

第74回講演会

講演予稿集

昭和58年10月25日(火)～27日(木)

於 豊川市勤労福祉会館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第74回総会・講演会プログラム

日 時 昭和58年10月25日(火)～27日(木)

場 所 豊川市勤労福祉会館

豊川市新道町1丁目1番地の3

TEL 豊川 [05338] 4-6515(代)

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
10月25日	I			磁気圏波動観測			磁気圏波動観測			評議員会	
	II			衛星・ロケット実験			衛星・ロケット実験				
	III						電気伝導度				
10月26日	I	ポスターセッション		磁気圏・構造・粒子 磁場・サブストーム			特別講演	総会	空電研 見学(予定)	懇親会	
	II			電離圏・大気圏力学 理論・シミュレーション							
	III			主磁場・永年変化 磁気異常・テクトノマ グネティズム							
10月27日	I	磁気圏・構造・粒子 磁場・電場		磁気圏波動理 論・シミュレーション			磁気圏波動理論 シミュレーション				
	II	電離層・オーロラ帯観測		大気圏観測 データ解析			大気圏観測・データ解析				
	III	古地磁気					岩石磁気				

* 指定時間を厳守して下さい。(講演9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については, 裏表紙内側を御覧下さい。

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏波動観測	衛星・ロケット実験
	座長 早川正士(名大空電研)	座長 岡田敏美(名大空電研)
10:30	I-1 北欧北極圏内における ELF-VLF 電磁環境の調査結果(速報): <u>鎌田哲夫</u> ・ <u>西野正徳</u> ・ <u>倉橋克典</u> (名大空電研)	II-1 磁気圏波動-粒子相互作用能動実験予備調査(母子里-バースビル共役点観測概要): <u>岩井章</u> ・ <u>大津仁助</u> ・ <u>田中義人</u> ・ <u>早川正士</u> ・ <u>岡田敏美</u> (名大空電研)
10:42	I-2 プラズマ圏 FLF ヒスの方位測定(GEOS 1 観測): <u>早川正士</u> (名大空電研)・ <u>M.Parrot</u> ・ <u>F.Lefeuvre</u> (LPCE/CNRS, France)	II-2 衛星による MU レーダーアンテナパターン測定: <u>多田重之</u> (京大工)・ <u>佐藤亨</u> (京大超高層)・ <u>深尾昌一郎</u> ・ <u>木村磐根</u> (京大工)
10:54	I-3 プラズマ圏 ELF ヒスの地上スペクトル, 偏波観測(母子里での測定): <u>早川正士</u> ・ <u>岡田敏美</u> ・ <u>田中義人</u> (名大空電研)	II-3 MU レーダーサイトにおける電離圏観測装置: <u>MU レーダーグループ</u> ・ <u>深尾昌一郎</u> (京大超高層・工)
11:06	I-4 Arcad 3 衛星で観測された VLF 電波の Doppler Broadening: <u>田島真二</u> ・ <u>田中義人</u> ・ <u>岩井章</u> (名大空電研)	II-4 単一スペクトル線光ポンピング磁力計の確度 II: <u>小川徹</u> ・ <u>藪崎努</u> ・ <u>北野正雄</u> (京大超高層)
11:18	I-5 VLF-LF 電波伝搬に及ぼす衝突の効果: <u>田中義人</u> ・ <u>早川正士</u> (名大空電研)	II-5 共役点光電子現象のロケット実験時の電離層電子密度観測: <u>渡辺勇三</u> (宇宙研)
11:30	休 み	休 み
	座長 福西 浩(極地研)	座長 宮武貞夫(電通大)
11:42	I-6 オメガ VLF 電波($f=13.6$ kHz)の異方性導波管内での伝搬特性: <u>馬場清英</u> (中部工大)	II-6 K-9M-76号機による磁気共役点光電子の観測: <u>向井利典</u> ・ <u>平尾邦雄</u> (宇宙研)
11:54	I-7 MU レーダー, 二周波レーダーによる多周波レーダー観測: <u>木村磐根</u> ・ <u>深尾昌一郎</u> (京大工)・ <u>若杉耕一郎</u> ・ <u>松尾 優</u> (京工大工芸)・ <u>加藤 進</u> (京大超高層)	II-7 粒子測定器による粒子束の高速変動成分の検出: <u>佐川永一</u> (電波研)・ <u>向井利典</u> (宇宙研)・ <u>賀谷信幸</u> (神戸大)
12:06	I-8 第2回 EXOS-B/SIPLE 実験における VLF 波動データの解析: <u>菅 政直</u> ・ <u>木村磐根</u> ・ <u>橋本弘蔵</u> (京大工)	II-8 ELF 帯磁界強度測定用ループアンテナシステムの開発: <u>富沢一郎</u> ・ <u>山川 智</u> ・ <u>芳野野夫</u> (電通大)
12:18	I-9 ISIS-1 のサウンダデータに見られる極域磁気圏中の Z モード放射の特性: <u>相京和弘</u> ・ <u>永山幹敏</u> ・ <u>西崎 良</u> ・ <u>渡辺成昭</u> (電波研)	II-9 数値計算による EXOS-B の帯電状況: <u>早川 基</u> ・ <u>鶴田浩一郎</u> (宇宙研)・ <u>高橋隆雄</u> (東海大)

午 前

第 III 会 場	備 考	開始時間
		10:30
		10:42
		10:54
		11:06
		11:18
		11:30
		11:42
		11:54
		12:06
		12:18

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏波動観測 (続き) 座長 佐藤夏雄(極地研)	衛星・ロケット実験 (続き) 座長 森岡 昭(東北大理)
13:30	I-10 静止軌道衛星観測によるPsc 脈動の振動特性: <u>桜井 亨</u> ・友村 清(東海大工)	II-10 EXOS-B電子ビーム放出によりひき起こされる現象: <u>河島信樹</u> ・ <u>赤井和憲</u> (宇宙研)
13:42	I-11 高緯度Non-Periodic Pc 1 地磁気脈動の特性: <u>石田十郎</u> ・林 幹治(東大理)	II-11 JIKIKENで観測された電子ビーム放出に伴う波動励起とその非線形な相互作用(2): <u>宮武貞夫</u> ・ <u>九鬼孝夫</u> (電通大)
13:54	I-12 Substorm effectとしてのPc 1 脈動: 林 幹治(東大理)	II-12 地球磁場の空間的变化を用いた姿勢決定法: <u>宮武貞夫</u> ・ <u>上田裕子</u> (電通大)
14:06	I-13 昭和-アイスランド共役点観測に基づくPg 脈動の波動特性: <u>利根川豊</u> (東海大工)・ <u>福西 浩</u> ・ <u>佐藤夏雄</u> (極地研)	II-13 MINIXロケット実験 —速報—: <u>松本 紘</u> (京大超高層)・ <u>賀谷信幸</u> (神戸大工)・ <u>宮武貞夫</u> (電通大)・ <u>木村磐根</u> (京大工)・ <u>大林辰蔵</u> ・ <u>長友信人</u> (宇宙研)・ <u>松本治弥</u> (神戸大工)・ <u>鮎川一朗</u> ・ <u>木村年成</u> (京大超高層)
14:18	I-14 周期的VLF放射の南北両半球共役観測 昭和基地-ノルウェー, 1982年3月: <u>山岸久雄</u> (極地研)・ <u>小島年春</u> (電通大)・ <u>福西 浩</u> (極地研)・ <u>芳野起夫</u> (電通大)	II-14 S-520-6 MINIX の波動観測(速報): <u>宮武貞夫</u> (電通大)・ <u>賀谷信幸</u> (神戸大工)・ <u>松本 紘</u> (京大超高層)・ <u>木村磐根</u> (京大工)
14:30	休 み	II-15 MINIXにおける電離層加熱の計算機実験: <u>松本 紘</u> ・ <u>木村年成</u> (京大超高層)・MINIXチーム
	座長 湯元清文(東北大理)	
14:42	I-15 ISIS衛星で観測されるホイッスラー・トリガード・エミッションII: <u>中村義勝</u> ・ <u>恩藤忠典</u> ・ <u>渡辺成昭</u> ・ <u>村上利光</u> (電波研)	II-16 強力マイクロ波による非線形プラズマ波励起 —MINIXの計算機シミュレーション—: <u>松本 紘</u> ・ <u>鮎川一朗</u> (京大超高層)・MINIXチーム
14:54	I-16 1982年磁気嵐とイオンホイッスラー: <u>渡辺成昭</u> ・ <u>恩藤忠典</u> (電波研)	休 み
		座長 賀谷信幸(神戸大工)
15:06	I-17 1982年7月, 9月の磁気嵐中にISIS衛星によって観測されたVLF放射: <u>恩藤忠典</u> ・ <u>中村義勝</u> ・ <u>渡辺成昭</u> ・ <u>村上利光</u> (電波研)	II-17 リチウムイオンビームを使った電離層内電場磁場計測実験(S-310-13号機・速報)・ <u>鶴田浩一郎</u> ・ <u>早川 基</u> ・ <u>中村正人</u> (宇宙研)

