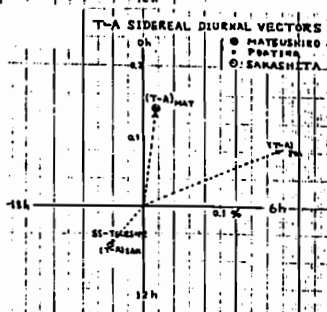
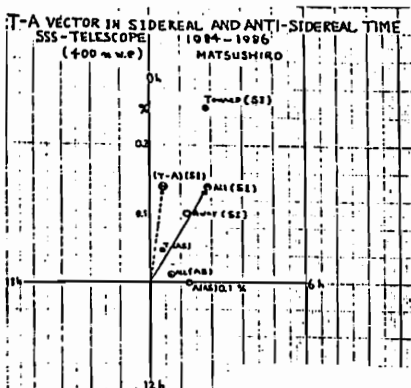
(ii) 反恒星時日変化、太陽時日変化は小さい。 (i) と同様にしている。

(iii) 南方向計の観測結果は、他の方向計の観測結果と同様にしている。

(iv) 大気効果は必ずしも十分に調整されているが、この方向計でも反恒星時日変化が小さいことから、その影響は小さいと見られる。

(v) 17方向計の緯度依存及び他の観測結果から、観測に対応する恒星時異方性の緯度依存は、極めて狭い (約20度)、赤道周辺に限定されているように見える。

(vi) 空気シャワーの観測結果と比較してこの大振幅恒星時異方性は、むしろ Reliospheric origin と想像される。



この図は、上記の SSS-計による恒星時日変化の IMF-sense 依存を示す。Poatina、及び地下の計測よりも一致が見られる。今後の観測、検討を要する。

II-42 900 m 高度における空気シャワー観測による

2×10^{14} eV 領域宇宙線非等方性

村上一昭, 山田良実, 柴田祥一, 藤井善次郎, 小島浩司^A
 石大理, 藤田宇園物理^A

太陽系周辺の銀河空間での宇宙線非等方性は、その空間での宇宙線粒子の伝播と反映して見ると言うだけでなく、その非等方性が太陽系空間の磁場の影響を受けて観測されるから、太陽系空間磁場構造を探る上でも興味ある量である。その非等方性を知るには、太陽系空間磁場の影響が無視されてもよい程度の高エネルギー宇宙線、つまり空気シャワー領域の宇宙線を観測する必要がある。そのため、 10^{13} eV 以上の空気シャワーの観測が、各地で行われて来た。

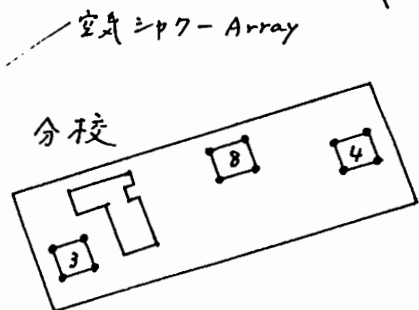
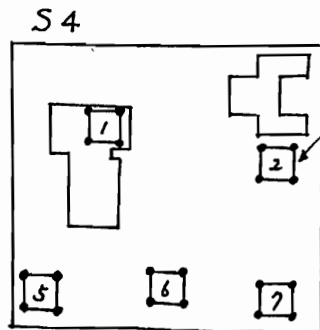
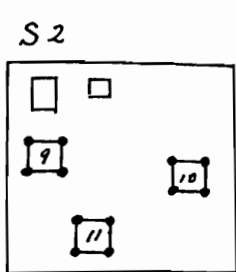
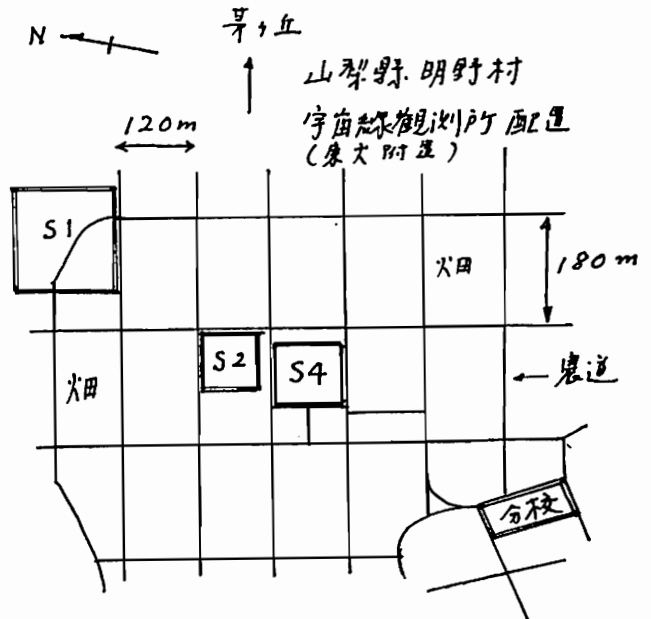
宇宙線非等方性を求めるに当たり、宇宙線強度の恒星時日変化がその基礎となるが、 10^{13} eV 代に於いては、実験を始めた各地の観測から、北半球においては 0.06% の日変化が確かであるとして認められている。これは、その延長である 10^{14} eV 代前半の領域で、恒星時日変化を得ることを目的として、1983 年春、明野宇宙線観測所 (900 m a.s.l.) において開始した空気シャワー連続観測によって述べらる。

空気シャワー観測装置は、 $1 m^2$ の比例計数管 tray を一辺 1.5 m の正方形の頂角に配置し、その同の 4 室同時放電をとることによりシャワーを検出しようとするものである。1984 年よりこのような単位となる array E、下図の如く 11 箇所 (S2,

S4, 分校) に設置してあるが、その検出頻度は約 4000 シャワー毎時である。

空気シャワー頻度は、気圧の変動により大きく変化するため、日平均値について、空気シャワーと気圧の単相関により求めた気圧効果係数 β は、406 日の統計で、
 $\beta = -0.790 \pm 0.007 \% / mb$
 相関係数 r は
 $r = -0.985$

と求められた。この値は、他の観測で得られるものともよく一致している。恒星時日変化については、解析の中間報告を行う。



奥谷晶子 森 寛
理研 信大理

Socorro(74mwe), Takeyama(54mwe), Embudo(27mwe), Misato(34mwe), Bolivia(25mwe) における地下多方向中間子計により観測された太陽時日変化の解析から、宇宙線の太陽時日変化異方性の長期変化が得られた。

図1は、上記5カ所において、1965-1985年に観測された年平均1日変化の振幅(a)と位相(b)を示す。振幅は太陽活動極小期(1976年頃)に小さく、その前後で大きい。位相は極小期に前進している。図1は鉛直成分のものであるが、これに東南西北の方向成分を加え、4カ所20成分の年平均日変化ベクトルより、best fit 法によって空間における日変化異方性の長期変化を求めた(図2)。図2の1969-1976年の白丸はSocorro, Takeyama, Embudo, Boliviaの4カ所を用い、1974-1983年の黒丸はBoliviaの代りにMisatoを用いて求めたものである。Rigidity Spectrumはflatと仮定した。Upper cut(a)は200GVと50GVの間で変化し、位相(b)は17hより14hに前進し、再び17hに後退する。振幅(c)は $0.4 \pm 0.1\%$ でほぼ一定である。

なお、1978-1983年の6年間については上野氏⁽¹⁾のNAMSの解析結果とほぼ一致している。

(1) Ueno, H. et al., 19th ICRC, 5, 147, 1985.

図1

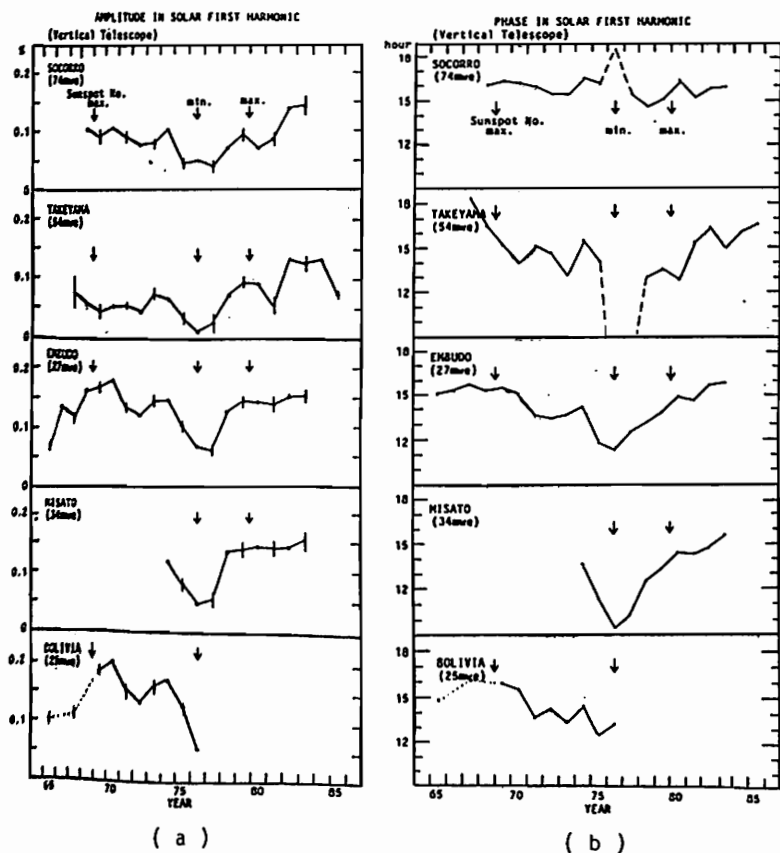
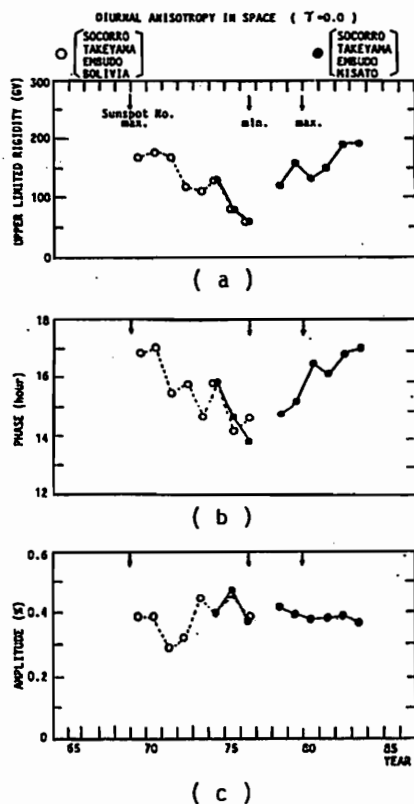


図2



II-44 三重県柘植町における広帯域木星電波観測

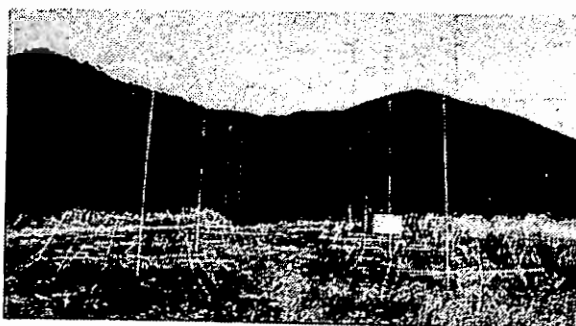
前田 耕一郎
(兵庫医大)

三重県柘植町にコニカルログスパイラル8素子からなるアレイを建設し、広帯域(18-40 MHz)で木星電波の観測を始めたので、その概要を報告する。各アンテナ素子は、中心に立てられたグラスファイバーポール、ポールの先端より円錐面を作るために張られたグラスファイバーロープ、およびアンテナを構成する2つの金属帯を近似するために用いられた細い同軸ケーブルからなる。アレイのゲインは、周波数によらずほぼ一定で、16 dBである。アレイからの出力信号は、プリアンプで増幅されたのち2分割され、1つはスペクトラムアナライザーとファクシミリレコーダーによるダイナミックスペクトル観測に用いられ、他は固定周波数での観測に用いられる。

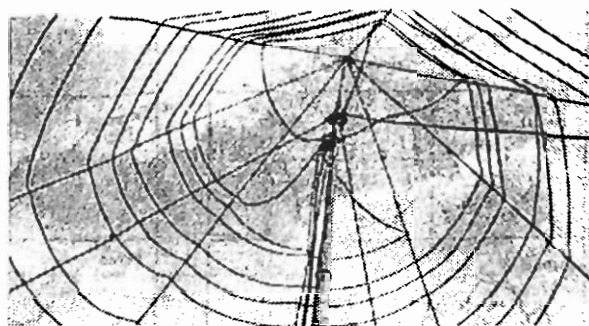
我々の観測の目的は、木星電波に対する惑星間空間シンチレーションの影響を広帯域で調べることにより、電波源の構造に関する情報を得ることにある。これまでの木星電波研究によると、電波放射は電子サイクロトロン周波数の近くで起こるとの説が有力である。この説にし

たがえば、周波数により電波発生場所が異なることになる。そのため、地上にできた回折模様は、周波数によりズレを生じているはずである。太陽風の運動とともに回折模様は移動するから、このような場所的なズレは、異なる周波数における強度変動の時間的なズレとして観測される。このような時間的なズレを検出し、量的検討を行なうことにより、電波源の多周波にわたる構造に関する情報が得られる。

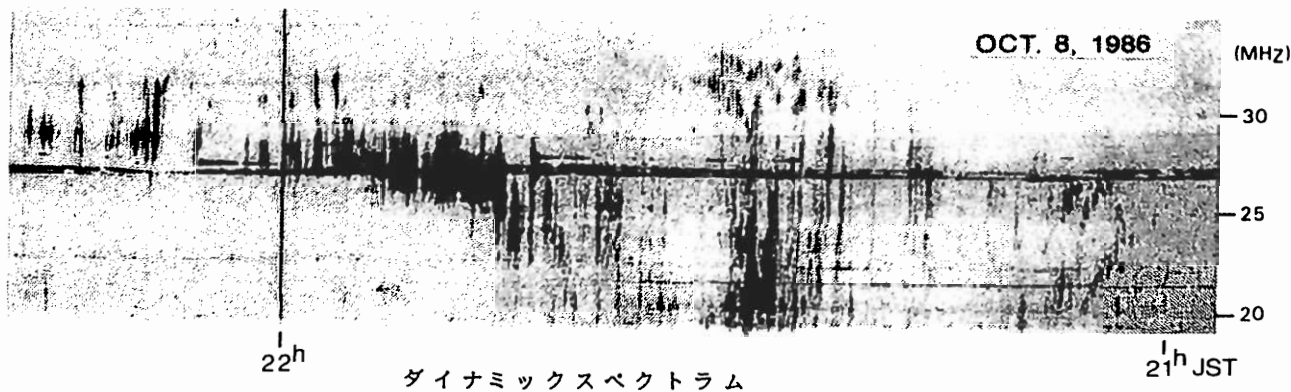
アレイ設置のための土地は、余野部建材株式会社より提供していただきました。アレイ建設においては、小田進幸、中山佐知子の両氏の協力を、また、アンテナに関しては、渡辺堯氏より多くの助言を得ました。これらの皆様によく感謝いたします。



アレイ



各素子



長基線干渉計網による
木星デカメータ電波の観測

大家寛, 飛田幹男, 森岡昭, 三澤浩昭
(東北大理)

1. 序

木星デカメータ波帯電波の観測は、四半世紀以上になる。しかし、その電波放射のメカニズムについては、未だ、実証を得るまでに至っていない。その主たる理由は、木星電波源が明らかにされていない事による。当グループでは、長基線干渉計により、デカメータ電波が南北半球のいずれから放射されるかを決定する研究を進めてきた。従来、Kawatabi及びZao間75kmの基線をもつ干渉計システムを用いた観測が行われたが、Yoneyama局が完成され、Kawatabi-Yoneyama 44kmの東西基線が形成され、2次元的に角度分解能1秒角で、49秒角をもつ木星面上に、その電波源を決定する事が可能になった。

2. 観測システム

主として21.860MHzに関し、図1に示すような、A (Kawatabi), B (Zao), C (Yoneyama)局を配置し、各局で500Hz帯域幅で同時に受信されるデカメータ電波は、その位相を高安定周波数標準(セシウム, ルビジウム, 及び水晶)を原振とするVHFテレメータシステムで仙台局に伝送し、ここで、各局間の位相差を計測した。システムの位相保持を注意深く行い、誤差は、天空の位置として、1秒角以内となった。

3. 観測

3.1 観測対象 3局による2次元的な位置決定を可能にする観測は、1986年9月より開始され、現在までに34例のデカメータ波バーストを観測している。この時期の観測は、イオ関連電波源に集中し、Io-A, B, C電波原の位置を同定した。

3.2 電離層効果 電波源位置決定精度は、電離層状態に依存し大きく変わる事が判明した。電離層状態は、電離層擾乱時D-1、電離層平穏時D-2、及び電離層極静穏時D-3に分類される。また、電離層効果は、木星の地平線よりの高度にも依存する事も判明した。

3.3 安定電波源と交換電波源 D-3状態で決定される電波源は±6~7秒角のゆらぎ幅の中で、その位置決定が可能となった。その時のフリッジ位相の観測例を図2に示す。このデータに対応して木星面上に電波源の位置決定をしたが(図3参照)、この1986年11月9日に観測されたIo-B電波源では、約2分間隔でその電波源の位置が南北極間で交換的に移動していることが確認された。こうした例は、Io-C電波源(11月22日観測)にも見られた。なお、10月6日に観測されたIo-A電波源は、常時安定に南極に存在することが結論された。

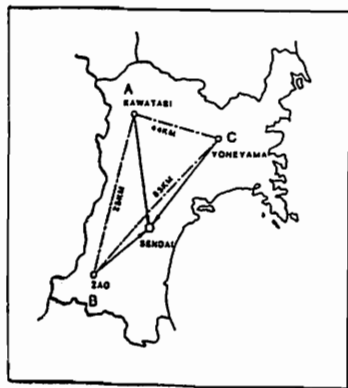


図1. 本システムの配置図

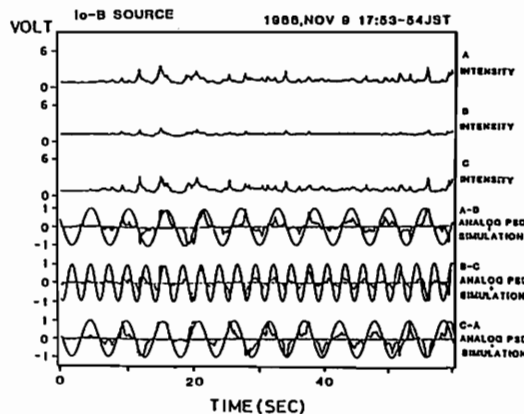


図2. 観測データ
強度と位相検出器出力

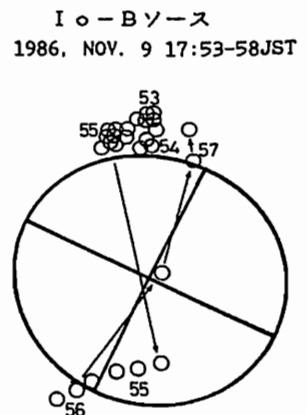


図3. 木星デカメータ電波発生源

広帯域偏波計測システムと三基線長距離干渉計システム
による木星デカメータ電波の同時観測

三澤 浩昭, 飛田 幹男, 森岡 昭, 大塚 寛

(東北大理)

5.序 木星デカメータ電波発生機構の重要な手がかりとなる電波のモードを明らかにするには、偏波と発生位置の同時情報が重要となる。この為、時間的・周波数的に激しく変動する電波バーストを確実に解析し得る広帯域偏波計測システムと、新たに開発された三基線長距離干渉計システムとの、木星デカメータ電波の同時観測を試みた。同時観測は86年9月より行われ、イオ依存性電波バーストに関して、二例の位置決定及び偏波計測が同時に実施されたデータの取得に成功した。

5.観測事実 データの取得に成功した二例は、86年10月6日観測のIo-A電波源、10月15日観測のIo-B電波源の電波バーストについてである。

i) 10月6日観測のIo-A電波源では、1:54~2:25の約30分間にわたりL-バーストが単一の半球に安定して存在した。この時偏波は右旋偏波が卓越し、その軸比は約-0.4であった。(図1参照)

ii) 10月15日観測のIo-B電波源では、22:32付近S-バーストが北半球に存在し、その時の偏波観測は右旋偏波が卓越し軸比は約-0.5であった。また22:34付近では、南半球にも、同じく右旋偏波の卓越する軸比-0.5以下のL-バーストが存在し、この時間内で発生位置が移行する事が確認された。(図2参照)

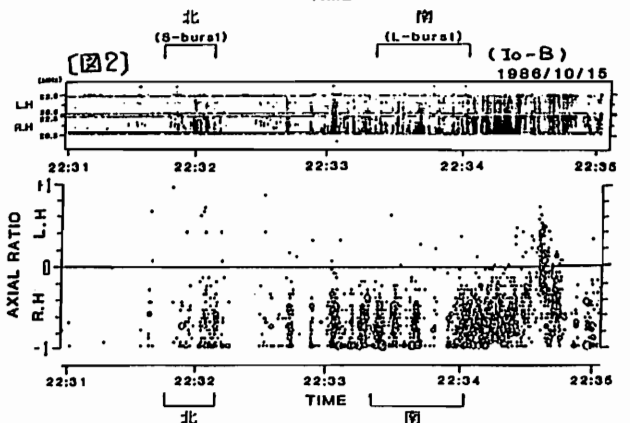
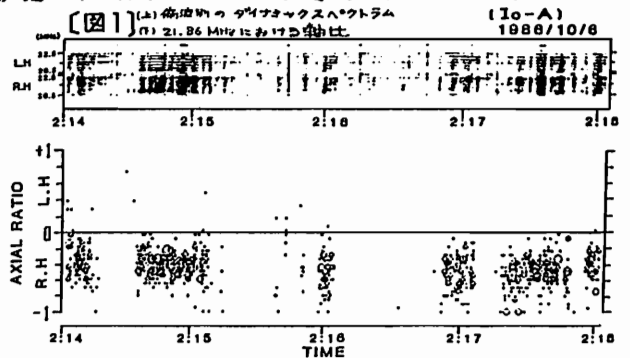
5.解析結果 発生位置はイオを通る磁力線上で、局所サイクロトロン周波数が観測されている電波の周波数と等しい点が発生位置となり得るという事も一つのガイドラインとして検討を行なった。

i) 10月6日観測のIo-A電波源の場合：直接電磁放射メカニズムを選ぶ時、その磁場構造から、北半球からのR-Xモード波、南半球からのL-Oモード波の二つの発生源の可能性を有すが、観測事実は発生源が単一半球にのみ長時間存在する事を示した。この事実はモード変換メカニズムを選択する時

にのみ単一の発生源になる、という予測と一致する。従ってこの場合、観測されているL-バーストは南半球よりL-Oモードとして放射されている事になる。

ii) 10月15日観測のIo-B電波源の場合：両半球の発生源の磁場方向は地球方向に対しほぼ垂直となるという特徴を持っている。発生源付近の各モードの伝搬効果を考えれば軸比が比較的小さい右旋偏波を示し、何れのバーストもL-Oモードとして発生したと判断される。

5.まとめ 偏波計測システムと干渉計システムの同時観測から二例についてではあるが、デカメータ電波はL-バースト・S-バースト・L-Oモードが卓越して発生している事が結論された。今後、更に同時観測データ例を増やす事が重要であるが、木星デカメータ電波が逆Landau型の波動粒子相互作用により発生する例が確かに存在している事が示された。



阿部 博史 大家 寛
 東北大学 (理)

1. 序

木星磁気圏において、ガリレオ衛星イオからの木星電離層へのエネルギー供給は、MHD的擾乱が担っていて、なんらかの物理学的過程を経て、木星電波のエネルギー源となっている。特にデカメータ波のダイナミックスペクトル中にみられるアーチ構造はそのエネルギー輸送過程におけるMHD的変調現象の結果と考えられる。そこで、我々は、イオ、イオプラズマトーラス及び木星電離層をモデル化し、3次元計算機シミュレーションを行い、アーチ構造との対応を考察してみた。

2. 基礎方程式

基礎方程式は、MHDの運動方程式、ファラデーの式、磁場凍結の式及びアンペールの式で

$$\begin{aligned} \partial(\rho v) / \partial t + v \cdot \nabla(\rho v) &= J \times B \\ \partial B / \partial t + \nabla \times E &= 0 \\ E + v \times B &= 0 \\ \mu_0 J &= \nabla \times B \end{aligned}$$

である。また電離層はそのスケールが磁気圏に比して極端に小さいため、平面モデル近似(Sato;1978)を用い、電流保存の式とオームの式

$$\nabla \cdot I = -j_{||}$$

及び

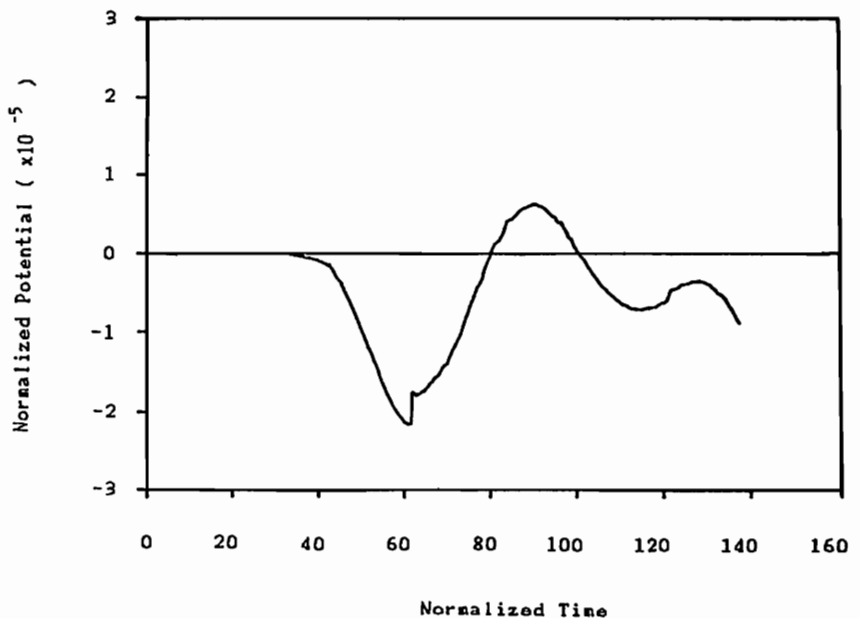
$$I = \Sigma_p E$$

を保持するかたちで境界条件としてシミュレーションに組み込んだ。ここで、 Σ_p は、Height Integrated Pedersen Conductivityである。シミュレーションは、従って以上の支配方程式下において3次元として扱った。

3. 結果

電離層において図のような電位変動が得られた。この結果はMHD波による電離層へのエネルギー供給が定常的ではなく明確に間欠的であることを示した。

Σ_p に含まれるMHD波動エネルギーから電磁波エネルギーへの変換プロセスは、今後の課題となる。



電離層における静電ポテンシャルの変動

ISS-b RANからの木星電波検出

西端 美樹 丸橋 克英
郵政省 電波研究所

ISS-bRANでは、地上約1000kmでの電波雑音強度を測定している。この内訳は、主に地球上に源を発する雷や人工雑音である。しかし、それ以外に太陽電波や木星電波などの宇宙からの電波を含んでいる。本報告では、スピンモジュレーションを用いて木星電波を検出する方法を述べ、結果を紹介する。

ISS-bでは、2組のダイポールアンテナで、2.5MHz、5.0MHz、10.0MHz、25MHzの4周波帯の雑音強度を電圧に直して測っている。

ここで、全ての周波数帯に対して、アンテナを半波長ダイポールと仮定すると出力電圧は、 $A + B \cos(2\pi \cos(\omega t + q)) / \sin(\omega t + q)$ [ω : 角スピン周波数、 q : 木星方向の位相] という形で表される。

大部分の場合は、木星方向と雑音源は一致しないので、上式の様な形にはならない。従ってこれと元のデータとの相関を取れば、木星電波ならある程度の値となるはずである。今回は、この値を約0.75とした。

実際は、各周波数につき1秒あたり28個、20秒間のデータが1回当たり得られている。まず木星の位置とスピン角周波数を求め、データを1周期にたたみ込んで上式のA、Bを求めた。

その結果求められた1周期の変化を図1に示す。これは、25MHzの場合であるが他の周波数でも同じである。これからわかるように非常に小さな変動で、肉眼で解らないような場合でも木星電波として捉えている。しかしこれが、木星電波であるとは、確定できない点に弱みがある。

図2には、上の操作で得られた、データの一部を木星の位相とイオの位相についてプロットしたものである。これについては、データを増やして発表時に詳しく説明する予定である。

本報告に当り、木星関係のプログラムは、東北大学の森岡氏に、また、スピンレイトを出すのプログラムは、丸山氏に頂いた。この場を借りてお礼申し上げます。

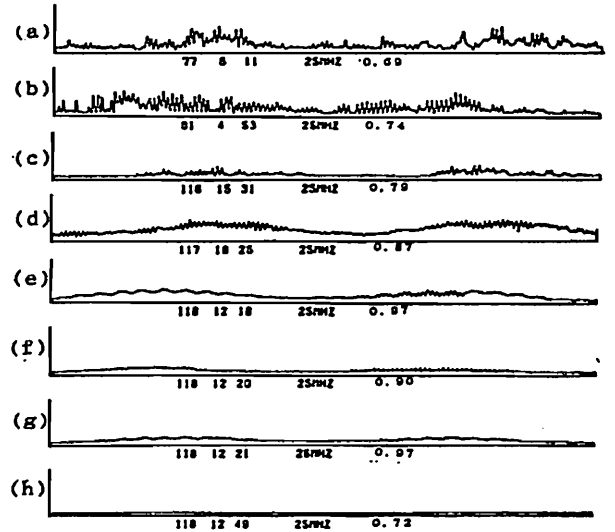


図1 25MHz帯での木星方向からの電波
端から端までが1周期
いずれも1978年最初の数字は、DAY OF YEARを
2、3番目は、時刻を最後は、相関係数を表す

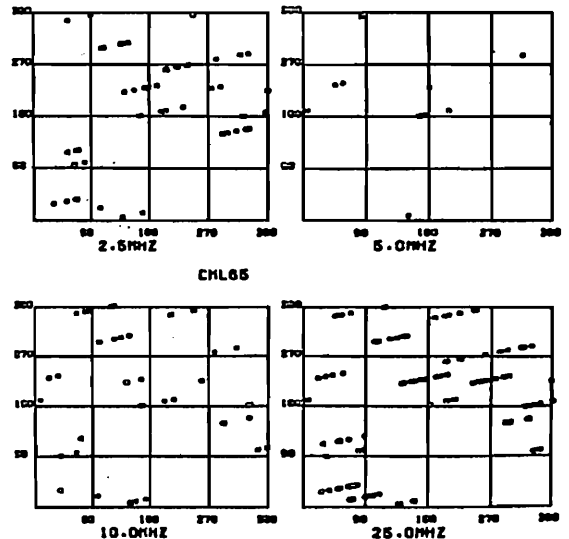


図2 RANのデータを木星の位相(横)とイオの位相(縦)で表したものの木星の位相は、1965モデル

II-49 木星デカメートル波の広帯域偏波特性とその微細構造について

今井一雅

高知工業高等専門学校・電気工学科

筆者らは木星デカメートル波の広帯域偏波特性を調べることを目的として、広帯域偏波観測を行っている。この観測システムは、21.9 MHzを中心とした1 MHzの帯域の偏波観測を行うために、右旋円偏波と左旋円偏波の偏波特性を交互にスペクトラム・アナライザーで測定し、ミニコンによりカラーでそのダイナミック・スペクトラムを表示し、解析するものである。(1)

また従来から、この観測と並行して21.87 MHzを中心に帯域幅が12 KHzの強度変動データの長時間分解能観測も行っている。

この観測からは、I o - Bと呼ばれる電波放射源に起因する強度変動において、従来1 msecから50 msecのタイムスケールと定義されているSパーストよりも更に細かい強度変動の存在が見いだされている。(2)

図1に、その観測例を示す。このデータは、バックグラウンドノイズレベルと比較するとわかるように、極めてS/Nの良いもので、0.1から0.2 msecと極めて短時間の微細構造を持っていることがわかる。筆者は、この微細構造のことをサブSパーストと呼んでおり、放射源におけるエネルギーの注入のタイムスケールのような放射機構に関連したパラメータに対応していると考えられ、いろいろな角度から今後調べていく必要があると考えている。

そこで今回は、前述のように現在行っている広帯域偏波観測データとこのサブSパーストの関連について調べてみた。解析にあたって問題になるのは、広帯域偏波観測の方の時間分解能が悪いことである。図2に、直線偏波成分の場合のスペクトラム観測例を示しているが、図1の観測は21.87 MHzを中心としたスペクトラムの成分の時間変化を時間分解能1 μ secで測定したものである。一方、広帯域偏波観測の場合は、使用するスペクトラムアナライザーの関係で右旋・左旋偏波の切り替えを2.5 Hzで行っているために、時間分解能は400 msecとなる。そこで解析は、マクロ的にみた偏波特性の特徴とサブSパーストとの関連について行った。データは、昨年7月から9月の間に観測できた3例のS/Nの良いI o - Bのイベントのものを使用した。講演では、この詳しい解析結果について報告を行う。

- 参考文献 (1) 今井, 太田: 日本地球電気磁気学会第79回講演予稿集 P.151, 1986
(2) 今井: 日本地球電気磁気学会第77回講演予稿集 P.101, 1985

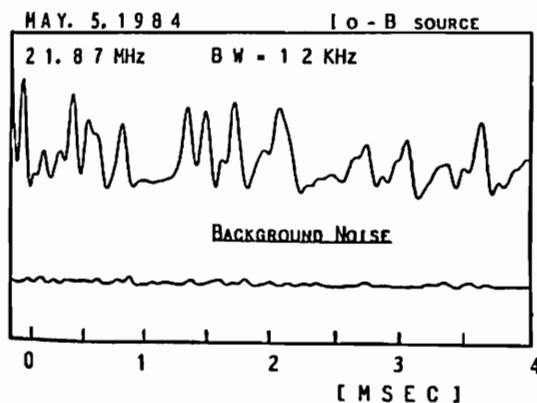


図1 木星デカメートル波の強度変動の微細構造 (サブSパースト)

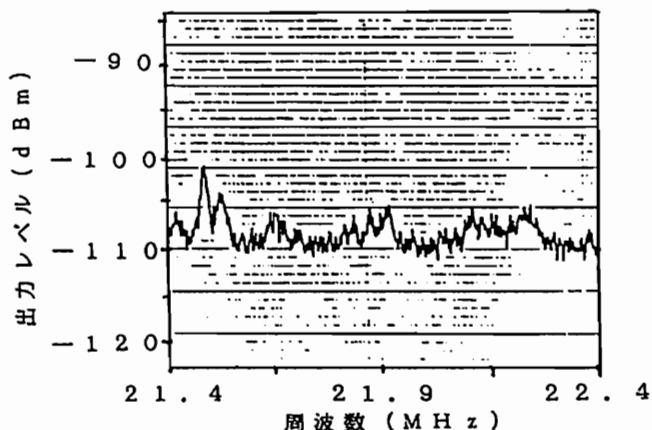


図2 直線偏波成分の木星電波スペクトラム観測例

地磁気活動度半年変化の成因については、古くから axial effect (地球の太陽面緯度が高いほど地磁気活動度が大きくなる) と equinoctial effect (地球の磁軸と Sun-Earth Line が直角に近いほど地磁気活動度が大きくなる) の2つの仮説の間で論争が続けられ、1973年に第3の mechanism として、Russell-McPherron effect (IMFの南向き成分を、地球が GSM座標系で感ずるための効果) が加わった。この3種の効果のそれぞれが、実際の半年変化にどの程度寄与しているかに対しては、まだ定量的な検討が必要である。

先に、Murayama (1974) は、1932-1971の期間について、Kp-indexを用いて半年変化の解析を行い、その振幅と位相が、太陽活動度と共に systematic に変化することを見い出し、それが axial effect の存在を示すものと解釈した。しかし、最近 Green (1984) は、1868-1980の期間について、aa-indexを用いた解析を行い、半年変化の位相については太陽活動度に対する依存性がほとんどなく、また振幅の太陽活動度依存性は、Murayama (1974) の結果が負の依存性であるのに対して、どちらかといえば正の依存性を持つものとしている。

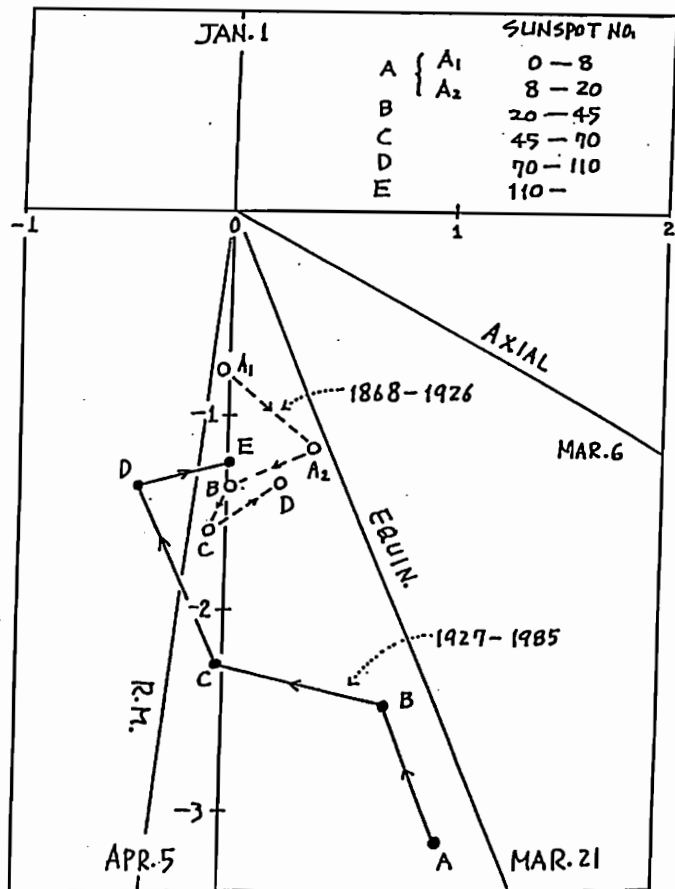
この矛盾をチェックするため、aaを用いて、同じ長さの期間、I (1868-1926) および II (1927-1985) に分けて、それぞれにつき、半年変化の振幅と位相が太陽活動度によってどのように変化するかを調べた。下図はその結果を示す。

2つの期間のうち、IIにはMurayama (1974) のKpの解析に用いられた1932-1971が含まれるが、下図のIIについての結果(黒丸を実線で結んだもの)はKpによる結果と同様に、太陽静穏期に振幅が大きく、太陽活動度が上がるにつれて振幅が減少し、位相が遅れる傾向が見られる。一方、Iの期間についての結果(白丸を破線で結んだ

もの)は、IIの期間と全く異なり、位相に systematicな変化が見られず、また振幅はIに比べて小さく(平均して約60%)、しかも太陽活動度が上がるにつれて、むしろ増加の傾向にある。従って、1920年代あたりを境にして、その前後で地磁気活動度半年変化の性格に大きな変化が生じていることが明らかになった。この顕著な差は、おそらく太陽活動減少期から静穏期にかけての coronal hole の activity の差によるものであろう。

Reference

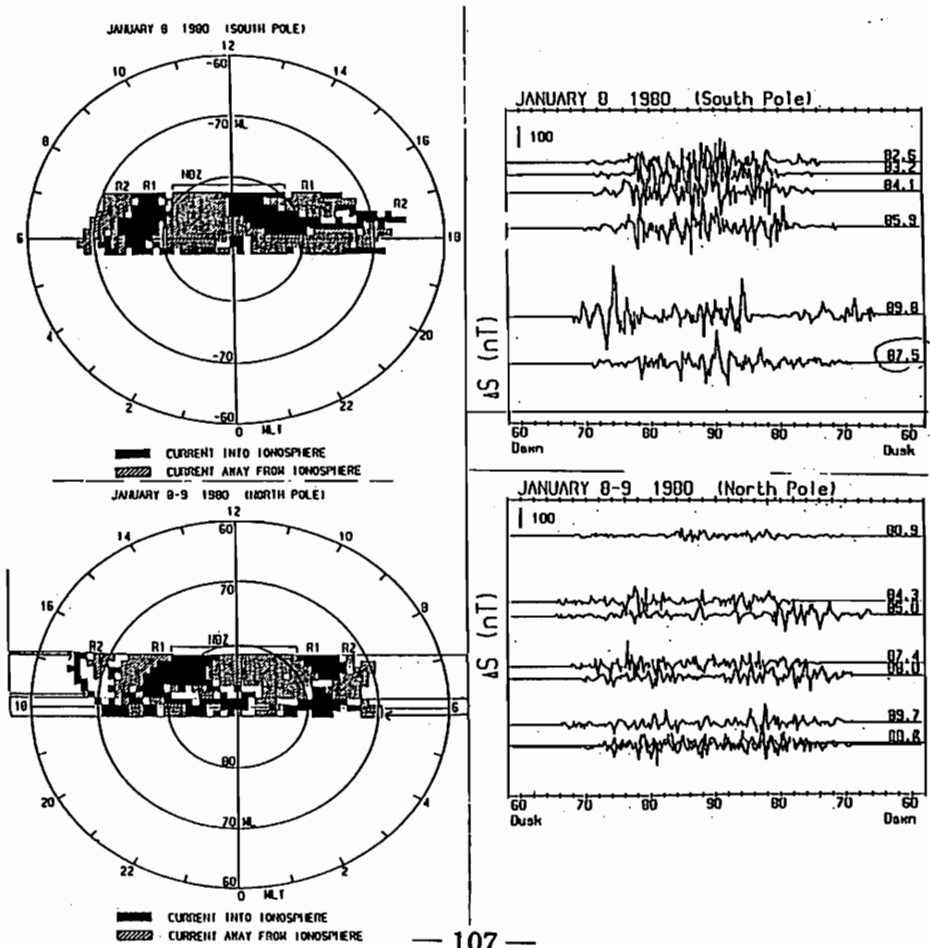
Murayama, T., J. Geophys. res. 79, 279, 1974
Green, C.A., Planet. Space Sci. 32, 297, 1984



II-51 NBZ 沿磁力線電流系：巨視構造と微細構造

飯島 健, 芝地貴天
(東京大学理学部)

北極区 IMF 時には、特有の沿磁力線電流系 (NBZ) が、Region 1 沿磁力線電流系の高緯度側に発生し、磁場変動に伴って変動する。これは磁場の急変と関係がある。下図は北極区 IMF 時 (太陽風、 $B_z \approx 9 \text{ nT}$, $|B_y| < 1 \text{ nT}$, $v = 430 \text{ km/s}$, $n \approx 4-5 / \text{cm}^3$) に典型的な沿磁力線電流の構造を示す。左: 巨視 (大規模構造, スケール $> 113 \text{ km}$, MAGSAT 高度 $350-550 \text{ km}$ 以上), 右: 重畳された微細 (小規模構造, スケール $< 113 \text{ km}$)。NBZ 沿磁力線電流系を大規模構造と小規模構造の比較のために、その相互作用と関係の役割性を、在るの議論し、北極区 IMF 時に発生する flux transfer events を含む可能性を考慮して検討する。本論文の主旨は、



擾乱時の磁気圏尾部における 沿磁力線電流 II

大谷晋一・国分征(東大理)・C.T. Russel (U.C.L.A)

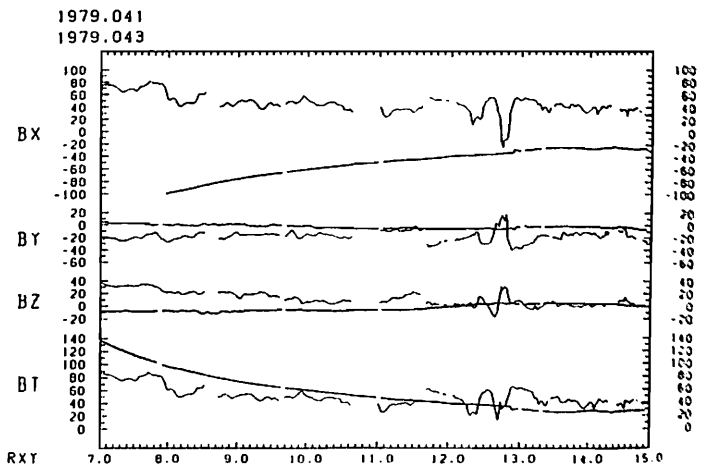
磁気圏擾乱時において、沿磁力線電流は尾部で解放されたエネルギーを電離層に輸送する重要な役割を果たすと考えられる。実際に極軌道衛星や静止軌道衛星による磁場観測から沿磁力線電流の存在が確認されている。特に静止軌道領域での経度方向の磁場変動は、朝方側で電離層に向かう向き、夕方側で電離層から出る向きという沿磁力線電流系によると解釈され、Current Wedge モデルが提唱されている。しかし、擾乱時のこのような沿磁力線電流系の発生領域および発生機構は、観測・理論の両面で未解決である。そこで我々はCDAWで取り扱った期間中のISEE 1, 2の磁場データを解析し、前回の学会で報告した。ここでは、沿磁力線電流の空間構造について次の3つの場合があることを示した。

- (i) Region 1 システムで期待されるのと同じ向きに流れる単層の電流シートが存在する。
- (ii) Region 1, 2 システムで期待されるのと同じ向きに流れる二層の電流シートが存在する。
- (iii) 沿磁力線電流シートが存在しない。

これらの結果は沿磁力線電流の空間構造は磁気嵐の位相ともよく、地球からの距離、地方時に大きく依存することを暗示しているのだが、データが限られていたためにそれ以上の理解は得られなかった。

今回の学会では、ISEE 2の磁気圏尾部にある期間を選び、ISEE 2の磁場データと静止軌道衛星GOES 2, 3の磁場データを多くの例について比較し報告する。一例としてOrbit 200中のISEE 2で観測した磁場を各成分ごとに下図に示す。ここで用いた座標系(衛星座標系)は衛星の位置によって決定される局所座標系で、Z軸は地球の双極子軸に平行、X軸は子午面内でのZ軸に垂直、地球向きを正、Y軸は子午面に垂直で他の二つと右手系を構成する、こ

の座標系では磁場のY成分の変動が沿磁力線電流を表す。図では衛星がoutbound(太線)およびinbound(細線)にある時の磁場変動を地球双極子軸からの距離に対して表示してある。Day 41(太線)では、磁気圏が静穏であることに対応して磁場も空間的に均一に變化している。(衛星はLT 0100~0300の領域にある。)特にY成分はすべてこの領域で $\sim 0nT$ で、このことは沿磁力線電流が存在してないことを意味する。一方Day 43の極域の磁場データは $\sim UT 1400$ まで連続的に荒れた状態を示し、時にAEは $\sim 1000nT$ に達している。この時静止軌道では、沿磁力線電流に対応する磁場の程度方向成分が30~60分の特徴的な時刻で $\sim 20nT$ の変動を半日繰り返している。この時のISEE 2の磁場データを示すのが図中の細線である。(衛星はLT 0300~0600の領域に存在。)先のDay 41の場合と異なり、Y成分とも乱れている。Y成分に着目すると、 $R=11.5\sim 13.5R_E$ で変動が大きくなる。この変動は空間構造を持つ沿磁力線電流の存在を示す。よってこの場合は大規模沿磁力線電流が朝方側で少くとも $\sim 13R_E$ 程度まで逆上れることかわかる。



ASSESSMENT OF THE BOUNDARY LAYER MODEL OF THE
MAGNETOSPHERIC SUBSTORM

A. Nishida

Institute of Space and Astronautical Science, Komaba, Tokyo 153

ISEE-1 and 2 observations have demonstrated that at the distance of about $20 R_e$ northern and southern borders of the plasma sheet are important transport regions of the magnetosphere. Since substantial quantities of particle and energy are transported earthward from the distant tail along these borders, this structure may play an important role in the substorm physics. Suggestions have been made that the features which have hitherto been taken as signatures of the formation of the near-earth reconnection during substorm expansion phases can in fact be interpreted by spatial movements of the plasma-sheet boundary layer and hence it suffices to consider reconnection at the neutral line in the distant tail. For such suggestions (which we may call boundary layer model of substorm) to be valid it is necessary that the earthward energy flux in the boundary layer is intensified during substorms, since substorms represent a significant enhancement in the amount of energy injected to the inner magnetosphere and the ionosphere. However, past analyses of the boundary layer has not found any relationship with substorm phases, and it has to be said that the boundary layer model still lacks the most essential supporting evidence. In this paper we have analyzed the ISEE-3 data obtained during one of its tail traversals at the distance of $80 R_e$ to further examine if the plasma sheet boundary layer shows relationship to the substorm phenomena. Data of energetic protons in the 30 to 36 keV range, magnetic field, and thermal electrons are used. It has turned out that the plasma sheet at this intermediate distance shows many features which are different from observations at about $20 R_e$, that is, it does not have a clearly definable boundary layer and the flow direction can be tailward almost as often as it is earthward. The reversal of the flow direction from earthward to tailward occurs in association with the onset of the substorm expansion phase and is accompanied by the southward turning of the magnetic field. These observations are consistent with the model in which a neutral line is produced in the near-tail region inside $80 R_e$ temporarily during the expansion phase but contradict the idea that the neutral line exists only in the distant tail and that substorm features in the tail can be attributed to spatial movements of the boundary

萩野竜樹

(名古屋大学空電研究所)

地球の固有磁場の軸の傾きは磁気圏の構造に南北非対称性を生み出すことが知られている。地球磁場をダイポール磁場で代表させる事にする時、ダイポール磁場の軸の傾きはそのまま磁気赤道面の傾きに反映される。太陽風との相互作用の結果、太陽と地球を結ぶ子午面近傍の磁気圏尾ではマグネトポーズまでの半径に相当した尾方向の距離程度まで磁気赤道面（磁気中性面）の傾きは持続されるが、それより遠方では反太陽方向に直線的に伸びることが観測から示されている。更に磁気圏尾の構造を三次元的に見る時、磁気中性面（太陽と地球を結ぶ方向の磁場成分が零となる面）は尾の断面では彎曲していて、磁気軸の北極が太陽方向を向く時太陽と地球を結ぶ子午面近傍の中心部では赤道面から北側へ移動し、逆にマグネトポーズ近傍の縁では南側へ移動している事が観測と経験的モデルの良い対応から明らかになってきた。磁場の軸の傾き角 ψ に対する磁気中性面の位置と形状を与える経験式は Fairfield [J. Geophys. Res., 85, 775, 1980] によって与えられていて、小さい傾き角 ψ に対して適当なパラメータを用いれば観測結果を良く説明できることが知られている。しかし、その経験式の導入の根拠と説明は必ずしも明快に与えられているわけではなく、又磁場の軸の大きな傾き角に対してはそのままでは応用出来ない。Fairfield の経験式の他の問題点としては、尾方向へ出て行く磁束の領域と地球方向へ帰って来る磁束の領域の面積が等しくない点が挙げられる。一方、天王星では磁気軸がほぼ太陽方向を向いていて、他の惑星磁気圏の構造と大変異なっていることが衛星観測から明らかにされてきた。

こうした観点から、太陽風と磁気圏相互作用におけるダイポール磁場の軸の傾きの効果を二次元と三次元のグローバルな電磁流体力学的 (MHD) シミュレーションから調べた。計算では太陽-地球磁気圏座標系を用い、MHD 方程式と Maxwell 方程式を two step Lax-Wendroff 法で初期値問題として解いた。従来の地球磁気圏の MHD シミュレーションモデルと異なる点は、ダイポール磁場が南北方向から太陽方向に傾く効果を導入するために、南北を含めた夕側の半空間を全部解いて、真昼-真夜中の子午面では対称性を仮定していることである。計算に使用したグリッド点は境界を除いて $(N_x, N_y, N_z) = (90, 30, 60)$ 又は $(120, 40, 80)$ で空間差分幅は $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1 \text{ Re}$ 、時間差分幅は数値的安定性から $\Delta t = 4 \Delta x / V_A = 3.8 \text{ s}$ に選んだ。ここに、 Re は地球半径、 V_A は Alfvén 速度である。

二次元の MHD シミュレーションの場合、磁気軸の北極が太陽方向に傾く時磁気中性線とプラズマシートは昼側で南に夜側で北に傾き、磁気圏境界の半径より遠方では尾方面に直線的に伸びる。傾き角が 30° を越す時、北側に移動した尾部のプラズマシートは更に北へ移り、新たにもう一つの長いプラズマシートが南側の磁気圏尾に現れて、二つの長いプラズマシートが同時に存在する様になる。その二つのプラズマシートはいずれも更に薄くなり、不安定になって波状の構造が出現し、プラズモイドとして局所的な Alfvén 速度で尾方向に伝搬していく。その磁気中性線とプラズマシートの位置は地球から尾方向へ出て行く磁束の領域と地球方向へ帰って来る磁束の領域の面積が等しいと仮定したモデルによって良く説明出来る。三次元の MHD シミュレーションの場合も真昼-真夜中子午面内では磁気中性面とプラズマシートの構造に同様の傾向がみられる。磁気圏尾の断面を見る時、磁気中性面は彎曲していて、磁気軸の北極が太陽方向に傾く場合真昼-真夜中子午面近傍の中心部で赤道面から北側に移動し、磁気圏境界近傍の縁で南側に移動する。その磁気中性面の移動量と形状は傾き角が約 30° より小さい時 Fairfield の経験式と良い一致を示す。磁気軸の傾き角が 30° より大きくなる時二つの磁気中性線が真昼-真夜中子午面で現れ、尾の断面では磁気中性面とプラズマシートは楕円の形状をしていることが分かる。その楕円型の磁気中性面とプラズマシートは傾き角 90° 、即ち磁気軸が太陽方向を向く時円になる。更にこれらの磁気中性面の位置と形状に対する MHD シミュレーションの結果はすべての磁気軸の傾き角に対して一つのモデルで良く説明できることが分かった。太陽風と磁気圏相互作用への惑星間磁場の導入は磁気リコネクションを進行させてプラズマシートに大きな変動を誘起する。傾き角が 90° の場合、二次元では二つのプラズマシートの中で一方が成長し他方が減衰する。三次元では円形のプラズマシートの一部が磁気リコネクションによって消滅する。

■ 第Ⅲ会場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-48)

小川康雄
地質調査所

1. はじめに

筆者は、地質調査所が実施した東北地方北部における広域的なMT観測データの解析、および、新エネルギー総合開発機構が仙岩地熱地域、鬼首カルデラで実施したMT法データの解析を行ってきた。その結果、多くの場合にULF帯に顕著な見掛比抵抗の異方性が現れることがわかってきた。この異方性は、単純な1次元解析の障害になるが、地下構造に関する重要な情報を含んでいる。そもそも、ULF帯の異方性は広域的な構造に寄るものなのか、あるいは測点周囲の局所的なものに支配されるものかを、3つのデータをもとに検討した。

2. ULF帯のデータ

(1) 東北地方北部の広域的なMT観測データ

北緯40度のMT観測では、とくに脊梁付近に

$$\rho_{axy} < \rho_{ayx}, \quad \phi_{xy} > 45^\circ, \quad \phi_{yx} < 45^\circ$$

となる傾向が見出された。これについては、すでに前年の春の学会で報告したように、海岸線効果と脊梁下の低比抵抗異常の存在が原因であると考えられる。

(2) 仙岩地熱地域のデータ

ELF帯では、見掛比抵抗の異方性は局所的な比抵抗境界に拘束されていて、かつ異方性自体も比較的小さい。一方、ULF帯になると、見掛比抵抗の異方性はELF帯よりも大きく、仙岩地域で(20km x 20km)で一様な傾向を示す。すなわち、ほとんどの測点で

$$\rho_{axy} < \rho_{ayx}$$

となる。このことは、(1)の傾向と同様である。仙岩地熱地域でこの傾向に反する測点を抽出すると、それらは重力異常のトラフと関連があるように見られる。よって、浅部構造が急変するところでは、ULF帯の見掛比抵抗の異方性は、むしろ局所的な構造に支配されると言える。

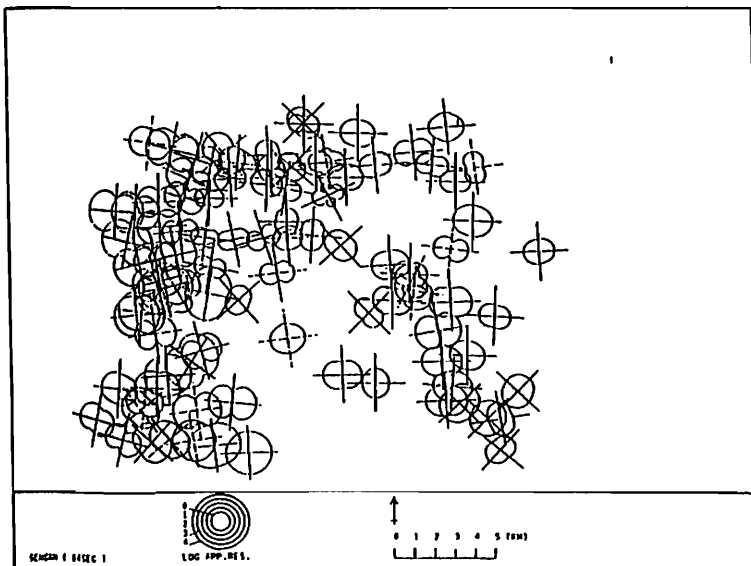
(3) 鬼首カルデラのデータ

鬼首カルデラでは、カルデラ内を円弧を描いて流れる江合川と田代川とが比抵抗境界となっている。ここでは、ULF帯の見掛比抵抗の主軸は、この円形の比抵抗境界に束縛されている。

3. 結論

ULF帯の見掛比抵抗の異方性は、広域的な影響と局所的な影響の双方が重なりあったものと考えられる。(1)や(2)については、広域的な構造の影響が強く現れているが、(3)では局所的な影響の方が強い。

これらの知見は、広域的なMT法探査をする場合にも、地熱地域のような狭い範囲のMT法探査をする場合にも注意すべき点になろう。



仙岩地熱地域の周期64秒における
見掛比抵抗のポーラ・ダイアグラム

山本 哲也 (気象庁地磁気観測所)

関東平野の活断層のひとつである江南断層は、荒川中流の南岸に位置する。地形調査の結果では、走向北西-南東、長さ3 kmほどの東あがりの縦ずれ断層であるとされている。周辺に直流電線は走っているものの、首都圏では比較的よい観測環境にある。この江南断層について低比抵抗帯の水平分布、比抵抗の垂直構造を明らかにするためにVLF-MT法、人工電流法などの電磁気的手法を用いた調査を行った。

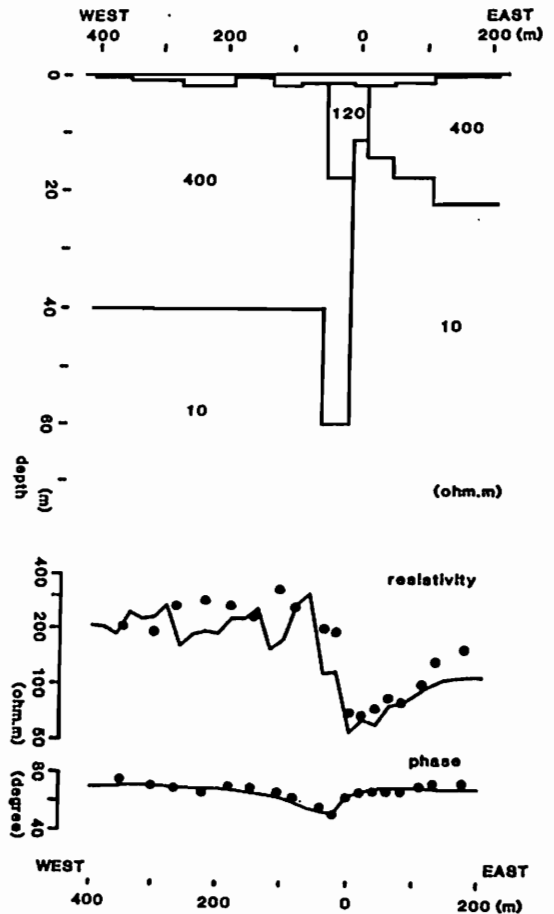
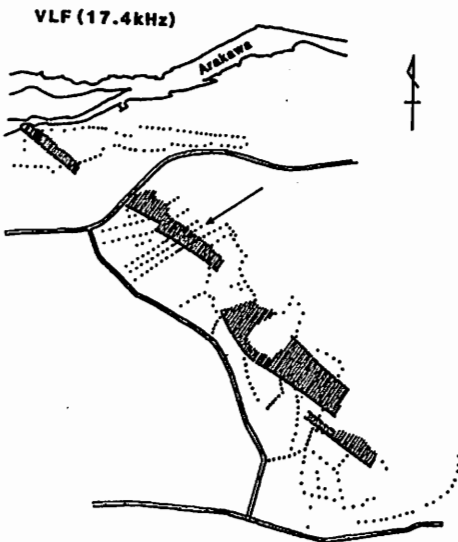
VLF-MT法による調査は断層周辺の350点余りで行われたが、その結果によれば、断層の走向にそって破碎帯に相当すると考えられる低比抵抗帯が分布している。低比抵抗帯は一般に西側の縁は明瞭であるのに対して、東側の境界は不明瞭である。また、西側の縁付近では場所によって20°におよぶ位相差の減少がみとめられた。地形としてみとめられる断層は、ほぼ低比抵抗帯の西側の縁に対応している。分布にはミの字型の雁行がみとめられ、江南断層には左横ずれ成分のあることが推定される。