午 後

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
電 気 伝 導 度		
座長 西 田 泰 典 (北大理)		
Ⅲ-1 雲仙地溝帯の比抵抗構造(Ⅰ) : <u>半田駿</u> ・鈴木 亮 (佐賀大教養)		13:30
Ⅲ-2 電磁気学的手法による阿蘇火山の地下構造の研究 : <u>田中良和</u> (京大理) ・ <u>半田駿</u> ・ <u>鈴木 亮</u> (佐賀大教養)		13:42
Ⅲ-3 浜岡町付近における電気抵抗測定 : <u>徳本哲男</u> ・ <u>大地 洸</u> (地磁気観) ・ <u>河村 諱</u> (気象庁観測部)		13:54
Ⅲ-4 北アナトリア断層帯西部域における電磁気異常(2) — ELFMT による比抵抗異常について — : <u>本蘆義守</u> (東工大理) ・ <u>大志万直人</u> (日本大文理) ・ <u>A.M. Isikara</u> (イスタンブール大理)		14:06
休 み		14:18
座長 半 田 駿 (佐賀大教養)		
Ⅲ-5 北海道東部地方の電磁気観測について : [地殻比抵抗研究グループ] <u>行武 毅</u> (東大震研)		14:30
Ⅲ-6 ELF, VLF-MT による北海道東部地域の比抵抗分布測定 : [地殻比抵抗研究グループ] <u>歌田久司</u> ・ <u>笹井洋一</u> (東大震研) ・ <u>森 俊雄</u> (気象研) ・ <u>西田泰典</u> (北大理)		14:42
Ⅲ-7 屈斜路湖周辺の比抵抗分布 : [地殻比抵抗研究グループ] <u>岩越 朗</u> ・ <u>塩崎一郎</u> (神戸大理) ・ <u>山口 覚</u> (神戸大自然科学) ・ <u>大塚成昭</u> (神戸学院大) ・ <u>住友則彦</u> (京大教養)		14:54
Ⅲ-8 境界要素法の地球電磁気的モデルへの応用 — 基礎的考察 — : <u>大志万直人</u> (日本大文理)		15:06

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏波動観測 (続き)	衛星・ロケット実験 (続き)
15:18	I-18 超惑星電磁波放射: 大家 寛 (東北大理)	II-18 電磁場計測 (ブーメラン法) に用いるシウムイオン銃の製作: 中村正人・鶴田一郎・早川 基 (宇宙研)
15:30	I-19 75km 基線干渉計システムによる木星デカメータ電波の観測 (II): 大家 寛・森岡 昭・徳丸宗利 (東北大理)	II-19 テザーペイロード実験速報: 平尾邦雄・河島信樹・佐々木進・大林辰蔵・J.W. Raitt・P.R. Williamson・P.M. Banks・W.E. Sharp・小山孝一郎 (宇宙研)
15:42	休 み	II-20 Critical velocity ionization に関する理論的考察 (II): 町田 忍・安部隆士・寺沢敏夫 (宇宙研)
	座長 渡 辺 成 昭 (電波研)	
15:54	I-20 ISIS 衛星の VLF 受信アンテナの指向性を利用した, 自然電波伝搬方向の推定: 鈴木光義 (電通大)・山岸久雄・福西浩 (極地研)・芳野起夫 (電通大)	II-21 S-520-5 号機 NEEL によるロケット wake の観測: 森岡 昭・大家 寛 (東北大理)
16:06	I-21 SAMBO-82 北極バルーン観測による VLF 自然電波スペクトル特性: 小野高幸・江尻全機・宮岡 宏 (極地研)	休 み
		座長 鶴 田 浩一郎 (宇宙研)
16:18	I-22 線状スペクトル構造をもつ Pc 1 脈動—ペリオディック VLF 放射との関係—: 佐藤夏雄 (極地研)	II-22 SEM 磁力計について: 恩藤忠典 (電波研)・国分 征 (東大理)・桑島正幸 (電磁気観)・山田弘善 (宇宙開発事業団)
16:30	I-23 地磁気脈動に及ぼす日食効果の広域多点同時観測: 斎藤尚生・湯元清文・田村忠義 (東北大理)・瀬戸正弘・北村保夫 (東北工大)・J. Soegijo (LAPAN)・A. J. Chen (中央大学)・K. D. Cole (La Trobe U.)・J. Ward (James Cook U.)	II-23 衛星環境モニター (SEM) の試作—X線モニター—: 今井 喬・河野 誠・竹内 一 (理研)・山田弘善 (宇宙開発事業団)
16:42	I-24 上部電離層内における短波帯電波雑音分布: 上滝 実・加藤仲夏 (電波研)	II-24 衛星環境モニター (SEM) の試作—HEM—: 山田弘善 (宇宙開発事業団)・道家忠義・菊池 順 (早稲大理工研)・村上浩之・中本 淳 (立教大理)・永田勝彦 (玉川大工)
16:54	I-25 電離層観測衛星による電波雑音 (太陽電波) の観測: 加藤仲夏・上滝 実 (電波研)	II-25 衛星環境モニター (SEM) の試作—低エネルギー粒子モニター—: 巖本 巖 (電波研)・和田雅美 (理研)・山田弘善 (NASA)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
電 気 伝 導 度 (続 き)		
Ⅲ-9 桜島における Transfer Function (Ⅱ) : 加藤 諒 司 (地 磁 気 観)		15 : 18
Ⅲ-10 Sq 内部電流系の UT 変化 : 竹田 雅 彦 (京 大 理)		15 : 30
休 み		15 : 42
座 長 歌 田 久 司 (東 大 震 研)		
Ⅲ-11 東海沖における海底地磁気観測 (序 報) : 行 武 毅 (東 大 震 研) ・ 瀨 川 爾 朗 (東 大 海 洋 研) ・ 浜 野 洋 三 (東 大 理) ・ 歌 田 久 司 ・ 笹 井 洋 一 ・ 中 川 一 郎 (東 大 震 研) ・ 浅 岡 達 史 (東 大 海 洋 研)		15 : 54
Ⅲ-12 東海沖海底地電位のスペクトル解析 (Ⅱ) : 森 俊 雄 (気 象 研)		16 : 06
Ⅲ-13 海底磁力計 OBM - S 4 型のパフォーマンス : 瀨 川 爾 朗 (東 大 海 洋 研) ・ 行 武 毅 (東 大 震 研) ・ 浜 野 洋 三 (東 大 理) ・ 関 根 康 弘 ・ 大 西 信 人 (株 式 会 社 ガ ウ ス)		16 : 18
Ⅲ-14 海底超伝導磁力計の開発 (その 3) : 江 村 富 男 ・ 中 埜 岩 男 (海 洋 科 学 技 術 セ ン タ ー) ・ 堀 田 隆 俊 (島 津 製 作 所) ・ 友 田 好 文 (東 大 海 洋 研) ・ 永 野 弘 (東 大 物 性 研)		16 : 30
Ⅲ-15 海底電位差計の開発Ⅱ : 海底観測 : 浜 野 洋 三 (東 大 理) ・ 瀨 川 爾 朗 (東 大 海 洋 研) ・ 行 武 毅 ・ 歌 田 久 司 ・ 笹 井 洋 一 ・ 中 川 一 郎 (東 大 震 研) ・ 浅 岡 達 史 (東 大 海 洋 研)		16 : 42
		16 : 54