人工電流法による調査は約30測線で行われた。各測線について求められた層構造モデルによると、江南断層付近では一般に、低比抵抗-高比抵抗-低比抵抗という三層構造のあること、表層付近の構造は場所によってかな

り異なっていることが明らかとなった。

これらの結果をもとにして、断層の比抵抗断面を推定した。方法としては、適当に設定したモデルについてVLF-MT法で期待される見かけ比抵抗と位相差を計算し、観測結果とよりよい一致を示すようにモデルを修正していくという、試行錯誤による方法をとった。その際、最下層はどこでも10Ω mであると仮定し、表層には人工電流法の結果をブロックごとに与えている。種々のモデルについて計算したところ、位相差の観測値を説明するためには断層線の下部の中間層が低比抵抗の下層に突き出している必要のあることがわかった。

こうしてえられた比抵抗断面をみると、破碎帯が西側に傾いており、また中間層も断層の東西でその深さがくいちがっていることなどから、江南断層は東あがりの逆断層であることが推定される。



III-3 南部フォッサマグナ西縁部における 地球電磁学的観測 (II)

上井哲也 角村悟 山本哲也 桑島正幸 室松富士男 熊坂信之 大地 光 村上律男 (地磁気観測所)

当所では、科学技術庁科学技術振興調整費による「中部日本活構造地域の地震テクトニクスに関する研究」での「陸域プレート会合点付近における地震テクトニクスの研究」として、昭和60年度から3ヶ年計画で南部フォッサマグナ地域の電磁学的構造を明らかにする目的でこの地域における観測を実施している。61年度は、60年度における梅が島付近(南部フォッサマグナの西縁境界)の次年度の観測として、同地域から西側に離れた大井川流域の川根付近で地球電磁学的観測及び電気探査を行った。本稿は、これらの観測の解析の中間報告である。図1に地磁気・地電流の測点配置及び人工電流法の側線と測点分布を示す。

図2は、人工電流法によって求められた見かけ比抵抗分布である。ダイポール法で、電極間隔4 km以上の部分については、S/N比が小さく測定値の信頼性が低い、電極間隔の増加に伴い見かけ比抵抗が急速に増加するという傾向が見られる。これは、一次元水平構造では説明出来ない変化であり、何らかの水平方向の不均一が存在するものと思われる。地磁気・地電流の観測期間中は、磁的に非常に静穏であった。その中で若干擾乱気味の部分のデータを用いて解析によって求めた同地域のインピーダンスの主方向を、これまでに周辺地域で得られた結果と合わせて図3に示す。Yagiの東側の二点が60年度に観測した地点で、南部フォッサマグナの境界付近にあるため主方向がかなり東西方向に曲がっているのに対し、Mine, Yagiの二地点ではほぼ南北方向を向いており、海洋の影響が支配的であるように思われる。

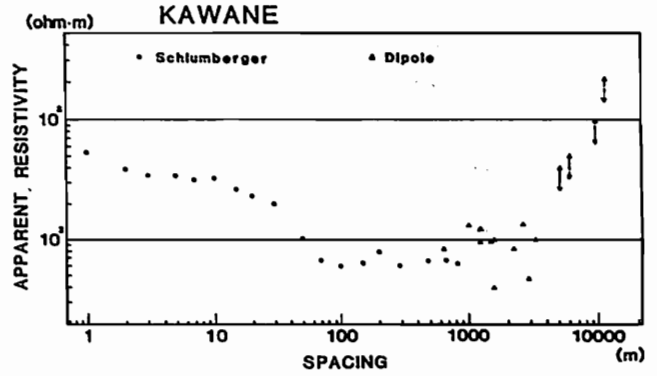


図2 電気探査による見かけ比抵抗分布図

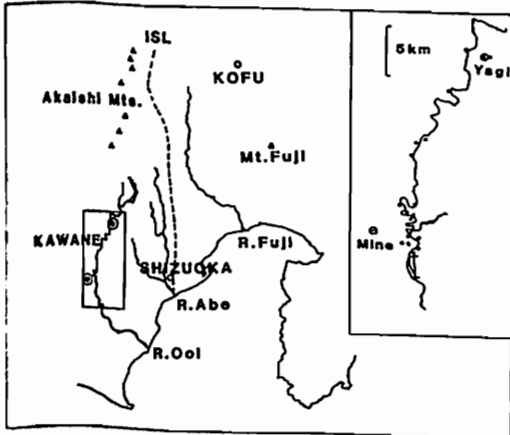


図1 長周期地磁気・地電流、ULFの測点配置
右側の枠内は、電気探査での電流極及びダイポール法の観測点分布図

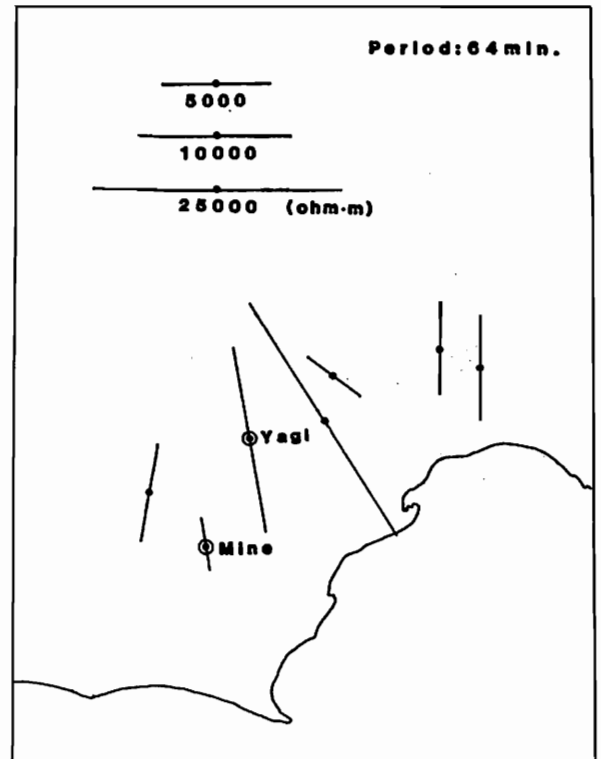


図3 静岡県周辺地域のインピーダンスの主方向と見かけ比抵抗

III-4 東海地方の電磁気共同観測について

地殻比抵抗研究グループ

塩崎 一郎、野木 義史、住友 則彦

(神戸大・自然科学) (神戸大・理) (京大・教養)

地殻比抵抗研究グループは、東北日本、東海・甲信越、そして北海道東部に引き続き1985年8月から10月にかけて、東海地方で電磁気共同観測を実施した。本観測の目的は、観測点を中央構造線の西側に増やすことにより、地殻の低比抵抗層の再検討と中央構造線の電磁気学的構造を詳しく調べることにある。

観測点の位置と担当機関を図1、表1に示す。この地域は、中央構造線やフォッサマグナという地質構造の存在と共に、南海トラフを境界とするフィリピン海プレートの沈み込みの北端部にあたる。1982年度の東海・甲信越地方の観測結果によると、地殻表層の比抵抗が中央構造線の西側で高く東側で低いと推定された(行武、1984)。また、2次元構造解析より、UTADA et al. (1986) はフィリピン海プレート下および中部日本中央部に高電気伝導度の存在を示している。

共同観測では、フラックスゲート磁力計や誘導磁力計により数時間から数秒の地磁気変化が観測され、同時に地電位差も測定された。本講演では、これらのデータの解析より求めたCA変換関数の解析結果について報告する。MT解析の結果については、次の講演「東海地方の電磁気共同観測(MT解析)」に譲る。

今回の観測で得られた地磁気3成分記録を図2に示す。図3に周期120分、10分のインダクション・ベクトルを示す。解析結果のまとめを次に述べる。

- 1) 周期30分から120分: 多くの観測点のインダクション・ベクトルは、南東東の方向を指す。
- 2) 周期10分程度: 観測点1、2、3、11を除く他のインダクション・ベクトルは、南東から東南東の方向を指す。
- 3) 周期60秒から80秒: 観測点14、15のインダクション・ベクトルはそれぞれ西、北の方向を指す。

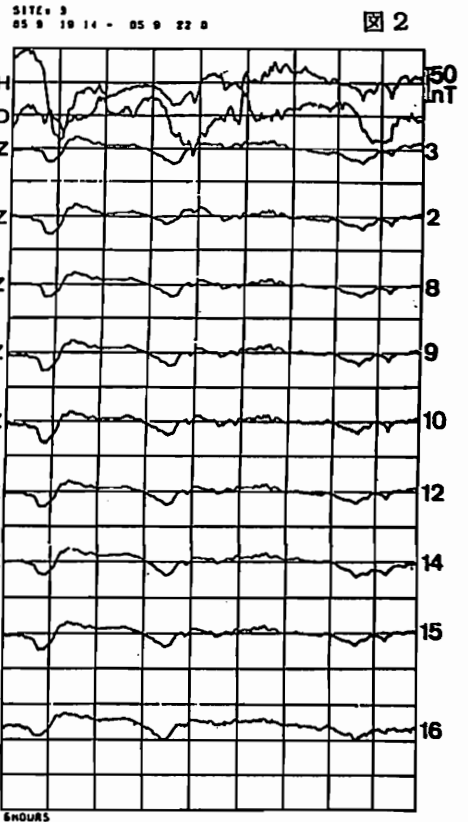
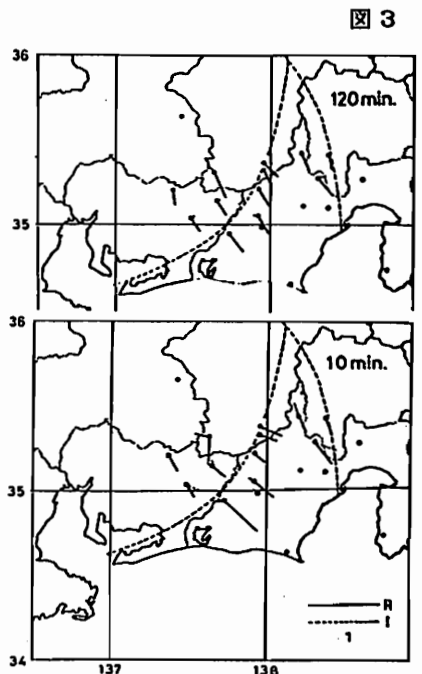
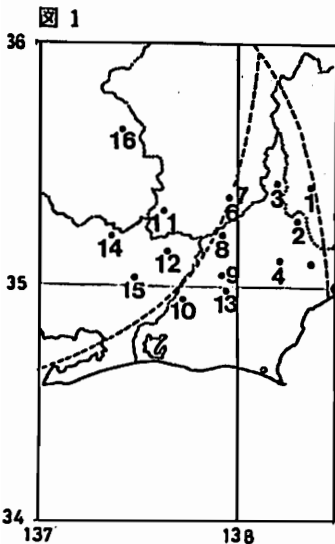


表 1

Site No.	地点名	担当機関
1	早川	慶研
2	柳ノ島	東工大
3	サクラ島	慶大
4	細尾	成研
5	本川原	
6	南信濃 2	信安・河原
7	南信濃 1	鳥取大
8	水原	東北工大
9	豊岡	地磁気研
10	穴電	東北大
11	平谷	秋田大
12	津具	北大
13	奉野	弘前大
14	旭	京大
15	作手	神戸大
16	付知	名大



III-5 東海地方の電磁気共同観測 (MT解析)

地殻比抵抗研究グループ

野木義史 (神戸大理)、塩崎一郎 (神戸大自然科学)、住友則彦 (京大教養)

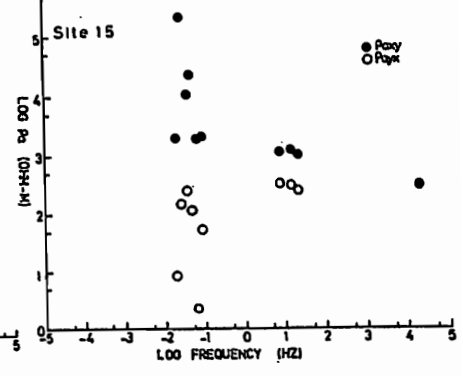
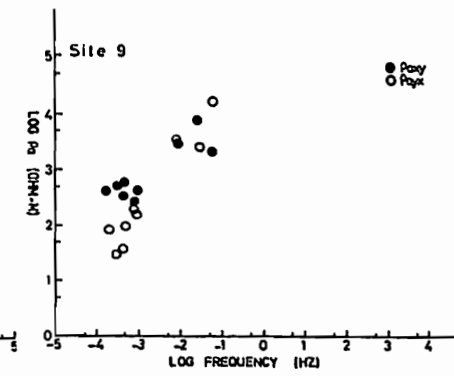
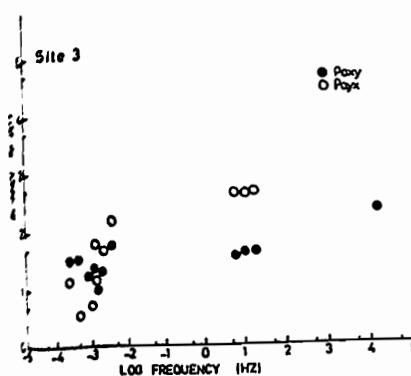
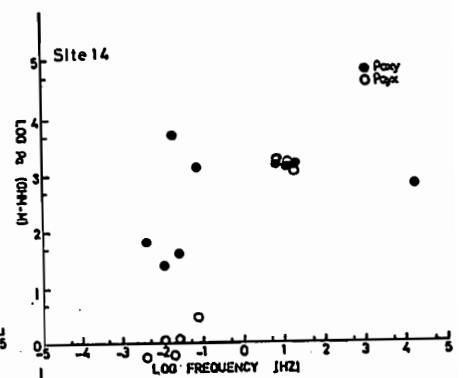
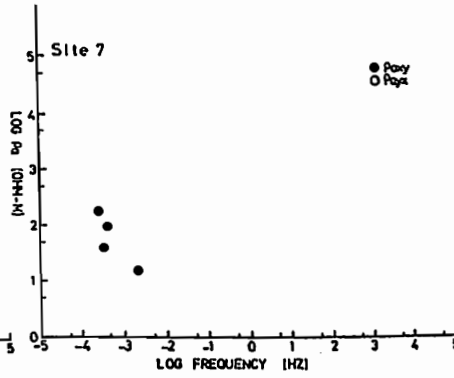
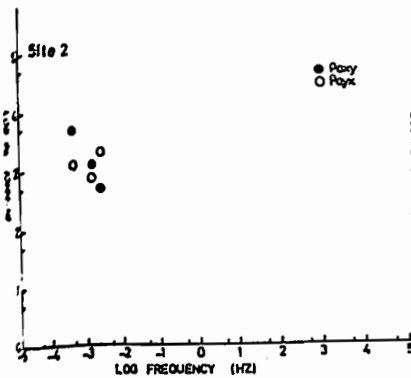
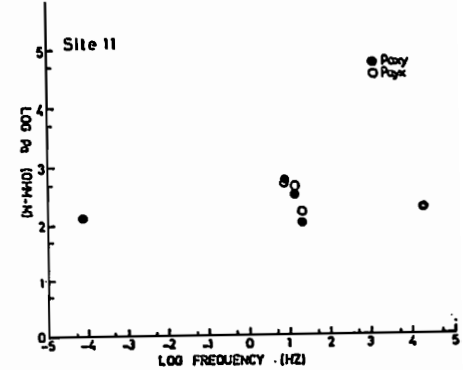
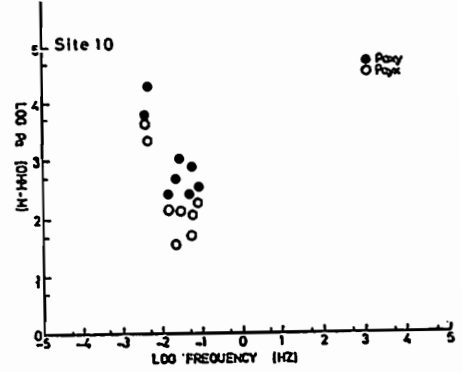
1985年、地殻比抵抗研究グループによって行われた東海地方の電磁気共同観測で得られたデータを基に、MT解析を行った。この解析により、それぞれの観測点でのインピーダンス・テンソルを求めた。観測点の位置と番号は、前講演「東海地方の電磁気共同観測について」と同じである。

各地点で得られた見かけ比抵抗値を図に示す。観測点 (NO.3,7,9,11) で見かけ比抵抗値が長周期帯で下がる傾向が認められた。また、地電流のデータには、ほとんどの観測点で電場の変化に卓越した方向が、存在した。

本研究の結果から

- ① この地域の長周期帯での見かけ比抵抗値は、北よりの点 (NO.3,7,11) で低く、南よりの点 (NO.9) で高い。
- ② 中央構造線より東側の点では (NO.2,10を除く)、長周期帯で見かけ比抵抗値が1桁下がる傾向にある。
- ③ 中央構造線より西側の点 (NO.14,15) で、短周期帯での見かけ比抵抗値に顕著な異方性が見られる。

本講演では、以上の解析結果を基にその内容を報告する。



九重火山群周辺の地下電気構造

下泉 政志、茂木 透、中間和英、梶原竜哉、北村 泰一
 (九大・理) (九大・工) (九大・理)

北部九州地域において、1984年から実施している 77kV⁺磁力計を用いた GDS(Geomagnetic Depth Sounding)の結果によると、周期 10 分から 3時間程度におけるパーキンソン・ベクトルは、全域にわたって西南西-南西を向き、その大きさは、西に向かう程大きくなるという特徴がある(下泉 1985,1986)。一方、周期数分以下のものについては、各地域の局所的な特徴を反映しているように見え、特に、九重山付近では、周期数分以下の地磁気変化により誘導される電流はほぼ東西方向に集中する可能性が見出された。即ち、パーキンソン・ベクトルの向きが、九重山の北と南で反転する。この事から、九重山周辺の地下数kmから数十kmの所には、ほぼ東西方向の走向を持つ低抵抗帯が存在するのではないかと推定される。

一方、1985 - 86 年に九重山周辺において実施された V L F, E L F - M T 高密度観測の結果、久住山の北側、法華院温泉から九重稜黄山を通して牧ノ戸の方に延びる幅 0.5 - 1 Km の低比抵抗帯が見出され(図 1 L1)、それは地下数Km以上続くと推定しており、この低比抵抗帯は、重力異常や地震波速度分布から指摘される基盤深度の急変部に、断層破碎帯が出来る、その断層に沿って熱水が上昇したり、粘土化が進んだ為に形成されたものと解釈している(茂木 他 1986)。

以上の別個の観測から推定されている低比抵抗帯の存在を、より確実なものとして、又、その構造の規模を同定する為、1986年 7月より現在に至る迄、主に U L F 帯(周期 10 - 150秒)の磁場 3 成分及び電場 2 成分、又は、磁場 3 成分のみを、1 地点当たり 1-2月間の間観測を行い、現在までに 12地点のデータを得ており、観測は続行中である。

GDSの結果例を図 2 に示しているが、図中の矢印の長さは、低比抵抗帯に集中して流れる誘導電流によって作られた異常な磁場鉛直(Z)成分の大きさを表わし、その方向は誘導電流の集中する領域(低比抵抗帯)を指し示している。

この図から、久住山と三俣山間を抜け、星生山から黒岩山へと北西から南東へ向かう構造の存在が見られる。又、これは久住山東方へは東西方向へと続くように思われる。この構造の深度分布は、パーキンソン・ベクトルの大きさの周波数特性(周期依存性)から推定出来、それによると周期 20秒前後で最大となり、周期数分程度までその影響が及んでいる。

従って、今回の観測から ELF帯で検出された低比抵抗帯は、ULF帯でも検知され、地下 10Km程度まで続いていると推定出来る。

講演時には、MTSの結果、及び DAP フィルターによるノイズ除去についても報告する。

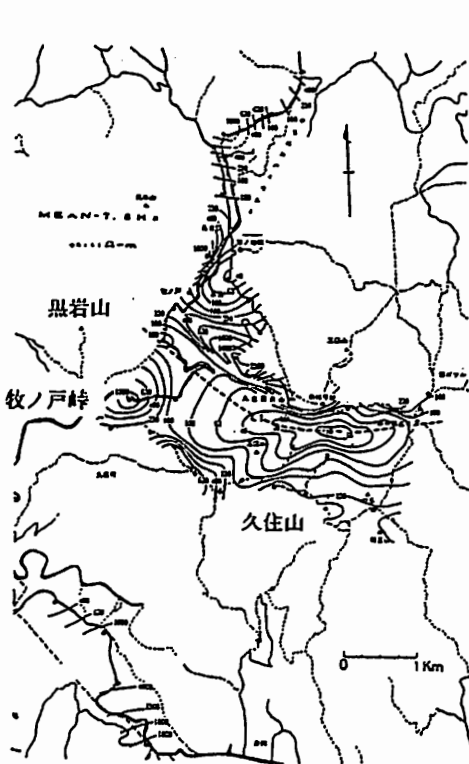


図 1. ELF-MT 結果 (7.8 Hz)

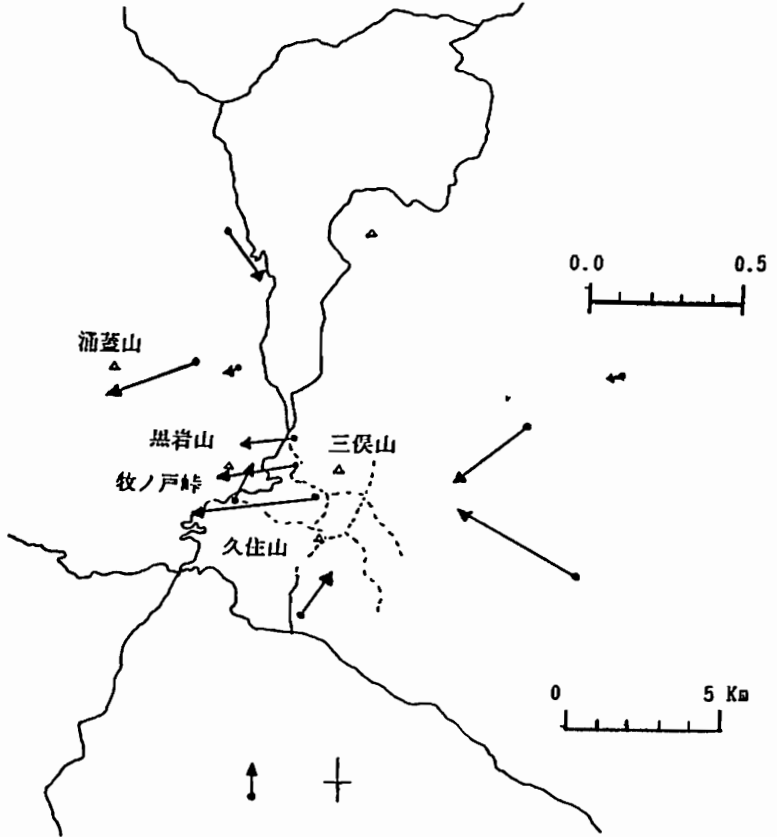


図 2. ULF GDS 結果 (30 秒)

Ⅲ-7 四国海盆及び伊豆海嶺における海底地磁気観測結果

藤 浩明・瀬川 兩朗・藤本博巳・

小泉全一郎・R.V.アイエング・O.C.ホセ

東京大学海洋研究所

昨年秋の学会で四国海盆から伊豆海嶺にかけて実施した海底地磁気観測航海について報告したが、その後の磁気回収に伴いデータの読取・解析を行って得られた二、三の知見についてここで報告したい。

例えば、計算された地磁気変換関数は以下のような特徴を有している。

①四国海盆及び伊豆海嶺上のインダクションベクトルは、中部日本異帯に属するインダクションベクトルの平均的走向と一致する。

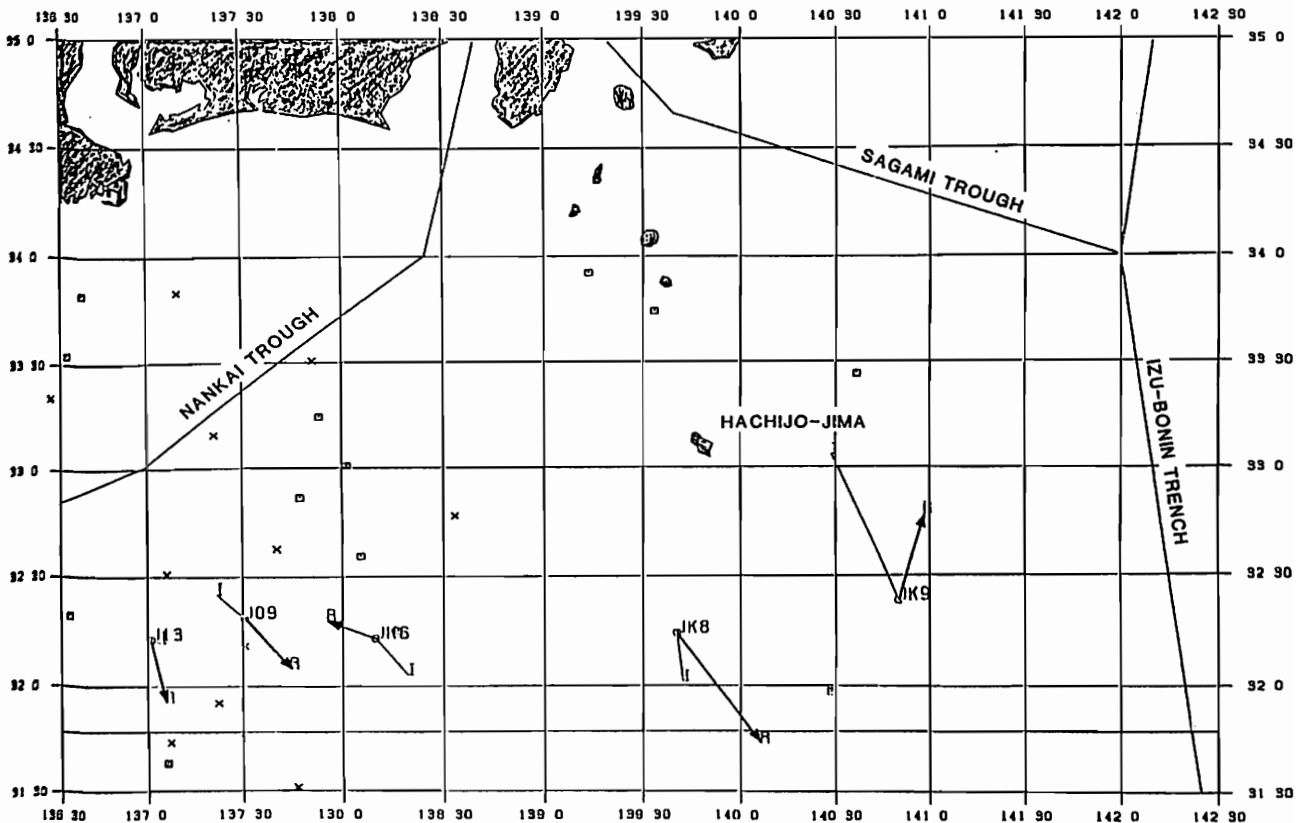
②四国海盆から伊豆海嶺に遷移する地点においては、海嶺の地形的高まりに伴う縁辺効果が見られる。

図1には、周期60分のインダクションベクトルを示した。

地磁気変換関数以外にも、得られた知見の中で著者らが興味を有する事象について報告したいと考えている。

KT 86-12

T = 60 0.5



< 図 1 >

III-8 沖縄トラフ付近の電気伝導度異常(2)

金子 康江 本蔵 義守 大島 章一
(水路部) (東工大理) (水路部)

水路部では1984年から海底磁力計(OBM-S4, S5)による海底地磁気変化観測を行っている。昨年春の学会では、沖縄トラフ中部(図1a)で得た記録を使ってトラフ下の電気伝導度構造を調べ、簡単なモデルを提案した。それによると、沖縄トラフの下には約45km以深に1S/m程度の電気伝導度を持つ良導層が、トラフ軸とほぼ平行にのびているらしい。

その後さらに沖縄トラフ付近の5地点で観測を行ない、より詳しい解析をすすめた。

(1) インダクションアロー

図1は海底磁力計観測の結果を用いて求めた周期60分に対するインダクションアローである。

小笠原弧では、予想に反してアローが小笠原海溝を指さなかった。これは西之島トラフ西側の急崖などのローカルな地形の影響を強く受けているためと考えられる。水平成分の減衰はほぼ弧にそう方向に強い異方性を示し、小笠原弧の下に弧と平行にのびている良導層の存在を示唆している。

一方沖縄トラフでは、アローはすべて南西諸島海溝の方を指しており、特に海溝斜面ではその長さが1を超えるなど、海岸線効果と同様の海溝の影響が顕著である。しかしその方向は多少ばらついており、南の方に引っ張られているようにも見えることは興味深い。

(II) 沖縄トラフの電気伝導度構造

まず、トラフ北端部(図1b)で得た記録について鹿屋(気象庁地磁気観測所)を基準に水平成分の減衰とその異方性を求め、さらに地下構造モデルのフィッティングを行なった。その結果、① トラフ中部(図1b)に比べて、北端部は異方性がかなり弱いこと。② 北部にも中部と同じ深さに良導層があること。③ その電気伝導度は、北部では中部の1S/mより1桁低い0.1S/m程度であること。などが明らかになった。沖縄トラフは全体的に地殻熱流量が高いが、特に中南部は北部に比べて高い。このことから、トラフ下の良導層は部分熔融によるものであり、③の電気伝導度の違いは熔融度の違いを反映していると考えられる。①②③をまとめると、沖縄トラフの下にはトラフ軸にそって部分熔融層がのびており、それは北へ行くにつれて熔融度を弱めながらトラフ北端部付近まで及んでいることが推察される。

沖縄トラフ及び南西諸島海溝付近の他の4地点のデータは、同じ期間に沖縄本島上で東京工業大学によって地磁気3成分の変化観測が行なわれているので、そのデータとあわせて現在解析中である。

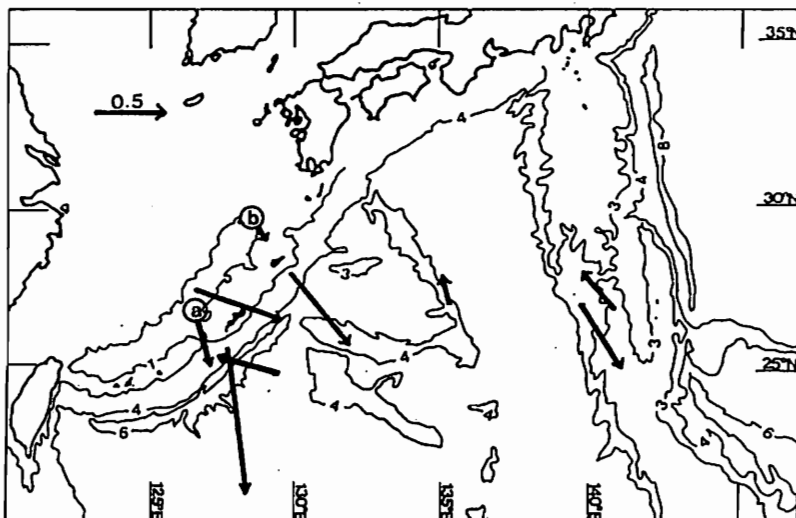


図1 周期60分に対するインダクションアロー

ニイラゴンゴ、ニヤムラギラ火山地域における

地磁気・地電流変化観測

瀬戸正弘 田中和夫
(東北一人) (弘前大理)

アフリカ大陸を南北に走っている東アフリカ地溝帯は赤道前後の中央部でビクトリア湖を挟んで東西2つの地溝に分れている。ニイラゴンゴ・ニヤムラギラ両火山はその西部地溝のほぼ中央に位置するビルンガ火山地域に属し、現在、非常に活発な火山活動を続けている火山として知られている。事実、最近では約2年周期でニヤムラギラ火山周辺に噴火が起っている。

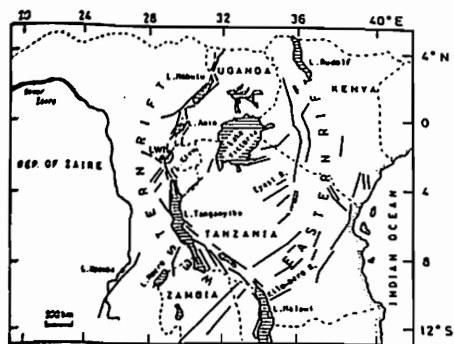
同地域の地球物理学的調査研究は東北大学を中心として、文部省科学研究費(海外学術調査)によりザイル共和国のIRS(Institut de Recherche Scientifique)と共同して1977年より継続的に、2年に1回の割合で実施されてきた。地殻、褶地帯、熱、重力、岩石、地球化学など各種の調査が行われている中で電磁気学的調査研究は東北大・三品氏によって、プロトン磁力計による全磁力異常の測定およびVII帯MIによる比抵抗測定から同地域の電磁氣的、熱的狀態の研究がなされ、他の測定から求められた構造と比較検討されている。

我々は1986年8月~9月に連続5回目のニイラゴンゴ・ニヤムラギラ火山地域の地球物理学的調査研究を行った。電磁気学的目的としてはフックスグレート磁力計による長周期の地磁気変化観測と地電流変化観測を行い、同地域の電気伝導度分布を求め、今まで得られている電磁氣的構造との関係やより深いところの構造について知見を得る事であった。

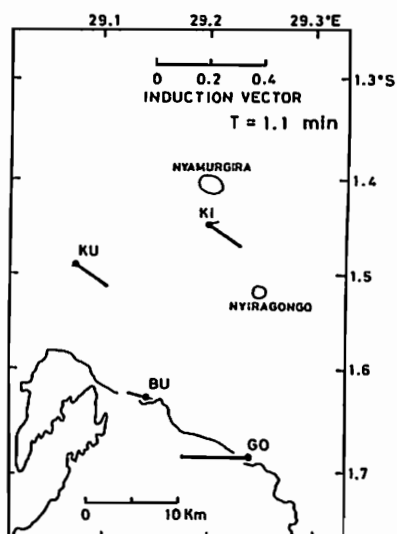
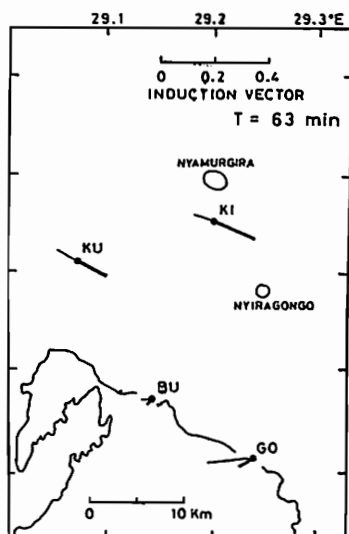
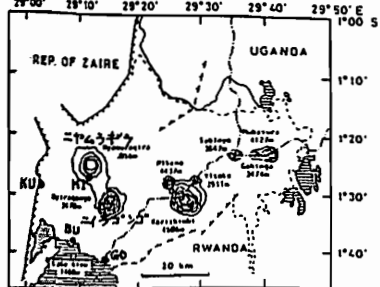
観測は既に地震の観測施設のある所など非常に制約され、地溝西縁のKU(KUNENE)、東縁のGO(GOMA)、中央部のKI(KITAZUNGURWA)、BU(BULENGU)の4地点で行った。KITAZUNGURWAという地名は偶然にもニヤムラギラ火山南麓で1986年7月16日に噴火が始まり、36日間噴火が続いた場所につけられたものである。

それぞれの観測地点で1週間~2週間の地磁気三成分、地電流変化の連続記録が得られた。電源の関係から、記録は全てTEACのカセットデータレコーダーによって行い、帰国してから再生する事にして観測中はモニターをしなかった。そのため、KITAZUNGURWAでは厚く積ったスコリアによる電極の接地不良、GOMAでは市街地の影響による雑音を知る事ができず良好な地電流記録が得られなかった。その他の観測地では解析に十分な地電流および地磁気三成分変化記録を得る事ができた。ここではそれらの観測結果ならびに解析結果について報告する。

参考文献 Volcanoes Nyiragongo and Nyamuragira: Geophysical Aspects, Ed. by H. Hamaguchi
Pub. by the faculty of science, Tohoku Univ., 1983.



VIRUNGA VOLCANIC AREA



同期63分(左)と1.1分(右)の Transfer ft. から求めた Induction arrow.
太線一電部、細線一電部

III-10

水戸付近の地電位差と潮流

高山寛美
(気象研)

回帰式を用いて、地電位差観測値から地磁気変化による誘導電位変化を除去した残差において、潮汐の分潮の周期に対応する周期的な変化が見出された。これらの変化の原因として地球潮汐と海洋潮汐が考えられる。海洋潮汐のうち潮位と地電流との関係、また海底地電位と海水の流れについてはすでに議論されている。ここでは陸上で観測される地電位と潮流との関係調べた。

潮流は海上保安庁(1986)による鹿島灘におけるデータを使用した。観測点の位置を図1に示す。潮流の各分潮ごとの速さと方向を表わすホドグラフを図2に示す。

地電位はNTTの通信施設を利用し、サンプリング間隔は1時間で、水戸を基準として石岡・笠間・常陸太田の電位差から最小二乗法で4点の地電位に平面をフィットさせ、平均的な地電位の勾配の大きさと方向を求め、各分潮ごとの変化の大きさと方向を計算した。この際、各分潮ごとの変化の大きさを求めるのに統計数理研究所と緯度観測所で開発されたプログラムBAYTAP-Gを使用した(石黒他,1984)。各分潮ごとの地電位の勾配の大きさと方向を図3に示す。

文献:

- 石黒他,1984,統計数理研究所彙報,32,71-85
- 海上保安庁,1986,水路部観測報告潮汐編,第21号

図1. 地磁気、潮流、地電位の観測点の位置。

- KAK: 柿岡地磁気観測所
- KAS: 潮流観測点(鹿島灘)
- MTO: 水戸電話中継所
- ISI: 石岡電話中継所
- KSM: 笠間電話中継所
- HIO: 常陸太田電話中継所

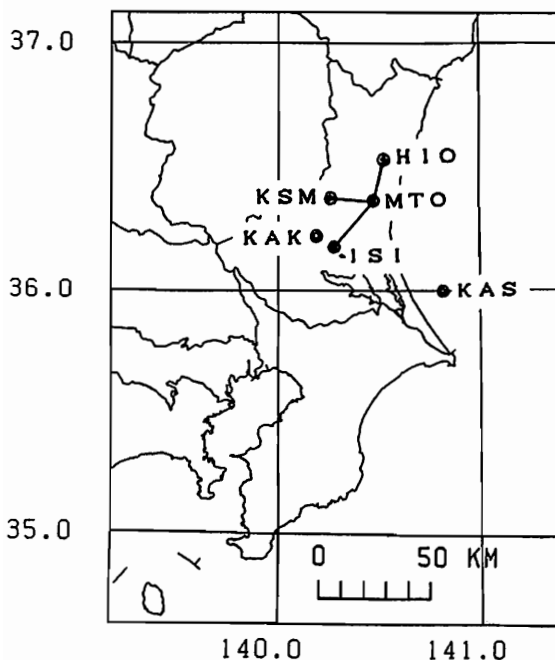


図2. 潮流の各分潮ごとのホドグラフ。

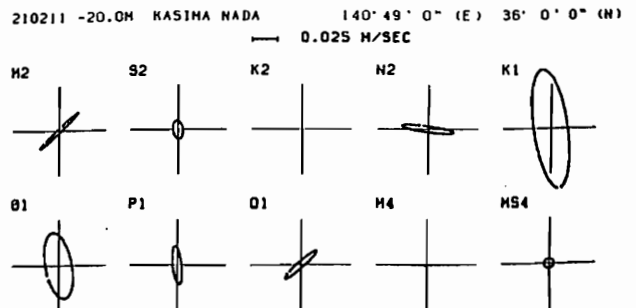
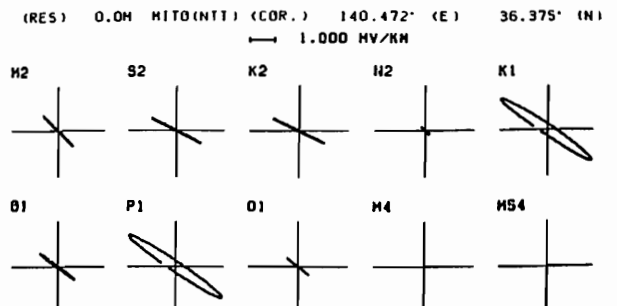


図3. 各分潮ごとの地電位の勾配とその方向。



森 俊雄

(気象研研究所・地震火山研究部)

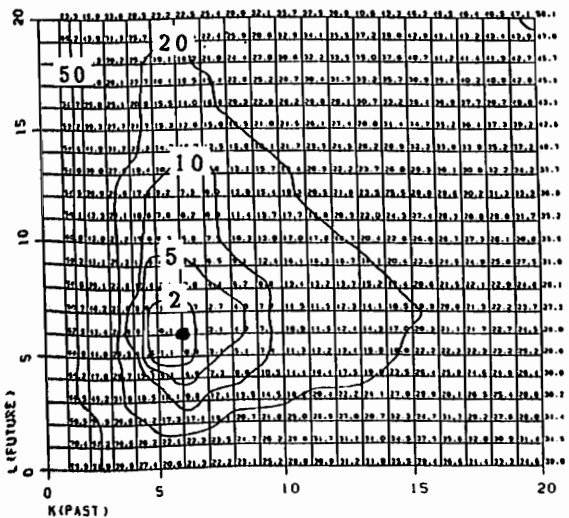
MTT通信施設を利用し、水戸および沼津において長基線(数10km)地電位観測を行っている。このうち、水戸では人工的なノイズやドリフトの少ない良好なデータが得られている。地殻活動に関連する自然電位の異常現象を高精度で検出することを目的として、観測された地電位変化から地磁気変化による誘導電位変化を除去することを検討している。誘導電位変化 $E(t)$ は地磁気水平成分の変化 $X(t), Y(t)$ の確率差分方程式

$$E(t) = \sum_{m=-L}^K (a(m) \cdot X(t-m) + b(m) \cdot Y(t-m)) + \epsilon(t)$$

で表わされると仮定し、AIC最小になるような係数を求める。将来、順次観測されるデータについてルーチン的に異常かどうかを判断できるようにするためには、ここで用いられる係数が変更されないことが望ましい。下図は、石岡-常陸太田(ISI-MT0)間45.1kmの地電位変化と柿岡のX、Yに適用した場合のAIC分布とAIC最小値に対するレスポンスを示したものである。地磁気鉛直成分ZがX、Yの安定した一次結合で表わされ、地下電気伝導度が変わらないものであれば、ある期間で決定された係数は他の期間にも適用されるはずである。これは、4月15日から5月15日の1時間平均値から求めた場合であるが、ここで得られた係数を用いた場合、他の期間についても誘導電位変化(日変化及び磁気嵐等)の大部分が除去される。しかし、この基線と直交する笠岡-水戸(KSM-MT0)間19.0kmの地電位については、10~2月で残差に日変化が目立つてくる。KSM-MT0の方向は地電位卓越方向であるが、日変化と磁気嵐等による擾乱がうまく表現されていないと思われる。また、EがX、Y、Zの一次結合として係数を求めた場合も必ずしも満足した結果を得ることはできない。これには電離層電流系の季節効果が含まれていると思われる。

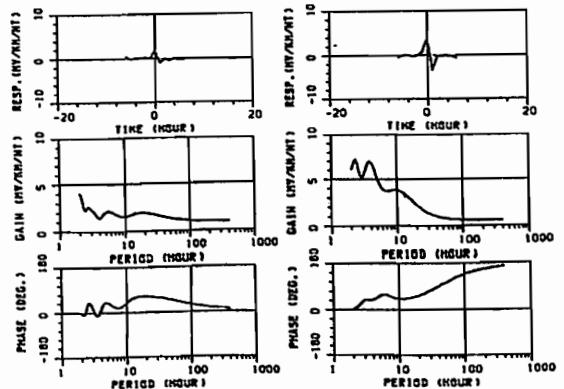
ISI-HIG(OBS)=IKAK X, KAK Y

1986 4M 15D 0H - 1986 5M 15D 0H (JST) INT=60MIN N=721



ISI-HIG(OBS)=IKAK X, KAK Y

1986 4M 15D 0H - 1986 5M 15D 0H (JST) INT=60MIN N=721



III-12

伊豆大島火山1986年噴火前後の空中磁気異常

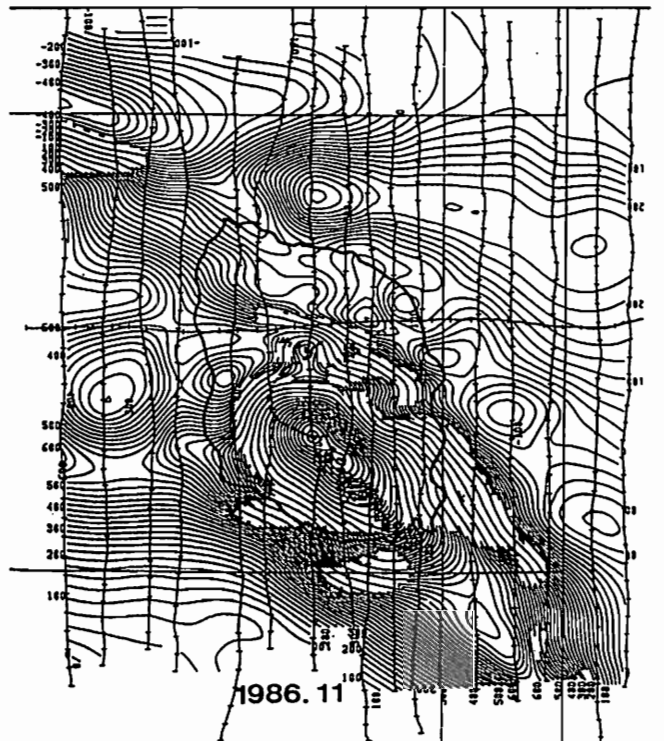
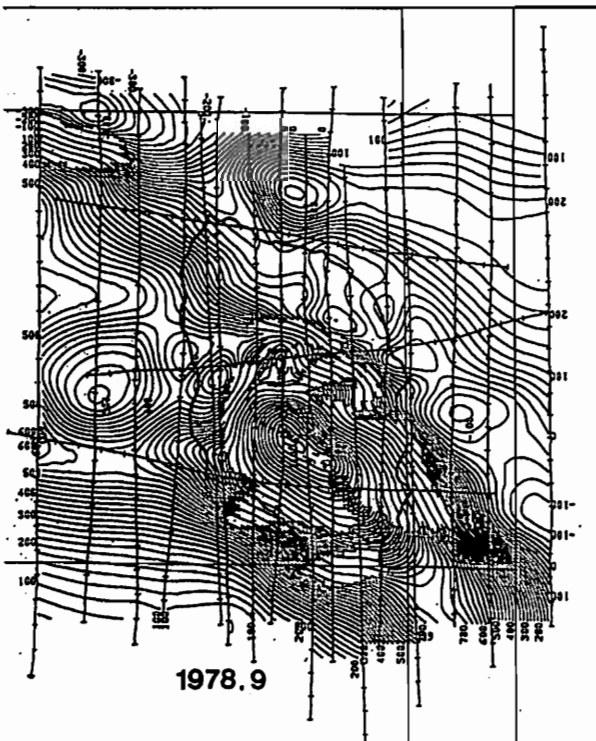
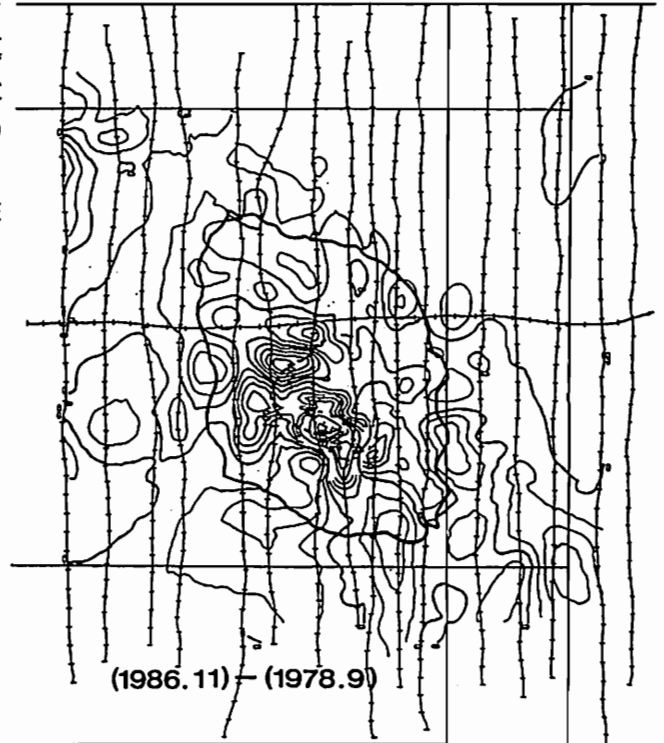
中塚 正, 大熊茂雄, 牧野雅彦 (地質調査所), 金子 力 (中日本航空機)

伊豆大島については地質調査所により1978年9月に空中磁気探査が実施されている。今回、同様の調査が1986年11月29~30日に中日本航空機によって実施され、噴火前と直後の比較を行った。

両者とも、飛行高度は3,500ftで、位置標定はロランC (双曲線または円航法) の測位データを対地写真によって補正している。経時変化補正は、1978.9は大島島内、1986.11は柿岡のデータに基づき、1986.11のDCレベルは概ね1978.9の結果と合うように設定した。

双方の磁気異常図 (下2図) は酷似し、良い再現性を示しているが、単純な図上での引算 (右図) を行うと、最大+300nTの変化が見られた。しかし、このような対比を試みる場合には、探査の測位精度 (高度を含む) に十分な考慮を払うこと及び測線と測線の間のコントアの引き方に任意性のあることを念頭におく必要がある。+300nTの変化のうち200nT分についてはその影響によるものと考えられ、結論的には、変化があったとしても最大±100nT程度であると考えられる。

なお、噴火前後の磁場変化の要因としては、マグマの上昇に伴う温度上昇による岩石の磁性喪失が主として考えられ、噴出した溶岩はまだ高温のため磁性を未獲得の状態が大部分であると考えられる。



III-13 房総半島南部嶺岡帯の全磁力異常

森尻理恵 木下 肇 長尾年恭
千葉大理 千葉大理 東大農研

1985年3月より、房総半島南部の全磁力測定を行ってきた。今までに $35^{\circ}03'N$ から $35^{\circ}08'N$ 、 $139^{\circ}53'E$ から $140^{\circ}09'E$ までの範囲内の測定が、ほぼ終了したので報告する。なお、この地域では全磁力測定の外に、長尾による、重力測定も行われている。また、1985年12月には、千葉大学で、小型エアガンを用いた音波探査を行った。これらの結果については、また別の機会に報告する予定である。

鴨川付近の海岸には、枕状溶岩の大きな露頭が存在する。そして、嶺岡山（海拔360.8m）を中心とする東西に連なる嶺岡山地には超塩基性・塩基性岩類が、存在しており、この岩体の連なりは、東京湾側まで続いている。この岩体は、嶺岡帯と呼ばれ、第三紀テクトニクスを考える上で注目されている。今まで、地質学的・岩石学的研究は数多く報告されているが、この岩体の構造、規模等を推定するようなデータは少ない。

この地域には、NEDOのIGRF残差磁気図（高度10500ft）、地調の航空磁気図（高度1500ft）が公表された資料として存在する。しかし、地調の磁気図は測定上の制約から、嶺岡帯上空は空白域になっている。また、NEDOの磁気図は嶺岡上空をカバーしているが、高度が大きいため、浅部構造が原因の異常ではなく、深部構造が原因の異常を示していると考えられる。

そこで、高度の異なる磁気図を比較する事によって、磁気異常をもたらすものの規模を推定することが可能であろう。

陸上での全磁力測定の結果を図1に示す。これを見てわかるように、磁気異常の分布と岩体の分布は、良い一致を示す。そして、NEDOのデータと比較してみると、一般に $-200nT$ の磁気異常ベルトとして知られているものは、地表に露出している、嶺岡の超塩基性・塩基性岩体によるものではなく、深部構造によるものであると考えられる。

今後は、この周辺地域から得られている他のデータともあわせて広域的な解析につなげていく予定である。

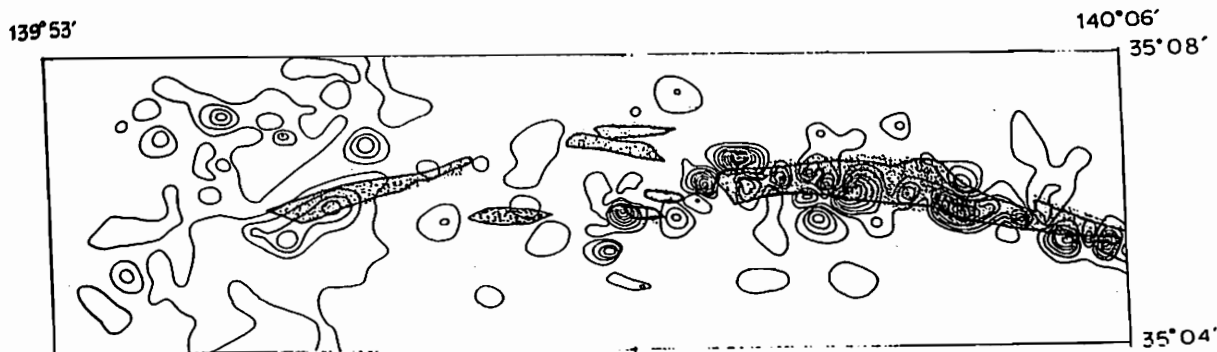


FIG.1 anomaly map (surface)

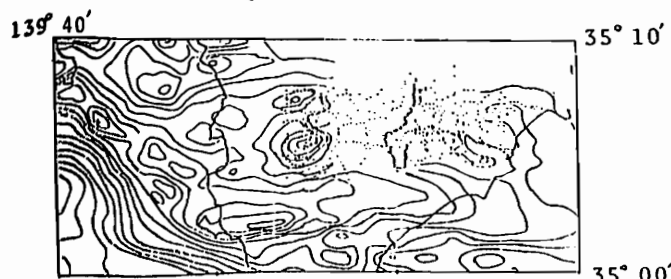


FIG.2 (GSJ, 1980 & JICA, 1983)

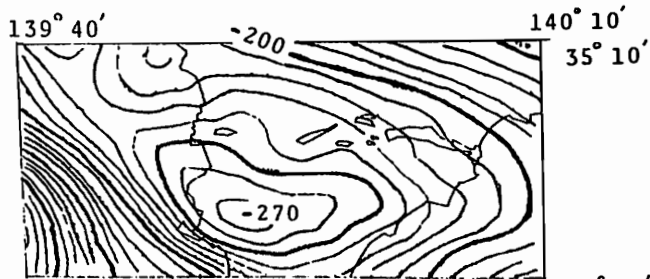


FIG.3 aeromagnetic map (NEDO)

1. 広域磁気異常図の作成

中部日本で、表層の火山起源の磁気異常を補正して、長波長磁気異常を解析した。用いたデータは、新エネルギー総合開発機構によって得られた高度約 3200 m での全磁力 IGRF 残差図である。地磁気地形補正を 41 個の山体について施し、表層物質による長波長磁気異常への影響を軽減し、広域磁気異常図を作成した。

このようにして得られた広域磁気異常図は、の 5 つの領域に大別できる。(A)糸魚川静岡構造線と相模トラフに囲まれた伊豆半島周辺の二次元性の磁気異常が卓越した領域、(B)糸静線の東側、長野県中部で大規模な貫入岩体に伴った磁気異常のある領域、(C)長野県北東部から火山フロントと平行な短波長磁気異常の卓越する領域、(D)糸魚川静岡構造線より西側の非常に波長の長い成分が卓越する領域、(E)能登半島から南にかけてのその成因が貫入岩体に伴うと考えられる東西方向に二次元的な異常のある領域。

2. 貫入岩体に伴う磁気異常

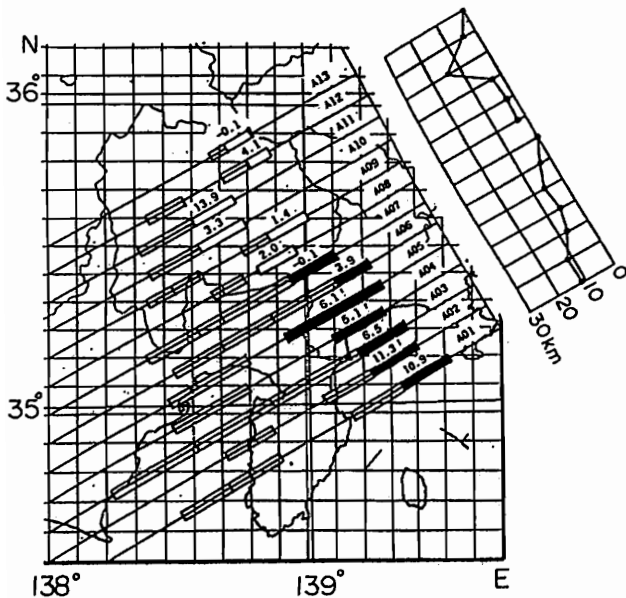
伊豆半島を中心とした領域(A)では、帯磁を 2.5×10^{-3} emu/cc と仮定すれば、一連の二次元的な磁気異常の帯磁を担う岩体の上面は丹沢で地表に現れ、磁鉄鉱系花崗岩の大規模な貫入とほぼ一致する。相模トラフ沿いにも丹沢と同じ磁性を持つ磁鉄鉱系の花崗岩の貫入があると考えれば、磁気異常の解析によって得られるこの岩体の推定上面深度は、第 1 図に示したようになる。

3. 地殻深部起源の磁気異常

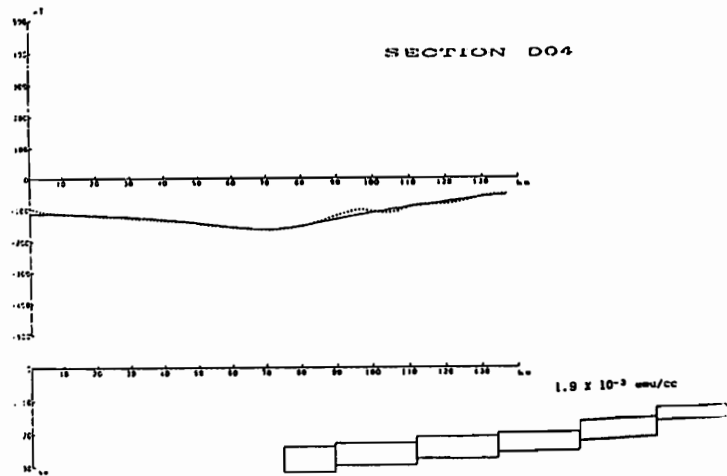
領域(D)でも領域(B)と同様な花崗岩の大規模な貫入はあるが、表面地形に伴った地形性の磁気異常はない。表層地質構造の違いによって生ずる磁気異常が殆どないことから、この領域での磁気異常は上部地殻起源でないことが推定される。爆破地震によって得られた速度構造を基に磁気構造をモデル化すると、中央構造線より北約 40 km から南側の下部地殻が 1.9×10^{-3} emu/cc 程度の帯磁を持たば、この磁気異常は非常に良く説明される(第 2 図)。安定地塊では下部地殻が強い帯磁を持つとされてきたが、弧状列島の下部地殻は磁性を持たない。これには、二つの解釈が考えられる。一つは、温度構造の違い、つまり、安定地塊では帯磁を担うマグネタイトなどのキューリー一点がモホ面より深い、弧状列島では、コンラッド面より浅い。もう一つの解釈は、もともとこの領域には磁性を持った下部地殻が存在しない事が考えられる。

以上の解析から、長波長磁気異常の成因は、磁鉄鉱系の花崗岩類の貫入であると考えられる。また、波長の特に長い成分については、一部の下部地殻の帯磁であると考えられる。

第 1 図 相模トラフ沿いの磁性体上面深度



第 2 図 地殻深部の帯磁に伴う長波長磁気異常の解析例



佐柳敬造¹ 伊勢崎修弘¹ 北原康夫²

1 神戸大理 2 小松製作所

日本海は日本列島と朝鮮半島及びシベリア東部の沿海州に囲まれた縁海である。その中央部には大和海嶺が走り、北側に日本海盆、南側に大和海盆を有する。

大和海盆には大和、B、明洋、明洋第3の4海山がある。これらの海山列は 1)大和海盆の中に列状(南西-北東)に存在し 2)その方向は大和海盆の走向に平行であることから、大和海盆の生成と強い関連をもっていると考えられる。大和海山列を調べることは、大和海盆の生成過程を知る上において、ひいては日本海の生成に対して興味あることである。この研究では大和海山列の磁氣的性質を求めることから大和海山列や大和海盆の生成過程を推測することを目的とした。

1985年7月15日から8月3日にかけて若潮丸(日本サルベージ)によるDELIP1985航路が行われた。この航海において大和海盆に分布する4つの海山の地磁気調査をおこなった。ここでは、全磁力異常の解析結果について報告する。

すべての海山について顕著な異常がみられた。全磁力異常振幅の最大値はB海山で観測され611nTであった。また最小値は明洋海山の172nTであった。

観測値を説明するために各海山にTalwani法を適用しモデル計算をした。B海山は正帯磁に磁化し、大和、明洋、明洋第3の3海山は正帯磁と逆帯磁の部分が混在していることがわかった。B海山の偏角は340°、伏角は40°であった。大和海山は2つの峰が偏角0°、伏角40°と偏角0°、伏角60°の正帯磁で、残りの1つの峰が偏角180°、伏角-40°の逆帯磁と考えると、観測値をよく説明できた。明洋海山は中央にある峰が逆帯磁で南東部と西部の峰が正帯磁に磁化していることがわかった。逆帯磁の偏角と伏角は180°、-40°、正帯磁の偏角と伏角は各々0°、50°と10°、40°であった。明洋第

3海山は山体上部が逆帯磁で下部が正帯磁とすると観測値をうまく説明できた。上部の偏角は70°、伏角は-30°で下部は偏角0°、伏角60°であった。

表1は4海山の今回の解析結果をまとめたものである。大和海山列について次の2つの特徴を上げることができる。①4海山のうち、大和、明洋、明洋第3の3海山が正帯磁と逆帯磁の混在する海山である。

②磁化の偏角が0°(あるいは180°)からあまりずれていない。

大和海盆における海山の地磁気異常の研究から次のことを結論した。

- 1) 大和海山、明洋海山、明洋第3海山の3海山は、各々の山体の中に正帯磁の部分と逆帯磁の部分の磁化を考えると観測値をうまく説明できる。
- 2) 大和海山列の生成期間は少なくとも1 polarity以上にわたっていた。
- 3) 4海山の偏角が0°(あるいは180°)からあまりずれていないことから、大和海山列は生成後に回転しなかった。

表 1 解析結果のまとめ

Seamount	Peak	Polarity	Dec. (deg)	Inc. (deg)	Int. (A/m)
Yamato Smt	A ₁ , A ₂	N	0	40	3
	A ₃	N	0	60	6
	A ₄	R	180	-50	5
B Smt		N	340	40	4.5
Meiyo Smt	C ₁ , C ₂ , C ₃	R	180	-40	2.5
	C ₅	N	0	50	6.0
	C ₆	N	10	40	5.5
Meiyo-Dal3 Smt	U	R	170	-30	2.5
	D	N	0	60	6

DEL P 航海の現状について

DEL P・地震予知グループ一同 (発表者 伊勢崎 修弘：神戸大理)

1984,85,86年は、特定研究(1)(代表者 秋本俊一)によりDEL P航海が沖縄トラフ、日本海、北西太平洋にて行われてきた。87年以降も本格的なDEL P計画の中で、引き続き航海が予定されている。

沖縄トラフと日本海航海は背弧海盆の成因調査、北西太平洋航海は海洋地殻構造の調査が主たる目的であった。これらの航海では以下の観測が実施されている。

1. ダイナマイト及びエアガンを使用した人工地震探査(同時に自然地震も観測している)。
2. SEISMIC PROFILER (シングルチャンネル)。
3. 3.5 KHz及び12 KHzのECHO-SOUNDING。
4. ヒートフロー。
5. ドレッジ。
6. プロトン磁力計及び船上三成分磁力計による磁場測定。

本学会に直接関係ある項目は6番であるが、従来項目の1が主役であった。それは関係ある参加者が多勢あり、その熱意も大であるところに依る。しかし、項目6番以外にも本学会員が多数参加し研究することが、積極的に要求されてきている。例えば海底電磁場測定、海底堆積物や岩石の古地磁気学、岩石磁気学等である。

ここで、これまでのDEL P航海の結果や将来計画を説明し、本学会員にDEL P航海の理解を深めていただき、より積極的な参加を呼びかける予定である。

沖縄島西方海域における磁気異常の特徴について

大熊 茂雄, 中塚 正 (地質調査所)

地質調査所では、1967年以来日本周辺海域を対象に空中磁気探査(プロトン磁力計による全磁力測定)を実施してきている。その主たる目的は、石油・天然ガス資源に関連して堆積盆の分布・規模を明らかにすることであるが、作成される磁気異常図は、広く地下構造解明の貴重なデータとなっており、20万分の1空中磁気図(5nTコンター)として刊行されている。

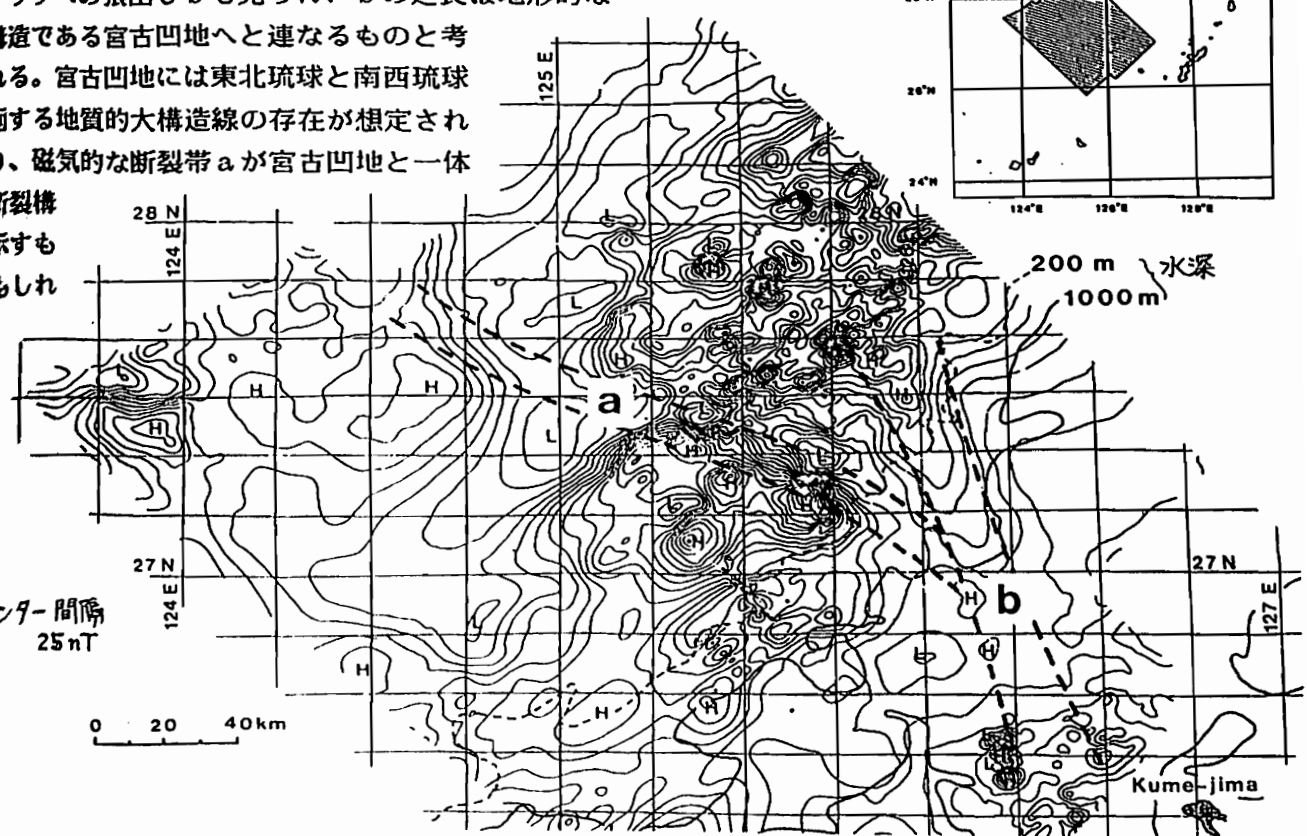
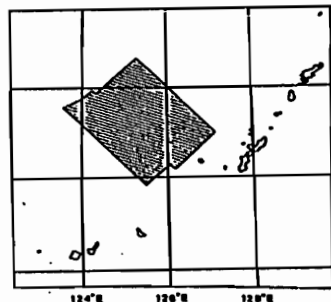
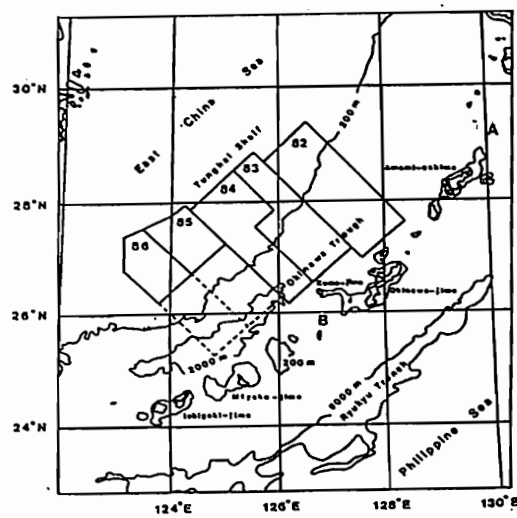
1982年以降は、南西諸島西方の沖縄トラフから東海陸棚の海域についての調査(右図参照)を実施しており、今回は、その海域に見られる磁気異常の特徴について述べる。下図は、主として1984~85年の測定データに基づく磁気異常を示しており、IGRF残差である。約5km間隔でNW-SE方向の測線上で測定された結果に、地磁気日変化補正、電波航法位置測定に対する補正および交点コントロール補正を施している。

南西諸島西方海域では、全般にトカラ火山列の延長に相当する地帯と東海陸棚縁辺地帯に短波長の磁気異常が認められ、それらの間および陸棚内側は弱異常帯となり、NW方向の大きなトレンドが形成されている。ところが下図aで示すように、沖縄西方海域において、これに連続した断裂帯の存在が検出された。aに付随して陸棚からトラフへの張り出しbも見られ、bの延長は地形的な断裂構造である宮古凹地へと連なるものと考えられる。宮古凹地には東北琉球と南西琉球を区画する地質的大構造線の存在が想定されており、磁気的な断裂帯aが宮古凹地と一体

の大断裂構造を示すものかもしれない。

コンター間隔 25nT

0 20 40km



Ⅲ-18 北西太平洋の JAPANESE 磁気異常群 の再同定

中西正男・玉木賢策・小林和男
(東大海洋研究所)

北西太平洋の海域の磁気異常群の解析は HILDE et al. (1976) によって行なわれ、M0～M26が同定された。その後現在までにこの海域の磁気異常群の解析結果はなくこれが唯一のものである。この十年間に、DATAも増加し、その後多くの航海がこの海域で行なわれ、また測位精度も向上した結果、HILDE et al. (1976) とは一致しない結果もかなり出てきた。また磁気異常を計算するときに必要な基準磁場も現在は1965～1980年の間が絶対的国際基準磁場(DGRF)として決定されて、かなり正確なものになった(AGA Division I Working Group 1, 1985)。以上のような状況を踏まえて我々は、北西太平洋の磁気異常群について再検討することにした。今回は、その第一報としてJapanese磁気異常群の再同定結果を報告する。

今回解析に用いたデータは海洋研の航海データ(10files)、KAIKO計画のデータ(2files)、地質調査所から提供されたデータ(8files)、DELP航海のデータ(1files)、さらにアメリカのデータセンターNOAAのNGDCから提供されたデータ(205files)の226filesである。特に、今回は、磁気異常からだけでなく、測深データも合わせて検討して、従来不明瞭であったいくつかのFracture Zoneの存在を明確にすることができた。さらに、拡大速度と磁気異常の走向を検討することによりM21とM20との間に明瞭なテクトニックイベントを確認した。

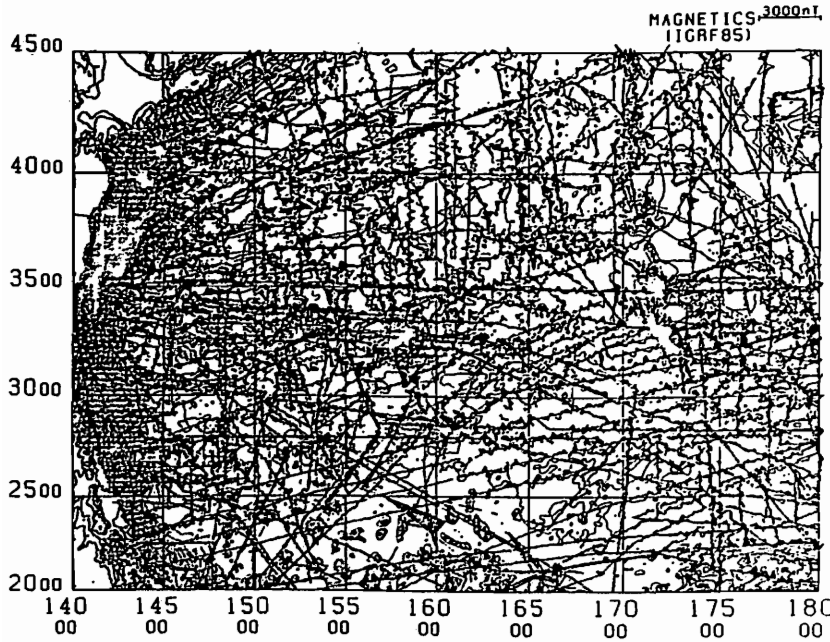


図1 北西太平洋の地磁気異常のProfile図

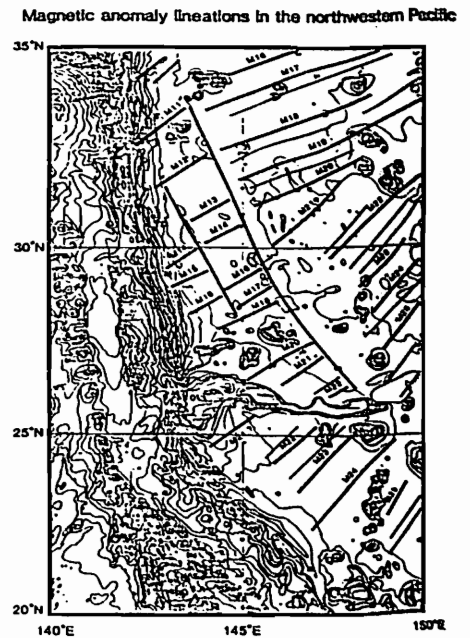


図2 解析結果の一部

木下 肇

千葉大学理学部

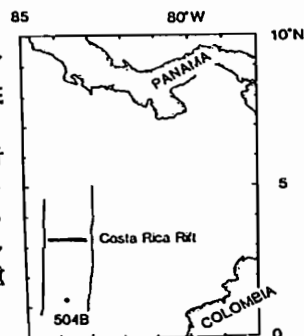
コスタ・リカ海嶺(位置図参照)に設けられた海底掘削孔(DSDP/ODP Hole 504B)に於て、1985年9-10月にかけて大洋底掘削事業計画(ODP)の用船 *JoIDES Resolution* (Schlumberger社所属)によって、通算5度目の物理・化学的孔内計測が行われた。この掘削孔は Leg 69, 70 (1979), 83 (1981), 92 (1983、計測のみ)および Leg 111 (1985)によって海底面下1562.3mまで掘り下げられており、Layer 2Cに達しているものと考えられ、地球科学、ことに海洋底地殻の計測用実験室として重要な役割を果たしてきた。この孔の特徴は:

- 1、熱水循環の *in situ* 観察が可能である。
 - 2、海水-岩石化学反応が進行中である。
 - 3、音響的基盤層2Cから3に肉薄して居る。
 - 4、岩石磁気的変質度のコントラストが強い。
- などであるが、今回は次のような作業と計測を行った。

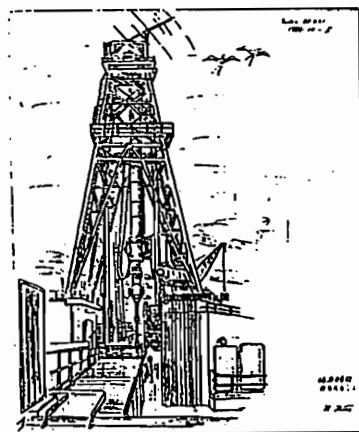
- 1、孔内温度プロファイル測定と孔内海水の採取。
 - 2、掘削深度の伸長。
 - 3、はんれい岩層からのサンプルの採取。
 - 4、構造的透水率の測定。
 - 5、ニュートロン・ガンマ線源による元素分析。
 - 6、鉛直方向音波速度断面計測。
 - 7、孔壁音波速度計測。
 - 8、孔壁音波反射率解析。
 - 9、多重チャンネル音波速度解析。
 - 10、孔内磁場測定。
 - 11、孔壁面超音波テレビモニター。
 - 12、通常 logging。
 - 13、Heat Flow 異常分布の検定と熱水循環の関連性の調査。
- (この場合別の hole 678A を掘削した。)

これらの作業を約50日にわたって行ったが、孔底海水温度が145°Cと1979年の掘削時の予測平衡温度に比してやや低かったものの、相変わらず厳しい環境にあることには違はなく、しばしば測機の故障に直面した。

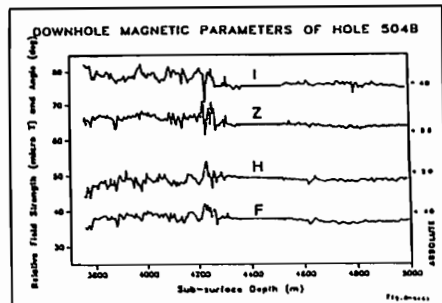
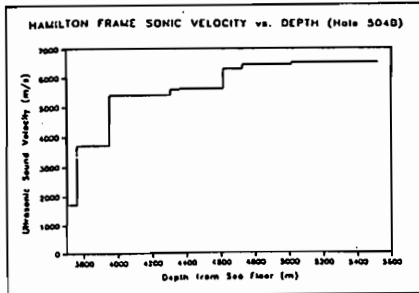
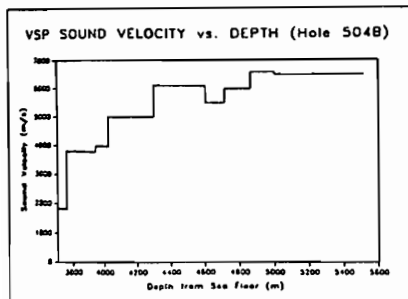
今回の発表では特にBHM, VSP および岩石物性・磁気物性を中心に Hole 504B の有する地学的重要性についてのべる。



1: Hole 504B 位置図。



2: J/R の作業場風景。



3: VSPレコードと岩石試料の物性。

4: BHMによる全磁力異常分布断面。

北アナトリア断層帯西部域の
電磁気異常と活断層構造

本蔵 毅守¹⁾, 大志万 直人²⁾, 宮腰 潤一郎³⁾
佐竹 健治¹⁾, A. M. Isikara⁴⁾

¹⁾東工大 理 ²⁾日大文 理 ³⁾鳥取大 教 養 ⁴⁾Bogazici Univ.

昨年7~8月、海外学術調査の一環として北アナトリア断層帯西部域で再び電磁気観測を行った。観測項目は、全磁力、自然電位、VLF-MT、ELF-MTであるが、この他に連続観測のための予備観測を全磁力と自然電位について行った。

図1のIZNIK-HEKECE FAULTの中心部が主調査域であるが、全磁力異常については北側にあるもう一つの断層近傍でも調査を行った。本稿では、主調査域において発見した磁気異常について、特に活断層構造との関連において議論したい。

図2はトレンチサイト付近の全磁力分布を示している。活断層線に沿って正の異常が東西に延び、その南側で一度全磁力は減少するが、再び急激に増加するという傾向がよくみえる。突はこの付近では、活断層の北側に数百メートルにわたって高帯磁層が広がっていることが、すでに前回の調査でわかっている。問題はむしろ、なぜ断層線の南側に負の異常が出現するかということである。地質境界はこの断層線のさらに南方に存在しており、図2の範囲内の基盤岩はほとんど安山岩である

と考えられている。したがって、観測された負の磁気異常は広範な正の異常中のローカルな負異常と解釈できる。この原因としては、断層活動による破砕によって基盤岩が突発的に磁性を失ったことが考えられる。同様の磁気異常はさらに数km東部においても発見されているので、詳しい解析を行えば活断層構造に関する情報が得られるであろう。

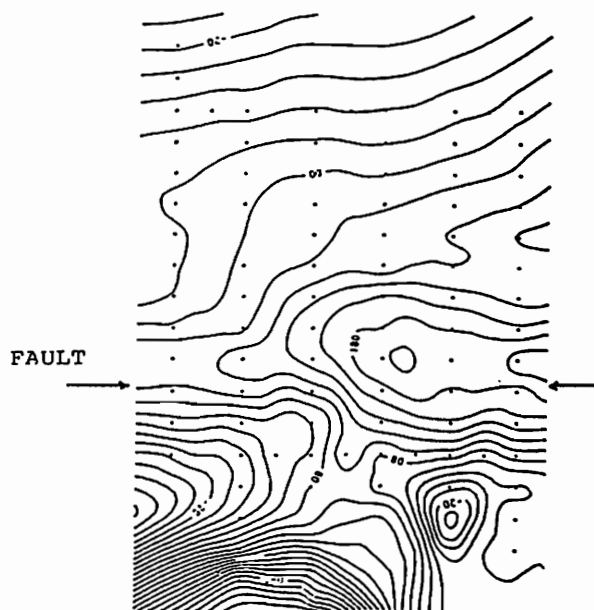


図 2

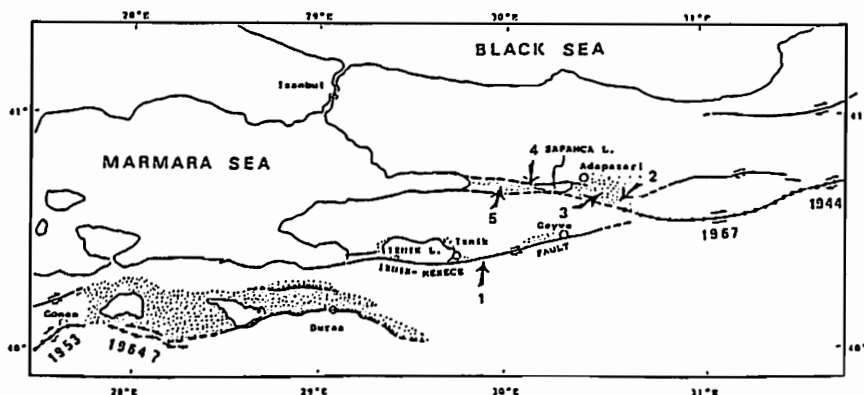


図 1

北アナトリア断層 İ z n i k - M e k e c e 地域での
全磁力観測 (1)

大志万 直人
日大文理

本蔵 義守
東工大 理

A. M. Isikara
Boğaziçi大

1986年7月6日より8月14日まで、トルコ共和国北アナトリア断層のİ z n i k - M e k e c e 地域において、各種の調査が実施された(例えば、佃他、1986年)。この地域は、1967年のMudurnu地震(M7.1)の震源域の西側に隣接する。

全磁力観測は、磁気測量(断層に沿って存在する地磁気異常(Honkura et al. 1985; Isikara et al. 1985)の調査を目的とする)、連続観測(3観測点)、くりかえし磁気測量(26測点)が行われたが、ここでは、主として連続観測について述べる。

図1に、連続観測点(◎)とくりかえし磁気測量の測点分布(●)を示す。3点の連続点のうちDirazaliとÇerkesli Southの2点は、ほぼ断層直上に位置する。また、観測点Çerkesli-SとÇerkesli-Nは、それぞれ、Isikara et al. (1985)で報告されている、顕著な磁気異常の正のピーク(約46700nT)と負のピーク(約46300nT)にほぼ対応する位置に設置した。これは、この2点間の全磁力差の変化をより効率良く検出することを目的としたものである。使用したプロトン磁力計は、Çerkesli-Sには測機舎製のPPM-739C(分解能1nT)を、Çerkesli-NとDirazaliにそれぞれ自作のもの(OSMAN1型、OSMAN0型; 分解能0.1nT)である。また、観測期間は、Dirazali: 7月12日-8月14日、Çerkesli-S: 7月28日-8月14日、Çerkesli-N: 7月29日-8月14日である。

図2に、Dirazaliを基準とした、Çerkesli-SおよびÇerkesli-Nでの夜間(0時から4時まで)の全磁力差を、全観測期間分示す。図を見て明らかなように、Çerkesli-S-Dirazaliには、わずかな変動が見られる。一方、Çerkesli-N-Dirazaliでは、その地点差がほとんど一定であることがわかる。これは、Çerkesli-Sに問題があると思われる。長期間の観測という観点から、小学校等を、観測点に選んだ(DirazaliとÇerkesli-S)。しかし、残念ながら、この村の小学校の位置は、3点の内では一番条件が悪かった。

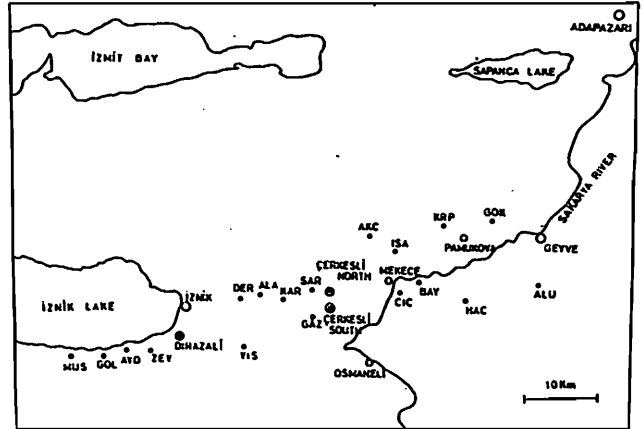


図1

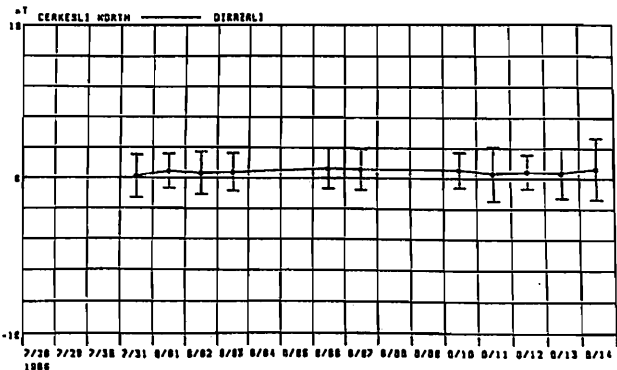
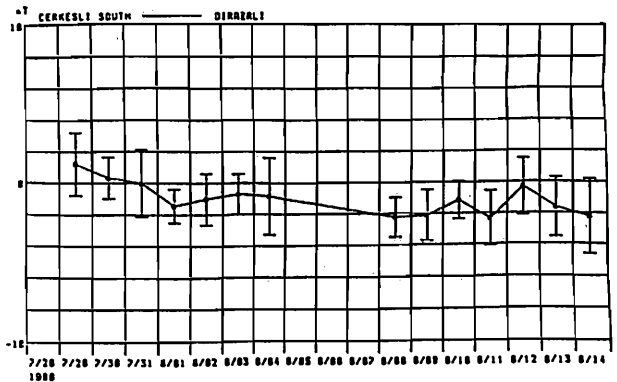


図2

III-22

人工地震時に観測された全磁力・地電位変化

小田博之・小竹信成・酒井英男・中山武・土居光

(富山大・理)

(京大防災研)

長野県西部地震の余震域で1986年10月22日に人工地震の合同観測が行われた。当日01時12分には王滝村松越西方の鈴が沢付近(地点S-2)で地下65mに火薬80Kgが設置され爆破が行われた。爆破の際の電磁気現象の変動の有無を調べる目的で全磁力・地電位の観測を行った。全磁力の測定にはハリソン+GM122型磁力計を用い、地電位は硫酸銅溶液と銅の電極による簡易型地電位計にて測定した。いずれも改良を施しバッテリー使用での連続観測が可能となっている。

磁力計は爆破口から水平距離で約33m、高さ2mの地点にアルミポールを立て設置した。爆破による振動で磁力計のセンサーが動かないように十分な固定を施した。センサー固定点の周囲数十cmの範囲(大体センサー一個分の水平及び上下の範囲)での磁場勾配は1nT以下であり磁場はかなりフラットであった。全磁力の自動記録はプリンターにて出力し、発破時の20分前から約1時間の間は6秒に1回の割合でサンプリングした。

地電位の観測はほぼ直交した2測線(共に60m間隔)にて行った。1つは爆破口をはさむほぼ南北走向の測線で、もう1測線は爆破口より10m南を走る東西に近い走向のものである。各データは2チャンネルにて毎分1CMのスピードにて記録した。

測定結果

全磁力値は爆破後の数十秒間で爆破前に比べ約3nT増加した。当日の西天生(京大防災研上宝)の全磁力データに比べ短周期の変化が見られるが爆破時を除くと大きな変動はよく

一致している。西天生の記録で日変化を補正すると爆破時の変化量は約2nTと見積られた。自然電位は爆破後、爆破前に比べ東西の測線で約2mV、南北の測線で約10mVの増加が認められた。東西の測線は爆破直後に変化したが南北は爆破から変化まで時間のずれを伴った。これらの変化はその後1時間の観測では回復しなかった。また全磁力については5時間後の観測でもあまり回復しなかった。

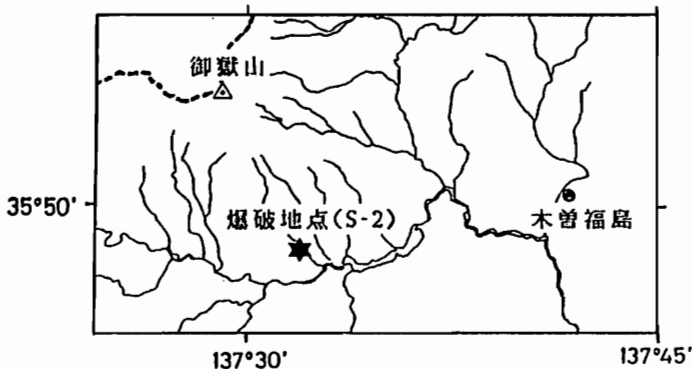
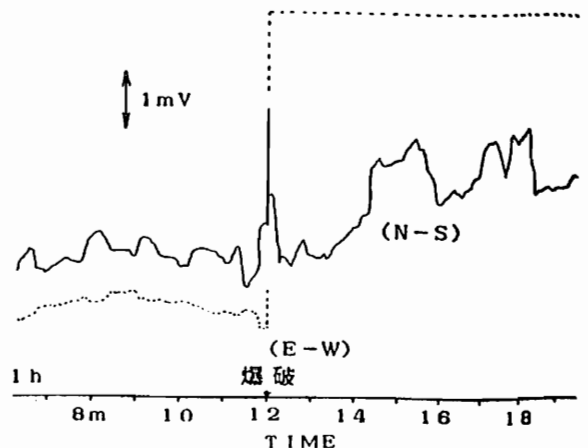
以上の全磁力・自然電位の変化は爆破に関係して起きたものと考えられる。

爆破による変化が顕著で緩和しにくい原因は、爆破地点の地下構造が関係しているのかもしれない。この地域は長野県西部地震の余震域(断層破砕帯?)であり断層では電磁気現象の異常が出易いこととの関連が考えられる。

爆破口におけるボーリングコアの岩石はシト質でしかも磁性鉱物が豊富に含まれていた(富山大学・氏家治・助教授私信)。同地域での大地比抵抗探査によるとこのシト層は地下25mより下に続いていると考えられる。この岩石は、残留磁化は比較的強く($10^{-1} \text{Am}^2/\text{kg}$)逆帯磁のものが多い。

地電位の変化については岩体がシト質であることから、含水率の増加に伴う電位変化の増大や地下水の動きによる流動電位が、機構として考え易い。つまり爆破の際に引き起こされた電極周辺の流動電位変化を支持する。

SELF POTENTIAL



横山 由紀子、行武 毅
(東京大学地震研究所)

1. はじめに

前回は、地球核内での流体運動によってつくられる誘導磁場のモードについて発表した。今回は、得られたモードを利用して誘導磁場の振幅を求めた。ポロイダル誘導磁場をつくる流体運動と初期磁場の組み合わせは、ポロイダル速度場とトロイダル磁場①、ポロイダル速度場とポロイダル磁場②、トロイダル速度場とポロイダル磁場③の三通りがある。②の組み合わせについては、今までに磁場の西方移動をつくる機構として考えられたことはなかった。①と③の組み合わせについては今まで考えられてきたが、実際に速度場を与えて誘導磁場の大きさを計算した例はほとんどない。そこで、3通り全てについて、速度場と初期磁場を与えて誘導磁場の強さを求め、それぞれの組み合わせの性質を比較した。これらの性質は、地磁気永年変化の機構を考える上で基盤となる。

2. 地磁気永年変化

地球磁場は、軸対称な磁場を除くと、移動性の成分の他に停滞性の成分を含んでいると言われている(Yukutake 1985)。磁場のポテンシャルを球関数に展開して(n,m)で階数、次数を表すと、(1,1)、(2,2)、(3,3)、(4,4)のセクトリアルモードは移動性が最も顕著である。(2,1)、(3,2)、(4,3)のセクトリアル項より一次低いモードも移動性がある。(3,1)、(4,1)、(4,2)のモードには移動性成分が認められない。

3. 結果

定常状態、 $H_0 \gg h$ (H_0 は初期磁場、 h は誘導磁場)を仮定して、誘導方程式を用い、誘導磁場の強さを求めた。図1は、ポロイダル速度場 V_S とトロイダル磁場 H_T ①の組み合わせで、階数に対して速さがほぼ一定としたときの地球表面での誘導磁場の振幅である。この組み合わせでは、 $V_S(3,2)$ と $H_T(2,0)$ の相互作用で $h_S(2,2)$ と $h_s(4,2)$ ができる。地磁気永年変化の解析結果を見ると移動性磁場としては(2,2)モードがあるが、(4,2)モードは認められない。このことより①の組み合わせでは、一見移動性磁場を説明できないように見える。しかし、図1より(4,2)、(2,2)モードの振幅比を求めると0.05となり(4,2)モードは無視できることが分かる。よって、①の組み合わせでも移動性磁場を説明することは不可能ではない。

同様に②と③の組み合わせでも移動性磁場を説明し得る。また、三つの組み合わせの性質をまとめると表1のようになる。

4. 展望

以上三通りの組み合わせの結果と地磁気永年変化の観測値とを比較することにより、地球核内の流体運動を推定することが可能になると期待される。

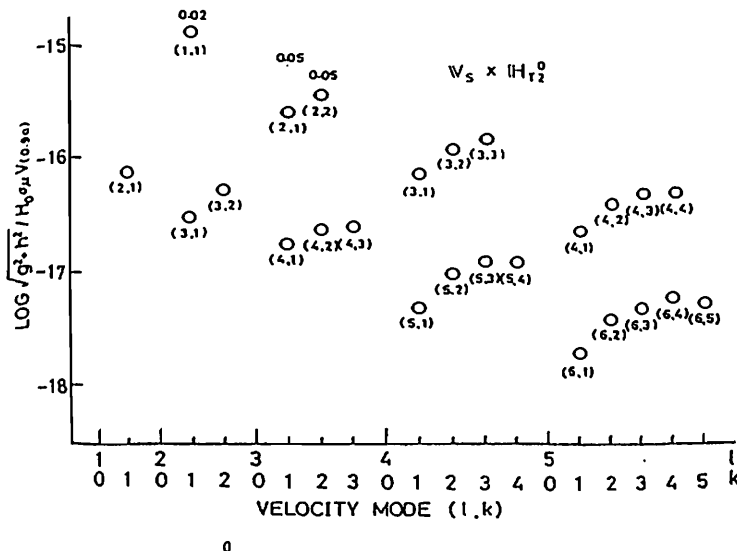


図1: $V_S \times H_T$ のつくるポロイダル誘導磁場の強さプロットの上の数字は、二つの磁場の比を表す。

表1: まとめ

組み合わせ	特徴
① $V_S \times H_T$	・二つのモードが同時にできる。 ・セクトリアル項がやや大きい。
② $V_S \times H_S$	・二つのモードが同時にできる。 ・三つの組み合わせの中で最も効率が良い。 (①の1-10倍)
③ $V_T \times H_S$	・低階数の磁場が卓越する。 ・次数が大きくなるにつれて磁場が大きくなる。 (階数が一定のとき)

III-24 非双極子磁場の停滯性部分と 移動性部分から推定されるコアの運動

松島 政貴, 本蔵 義守

(東工大理)

地球の非双極子磁場が作り出されるメカニズムとして広く受け入れられているものとして、コア内部の強いトロイダル磁場とコアの対流運動との相互作用があげられる。逆に、このメカニズムにより、非双極子磁場のデータを用いてコアの運動を推定することができる (Nagata and Rikitake, 1961; Rikitake, 1967)。コアの運動としては次のように、対流を表すポロイダル速度場を考える。

$$\mathbf{v} = \begin{cases} -n(n+1)\xi_n^m(r)r^{n-1}y_n^m \\ -[r\frac{d\xi_n^m}{dr}+(n+1)\xi_n^m]r^{n-1}\frac{\partial y_n^m}{\partial\theta} \\ -[r\frac{d\xi_n^m}{dr}+(n+1)\xi_n^m]r^{n-1}\frac{\partial y_n^m}{\sin\theta\partial\phi} \end{cases}$$

トロイダル磁場 T_z は $r=c$ と $r=c+\Delta c$ との間の球殻以外は 0 とする。計算の際は、 $c=0.8a$ 、 $\Delta c=0.1a$ とした。ここで、 a はコアの半径である。

速度場を求めるときには次のことを仮定する。(1) 非双極子磁場は定常状態である。(2) 対流運動とトロイダル磁場 T_z 以外の磁場による相互作用は無視する。(3) 対流運動を弱める ponderomotive force は無視する。

またこのメカニズムに基づく方法を、非双極子磁場を停滯性磁場と移動性磁場とに分離したモデル (Yukutake and Tachinaka, 1969) に適用し、分離されたそれぞれの磁場からコアの運動を求めると、タイプの異なる速度場が得られている (Honkura and Rikitake, 1972)。

ここでは停滯性磁場および移動性磁場のゆらぎを考えたモデルに対してこのメカニズムに基づく方法を適用した。すると停滯性磁場に対する対流のパターンと移動性磁場に対する対流のパターンとは全く異なった結果が得られた (図 1、図 2)。この結果の解釈として、更に詳しい研究を必要とするが、2 層の対流が考えられる。またコアの速度場の時間変動は、停滯性磁場および移動性磁場のゆらぎとして現れていると考えられる。

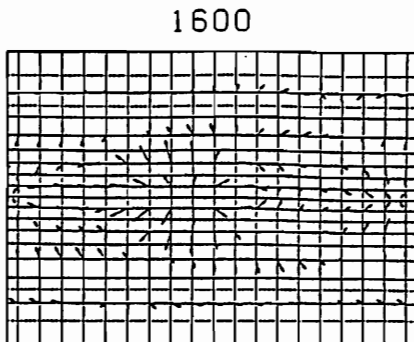


図 1 停滯性部分

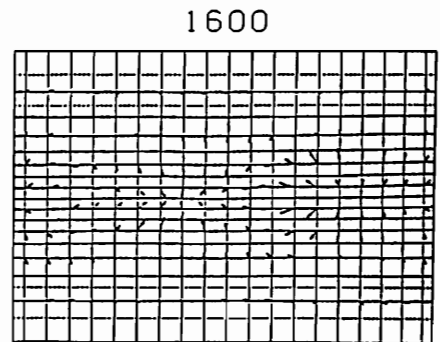


図 2 移動性部分

遠藤 尚考・河野 長
東工大理

一般ダイナモの方程式
$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nu_m \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1)$$

において、磁場と速度場を球面調和関数によって展開する方法は、Bullard & Gellman (1954) により示されている。速度場を U_α 、誘導する磁場を U_β 、誘導される磁場を U_γ 、(U はトロイダル又はポロイダルな場を表す r を含む関数) で表すとすると、定常な磁場を生成するダイナモに対しての、 U_γ の従う方程式は

$$r^2 \frac{\partial^2 U_\gamma}{\partial r^2} - \gamma(\gamma+1)U_\gamma = V \sum_{\alpha} \sum_{\beta} (U_\alpha U_\beta U_\gamma) \quad (2)$$

の形に書ける。左辺第2項は減衰の効果、右辺は磁場と速度場の相互作用による生成の効果を表し、 V は速度場の大きさを示すパラメーターである。(2)式の右辺の各項は、Gaunt積分、Elsasser積分と呼ばれる次の積分に依存する。

$$K_{\ell m n}^{u v w} = \iint Y_\ell^u Y_m^v Y_n^w \sin\theta d\theta d\phi \quad L_{\ell m n}^{u v w} = \iint Y_\ell^u \left(\frac{\partial Y_m^v}{\partial \theta} \frac{\partial Y_n^w}{\partial \phi} - \frac{\partial Y_m^v}{\partial \phi} \frac{\partial Y_n^w}{\partial \theta} \right) d\theta d\phi$$

ここで $Y_\ell^u(\theta, \phi)$ は正規化された球面調和関数である。k, l は選択規則を満たす場合のみ値を持つので、あるのときに着目すると β に許される値は小數に限定される。しかしある運動(α)による磁場(β)との相互作用は無限に多くの誘導磁場(γ)を生じ、この為(1)又は(2)を数値的に解く場合、有限の項まで打ち切らねばならず、これが解の収束に及ぼす効果もうまく見續れないので、Bullard & Gellman 以来重大な障壁となっている。この問題に対する見直しを得る為、次の事を検討した。

i) 様々な速度場 U_α に対する相互作用関数について (下図参照)

Bullard & Gellman (1954) や Gibson & Roberts (1969) に、 $T_2 + S_2^{2k}$ 運動の組合せの時の相互作用関数が示されているが、ここでは任意の速度場について作図できるようにした。又して磁場(β)として、ある法則に従って選んだ磁場を用いて作図すると、相互作用するβ, γの組合せの出現にある傾向がみられることが判った。

ii) $K_{\ell m n}^{u v w}$, $L_{\ell m n}^{u v w}$ のパラメーター依存性の評価

これらの積分はそれぞれ個々のパラメーターを含んでおり、一般的な表現は著しく困難である。そこである (ℓ, m) を定めた時の

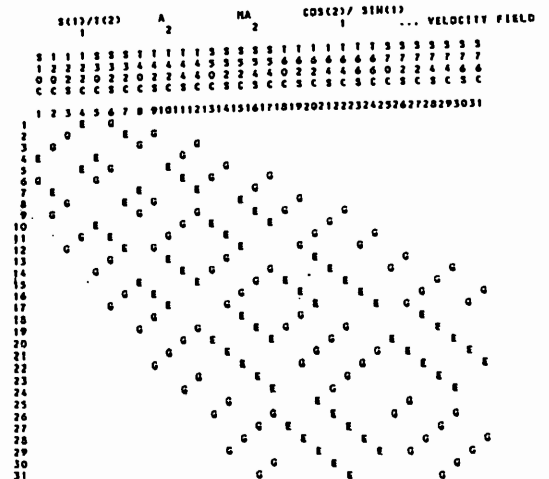
$$k_m = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \sum_{\gamma} (K_{\ell m n}^{u v w})^2$$

$$l_m = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \sum_{\gamma} (L_{\ell m n}^{u v w})^2$$

が次数 m とともにどのように変化するかを調べてみた。結果については現在検討中である。

※ 図の見方

今、 U_α として S_2^{25} を考えている。横方向に U_β 、縦方向に U_γ 。G と E は各々 Gaunt, Elsasser 積分の値がある所を表す。



堂面春雄

山口大・教育・物理

演者はこれまで、ほぼ日本全土にわたる地域(第1図)より採取した砂鉄試料について、熱磁気的性質を中心とした岩石磁気学的研究を継続してきた。便宜上、全国を7地区に分割し、それぞれの地区での特徴などを吟味しており、前回(1985年4月)は山口県の一部及び九州地区の砂鉄について、熱磁気的特性と、X線解析の結果について報告した。

今回は、山陰地区中、特に山口県日本海に面した、いわゆる“長門北浦海岸”の全域をカバーする15地点(第2図)より採取した、“変砂鉄”試料に関する熱磁気解析の結果の一部を報告する。

供試々料はいずれも、各地点より採取した変砂を、水洗・乾燥した後、窒素においてハンド・マグネットを用いて、強磁性鉱物(いわゆる砂鉄)を磁気分離したものである。今回の測定では、このようにして分離した強磁性鉱物をbulkで用い、特に粒度をそろえたり、grindingなどの加工はしていない。

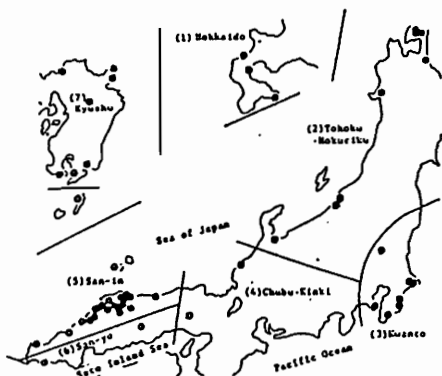
熱磁気解析には、全自動式熱磁気天秤(Narusé MB-2型)を使用し、空気中において、600°Cまで加熱・冷却を行った。温度変化のrateは300°C/hとした。

このようにしてえられた熱磁気曲線(J_s - T 曲線)の、1st runの加熱時におけるモードを比較・検討したが、今回報告するすべての供試々料は、主成分として、ほぼマグネタイトに近い580°C前後にキュリー点をもつ固相が卓越している。一方、360°C及び140°Cのそれぞれ近傍にキュリー温度をもつ強磁性固相を含む試料が多くみられた。

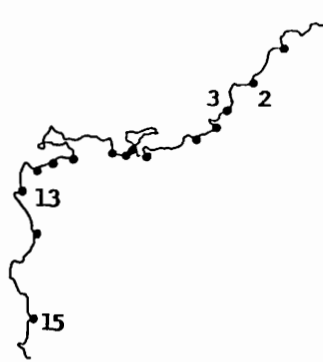
これらの中、中温度のキュリー点を示す固相は、一般に1st runの冷却時に消失するようであるが、低温度のキュリー点をもつ固相は、熱変化に耐しむる安定のようである。

かくて、1st runでの加熱 J_s - T 曲線のモードは、高温相A、中温相B及び低温相Cの3つの固相の組合せて特徴づけられるが、今回試料採取の対象とした長門北浦海岸の東寄りにA相、(A+B)-相のものが多くみられ、西寄り(響灘側)に(A+B+C)-相のものがみられる。

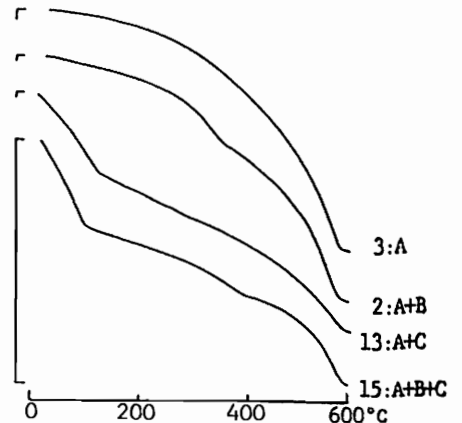
以上に測定結果の概略を示したが、これらの海岸における砂鉄の供給源(母岩)とみられる、それぞれの地層を形成する岩体について、同様の熱磁気解析を並行して実施しているので、これらの関連についても吟味したい。



第1図 砂鉄採取地点(全国)



第2図 変砂鉄採取地点(長門北浦海岸)



第3図 J_s - T 曲線例

西谷 忠師

(秋田大学 鉱山学部)

磁気帯磁率は普通室温で測定されるが、地下深部での誘導磁化の影響などを考える場合、加熱状態での帯磁率の値が必要である。加熱状態で帯磁率の測定が可能となるよう帯磁率計 (S I - 2) センサーコイル内に電気炉を置いて帯磁率を温度の関数として測定できるように改良を加えた。図 1 にその外観を示す。電気炉はセンサー中心部より外側に設置してある。測定時に素早くセンサー中心部に試料を移動させ、再び電気炉内に移動させる方法を取り、試料のない状態とある状態の値の差をとって測定値とした。測定した試料は、海底玄武岩及び $x = 0.6$ チタノマグネタイトとアルミナセメントを混合して固めた人工試料である。

図 2 には高温酸化を受けた海底玄武岩 (597C 8-7 9-12) の例である。温度を徐々に上げてゆく段階 (●印) と冷却段階 (○印) ではあまり差がない。

図 3 は低温酸化された海底玄武岩 (597C 3-3 5-8) の測定例で、加熱時に 320℃ 付近でピークを示し、再び 510℃ 付近でもピークを示す。しかし、冷却時には 2つのピークは見られない。これは加熱によって一相になったと考えられる。

図 4 は人工試料を用いた場合で、410℃ 付近でかなり大きな値を示すことがわかる。

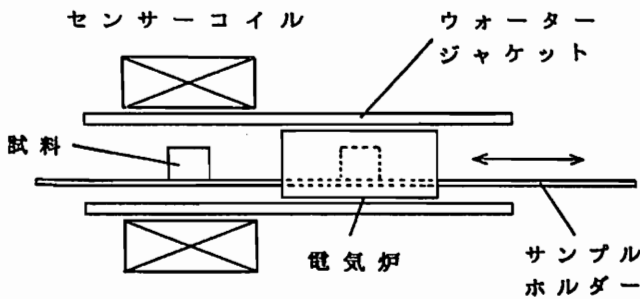


図 1

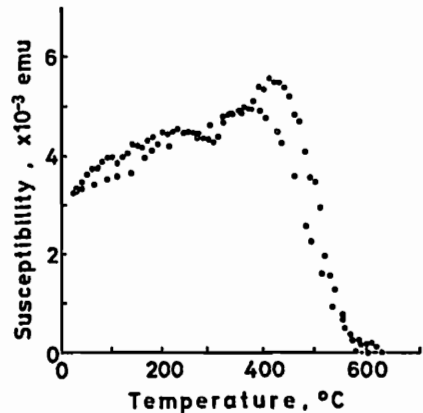


図 2

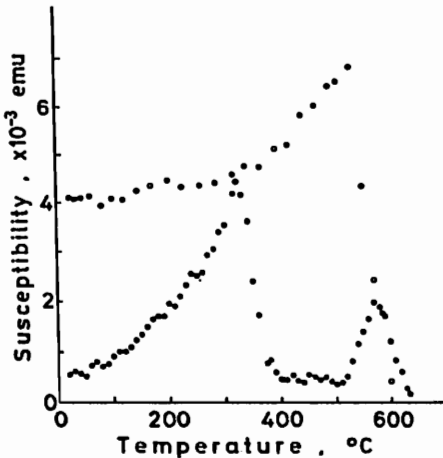


図 3

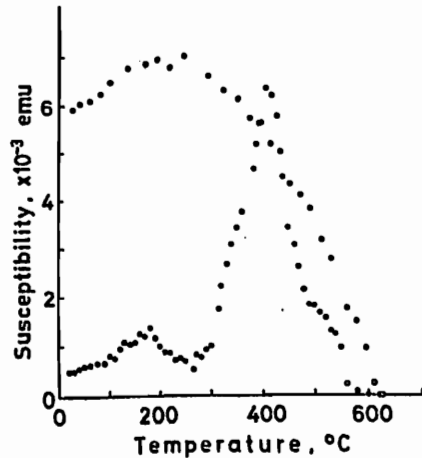


図 4

III-28 テリ工法を真空中と空气中で行った場合の相違点

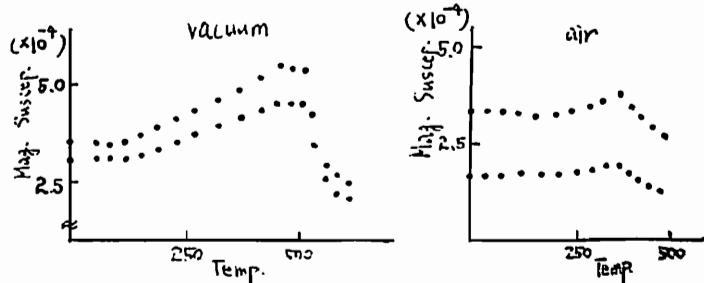
田上誠二、西谷忠師
秋田大学鉱山学科

石地球磁場強度を推定する、最も信頼できる方法がテリ工法である。過去においてもテリ工法は、様々な岩石に対して適用されてきたが、主として空气中で加熱される場合が多かった。

しかし、酸素分圧の低い状態、例えば、真空中でのテリ工法はあまり試みられていない。今回の発表は、同一岩石に対して空气中及び真空中でテリ工法を行い、それらの結果の相違点を明らかにするを目的にしている。

岩石は、秋田県男鹿半島の門前より採集した玄武岩を用いた。適当な大きさに整形し、空气中及び真空中でテリ工法を行った。下図に実験結果を示す。

次に、帯磁率をテリ工法の各ステップごとに測定した。得られた結果を下面に示す。



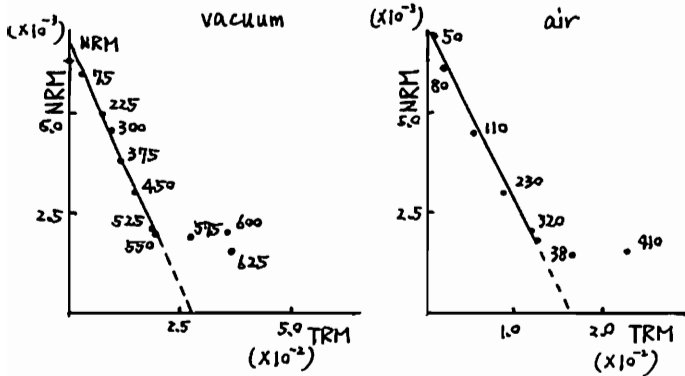
空气中でテリ工法を行った場合は、約300°Cまで徐々に帯磁率が増加し、それ以上の温度ではゆっくりと減少する傾向にある。真空中では、空气中の帯磁率の挙動とは異なり、約490~530°Cまで急激に帯磁率が増加し、より高温側では急に減少する傾向がある。

また、テリ工法の前には、岩石の色に変化が認められる。空气中で加熱した試料の色は、最初暗緑色であったが300°C付近から赤っぽい薄茶色に変化した。真空中で加熱した試料は、暗緑色から500°C前後で暗黒色に変化した。

偏角と伏角については、空气中と真空中ではほぼ同じ傾向を示し、 $D=90^{\circ}\sim 130^{\circ}$ 、 $I=20^{\circ}\sim 50^{\circ}$ 付近に集中している。

以上の結果から、

- 用いた試料の色に変化が表れた温度
 - 試料の帯磁率が減少しはじめる温度
 - テリ工法の直線から離脱する温度
- は、空气中では約330~380°C、真空中では約490~530°Cと両者で明らかなる相違があることがわかる。



得られた結果は、空气中よりも真空中の方がより高温まで直線になり、その温度は空气中では約330~380°C、真空中では約490~530°Cであった。この温度以上になると急激に直線より離脱するようになった。

秋吉台縁辺部にみられる古生代 緑色岩類の自然残留磁化

堂面春雄・宇岡 浩
山口大教育 海自・小月基地

演者らは、山口県のほぼ中央部に位置する石灰岩台地・秋吉台の縁辺部の古生代・二疊紀~石炭紀に属する緑色岩類の古地磁気学・岩石磁気学的研究に着手しているが、今回は特に、この台の東ないし南側において石灰岩と接する4地点より採取した、この種の岩石試料についてえられた、自然残留磁化及び熱磁気解析に関する測定結果の一部を報告する。

これらの測定結果を概括すると;

(1) 火山性堆積物からなる輝緑凝灰岩 (site Nos. 1, 2) の自然残留磁化方位の、交流消磁場に対する安定性は悪くはないといえる。

(2) 火山岩起源の輝緑岩 (site No. 3) の自然残留磁化方位の収れん度は、必ずしも低くないが、交流消磁における安定性はやや低い。

(3) チャート乃至酸性凝灰岩については、その自然残留磁化強度が極端に微弱であり、十分信頼できる測定結果をうるまでに至っていない。

上の測定結果の概値を第1表に示しておく。また、交流消磁後の残留磁化方位のステレオグラムを第1図に示した。

一方、これらの試料についての熱磁気解析を実行中であるが、第2図に、上記試料中の輝緑岩 (site No. 3) についての J_s - T 曲線の一例を示しておく。

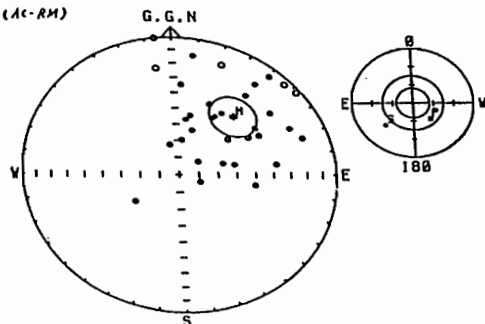
なお、これまでにえられた上記緑色岩の自然残留磁化方位と、山口県下に広く分布する古生代岩について、演者らのこれまでの測定結果と比較を試みることにしたい。

第1表 秋吉台縁辺部の緑色岩の自然残留磁化

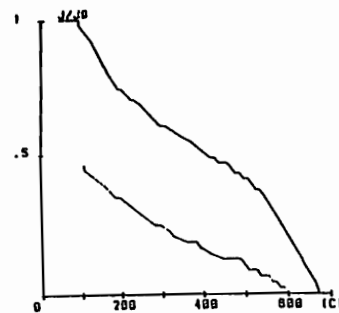
Smplng Site	Rock Type	N	D(E)*	I(D)	I × 10 ⁵ (emu/g)	α _{95%}
1 秋芽町岩永 本郷	輝緑凝灰岩	13	31.2	57.5	2	7.1
2 美東町太田 平原	"	12	50.7	56.5	20	10.9
3 " 赤郷 宮の馬場	輝緑岩	7	66.1	63.4	3	13.4
4 秋芽町岩永 山露	チャート/ 酸性凝灰岩	7	-109	71	0.02	83