開始時間	ポスターセッション (第 I 会場)	
9:00	<p style="text-align: center;">宇 宙 線</p> <p>P-1 宇宙線生成核種の熱蒸散：山越和雄（東大宇宙線研）・野上謙一（独協医大物理）</p> <p>P-2 宇宙線中性子成分日変化：北村正亟・小寺邦彦（気象研）</p> <p>P-3 タスマニアにおける空気シャワーの連続観測：村上一昭・藤井善次郎・山田良実・榊原志津子・上野裕幸・藤本和彦・長島一男（名大理）・近藤一郎（東大宇宙線研） A. G. Fenton・R. M. Jacklyn（タスマニア大）</p> <p>P-4 宇宙線太陽時半日変化：長島一男（名大理）・森 覺（信州大理）・高橋八郎（岩手大教育）・矢作直弘（岩手大人文）</p> <p>P-5 宇宙線と太陽面現象の長期変動について（I）：石田喜雄・菅野常吉・木田明美（福島大教育）・斎藤俊子（福島医大教養）</p> <p>P-6 磁気嵐のさいの宇宙線増加：ベッカタンスカナン・ハンヌカナナン（オウル大）・奥谷晶子・和田雅美（理研）・小森博夫（東京水産大）</p> <p>P-7 ドリフトを取り入れた2次元宇宙線分布の定常解：門倉 昭・西田篤弘（宇宙研）</p>	<p>P-8 1982年6月の宇宙線嵐と磁気嵐：西田篤弘（宇宙研）</p> <p>P-9 B, ΔB, E, ΔEがある場合の宇宙線のエネルギー変化：境 孝祐・加藤正人（日本大生産工）</p> <p style="text-align: center;">太陽風・惑星・惑星間空間・木星電波</p> <p>P-10 定在衝撃波上流領域における非熱的イオンの異方性観測：寺沢敏夫（宇宙研）・M. Scholer（マックスプランク研究所） F. M. Ipavich（メリーランド大学）</p> <p>P-11 太陽風の生成と安定性：鷲見治一（名大空電研）</p> <p>P-12 太陽風速度の空間分布：袴田和幸（中部工大）</p> <p>P-13 土星リングの計算機シミュレーション：大家 寛・今井富夫（東北大理）</p>
	第 I 会場	第 II 会場
10:30	<p style="text-align: center;">磁気圏構造・粒子 磁場・サブストーム</p> <p style="text-align: center;">座長 飯 島 健（東大理）</p> <p>I-26 静止衛星で観測されたSCの磁場変動特性の統計的研究：永野 宏（岐阜函大）・荒木 徹（京大理）</p>	<p style="text-align: center;">電離圏・大気圏力学理論 シミュレーション</p> <p style="text-align: center;">座長 深 尾 昌一郎（京大工）</p> <p>II-26 中性大気圏のプラズマ・バブル発生への影響：丸山 隆・松浦延夫（電波研）</p>
10:42	<p>I-27 静止衛星で観測されたSCのPolarizationの特性について：永野 宏（岐阜函大）・荒木 徹（京大理）</p>	<p>II-27 赤道域におけるPlasma Blobsの観測と理論：渡部重十・大塚 寛・高橋忠利（東北大理）</p>

午 前

ポスターセッション (第I会場)

開始時間

<p>P-14 タイプⅢ型バーストスペクトル中の Spin Modulation の解析: 三宅 亘・大家 寛 (東北大理)</p> <p>P-15 デカメータ帯太陽電波観測(Ⅱ): 青山隆司 (宮城職訓短大)・大家 寛 (東北大理)</p> <p>P-16 木星デカメータ電波 S-バーストの観測(Ⅱ): 大家 寛・永井智宏・森岡 昭 (東北大理)</p> <p>P-17 昭和基地リオメータデータ中に見られる木星デカメータ波放射: 近藤哲朗 (電波研鹿島)</p> <p>P-18 木星電波放射発生頻度と D_E との関連について: 今井一雅 (高知高専)</p> <p>P-19 金星イオノシースのプラズマ対流と電離層の穴の形成: 丸橋克英 (電波研)・J. M. Grebowsky・H. A. Taylor, Jr. (NASA/GSFC)・J. G. Luhman (UCLA)・A. Barnes (NASA/Ames Res Ctr)</p> <p>P-20 惑星間塵と高温凝縮物: 山越和雄 (東大宇宙線研)</p>	<p>ロケット実験</p> <p>P-21 S-520-6号機MINIX実験 — VTRによる子ロケット分離の撮影 — : 賀谷信幸 (神戸大工)・松本 紘 (京大超高層)・木村磐根 (京大工)・宮武貞夫 (電通大)・松本治弥 (神戸大工)・大林辰蔵 (宇宙研)</p> <p>同位体・隕石・年代</p> <p>P-22 微惑星形成の初期条件—ダストの最終成長サイズ—: 中川義次・関谷 実 (京大理)</p> <p>P-23 深海底堆積物中の地球圏外物質 - I — $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比からの証拠 — : 高柳昌弘・座主繁男・小島 稔 (東大理)</p> <p>P-24 ESR年代測定法における光照射の影響について: 佐藤高晴 (阪大基)</p> <p>P-25 ブレイクイベントに対比された花野火砕流, 河頭火砕流のフィッシュン・トラック年代: 高井真夫 (九大理)・宮地六美 (九大教養)</p>	<p>9:00</p>
--	---	-------------

第 III 会場

<p>主磁場・永年変化・磁気異常 テクトノマグネティズム</p> <p>座長 森 俊 雄 (気象研)</p> <p>Ⅲ-16 インドネシア火山地域における磁気測量 —トバ湖— : 西田泰典・渡辺秀文・横山 泉 (北大理)・S. Palgunadi, H. Said (インドネシア火山調査所)</p> <p>Ⅲ-17 インドネシア火山地域における磁気測量 —クラカトアカルデラ— : 西田泰典・渡辺秀文・横山 泉 (北大理)・S. Palgunadi, H. Said (インドネシア火山調査所)</p>	<p>P-26 磁気異常地域 (東北~北海道) の空知, 南幌試錐で得られた火山岩の ^{40}Ar-^{39}Ar 年代測定: 滝上 豊 (東大宇宙線研)・瀬川 爾郎 (東大海洋研)・野津憲治 (筑波大化学)</p>	<p>10:30</p> <p>10:42</p>
--	---	---------------------------

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏構造・粒子・磁場・サブストーム (続き)	電離圏・大気圏力学理論シミュレーション (続き)
10:54	I-28 静止衛星高度および地上における SSC に伴う磁場変動の特性: 桑島正幸・角村悟 (地磁気観)・福西 浩(極地研)	II-28 磁気赤道地帯のダイナモ電流: 前田憲
11:06	I-29 急始磁気嵐にともなう“ひまわり”での 粒子線強度変化: 須田友重(気象研)・河 野 毅(理研)・和田雅美(理研)	II-29 日食時の S_q 電流系: 竹田雅彦(京大)
11:18	I-30 SSC時のHFドプラー周波数 変動の地方時特性: 菊地 崇・杉内英敏(電 波研)・石嶺 剛(電波研平磯)・前野英 生(電波研沖縄)	II-30 Lindzen - Grimshaw 系の示すカオス: 三浦輝夫・甲斐 透(大阪市大理)
11:30	休 み	休 み
	座長 荒 木 徹(京大理)	座長 高 橋 忠 利(東北大理)
11:42	I-31 静止衛星高度における SSC の特性: 国分 征(東大理)	II-31 中層, 超高層大気に於ける潮汐波, プラ ズマ波の数値モデリング(5): 麻生 武彦・伊藤 栄・加藤 進(京大超高層)
11:54	I-32 磁気圏サブストーム時に於ける荷電粒子 子の沿磁力線加速: 井上雄二(京都産大理)	II-32 海陸分布による大気潮汐波動の励起: 津田敏隆・加藤 進(京大超高層)
12:06	I-33 プラズマの異常拡散と回転磁界: 安部隆 士・西田篤弘(宇宙研)	II-33 Numerical Solutions of Coupled Equations for Acoustic - Gravity Waves in the Upper Thermosphere(2) 中山泰雄(京大理)・前田佐和子(京都産 大計算機科学研)
12:18	I-34 二次元プラズマシート ($B_n \neq 0$) にお けるホール・テアリング不安定性: 寺沢敏 夫(宇宙研)	II-34 LF40 KHZ 波伝搬からみた D 層の季節 変動: 石嶺 剛(電波研平磯)・越前谷 松(電波研秋田)・貝沼昭司(電波研)

13:30	特 別 講 演	惑星間空間シンチレーションにより
15:00	総 会	
16:30	名大空電研見学(予定)	
18:00	懇 親 会	

午前 (続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
主磁場・永年変化・磁気異常・テクトノマ グネティズム (続き)		
Ⅲ-18 日本周辺の長波長地磁気異常とその原因 (第2報)：植田義夫(水路部)		10:54
Ⅲ-19 一等磁気測量による最近の地磁気年変化 量分布：水野浩雄(国土地理院)		11:06
Ⅲ-20 Nディスク・ダイナモ系の示すカオス(Ⅲ)： 三浦輝夫・甲斐 透(大阪市大理)		11:18
Ⅲ-21 地殻の巨視的ダイラクンシー・モデルに 伴う地磁気変化(3) T11型クラック： 笹井洋一(東大震研)		11:30
Ⅲ-22 地殻からの電磁放射波形(2)：小川俊 雄(京大理)・尾池和夫(京大防災研)・ 三浦泰二(蕪山高校)		11:42
		11:54
		12:06

午後

太陽風の観測 柿 沼 隆 清(名大空電研)		13:30
		15:00
		16:30
		18:00

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏構造・粒子・磁場・電場 座長 三 浦 彰(東大理)	電離層・オーロラ帯観測 座長 藤 井 良 一(極地研)
9:00	I-35 北向き IMF に伴う安定した新ビルケランド電流系: <u>飯島 健</u> (東大理)・APLグループ	II-35 脈動性オーロラ: 観測と理論の比較・討: <u>山本達人</u> (東大理)
9:12	I-36 北向き IMF 時の極域磁場分布(II): <u>荒木 徹</u> ・ <u>亀井豊永</u> ・ <u>家森俊彦</u> (京大理)	II-36 脈動性オーロラと粒子のインジェクション: <u>小口高</u> ・AU Vグループ (東大理)
9:24	I-37 DE-1 による極域のイオン流: <u>長井嗣信</u> (MSFC/NASA・気象庁)	II-37 オーロラアークシステム午後側の多重構造: <u>金田栄祐</u> (東大理)・ <u>平尾邦雄</u> (宇宙研)
9:36	I-38 静止衛星高度の捕捉粒子のモジュレーション: <u>山下喜弘</u> (気象研)・ <u>竹内秀子</u> (日本情報サービス)	II-38 昼間側オーロラと惑星間磁場(Bz)との関係: <u>鮎川 勝</u> (極地研)・ <u>国分 征</u> (東大理)・ <u>平沢威男</u> (極地研)
9:48	I-39 Polar cap 全域に見られる intense soft electron precipitation と solar wind: <u>巻田和男</u> (拓殖大)・ <u>Ching-I. Meng</u> (APL/JHU)	II-39 アイスランドにおけるオーロラ現象の共役点観測: <u>佐藤夏雄</u> ・ <u>福西 浩</u> (極地研)・ <u>国分 征</u> (東大理)・共役点観測 W.G
10:00	休 み	II-40 中緯度 E 領域沿磁力線不規則構造の SF CW レーダー観測(I): <u>田中敬史</u> ・ <u>橋詰庄一郎</u> (防衛庁)
	座長 <u>寺 沢 敏 夫</u> (宇宙研)	休 み
10:12	I-40 じきけん (EXOS-B) SPW により観察された Detached Plasma: <u>小原 隆博</u> ・ <u>大家 寛</u> (東北大)	
10:24	I-41 極磁気擾乱時の沿磁力線電流系の動的構造 <u>太田和夫</u> ・ <u>飯島 健</u> (東大理)	II-41 南極大気球によるオーロラ X 線-電場同時観測: <u>藤井良一</u> (極地研)・ <u>菊地 寿</u> (明星電気)・ <u>河野 毅</u> (理研)・ <u>小玉 正弘</u> (山梨医大)・ <u>小川俊雄</u> (京大理)
10:36	I-42 Polar cap size の変動と ϵ , AE index との関係: <u>巻田和男</u> (拓殖大)・ <u>Ching-I. Meng</u> (APL/JHU)・ <u>赤祖父俊一</u> (アラスカ大)	II-42 昭和基地 50 MHz レーダー実験(I) 極磁気擾乱時の電波オーロラエコー: <u>五十嵐喜良</u> ・ <u>小川忠彦</u> ・ <u>倉谷康和</u> (電波研)・ <u>藤井良一</u> ・ <u>平沢威男</u> (極地研)
10:48	I-43 磁気圏尾部に於けるバルーニング不安定 1. 平衡状態: <u>三浦 彰</u> ・ <u>玉尾 孜</u> (東大理)	II-43 昭和基地 50 MHz レーダー実験(II) 星エコーの統計的性質: <u>小川忠彦</u> (電波研)・ <u>五十嵐喜良</u> ・ <u>倉谷康和</u> (電波研)・ <u>藤井良一</u> ・ <u>平沢威男</u> (極地研)

午 前

第 III 会 場	備 考	開始時間
<p style="text-align: center;">古 地 磁 気 座長 船 木 実 (極地研)</p>		
<p>Ⅲ-23 霞ヶ浦堆積物に記録された過去1万年の地磁気伏角の永年変動：<u>山崎俊嗣</u>・<u>上嶋正人</u> (地調)</p>		9:00
<p>Ⅲ-24 ペルーの先インカ文明時代の土器片による古地球磁場強度(2)：<u>河野 長</u> (東工大理)・<u>上野直子</u> (東洋大文)・<u>大貫良夫</u> (東大教養)</p>		9:12
<p>Ⅲ-25 鍾乳洞内二次生成物の磁化測定(4)と過去の地磁気変動：<u>森永速男</u> (神戸大自然科学)・<u>井口博夫</u>・<u>安川克己</u> (神戸大理)</p>		9:24
<p>Ⅲ-26 アイスランド南西部，ギャオ分布域周辺の地質構造と古地磁気：<u>野村 哲</u> (群馬大教養)</p>		9:36
<p>Ⅲ-27 GH80-1航海におけるピストンコアP171における2つのハラミロ・イベントについて：<u>上嶋正人</u> (地調)</p>		9:48
<p>Ⅲ-28 琵琶湖湖底ボーリングコアの古地磁気：<u>鳥居雅之</u>・<u>渋谷秀敏</u> (京大理)・<u>林田 明</u> (同志社大工)・<u>桂 郁雄</u>・<u>吉田彰二</u>・<u>田上高広</u> (京大理)・<u>乙藤洋一郎</u> (神戸大理)・<u>笹嶋貞雄</u> (京大理)</p>		10:00
<p>休 み</p>		10:12
<p>座長 乙 藤 洋一郎 (神戸大理)</p>		
<p>Ⅲ-29 コロンビア・ボリビアの第三紀層の古地磁気：<u>林田 明</u> (同志社大工)</p>		10:24
<p>Ⅲ-30 中部アンデスの古地磁気Ⅵ～北部チリ白亜系赤色砂岩及びジュラ系頁岩：<u>日置幸介</u>・<u>浜野洋三</u> (東大理)・<u>河野 長</u> (東工大理)</p>		10:36
<p>Ⅲ-31 男鹿半島の古地磁気(1)：<u>当舍利行</u> (東大理)</p>		10:48