* astronomical

S.S: AKIYOSHI GREEN ROCKS (PALAEZOIC ERA. 3.11...)
(AC-AM)



第1図 秋吉台緑色岩の磁化方位

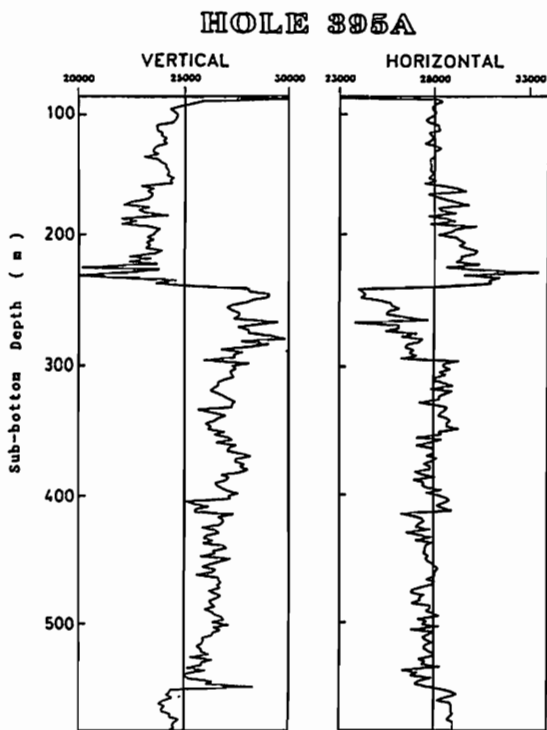


第2図 輝緑岩の J_s - T 曲線

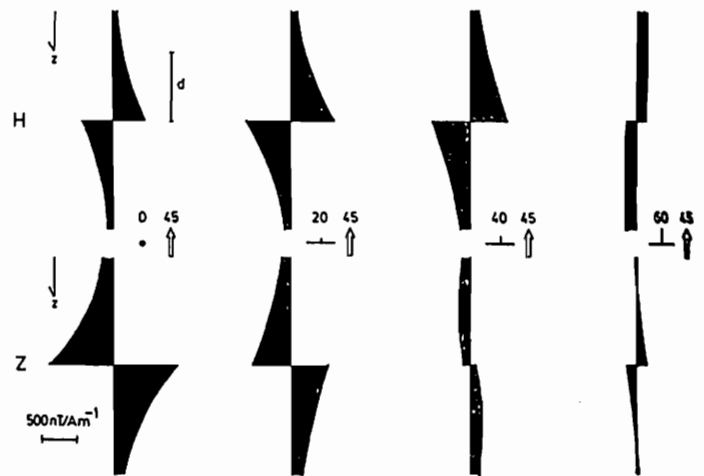
III-30 海底上部地殻の磁気構造について

浜野洋三・大野正夫(東大地電研), 木下肇(千葉大理)
ODP第109次航海乗船研究者一同

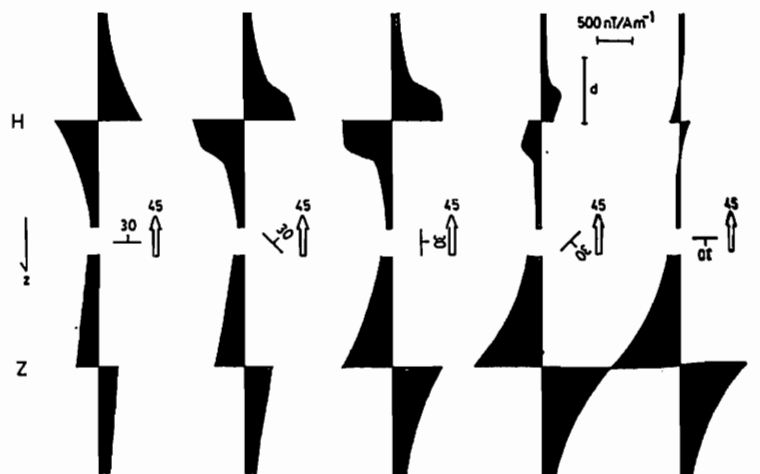
海底地殻上部の地磁気異常の縞模様の原因局の磁気構造を解明するためには、(1)海上及び deep towによる磁気測量、(2)ドレッジ及び潜水艦による海層長尺の岩石や、(3) DSDP-ODPによる海層掘削により得られた岩石試料の磁性研究、(4) オフィオライトの研究、等が行なわれている。ODP第109次航海では、第106次航海と共同した大西洋中央海嶺の中央海層谷内の zero-age crust の掘削と、7 m.y. の年代をもち海層に掘削された Hole 395Aでの孔内計測が行なわれた。孔内計測では磁場三成分の測定も孔内磁力計により実施された。結果を図1に示す。海層下240m付近にある周囲の海層地殻の正帯磁-逆帯磁層の境界での、磁場の鉛直成分及び水平成分の変化が顕著であるが、上下の場所での磁場変動にも境界の影響が認められる。この測定結果を解釈するために、掘削孔の周囲に任意の帯磁を与えた時の孔内磁場の垂直変化を与える解析解を求め、計算を行なった。結果を図2及び図3に示す。正帯磁-逆帯磁層の境界付近の磁場は、帯磁方向に相対的な境界面の水平面からの傾きや一様帯磁領域の水平的な広がりによって、非常に様子が違ってくることがわかる。従って、掘削孔内での磁場三成分の垂直変化の観測は、海層上部地殻の解明に対して新しい情報を与える。



(図1)



(図2)



(図3)

III-31 中生代M磁気異常系列反転史 の再検討(予察)

・玉木賢策・中西正男
(東大海洋研)

中生代のM磁気異常系列は、現在M0(118Ma)~M38(165Ma)まで同定されている。そのうち、M0~M25は、Cande et al.(1979)、M29~M38は、Handschmacher & Gettrust(1985)によって同定されたものである。このうちM0~M25に関しては、絶対年代編年の変更は、何度かなされたものの、磁気反転系列に関しては、Larson & Hilde(1975)が全く変更されずに採用されている。例えば、Larson & Hilde(1975)では、M0は108.5Ma、M25は153MaであるのがKent & Gradstein(1985)の最新のタイムスケールでは、M0が118.5MaにM25が156Maに変更されているが、相対的な磁気反転系列は全く同一のものが使用されている。また磁気反転系列の絶対年代編年にあたっては、Hawaiian磁気異常群がM0~M25の期間一定速度で拡大したとする仮定が一貫して使用されている。

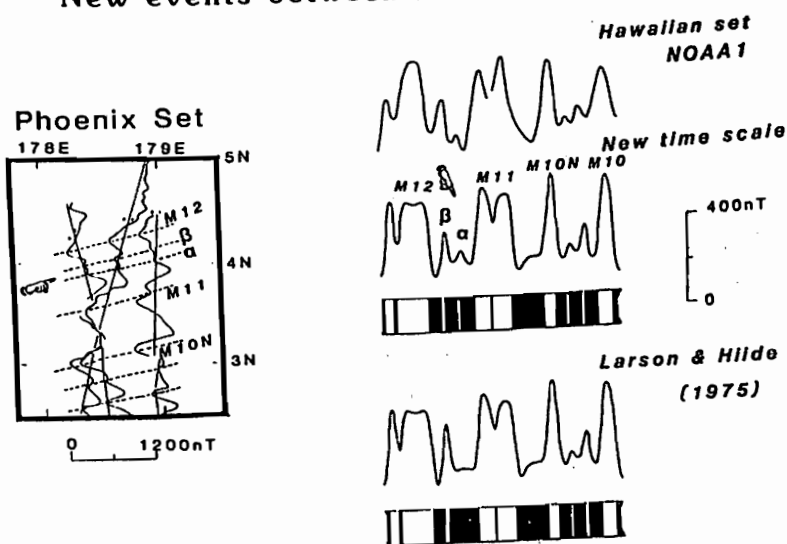
我々は、Phoenix, Japanese, Hawaiian磁気異常群を比

較検討することにより、Larson & Hilde(1975)の磁気反転系列を、改良できる可能性を見出した。特に、中生代磁気異常群の中で最大の拡大速度を持つPhoenix磁気異常群(片側拡大速度7.5cm/yr以上)では、M0~M12の間に、従来は同定されていなかったいくつかのeventを新たに見つけることができる(図1)。本報告では、M磁気異常系列中の新eventのいくつかを報告するとともに、Hawaiian磁気異常の拡大速度一定の仮定の妥当性を検討する。

REFERENCES

- Cande, S. C., R. L. Larson, and J. L. LaBrecque, Magnetic lineations in the Pacific Jurassic quiet zone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **41**, 434-440, 1978.
- Handschmacher, D. W., and J. F. Gettrust, Mixed polarity model for the Jurassic "Quiet Zones": new oceanic evidence of frequent pre M-25 reversals, *EOS Trans. AGU*, **66**, 867, 1985.
- Kent, D. V., and F. M. Gradstein, A Cretaceous and Jurassic geochronology, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **96**, 1419-1427, 1985.
- Larson, R. L., and T. W. C. Hilde, A revised time scale of magnetic reversals for the Early Cretaceous and Late Jurassic, *J. Geophys. Res.*, **80**, 2586-2594, 1975.

New events between M11 and M12



(図1) Phoenix磁気異常群中に新たに発見されたevent

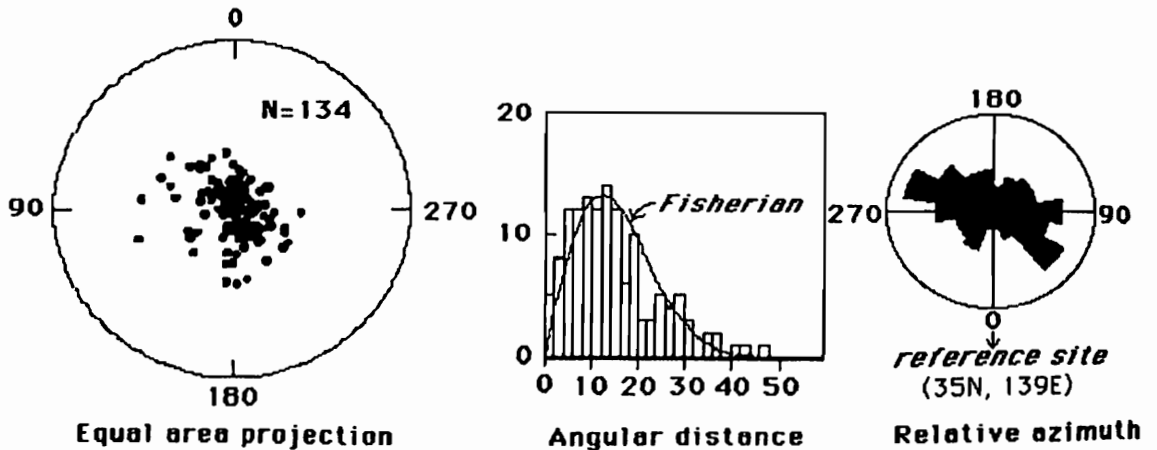
網川 秀夫
東海大開発技研

伊豆・箱根・大島地域のブリュンヌ期の古地磁気データをコンパイルして永年変化の特徴を検討した。データソースは、愛鷹岩脈群（網川・浜野、1982および未発表データ；N=35）、箱根古期外輪山（河野、1969, 1971；N=28）、関東ローム（広岡他、1977；N=28）、東伊豆単成火山群（日置、1983；N=22）、伊豆大島（古期）（木川、1985；N=21）で総数134である。これらのデータの火山噴出物は、東伊豆（<4万年前）、関東ローム（8-13万年前）、箱根（約40万年前）、愛鷹の順に古くなる。伊豆大島（古期）は東伊豆、関東ロームと時期が重なる可能性があるが、134個のデータはブリュンヌ期を比較的良くカバーしていると思われる。

下図にこれらのVGPを示す。Mean VGPは、(89.0N, 211.0E)、 $A95=2.6^\circ$ でありほぼ地理的北極に一致する。VGPの分布を、mean VGPのまわりにおける angular distance (AD) と (35N, 139E) から見た azimuth (AZ) で表す。ADの方はほぼFisherian ($K=21.9$)とみてよく、その angular standard deviation (ASD) は 17.2° である。AZの方はFisherianの前提である一様分布にはなっておらず、 $AZ=70^\circ, 250^\circ$ 付近に集中する。 χ^2 検定を行なうと、AZについて有意水準0.05で一様分布を棄却できる。AZのいわば直線的分布の有力な原因として、1) main dipoleの wobbleがほぼ平面内で起きた、2) 固定位置の radial dipoleがあり main dipoleとの相対的強度が変化した、ということが考えられる。

一方ハワイ諸島のブリュンヌ期のデータ(N=126)を見ると、Mean VGP(84.2N, 323.4E) ($A95=1.9^\circ$) がやや地理的北極からはなれているということがあるものの、ADはほぼFisherian ($K=42.6, ASD=12.3^\circ$) であり、またAZは一様分布ではなくある方向に集中する傾向がある。しかしハワイ諸島の傾向は、日本と明らかに違っており、main dipoleの単純なwobbleでは説明しにくい。したがって、AZの特徴的分布は、核内に固定した radial dipoleが相対的に強くなったり弱くなったり、あるいは逆向きになったりしたことによる可能性がある。このような radial dipole in fixed positionは、停滞性非双極子磁場に関連したものかも知れない。

VGPs of Brunhes epoch for southern part of Central Japan



III-33 琵琶湖長浜ボーリングコアの残留磁気測定

上嶋正人, 井内美郎
地質調査所

地質調査所の公営特研において得られた琵琶湖底のボーリングコアのうち1本に対して残留磁気の測定を行なった。

サンプリングの方法は以前に霞ヶ浦において約50mの柱状試料を得た方式と同じで青木式ピストンコアである。同コアラーは約3mごとに人力による押し込みでピストンコアリングによるサンプリングを行なう。湖面上の台の上で1mごとに切り取っている。この方式で3mずつ掘り下げて行くため、2.5~2.7mごとに約30cmのコアキャッチャーによる試料の乱れがともない。残留磁気測定用試料としては不適当なのでサンプリングを行なわず欠落している。

今回測定したコアは長さ約20mで、3mごとのサンプリングが8回行なわれ、1mごとの試料としては21本に分かれている。試料は全体として泥質で9m~11mにかけて泥質砂層が多数入っており、その中には泥であると記載されている。火山灰は378cm, 528.5~529.5cm, 838, 844cm, 1575~1578cm(?)と記載されている。全体に泥質で火山灰がかなりの数入っているため残留磁気測定用の試料として適当なものと思われた。

測定はSCT社の3成分超伝導型岩石磁気計モデルC-113によって行なわれ、デジタルデータはBCD-RS232Cインターフェースを介してハルトヘルトコンピュータPC8201にとり込まれた。

1日分の測定データはその日うちにPC9801U2に転送され、データの修正をした後、F380の大型計算機のディスクに転送されるようになっていた。

C-113 → BCD出力付デジタルホルトX-タ → BCD-RS232Cインターフェース ↔ PC8201 → PC9801U2 → RIPS(F380)

計算プログラムは各ミニコンでメモリーに作られているが処理速度の点で大型に転送してからのプログラムが大半である。

以下図1にボーリングサイト、図2に砂質部コアの約12~16mの柱状ログ、図3に測定結果と直接プロットした図を示す。

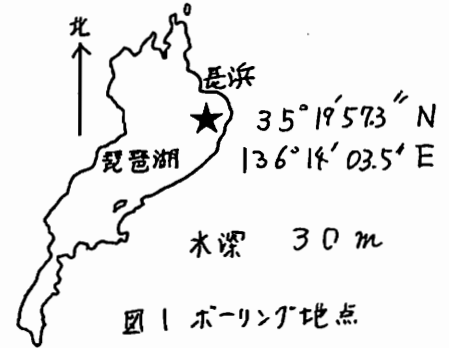


図1 ボーリング地点

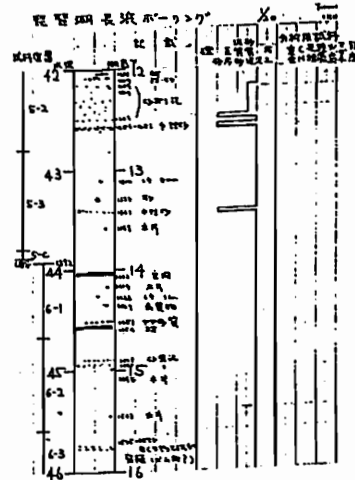
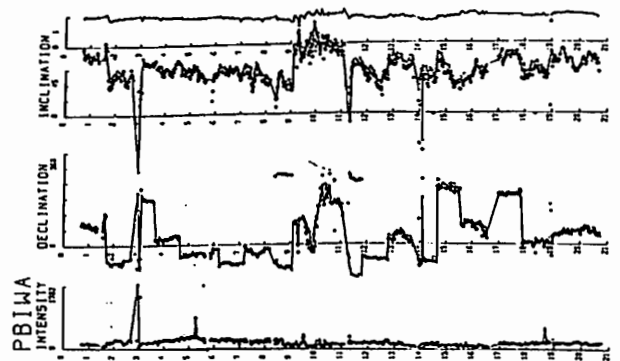


図2 琵琶湖長浜ボーリングコアの柱状記載例。

湖底下12~16mで砂の多い8~12mの下部の柱状である。

図3. 測定結果。○印NRM, x印消磁後



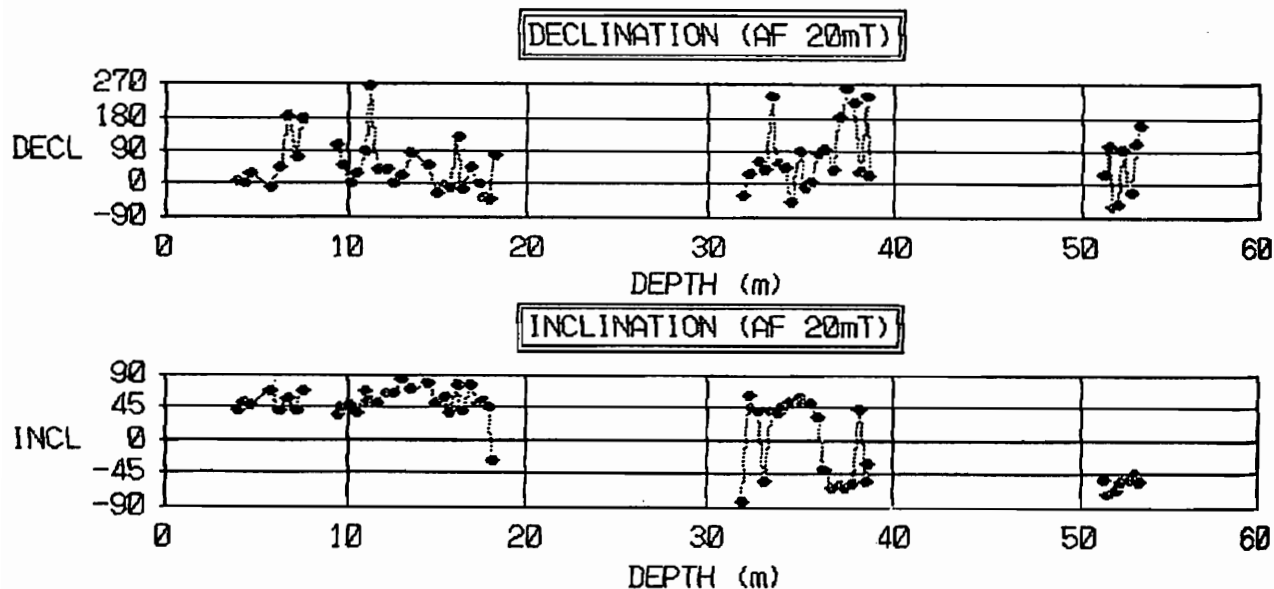
林田 明・横山卓雄（同志社大工）

古地磁気学の研究においては各種のコア試料が用いられてきたが、通常、残留磁化の傾角の値は利用できても絶対的な偏角の値は得られない。深海底などの未固結堆積物の場合には、ピストン・コアラーで定方位試料が採取できる。しかし、さらに固結の進んだ地層に対しては回転を要し、さう掘削が必要となり、この方法は適用できない。今回、通常のボーリングにおいて定方位コアを採取するための装置を試作し、大阪府千里山丘陵において更新世大阪層群を掘削した。得られたコアについておこなった残留磁化測定の結果について報告する。なお、定方位試料採取のためのロッド、シール・ライナー、サンプラーは川崎地質によって製作された。

ライナーは通常円筒形をしていて、方位設定のためのV字型の溝が縦に入っている。最初、サンプラーの内側に装着されたライナーは、ロッドおよびサンプラーに対して回転しないように固定されている。ライナーの方位をN方向（磁北）に一致させ、たまにサンプラーをボーリング孔の底まで下ろし、ライナーの先端を確実に着地させる。その後、ボーリング用の泥水を送ることによって、サンプラーとライナーを送る固定用のピンをはずし、サンプラーを回転させて掘削を進める。こうして、ライナーが回転せずに地層中に押し込まれていけば、N方向を記されたコア・サンプルが得られることになる。

今回のボーリングでは、地上から約53mまでの掘削が行われ、途中、4層の粘土層から61本のコアが定方位試料として採取された。4層の粘土層は大阪層群のMa 6, Ma 5, Ma 4, および Ma 3 海成粘土層である。採取された61本コアのうち粘土～細粒砂の試料58本を対象とした。磁化測定のための試料は、コアのN-S方向の分割面に約5cm間隔でポリカーボネート製のカプセルを押し込むことによつて得た。試料の個数は、各コアからそれぞれ2～11個、総計422個であった。磁化の測定は京都大学の超伝導磁力計を用いておこなった。すべての試料の自然残留磁化を測定した後、パイロット試料の段階交流消磁実験をおこない、残りの試料について20mTでの消磁と測定をおこなった。

以上の測定の結果、Ma 6 および Ma 5 は正帯磁、Ma 3 は逆帯磁していることが確認できた。磁化の偏角は平均的にはほぼ南北方向に分布する。しかし、ライナーの中でコアが回転した（共廻りした）とみなされた試料や、クラックやビスケット構造が観察された試料については、偏角のばらつきが激しいものや、その平均値がN方向から著しく偏っているものが多い。Ma 4 は、下部で上向き、上部で下向きの磁化を示したが、その境界が層準では偏角の変化も見られる。この層準がブリュンヌ/マツヤマ境界にあたると考えられる。



各コアの平均残留磁化方位の深さに対するプロット

房総半島中期更新世
古地磁気・酸素同位体比層位学

新妻信明・岡田 誠
(静岡大学理学部地球科学)

1. 房総半島は何故選ばれるか?

海溝・海溝・海溝型プレート三重会合点の北西に位置するため、Brunhes-Matuyamaを含む中期更新世の堆積物は非常に速い堆積速度を有しており、その堆積環境は半深海性であり地球規模の変動を知るためには大変重要な堆積物となっている。

2. これまで研究されてきたこと。

この堆積物についての古地磁気層位学は1951年以来研究が行われているが、酸素同位体比層位学は1986年になってやっと手掛けられてきたにすぎない。更新世の層位学にとって酸素同位体比層位学は氷期・間氷期のサイクルを知るために重要な手段であり、その確立が望まれている。

3. 方法

同位体比: 堆積物中から浮遊性および底生の有孔虫殻を分離し、一個体の石灰質殻中の酸素と炭素の同位体比を質量分析機 MAT 250で測定した。測定精度は0.1‰よりも良く、酸素同位体比層位学に必要な精度0.2‰よりはるかに良い。測定間隔は10~50mであり、2300~11500年間隔に相当する。

古地磁気層位: 堆積物を携帯用コアラーで採取し、15-20 mTで交番磁場消磁後、リングコア型フラックスゲートスピナー磁力計で測定した。残留磁気強度は1E-5 から1E-6 kA/mと比較的強い。

4. 結果

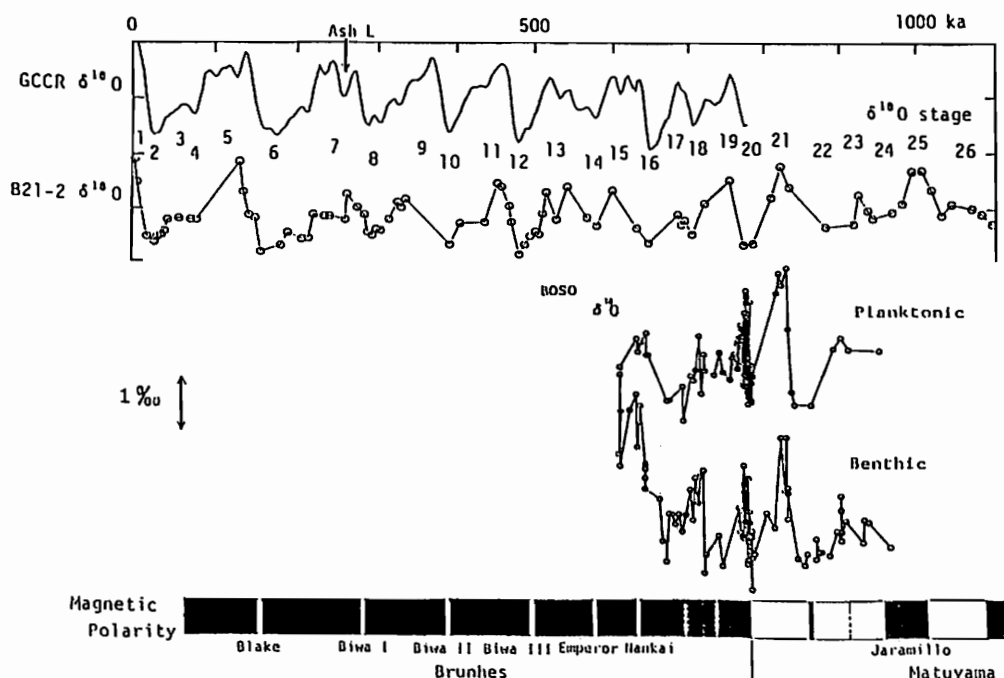
1) Jaramillo Subchronozone から Brunhes Chronozone にかけては酸素同位体比層位学における Stage 15 から Stage 23 に対応する。

2) Brunhes-Matuyama境界の上、約2mの層準に火山灰層が挟在しており、その火山灰層と古地磁気の逆転層準を堆積速度の異なる3個所の連続試料について測定したことは、1986年の福岡学会において報告したが、測定層準を拡大して検討した結果、堆積物の残留磁気の固定についての Depth Lagは42cmであることが明らかになった。この深度は海底泥における底生生物による生物攪乱と調和的である。

3) Brunhes-Matuyama 境界は1986年の福岡の学会において予察結果を報告したが、今回は下位の層準まで測定結果が得られたので、正確に対応が可能になり酸素同位体比層位学の Stage 19 に存在することが明らかになった。この関係から古地磁気層位学と酸素同位体比層位学の検討がなされている堆積物については直接、堆積物の残留磁気の固定についての Depth Lagを知ることができるようになった。

4) 酸素同位体比層位学の確立によって氷期・間氷期の対応が付き、堆積物の岩相と良い対応が見出されることが判明した。すなわち、氷期には堆積物は砂質になり、間氷期にはより泥質になる。これは氷期・間氷期のサイクルに伴い、海水準が変動し、大陸棚の面積が変動し、陸から供給される堆積物粒子を留めておける量が変動するからと考えることができる。

5) このように古地磁気・酸素同位体比層位学が確立し、堆積速度が異常に大きい房総の堆積物は今後、地球磁場の経年変化や気候等の環境変動を知るための重要な研究対象となるであろう。



岡田 誠・新妻信明
(静岡大学理学部地球科学科)

1. これまでの研究

地球磁場逆転時における地磁気の変動を説明するモデルとして有力なものに、多極子の割合を適当に配分して、それらを徐々に逆転させる Zonal Harmonic Model がある (Williams & Fuller, 1981)。このモデルをこれまでに得られた古地磁気資料にあてはめると VGP は、地磁気の極性が変わる時、near side (緯度=0°, 経度 = 観測地点の経度、としたときの半球) を通る場合と、far side (near side の逆) を通る場合の 2通りがあるということが報告されている。近年、このモデルと実際の磁場逆転の記録との対比を行い、その時の双極子の割合をもとめるような研究が行われている。しかし、それに用いられた古地磁気記録は、残留磁気獲得時に前後の記録と混合・平均化されており、磁場逆転の詳細な様子を示すほどの解像度をもっていなかったのが現実である。

2. 方法

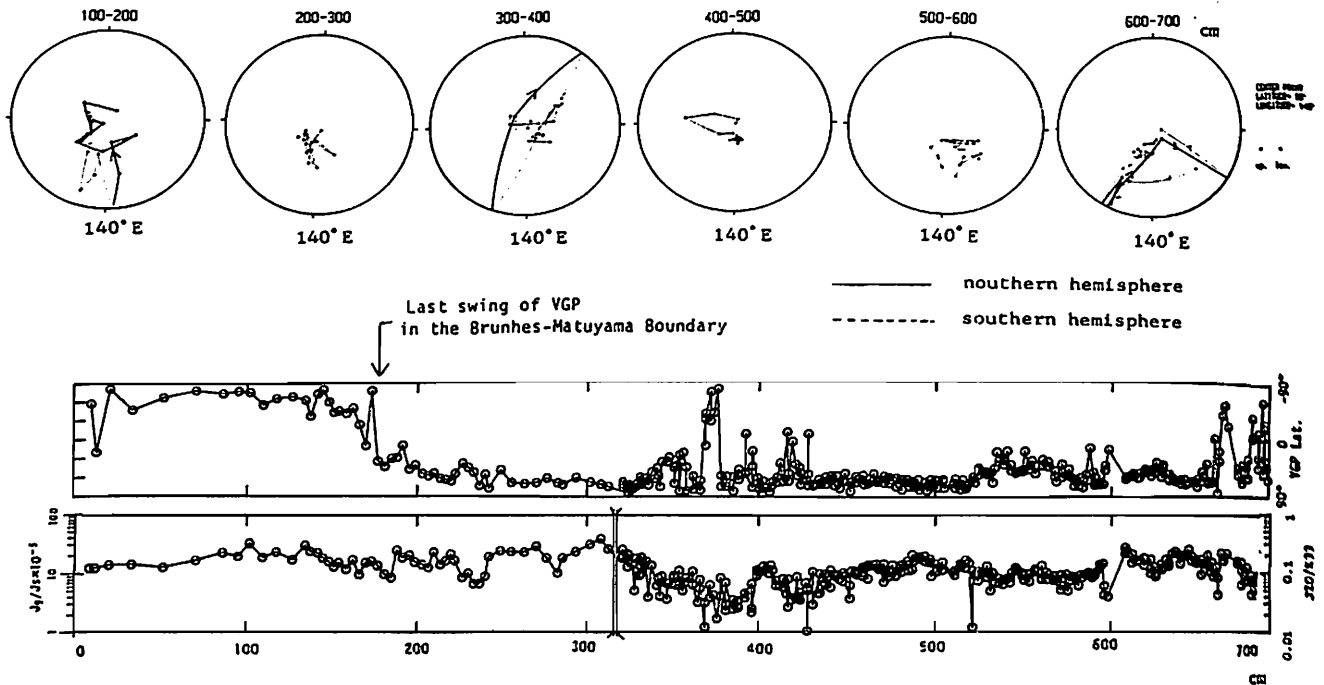
房総半島中部には、4.35 m/ka の堆積速度をもつ半深海性泥岩が分布している。今回は、Brunhes-Matuyama 境界より上 1.8 m の層準から、携帯用コアラーを用いて 12 m にわたる連続柱状試料を採取した。測定は 20mT で交番磁場消磁後、リングコア型フラックスゲートスピナー磁力計にて行った。

残留磁場強度は 1E-5 から 1E-6ka/m と比較的強い。地磁気強度は、消磁後の残留磁化強度を帯磁率で規格化することによって推定した。また、Brunhes-Matuyama 境界より上 1.8 m の層準から、今回採取した一番上の層準までの間は、新妻, (1971) による記録をつかった。測定は 9mT の交番磁場消磁後行われ、地磁気強度は飽和磁化強度で規格化されたものを使っている。

3. 結果

VGP の位置が不安定な時は、いずれも地磁気強度が一桁近く減少している時にあたっていることからこの不安定な状態は、双極子成分が消失し非双極子成分が卓越したためと考えられる。

不安定な時の VGP の位置は、時とともに変化し、西向きに回転しているように見える。これは、移動性非双極子の西方移動からの影響があることが考えられる。このようなことは、Zonal Harmonic Model では説明できない。また、今まで考えられている地磁気の逆転に要する期間が数千年オーダーであるのに対し、今回得られた期間は 2桁も短い。これらの結果は、地球磁場逆転時の地球磁場の様相を説明する新たなモデルが必要であることを示している。



内村英雄 河野 長 木村 学
 (東工大・理) (香川大・教育)

北海道東部、根室地域の古地磁気研究を行った。東北海道における造構運動としては、後期中新世以降の千島弧と東北日本弧の衝突などが知られている。この地域は千島弧南西端に位置し、北海道形成史のための重要なデータを提供できるものと思われる。

根室層群は根室半島から厚岸湾にかけて分布し、白亜紀後期から古第三紀初期の主として火山岩質砂岩・頁岩、凝灰岩などから成っている。試料採集地点は図1に示すとおりであり、合計46サイトで採集を行った。そのうち火山岩は5サイトで、他はすべて堆積岩である。採集地点の地層傾斜は一般に緩やかであり、大きな変動は受けていない。

現在までに、各サイト3～4個ずつの段階交流消磁を行い、磁化の安定性を調べている。測定には超伝導磁力計を用いた（火山岩の一部はスピナー磁力計）。NRM強度は、火山岩が $2 \times 10^{-2} \sim 5 \times 10^{-4}$ emu/cc、堆積岩では $10^{-4} \sim 10^{-7}$ emu/cc と広範囲にわたる。多くのサンプルが交流消磁に対して素直な振舞いを示し、一般に10～20 mTの交流消磁で初生磁化と思われる成分を得ることができた。今のところ、各地層間での磁化方向の差は明瞭ではなく、平均すると同じような方向を向いている。また、地域差もほとんど無く、本調査域は一つのブロックと考えてよいであろう。そこで、全部まとめて投影すると、現時点での各サイトの平均磁化方位は図3(a)のようになっている（繁雑になるため信頼円は描いていない）。このうち、95%信頼限度円が30°より小さくなるものを抜き出すと図3(b)のようになり、これから得られる平均方位は、 $D_s = 344^\circ$ 、 $I_s = 62.5^\circ$ である。すなわち、約15度の西偏を示し、古緯度は現在とほとんど変わらない。但し、熱消磁による磁化の安定性の検討は現在行っている段階であり、また、各サイトごとの試料数も少ないため、今後のデータによっては少々異なる結果が導かれるかもしれない。

現在のところ、古地磁気方位が西偏する傾向を示しているわけだが、これは千島弧の衝突による反時計回りの回転運動を示すものかもしれない。

図1 試料採集地点

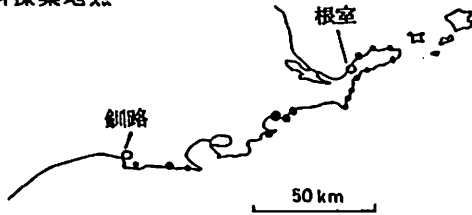


図2 根室層群

65Ma	Selandian	汐見層	砂質砂岩～泥質砂岩
		響多布層	非火山性砂岩～頁岩
	Danian	床潭層	非火山岩質砂岩～頁岩
		厚岸層	凝灰質頁岩～火山岩質砂岩
Maastrichtian	浜中層	粗粒玄武岩質頁岩	
	尾岨川層	火山岩質砂岩～凝灰質頁岩	
	門静層	火山岩質砂岩～凝灰質頁岩	
75Ma	Campanian	大田村層	火山岩質砂岩～凝灰質頁岩
		ノッカマ層	安山岩～玄武岩質熔岩 等

図3(a) 平均磁化方位 (全部)

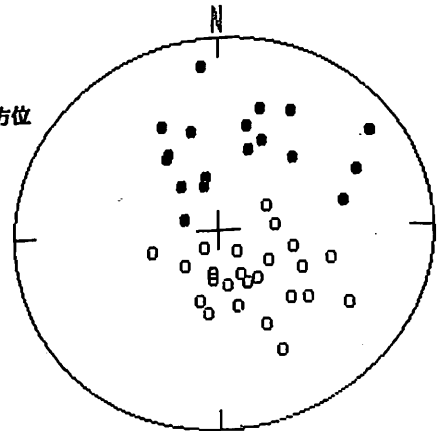
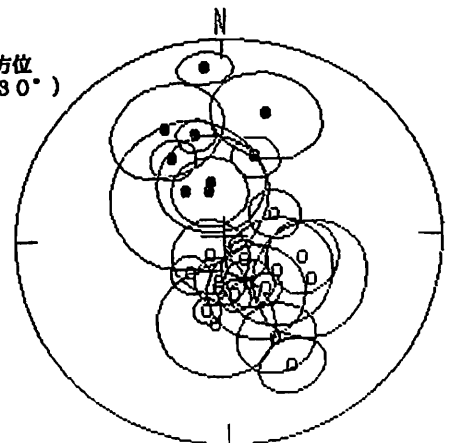


図3(b) 平均磁化方位 ($\alpha_{95} \leq 30^\circ$)



木川 栄一
東大地震研

利光 詠一
北大理

保和口 康一
北大理

木村 淳
岩川大教育

当地域の古地磁気の予想的な結果について、昨年春の学会の時に報告してあり、試料採取は白亜紀・羽幌川層(80Ma)と中新世(5~10Ma)から行なつたものであり、この時は試料の残留磁化強度が弱く、安定な初生磁化が得られたのは2 siteのみであったが、antipodalな反時計まわりの方向が得られた。この2 siteは10~15 Maの年代のもので、そのことも含め年内で最上から人に議論さしてきた日本海の拡大時における当地域のテクトニックな運動の可能性(東北日本と動きを併にしたのかどうか)という具体的な話しは別にして)を示唆した。

今回は上に述べた可能性を検証するため、再び羽幌に行き、同様の岩石試料を(特に安定磁化が得られた2 siteに注意を払った)場所を変えて取ってきた。

測定は大局的に見れば成功であり、その

最大の理由は東工大に設置してあり超伝導磁力計も使用できたことにある。今回は試料の残留磁化強度は 10^{-7} emu/cc あるいはそれ以下であり、したがって充分に測定することができた。

現在までに得られた結果を図1、図2に示してある。図1が中新世(5~10Ma)、図2が白亜紀(約80Ma)の結果である。ただしこれらの結果は次に述べる2つのNegativeな点を含んでいる。1つは熱消磁圏に若干の良からぬ所があり、そのため交流消磁しか行なつていないこと。もう1つは極性が全て正帯磁であることである。このうち後者については昨年逆帯磁のantipodalな古地磁気方位が得られたので、それだけの正当性はありと承える。前者については現在測定を開始している。

図1、図2とも昨年得られた結果と調和的であり、やはり当地域は堆積後反時計まわりに回転したようである。回転時期についてはまだ不明、遠別層(~6Ma)まで及んでいる可能性があり、この点についても議論してみたい。

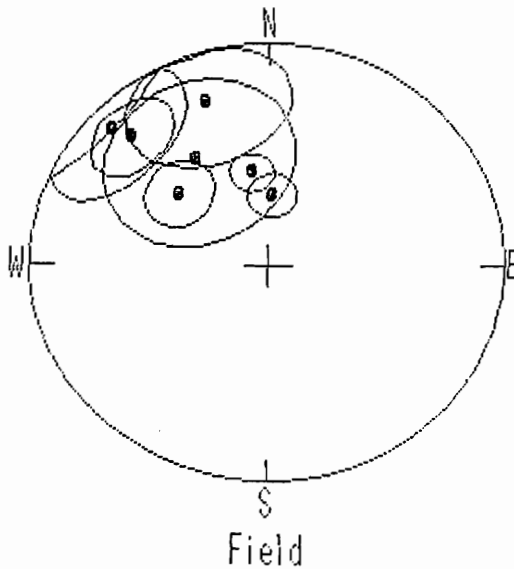


図1 (中新世)

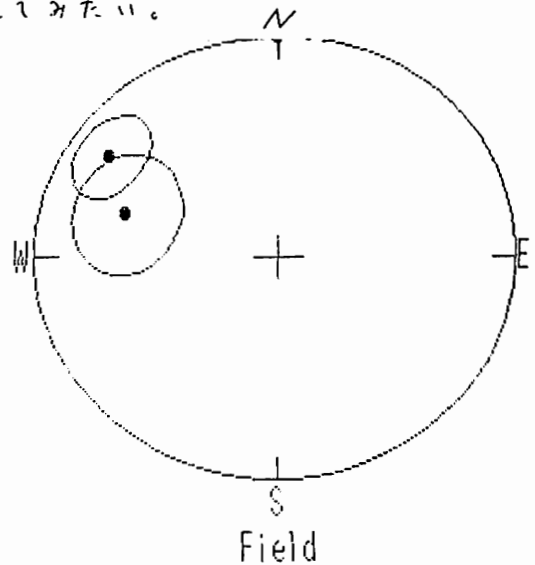


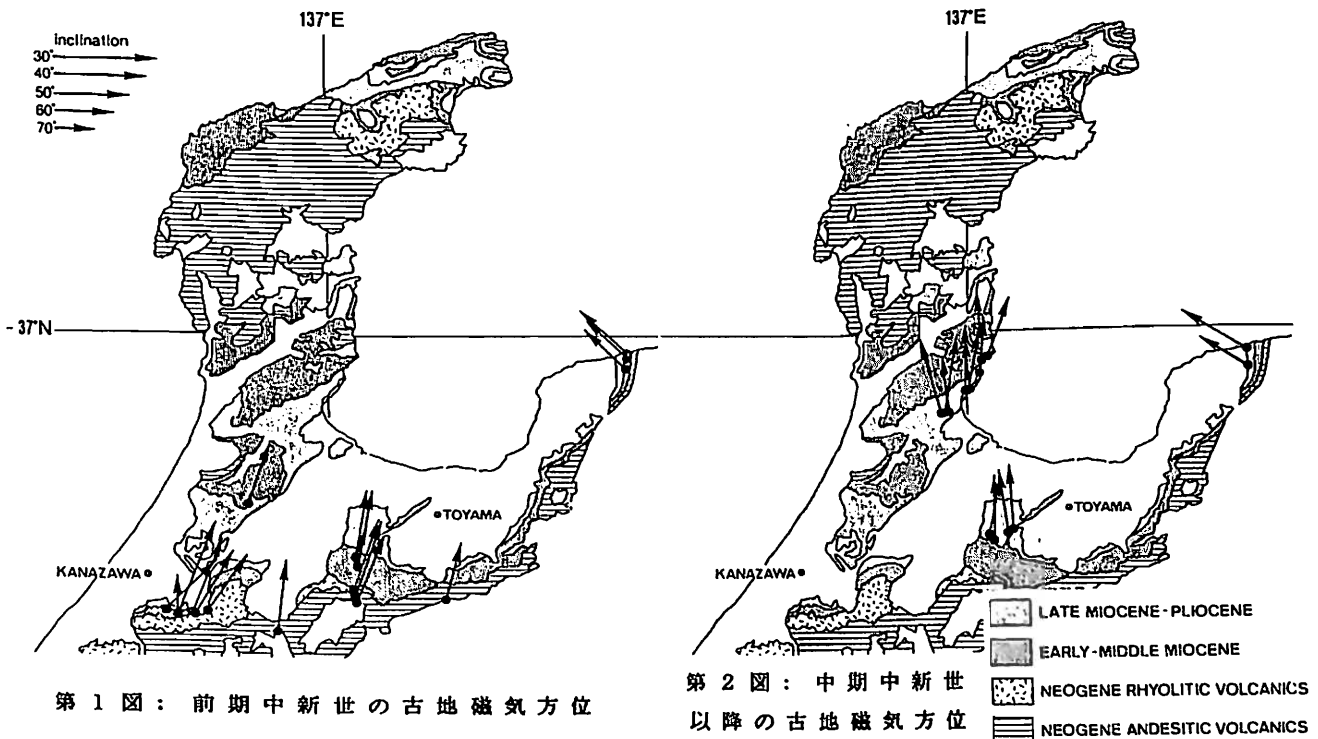
図2 (白亜紀)

III-39 古地磁気からみた飛騨帯の変形

伊藤康人・鳥居雅之（京大理）

富山県中央部の八尾地域における新第三系の古地磁気学的研究の結果、同地域を含む飛騨帯の一部が中新世に西南日本に対して 41° の反時計回り回転を行ったことが明らかになった（Itoh, 1986）。この回転運動の時期をより詳細に決定し地域的な広がりを見つめるために、富山・石川両県の丘陵地帯に広く分布する新第三系のサンプリングを行い古地磁気測定を行ってきた。その結果を以下に報告する。

残留磁化の測定には超伝導磁力計ならびにスピナー磁力計を使用した。サイトごとにパイロットサンプルの段階熱消磁・段階交流消磁実験を行い磁化の安定性を検討した。初生的と考えられる安定磁化成分の見いだされたサイトの古地磁気方位は年代に基づいて2つのグループに分類される。即ち15Ma頃に生じた西南日本の時計回り回転より以前のもの（具体的にはBlowによる浮遊性有孔虫のzone N8以前）と以後のものである。N8以前の地層から得られた傾動補正後の古地磁気方位は（第1図）、サンプリングを行ったいずれの地域についても従来の西南日本と異なり顕著な東偏を示さない。このことと福井県丹生山地から報告されている前期中新世の古地磁気データが西南日本と調和的な東偏を示す（Nakajima and Hirooka, 1986）ことから、飛騨帯の内部での相対的回転がN8以降に生じたことがわかる。飛騨帯内部の変形に関する古地磁気学的研究としては、Hirooka et al. (1985)が中生代の堆積岩類・花崗岩類の古地磁気方位について同様な傾向を得ており美濃帯が付加して後の変形であるという主張を行った。今回の測定結果は、飛騨帯の大規模な変形が日本海の拡大以降に起こったことを示すものである。より若い年代の地層から得られた古地磁気データ（第2図）に基づき、大部分の地域では変形は中期中新世に終了したと考えられるが、富山県東端については後期鮮新世以降にも反時計回り回転が生じている。



第1図：前期中新世の古地磁気方位

第2図：中期中新世以降の古地磁気方位

鶴留久士・福間浩司・鳥居雅之(京大理)

中生代珪長質火成岩類は西南日本内帯の東は中部地方から、西は九州地方にかけて広く分布する。この火成岩類についての最近の古地磁気学的研究から山陰地域の古地磁気方位(Otofuji and Matsuda, 1986)は大きく東偏(約75°)を示すのに対して、濃飛地域からは、それと大きく異なる方位(東偏約17°)が報告されている(Itoh, 1986)。この結果から、両地域の間、大きな構造運動があったことが示唆されている。私たちが、古地磁気測定を行った湖東流紋岩類はこの二地域と同様に、中生代珪長質火成岩類の一員とされ、両地域の間、琵琶湖東方から鈴鹿山脈西方に位置する。このうち鈴鹿山脈西方に分布する「主岩体」についての結果は、以前に報告した(1986年春)。今回は琵琶湖東方に点在する「平野部岩体」から得られた結果と合わせて報告する。

平野部岩体について湖中を含む19地点から各地点7個程度の試料を採取し、3~4個のバイロットサンプルについて段階熱消磁、1個について段階交流消磁実験を行って磁化の安定性を検討した。

古地磁気層序

「主岩体」においては、層序・岩相が詳しく調べられ(西川ほか, 1983)、噴出・貫入を伴う新旧二回の活動期があったことが知られている。「主岩体」の古地磁気測定から旧期は正帯磁期に当たり、また新期の貫入岩は逆帯磁を示すことが見いだされた。一方、「主岩体」と「平野部岩体」の分布は不連続であり、そのあいだの対比は層序学的には不可能とされている。フィッショントラック法による年代測定からは両岩体間に有意な差はみられない。今回「平野部岩体」の9地点から初生磁化が認められたが下位の二地点が正帯磁を示すのを除き、その他

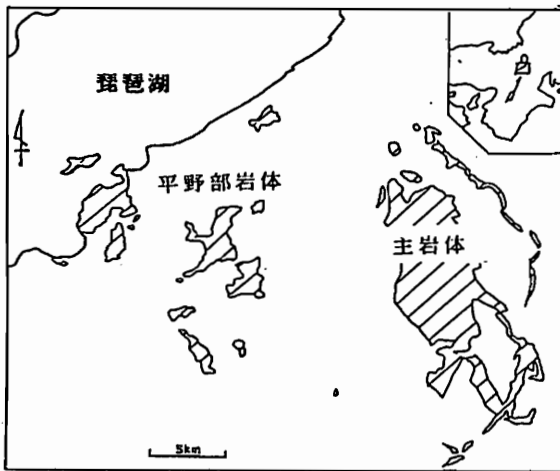
の溶結凝灰岩はすべて逆帯磁を示した。これは「平野部岩体」の活動期が主として「主岩体」の新期に対応することを示すと考えられる。

貫入岩による再磁化

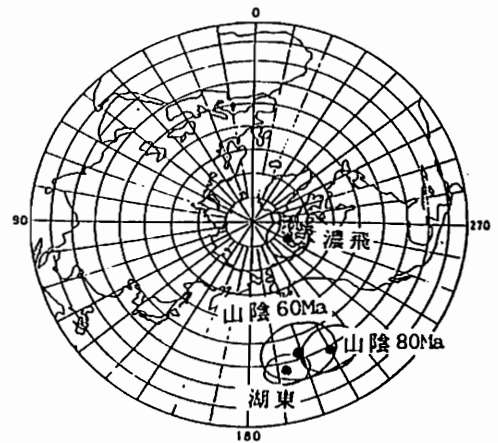
「主岩体」の接触変成帯においては段階熱消磁の結果から接触面からの距離に応じて、プロッキング温度の異なる二次磁化がみられた。これは新期の貫入岩によって与えられた熱による部分熱残留磁化(PTRM)もしくは熱残留磁化(TRM)であると考えられる。「平野部岩体」からも岩相および分布から、新期の貫入岩に対比されている岩体の近くから段階熱消磁中同様の振舞いを示す地点がみられた。

古地磁気極

今回「平野部岩体」の9地点から得られた初生磁化の平均方向は、偏角=95.1°、伏角=51.4°、 $\alpha_{95}=9.9^\circ$ であり、「主岩体」の18地点から得られた方向(偏角=77.9°、伏角=61.1°、 $\alpha_{95}=6.5^\circ$)と有意な差は認められない。従って、以上27地点からの磁化方位を平均して湖東流紋岩類の古地磁気方位として、偏角=84.6°、伏角=58.2°、 $\alpha_{95}=5.6^\circ$ を得た。これから計算される古地磁気極を、山陰地域および濃飛地域のそれと比較すると、山陰地域とはよい一致を示し、濃飛地方とは大きく異なる。これは、白亜期以降、湖東流紋岩類は山陰地方と同じ構造ブロックに属し、濃飛地域との間には相対的な運動があったことを示す。さらに、山陰地域から得られた100Ma以降の極移動曲線と考え合わせると、西南日本一少なくとも西は山陰地域から東は湖東流紋岩の分布地域に至るまで一は、白亜期以降、一体のブロックとしてユーラシア大陸の東端に位置し、15Maの日本海の拡大に伴うSingle-phase rotationにより、現在の位置にもたらされたと考えられる。



湖東流紋岩の分布域



湖東、山陰、濃飛各地域の古地磁気極の位置

III-41 神戸層群の古地磁気記録された西南日本の回転

糸田千鶴¹、森永速男¹、井口博夫¹、石田志郎²、安川克己¹

¹神戸大学理学部、²京都大学理学部

最近の古地磁気学研究成果、西南日本の回転運動に関するかなり詳しい情報が得られてきた。乙藤他(1986)によると、西南日本は14.9Maを最盛期とする100万年の間に47°の時計回りの回転運動をしたとされている。

神戸市の西北部の三田盆地一帯には、神戸層群と呼ばれる被覆層が分布する。神戸層群は、その含有している植物化石や貝化石より、第三紀中新世(24Ma-5Ma)に堆積したと言われる。神戸層群の堆積年代と、西南日本の回転運動の時期とが重なっている可能性は高い。神戸層群の堆積岩類の古地磁気を調べることにより、西南日本の回転運動をより詳しく、連続的に知ることが可能である。また、同時に神戸層群の堆積年代に関する詳細な情報も得られることになる。

神戸層群の凝灰岩の残留磁化測定をおこなった。11枚の凝灰岩層よりそれぞれ1-3地点、計17地点で定方位試料を採取した。パイロット試料の段階熱消磁、及び段階交流消磁の結果より地点ごとの消磁法、消磁段階を定めた。測定には超伝導磁力計を用いた。

全試料の消磁、測定の結果7地点から傾度の高い($\alpha_{95} < 20^\circ$)磁化方向を得ることができた。この7地点のうち4地点は偏角の東偏を示し、西南日本の回転以前に神戸層群の堆積が始まっていたことを示唆する。また現在と同じ磁化方向の試料が存在することは、回転終了後も堆積が続いた可能性を示唆する。

今後神戸層群の堆積岩類の残留磁化をさらに詳しく調べることにより、西南日本の回転運動の様式に関する有用な情報が得られると期待される。

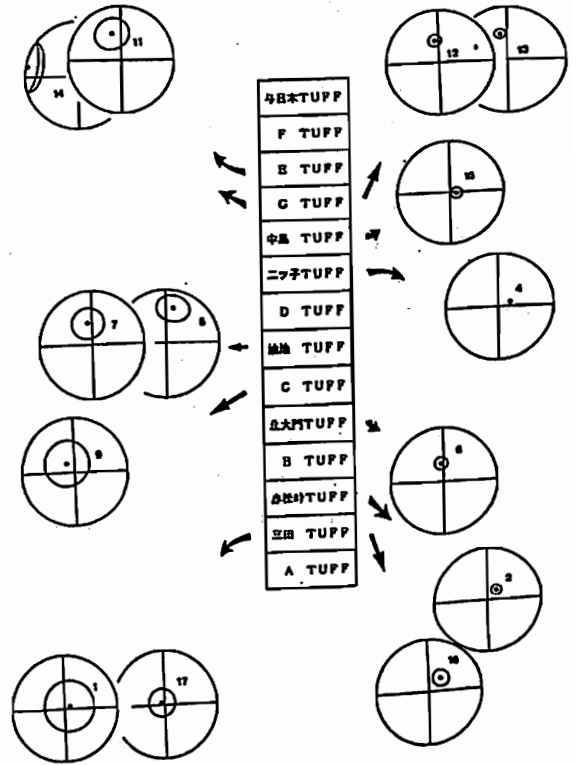


図1 各凝灰岩層に記録された古地磁気方位

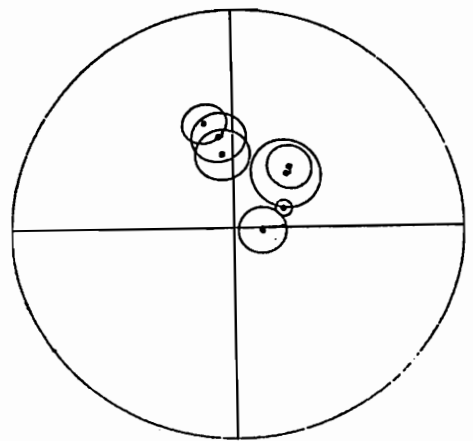


図2 $\alpha_{95} < 20^\circ$ の凝灰岩層の古地磁気方位

上部白亜系和泉層群の古地磁気については、これまでに松山市東部(小玉, 1986)、阿讃山地西部(小玉, 野添 1985)で行われてきた。今回、新たに中部阿讃山地の東西12km、南北8kmの地域で詳しい検討を行なったので、その結果を報告する。この地域では、特に地層の上下関係や連続性に注意しながら6つの主要ルートを選択し、下位から上位で全層厚約5000mの砂泥互層から総計31ヶ所4007の試料を得た。測定はシオンステッド社製SSH-2型デジタルスピナー磁気計を用い、それぞれ試料について、10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 50 mTの8段階交流消磁を行ない安定磁化成分を求めた。試料の磁化強度は $10^{-6} \sim 10^{-4}$ emu であり、交流消磁に対し

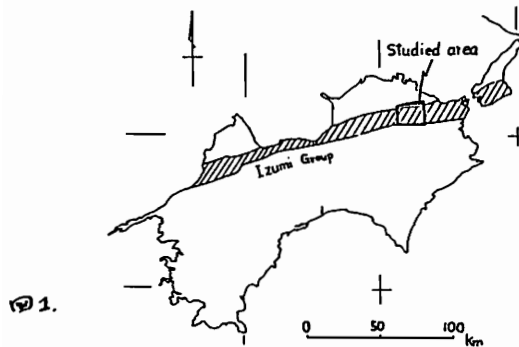


図1.

小玉一人, 進司克己
(高知大理)

安定の単一磁化成分を持つている。

この地域の和泉層群も東傾斜の向斜構造を帯びているため、200ヶ所以上に及ぶ地点で測定した走向・傾斜をもとに構造解折を行ない、褶曲軸の傾動は東落530度として傾動補正を行なった。向斜構造の北翼側22サイト、南翼側9サイトの補正前後の平均磁化方向を図2に示す。31サイト全体では補正前後でばらつき程度の17と16の変化はない($k: 15 \rightarrow 16$)。しかしサイト数が多く構造の比較的単調な北翼側では、傾動補正後に特にばらつきが大きい(17→24)。一方、南翼側では顕著な変化はみられず、($k: 13 \rightarrow 15$)。こうして特徴を地質構造と関連させて議論するための統計的検討を行なう予定である。

図3には、今回得られたデータサイトの上下関係と方位との関係を示す。この地域ではすべて正帯磁であり、Upper Campanianの正帯磁期と思われる。

図3. サマリアンサイトの柱状图上での位置関係と磁化傾向。

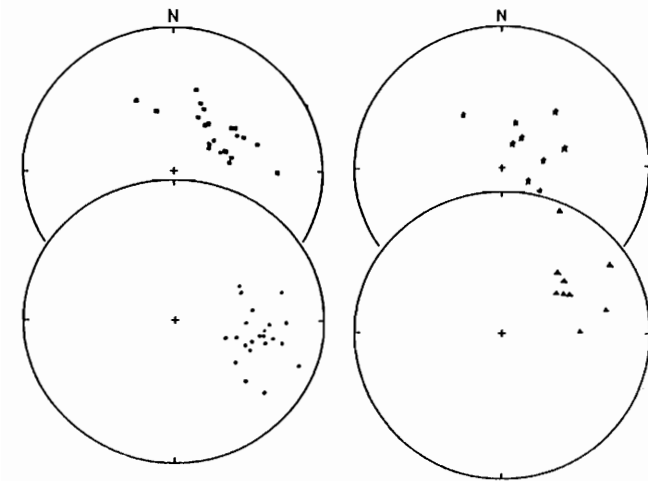
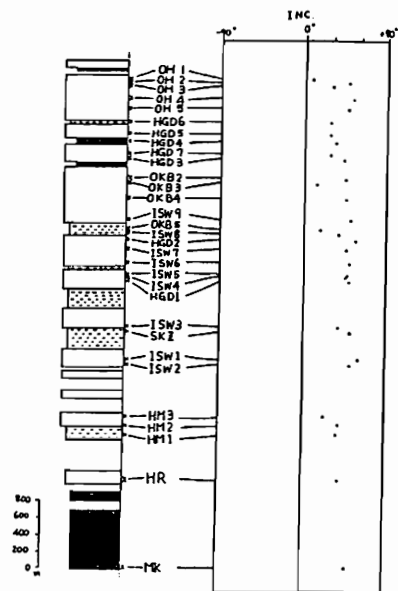


図2. 北翼(左)と南翼(右)の磁化方向の比較。
上が傾動補正前、下が補正後の方向。



III-43 四国北西部の中央構造線周辺地域の古地磁気 —領家帯の運動—

西山慶尚 徳山明 伊藤晴明
(西条高校) (兵庫教育大) (島根大)

四国の北西部，愛媛県高縄羊島を中心とする中央構造線周辺には白亜紀の領家花崗岩や岩脈類，および中新世の火山岩類が広く分布している。中央構造線の生成には，領家帯の隆起運動が大きな影響をおよぼしているという指摘もあり（諏訪，1973），この地域は中央構造線の構造運動と領家帯との関連を知る絶好の場所と考えるべき。今回，上記白亜紀花崗岩や岩脈類，中新世火山岩類の残留磁気方向を測定し，一つの知見を得たので報告する。

(1) 本地域の領家花崗岩類の磁化方向は，中国地方の白亜紀花崗岩類から得られた磁化方向（伊藤・時枝，1986）と，大きく異なる結果を得た。これは，本地域が中国地方に対して，相対的に動いたことを示唆するものと考え得る。

(2) 高縄羊島に分布する領家花崗岩類の北端は中央構造線から約30km離れている。この範囲内では，偏角の場所による変化はほとんど認められないうえ，伏角は中央構造線からの距離に依存して大きく変化している（Fig. 1）。

(3) 和泉層群堆積前に貫入したとされる岩脈類の磁化方向は花崗岩類のそれとまったく同じ傾向を示し，伏角はFig. 2に示す通りである。

(4) 中央構造線の断層面上およびその周辺部に分布する中新世火山岩類の磁化方向は現在の地磁気の方角とほぼ一致する。

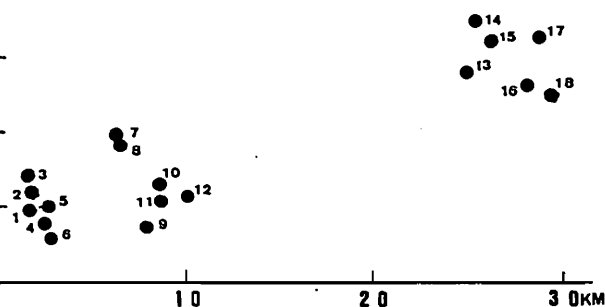


Fig. 1. Change in inclination of NRM of the granitic rocks with distance from the Median Tectonic Line.