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
11:00	休 み 磁気圏波動理論・シミュレーション(続き) 座長 橋 本 弘 蔵(京大工)	電離層・オーロラ帯観測(続き) II-44 オーロラの形態と電離層電場との関係 藤井良一(極地研)・五十嵐喜良・倉谷 康和・小川忠彦(電波研)・平沢威男 (極地研)
11:12	I-44 低周波モードのコンピューター・シミュ レーション: 星野真弘・寺沢敏夫(宇宙研)	II-45 シンチレーション観測から見た中緯度ス レッドF層中の波動: 熊谷 博・小川忠彦 (電波研平磯)
11:24	I-45 U L F イオン・サイクロトロン波による He ⁺ イオン加熱の計算機実験: 大村善治 (京大工)・M. Abdalla(UCLA)・R. Gendrin(CNET)・K. Quest(Los Alamos)	II-46 プラズマ・バブルの構造とダイナミック ス(II): 高橋忠利・渡部重十・大家 寛(東 北大理)
11:36	I-46 U L F 波動電場によるバウンスドリフト共 鳴粒子加速: 玉尾 孜(東大理)・山本 隆(アラスカ大)	II-47 T M 電波シンチレーション発生時の Kp, Rz 等の依存性について: 小山孝一郎・平 尾邦雄(宇宙研)・奥沢隆志(電通大)
11:48	I-47 地磁気脈動の低緯度伝搬(IV)(高緯度 における電磁場擾乱): 藤田 茂(地磁気観) 玉尾 孜(東大理)	II-48 H F ドップラー法による MS-TID の 三点観測(III): 柴田 喬・奥沢隆志(電通 大)
12:00	I-48 地磁気脈動の低緯度伝搬(V)(ダクト波の エネルギー損失): 藤田 茂(地磁気観)・ 玉尾 孜(東大理)	休 み 大気圏観測・データ解析 座長 津 田 敏 隆(京大超高層)
12:12	I-49 Pc1 波動からの E L F 波動の励起: 南 部充宏(九大教養)・S. Bujarbarua (IASST)	II-49 アレシボレーダーにより観測された中 圏内部重力波の鉛直伝搬特性: 前川泰之 (京大超高層)・深尾昌一郎(京大工)・加 藤 進(京大超高層)
12:24	I-50 低緯度脈動に対する電離層非一様性の効 果: 坂 翁介・糸長雅弘・北村泰一(九大 理)	II-50 M U レーダーによる対流圏大気の観測: 奥村 実(京大工)・佐藤 亨(京大超高 層)・深尾昌一郎(京大工)・加藤 進 (京大超高層)

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏波動理論・シミュレーション(続き) 座長 南 部 充 宏(九大教養)	大気圏観測・データ解析 (続き)
13:30	I-51 低緯度 S C の電離層スクリーニング効果 (2): 大西浩史・荒木 徹(京大理)	II-51 流星レーダーによる重力音波の水平伝 播特性: 山本 衛・津田敏隆・伊藤 礼・加 藤 進(京大超高層)
13:42	I-52 ダイポール座標系における Pc 4-5 脈動 の極性についての一つの解釈: 村田宏雄 (兵庫医大)	II-52 流星レーダ連続観測(1983年5月~8 月)による長周期波動の解析: 伊藤 礼・ 山本 衛・津田敏隆・加藤 進(京大超高 層)

午前 (続き)

第 Ⅲ 会 場	開始時間
古 地 磁 気 (続 き)	
Ⅲ-32 沢谷海山および黒瀬川衝突異質塊の古地磁気： <u>酒井英男</u> ・ <u>広岡公夫</u> (富山大理)・ <u>丸山茂徳</u> (富山大教育)	11:00
Ⅲ-33 古地磁気からみた飛驒帯及び飛驒外縁帯のアクリーションと構造運動： <u>内山悟志</u> ・ <u>伊達哲弘</u> ・ <u>金井博之</u> ・ <u>広岡公夫</u> (富山大理)・ <u>服部 勇</u> ・ <u>中島正志</u> (福井大教育)	11:12
Ⅲ-34 南極・エンダービーランド・ナピア複合岩体の古地磁気： <u>船木 實</u> (極地研)	11:24
	11:36
	11:48
	12:00
	12:12
	12:24

午 後

第 Ⅲ 会 場	開始時間
岩 石 磁 気 座長 <u>上 嶋 正 人</u> (地調)	
Ⅲ-35 中国黄土層の古地磁気層序 (そのⅡ) - 磁気鉱物の変遷と残留磁化 -： <u>笹嶋貞雄</u> (京大理)・ <u>前中一晃</u> (花園大)・ <u>林田 明</u> (同志社大工)・ <u>鳥居雅之</u> (京大理)	13:30
Ⅲ-36 跡津川断層トレンチにおける古地磁気・岩石磁気： <u>酒井英男</u> ・ <u>広岡公夫</u> (富山大理)	13:42

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏波動理論・シミュレーション(続き)	大気圏観測・データ解析(続き)
13:54	I-53 地球磁気圏中で観測されるPc3周波数のIMF強度依存性とUpstream Waveとの関連性について: 湯元清文(東北大理)	II-53 MUレーダー観測(速報): MUレーダグループ、加藤 進(代表)(京大超超高層理・工)
14:06	I-54 VLFトリガート・エミッションの計算機シミュレーション: 大村善治(京大工)・松本 紘(京大超超高層)	II-54 MUレーダー観測制御ソフトウェアの開発: 綾木 靖・津田敏隆・加藤 進(京大超超高層)
14:18	I-55 UHR波不安定性の非線形発展のコンピュータ・シミュレーション—カオスの周波数突然変化の説明の試み—: 松本 紘・山田 徹・北野正雄(京大超超高層)	II-55 成層圏における火山性エアロゾル層の舞—人工衛星データの解析—: 藤原玄(九大理)・M.P.McCormick (NASALORC)
14:30	I-56 SEPAC電子ビーム実験の計算機シミュレーション: 松本 紘・福地弘一(京大超超高層)・大村善治(京大工)	II-56 エルチジョン噴火雲のLIDAR観測: 柴田 隆・藤原 昇・藤原玄夫・広野求(九大理)
14:42	I-57 大型計算機によるホイッスラー波の解析: 荒木 喬(弘前大教育)・田中 努(弘前大理)・佐藤幸三郎(弘前大理)	II-57 ライダーによる中間圏ナトリウム層の観測(Ⅶ): 内海通弘・広野求和(九大理)
14:54	休 み	II-58 ナトリウム層構造の半日周期変化: 富田 二三彦・上山 弘(東北大理)
	座長 宮 岡 宏(極地研)	
15:06	I-58 磁気圏境界領域における波動特性(Ⅱ): 友村 清・桜井 亨(東海大工)	休 み
		座長 山 本 博 聖(立教大理)
15:18	I-59 Periodic emissionの発生・伝播機構について: 桑島正幸・外谷 健・小池捷春(地磁気観)	II-59 可視域連続光の薄明: 奥田光直(弘前教育)
15:30	I-60 電子バースタイン波のパラメトリック崩壊—F領域プラズマ・パラメタに対する解析—: 吉門 信(電波研)	II-60 S-210-13号機TMA発光雲による大気の乱れと秩序を含む構造: 中村純(東大教養)・大地 登(岐阜大教養)
15:42	I-61 IGRF磁場モデルにおける3次元ray tracingの精度向上: 津田雅彦・木村磐根(京大工)	II-61 酸素赤線の孤立波型伝播の同時4点観測結果(そのⅡ): 三沢清敏(防衛大物理)・竹内郁夫(託開高専数)・加藤愛雄(東大工)・青山 巖(東海大工)

午後 (続き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
岩 石 磁 気 (続 き)		
Ⅲ-37 サスペンションの磁化飽和現象及び磁性粒子の磁気モーメントの推定： <u>吉田彰二</u> ・ <u>笹嶋貞雄</u> (京大理)		13:54
Ⅲ-38 礫岩テストによる断層付近の上昇温度の推定： <u>長谷川洋平</u> ・ <u>中村 昇</u> ・ <u>角田 衛</u> ・ <u>網川秀夫</u> ・ <u>粟田 敬</u> ・ <u>浜野洋三</u> ・ <u>伊藤谷生</u> (東大理)		14:06
休 み		14:18
座 長 鳥 居 雅 之 (京 大 理)		
Ⅲ-39 チタノマグネタイトのメスbauer効果： <u>河野 長</u> ・ <u>田中秀文</u> ・ <u>桂 敬</u> (東工大理)		14:30
Ⅲ-40 メスbauer効果によるチタノマグネタイト中の鉄イオンの分布： <u>田中秀文</u> ・ <u>河野長</u> ・ <u>桂 敬</u> (東工大理)		14:42
Ⅲ-41 Fe-Ni alloy の $bcc \rightleftharpoons fcc$ 変態： <u>百瀬寛一</u> ・ <u>永井寛之</u> (信州大理) <u>村岡芳俊</u> (信州大教養)		14:52
Ⅲ-42 リングコア型フラックスゲート回転磁力計の構造と性能 (その2)： <u>小山真人</u> (東大震研)・ <u>新妻信明</u> (静岡大理)		15:06
Ⅲ-43 岩石磁気のマイクロ波消磁： <u>新妻信明</u> (静岡大理)		15:18
		15:30
		15:42

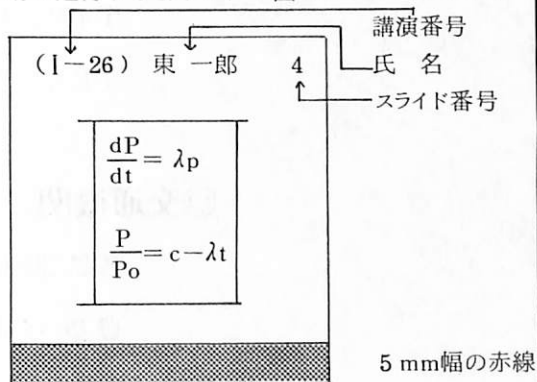
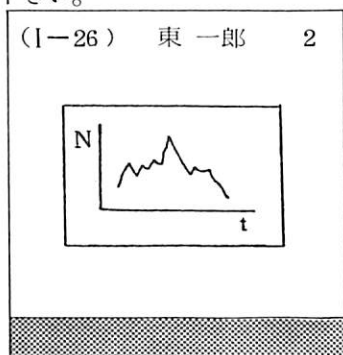
開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏波動理論・シミュレーション(続き)	大気圏観測・データ解析(続き)
15:54	I-62 狭帯域($n + \frac{1}{2}$) ω_{ce} 静電波の爆発的不安定(2)相互作用行列要素の数値計算: 谷口治幸(東大理)	II-62 光電子励起の大気光の外圏温度依存 - He I (1083.0nm) の場合の結果から 門倉真二(東大理)
16:06	I-63 極域電離圏における Z モード波の線形モード変換: 宮岡 宏(極地研)	II-63 グラブサンプリング法による成層圏大気微量成分の観測(速報): 伊藤富造・本庄秀之・久保治也(宇宙研)・富永 健・巻出義紘・横畑彰人(東大理)・酒井 均・木島宣明(岡山大温研)
16:18	I-64 プラズマキャビティを考慮した AKR のレイトレイシング: 橋本弘蔵(京大工)	II-64 S-310-12号機によるオゾン観測: 牧野忠男・関口宏之・山本博聖(立教大理)
16:30	I-65 GEOS relaxation sounder によって観測されるレゾナンスの計算機による同定: 猪木誠二(電波研)・B. HIGEL・R. Gendrin (CRPE, 仏)	II-65 気球搭載用 NO _x ゾンデ: 近藤 豊・岩田 晃・高木増美(名大空電研)
16:42	I-66 内域放射線帯の準相対論的電子と LF 波のサイクロトロン共鳴: 大津仁助(名大空電研)	II-66 対流圏 NO _x の高度分布の測定: 近藤 豊・高木増美・岩田 晃・森田恭弘(名大空電研)
16:54		II-67 レーザレーダによる成層圏エアロゾルの観測結果について: 高木増美・岩田 晃・近藤 豊(名大空電研)

ポスターセッションについて

- ポスターセッションは、第2日午前に集中して行ないます。
- 普通セッションでのポスターセッション用講演は、行ないません。
- 講演者は、割当てられた時間中は、自分のポスターの説明を行なって下さい。
- 講演者は、第2日朝のうちにすべての展示を終えて下さい。（第1日も展示作業に使えます。）
- ポスターは、説明者なしでも理解できるよう、わかりやすく書いて下さい。

スライドの様式について

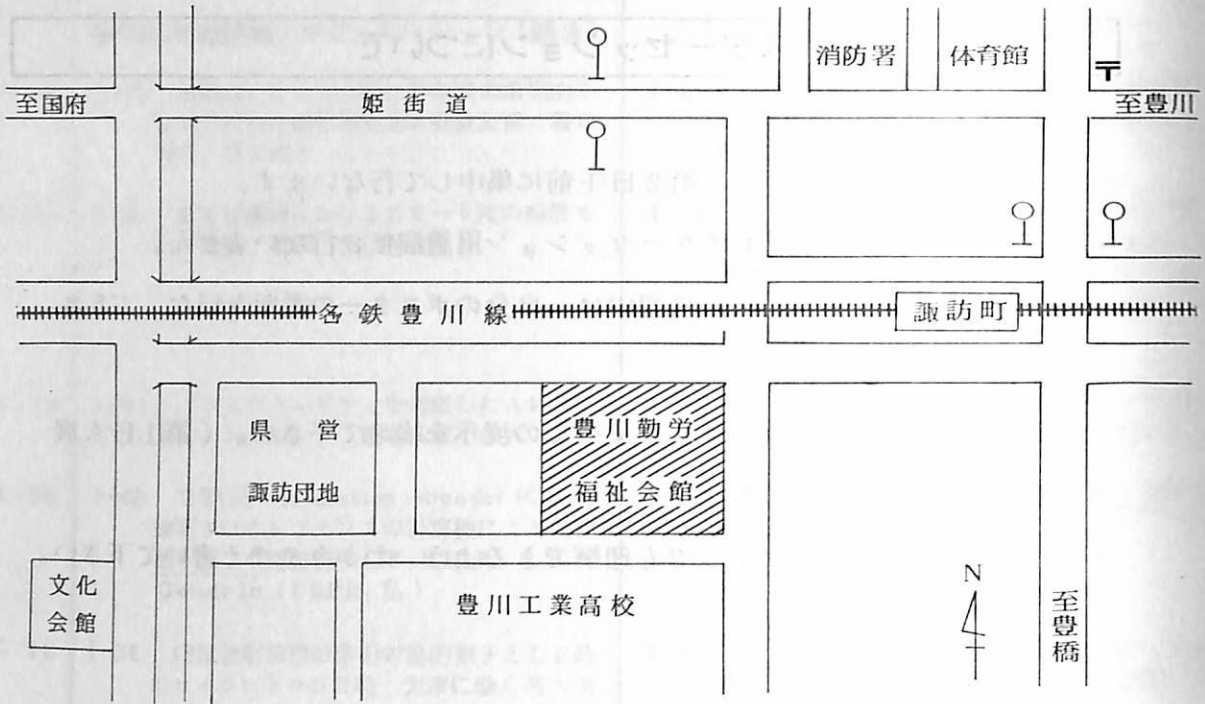
学会講演の際のスライドの誤操作を防止し、講演が円滑に進行するように、下図のようにスライドを作成して下さい。



5 mm幅の赤線

- 画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に）、著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者）、スライド番号（1, 2, 3……の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅5 mmの赤線をマジック・赤鉛筆等で記入。

日本地球電気磁気学会会場案内図



豊川市勤労福祉会館

〒442 豊川市新道町1丁目1番地の3

TEL 豊川<05338>4-6515 (代)

◎交通機関

名鉄豊川線 諏訪町駅から徒歩5分

豊鉄バス 心道教前から徒歩5分

名鉄バス 諏訪町から徒歩5分

第 I 会场

(I - 1 ~ I - 66)

北極圏内におけるELF-VLF電磁環境
の調査結果(速報).