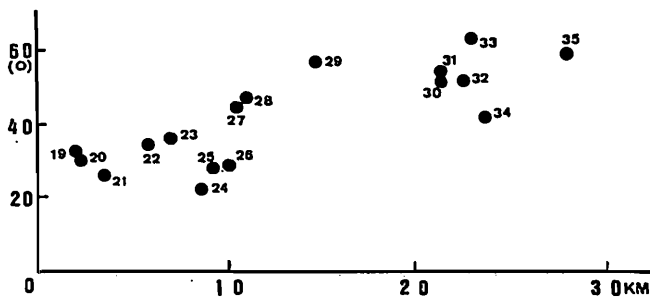


Fig. 2. Change in inclination of NRM of the dyke rocks with distance from the Median Tectonic Line.

(5) 以上の測定結果から，領家花崗岩類や岩脈類は中央構造線に接する南端部が大きく下方に湾曲したと結論し得る。これは中央構造線の生成に伴う領家花崗岩類の隆起運動によるものと考えることができる。

III-44 古地磁気からみた琉球弧南部の回転運動

三木雅子* 乙藤洋一郎* 松田高明** 板谷徹丸*** 安川克己*
 *神大理 **姫路工大工 ***岡山理大森山研

太平洋の西縁の島弧の配列の形は非常に特徴的でおもしろい。島弧はアジア大陸を縁どり太平洋を取り囲むように配列している。弧の形をした長さ1000kmほどの列島が幾つもつながっている。島弧はアリューシャン列島から、日本列島、琉球弧へと続く。それらの島弧と大陸にはさまれてオホーツク海、日本海、南シナ海などの縁海が続く。

これらの島弧を理解するためにはその成因や形成過程を明らかにする必要がある。いくつかの島弧は、背弧海盆が拡大することにより大陸縁辺部が海側に押し出され形成されたといわれている (Karig 1971, Uyeda and Kanamori 1979)。この仮説を実証するためには過去におこった島弧の運動を知る必要がある。島弧の運動を知るとは、背弧海盆の拡大と島弧形成の理解につながる。

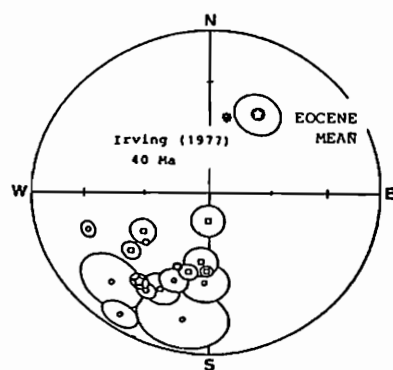
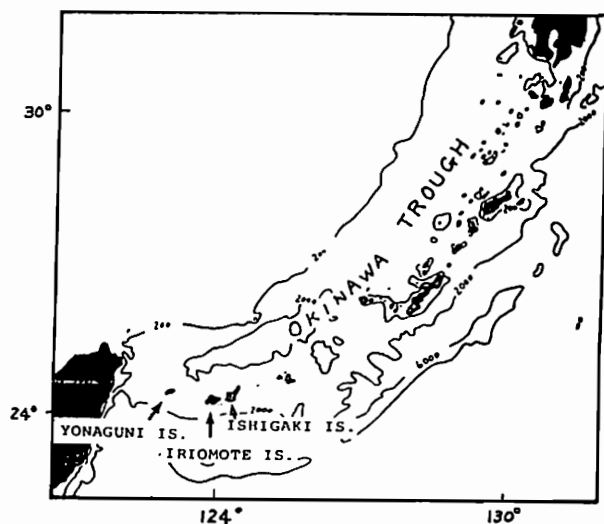
琉球弧とユーラシア大陸を分ける沖縄トラフは、活動している背弧海盆である。沖縄トラフは中新世以降に拡大したといわれている。沖縄トラフの拡大を琉球弧の運動から求めるための研究を行った。琉球弧南部で古地磁気学的な調査を行った。

石垣島、西表島、与那国島の古第三紀始新世から中新世までの岩石に注目した。37サイトで1サイトあたり5~10個の定方位試料を採取した。試料に対して段階熱消磁、及び段階交流消磁を行った。その結果、21サイトの試料から熱消磁によって初生磁化の成分を得ることができた。交流消磁では安定な成分を得ることはできなかった。

石垣島の始新世の凝灰岩、溶結凝灰岩、流紋岩、溶岩の16サイトから求めた磁化の平均は、偏角 -150.5° 、伏角 -42.6° 、 $\alpha_{95} 10.6^\circ$ であった。中新世の安山岩の1サイトから求めた磁化は、偏角 -144.0° 、伏角 -32.1° であった。中新世の安山岩の K-Ar年代は $9.63 \pm 0.80\text{Ma}$ であった。

古地磁気から求めた磁化方向を40Maのユーラシア大陸のVGPと比較した。その結果、琉球弧南部が9.6Ma以降に $18.0^\circ \pm 15.5^\circ$ 時計回りに回転したことがわかった。

今回の研究から、沖縄トラフは9.6Ma以降に、琉球弧南部を 18° 時計回りに回転させるような様式で拡大したと結論した。



各サイトの平均の磁化方向を α_{95} の円と共にシュミットネットに示す。黒丸は下半球、白丸は上半球への投影を示す。
 ○□: 始新世 (□: 傾動補正後)
 ☆: 中新世
 ⊙: 始新世平均 (正帯磁)
 * : 40MaのVGP (Irving 1977) から求めた石垣島での磁場の方向

A PALEOMAGNETIC RECONNAISSANCE OF CAMBRIAN TO PERMIAN
SEDIMENTARY ROCKS OF THE OKCHON ZONE IN SOUTH KOREA

Y. Otofujii*, K. Katsuragi*, H. Inokuchi*, K.Yaskawa*, K.H. Kim**,
D.S. Lee*** and H.Y. Lee***

* Dept. of Earth Sciences, Kobe University, Japan

** Dept. of Earth Science Education, Chonbuk National University, Korea

*** Dept. of Geology, Yonsei University, Korea

Paleomagnetic measurements have been carried out on Cambrian to Permian sedimentary sequence of Korean Peninsula (Hambaeksan basin in the Okchon zone) for tracing back the paleomagnetic field change down to the Cambrian. The Hambaeksan basin consists of the Choson and Pyongan Supergroups, which show the synclinal structure. Sixty eight samples in 24 sites are collected from both sides of limb of the synclinal structure. Almost all specimens show the stable behaviour with respect to the alternating field demagnetization up to 50 mT and the thermal demagnetization up to 400 °C. Paleomagnetic measurements show that the sedimentary rocks from all the strata are normally magnetized and that these directions ($D=-12.2^\circ$, $I=55.6^\circ$, $\alpha_{95}=9.9^\circ$) are along the present geomagnetic field direction. The application of the fold test shows that the sedimentary rocks were magnetized after the folding (Fig. 1). These evidences indicate that the original remanent magnetization acquired during the formation of the sedimentary strata have been overcome by the secondary magnetic component with blocking temperature of 350 °C to 400 °C acquired after the folding. Estimation of paleomagnetic direction of the period between Permian and Cambrian is hampered due to the presence of the stable secondary remanent magnetization.

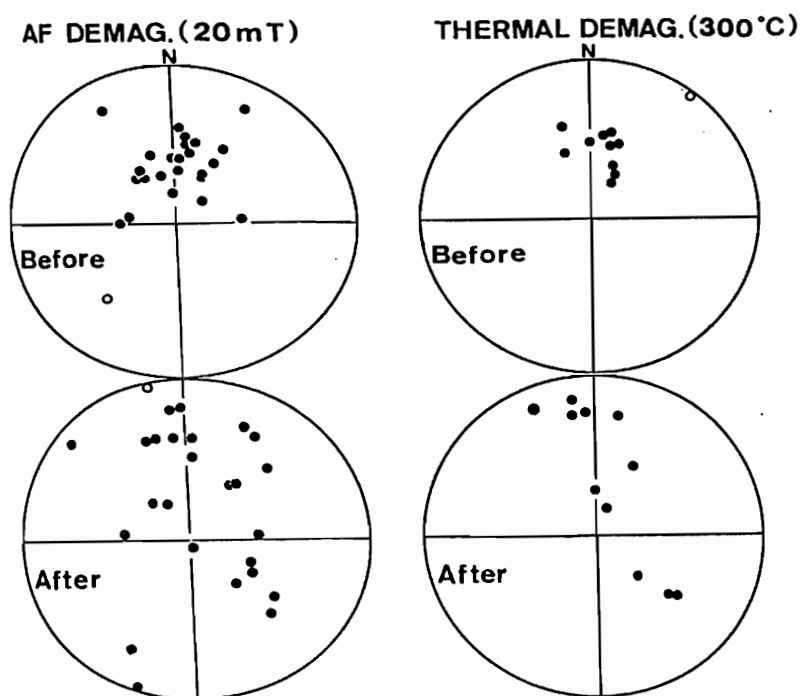


Fig. 1 Equal-area projection of directions of remanent magnetization of Choson and Pyongan Supergroups in Hambaeksan basin before and after correcting for bedding.
(left): Directions after alternating field demagnetization at 20 mT.
(right): Directions after thermal demagnetization at 300 °C.

チベット高原の古地磁気 (カシガル—ラサールト)

船原 尚武^{*}、松尾 淳^{*}、村田 史之^{*}、乙藤 洋一郎^{*}、安川 克己^{*}、西山 孝^{**}
^{*}神戸大理、^{**}京都大工

チベット高原は、平均海拔高度約4000 m、南部を INDUS-YARLUNG ZANGBO SUTURE ZONEに、北部をALTYN-TAGH FAULTで境されている世界でもっとも大きい高原のひとつである。チベット高原は、ユーラシア大陸にインド亜大陸が衝突した事件に伴って生じたと、多くの研究者に信じられている。チベット高原には二つの大陸の衝突を原因とする各種の地学現象が残されているに違いない。衝突が起きたときの、インドとユーラシア両大陸の相互の運動と、ユーラシア大陸の変形の様子を知ることがを目的としてチベット高原の古地磁気学の研究をおこなった。

1985年日中友好納木那尼峰合同登山隊の学術隊は、チベット西部のカシガルからラサ約3000kmの間で、古地磁気学のために38ヶ所で196個の岩石試料を採取した。今回はそのうちの21ヶ所の測定結果について報告する。

古地磁気測定にはSCT社の超伝導磁力計を使用した。各採取地点からの3個のパイロット試料については熱消磁を、1個については交流消磁を段階的におこなった。次のいずれかの条件を満たす採取地点については残りの試料をも段階熱消磁をほどこした。

- (1)3個のパイロット試料の熱消磁後のNRMの方向が一致する、
- (2)各パイロット試料のNRMの方向が段階熱消磁のあいだ変化しない、
- (3)白亜紀の層準。21地点中16地点が条件を満たした。

各試料の段階熱消磁で安定した方向を、各試料に特有な残留磁気方向と判定した。採取地点の試料の平均残留磁気方向の α_{95} の値が 30° より小さい時、その地点の岩石は信頼できる残留磁気を保持していると判断した。第三紀4地点、白亜紀5地点、ジュラ紀、シルル—デボン紀、石炭紀 各1地点の計12地点の岩石がこの条件を満足した。各地点でFOLD TESTをおこなった。すべての地点で、岩石のNRMが二次磁化であるとは判定されなかった。

ジュラ紀以降の、TILT CORRECTION後のNRMの方位から次のことがわかった(図1)。(1)南部(ラツエ周辺)では偏角は大きく西振りである($D=-31.6^\circ$)。(2)中部(ラナク峠周辺)では、偏角は少し西を振る($D=-22.1^\circ$)。(3)北部(マザル周辺)では偏角はほぼ北を向く($D=2.7^\circ$)。(4)伏角は全地域をとおして変化が大きい。現在の伏角よりやや浅い。

今回の測定結果は、次のように概括できる。チベット西部ではINDUS-YARLUNG ZANGBO SUTURE ZONEに近い所で偏角は大きく西に振れ、離れるにしたがって北を向く。偏角の地理的変化はユーラシア大陸の塑性変形を物語っているのかもしれない。

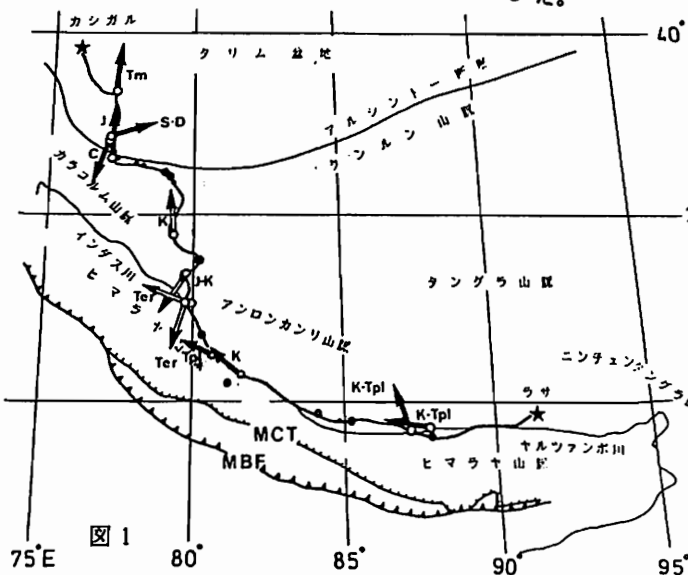
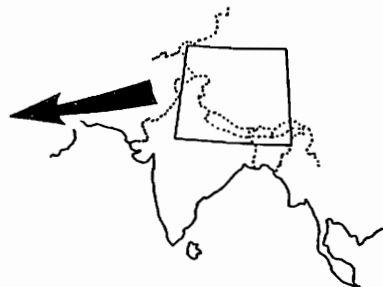


図1

カシガル—ラサールト



ヤップ島・パラオ島の 古地磁気学的研究(予報)

足立泰久 ・ 乙藤洋一郎 ・ 井口博夫 ・ 伊勢崎修弘
(神戸大学 理学部)

太平洋プレートとフィリピン海プレートは、北から延びる伊豆・小笠原海溝、ホーニン海溝、マリアナ海溝、ヤップ海溝及びパラオ海溝によって境されている。マリアナ海溝の走向は、南北方向で、東に張り出した弧状をしている。その南端から弓状に延びるヤップ海溝及びパラオ海溝のそれぞれ西側にヤップ島とパラオ諸島が位置する。

ヤップ島はルムング島、マップ島、ガギール・トミール島、ヤップ本島の4つの島と多数の小島から成り、主な岩石は、緑色片岩である。

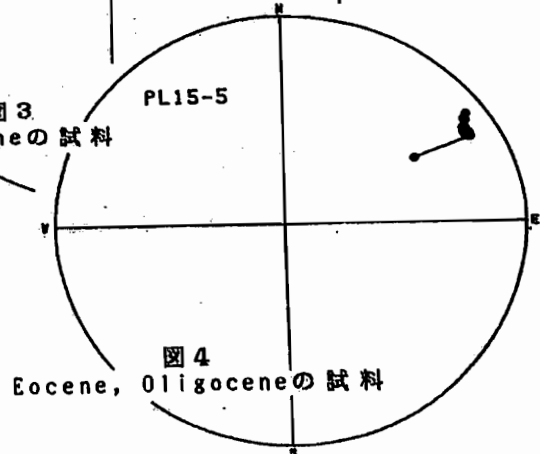
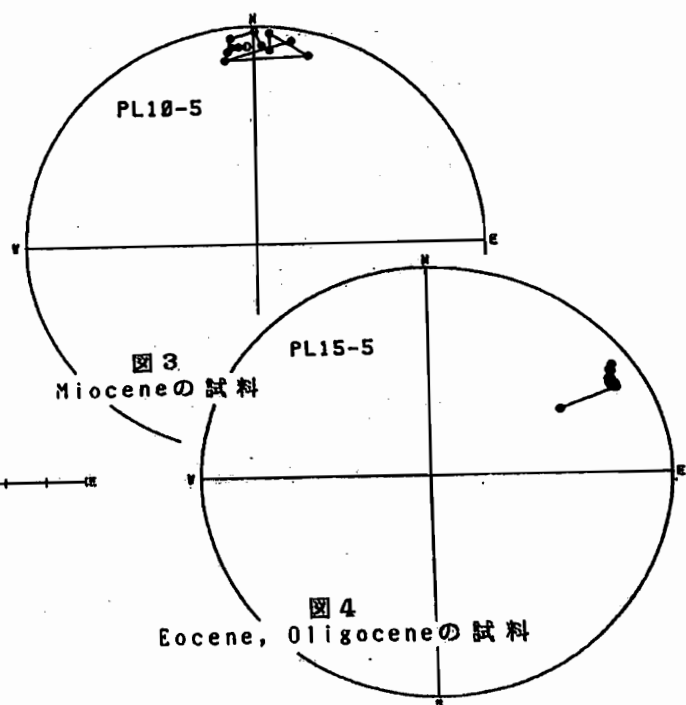
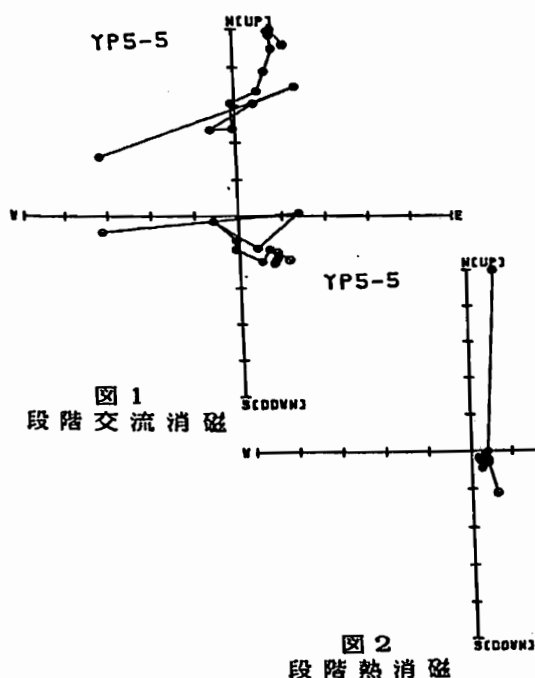
一方、パラオ諸島は、パラオ本島、コロール島、アラカベサン島、マラカル島、その他多数の小島から成る。これらの島々は主に凝灰岩・角礫岩・石灰岩で形成されており、火山岩類はBabelthuap, Aimeliik, Ngeremlenguiの三層群に分類される。

今回の試料採取は、ヤップ島で11地点、パラオ諸島では16地点で行われ、各地点からそれぞれ約5個の磁化測定用定方位試料を得た。各地点の1試料からそれぞれ2個の

パイロット試料を整形し、合計54個のパイロット試料を得た。各地点2個のパイロット試料のうち1個は段階交流消磁用試料とし、もう一方は段階熱消磁用試料として超伝導磁力計及びスピナー磁力計で測定した。

その結果、全体として図1, 2に示すように熱消磁によって安定な成分を得ることができた。(ただし、図1は交流消磁、図2は熱消磁)

パラオの試料を年代で大きく分けると、石灰岩(図3)はMiocene、それ以外の試料(図4)はEocene, Oligoceneであるということと熱消磁による各パイロット試料の安定な磁化が示す方向とを検討すると、パラオではEocene, Oligoceneの試料の偏角が東振りであることが確認される。また、ヤップでは多少の西振り、あるいはほぼ北向きの偏角を示すものがある。今後の課題として、パイロット以外の試料のデータを増やすことによってヤップ、パラオの偏角の振れについて検討していきたい。



III-48 Viti Levu 島 (Fiji) の回転運動 (II)

井口博夫 · B. Rao · P. Rodda · 安川克己
 (神戸大理) (Mineral Resources Dept., Fiji) (神戸大理)

Viti Levu 島は南西太平洋の Fiji Platform 上にある2つの大きな島の一つで、Eocene 以降の火山岩や堆積岩からなる。Fiji の Eocene 以降の tectonic history を明らかにするために Viti Levu 島の Eocene から Pliocene の年代を示す岩石の定方位試料を40地点より採取し残留磁化を測定した。

磁化は、主に S C T 社の超伝導磁力計により測定し、磁化の強い試料はスピナー磁力計により測定した。交流及び熱による段階消磁実験から決定した最適消磁後の磁化の測定結果の中で、安定で初生磁化を示すと考えられる岩石の磁化方位を年代ごとに平均した。伏角が下向きを示すものは、逆帯磁と判断し正帯磁方向に補正して、また傾動補正できる地点では傾動補正後の値を用いて時代ごとの平均磁化方位を求めた。磁化方位の特徴は以下のようにまとめられる。

◎ 偏角は、時代ごとに特徴ある方向を示す。Late Eocene, Early oligocene ではほぼ北

向きの偏角を示し、Early and Middle Miocene では約80°の西向きの偏角を示す。Late Miocene では約40°, Pliocene では約20°の西向き偏角を示す。

◎ すべての時代を通じて、伏角は現在の緯度で地心双極子から期待される-33°と有意な差はない。

偏角の変化は Fiji の誕生以来の2回の回転運動により説明できる。

Late Oligocene に約70°の時計廻り回転運動をし、Early and Middle Miocene には回転運動を休止し、Late Miocene 以降に約80°の反時計廻り回転運動をした。その間磁気緯度は変化していない。二度目の反時計廻り回転は、James and Falvey (1978), Malahoff et al. (1982) の結果と調和的である。

上述の Fiji の回転運動は、隣接する Hunter Fracture Zone と Fiji Transform Fault の横ずれの活動によって引き起こされたと解釈できる。

	偏角	伏角	α_{95}	
(1) Pliocene (2-5 Ma)	-20°	-55°	12°	1site (n=6)
(2) Late Miocene (5-11 Ma)	-37°	-33°	17°	8sites
(3) Early and Middle Miocene (11-25Ma)	-79°	-27°	18°	9sites
(4) Late Eocene and Early Oligocene (33-42Ma)	-10°	-45°	---	4sites



Fiji の位置
 after Brocher and Holmes
 (1985)

ポスターセッション

(P-1 ~ P-51)

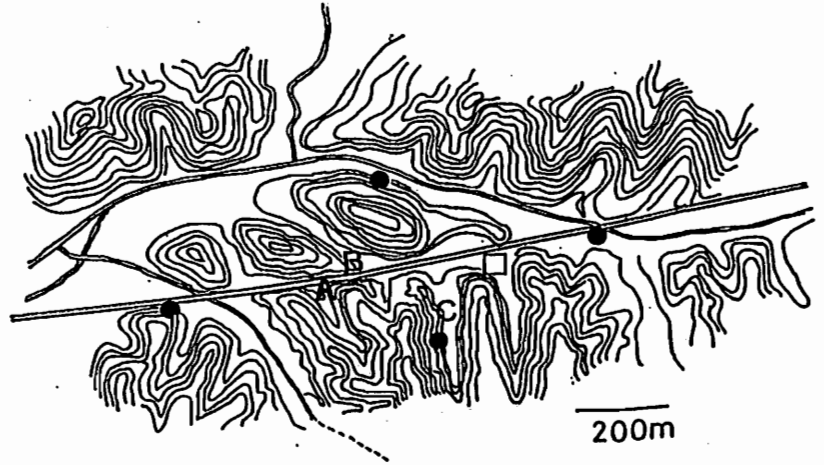
藤原 智 住友則彦 塩崎一郎 大塚成昭 山口 覚
 (京大 理) (京大教養) (神戸大自然科学) (神戸学院大) (帝国女子短大)

山崎断層で、シュランベルジャー電極配置による抵抗変化観測を続けている。1984年5月のM5.6の地震に関連して顕著な抵抗変化が観測された。(住友 他、1986) その後も地震発生とは無関係と思われる不規則な変化が観測されている。この変化が真に地下の抵抗変化そのものを反映しているか否かを確認するため、多点で同時に測定が可能な比抵抗計を試作して観測を始めた。測点の配置は第1図に示した。第2図は3地点で観測された見かけ比抵抗変化の例である。Aは従来より観測している東西成分である。これを見ると、A、B、C、3地点で共通の変化をしているように見える。しかし、異常変化の振幅は場所によって異なっている。日変化振幅比も若干の相違がみられる。以上の事から、これらの変化は電位電極付近の固有の変化ではなく、測定系全体に共通した原因によるものと思われる。これらの事柄について検討を加える。

また、従来の観測結果を整理して次の興味ある事柄を見つけた。

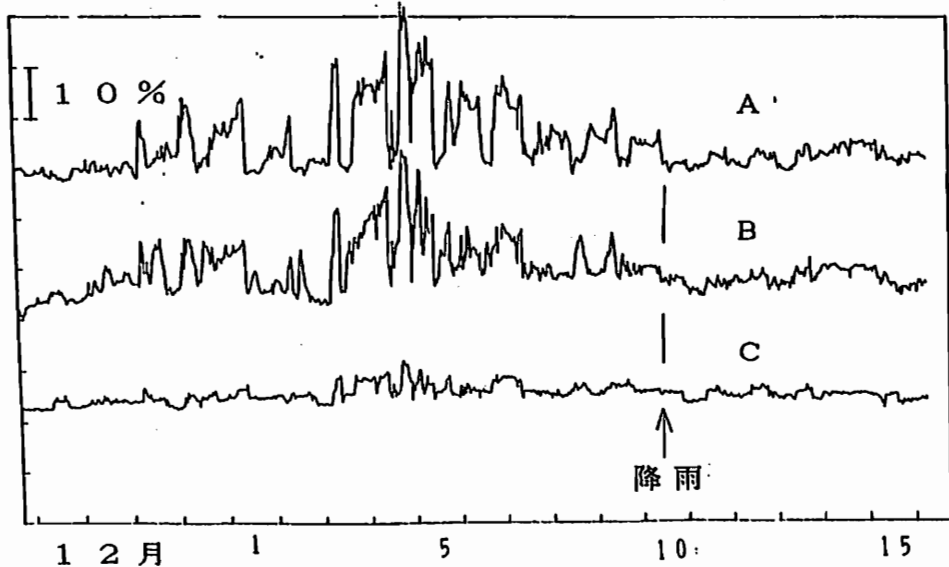
- イ) 日変化振幅および変化形態が日照時間に関係する様に見える。
 - ロ) 日照りが続くと日変化振幅が次第に増大することがあり、雨が降ると振幅が急減する。
 - ハ) 夜間に見かけ比抵抗は高くなる。昼間の見かけ比抵抗の方が夜間に比べて長期に安定している。
- これらの原因についても検討する。

第1図



第2図

1986年 11/27 - 12/15



大塚成昭 · 大村 誠 · 福田正浩 · 藤森邦夫 · 住友則彦
 (神戸学院大) (京大 理) (京大 教養)

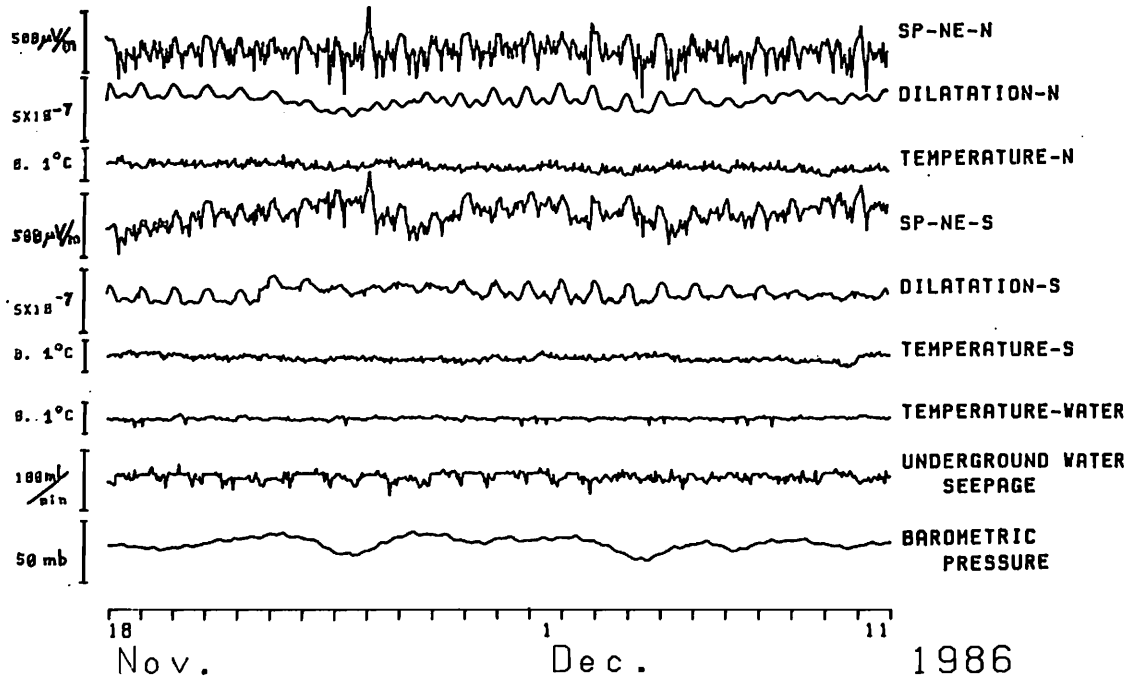
六甲鶴甲断層運動観測室および生野地学観測室の2つの地殻変動連続観測坑内において、自然電位差変化の連続観測を開始した。地震前兆現象の1つとして自然電位差変化の異常は古くから期待されており、これまでも、いくつかの観測報告がある。最近の例では、1984年5月30日に山崎断層付近に発生したM5.6の地震に先行して、自然電位差の異常変化があったという報告がある(宮腰, 1985)。また、ギリシャでは自然電位差変化の異常を用いて地震予知に成功したという報告もある(P. V A R O T S O S, 他, 1984)。

自然電位差変化(地電流)の観測は、通常、地表付近で行われているが、降雨や気温変化などが電極(及びその近傍)におよぼす気象影響の有無が問題となるであろう。そこで、気象影響の非常に小さい場所として地殻変動観測坑を用いることとした。また、この場合、地殻変動、湧水量、その他種々の観測結果との比較も容易であり、自然電位差変化の原因の物理的解明に役立つと思われる。

六甲鶴甲断層運動観測室は、活断層(大月断層)を跨いで設けられており山崎断層での観測(宮腰, 1985)と類似の条件である。同様の変化を捕らえられるか否か期待したい。

電極は炭素棒を用いており、六甲鶴甲断層運動観測室は1984年11月、生野地学観測室は1985年4月にそれぞれ設置した。六甲鶴甲断層運動観測室での記録の1例を地殻変動、湧水量などと共に示す。

ROKKO-TSURUKABUTO



北西太平洋の 地磁気全磁力異常縞模様図

丸塚勝美¹、長森由香¹、伊勢崎修弘¹、中西正男²、上田誠也³
¹神戸大理、²東大海洋研、³東大震研

G A P A (GEOLOGICAL/GEOPHYSICAL ATLASES OF THE PACIFIC AND ATLANTIC OCEANS) 計画には太平洋全域の地磁気異常分布図の製作が含まれている。我々はこの計画に参加し、水路部海洋データセンター、NOAA等からデータの提供を受け、分布図の製作にとりかかっている。

今回は、北西太平洋の地磁気異常分布図の第1版ができたので、それを報告する。地磁気異常図は次のようにして作られた。

1. DGRF60、65、70、75、PGRF80、IGRF85を用いて、地磁気全磁力異常を計算する。
2. 北緯40度で500万分の一のメルカトル図法によって、測線を描く。
3. 測線に沿って、1.25cm/100nTの地磁気異常のプロファイルを描く。
4. 地磁気異常0の地点を結び、正の異常の領域を黒く塗る。
5. 位置や振幅のおかしいデータは、作業過程で無視してゆく。

G A P A 計画の最終図は、北緯45度で1000万分の一の図であるが、これは実際の作業には小さすぎるので、今回は、500万分の一の図を示してある。

この図から次のようなことが判る。

1. 従来 of 異常図 (例えば、Hilde et al. 1976、Tectonic Map, 1981) と比べて、シャツキーライズの上の異常図が詳細になった。
2. シャツキーライズの軸と、マグネティックバイトの軸が一致している。
3. 東経150度に沿っての、縞模様の不連続が著しい。

以後、更にデータを加えて今年中に太平洋全域の図を完成させる予定である。

渋谷秀敏

(大阪府大・総合科学部)

古地磁気研究において近年熱消磁の重要性が増してきている。特に日本の様な変動帯の中・古生界の岩石は非常に安定な二次磁化を持っていることが多く、少なくとも熱消磁を行わないと一次磁化が得られない例が報告されている。極端な場合は、670°C付近で数度の誤差しか許されない。熱消磁炉は冷却中の炉内の磁場をへらすために発熱体から温度センサーまでの距離が大きいうえ、オーバーシュートが全く許されないので、この程度の精度でも通常のPIDコントローラでは、迅速な加熱はかなり難しい。そこで、よりきめの細かい制御を行うため、制御ループのなかに、パーソナルコンピュータを組み込むことを試みた。

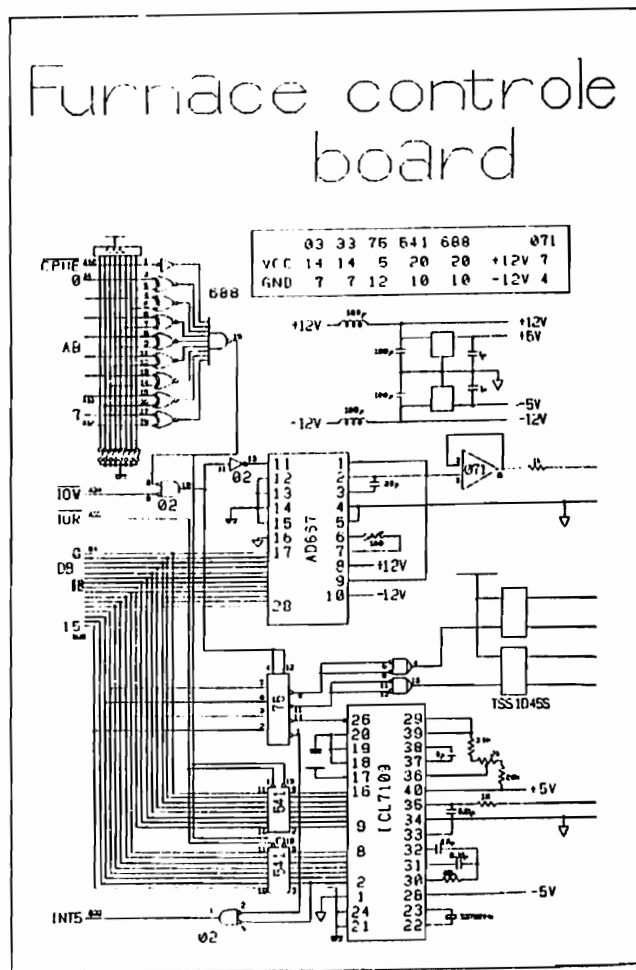
熱消磁炉自身は現在までに制作されているものと特に変りはない。すなわち、円筒形のミューメタル3重磁気シールド中の水冷型無誘導巻電気炉である。従来は熱電対の出力を市販のPIDコントローラに入力し、それで、サイリスタの制御を行っていた。本研究では、

- ① 熱電対の出力はシグナルコンディショナ (CR Box LX4T27)で0~800°Cが0~0.8Vとなるように、ゼロ接点補償とリニアライズを行う。これをA/Dコンバータ (Intersil ICL7109)で12ビット巾でデジタイズして、計算機 (NEC PC9801VM2)にとり込む。
- ② とり込まれた温度情報をデジタル演算で処理し、電気炉の駆動電流を決定する。
- ③ 決定された駆動電流値はD/Aコンバータ (Analog Devices AD667)で電圧に変換された後、点弧回路を内蔵したサイリスタブロック (Eurotherm 425)に入力し、駆動電流の位相制御を行う。

このように制御ループ中にインテリジェントでプログラマブルな機器を組み込むことによって、きめ細かい制御が可能となる。

右図のA/DおよびD/Aコンバータを組み込んだインターフェイスボードはすでに完成しており、現在は制御のソフトウェアについて実験中である。デジタル制御でアナログ制御に比べて問題となるのは入力信号のディジタイ

ズによる制御信号の不安定化である。サンプリング間隔については温度の変化は遅く、このA/Dコンバータの7.5Hzの間隔で十分である。一方、温度の方は800°Cまでを12ビットでデジタイズしているの、温度を0.2度単位で測定していることとなる。この程度の精度で充分かは今後実験で明らかにするが、現在までに行った比例制御の結果では比例制御本来の問題点であるオーバーシュートとオフセットを除いてきれいな制御を行っているの、問題はないであろう。



P-5 九州地方の構造運動の古地磁気学的研究

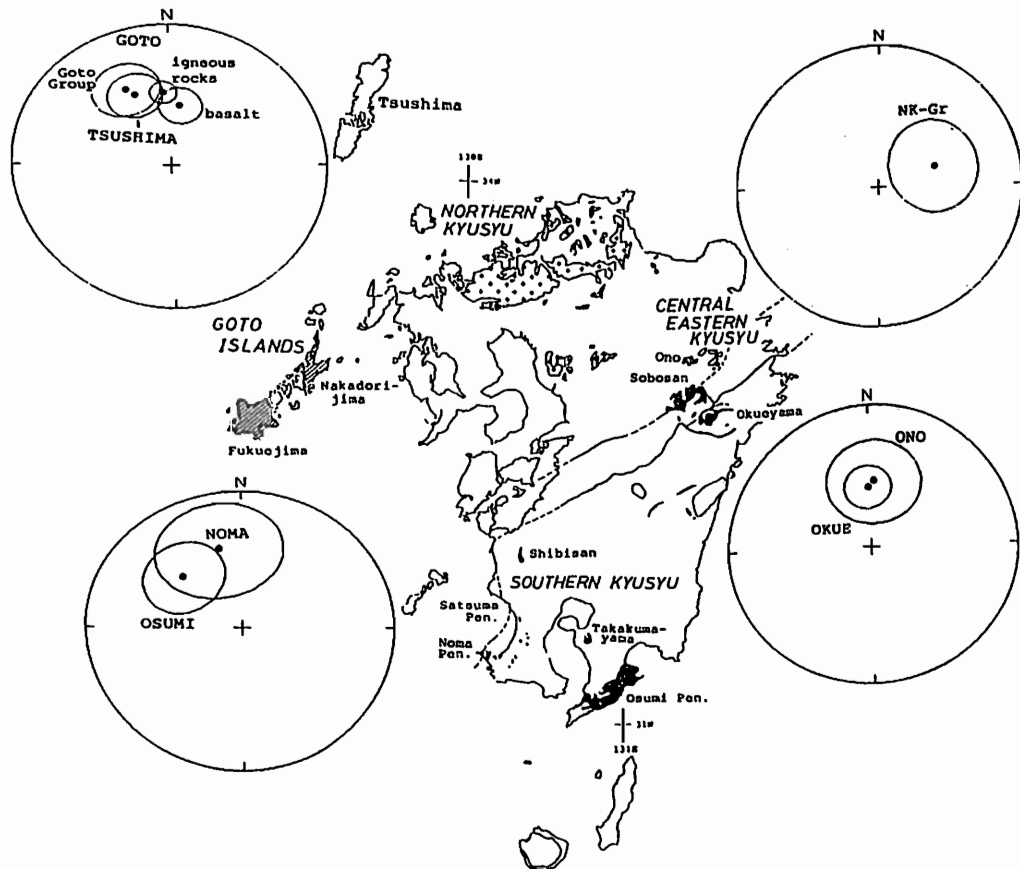
石川尚人・鳥居雅之
(京大理)

最近の古地磁気学的研究の結果、15Ma頃西南日本が約50°の時計回り回転運動したことが明らかになった(Otofuji et al., 1986)。ではそのとき、九州地方にはどのような運動が起こったのであろうか。九州地方には西南日本からの帯状構造の延長が認められることから、曖昧に時計回り回転運動した西南日本ブロックの西端部があると考えられてきた。しかし、対馬の第三系系の古地磁気方位が約24°の西偏することがわかり、九州地方には西南日本ブロックとは異なる変動をした地域があることが明らかになってきている(Ishikawa et al., 1986)。更に、九州地方と西南日本ブロックとの関係の概要を明らかにするために、九州地方の広い範囲から多くの古地磁気方位を得るよう古地磁気学的研究を行った。

試料は、北九州では後期白亜紀花崗岩類、中九州、南九州では中中新世の珪長質火成岩類、岩類を大崩山、紫尾山、高隅山、大隅半島、野間半島から採取した。また、五島列島では新第三紀の堆積岩、火成岩類と第四紀の玄武岩類を中通島、福江島から採取した。段階的熱消磁、交流

消磁実験の結果、北九州の後期白亜紀花崗岩類と、大崩山地域、大隅半島、野間半島の珪長質火成岩類、そして五島列島の前期中新世の五島層群、中期から後期中新世の火成岩類、第四紀の玄武岩類から古地磁気方位を得ることが出来た。今回得られた古地磁気方位と西南日本から得られている古地磁気データを比較することにより、九州地方と西南日本ブロックの関係について次のことが明らかになった。

後期白亜紀花崗岩類からは約70°東偏する古地磁気方位が得られ、北九州は時計回り回転運動した西南日本ブロックの延長部と考えられる。大隅半島の珪長質火成岩類と、五島列島からは西偏する古地磁気方位が得られ、それら地塊が西南日本ブロックとは異なる、反時計回りの回転運動をした地域と考えられる。五島列島の反時計回り回転運動は五島層群の堆積後、この運動の時期、性質は対馬域と類似する。五島列島～対馬域は異なる構造運動の新場におか



鳥居雅之(京大理)・ODP Leg 107 乗船研究者一同

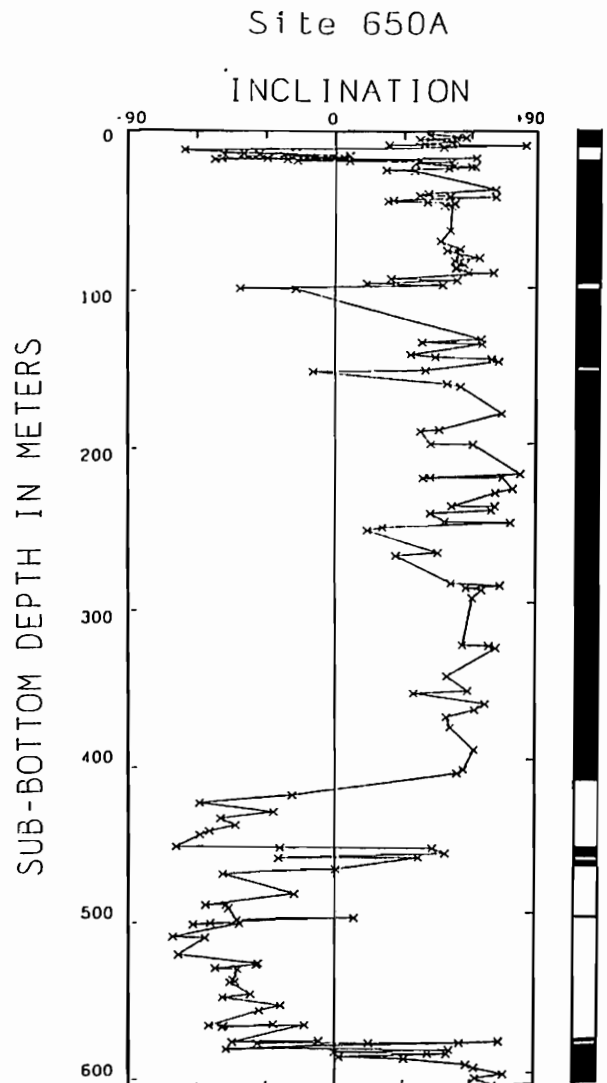
ODP Leg 107の Site 650は、ティレニア海を構成する個々の背弧海盆のなかでは、もっとも形成時期の新しい Marsili Basinの西の端に位置している。ここでは基盤の basalt の上の、約 600mの細粒火山物質にとみ、かつ石灰質の微化石の多い堆積物が採取された。コアの上部 119mまでは水圧掘進型のコア採取装置 (Advanced Piston Core; APC) を用いて、柔らかい堆積物を乱さずに採取することが試みられた。さらに APC には磁針の向きをフィルムに記録できる特殊カメラ (Eastman Whipstock Multiple Shot Survey Instrument) が取り付けられており、コアの方位を磁北に対して決めることができるようになっている。ただしこのカメラによる記録はドリルパイプの振動などによって妨害されることが多く、この航海では成功率は半分程度であった。119m以深は硬岩・軟岩両用の Extended Core Barrel (XCB) が用いられ比較的乱れの少ないコアが採取された。

サイト全体の古地磁気層序は、船上で行った交流消磁および持ち帰った試料についての熱消磁実験の結果に基づいて、右図のようになった。410mまでは正帯磁が卓越し、それ以深 603mまでは逆帯磁が卓越している。浮遊性有孔虫化石および石灰質ナンノ化石による生層序とあわせて考えると、上部の正帯磁ゾーンはブリュンヌ正磁極期に、また下部の逆帯磁ゾーンはマツヤマ逆磁極期に対比することができた。460mおよび 580m付近の短い正帯磁は、それぞれハラミヨおよびオールドバイ正磁極期に対比できた。

ブリュンヌ正磁極期の上部には 15m、100m、150m付近にごく短い逆帯磁が見つかっている。この部分の全ての試料について 50~30°C 間隔で段階熱消磁実験を行い安定な磁化方位を求めた。15m層準の負の伏角のゾーンは 2本のコア、2Hの最下部から 3Hの大部分に記録されていることが分かった。またコア 2Hと 3Hは方位が記録されており、偏角のデータもこれらの負の伏角が完全な逆帯磁であることを支持している。100m付近のものはコア 11Hの最下部のみに記録されて

いる。また 150mのものもコア 17Xのみであり、これらのコアの岩相がいずれも粗粒であることもあって、信頼性がやや落ちると考えられる。

15mの逆帯磁の時代については、微化石では更新世であること以外には年代をはっきりと推定できるようなデータは得られていない。しかしながらブリュンヌ正磁極期を通じて堆積状況がほぼ一定していることなどから考えて、この逆帯磁が更新世の最末期のできごとである可能性は非常に高いといえよう。



古地磁気学的手法による旧石器遺跡のたき火跡 の推定(2) — たき火実験 —

森永速男¹、森美果¹、島津絹子¹、井口博夫¹、山下秀樹³、久保弘幸²、藤田淳²、安川克己¹

¹神戸大学・理学部、²兵庫県教育委員会・社会教育文化財課、³平安博物館

旧石器遺跡において発見される配石や礫群の中には、当時の人が火を使用した可能性を示す赤化したものがある。何らかの方法で火を使用したかどうかを確定し、さらに使用していた場合、遺跡内のどの場所で使用したか、また配石や礫群の位置と使用位置との関連を明らかにすることは旧石器時代の生活程度、様式及び社会形態を考える上で大変重要である。

昨年春の本学会で、旧石器遺跡(兵庫県春日町七日市遺跡)から採取した土壌の残留磁化の強度及び安定性の違いによる火の使用の検出とたき火(炉)跡の推定について報告した。その際、磁化の強度が他のものの数十倍から数百倍であり、交流消磁に対してその方向及び強度が相対的に安定な土壌が見つかった(下表)。その土壌の採取地点がかつて火を使用した位置(たき火跡)であろうと考えた。

	受熱歴があると考えた土壌	その他の土壌
※NRM強度	$10^{-2} \sim 5 \times 10^{-3}$ A/m	$5 \times 10^{-3} \sim 10^{-4}$ A/m
※消磁に対する 方向変化	最高90mTまで 安定	約15mTから 不安定
※MDF (median destructive field)	約20mT	6~9mT

上述の土壌の残留磁化の違いが受熱歴の有無によるのかを実際にたき火を行うことによって調べた。神戸大学農学部付属農場敷地内において約10時間、直径約2mの範囲で薪を燃やし続けた後、約半日おき火の状態で放置した。その間、熱電対によりたき火を横切る表面の測線及び中心付近の鉛直下の測線上14点で温度変化を調べた。たき火直下の土壌表面では約400℃までの温度上昇が見られた。しかし、表面下5cmでは約100℃、同じく10cmでは約90℃の温度上昇に留まった。

たき火前後の土壌について、5種類に分類して、それらの残留磁化の性質をまとめると以下ようになる。

	たき火前の土壌		たき火後の土壌		
	表面下10cm以下	表面	表面下10cm以下	表面下3cm	表面
※温度	****	****	100℃以下	100~300℃	約400℃
※試料数 (NRM)	6	3	17	10	7
※平均強度 ($\times 10^{-3}$ A/m)	4.2	5.6	4.9	25.7	266.2
※平均偏角	-73.6°	-28.8°	-46.9°	-36.1°	-8.2°
※平均伏角	8.2°	28.8°	49.1°	39.4°	24.0°
※k	4.0	(24.5)	7.7	4.6	11.9
※ α_{95}	38.1°	(25.5°)	13.7°	25.4°	18.3°

たき火により上昇した土壌の温度とその土壌の残留磁化強度とはかなり良く対応しており、温度上昇の大きい土壌ほど強度が大きくなった。さらに磁化の交流消磁に対する安定性も向上し、MDFは6~9mTから15mT程度になった。たき火により獲得された土壌の残留磁化方向の集中度も向上した。このことは受熱により土壌の残留磁化の強度及び安定性が増加するとした推論が正しかったことを示している。また、熱磁気分析の結果は、たき火(受熱)の過程で土壌中の磁性鉱物が化学的に変化したことを示していた。

西丹沢大又沢から採取した
トータル岩の K-Ar 年代

齋藤和男, 高井敏光

山形大学理学部

丹沢山塊はフィリピンプレートの衝突により本州に付加されたと考えられている。この山塊の主体をなす丹沢トータル岩体の形成年代を決めることは、南部フォッサマグナ地域の形成史を考える上で、重要な情報を与えることになる。しかし、年代に関する報告は現在までに2つしかなく、おらず（河野・植田；1966, 佐藤ほか；1986）、詳しい年代測定が望まれていた。今回は西丹沢大又沢沿いに岩体縁辺部から中心部にむけて試料岩石を採取し、K-Ar年代を測定したので、その結果を報告する。

試料岩石から分離した角閃石を用いて測定したK-Ar年代を表1に示す。黒雲母の分離も試みたが、著しくクロライト化しており、年代測定用試料にはならなかった。

佐藤ほか（1986）は、丹沢トータル岩体の縁辺部から試料を採取し、角閃石と黒雲母を分離してそれぞれのK-Ar年代を測定し、角閃石に対しては1000万年、黒雲母に対しては500万年の年代を報告している。佐藤ほか（1986）はこの原因を、岩体が100万年当たり50°C程度の冷却速度で冷えたため、550°C程度でArを保持し始める角閃石が、古いK-Ar年代を示し、350°C程度になって初めてArを保持し始める黒雲母が若い年代を示しているとして説明した。

今回得られたK-Ar年代は600万年程度のものと1000万年程度（およびそれより古い）ものの2つのグループに分けられる。得られた年代そのものは佐藤ほか（1986）と大きな違いはないが、縁辺部から中心部にむけて系統的な年代変化は見られず、1000万年と600万年の差は岩体の徐冷によるという佐藤ほか（1986）の結論は証拠づけられなかった。試料岩石のK含有量が少ないことを考えると、古い年代はエクセスArの影響が現れている可能性もある。

今後、縁辺部から中心部にかけてのより一層系統的な試料採取、 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法によるエクセスArの確認などを行う予定である。

Sample No.	Mineral	K : O %	^{40}Ar rad. (10^{-4} ccSTP/g)	^{40}Ar atm (%)	Age (Ma)
86040601	Hornblende	0.205	6.31	90.0	9.5 ± 1.8
		0.205	6.91	89.1	10.7 ± 1.8
86040602	Hornblende	0.205	10.40	73.9	15.7 ± 2.1
		0.193	10.49	69.7	16.6 ± 2.3
86040603	Hornblende	0.193	5.08	88.2	8.2 ± 1.6
		0.193	3.11	91.0	5.0 ± 1.3
86040604	Hornblende	0.121	3.66	89.5	9.4 ± 2.8
86040605	Hornblende	0.157	3.41	89.7	6.7 ± 2.3
86040607	Hornblende	0.157	2.91	94.9	5.7 ± 2.2
86061901	Hornblende	0.169	3.30	89.3	6.1 ± 2.2
86040616	Hornblende	0.217	4.35	88.3	6.2 ± 2.0
		0.217	3.53	92.5	5.0 ± 1.8

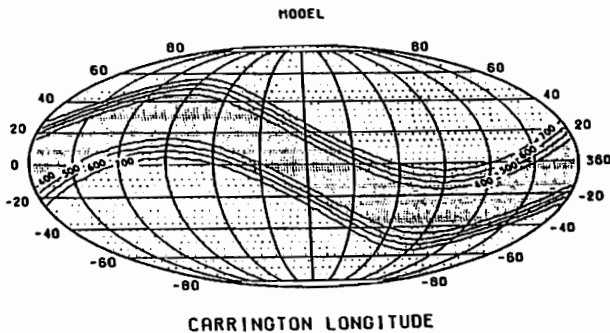
^{40}Ar rad. : radiogenic ^{40}Ar
 ^{40}Ar atm : Air contamination ^{40}Ar

柿沼隆清、小島正宜
名大空電研究所

惑星間空間シンチレーション (IPS) は、広大な三次元惑星間空間において太陽風速を観測することができる。この特長を生かして太陽風速の source surface における二次元分布を求め、Stanford大の Hoeksema が求めた source surface 上での磁気中性線の分布との比較を行った (1986年春季年会発表)。この比較に於いて、太陽黒点活動周期全体を通して太陽風低速領域は磁気中性線に沿って分布することが分かった。しかし、年によって両者の緯度方向の振幅に顕著な差が見られた。この差が最も大きかったのは1983年で、続く1984, 1985年にも差が見られ、磁気中性線の振幅が、常にIPSが求めた低速帯の振幅より大きかった。この差が何に起因するのかを明らかにすることは、太陽風三次元構造が、どのようなメカニズムで決まるのかを研究する上で重要なことである。考えられる原因とし次のようなことが考えられる。(1) 磁気中性線の計算に於いて、Hoeksemaが推測をした太陽極域磁場強度が弱すぎたのかも知れない。(2) IPSの観測は source surface から遠く離れた 0.3 - 1AUの領域で行われたので、太陽風の構造が source surface 上のものとは異なっている可能性がある。すなわち、source surface から太陽風が外へ広がって行く時に、緯度方向の圧力勾配により低速帯(current sheet) が高緯度から低緯度に向けて押し縮められた。(3) IPSが観測するものは、地球-電波源を結ぶ視線に沿って分布する太陽風速の荷重平均である。この積分効果のためにIPSの観測する太陽風低速帯の振幅が小さく成るのではないか。

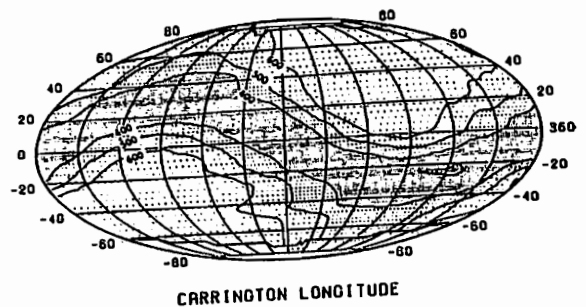
そこで、我々は第三番目の原因の可能性が有るのかどうかを、計算機シミュレーションで調べた。太陽風三次元構造のモデルを作り、この太陽風中を電波源からの電波が通り散乱を受けたと仮定をし、太陽-地球-電波源の実際の様々な位置関係で計算を行い、この計算から得られた速度データを用い、速度分布を求め、最初に仮定した太陽風三次元モデルと比較を行った。1985年3月から7月にかけての観測をシミュレーションし、次のような結果を得た。(1) 低速帯の分布は、IPS観測により緯度方向振幅、経度方向の位置関係共に正しく再現される。(2) 観測される高速領域の速さは、実際の太陽風速に対し低くバイアスされる。(3) 一方、3月から7月にかけて観測される低速領域の速さは、小さなバイアスしか受けない。(4) ストリームの境界のシャープさが観測では失われる。この結果から、上記第三番目の原因の可能性は、かなり弱いと思える。

SOLAR WIND SPEED SYNOPTIC CHART
FROM IPS MEASUREMENTS
SUPERPOSED CARRINGTON ROTATION NUMBERS: 0 - 0



THE RESEARCH INSTITUTE OF ATMOSPHERICS NAGOYA UNIVERSITY

SOLAR WIND SPEED SYNOPTIC CHART
FROM IPS MEASUREMENTS
SUPERPOSED CARRINGTON ROTATION NUMBERS: 1769 - 1784
1985



THE RESEARCH INSTITUTE OF ATMOSPHERICS NAGOYA UNIVERSITY

P-10 INTERPLANETARY DOPPLER SCINTILLATION OBSERVATIONS OF "SAKIGAKE"
 IN FEBRUARY 1986

Takashi Watanabe (Research Institute of Atmospherics, Nagoya University)
 Haruto Hirose, and Zen-ichi Yamamoto (Institute of Space and Astronautics)

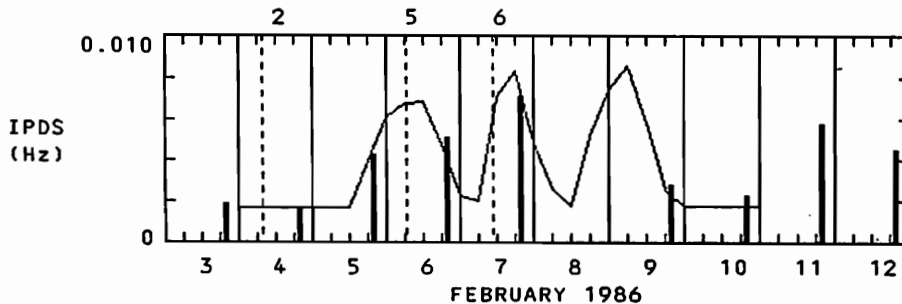
1. Observations: Interplanetary Doppler scintillation (IPDS) responds to solar wind speed in addition to electron density fluctuations, roughly the product of solar wind speed and electron density fluctuations (Woo et al., J. Geophys. Res., 90, 154, 1985). We analyzed IPDS observations of SAKIGAKE in February 1986. The heliocentric distance of the spacecraft was about 0.84 AU, and its longitude was about W57° on 10 February 1986. The radio signal generated by an Earth-based cesium clock at the frequency of 2.11161 GHz was sent back from the spacecraft to the Earth at 2.29315 GHz. A 36-bit frequency counter at the 64-m ISAS deep space station in Usuda was employed to measure the Doppler frequency. The standard deviation of frequency fluctuations are calculated as the daily IPDS level at a sampling frequency of 1 per minute for time spans of 20 minutes. The contamination due to instability of the cesium clock (about 3×10^{-3} Hz) is removed.