鎌田 哲夫, 西野 正徳, 倉橋 克典.
(名古屋大学 空電研究所)

現在、MAPの極地プロジェクトの一として進行中の、EXOS-C衛星のデータとスウェーデン国キルナ市にあるエスレンジで取得するデータに伴って、同時に地上でのELF-VLF自然波観測が計画されているが、近年地球上の工業圏域の人工雑音強度は著しく上昇しているので、上記プロジェクト実施予定地周辺のELF-VLF領域の電磁環境を調査しておくことは、今後のデータ取得のため極めて大切であると考え、表題の調査を実施したのでその結果を速報する。

プラズマ圏ELFヒスの方位測定 (GEOS 1 観測)

早川 正士
(名大空電研)

M. PARROT, F. LEFEUVRE
(LPCE, CNRS, Orleans, France)

プラズマ圏ELFヒスに関しは、Thorne et al. (1973) が Ogo 5 データの詳細に、総合的分析及び方位測定を行ない、その結論として、"ELFヒスはプラズマポースのすぐ内側において、 >40 keV 程度の電子によるサイクロトロン共鳴により、 $\theta=0^\circ$ (磁力線方向の波面法線方向) に励起されるホイスト波動である、と述べている。この考えは、ここ十年間受け入れられてきた様であり、この間、彼らはこの考えに基づいた論文と多数発表している。

しかし、最近の低高度衛星による観測 (Ondoh et al. (1983) の ISIS 衛星による低高度でのELFヒスの受信)、又我々の母子星の地上観測 (Hayakawa and Tanaka, 1978) を考慮すると、Thorne の $\theta=0^\circ$ 発生機構は説明できない様々多々出て来ている。この真を解明するためには、磁気圏のいろいろな場所におけるELFヒスの方位測定を行なう事が重要な意味を持つて来る。

本論文では、GEOS 1 衛星により観測されたプラズマ圏ELFヒスに対し、磁気圏のいろいろな場所での方位測定を行なった結果を紹介する。用いた方位測定方法は、Thorne et al. (1973) が用いた Means の方法ではなく、多成分波が混在している、それらを分離し、その伝播方向と決定出来る方法がある (Lefeuvre et al., 1982, Hayakawa et al., 1983)。Thorne の用いた Means の方法は、ヒスが如き random な波に対しは、複数波が混在しており、それらの平均的方向は出さず、この真は彼らの 1973 年の論文の大きな問題点である。

方位測定を行なうに場所は GEOS 1 の軌道から、次の二つの領域に大別される。

- 1) Equatorial plane ($L=4 \sim 6$):
即ち、プラズマポースのすぐ内側で、その磁気緯度が 5° 以下の、ほぼ赤道面と考へられる $4 \sim 5$ パス。
- 2) Off-equator :
これはプラズマポースの内側で、 L は $3 \sim 5$ 。磁気緯度 $20 \sim 30^\circ$ の領域で、発生領域のすぐ外に離れている。off-equator での方位測定結果に基づいた ray の back tracing により、発生領域での θ に関する情報は得られ、(1) の発生領域での結果と比較する事は興味深い。

参考文献

Thorne et al.: "Plasmaspheric Hiss", J. Geophys. Res., 78, 1581- ,1973.

Ondoh et al.: "Plasmaspheric Hiss Observed in the Topside Ionosphere at Mid- and Low-Latitudes", Planet. Space Sci., 31, 411- ,1983.

Hayakawa and Tanaka: "ELF Emissions observed at Moshiri", Nature, 270, 703- ,1977.

Lefeuvre et al.: "Wave Normal Directions and Wave Distribution Functions for Ground-based Transmitter Signals observed on GEOS 1", J. Geophys. Res. 87, 6203- ,1982.

Hayakawa et al.: "Direction Findings for Chorus Emissions observed on board GEOS 2", submitted (1983).

プラズマ圏ELFヒスの地上スペクトル、 偏波観測(母子星での測定)

早川 正士, 岡田 敏美, 田中 義人
(名大 空電研究所)

この講演にて, GEOS 1による方角から、プラズマ圏ELFヒスの主たる成分波は大きな θ ($\theta = \theta_q$, θ_{andrim} 角)にて発せられ、又 θ が小さな角にて発せられている成分もある事を明らかにした。大きな θ で励起された波は、非ワウト伝搬にて低緯度まで伝搬し、地上でも観測される事が予想される。

この様子を観測から、母子星での磁気テープ観測(4年分)を詳細に調べた。明らかになった諸点を列記すると、

- (1) ELFヒスの発生は衛星と密接に関連している。(Thorne et al. の衛星による統計と一致)

- (2) ELFヒス下層周波数の考察から、ELFヒスには母子星の近傍に電離層を通過したものと、比較的離れた所を通過したものとがある。

更に、母子星(近傍)に降りたものと完全に引き離されたもの、母子星では直交モードによる偏波測定を行った。その結果を図3に示す。図の矢印の方向の位相差測定は下図にある。図の"phase vector"のELFヒスの発せられている方向は、 θ と θ の下方を向いている事から推察される。この事は、受信ELFヒスからの偏波に一致する(円偏波に近い)事を示す。

以上の事実は、ELFヒスの発生源機構を考察する上で必要であることを示すものである。理論的考察は今後の課題である。

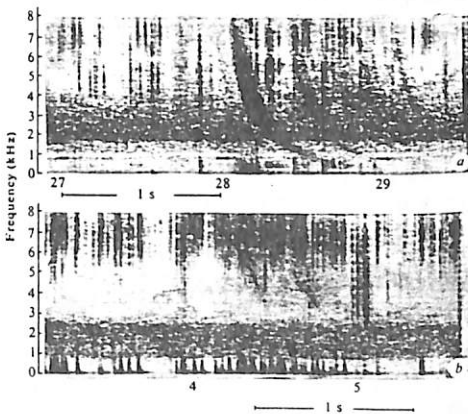


Fig. 1 Sonograms of ELF emissions observed at Moshiri. a. 0950 LT 11 January 1976; b. 0750 LT 2 April 1976.

Table 1 Characteristics of ELF emissions

	Ground observations	Satellite observations	
		Pogo (Kimura)	Isis (Ondoh)
Period of data	January 1974–December 1976	July 1968–May 1969	July 1970–April 1971
Diurnal variation	5–18 h LT	3–12 h LT	?
K_p dependence	$K_p > 4$	higher K_p	$K_p = 1-3$
Frequency spectrum	2–3 kHz mainly	2 ± 0.5 kHz	< 3 kHz
Latitudinal distribution	Tweek cutoff: Yes, high latitude penetration No, low latitude penetration	Peak at high latitudes Wide latitude coverage	Peak at 50–60° Wide latitude coverage
K_p -LT dependence	Shift to morning with increasing K_p	?	?
K_p -frequency spectrum	No relation	?	Wider band with increasing K_p
LT-frequency spectrum	No relation	?	?

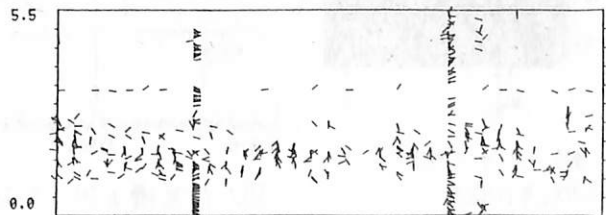
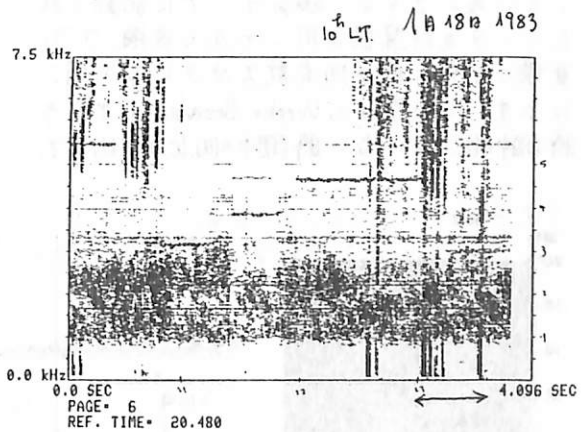


図2 磁気圏二成分(NS, EW)の位相差。解析は上図の矢印の方向。

ARCAD3衛星で観測されたVLF局電波の Doppler Broadening

田島 真二 田中 義人 岩井 章
名古屋大学空電研究所

1. まえがき

1981年9月に打ち上げられたARCAD3衛星で観測されたデータを用いて、VLF局電波のDoppler Broadening現象の解析を行った。計算機を用いたスペクトル解析、地上2点でのVLF局の到来方位測定(DF)、電離層中の不規則電子密度により散乱されたVLF電波の衛星上でのDoppler Broadeningの可能性を調べた。