2. Empirical Modeling: High level IPDS was observed for 3-4 days from immediately before the onset of high geomagnetic activity on 6 Feb. We determine the empirical models of the interplanetary disturbances in association with three intense solar flares assuming that the IPDS level is proportional to the product of the plasma speed and the degree of electron density fluctuations. We also assume that the degree of density fluctuations is proportional to R^{-2} where R is the heliocentric distance. The plasma speed of an interplanetary disturbance is expressed as

$$V = V_{MAX} (R/R_0)^{-DE} \cos M(L-FL) \cos N(B-FB) + V_0 \quad (1)$$

where V_{MAX} is the initial plasma speed at the apex, R_0 is the heliocentric distance from which the disturbance begins to decelerate, DE is the exponent, (L, B) are the longitude and the latitude measured from the Sun-Earth line, (FL, FB) are those of the apex, M and N are multiplication factors, and V_0 is the ambient flow speed. In the region between the Sun and R_0 , we assume that the plasma speed is $(V_{MAX} + V_0)$. It is necessary to assume also the radial thickness of the shell of the enhanced plasma speed (DR). The degree of electron density fluctuations within the disturbance is assumed to be NDE times higher than the ambient level. The level of IPDS which is expected to be observed is calculated through the integration of the product of the transverse component of the flow vector and the degree of electron density fluctuations, along the line-of-sight of SAKIGAKE.

The predicted time variation of the IPDS level is shown in Fig. 1 with daily IPDS data of SAKIGAKE. The parameters assumed in the modeling are also given in Fig. 1. We cannot check the model for Flare 6 because of a data gap of IPDS observations. It is concluded that high level IPDS observed on 5-7 February 1986 was caused by subsequent passage of solar-flare-associated interplanetary disturbances. This work also showed that the degree of electron density fluctuations within the disturbances was about 10 times as high as the ambient level.



FLARE	M	DAY	UT	VMAX	V0	VAFT	FL	FB	M	N	DR	DE	R0	DNE
2	2	4	07.68	1500	355	400	+25	-03	1.5	1.5	0.4	0.7	0.06	8
5	2	6	06.42	2000	400	430	+06	-04	1.5	1.5	0.4	0.6	0.08	8
6	2	7	10.57	1000	500	500	+20	-10	1.5	1.5	0.4	0.5	0.06	8

Fig. 1. The standard deviation of Doppler scintillation (IPDS) of SAKIGAKE in Hz (bars) and the predicted IPDS level (a solid curve) in early February 1986. The prediction is made using eq. (1) and parameters given in this figure. The occurrence time of each solar flare is indicated by a vertical broken line.

ハレー彗星のcometosheath内のプラズマの流れ

高橋 俊¹・寺澤 敏夫¹・向井 利典²・北山 正信³・三宅 亘³・平尾 邦雄⁴
 (1京大理、2宇宙研、3電波研、4東海大工)

ハレー彗星のcometosheath内のプラズマの流れを見るために、プロトンと α 粒子のバルクパラメータ（数密度、温度、速度）をマックスウェル分布でフィットして求めた。観測は高エネルギーモード（248 eV～15.8 keV）と低エネルギーモード（30 eV～1.92 keV）で行われた。

図1は、低エネルギーモードの分布関数の断面であり、(a)は太陽方向の軸に沿い、(b)は垂直方向である。これから、イオンの分布が少なくとも二つの種類から構成されていることが分かる。ここで冷たい方をコア、暖かい方をハローと呼ぶことにする。コアはプロトンである。「すいせい」の計測機はイオンの種類を区別できないが、ハローはフィットした速度から α 粒子であると考えられる。

cometosheathの中では、プロトンの数密度は200個/cc、 α 粒子の数密度は7個/ccであり、プロトンに対する α 粒子の比率は3.5%程度である。一方、上流の太陽風中ではこの比率は3～5%程度である。従って、暖められてマックスウェル分布になった彗星起源のプロトンは、太陽風起源のプロトンに比べてきわめて少ないと結論できる。（もし、そうでなければ、cometo-

seathの中での α 粒子の比率はもっと小さいはずである。）

図2は、フィッティングの結果をまとめたものである。上からそれぞれ数密度（/cc）、温度（K）、速度（km/s）である。実線はプロトンの、破線は α 粒子の値である。流れはハレー彗星を固定した座標系でプロットしている。CAとBSは最接近とショック通過を示す。

プロトンの温度は最接近点に向かって低下している。この低下は彗星起源の中性粒子との電荷交換に伴う冷却効果によると考えられる。（プロトンの温度の最低点はCAと一致していない。この理由はよく分からない。）一方、 α 粒子の温度はプロトンに比べて非常に高く、かつ、あまり変化していない。これは、 α 粒子の電荷交換の断面積がプロトンに比べてきわめて小さいことと、冷却に有効な電荷交換がないためであると考えられる。

流れの方向と反太陽方向とのなす角は、最接近点からショックに向かって増大している。これは障害物を避ける流体の流れの特徴的な形状である。

流れの速度は最接近点へ向かって減少しているが、数密度はそれほど変化していない。このことは流れが広がっていることを意味している。

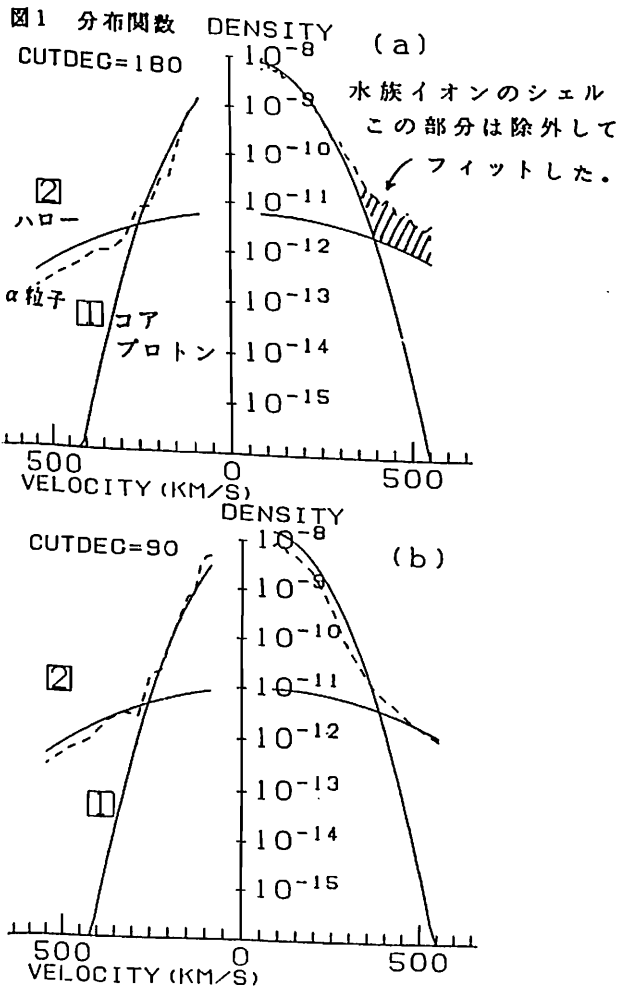
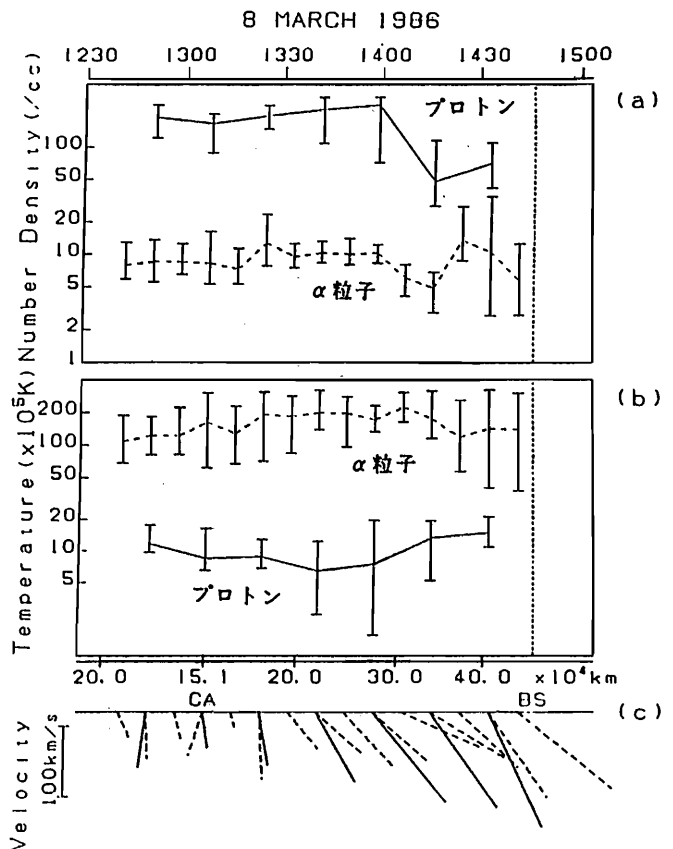


図2 バルクパラメータ



磁気圏衝撃波面上流波の励起機構

— 開放系に於けるシュミレーションによるアプローチ —

中川 晃成, 寺沢 敏夫 (京都大学理学部)

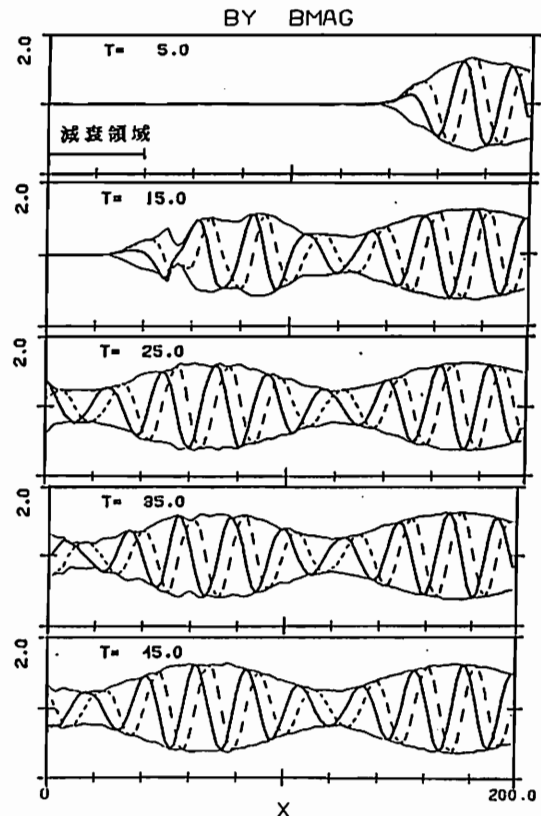
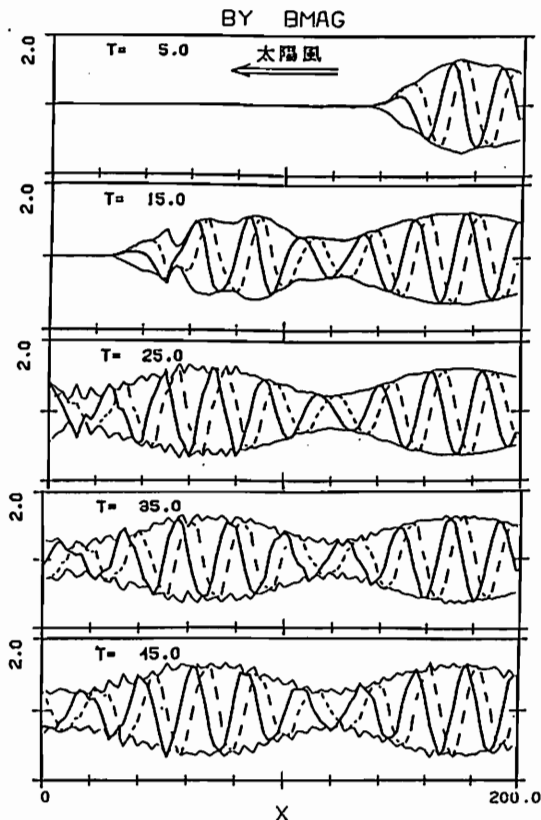
M. Scholer (Max Planck Inst. Garching)

磁気圏定在衝撃波の太陽風内上流域には、低周期 (0.01-0.05 Hz)、大振幅 (≤ 10 nT) の磁気波動である「上流波 (upstream wave)」と共に、おのおの特徴的な位相分布を示すいくつかのイオン群が存在する。これらのイオン群のうち、太陽風イオンが定在衝撃波面で反射されるか、または、磁気シースの高エネルギーイオンが漏れ出ることによって作られると思われる「reflected ions」は、太陽風内を惑星間空間磁場沿いに逆流するビームイオンであり、これが上流波を励起していると考えられている。逆に、この上流波は reflected ions の速度空間内の粒子拡散を引き起こして、速度空間内でより広い、さらには、等方的な分布を示す「gyrating ions」「intermediate ions」「diffuse ions」を作るとともに、上流波自身も変形する。

これらの現象に内包される波動粒子相互作用の諸物理過程を理解するためには、それが開放系

であって新しい粒子が常に供給されていることと、励起された波の振幅が背景場に匹敵するために波の非線形性が現れることを考慮する必要がある。また、通常行われているシュミレーションによる計算は一次元でなされていて横波しか扱っていないが、観測される波の圧縮性成分に基づく効果も無視できないので、多次元による現実的取扱いも要求される。

我々は、現在、一次元周期系から進んで、一次元開放系、及び、二次元開放系のシュミレーションを実行するためのテストを行っている。下図は、右端から波動が入り、左端は自由境界である太陽風が流れている系での波の伝搬の様子を示している。左端の自由境界では、数値的な小さい波の反射が起こっている (左図) が、減衰項 ($E = \eta J$) を左端近くに入れることにより数値的反射は抑えられる (右図)。



3成分プラズマにおける 電磁イオンサイクロトロン波中の 重イオンのダイナミクス

久保 匡 (宇宙研) ・ 寺沢 敏夫 (京大理)

大振幅 Alfvén 波は、太陽風プラズマ等を代表とするスペースプラズマ中の様々な局面において重要な役割を果たしていると考えられている。我々は、大振幅 Alfvén 波の非線形現象 (パラメトリック不安定に伴う波の波数スペクトル変化、波とプラズマ間のエネルギー分配等) についての理論解析及び数値シミュレーションによる研究から、逆カスケード過程の存在を証明し、それに伴うイオンの加熱現象について新しい結果を得た (Terasawa et al. JGR '86, 4)。

また、対象とするプラズマを2成分系から、微量成分である重イオンをも含んだ3成分系に拡張したところ、Lモードの Alfvén 波で、重イオンのサイクロトロン周波数より高い周波数の分岐 (電磁イオンサイクロトロン波) に対しては、2成分系の結果から存在の予想される不安定モード (崩壊・変調不安定) の他に、3成分系特有の不安定モードの存在を発見した (久保ほか、学会講演85秋・86春)。流体解析により、この新しいモードが、円偏波ではあるが強度が変化する非線形固有モードであることを明らかにし、更にこのモードのkineticな性質を明らかにするためシミュレーションを行ったところ、初期において Maxwell 分布をしていた重イオンの速度分布関数が2つのピークを持つようになり、その際平均としては親の波 (初期に与えた波) の進行方向に加速されるという結果を得た (久保・寺沢、学会講演86秋)。

その後 Alfvén 波中でのテスト粒子の運動解析を行ったところ、上で述べたような重イオンの振舞いが、テスト粒子の運動との対比によってクリアに理解することができることが分かった。そこで本講演においては、まず、Alfvén 波中のテスト粒子の運動解析の結果を述べ、次にその結果を用いて、シミュレーションの結果の解釈を行う。

図1はテスト粒子の運動解析の結果を示したものである。左側の図においては、横軸には磁場ベクトルと重イオンの速度ベクトルとの位相角の差 ψ を、縦軸には重イオンの速度の波の伝播方向の成分 V_x をとり、右側の図においては、横軸には重イオンの速度の垂直成分の絶対値 V_{PER} を、縦軸には V_x をとっている。図1下図に見られるように、波の振幅が小さい場合は、位相空間内における点 $(\psi, V_x) = (0, 0)$ [Alfvén 波中において重イオンが本来満たすべき位相関係] のまわりに粒子はトラップされる。言い替えると、 $(\psi, V_x) = (0, 0)$ は、安定な定常解となっているのである。ところが、波の振幅がある程度大きくなると (下図参照)、図1上図にみられるように、定常解 $(\psi, V_x) = (0, 0)$ は、不安定解となり、初期において位相空間内における点 $(\psi, V_x) = (0, 0)$ 付近にあった粒子は、波にトラップされることなく、図にみられるような軌道上を運動するのである。

次に図2は、各時刻における、図1と同じ位相空間内における、シミュレーション粒子の分布を表したものである。(a) においてみられるように、初期においては、Alfvén 波中で満たすべき位相関係付近に分布していたものが、(b) で見られる通り、図1上図で見られるのと同じ軌道へ分布に移り変わったのが分かる。シミュレーションにおける重イオンは微量成分 (3%) であるため、このような重イオンの運動が波を乱すことが小さいため、テスト粒子の運動との良い一致が見られるのである。

もっとも、図2 (b) で見られるような運動はいつまでも継続することなく、(c) で見られるように、重イオンはこの軌道上から散乱されその分布はランダムなものに移行する。これは、ゆっくりとしたタイムスケールで、同時に進行している親の波の崩壊と子の波の成長という過程 (2成分系において先に証明していた逆カスケード過程) によるものである。ここで述べた重イオンのダイナミクスは、太陽風内や惑星間衝撃波における重イオンの選択的加速の問題などに重要な役割を演じていると期待される。今後は、波の励起機構を含めての理解をはかっていくつもりである。

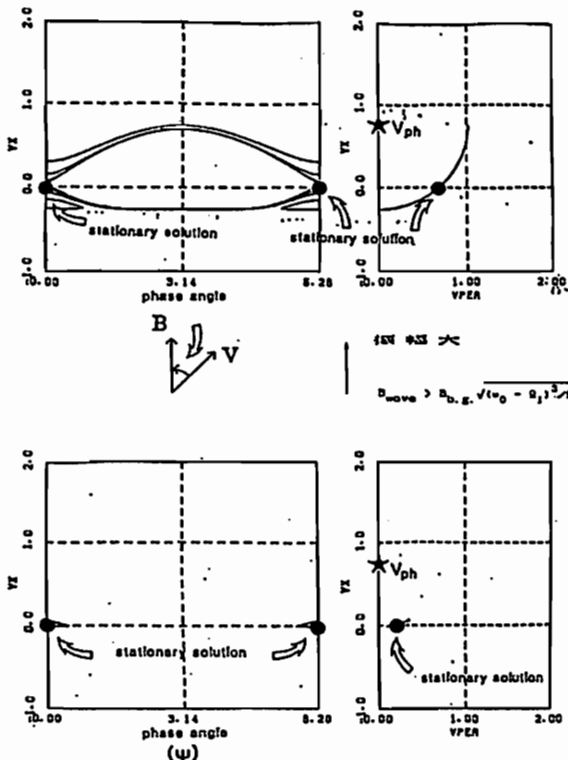


図 1

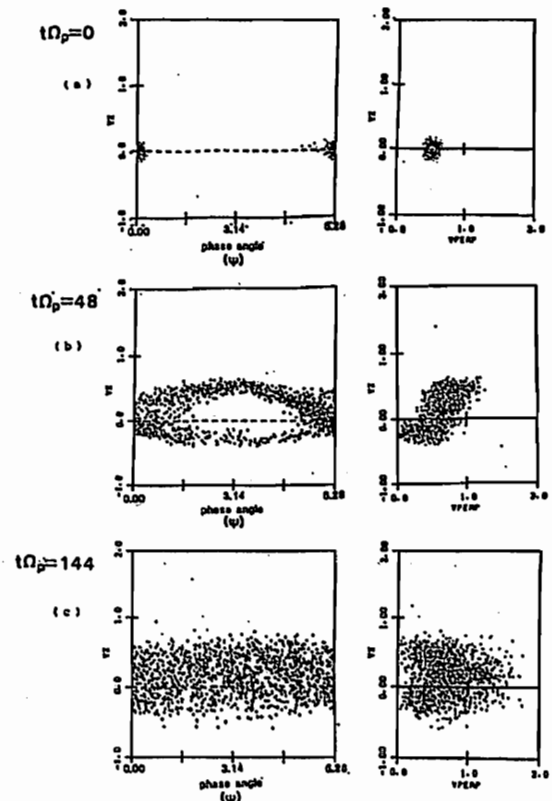
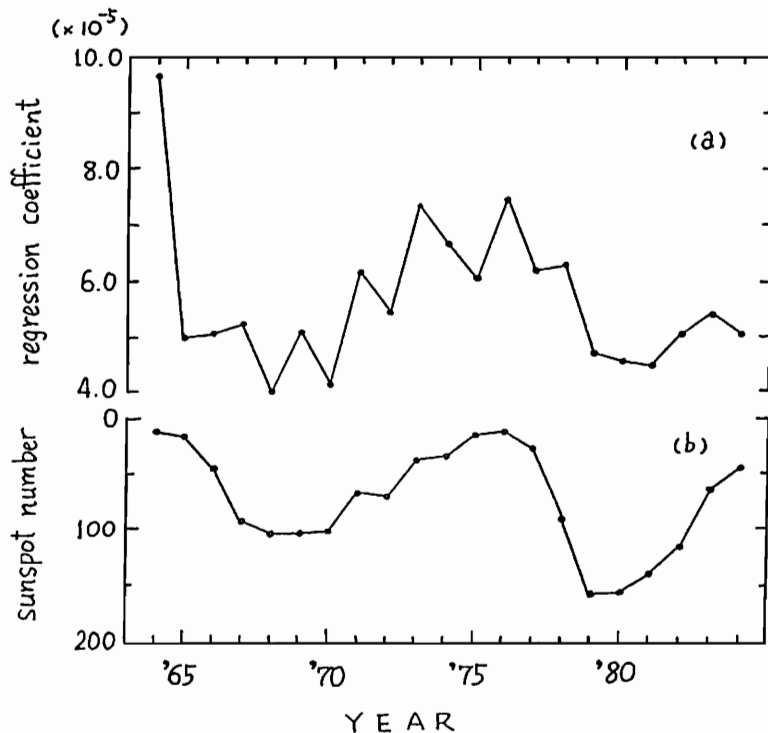


図 2

地磁気活動度が太陽風の $B_s V^2$ と良い相関を示すことは広く知られているが、その場合の両者の関係の経年変化については今まであまり議論されていない。今回、地磁気活動度の $B_s V^2$ に対する response "rate" が太陽の活動周期に対してどのような依存性を持つかについて調べたので報告する。地磁気活動度の指標として aa-index (日平均値) を用いて、太陽風の直接観測データ (1時周値) から得られる $B_s V^2$ (日平均値) に対する回帰係数を、1964年から1984年までの21年間 (約2 solar cycles) について年ごとに求めてみた。下図(a)にその結果を示す。下図(b)は比較のために太陽黒点数を、縦軸を逆にしてプロットしたものである。この図から回帰係数は太陽黒点数の変動と逆相関を持つ大きな太陽活動依存性を示すことがわかる。aa-index と $B_s V^2$ との相関係数の方は、全期間を通じてほぼ一定 (0.6 ~ 0.8) で太陽活動に同期した変動は見られないので、上記の結果は地磁気相関係数の変動による見かけの変化とは考えられない。しかも回帰係数の高い期間が、太陽風に corotation structure が顕著に現われる時期に対応していることは、回帰係数の変動原因を考える上で興味深い。



P-15 低緯度ダクト伝搬ホイスラのレイトレーシング II

中村 義勝, 恩藤 忠典
電波研究所

筆者等は、沖縄におけるホイスラ方探地上観測の結果を解釈するために、ダクトを持つ電離圏モデルでのレイトレーシングを行っている。電子密度は右に示すように、Angerami-TomasのモデルにL依存性のダクトを加えたものを用いている。磁場モデルは沖縄を通るIGRF磁力線をダイポール磁場で近似する。沖縄と沖縄のIGRF共役英側の中点に赤道面を持つ、センターダイポールモデル(DIPOLE-OK)を仮定する。沖縄を通るIGRF磁力線は $L = 1.120$ (INV. LAT. 19°)の磁力線により良く近似される(第1図)。DIPOLE-OKモデルにより $L = 1.120$ の磁力線沿いにダクトを作り、沖縄の地磁気共役英側の高度400kmから波を鉛直上方に打上げた場合、波がダクトに捕捉されて沖縄側へ到達するために、直径20kmのダクトでは350%程度の密度増大が必要である(第2図)。第2図は沖縄の共役英側から波を鉛直上方(Dip Angle = -90°)に打上げたときの波の波動ベクトルのふるまいを示す。今回は波の捕捉条件について考察する。

$$N = N_0 Q^{1/2} F$$

N_0 = electron density at a base level

$$Q = \xi_{O^+} \exp(-Z/H) + \xi_{He^+} \exp(-Z/4H) + \xi_{H^+} \exp(-Z/16H)$$

$$Z = (R - R_0) R_0 / R$$

R_0 = base level measured from the center of the earth

ξ_{O^+} , ξ_{He^+} and ξ_{H^+} are respectively the relative composition of oxygen, helium and hydrogen at a base level

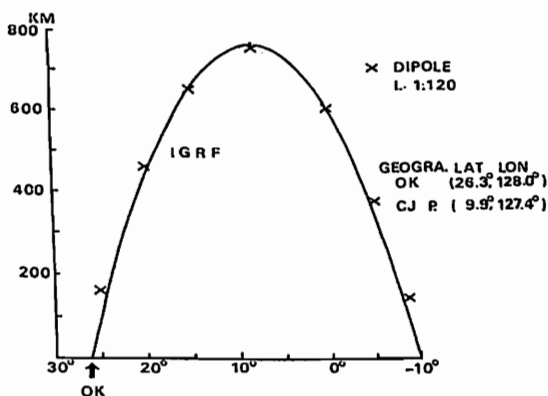
F = modulation factor

$$= 1 + \text{dex}p[-((L - L_0)/\alpha \Delta)^2]$$

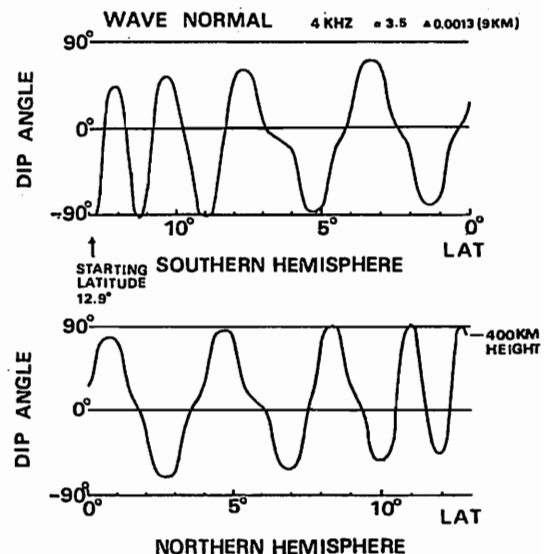
α = enhancement factor of a duct

Δ = half L value width of a duct

L_0 = L value of the center of a duct



第 1 図

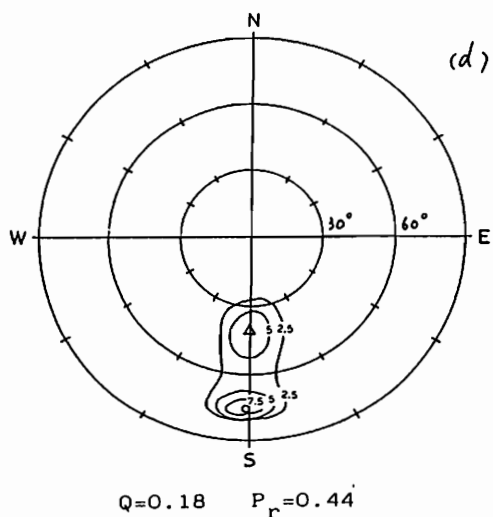
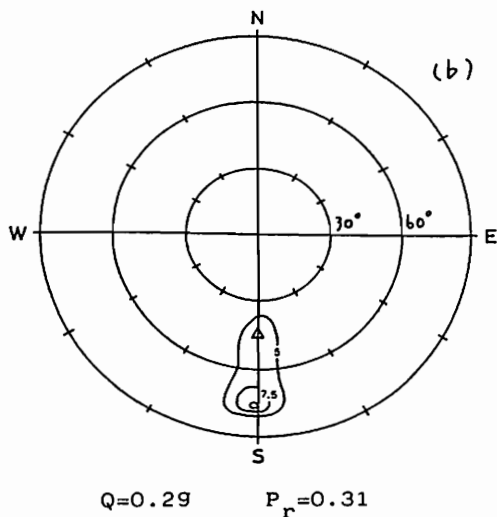
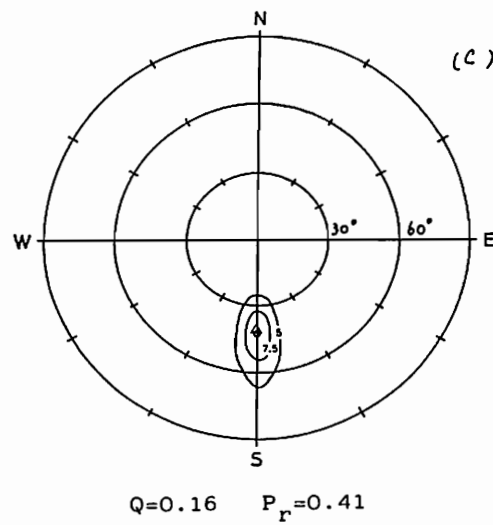
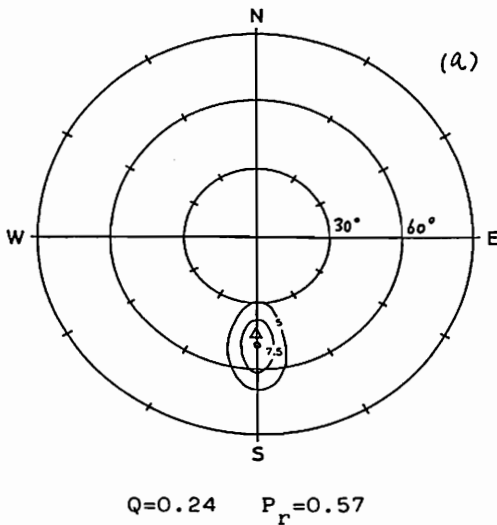


第 2 図

VLF磁気圏波動の電離層透過域評価 に及ぼす多重反射波の影響

島倉 信, 鈴木弘喜, 早川 正士
(千葉大工) (名大空電研)

VLF磁気圏波動の電離層透過域評価には、大別して(1)単一平面波を仮定して、その到来方位を求めず方法、および(2)波数空間における波動エネルギー分布を求めず方法の2つがある。(2)は波動エネルギー分布から直接透過域が評価できるのに対し、(1)は到来方位角分布から透過域を評価する。(1)の方法では、波源が比較的近く多重反射波の影響が無視できる場合であっても、波源の大きさ数が数十km以上に亘る場合には到来方位角は10°以上の誤差を含む。下図に示すように、多重反射波の影響によって等価的に波源が揺らぐと入射角(Δ印)は15°~20°の誤差を含むことになる。このことは、多重反射波の影響を無視できない場合、単一平面波近似による透過域を評価することが困難であることを示している。一方、波数空間におけるエネルギー分布から透過域を評価した場合(a)および(c)、反射波の影響によって分布はθ方向に細長く、エネルギーピーク的位置は15°~20°ずれてしまう。これに対し、(b)および(d)は反射波の影響を考慮して直接波のエネルギー分布を求めたものであるが、分布の中心は波源の位置にあるもののエネルギーピークは複数となり、その最大値は波源より遠方となって現われる。原因はついでに現在調査中である。



- ・波源の中心:
 $\theta = 60^\circ, \phi = -90^\circ$
- ・波源の大きさ:
40 km
- ・エネルギー分布:
正規分布
- ・(a)および(b)は直接波および1回反射波が到達した場合
- ・(c)および(d)は直接波、1回反射波および2回反射波が到達した場合
- ・(a)および(c)は直接のみの到来として求めた波動エネルギー分布
- ・(b)および(d)は多重反射波が到来しているとして求めた波動エネルギー分布
- ・Δ印はMeans方法による到来方位

ISIS衛星で観測されたコーラスの 経度及び曜日特性

松尾敏郎・木村磐根(京大・工)

電力線放射(PLR: Power Line Radiation)がコーラスの発生にかかわっているかどうかについて Park と Leutte を中心とするグループと Tsurutani らのグループの間で論争があったが、その後どうなったのかははっきりしない。そこで今回は昭和基地で受信した ISIS-I, II の VLF データを使い PLR とコーラスの関係について調べたので報告する。

両者には大きくわけて2つの争点があり、
〔1〕工業地帯でのコーラスの観測率が他の地域よりも相対的に高いかどうかはコーラスが電力線高周波に依存している部分があるかどうかを知る上で重要である(1)。西グループが似た軌道の OGO-3(1), OGO-5(2) のデータを使用したのにもかかわらず、コーラスの観測率の磁気経度特性が大きく異なった。

〔2〕日曜日の電力消費量は他の日と比べて減少するが Park and Miller はサイプルの VLF データとカナダのケベックでの電力消費量との間には日曜日には他の日と比べて明らかにコーラスの強度及び観測率が低くなる事を見いだした(3)が OGO-5 のデータを解析した Tsurutani らはそのような関係は無いとした(4)。

〔1〕の相違については Park と Hellwell は翌年、西グループの解析に使用したデータは1年分でありデータが少なのもつ原因の一つとしてあげている(5)。

そこで我々は彼等よりもはるかに多い1976~1987年までの約8年間に蓄積した1168パスの ISIS のデータを使い彼らと同様の解析を行った。

図1は ISIS で観測されたコーラスの観測率の磁気経度特性を磁気経度10°毎に示したものである。70°を境にして西側(磁気経度15°~65°)の磁気共役帯は北大西洋に、東側(65°~125°)のそれはヨーロッパ地域に対応する。

(a) コーラスの観測率が enhance した地域が北大西洋上を共役帯とする西側にもある。

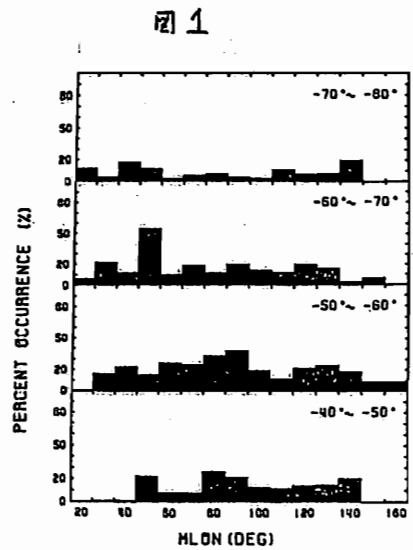
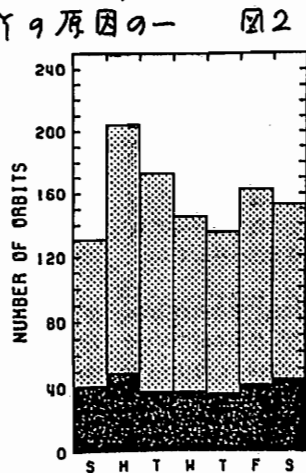
(b) 東、西側でのコーラスの観測率には大きな差はない。

又、図2は ISIS の全てのパス数(ドット)とコーラスの観測されたパス数(黒い部分)の曜日特性を示した図である。

(c) コーラスの観測率の明らかな曜日特性、即ち Sunday 効果(1)はみられず。北大西洋とヨーロッパでの電力消費量の差が大きい事を考えると(a),(b)は必ずしも PLR とコーラスがかかわっていない事を示唆するものと考えられ、又(c)もこれを裏付けていると考えられる。

参考文献

- (1) Leutte et al : JGR, vol 80, p 4289, 1975
- (2) Thuve and Tsurutani : JGR, vol 84, p 416, 1979
- (3) Park and Miller : JGR, vol 84, p 142, 1979
- (4) Park and Hellwell : Science, vol 207, p 715, 1970



オーロラ帯におけるELF-VLF放射の日変化、季節変化、年変化特性と共役性

鈴木博之 (山形大・理)、佐藤夏雄 (極地研)、渋谷仙吉、前沢潔 (山形大・理)

昭和基地およびアイスランド Husafell で観測されたELF-VLF放射強度 (750Hz, 2kHz, 4kHz, 8kHz) の2年間分デジタルデータを統計的に解析することにより、日変化、季節変化、年変化特性、地磁気活動との関係、及びその共役性が明らかになった。以下に最も特徴的な特性をまとめた。これらの特性は、日照、磁力線の強さ、形状、オーロラ粒子の振る舞い、低温プラズマ分布等、電離圏、磁気圏の物理状態を反映したものであり、今後はそれぞれの物理量と比較することにより統計的特性の原因を明らかにする必要がある。

昼間の現象 (04-16MLT) の統計的特性、共役性

共役性	日変化	季節変化	Kp依存性(日変化)	Kp依存性(季節変化)
750 Hz H z	共役特性 出現は05~16MLTにあり、ピークは12時頃である。ピークの午前側で頻度が高い。	共役特性 出現は夏に最大、冬に最小になる。夏の放射は05時頃から出現しピークは12時頃である。	Kp依存性(日変化) Moderate時に最も出現する。Quiet時は午後側、Disturbed時は午前側で出現が多くなる。	Kp依存性(季節変化) 左記の特徴は夏に出現する。春にはDisturbed時、秋にはQuiet時の出現が他季節より多くなる。
2 kHz H z	非共役特性 ピークの午前側ではSYが、午後側ではHLの出現が多い。平均強度はHLがSYより1.5-2.0倍強い。	非共役特性 SYのピーク時刻がHLより春・秋には午前側にある。春・秋の出現はSYがHLより2時間程早い。	非共役特性 SYはHLよりDisturbed時の出現が多い。	非共役特性 春・秋時のQuiet時のピーク時刻はSYはHLより午前側にある。
8 kHz H z	共役特性 出現は06~16MLTにある昼間の現象である。	共役特性 750Hzほど大きな季節変化がない。	共役特性 出現頻度の最大はDisturbed時で、Moderate, Quietの順に減少する。	共役特性 春・秋は季節変化特性よりも、同時性の特徴が明らかになる。冬はQuiet時の出現が増す。
非共役特性	非共役特性 SYのピークは13MLT、HLは11MLTにあり、HLの方がSYより出現は午前側に片よっている。	非共役特性 冬の出現はHLの方がSYが多い。	非共役特性 SYはHLよりQuiet時の出現頻度が大きい。	非共役特性 HLでは冬のQuiet時の05-06MLTに大きな出現がある。

夜間の現象 (15-03MLT) の統計的特性、共役性

共役性	日変化	季節変化	Kp依存性(日変化)	Kp依存性(季節変化)
2 kHz H z	共役特性 夜間に発生する現象である。	共役特性 冬に最大で、夏に最小になる。	共役特性 Disturbed時に最も出現する。	共役特性 冬はDisturbed時の発生が大きく、春・秋時にはModerate時の発生が増加する。
非共役特性	非共役特性 HLは15-22MLTに発生し、ピークは18MLTである。SYは16-01MLTに発生し、ピークは21MLTである。	非共役特性 夏の発生はSYの方がHLより大きい。SYの発生ピークは秋・春、冬の順に真夜中側へ移動する。HLなし。	非共役特性 SYではQuiet時にもHLよりかなり大きく出現する。	非共役特性 HLの春・秋時にはQuiet時の発生がほとんどなくなる。
4 kHz H z	共役特性 18時頃から発生する夜間の現象である。	共役特性 冬に最大で、夏に最小になる。	共役特性 Disturbed時に最も出現する。また、Disturbed時ほど早い時刻に出現する。	共役特性 冬のDisturbed時に最も出現する。
非共役特性	非共役特性 HLの方が早朝まで出現する。SYのピークは21時、HLは20時に現れる。	非共役特性 冬の出現はSYでピークより遅い時間、HLでは早い時間に頻度が高い。	非共役特性 HLではQuiet時にも出現する。	非共役特性 HLの春には、Disturbed時にも遅い時刻に出現する。
8 kHz H z	共役特性 夜間に発生する現象である。	共役特性 出現は冬に最大で夏に最小になる。冬の発生時刻は春・秋より真夜中側へ移動する。	共役特性 Disturbed, Moderate時に最も良く発生する。Quiet時の発生頻度は低い。	共役特性 SYの春、HLの秋は同時データによるKp依存性が顕著である。春・秋はModerate時の出現がDisturbed時より多い。
非共役特性	非共役特性 出現のピークはSYが21MLT、HLが22MLTである。HLではピークより早い時間に強い放射が多い。	非共役特性 HLはSYに比べて春の出現が少ない。冬の出現はSYでピークより遅い時間、HLでは早い時間に頻度が高い。	非共役特性 SYはDisturbed, Moderateの順に発生時刻は夜側へ移動する。HLはModerate時の発生がDisturbed時より長時間である。	非共役特性 HLはDisturbed時の夏、Quiet時の冬に特に顕著な出現がある。

S-520-9 ロケット実験 球プローブシステムの開発

岡田敏美 (空電研)、長野 勇 (金沢大)
EXOS-D, GEOTAIL 電場班及び波動班

目的

電離層内における球プローブの動作特性を、静電場及び地上局電波を検出することにより解明する。特に DC 領域と VLF 帯における実効長とシースインピーダンスの測定に重点をおく。

システムの構成

前記の目的のために今回のロケット実験では次の様な点に留意した。
 (1) 表面処理: 球殻はアルミ製である。プラズマと接触する球殻の外表面の汚損や不均一な酸化を防ぎ、また一様な光電子放出を得るためにアクアダックを塗布する。

(2) 球プローブ内プリアンプ: 球殻の内容積の制約のため、単一のオペアンプにて DC-1MHz 帯のポテンシャルを増幅する。このような方法は電離層では適当である。しかし GEOTAIL 軌道では DC と AC 増幅を分離することが必要である。

(2) プリアンプの入力インピーダンス C_{IN} & R_{IN} : 球プローブのシース容量は大変小さい (10 pF 以下) ので C_{IN} を極力減少させる。GEOTAIL 軌道においても同様の工夫が必要である。一方、シース抵抗は比較的小さい (1M オーム以下) と推定される。これが本当であるか否かを調べる観測モードを設ける。

(3) 実効長: 静電場に対する実効長の評価は相乗りのダイポールアンテナ及びブームラン法による電場計測との比較により行う。VLF-MF 帯電波に対する実効長はダイポールアンテナ及び 3 軸ループアンテナによる波動計測との比較により決定する。

(4) 球プローブのバイアス電流効果: バイアス電流を印加するとシースインピーダンス及びプローブの対プラズマ電位が変化する。それらの変化が理論と一致するか否かを調べる観測モードを設ける。

以上の諸点に基づいたシステムのブロックダイアグラムを図 1 に示す。観測結果は目下解析中である。

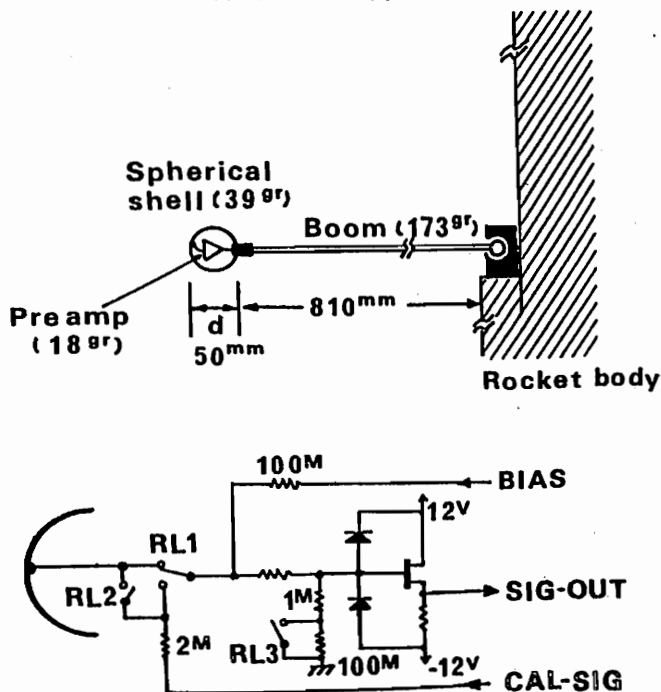


図 1 球プローブの概念図
 (上) 右左対称であり左側のみ示してある。BOOM は 5mm 中の真ちゅうパイプで内部に電源ラインや信号ラインが通っている。BOOM 自体は Rocket Body と同電位である。球殻は BOOM と絶縁されている。
 (下) 回路図。回路図は (上) の図に記されている信号ドレイブ用の OP amp の電源ノイズカットフィルタがある。

謝辞: 本実験において実験主任河島樹宇にお世話を承りましました。お礼を申し上げます。

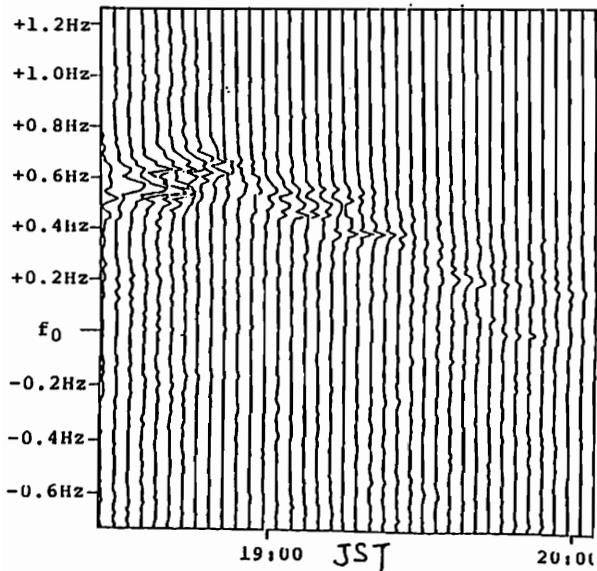
LF デッカ局磁気圏伝搬波の特性 III

西野正徳 田中義人 相沢 豊 早川正士
名古屋大学 空電研究所

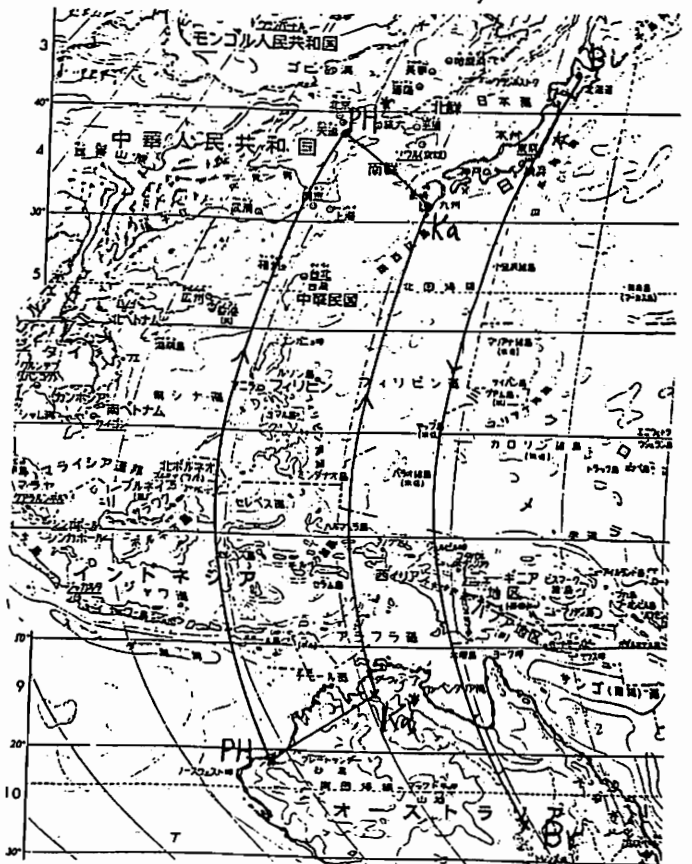
日本-オーストラリア間において、緯度の異なる2つのペアでのLFデッカ局磁気圏伝搬波の観測を行った。本講演では、こゝらの観測結果および解析結果を述べる。

- 1). 美瑛→バースビル(L=1.6)の観測
1984年および1986年の7月~9月、北海道美瑛局(85.725kHz, 1.2kW)からの磁気圏伝搬波をオーストラリアバースビルで観測した。送、受信点は完全な磁気共役点関係にある。1984年の観測データの解析から得られた主な特性は、
 - a). 日没時(18h JST 周辺)と日出時(6h JST 周辺)に発生の確率が高く、夜間の発生の確率は低い。
 - b). 発生の継続時間は、2,30分から数時間に及ぶものがある。
 - c). 200~500秒の周期の強度フェーディングを示すものがある。
 - d). ΣKp の増大の約1日後に強度が上昇し、その上昇度は静穏日に比べ20~30dBに及ぶこともある。
 - e). 日没時には、 $85.725 + 0.5 \text{ kHz}$, 日出時には、 -0.5 Hz のドプラシフトを示すものが多い。

AUG. 3, 1984. Br.



- 2). Port Hedland (L=1.38) → 鹿島 (L=1.20) の観測
1986年7月半ばより、Port Hedland (84.820 kHz, 1.2 kW) からの磁気圏伝搬波を鹿島で観測した。送、受信点は磁気共役点関係でない。1) で記した観測と同等の観測データから得られた主な特性は、
 - a). 発生は夜間(22~2h JST)に1つのピークがある。しかし、日没前(5h JST 頃)に、EW方向のみの強度上昇がしばしば観測される。
 - b). 真夜中以前の発生の継続時間は数分程度の短いものが多いが、真夜中以後は比較的長い。
 - c). 22時 JST 周辺では、プラスのドプラシフト、真夜中以後は、マイナスのドプラシフトのものが多い。



P-21 中緯度帯夜間観測結果から推定されるホリスラモード波の伝搬特性

田中義人, 西野正徳, 早川正士
名古屋大学電研室

オーストラリア・セドナで行った連
続VLF送信局(137.0°E, 50.6°N,
L=1.93)電波(14.88, 12.64,
11.90 kHz)のホリスラ・モード波の
発生観測(1984, 7.25~9.6,
1986, 7.10~9.3)結果から
以下のホリスラ・モード波の伝播特性
日変化特性, 並びに同時に受信したホリス
ラモード波の相関関係が得られた。

- (1) 日没, 日出時に受信強度が増大する。
- (2) 日没時の方が強度, ホリスラ・モードの
発生確率が大きい。
- (3) 夜間は強度, 発生確率共に日没, 日出
時に比して小さい。
- (4) ホリスラの発生数日変化とホリスラ・
モード波の発生確率の日変化の相関は高
い。

上記, (1), (2), (3)の日変化特性は下部電離
層の濃の増減(減衰)を考慮すると,

図1, 14.881 kHzに
1 kHzに変換して受
信強度波形の一例,
オーストラリアの振幅増大
はKO局電波のホリス
ラ・モード波による。

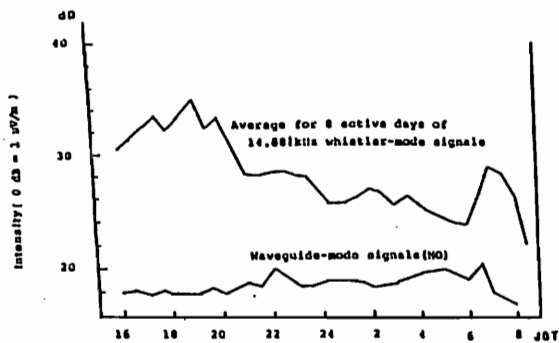
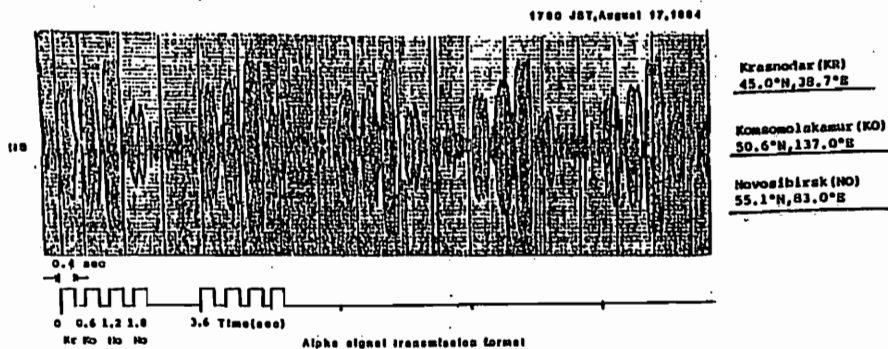


図2, ホリスラ及び導波管モード波のNS
取合受信強度(14.881 kHz)
日変化特性。

- (a) 日没, 日出時にはホリスラ・モード波は
磁気線に沿ってダクト内を伝播し、電離層下
部からあり限る方向に射出される(コ
ヒーレントな伝搬及び電離層透過)である。
- (b) 夜間には不規則な沿磁気線方向の電子
密度の中より生じ、ダクト伝播時及び
伝播中に散乱を受け、広い範囲の長バツル
を持つて伝播し、電離層下部から全方向に
射出される(インコヒーレントな伝搬及び電離
層透過)である。又, (4)より,
- (c) ホリスラの発生をめぐって、深夜の電離層
の濃の増大, 磁気圏内の伝播条件がより支配的
である。

以上のことを、数値的に検討した結果,
合理的に説明しうることを示した。

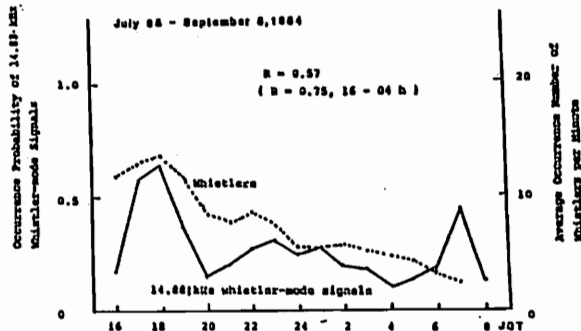


図3, 14.881 kHzホリスラ・モード波の発生確率
及びホリスラの発生数の日変化特性。

昭和基地マルチビームリオメータにより
観測されたCNAの空間分布と関連現象

山岸久隆、佐藤夏雄(極地研)、池田修一(電気通信大)
菊池 崇(電波研)

南極昭和基地では1985年3月より、指向性の鋭い(半値幅 13°)、複数のアンテナビームによるリオメータ観測が開始された。当初は天頂及び磁南、磁北、磁西の天頂角 30° 方向を視る固定方位ビームと、磁南~磁北の天頂角 30° の範囲を 6° ステップで掃天するビームにより観測が行われ、1986年2月より磁西-磁東天頂角 30° の範囲を 6° ステップで掃天する機能が追加された。これらのアンテナビームを用いたリオメータ観測をマルチビームリオメータ(MBR)観測と統称する。MBR観測により、昭和基地上空、半径60kmの範囲内の電離層における30MHz帯宇宙雑音電波吸収(CNA)の空間分布が得られ、これにより、磁気圏内の降下粒子(脈動)現象の空間的拡がり、伝播、波長に関する情報が得られる。本報告では、昭和基地上空のCNA現象の空間分布に見られる下記の特徴と、それに関連した地磁気脈動、VLF放射等の関係について述べる。

(i) CNAの空間的均一性

MBRの視野内でのCNAは均一でない場合が多い。またCNAの空間的均一性は短時間の内に大きく変化する場合がある。図1、図2にその例を示す。図1は1985年9月19日朝、顕著なCNA開始直後の磁西、磁南、天頂、磁北ビームの吸収波形を示し、空間的に不均一な吸収であったことがわかる。図2は2時間後の各ビームの吸収波形であり、様々な周期のCNA脈動が含まれているが、吸収波形は各ビームとも相似形であり、空間的に均一な吸収となったことがわかる。このようなCNAの空間的均一性の変化が関連現象にどのように反映されているか調べる。

(ii) CNA領域の移動

午前中に昭和基地の高緯度(磁南)側で顕著であった吸収が、午後、低緯度側(磁北)へ移る例がしばしば見られる。図3はこの一例であり、14:20 UTを境に吸収領域が、磁南から磁北へ移り変わったことがわかる。このような吸収領域の移動に伴う関連現象の特性の変化について調べる。

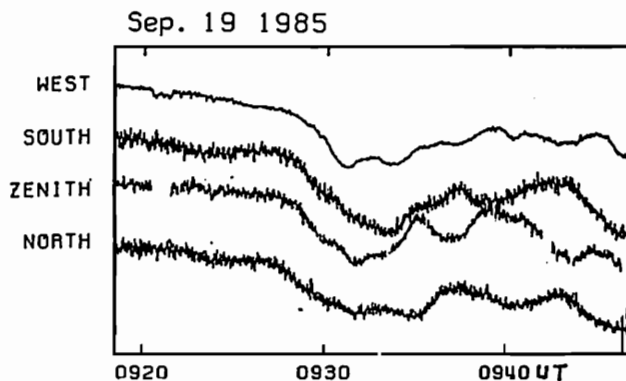


図1. 空間的に不均一なCNA

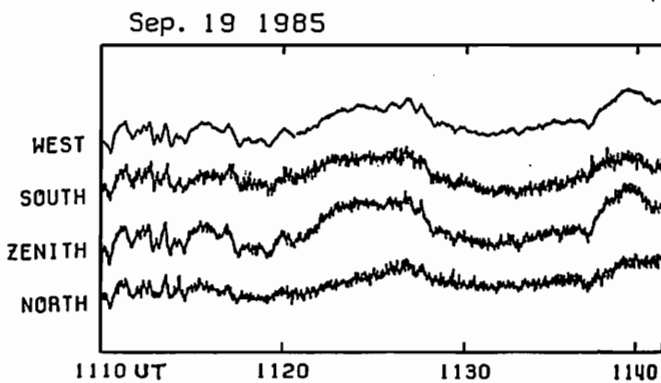


図2. 空間的に均一なCNA

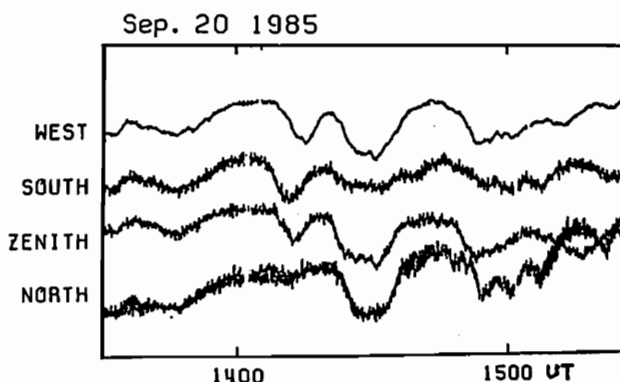


図3 CNA領域の磁南から磁北への移動

高緯度 P₂ 型脈動

桜井 亨, 利根川 豊, 佐藤 夏雄
 (東海大・工) (東海大・工) (理地研)

昭和基地-アイスランド共役観測
 で得られた磁場、オ-ロラデータを用いて
 高緯度における P₂ 型脈動の振動特性を調
 べ、その振動機構について考察した。

使用したデータは昭和基地 (Sy), アイス
 ランドのフッサフェル (Hu), イサフヨードル
 (Is), ナヨルネス (Tj) における磁場, ULF
 データ、および Sy, Hu での全天カテラによ
 るオ-ロラデータである。解析対象の
 P₂ 型脈動は主に 21h ~ 23h LT の間、
 Main substorm activity に入る前、比較的
 観測したオ-ロラブレイクアッパにともな
 う P₂ である。

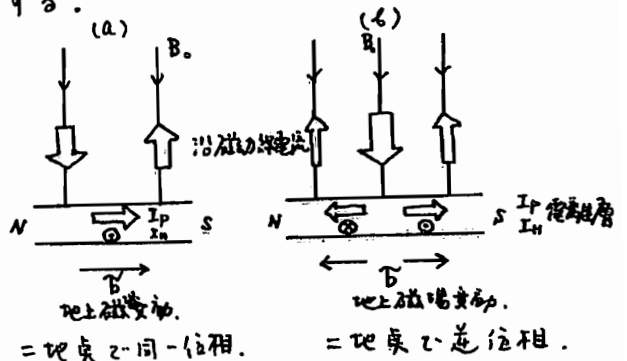
P₂ 型脈動の振動特性

- (1) Sy と Iceland 三地点同時に観測され、
 その振幅は H-comp. が D-comp. より大で
 station 間での振動の coherency は D-comp.
 より H-comp. がよい。
- (2) Odd-mode とした振動特性は、上記
 (1) の関係より、H-comp. の in-phase 特
 性が D-comp. の out of phase の性質より
 より明瞭にあらわれている。この傾向は
 昭和 (Sy) を基準にして、Sy-Hu, Sy-Is,
 Sy-Tj. のそれぞれの station 間でもあらわれ
 ているが、その優劣は Sy-Hu で最もよく、
 Sy-Is, Sy-Tj の順に悪くなる。
- (3) 主軸は Sy で N-W, Hu, Is, Tj で
 N-E の向きであるが、Sy と Hu では
 ほぼ 90% が mirror image をしている。
- (4) Ellipticity は 4 地点共、ほぼ直線偏
 波の特性を示す。±0.4 以下にはほぼ納ま
 る。

(5) Iceland 三地点での H-comp. D-comp.
 それぞれの位相関係は、H-comp. の位相差
 が少ないのに対して、D-comp. の位相差が
 ある。

(6) 上記(5)の位相関係は、オ-ロラブレイ
 クアッパの位置と 3 地点での位置関係で
 も左右される。H-comp. の位相差が少な
 い事は、オ-ロラブレイクアッパが
 三地点より低緯度側で起るに場合か、
 三地点の間で起っていても比較的小さい
 オ-ロラブレイクアッパで、しかも東西方向
 に伸びたア-クを伴う場合であり、オ-
 ロラブレイクアッパが強まった場合には
 H-comp. の大きな位相差 (Hu-Is で 90° 以上)
 を示す。

以上、高緯度 P₂ の地上データに基づく
 振動特性をまとめたが、P₂ の振動機構
 を考える上に、上記の(5),(6)の結果が示す
 様に P₂ 型脈動と同時に起るオ-ロラ
 ブレイクアッパ、それに伴う沿磁力線電流
 および電離層電流 (これらも波動成分に伴
 うもの) の空間構造を重視する：とが必要
 である。上記の特性とある程度理想化し
 同一経度上での二地点での H-comp. の位相関
 係をオ-ロラア-クをとともなう沿磁力線電
 流と電離層電流との関係 (a) は同一位相
 の場合、(b) 位相差が 180° に近い場合を図示
 する。



P-24 広域多点観測による IPDP 脈動の発達過程 II

林 幹治, 国分 征, 山本 達人, 小口 高 GADC グループ

東大理, 九大理, 京大理, 拓大, 極地研, UBC, U. Vic., SUNYA

GADC 85-86 の誘導磁力計観測網により IPDP 型 Pc1 脈動が観測された 10 日余りについて発生源の空間構造とその時間発展の解析を行って来た。観測点の 数 34 の内 30 が北米に配置され、磁気緯度 70° 以下にある 25 地点で IPDP は観測可能ということになるが、観測機番の不調、観測期間の違などにより実際にはほぼ 20 地点よりの利用可能となった。北米大陸の中で観測点の分布が密な 3 つの地域の間は経度方向に $800\text{ km} \sim 1200\text{ km}$ 離れているので現象をつまぐことが簡単ではな場合が多い。これらの問題を極力除く為に補間により観測点間のデータを生成して現象の空間的動きを見ることも効果的である。今回は三角グリッド網の平面補間により現象の発達を各周波数毎に視覚化することと試す。

〔これまで明らかにしたこと〕

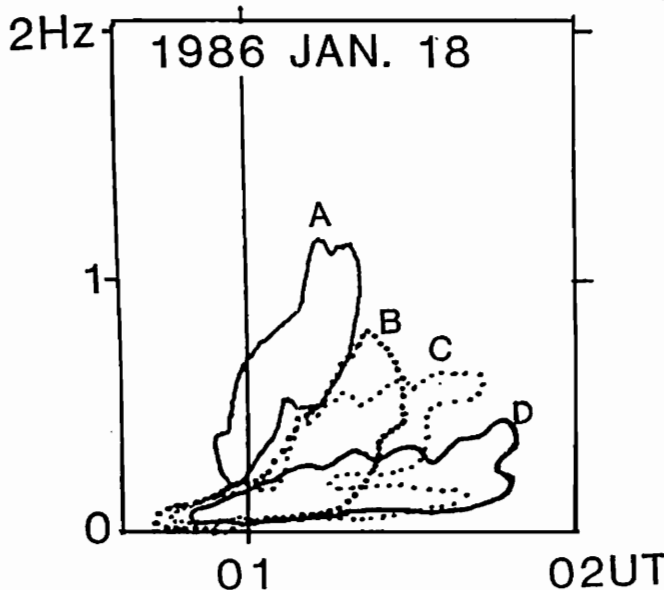
(1) IPDP の発生源は夜側で最も低緯度であり昼側に回り込むにつれて、低緯側境界が高緯度側に移り、緯度幅も広がる。

(2) 発生源の緯度が階段的に高緯度側に初る場所で典型的な強い IPDP 現象が観測される。

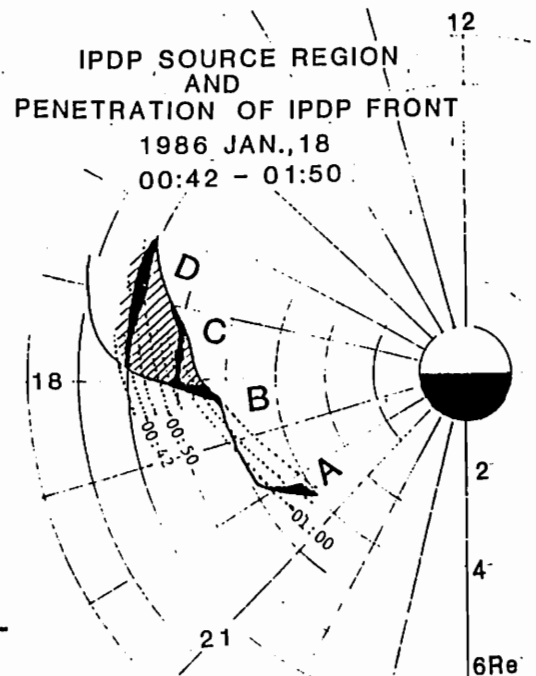
(3) IPDP の前線 (front) が最初に観測されるのは 18 時 (MLT) 前後の高緯度帯で、その緯度線に沿って高エネルギープロトンの西向きドリフト運動に対応する高速の front の西進を見ることができると (下図の例では $4^\circ/\text{min}$ でほぼ 40 keV のプロトンの動きに相当すると考えられる)。

(4) 高緯度側の低い周波数の IPDP 構造は低緯度帯まで発達する IPDP になる場合と高緯度帯にのみ局在している場合とがありいずれの場合も f-スเปクトル構造は低緯度帯におけるよりも経度方向により良好につながる。

(5) 数時間の内に 2 ~ 3 回の IPDP が発生する場合、発生領域は平均的にゆっくりと東進し、その速度は磁気圏で見た場合共回転速度よりは遅い。



A, B, C, D 各緯度面での f-スเปクトルを重ね合せたもの重ね合わせ。



約 1 時間に IPDP が発生した領域と、フロントが伝わる様子。

宇宙小型プラットフォームによるマイクロ波無線送電実験用アンテナアレイの基礎研究

平田尚志

(京大超高層)

佐藤享

(京大超高層)

松本絃

(京大超高層)

賀谷信幸

(神大工)

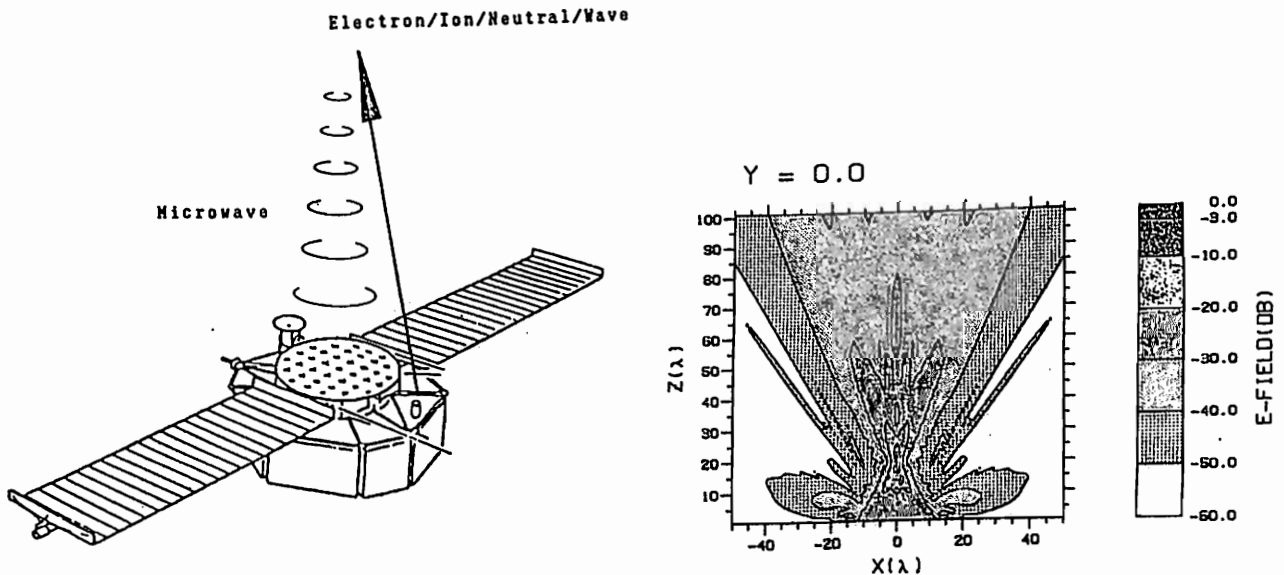
将来の宇宙空間における人間活動の、エネルギー供給源の基幹として有望視されている宇宙太陽発電衛星には、マイクロ波によるエネルギー伝送技術は不可欠である。そのシステム実現のためにはかなりの技術的進歩、開発努力が必要な部分も少なくない。それらの解決、評価に必要な情報を得るための一つの試みとして、¹⁾ 現在METS (Microwave Energy Transmission in Space) 計画なるものが進行中である。これは、宇宙小型プラットフォーム計画に搭載予定のものである。この実験計画は、宇宙太陽発電衛星システムのエネルギー伝送部分における問題である、マイクロ波無線送電システムの開発と送電用大電力マイクロ波の環境(特に電離層)に与える影響の評価という、それぞれ工学的側面と理学的側面の目的を持つ。この2つの実験のために、マイクロ波送電装置として、各素子の位相が可変のアレイアンテナを用いる必要がある。

本研究は、このMETS計画に用いられるアレイアンテナの設計に必要な特性評価を、二つの実験のうちの一つ、理学実験の立場からアプローチしてみたものである。この理学実験のためにはマイクロ波のビームを集中し、大電力領域を作り出す必要がある。このビーム集中における諸問題を数値解析した結果を報告する予定である。²⁾

まず、ビーム集中させたときの電界分布計算結果からアレイの評価を行った。その結果、ビーム集中させる場合にも、正三角配列円形アレイが良好な特性を与えることがわかった。またアレイ素子間の相互結合の与える影響を起電力法を用いて解析した結果、アレイ面にフォーカス点を近づけたり、中央軸上からずらしたりすると、アンテナ素子との整合がうまくいかなくなり給電回路の負担が大きくなることがわかった。

1) METS ニュース NO.1、1987

2) 平田尚志、京都大学卒業論文、1987



宇宙小型プラットフォームとMETS計画

ビーム集中させたときの電界分布

巻田 和男
(拓殖大学)

オーロラ帯の入射粒子には、プラズマシートから直接入射してくると、プラズマシート起源ではあるが、一度磁力線に捕捉され、grad. B drift をしながら、入射してくる粒子とがある。前者は、数 keV 程度の電子が関与し、discrete arc の発光域に対応しており、又後者は、数+keV 程度の電子が関与し、diffuse aurora の発光域に対応していると考えられている。

ところで grad. B drift に関与する高エネルギー粒子は、その極性により電子は朝方、陽子は夕方側に分離し、その結果電離層との間に電位差を生じ、沿磁力線電流 (Region 2) の形成に関係していると言われている。しかしながら、このような電子及び陽子のドリフト領域と沿磁力線電流領域とを比較研究することはあまり行なわれていないように思われる。ここでは DMSP satellite により得られた電子及び陽子データ (30 eV - 30 keV) を用いて、朝方及び夕方側へドリフトしながら降下している粒子の分布について調べ、それと関連する現象との比較を行なった。

一般に粒子の降下領域は、IMF が地磁気活動度により異なるので、次の3つの場合に分けて解析を行なった。

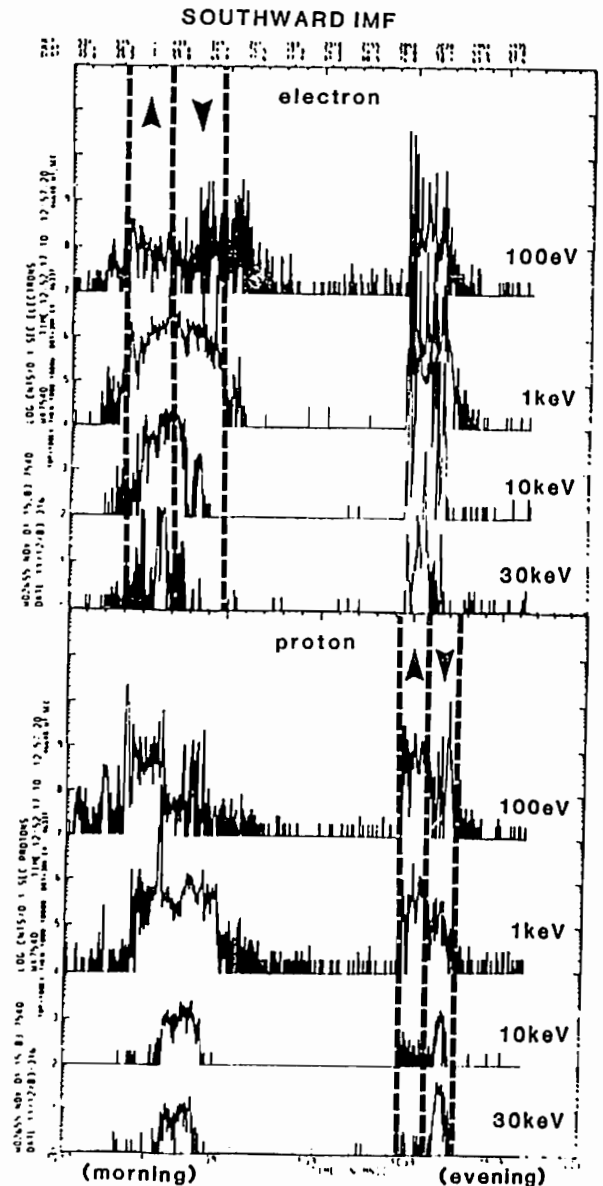
- ① Southward IMF で地磁気擾乱時
- ② Northward IMF で地磁気静穏時
- ③ Small positive IMF で、地磁気静穏時

このうち、一例としてここでは Southward IMF で地磁気擾乱時の場合のデータを示しておく。このデータから言えることは、

- ① Morning side の低緯度側には、ドリフトしながら、入射している high energy electron が見られ、その領域には 100 eV 程度の low energy proton の入射が見られる。この領域の高緯度側には、1 keV 以下の low energy electron と数+keV 程度の high energy proton の入射域が見られる。
- 良く知られている、沿磁力線電流の方向

をこの図に書いて見ると、矢印のようになると思われる。

- ② Evening side の低緯度側へドリフトしながら入射している high energy proton 領域には、1 keV 以下の low energy electron が対応している。又この領域の高緯度側には、数+keV 程度の high energy electron と 1 keV 以下の low energy proton の入射域が見られる。沿磁力線電流の方向は矢印のようになると思われる。



大阪府立牧野高校 中井 仁

最近の人工衛星による磁気圏尾部の磁場測定によって、IMFが南向くとともに尾部のlobe領域の磁場強度 (B_L) が増加していくが、やがてsubstormの発生によって急激に減少していくことが確かめられつつある (e.g., Nishida and Kamide, 1983; Fairfield, 1984; Fairfield, 1986)。lobe領域の磁場強度はsubstorm発生機構における重要な要因の一つと考えられるので、IMFとの量的関係が明らかにされることが重要である。これまで多くの磁気圏モデルが考案、発表されてきたが、それらのほとんどは磁気圏の平均的磁場像をモデル化したものである。Olson and Pfitzer (1984) は、substormを含む1977年7月29日の磁気圏をIMFデータおよび地磁気指数を用いて再現している。彼らは、tail currentを ϵ 関数で表現しているが、磁場の増減にともなう誘導起電力のために、尾部の磁場強度は必ずしも ϵ に追随しない(図1)。この稿の目的は磁気圏尾部について簡単なモデルを仮定して、太陽風の観測のみから尾部の磁場強度を再現することである。ただしsubstormの発生は、その前後で磁場形状が大きく変わるため、本稿のモデルには含まれない。従って、モデルの適用範囲はgrowth phaseの磁場強度の変化のみに限定される。

磁気圏尾部は半径 R_t の円筒形、ただし R_t はsubsolar pointの地心距離を \bar{R} として、

$$R_t = 2 R_o, \quad R_o = 87.8(1/nV)^{1/2} \quad (1)$$

で表されると仮定する。 n, V は太陽風の粒子密度と速さである。 Θ 型のtail current, i (A/m), を仮定すると、lobe領域の磁場強度は

$$B_L = \mu_0 i / 2 \quad (2)$$

で得られる。lobe領域の磁束, plasma sheetの両端の電位差, 回路の電気抵抗を各々 Φ, Ψ, r とすると、

$$\Psi = r i + \Delta \Phi / \Delta t \quad (3)$$

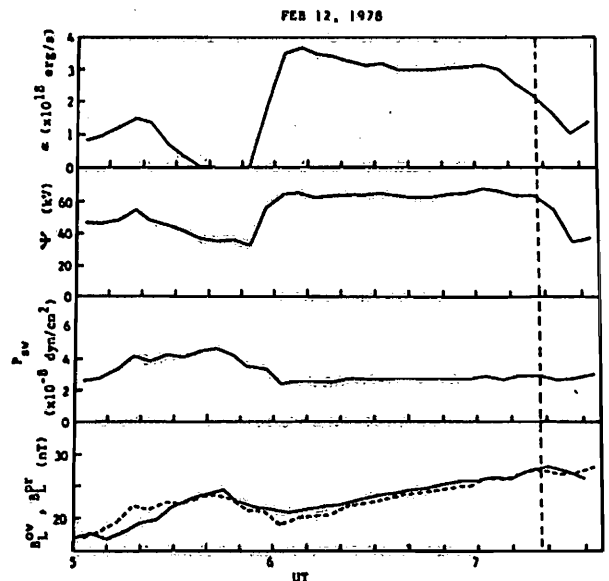
となる。 Ψ は太陽風の観測値から、

$$\Psi = 31.5 + 0.034 B_T V \sin^2(\theta/2) \cos^2(\alpha) \quad (4)$$

で得られる。 α は地球の磁気双極子の傾き角である。静穏時の Ψ, B_L を各々20kV, 15nTとすると(3)式より $r = 8 \times 10^5 \Omega/m$ となる。この値は電流等によって変化するものだが、ここでは一定であるとする。

図1に1978年2月12日の各種データを示す。各欄は上から ϵ, Ψ , 太陽風の動圧, ISEE-1の観測から得られる B_L^w (実線)及びその予測値 B_L^m (破線)である。ここに B_L^w は尾部の磁場測定値から地球双極子磁場とring currentによる磁場成分を差し引いて得られる。太陽風の動圧による B_L の増加や Ψ の増加による効果等をよく再現することができる。

(1)図1



P-28 カサブ領域に於けるオーロラの出現 特性と関連現象

園分 征 山本 達人 林 幹治 小口 高
東京大学理学部地球物理研究施設

1984-85年及び85-86年の12月から1月にかけて、スバルバード群島のニューオルソン(地磁気座標 75.4, 131.4)において、高感度TVによるオーロラ観測とともにULF・VLF帯の波動やフラックスゲイト磁力計による地磁気変動の観測を行った。2回目の観測は、カナダを中心とした広域多点観測の一環として行われた。ここでは、昼間側のオーロラに特徴的な構造の動きに焦点を当て、オーロラの運動と地磁気脈動などの関連を調べた。

惑星間空間磁場の南向き成分に伴って、オーロラオーヴァルは赤道方向に拡がることはよく知られている。カサブ領域では、これは30分程度のオーロラのゆっくりした変動として観測される。この様なスケールの大きい赤道方向への動きに重なって、反対方向、即ち極方向への2-10分位の継続時間を持った運動がしばしば現れる。運動の空間スケールは、電離層レベルで100-200kmのものが多い。Sandholt, et al (1986)は、OI6300Åオーロラのデータの解析から継続時間5-15分程度、空間スケールが緯度方向に100-200kmのオーロラの運動の存在を報告している。

TVの感度は赤い光に対して低いため、彼らの結果が我々の結果と必ずしも一致するとは限らないが、解析の結果はほぼ一致している。しかしながら、2分程度までの時間スケールの小さいオーロラの構造の動きの存在は、この解析で明らかになった。

また、極方向の動きを示すオーロラ構造の出現は、数分程度で準周期的に繰り返すことがしばしば観測されることも判った。

一方、カサブ領域の短周期地磁気変動の特性としては、昼間側でPiバースト的な変動が観測されることである。このPiバーストは0.3-1.0Hz付近のスペクトル成分が比較的強いことが特徴である。このPiバーストは、数分の時間スケールを持つオーロラ構造の出現と1対1に対応する場合も観測される。

カサブ領域のオーロラの出現特性と磁気圏境界面の現象との対応、特にFTE(Flux Transfer Event)との関連が最近のトピックスの一つとして議論されているが、ここでもこの問題についてコメントする。

サブストームに伴うオーロラの
時間・空間発展

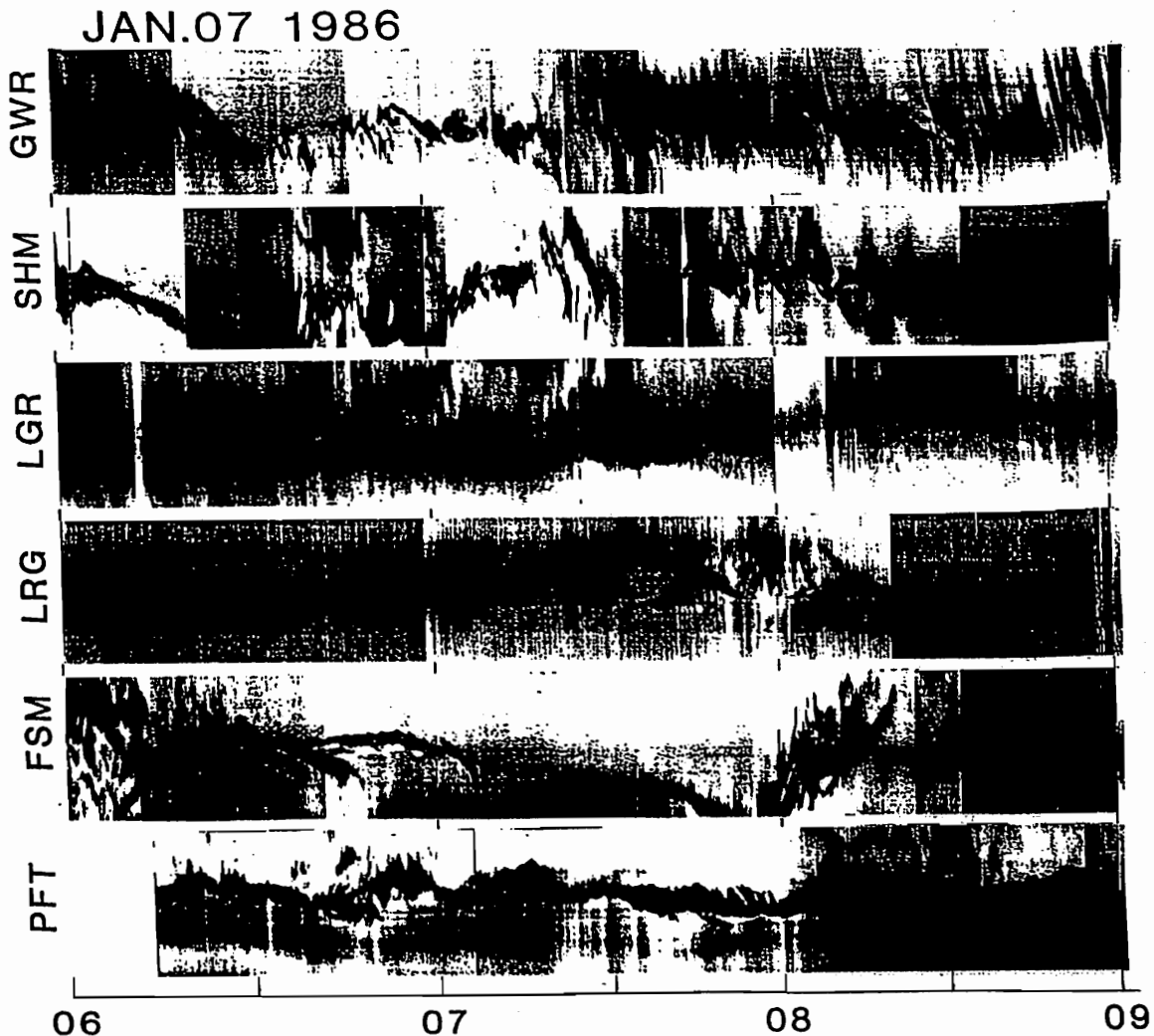
山本 達人・中村 るみ・小口 高・園分 征・林 幹治(東大理)、
他 GADC グループ(九大理, 京大理, 拓大, U.B.C., U.Vic., SUNYA, U.Oslo)

1985年12月から翌年 2月にかけて行われた地上超多点観測 (GADC:Global Auroral Dynamics Campaign)のオーロラ TV データの解析が現在進行中である。全点 TV による観測は 8点 (NAL, GWR, SHM, LGR, LRG, PKS, FSM, PFT) で実施されたが、期間中は天候に恵まれず、全点でオーロラが確認された日は皆無であった。

下図に比較的多くの点でデータの得られた1月7日の例について Meridian Display を示す。全体としての活動領域の東西方向への移動等は認められるが、個々のオーロ

ラの deformationについては必ずしも観測点間で良い対応は見られず、形態の発達・消失過程は、磁気圏内の比較的局所化した領域での物理過程に対応していることが分かる。

現在、2次元パターンとしての discrete auroraの発達・移動、pulsating aurora のドリフト・分布等について解析中であり、それらをもとに、磁気圏内の高エネルギー粒子の入射形態について考えていく。



Aurora Expansionに伴う
静止軌道上での磁場変動

西谷 望・小口 高 (東大理)

Aurora expansionと、静止軌道上における磁場変動との対応を、1980年2月16日における三つの expansionについてより詳しく調べた。その結果以下の様な結論が得られた。

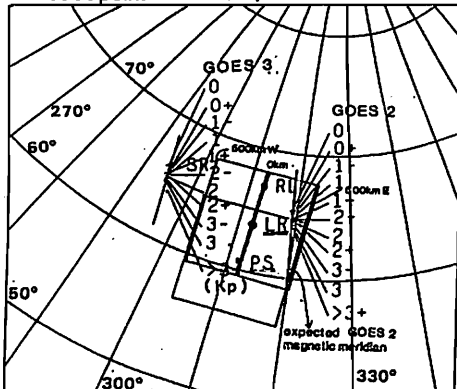
1. aurora expansionに伴って静止衛星高度で見られる、expansionのタイムスケールで見た磁場変動の主なものは、noise的な変動成分と、total forceの減少である。
2. 対応する変動は、expansionの発生と同時に起こるのではなく、expansionの前面、或は低緯度側に動く branch が衛星の foot point にかかってきたときに初めてあらわれる。
3. 平均的な磁場に垂直な平面内での変動磁場ベクトルの回転は、upward field-aligned currentの通過で理解出来る。
4. 磁場変動は、単純な line current wedge では説明できず、injection plasmaによる

diamagneticな効果又はその微細構造の影響が大きいと思われる。currentが実際にあるとしても、localに閉じていてその効果は衛星では離れていると見えないと考えられる。

5. 衛星の地上との相対位置は、Tsyganenko & Usmanov のモデル (Kp 4+)で期待される場所 (図1参照) よりも更に3°~5°位低緯度側に対応すると考える必要がある。

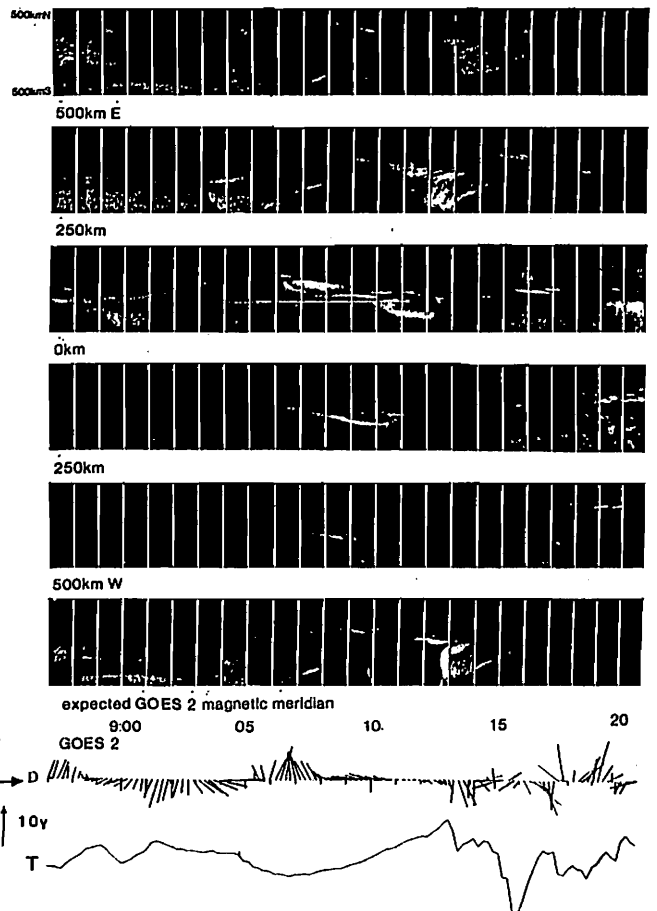
図2は9:00の expansionにおける auroraと GOES 2 の磁場の変化である。expansionに伴う auroraが西から東に移動しているのが見えるが、それが9時13分に model fieldで期待される衛星の meridian面に来て初めてGOES 2の磁場データにT成分 (compressional 成分) の減少と noisyな変動が始まるのが分かる。

図1 foot point of GOES 2, GOES 3



(by Tsyganenko & Usmanov ('82) model)

図2 La Ronge Feb. 16, 1980



P-31 ブラジル・アノマリー境界域における電子フラックス — 『大空』衛星の観測結果

永田勝明, 近藤博章(玉川大), 河野毅(理研), 村上浩之, 中本淳(立教大), 長谷部信行(愛媛大), 菊池順, 道家忠義(早大理工研)

『大空』衛星に搭載している高エネルギー電子(0.19-3.2MeV)と陽子(0.64-35MeV)のフラックスの比はブラジル・アノマリー領域でおおよそ 1:10 で陽子の方が多く存在している。しかし、ブラジル・アノマリーの赤道よりで電子の方が数多く観測されている領域があることがわかった。ここでは、この電子成分が多い領域における フラックス, 地域分布, その原因等について述べる。

電子成分が陽子成分より多い領域の特徴は (1) ピッチ角 α が 0° または 180° に近い, (2) 粒子フラックスが $10^2 - 10^3$ (counts/e · sr · cm²) と少ない, (3) ブラジリアノマリーの赤道よりの境界領域である, (4) ブラジリアノマリーの東西の境界では見られない, (5) 電子温度が高くなっている ことである(図1)。

この原因は高エネルギー粒子が磁力線に沿って運動しているとき、磁力線が地球表面近くまで下がっているブラジリアノマリー中心部で、地球大気との相互作用で電子を電離して二次電子を生じ、自からはエネルギーを失い数を減少することによると考えられる。図2にブラジリアノマリーの子午面(東経320°)断面を示す。内側の半円は地球で、Nは北極、Sは南極を示す。濃淡の濃い部分が粒子の多いところで、実線部分が電子過多が観測されている。矢印の部分が大気と相互作用をする領域である。(1) 大気と粒子との相互作用は 陽子の方が電子より大きいので、陽子は早く吸収され電子成分が多く残る。(2) $\alpha = 90^\circ$ の粒子の方が $\alpha = 0^\circ, 180^\circ$ の粒子より大気中で相互作用する径路が長いので、速く吸収され、磁力線に平行な成分が残る。(3) 電離された二次電子はエネルギーが低く(0.1 eV-10eV)電子温度の上昇に寄与する、等の説明ができる。

これに関して電子密度にも変化が見られると予想されるので、これについても述べる。

図1. 電子成分が多い地域。

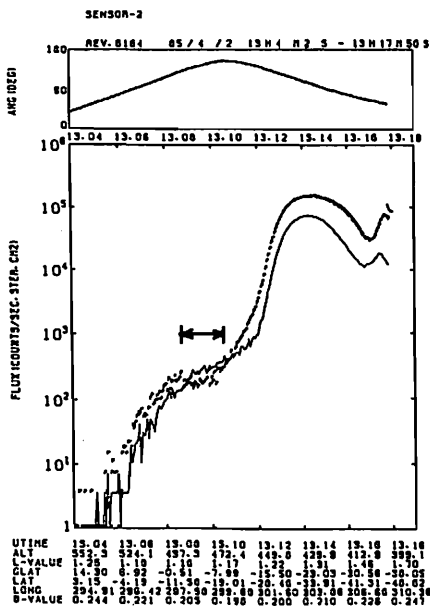
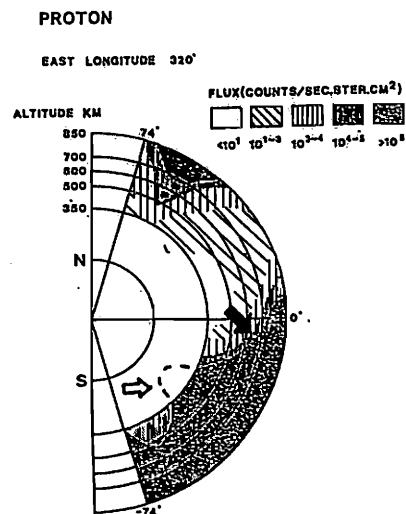


図2. ブラジリアノマリーの子午面断面図。



EXOS-C (おおぞら) 衛星によって観測される 極冠域プラズマホール出現領域の季節依存性

小原隆博, 大家 寛, 森岡 昭

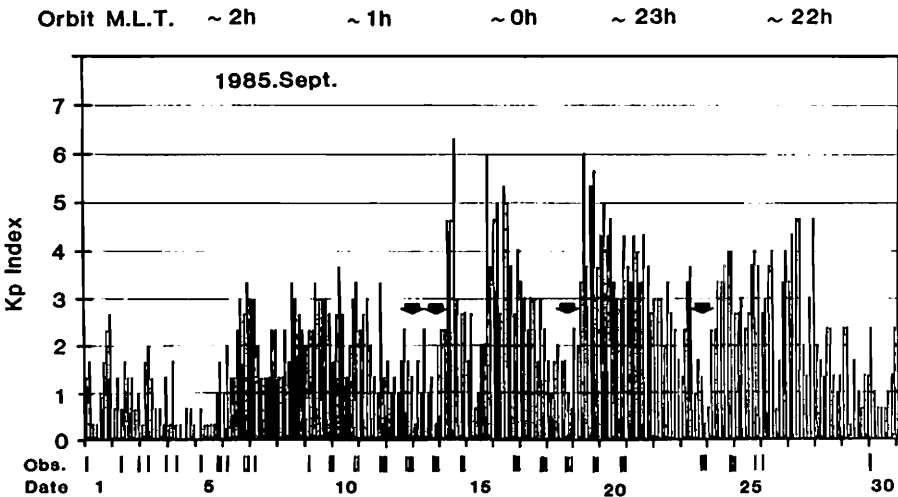
(宇宙研) (東北大, 理)

1. はじめに、この観測は、EXOS-C衛星の極冠域プラズマホール出現領域の季節依存性を明らかにすることを目的としたものである。観測期間は、1985年9月1日から1986年7月30日までである。観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。

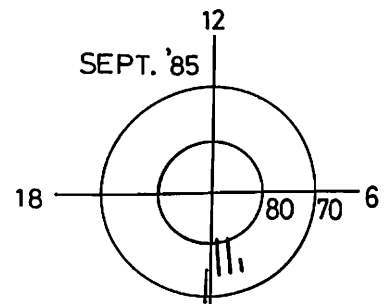
2. 地球磁気圏の極冠域プラズマホール出現領域の季節依存性を明らかにするために、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間を、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。

3. 出現領域の季節依存性及び観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。

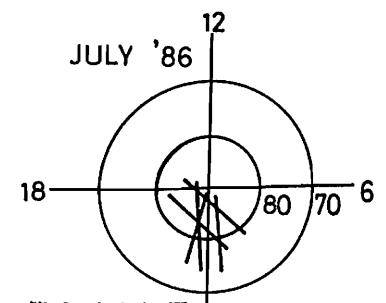
4. 生成メカニズムの検討は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間を、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間は、観測されたプラズマホール出現領域の緯度、経度、および持続時間から算出される。



第1図



第2(A)図



第2(B)図

P-33 磁気ミラー効果によるオーロラ帯電子加速

藤見治一
名大空電研

片沼伊佐夫
筑波大プラズマセンター

我々はオーロラ帯における磁気ミラー効果による沿磁力線ポテンシャルの生成について検討して来た。プラズマシート(密度 $1/cc$, 温度 1 keV)側から高速プラズマ流(1000 km/s)が電離層上部(密度 $10^2/cc$, 温度 0.1 eV)へと降下するとし、捕捉電子の存在を考慮すると、1例として、図1のポテンシャル配位が得られる。高度 2000 km をミラー比 $\gamma = 10^4$ とすると 10000 km は $\gamma = 10^3$ に相当する。この時の粒子の速度分布を図2に示す。

この図から明らかなことの一つはポテンシャル生成に伴ない高速電子が電離層へ降下(図2右下段)するが、同時にイオン(右上段)も降下することである。これは高速プラズマ流をエネルギー源と仮定したための必然的な結果である。この点については EXOS-C の粒子観測結果とよく一致している。

図1
ポテンシャル
形状の1例、
左端がプラ
ズマシート、
右端が電離層。

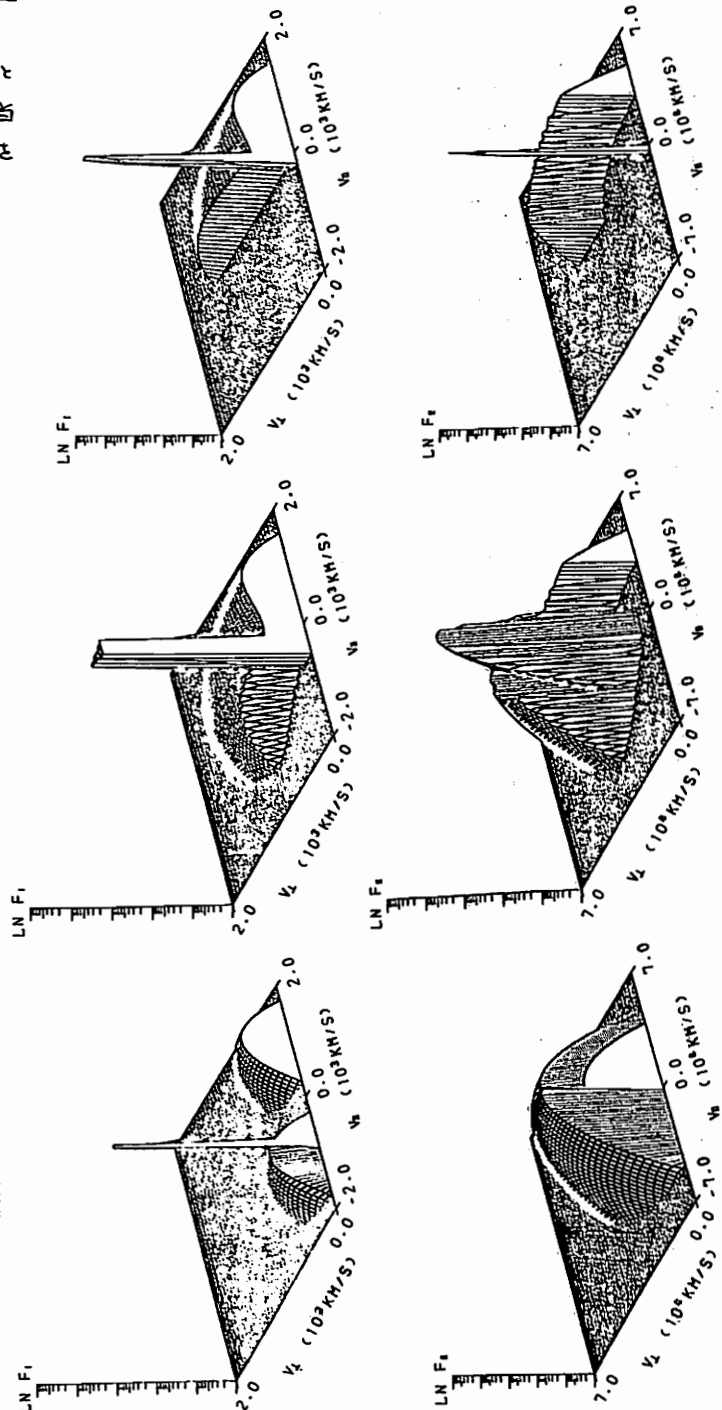
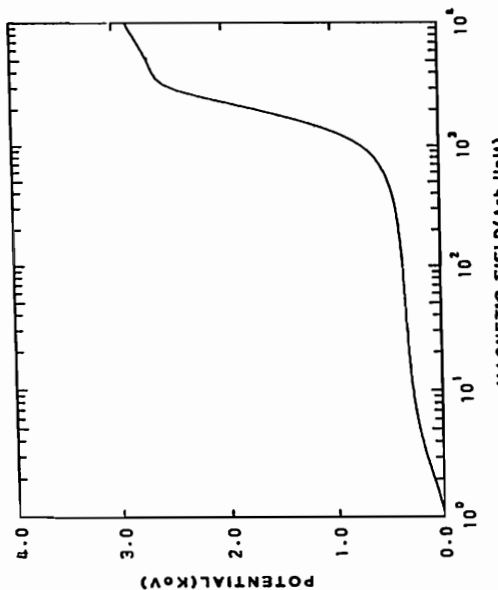


図2. イオン及び電子の速度分布。上段がイオン、下段が電子。左側、中央が電離層は未定、 $\gamma = 1$, 9×10^2 , 10^4 の位置。

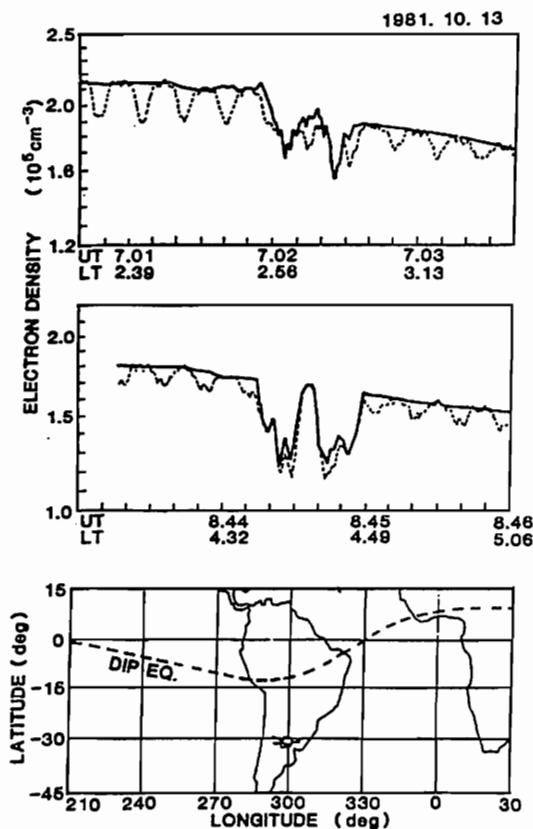
高橋忠利、大家 寛、渡部重十
 (東北大・理)

筆者等はこれまで、”ひのとり”衛星によって得られた低緯度電離層電子密度の観測結果について様々な側面から報告を行なって来た。この中でプラズマ・バブルの顕著な現象の幾例かについて考察を加え連続パスによる観測がバブルの運動とその3次元的構造に関して重要な情報を与え得るものであることを指摘した(*)。

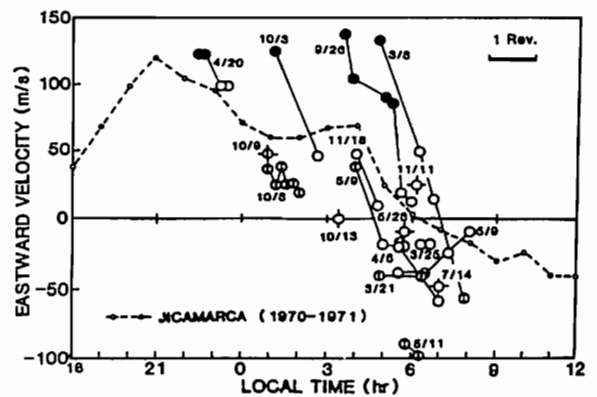
今回の報告では、このテーマを更に詳しく追求する目的で、”ひのとり”の観測期間中(1981.2~1982.6)の全データについて連続パスの観測に於いて、プラズマバブル或は、背景電離層構造の対応が認められる現象を選び出して解析を加えた結果を述べる。一般にプラズマバブルは様々な構造が複雑に分布する現象として観測され、連続パスによる観測でもその対応関係は

必ずしも明確ではないが、100 km 程度のスケールの構造においてはその対応関係が明確に認められる場合も少なくない。第1図にそのような観測の一例を示した。この例では図の下段に示されたようにバブルの位置には殆ど変化が見られないが、一般にはバブルは東西方向に変位を示し見掛け上のドリフト速度を求めることが出来る。第2図はこのようにして求めた東西方向のドリフト速度をLTに対してプロットしたものである。図には Jicamarca で求められた赤道域下層の東西方向のドリフト速度が比較の為示してあり、両者の凡の傾向は矛盾しない。興味深いことは、図中実線で結んだ同一日のバブルの系列においてその見掛け上のドリフトが系統的に大きく変化していることであり(図中黒丸で示したデータを含む系列に顕著)、これはバブルの3次元的構造が赤道から高緯度に向かって西側に曲げられていることを示している。更に、バブルが西向きドリフトを持つときはこの twist 構造は逆方向に曲げられる結果が得られている。

* 高橋他：日本地球電気磁気学会第74回講演会予稿集II-46(1983)



第1図



第2図

M U レーダーを用いた電離圏観測における パラメータ推定精度

佐藤 亨¹⁾、伊藤敦夫²⁾、深尾昌一郎¹⁾、加藤 進¹⁾

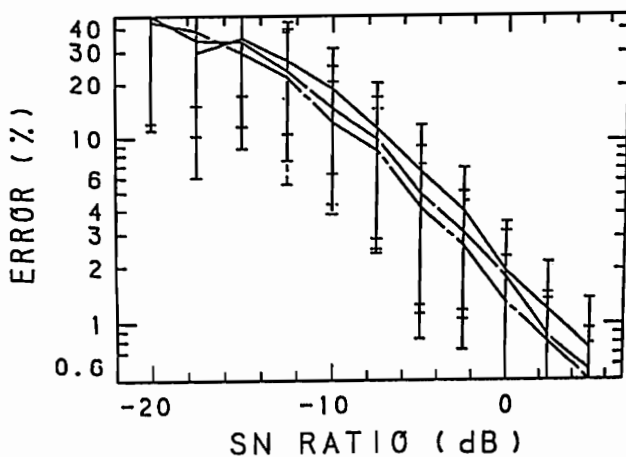
1) 京都大学超高度電波研究センター 2) 日本電気株式会社

1984年の完成以来、京都大学M Uレーダーを用いた下層及び中層大気の観測はすでに多くの成果を生み出している。十分強いエコーが受信できるこれらの領域の観測に比べて、極めて微弱な散乱信号の処理が必要となる電離圏領域の安定した観測を行うには、外来雑音や流星エコーを除去する実時間データ処理アルゴリズムの開発、並びに受信機の微少なDCオフセットやゲイン変動などの対策という技術的な課題の克服が必要であった。1986年後半に入ってこれらの問題はようやく解決され、システム本来の性能を発揮した観測が可能となった。本報告ではM Uレーダーを用いた電離圏観測における各種物理量推定精度の限界を計算機シミュレーションにより定量的に評価し、最適な観測法を議論すると共に実際の観測結果との比較を行う。

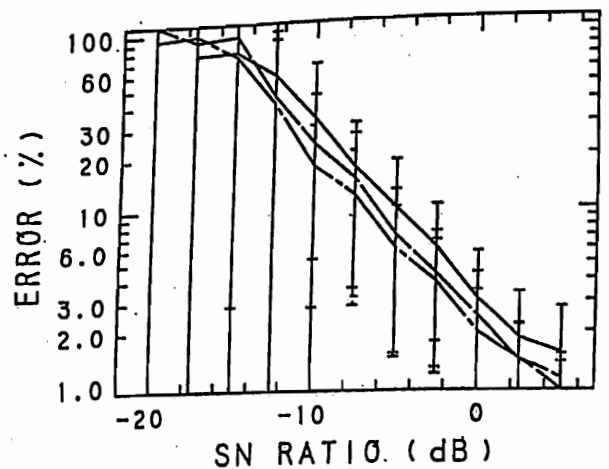
I Sレーダーに比べて規模の小さいM Uレーダーの場合、通常電離圏観測におけるSN比は-10 dB程度であり、直接に観測可能な物理量は、電子密度、電子及びイオン温度、ならびにイオンドリフト速度に限られる。異なるイオン組成の影響は、O⁺イオンのみが存在するとして解析を行い、イオン組成のモデルを用いて補正を行うと言う方法により考慮する。そこでインコヒーレント散乱理論に基づいて1種のイオンのみが存在する場合に観測されるべき信号の自己相関関数(ACF)を生成し、これに統計的ゆらぎや雑音を加えたものを実際のデータ処理プログラムにより解析して与えたパラメータの再現性を調べた。また2分子イオンを加えた場合の解析も行いその影響を評価した。

電離圏のACF観測にはマルチパルス法と呼ばれる観測モードが用いられるが、この場合には使用するパルス数(2~5程度)によって得られる情報量と精度が大きく異なる。そこで現実的なSN比に対して様々なパルス数による観測のシミュレーションを行い、各物理量に対して最適な観測モードを定めた。下図に、4パルス法の場合についてパラメータ推定誤差のシミュレーション結果を示す。

RELATIVE ERROR OF TI



RELATIVE ERROR OF TR



異なるSN比に対するイオン温度(TI)および電子・イオン温度比(TR)の相対誤差。

P-36 夕方電離層における光電子のエネルギー分布

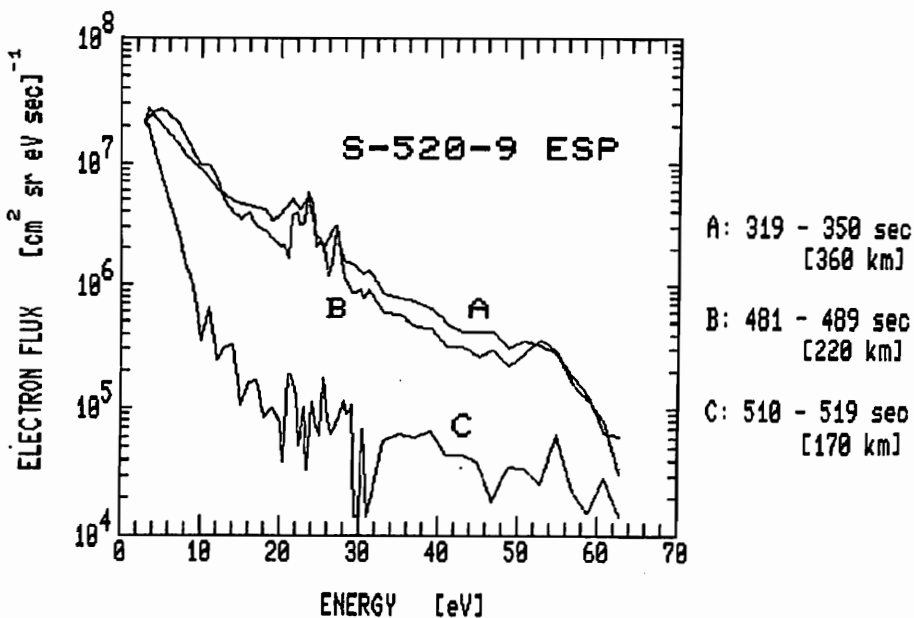
向井 利典
(宇宙研)

賀谷 信幸
(神戸大工)

筆者らは、従来のロケット実験の結果、昼間の電離層における光電子のエネルギー分布およびその高度変化の特徴を明かにしてきた。また、冬の夜明け前の実験で得られた磁気共役点光電子の特徴についても昼間の観測結果との対比を行ってきた。今回は1987年1月15日17:10 (JST) に内之浦で打ち上げられたS-520-9号機で観測された光電子の結果について報告する。打ち上げ時の太陽天頂角は 86° で、ちょうど冬の夜明け前の観測時の磁気共役点の太陽天頂角に対応する(勿論、朝と夕方の違いがある)。この特殊な条件のもとで得られた電離層光電子のエネルギー分布の特徴を従来のものと比較しながら議論する。S-520-9号機の実験目的としては他にも技術試験の項目があり、自然の電離層光電子の観測データは限られているが、以下に列記するように幾つかの興味ある特徴が見いだされた。なお、下図はロケット下降時に観測された予備的結果である。(予備的とは、まだロケットの電位補正やshadowingの補正等を行っていない、ということである。)

[エネルギー分布の特徴]

- 1) 昼間の観測結果と比べると、AとBのエネルギー分布の全体的形状および特徴は似ているが、フラックス量はfactor 2~3小さい。この強度は以前に筆者らが観測した磁気共役点光電子のフラックスと同程度で、太陽天頂角の条件だけを考えるとconsistentである。
- 2) エネルギー分布で特徴的なことは、20~30 eVに見られる幾つかのピークの存在と50~60 eVのフラックスの急減であり(エネルギー分布AとB)、いずれも昼間の観測結果と同様な特徴である。特に、20~30 eVに存在するピークは以前に筆者らが昼間の観測で初めて明かにしたもので、太陽紫外線のHe II 304 Åによる酸素原子や窒素分子の光電離で生成される一次光電子によるものである。
- 3) 昼間の観測ではフラックス最大の高度は200 km 付近であるが、今回の観測結果では200 km以下でフラックスが急減した(エネルギー分布BとCの比較)。このことも太陽天頂角の条件を考えると妥当である。



MUレーダーで観測された
中間圏の慣性重力波の特性

川平 浩二 村岡 良和
(富山工専) (兵庫医大・物理)

I. はじめに

中層大気中を上方へ伝播する内部重力波が大気の平均流と相互作用を行ない、中間圏の大循環の構造に大きな影響を与えていることが理論的に明らかになってきた (Lindzen, 1981; Matsuno, 1982; Holton, 1982)。波動の運動量を平均流の運動量へ転化させる波動の散逸過程では、波動の振幅増大に伴う不安定現象による乱流の発生が大きな役割を果たしていると考えられている (Fritts, 1985)。MUレーダーによる風の観測はこのような物理的過程を解明するために極めて有力な手段である。ここでは中間圏において特徴的に見られ、乱流の発生に関係していると思われる周期の長い ($N < \omega \leq f$) 内部慣性重力波の特性について調べた結果を報告する。

II. 観測

観測は、京都大学超高層電波研究センター共同利用研究の一環として、滋賀県甲賀郡信楽町 (34.9° N, 136.1° E) に設置されたMUレーダーを用いて中間圏 (60~90 km) における風速の測定をドップラー法によって行なった。図1はこうして得られた平均風速三成分の高度分布の一例を示す。

20-SEP-1985 14:30:53-16:35:23

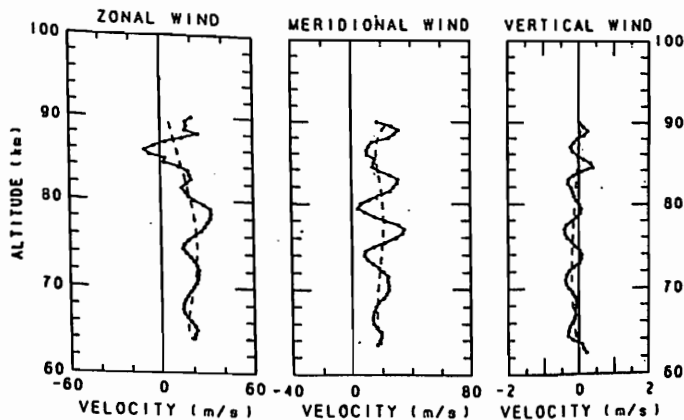


図 1

III. 慣性重力波の理論的特性

大気の運動を決定する基礎方程式に適当な近似を行ない、擾乱に対して平面波 $\psi \propto \exp[i\{k_H(x\sin\alpha + y\cos\alpha) + mz - \omega t\}]$ を仮定すると慣性重力波に対する分散関係

$$m^2 = \frac{N^2 k_H^2}{(\hat{\omega}^2 - f^2)}$$

が得られる。ただし、

$$\hat{\omega} = \omega - k_H(\bar{u}\sin\alpha + \bar{v}\cos\alpha)$$

はintrinsic frequencyである。また、速度振幅の偏波の関係は

$$u = \frac{k_H(\hat{\omega}\sin\alpha + if\cos\alpha)}{\hat{\omega}^2 - f^2} \cdot \frac{p}{\rho}$$

$$v = \frac{k_H(\hat{\omega}\cos\alpha - if\sin\alpha)}{\hat{\omega}^2 - f^2} \cdot \frac{p}{\rho}$$

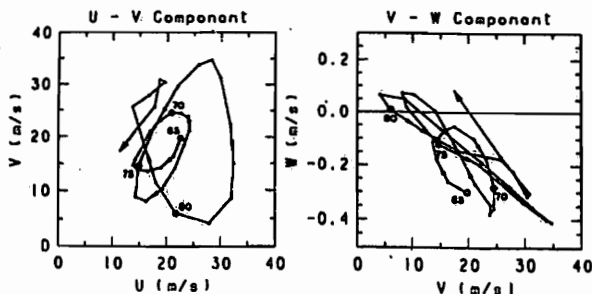
$$w = -\frac{m\hat{\omega}}{N^2} \cdot \frac{p}{\rho}$$

で与えられる。

IV. 観測との比較

- (1) 中間圏の慣性重力波は、風速のホドグラフ (図2) に示されているように位相が鉛直下向き ($m < 0$) および南向き ($\alpha \sim \pi$) に進む。
- (2) 鉛直波長 λ_z は 6km程度である。
- (3) 伝播方向の平均流は北向きで ~ 20 m であった。

これらの値を用いて $c_H = \omega/k_H$ を計算すると、ほとんど0になる。これは重力波の水平方向の位相速度が平均流とは逆向きで等しい大きさであり、定在波として観測された事を示している。



超高層大気潮汐による 超低周波音波の振幅変化

鈴木 裕、 堤 四郎

大阪市立大学工学部

大阪における超低周波音波の観測では、図1の様な受信波形が見られる。この様な波形が記録される時には、千島から北海道の通か東方海上に強い低気圧が見られる場合が多く(図2)、これらの超低周波音波は上述の低気圧中心部に出来る風浪から発生するものと思われる。低気圧中心部に出来る風浪は各方面から低気圧中心部へ向かう波の干渉波となり、“3大8小”型と古来から呼ばれている波を形成する。即ち幾つかの波が同相で重畳するとき3個の巨大な波を作り、その他の場合には8個の中小波となることが多いことからこの様に言われる。図1の音波の波形はこの様な風浪の波形に大変良く似ていることから、強い低気圧に伴う強風に依って作られた風浪によるものと思われる。

この波の振幅の変化の例を3図に示す。ここに示す振幅は50秒間中の最大振幅を連続12個(すなわち50秒間×12=10分間)とり、平均したものである。図に示す様に振幅の変化は周期の短い変動もあるが夕方及び明け方に最小を示し、夜中及び昼近くに最大となる一日ないし半日周期の変動が支配的である。最小振幅と最大振幅との比は1対2前後である。

この音波の振幅変化の原因は(1)風浪の振幅変化(2)風浪の周期の変化による受信装置のフィルター出力の変化(3)超低周波音波の反射高度の変化による減衰量の変化等が考えられる。このうち半日ないし一日の周期変化は主に大気潮汐による風が音波の反射高度を変化させ、そのため音波の減衰量に変化し、結果として振幅変化をおよぼすと考えられる。上述の様に北海道東方海上に音源があるとすると北東風が吹くときは反射点が低く、南西風では高くなる。反射高度による音波の強度変化を概算し、その結果を4図に示す。ここでは音源と受信点の距離を2700km程度として海上より45度の角度で発射された音波が直進し、折れ線的に15hopで受信点に達するとして概算した。また音波の周期は4秒と仮定している。大気潮汐の風速、あるいはその変化量は音速に較べると小さいので反射高度の変化はあまり大きくはならないと思われるが4図によると高度100kmでは僅か5kmの反射高度の違いによっても6倍程度の振幅変化になる。従って、大気潮汐による風に起因する反射高度の僅かの変化によっても上記の観測に見られる程度の振幅変化が起こるものと考えられる。

大気潮汐により反射高度がどのくらい変化するものか、またその伝はん路での音の減衰がどの程度になるか、ray-tracingによる計算を準備中であり、結果が観測結果の振幅変化と一致するかどうか興味あるところである。

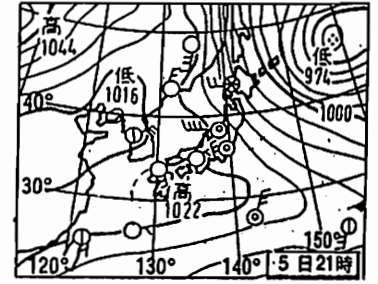


図2 音源は低気圧による風浪

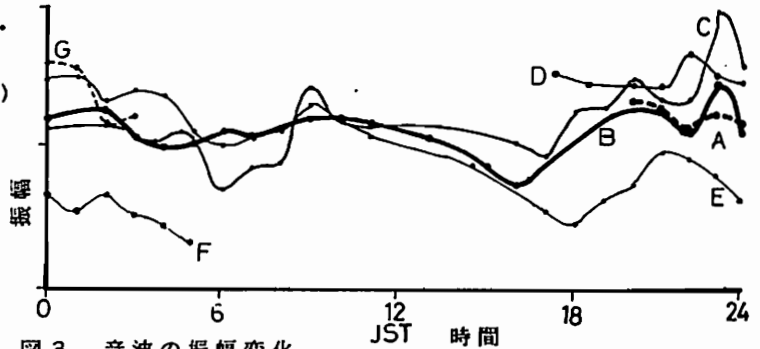


図3 音波の振幅変化

A; Dec. 1, '86, B; Dec. 2, C; Dec. 3, G; Dec. 4, D; Dec. 5, E; Dec. 6, F; Dec. 7

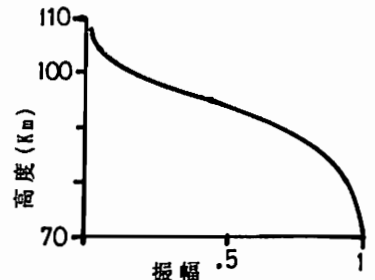


図4 反射高度による音波の振幅変化

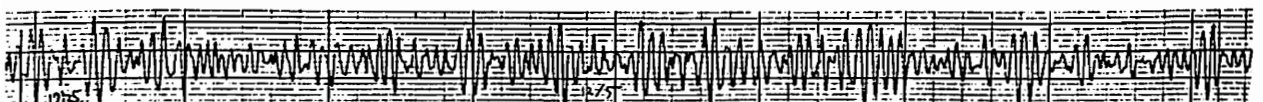


図1 音波波形 Dec.05 17:25~ ←50秒→

昭和基地流星レーダによる1985年の 中性風観測結果

小川 忠彦*、田中 高史*、野村 彰夫*、五十嵐 喜良*
(* 電波研究所、# 信州大学工学部)

昭和基地MAPの一環として、50MHzドップラレーダ観測が1982年2月から開始された。レーダは80~100km高度の中性風を観測するモード(流星レーダ)とE層の電波オーロラを観測するモードを有しているが、いずれか一方のモードのみ運用可能であるので、流星モードは必ずしも全期間運用されていない。アンテナビームは地磁氣的南(GMS)と地理的南(GGS)の2方向(交差角度33°、水平面内ビーム幅約4°、垂直面内ビーム幅約50°)にあるので、中性風の水平面内の二次元ベクトルを測定することができる。1985年に、延べ256日間にわたり流星モードによる風の観測を行ない、流星エコー数の高度分布と時間分布、さらに平均風の東西と南北成分の季節変化などを求めることができた。図1の上段は東西風のcontour mapである。この図は1か月分のデータを半月ずつずらせて作成したものであり、灰色部が西向き(westward)を表わす。CIRA1972モデルによるcontour mapを図1の下段に示す。85km以上でのモデルは存在しないが、上段と比較して85km以下での夏・秋季の西向きの風(10~20m/s)と冬季の東向きの風(~10m/s)については定性的に一致するが、細かい点では食い違いがある。

90km高度付近のNa原子層のライダー観測が1985年に実施され、中性風との同時観測が試みられた(野村他、別講演)。図2に比較の一例を示す。Na全量(abundance)が、非常にゆっくりとした変動(破線)に重畳して、約1.5時間の周期で変化しているのが見られる。この時の85~95km高度の中性風の一つ一つの測定データ(ほぼN-S成分を測っている)をプロットしたのが図2の中段である(破線は1時間の平均値)。風が北向き(赤道向き)の時にNa全量が平均値より増加し、南向きの時に減少するという対応関係は明白である。つまり、大気重力波による風速・風向の変化に応じて、Na原子層が濃くなったり薄くなったりするという因果関係が、今回の同時観測により、直接に証拠立てられたことになる。

以上のような対応関係は他の全ての同時観測データに必ずしも見られる訳ではない。なお、ライダーは昭和基地の真上を見ているのに対し、流星レーダは基地の南100~600kmの範囲を見ていることに注意。

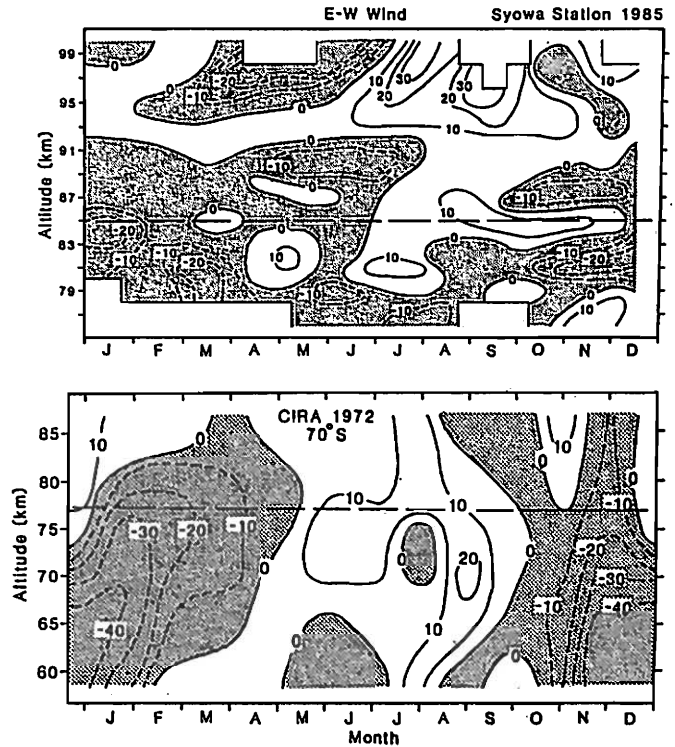


図1 東西風のcontour map(上)とCIRA1972モデル(下)。

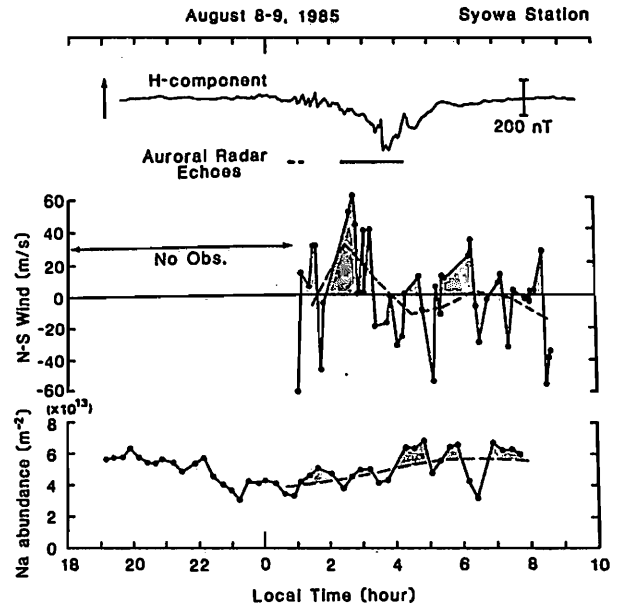


図2 Na全量(abundance)と中性風の比較。

P-40 「HFドップラー・スペクトル解析データ」の出版

貝沼昭司*, 鈴木晃*, 加藤仲夏*, 石嶺剛*, 杉内英敏**, 川原昌利**, 黒須隆志°, 丸橋克英°
 *電波研, **電波研大吠, °電波研平磯

丁丁Y電波を用いたHFドップラーの観測は日本国内で広く行われており、このデータをもとに電離圏高度での大気波動が研究されている。

電波研究所では、MAP期間に観測網を順次整備し、1984年6月から稚内から沖縄まで、全国クケ所で2.5, 5, 8, 10, 15MHzの5周波について連続観測を行っている。(国分寺では15MHzを除く4周波)

HFドップラー・データは中規模TIDの研究に多く利用されているが長期間の解析の例が非常に少ない。我々は中規模TID等の現象を長期間にわたって見渡すことができるような形でデータを出版することを計画し、冬期を中心とするデータについてスペクトル解析を行いその結果を出版することとした。

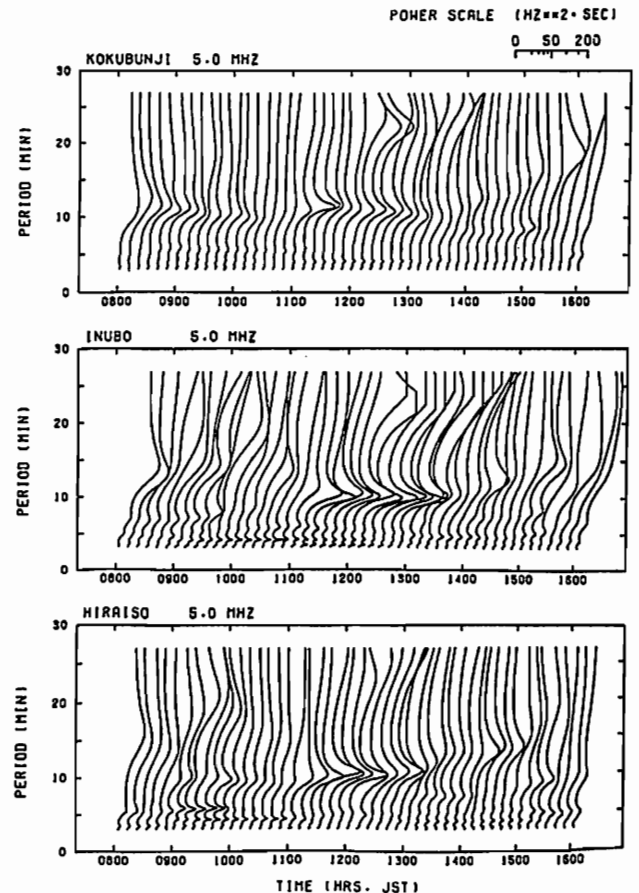
今回は中規模TIDを中心に見るために国分寺、大吠、平磯の3観測所の5MHzのデータを採用了。出版するデータは1984年10月から1985年4月までの212日間の昼間のものである。

図1に3観測所の位置と、丁丁Y電波(

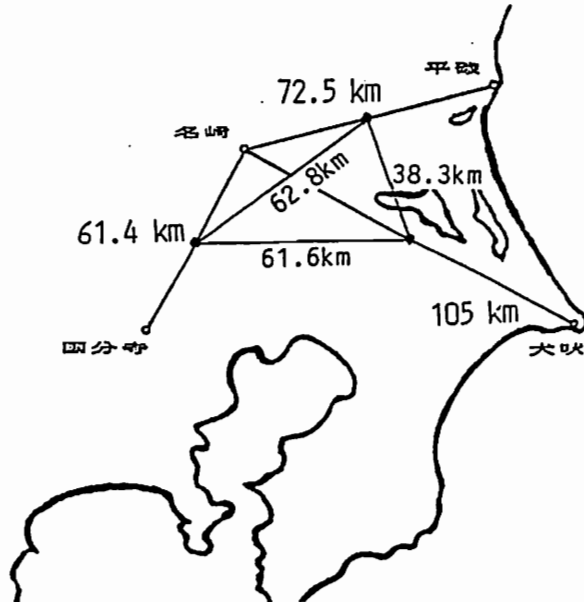
送信所: 名崎)の反射点の位置関係を示す。図2は出版されたデータの一例で1985年1月19日のものである。各時刻のスペクトルはその時刻を中心とする120分の30秒毎のデータについてMEMを用いて計算したものである。この図の中で11時から13時にかけて3観測所で同一の現象と思われる約10分周期の波動が現われているほか、全体的にスペクトルの変化に類似性がみられる。このように、3観測所のスペクトルの類似性により、TIDをひろく出し、さらに進んだ詳細な解析をすべき現象を見つけ出すことができる。

今回の出版は約半年分であるが、同様の解析は全取得データについて実行していく予定である。

19 JAN. 1985



(図 2)



(図 1)

野村彰夫（*）、小川忠彦（井）、岩坂泰信（+）、福西浩（-）、鹿野哲生（*）
 （*）信州大・工、（井）電波研、（+）名大・水圏研、（-）東北大・理

1. はじめに

第26次南極地域観測隊（JARE-26、1985年）の越冬期間中に中間圏ナトリウム原子層のライダー観測を昭和基地（69°00' S、39°35' E）において、おこなった。観測は、3月末から10月中旬までの約7ヶ月間に、延べ48日実施された。ここでは、極域ナトリウム層の気柱密度や高度分布の季節あるいは夜間変化について得られた観測結果を報告するとともに、さらに、これら観測結果に基づいて大気力学的観点から中層大気について検討を行う。今回は、特にライダー観測によって得られたナトリウム層の変動と、昭和基地において共同観測を行った流星レーダーによる中性風観測結果との比較検討を行う。

2. 観測結果と検討

月平均されたナトリウム原子層の気柱密度と高度分布の季節変化をFig. 1と2に示す。初冬の5月に最大となるが6月に減少、9から10月にかけて増加の傾向を示している。この変化は、北半球の中緯度帯で観測されている冬期急増の傾向を示していない。また、高度分布は冬期にそのピーク高度が低下しているとともに、特に7月の分布が他の月と異なりピークの上側が削られたようになっている。ナトリウム層の季節変動は、その高度の温度や東西風に依存していると言われている。そこで、昭和基地において観測されたVHFドップラーレーダー（流星レーダー）による風の季節変化についての結果をFig. 3に示す。この図は、地磁気にたいしての東西風を示している。ナトリウム層のピークの上側での季節変化は、5月までが西向きの風、以後東向きの風となり、これがナトリウム気柱密度の変化に影響を与えていると考える。

次に、夜間の気柱密度の変化について観測結果は、大きく変化する夜が多いが、

その変動についての周期性はみつからない。北半球のデータにはしばしば12時間周期の潮汐による波動が観測されているが、極域にはほとんど観られない。しかし、高度分布の時間変化には、定在波動的な分布にかさなって、位相が下方に伝播する波動が観測されている。鉛直波長が10 km程度、周期4-8時間ということから内部重力波によるものと考えられる。これらの変化についても流星レーダーによる風の結果との比較を行う。この他、オーロラによるナトリウム層の擾乱についての観測結果の報告も行う。

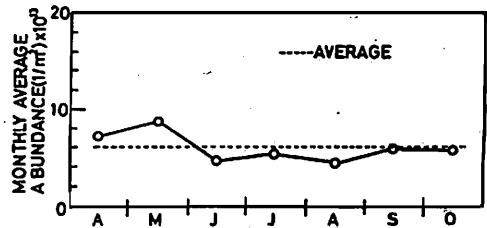


Fig. 1, ナトリウム層気柱密度の月変化

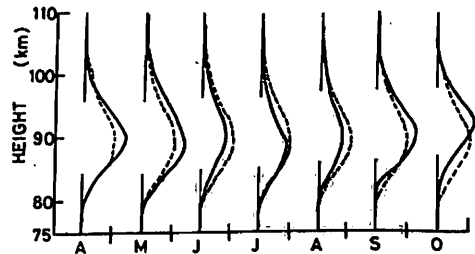


Fig. 2, 月別高度分布（点線、全平均）

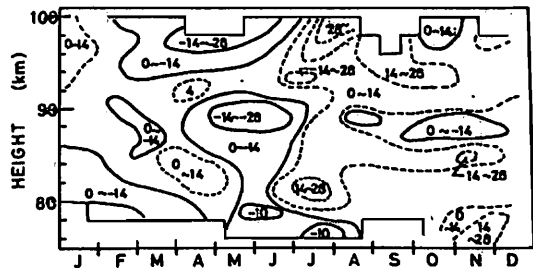


Fig. 3, 東西風の季節変化

P-42 上層大気中 NO₂ 量の変動

木山喜隆・斎藤文一
新潟大理

成層圏中の NO₂ 量を求める最も効果的な方法として、薄明時の空のスペクトルの解析がある。スペクトルの波長領域は、NO₂ の特徴的な吸収バンドを持つ 4400 Å 付近である。NO₂ の吸収による効果が小さい正午時のスペクトル(図1)と、成層圏中の NO₂ 量による効果の大きい薄明時のスペクトル(図2)との比をとると、フラウンホーファー構造が取り除かれて、NO₂ による吸収構造が現われる。(図3)。

NO₂ の吸収係数がほぼ等しい 4397 Å と 4468 Å の波長領域を利用して、NO₂ の吸収量を求めると、図4を得る。図5から、NO₂ の最大吸収波長 4397 Å 付近と 4452 Å 付近は太陽天頂角と共に高くなっていることがわかる。これが厚さ 10 km の一様な NO₂ 成層のモデル計算(図5)と比較される。4397 Å 付近の吸収量の太陽天頂角依存性を調べると図6に示す。

図1

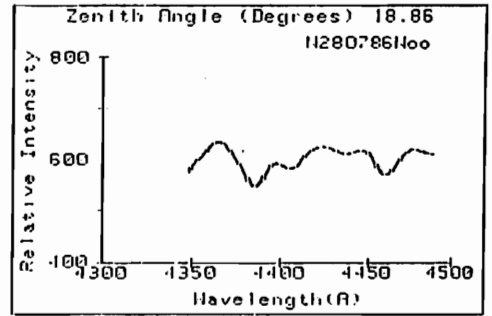


図2

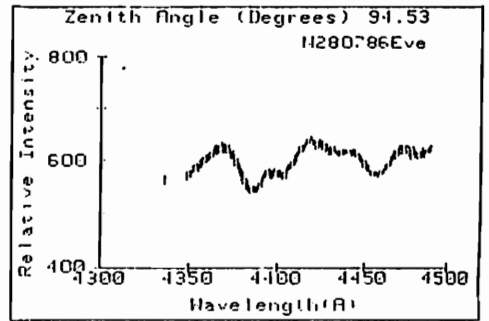


図3

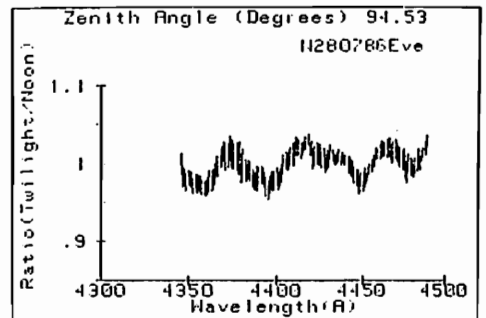


図5

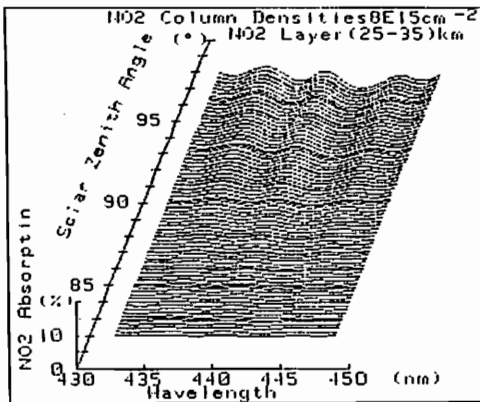


図6

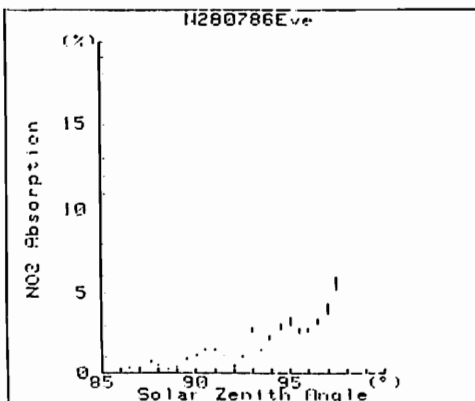
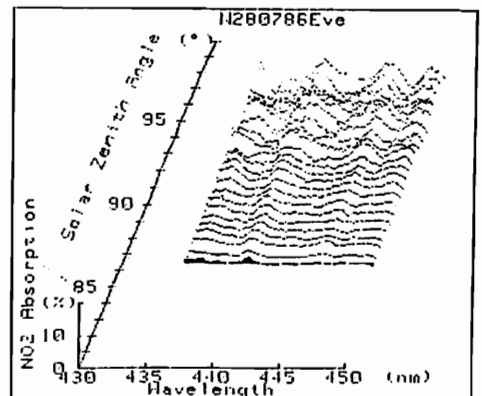


図4



O₂ 1.27 μm 放射の地上測定

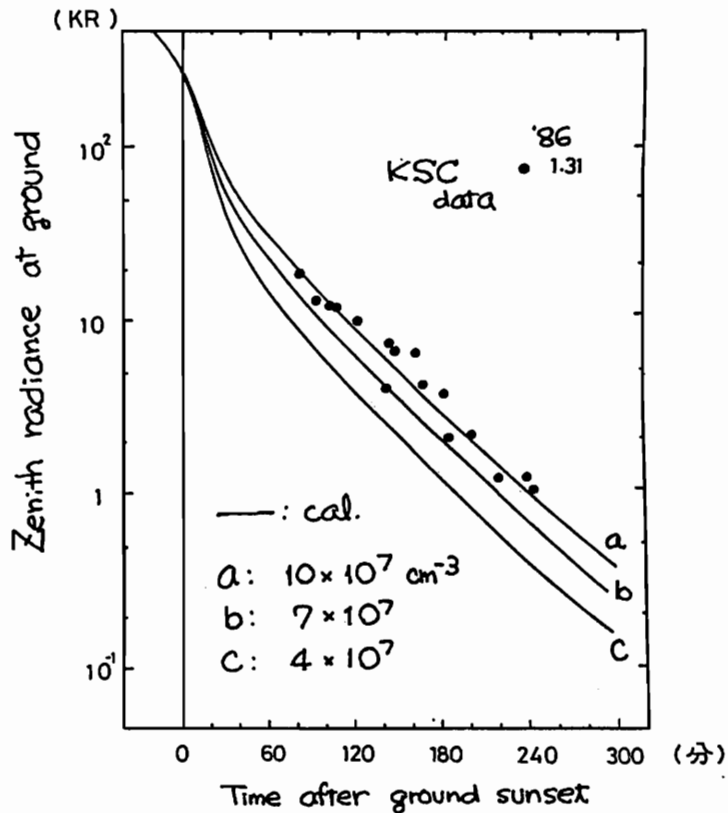
山本博聖, 内藤一郎, 長谷川みどり, 関口宏之, 牧野忠男
立教大 理

1986年2月1日 午後10時40分にKSCから打ち上げられたS-310-16号機で夜間のO₂ 1.27 μm放射の高度分布を測定した(前回報告)。この実験にあわせてKSC地上において1.27 μm放射の測定を、夕方から夜間、さらに明け方まで実施した。1987年からは池袋において同種の測定を行い、観測データが得られているので、あわせて報告する。

O₂ 1.27 μmは O₂(a¹Δ_g-X³Σ_g⁻) (0-0)遷移で放射される。昼間、太陽UV光によるオゾンの光解離過程でO₂(Δ_g)がつかられ、上空日没とともにO₂(Δ_g)の長寿命のためにはぼ1時間の時定数で強度が減少していく。4~5時間後に、ほぼ一定のレベルにあつき、再び上空に太陽UV光が到達するところから急激な強度の増加を示す。

KSC地上での測定は回折格子分光器を用いて実施したこともあり、3分間の平均をとっても雑音は±1.5 KRであった。夜間は平均値3 KRであり、また雑音をこえる変動は観測されなかった。

夜間の平均強度をひきさしたあとの成分について、太陽天頂角が90°から2時間経過以降の強度は75 km以上のオゾン密度を反映している。KSCで得られた上記成分の時間変化を75~90 kmを等密度としたモデル計算結果と比較して図に示した。観測時期では1×10⁸ cm⁻³程度のオゾン密度であるとする結果に良く一致している。



成層圏オゾンの季節変化

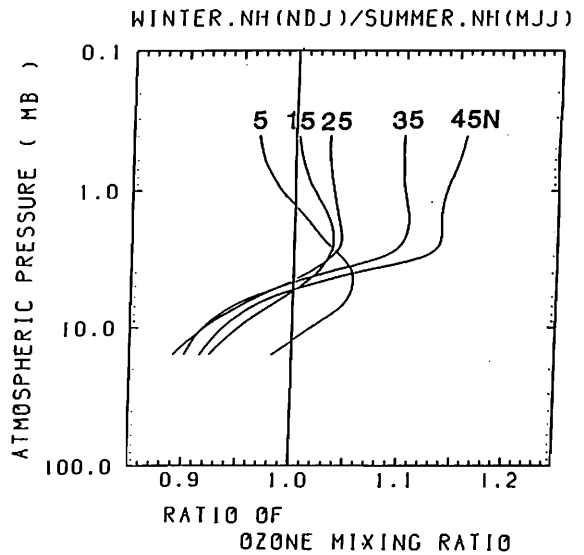
小池 真、 小川 利紘 (東大・理)
 鈴木 勝久 (横国大・教育)

人工衛星 EXOS-C おおぞら に搭載されている太陽紫外後方散乱分光計 BUUV のデータ解析によって得られた成層圏オゾンの分布について、今回は特にその季節変化について報告する。

1984年 3月から 1986年 10月の期間に得られたオゾン分布についてその季節変化の特徴がよく現れるように、3カ月ごと 4つのシーズンに分けて経度平均を行った。このうち北半球の冬と夏との比をとってみると、5 mb 付近を境として高高度では冬に多く、低高度では夏に多いという位相の逆転したオゾンの季節変化が低-中緯度にみられた(図)。このような季節変化は例えば Frederick 1983年の45度の緯度帯についての結果と同様であるが、この位相の逆転が5Nの緯度帯を除きすべて同気圧高度付近におこり、また2-3 mb 付近にその比の極大を持つのは興味深いことである。

冬半球の高緯度を除き 10 mb 以上のオゾンは基本的には光化学平衡状態にあり、その反応係数の温度依存性により 5 mb 高度以上のオゾンの季節変化の傾向は説明することができる。一方

5 mb 高度以下の位相の逆転は、光解離係数の季節変化、あるいはオゾン混合比の鉛直勾配にもとづく温度場との位相関係の逆転によって説明する試みがなされている。これらの事を念頭に当日では BUUV の観測結果について報告する予定である。



中波方向探知機の試作

嶋保正喜 長野 勇 定田 宏暢 深見 哲男
(金沢大、工) (石川高専)

1. はじめに

中波近距離夜間波の電離層反射の実態を明らかにし、E層反射であるかF層反射であるかを知るために中波方向探知機を試作した。これは1つの平面楕円偏波の到来角、方位角、強度及び偏波状態を1基のダイポールアンテナと2基の直交ループアンテナで観測しようとするものである。

2. 方向探知の原理

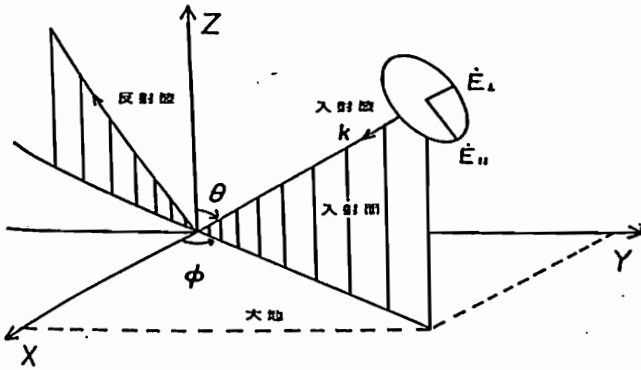


図1 楕円偏波の大地への入射、反射

図1のように任意の方向(θ, ϕ)より到来する1つの楕円偏波を E_1 と E_2 に分け、さらに大地の反射も考慮して受信点における電磁界3成分 E_x, H_x, H_y を考える。垂直ダイポールアンテナと直交ループアンテナによりこれらを受信し、その出力の強度3成分、位相差2成分を測定すれば到来角 θ 、方位角 ϕ 及び偏波状態が得られる。

3. 方向探知システムの設計製作

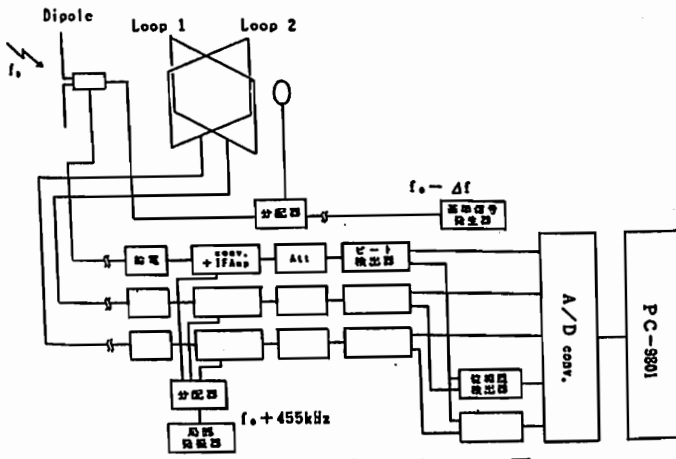


図2 試作方向探知機のブロック図

図2に観測システムブロック図を示す。本観測装置は希望波を受信すると共に各アンテナに基準信号を加算している。これは希望搬送周波数 f_0 より数Hz低い周

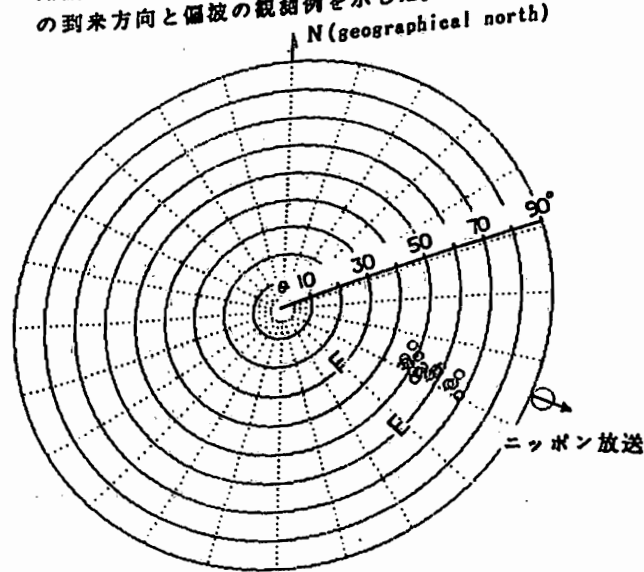
波数で、高安定なシンセサイザを使用している。実際ビート周波数は $\Delta f = 6.7\text{Hz}$ であり、これにより音声側波帯の除去、位相差測定の見易化を計っている。こうして強度3成分、位相差2成分が直流電圧で得られ、A/D変換後計算機処理によりリアルタイムで到来方向の画面表示ができる。また基準信号を用いたシステム全体の校正が可能である。精度は到来角、方位角共 $\pm 5^\circ$ である。

4. 観測例

図3に金沢大学工学部グラウンドで観測したニッポン放送の観測例を示す。受信点から上空を見た図で同心円は天頂角を表わす。記入された小円は約40秒の観測時間中に2秒間隔でデータをサンプルして表示させた到来角、方位角である。この場合はE層反射が到来している。2秒毎の偏波は電波の進行方向に見た図で、強度及び左旋性楕円偏波の一部を示した。

5. まとめ

1つの楕円平面波を1点において設置した垂直ダイポール1基と直交ループによる装置で観測する方向探知機を試作して、国内の中波放送波の正規反射する例の到来方向と偏波の観測例を示した。



22時22分22秒

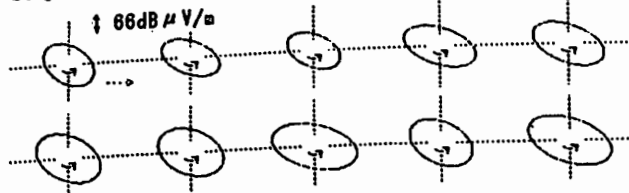


図3 ニッポン放送の観測例('87年1月8日)

P-46 S-520-9号機搭載EFDによる
電場観測 — システム概要

早川 基、 鶴田浩一郎、 中村正人
宇宙科学研究所

87年1月15日に打ち上げられたS-520-9号機に搭載されたEFD(リシウムイオンビームを用いた電場計測器)のシステム概要について報告する。EFDは2つの独立したサブシステム(システムA、システムB)から構成され、システムAは打ち上げ後200-320秒、システムBは打ち上げ後350秒から着水まで作動する。何れのシステムもリシウムイオン銃、リシウムイオン検出器、及び処理回路から成っている。以下に各々のシステムに付いて概要を記す。

システムA

システム内の磁力計からの磁場情報を基にイオン銃を機械的に上下に振ることにより常に磁場に垂直な平面内にビームを打ち出すようになっている。ビームには疑似ランダム信号とクロック信号の混合信号による変調がかけられており、検出器の出力とクロック信号とを同期を取ることによって戻りビームの検出を出来るようになっている。テレメータデータとしては、5mS毎の総カウント数(トータルカウント)、40秒毎に5 μ Sの時間分解能の生データ1.28秒分(スピンドータA)、更に戻りビームを検出したときは1 μ Sの時間分解能の生データ8mS分(検出前を5mS、検出後を3mS)と検出時の時刻情報、送信ビームに関する情報(バーストデータ)を送信する。戻りビームが検出されるのは、1スピンの間に2回ありその位相差はほぼ180度である。またバーストデータは約400mSの間に送信されるので、ロケットのスピンの1.25Hz以下であれば1スピンの間に戻りビームのバーストデータを2回とも得られるようになっている。得られたバーストデータは地上で送信信号との相関を取ることによりイオンビームの飛翔時間(TOF)を1 μ Sの精度で求めることが出来る。1スピン中のTOFが2回共得られると、それらより電場を約0.4mV/mの精度で、また全磁力を約4 γ の精度で求めることが出来る。

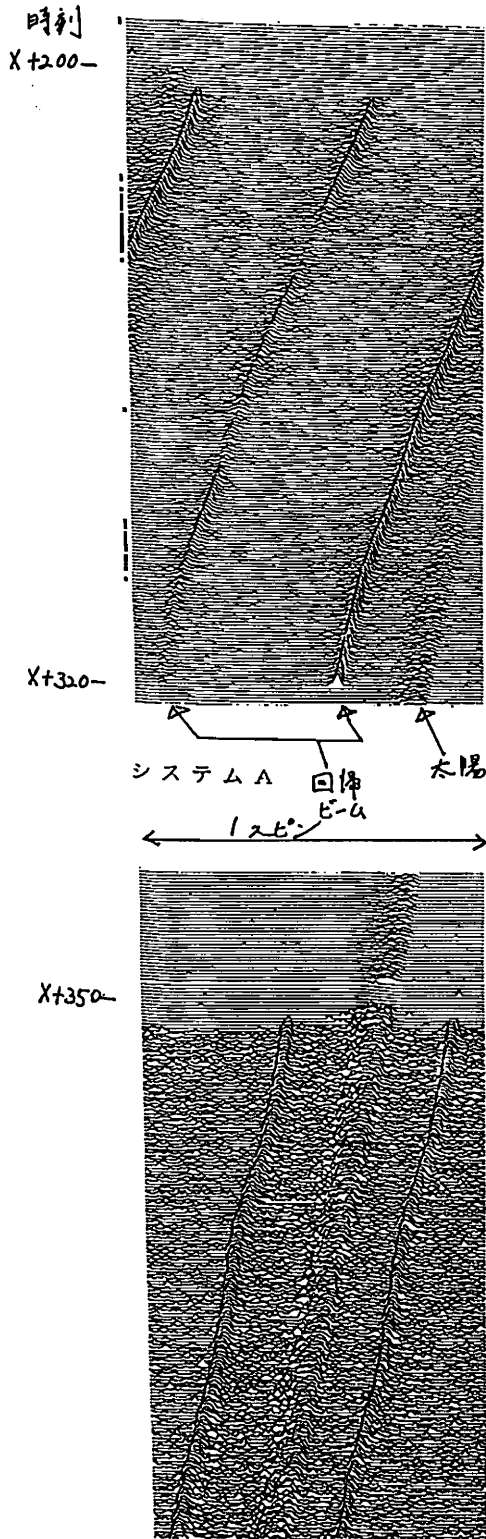
システムB

システムBはテレメータ信号に同期して動作するシステムであり、システムAに比べ簡単な構造になっている。ビームには変調はかけられておらず、約800Hzの三角波でビームを電氣的に上下に偏向している。ロケットのスピン軸と磁力線のなす角は45度近辺であるので、 ± 60 度の範囲に放出することにより磁力線に垂直な平面内にもビームを放出することが出来る。テレメータデータとしては、5mS毎の総カウント数(トータルカウント)と10秒毎に時間分解能約5 μ Sの生データ1.28秒分(スピンドータB)を送信する。ビームを上下に偏向して打ち出すために、戻りビームには三角波の周期で変調がかかってくる。その変調のかかりかたとビームの打ち出し角の情報とからリシウムイオンのTOFを求めることが出来る。ロケットのスピン周期が1.28秒よりも早ければスピンドータから2つのTOFを求められるので、電場と磁場強度を求めることが出来る。

S-520-9号機搭載 EFD による
電場観測 — 解析結果

中村正人、鶴田浩一郎、早川基

宇宙科学研究所



システム B

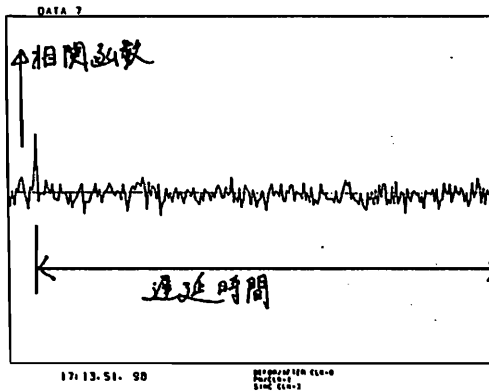


図 2

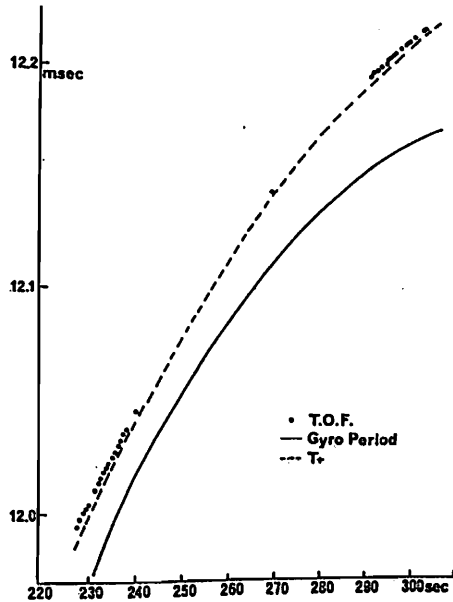
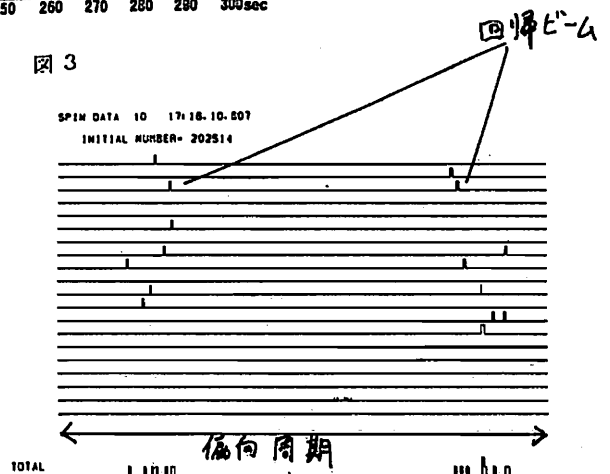


図 3

Detector
出力

図 1



87年1月15日に打ち上げられたS-520-9号機に搭載されたEFDによる電場観測の解析結果を報告する。搭載された2つのシステム、(システムA、システムB)は正常に作動し、予想されたように1スピンあたり2回のビーム回帰が観測された。(図1)

システムAで得られたデータに対し地上で相関解析を行うと、イオンビームに乗せて送出された信号と戻ってきたイオンフラックスの間に明らかな相関が見られる。(図2)この相関をもとにイオンの飛行時間(T.O.F.)を求めた結果を図3に示す。飛行時間の時間的推移は大変滑らかである。また観測される電場を $V \times B$ 電場と仮定し、磁場のモデルフィールド、ロケットの飛行データをもとに計算したイオンの飛行時間(T.)ともよく一致する。

システムBで得られたデータをビームにかけられた偏向の周期で区切ってみると、予想されたように1周期あたり2回のビームの回帰が観測された。(図4)

学会では、さらに詳しい解析結果(電場の大きさ、方向等)が報告される。

P-48 宇宙物質化学組成, 同位体組成の熱形成

野上謙一, 大森理恵, 佐々木 隆, 山越 和雄
 (独協大物理) (大阪桜宮高核地学) (東大宇宙線研)

小型の宇宙物質が大気圏に突入する際に
 激しい摩擦から内部温度がその融点を越える
 場合, 蒸散過程を経て, 球形のまとまる
 試料を, 我々の スフェール (spherules) として
 入手し, 研究対象とするが, その宇宙や宇宙
 線の情報抽出するには, 流星発光高度
 での物質の熱形成の知識が必須となる
 同様, 隕石が大気圏突入時に表面が溶融
 する現象から, 溶融外皮 (fusion crust) と
 その内側の部分との組成差比の研究も
 (宇宙物質の表面部分の研究から多くの太陽風
 などの低エネルギー重イオン反応の重要性は強調
 しすぎることはないが) 実際の試料に基づいた
 重要性を帯びている

化学組成の熱形成の調査は, 微隕石に
 ついては, Bulkの隕石については, 溶融外皮
 で異なる方式を採る。

同位体組成は, 主として 標的物質の中に, 高
 エネルギー宇宙放射線との核反応生成物が作り
 られるが, 溶融によって, どのような形成を辿る
 かを, 主として 放射性アイソトープの挙動について
 行う

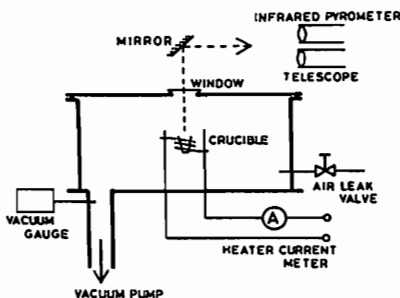


Fig. 1. The electric crucible placed in the vacuum chamber. Air pressure was controlled by leak valve to 5.3 Pa. Temperature was measured by an infrared pyrometer.

標的物質の中の 痕跡元素の挙動は, 各々の
 化学活性度 によって, 定性的には理解できる
 1例, 現実の物理, 化学的状況をシミュレートする
 には, 多くのパラメータの検討が必要であり,

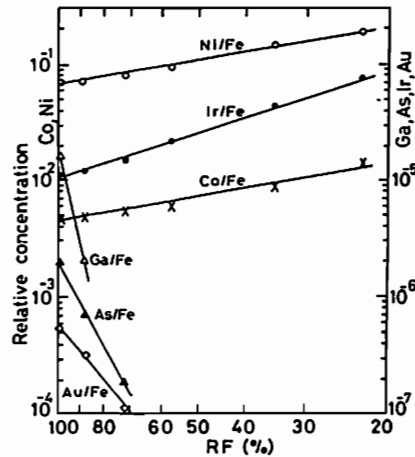


Fig. 2. Melting experiment of the Henbury iron meteorite at $1,420 \pm 5^\circ\text{C}$, 5.3 Pa air pressure. Each sample was analyzed by INAA. RF is percent residual mass fraction.

実際のオシレーションは, このような制約を解決
 してやるメリットはあるのだが, 対象となる phase,
 隕石粒子ごとの
 特異性で,

話はもう少し
 簡単ではない

この種の研究
 分野は新しい
 スタートを以
 てしており,
 地上で入手
 できる物質
 のみに限らず,

Fig. 3. Total ^{54}Mn and ^{51}Cr activities in the residues plotted against the residual mass fraction of the parent material of iron.

太陽系生成
 時の熱形成
 により研究を拡大できる余地があると考え。

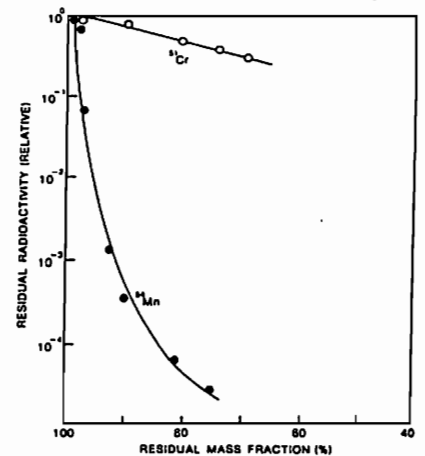
参考文献

- K. Nogami; *Geochem. J.* 19(85) 101.
- K. Nogami & K. Yamokoshi; *Geochem. J.* 19(85) 97.

又, 標的物
 質中に生成
 される放射
 性アイソト
 プを現実
 に粒子加速
 器では, 厚膜
 照射で作り
 出すのも, 一
 定の制約が
 生じている

その英, 落下
 直後の隕石

についての



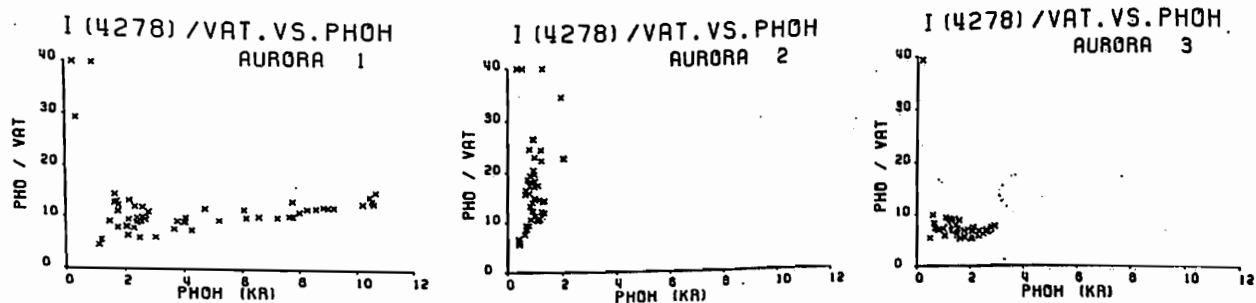
P-49 オーロラ粒子とオーロラ発光強度変化の解釈

江尻全機、 小口 高
 [極地研] [東大理]

第25次南極地域観測隊で実施した観測ロケット実験の目的の一つは、オーロラを作る粒子 (energetic electrons) のエネルギー分布とピッチ角分布を明らかにし、その対応するオーロラ発光の強度及びスペクトルを定量的に測定、関連する電離層電子密度分布及び電子温度を求める事であった。これ迄の学会では得られたデータの解析した観測結果を示し、異なった3つのタイプのオーロラ (pre-break-up stable arc, break-up active auroral arc, post-break-up diffuse aurora) で測定された各物理量がどのようになっているかを明らかにして来た。特に今回、ロケットにオーロラTVカメラを搭載し2次元のオーロラ像を撮影したのは、ロケット(観測点)真下ではなく、観測点より磁力線方向の発光強度の積分値を得るのが目的である。実際得られたオーロラTV画面で見ると、地上の全天カメラ(地上から視線方向全域の積分値)で見ても、強度の非一様性が顕著に見られ、地上全天カメラでは粒子と発光強度との対応は付けられない事が明らかである。唯、ロケットの姿勢は active に制御していない為、オーロラTVのFOV (53° × 33°) 内に磁力線が入っていたのは AURORA I (19840404192701) では約 112 sec 間、AURORA II (19840503221410) では 46 sec 間、AURORA III (19840528231713) では 74 sec 間とごくわずかである(ロケットが 100 km 以上の高度に滞在した時間は約 310 sec である)。

フォトメータ : PHO (427.8 nm) と オーロラTV : VAT (400~800 nm) の比を 前回 観測事実として示したが、今回の講演ではそのオーロラ発光強度依存性をオーロラ粒子のエネルギー分布よりどのように解釈出来るかを示す。又、磁力線に沿ったオーロラ発光強度とオーロラ粒子エネルギー束との関係を示す。

下図は、PHOとVATの関係を三つのタイプのオーロラについてまとめたものである。



P-50 宇宙物質分析用の標準試料の作製 (I)

山越和雄 (東大宇宙線研究所一次線研究部)

地球化学的各種分析には、地質調査所から「発行」されている十種に及ぶ標準試料があるが、宇宙物質分析用には未だ確立された試料はない。従って、主として親鉄元素(白金族元素なども)が多く含まれること、希土類元素、U, Thの少ないなどの特徴がある。

ここでは、Allende試料から、興味ある inclusion, エイルルなどを除去したものを粉砕し、組成に均一性、再現性を生ずるべく、各種の調査を行った。化学組成測定は中性子放射比法を用いた。

Table 1

size (μm)	sample	WEIGHT		Count rate (p/min)	Concentration (ppm)			
		mg	(x10 ⁻⁴)		Ir-192	Sc-46	Fe-59	Co-60
		min.			Rx10 ⁶ /mg	Rx10 ⁶ /mg	Rx10 ⁶ /mg	Rx10 ⁶ /mg
SIZE > 74 μm	A	22.44	3.13	442	0.550 ±1.2%	3.09 ±0.2%	3.09 ±0.2%	1.25 ±0.2%
	B	36.08	3.18	990	0.607 ±0.6%	2.95 ±0.2%	3.34 ±0.1%	1.29 ±0.1%
SIZE 74 ~ 20 μm	C	5.04	3.60	500	0.681	2.71	3.31	1.42
			7.04	1000	0.681	2.66	3.18	1.40
	D	20.20	3.71	500	0.694	2.87	3.36	1.36
			7.35	1000	0.679	2.80	3.24	1.33
	E	5.22	3.77	500	0.570	3.21	3.18	1.33
	F	6.40	7.07	1000	0.609	2.81	3.24	1.35
			3.88	500	0.605	2.86	3.21	1.35
SIZE < 20 μm	G	21.51	6.70	1000	0.606	2.87	3.36	1.37
			4.42	500	0.632	2.86	3.22	1.38
			6.79	500	0.662	2.99	3.27	1.42
	H	17.28	4.87	500	0.573	2.50	3.81	1.43
			6.01	500	0.576	2.45	3.83	1.41
	I	4.02	4.98	467	0.512	2.58	3.81	1.43
			6.73	500	0.559	2.52	3.86	1.44
SIZE < 20 μm	J	28.90	5.03	500	0.550	2.42	3.82	1.43
			6.07	500	0.554	2.44	3.76	1.46
	L	26.24	6.65	500	0.530	2.47	3.80	1.41
			5.73	500	0.510	2.42	3.83	1.40
	M	12.80	6.57	500	0.555	2.59	3.87	1.42
			5.78	300	0.538	2.41	3.78	1.40
	O	7.18	5.72	500	0.571	2.41	3.91	1.45
		5.87	300	0.552	2.47	3.88	1.46	

粒度ゲル-70として、20μ以下、20~74μm をもと74μm以上の三つを作り、量的に相當のある試料について、再現性の測定を行った。

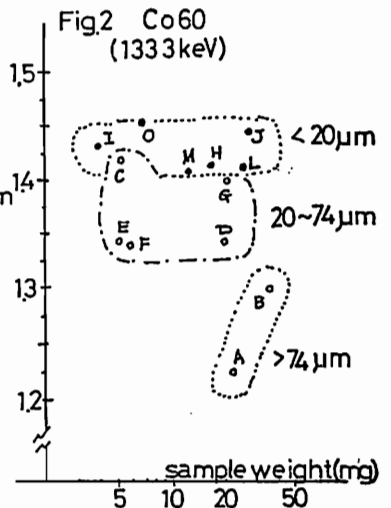
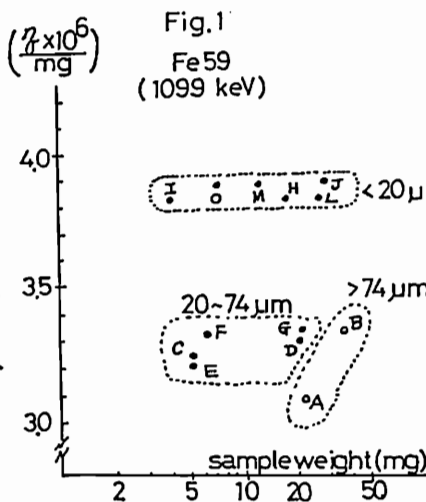
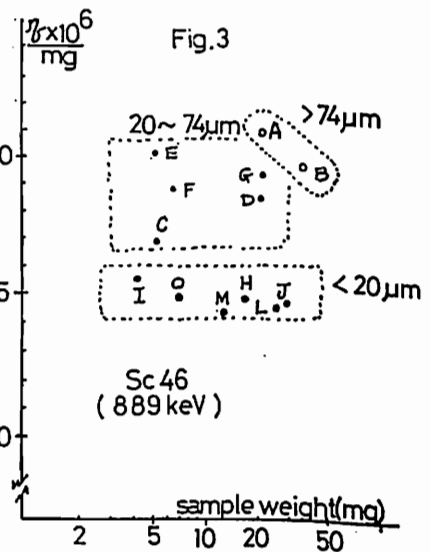


Fig. 1 ~ Fig. 3 は、その図示したとおりである。

稀して、Ir, Sc, Fe, Co を選んだ。このデータを出するには、勿論実験者自身の handling 誤差、放射比分析の中性子束の場所による誤差、測定器系の信頼性などが基本的な誤差として入ってくることは当然であり、その評価も併せて行う。

Allende 存在の Bulk 組成値は、この部分にある。その参考として、ここで作成がより多量の Allende の 20μm 以下の powder の粒度組成の値付けを行なった。この粒度の課題である。これは試薬を用いて行った。同化年代、稀ガス年代など詳細なテストの基礎とも確立(見かけ上のものではあるが)させたい。



蒸発変成によるCAI形成時の同位体比変動

鳥越 紀子, 山越 知雄 (東大理, 東大宇宙線研)

Carbonaceous Chondrite中に含まれている高温凝縮物(CAI(Ca, Al-rich Inclusion))は、その起源として次の2つが提唱されている。

- 1. 原始太陽系星雲の高温ガスからの直接の凝縮物
- 2. 何らかの前駆物質からの蒸発変成物(残渣及び、再凝縮物)

一部のCAIでは、O, Mg, Si, Caの同位体比に質量分別作用による大きな異常が見つかっており、これは蒸発等のメカニズムを考えないと説明できません。その説を強く支持している。しかしながら、これらのCAIでは太陽系と異なる元素合成過程による異常も小さい(~0.1%)が見つかっており、その原因はまだ説明されていません。

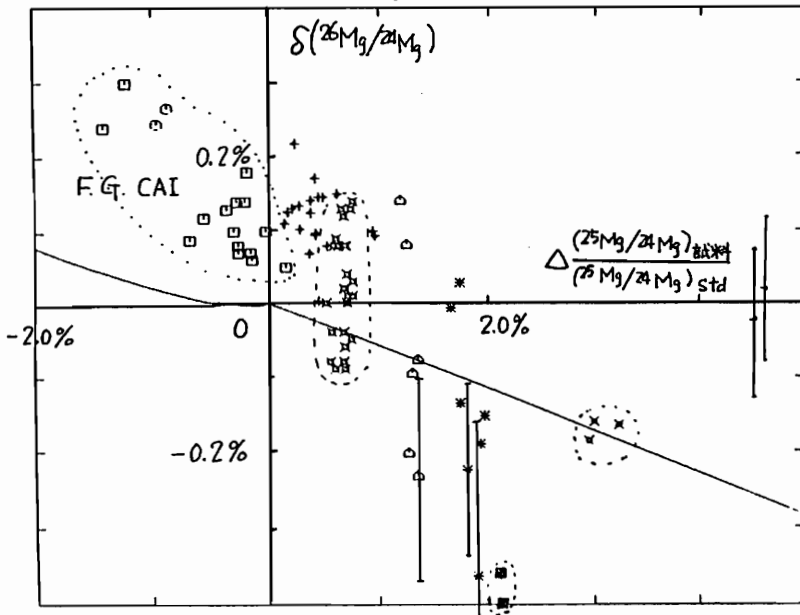
今回、蒸発時の同位体比変動を計算することによって

- 1. 同位体比の変動量と蒸発量の関係
- 2. CAI形成時の蒸発量
- 3. 元素合成起源の異常の程度

を調べ、蒸発によるCAIの形成を定量的に議論する。

$$\delta(^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}) = \left\{ \frac{(^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg})_{\text{試料}} / (^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg})_{\text{Standard}}}{[(^{25}\text{Mg}/^{24}\text{Mg})_{\text{試料}} / (^{25}\text{Mg}/^{24}\text{Mg})_{\text{Standard}}]^2} - 1 \right\} \times 1000 \quad (\text{permil})$$

CAI中のMg同位体比



- Allende (CV3)
- x ... C1 (Coarse Grained) (Wasserburg et al (1977))
- ... EK14-1 (") (同上)
- ⊗ ... EG3 (") (Esat et al. (1979))
- ... TE (") (R.N. Clayton et al (1984))
- * ... CG14 (") (同上)
- ⊙ ... Fine Grained (Brigham et al (1986))
- Murchison (CM2)
- + ... Sp from hibonite CAI (Ireland et al (1986))