2. Doppler Broadening 現象のスペクトル解析

1981年11月から1982年12月までの26pass(菅平で受信されたもので、 $<16\text{kHz}$ 広帯域受信)のうち13passにVLF局電波が観測され、Doppler Broadening現象が確認されたものは9passであった。その一例を図1.に示す。VLF局電波は、 15kHz 、 12.5kHz 、 12kHz の各々約0.5秒間続くものである。図中の一部のものに周波数に対する大きな広がりを持っている。さらに、磁気テープに記録されたデータを計算機を用いてA/D変換、フーリエ変換して得られた周波数スペクトルを図2.に示す。この図からDoppler Broadeningがある時(図中の(b))は、ない時(図中の(a),(c))に比べて、

もとの信号の周波数成分に対しては低いパワーではあるがその両側に雑音レベルより高い成分が存在していることがわかる。なおこの広がり(Δf)は図中に示すように最大約 1.8kHz 位である。

3. VLF局に対する到来方位測定(DF)及び衛星の軌道

VLF局からの電波の伝搬径路を知るためにVLF局の位置を知る必要がある。母子里($44^{\circ}22'N$, $142^{\circ}16'E$)と鹿児島($31^{\circ}29'N$, $130^{\circ}43'E$)の2点でDFを行った。そして得られたデータを球面三角法よりその緯度・経度を求めた結果、北緯 48.8° 、東経 135.3° となり、その場所はソ連のハバロフスク付近で、衛星の軌道(地上に投影した図)の一例を示した図3.上の Δ (C点)の位置になる。

4. 考察

図3.及び他の例からVLF局からの電波が観測されたのは、衛星がその付近上空を通過する時であり、さらにBroadeningが起こるのは、より近い上空を通過する時と考えられる。講演では他の例をも示し、この現象の理論的考察を行う。

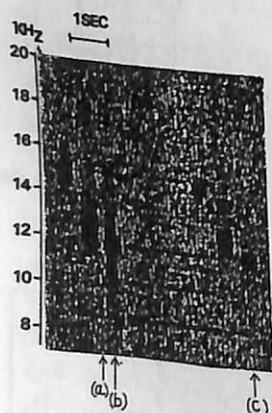


図1. ソナグラフ

(1982年11月26日
U.T. $05^{\text{h}}03^{\text{m}}47^{\text{s}} \sim 05^{\text{h}}03^{\text{m}}53^{\text{s}}$)

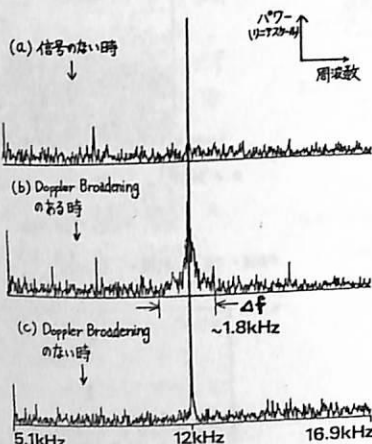


図2. 計算機を用いたスペクトル

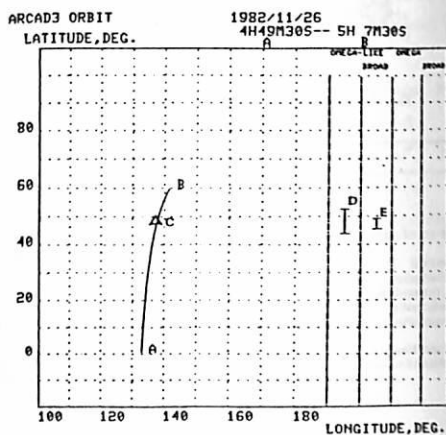


図3. 図1.図2.に対応する衛星の軌道(図中のCはVLF局の位置、Dの区間は対象となる電波の観測された区間、Eの区間はBroadeningがあった区間を示す。)

VLF - LF 電波伝搬に及ぼす衝突の効果

田中義人, 早川正士
名古屋大学工学部

電子の中性の重い粒子との衝突の卓越する電離層下層に伝搬する VLF - LF 電波の Ray path, 偏波, 強度の吸収(減衰)反射に及ぼす衝突の効果について報告する。

磁化プラズマ中での伝搬する電波の位相速度は Appleton-Hatree 方程式に与えられる。波の Wave Normal の磁場との傾角 (ψ) は実数である。又、他相、振中一定の偏波は波面に一致する ("Homogeneous" 波)。隣接する他媒質への入射の場合、衝突が無視出来る場合、垂直入射の場合、透過波の (ψ) は実数である (Homogeneous 波)。

衝突が無視出来ない斜入射の場合、透過波の (ψ) は複素数である ("inhomogeneous" 波)。

今、inhomogeneous 波の位相速度 \vec{M} は、 $\vec{M} = \vec{v} - i\vec{\chi}$ とする。波数ベクトル \vec{M} , \vec{v} , $\vec{\chi}$, 磁場ベクトル \vec{Y} の座標を図1に示す。此處 \vec{v} , θ_0, ψ は complex, θ_0 は real, \vec{v} は vertical, $\vec{\chi}$ は boundary, $\vec{\chi}$ 軸に平行な水平成層と見て、全の場合

$$F = F_0 \exp \{ -ikM(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0) \} \quad (1)$$

$$\vec{M}(\mu \sin \theta_0, 0, \mu \cos \theta_0 - i\chi) \text{ とする。}$$

$$(\vec{M}, \vec{v}) = M \sin \theta_0 = \mu \sin \theta = \sin \theta_2 \quad (\text{Snell's Law})$$

$$(\vec{M}, \vec{z}) = M \cos \theta_0 = \mu \cos \theta - i\chi = q \quad (\text{Booker's Eq.})$$

$$(\vec{M}, \vec{Y}) = MY \cos \psi$$

$$= Y \{ \cos(\theta - \phi) - i\chi \cos \phi \}$$

$$\text{and } M^2(\psi) = \mu^2 - \chi^2 - 2i\mu\chi \cos \theta$$

$$= 1 - \frac{\chi^2}{1 - i\chi - \frac{1}{2}\frac{Y^2}{L^2} + \left(\frac{1}{4}\frac{Y^4}{L^4} + Y^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (A-H \text{ Eq.})$$

$$Y_L = Y \cos \psi = Y \{ \cos(\theta - \phi) - i\chi \cos \phi \} / M$$

式 (1) 又は

$$F = F_0 \exp \{ ik\mu(x \sin \theta + z \cos \theta) \} \exp \{ -k\chi z \}$$

位相一定の面は子午線の時計回りに $\theta + \frac{1}{2}\pi$, 振中一定の面は $\vec{\chi}$ 軸に平行である。

自由空間からの電離層への反射する inhomogeneous 波の μ, χ は Booker の四次式の根を用いる。

簡単に本稿では μ, χ は θ, ψ を用いて Ray path の計算出来る。

此の波の偏波 (ψ) は次式で示される。

$$\psi = \frac{i\chi^2}{2Y_L(1-X-iZ)} \pm i \left(\frac{Y_L^4}{4Y_L^2(1-X-iZ)^2} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

此は inhomogeneous 波の偏波は $Y_L = Y \cos \psi$, ψ complex の場合に相当する。Homogeneous 波の場合、 ψ は実数である。この波の偏波が一致するとは、 $X=1$, and $Z=Z_c$, $Z_c = |Y_L^2 / 2Y_L|$ である。上方に伝搬する特性波が $X=1$ の領域を通過する際は、 $Z < Z_c$ の偏波が、 $Z > Z_c$ の A-H 式の符号が変換する。Inhomogeneous 波の場合 $X=1$ の件は general height の偏波又は符号が変化する。

波の ray path には、 \vec{v} の吸収は Homogeneous 波の場合、 d は wave normal と ray の傾角 θ と

$$A = 8.686 k \int_A^B \cos \alpha ds, \quad dB, \quad \alpha \text{ とする。}$$

inhomogeneous 波には、

$$A = 8.686 k \int_A^B \chi \cos(\theta - \alpha) ds \quad (dB)$$

但し $\chi = |\vec{\chi}|$ である。

偏波には、偏波、波の吸収に及ぼす衝突の効果については数値計算が必要である。

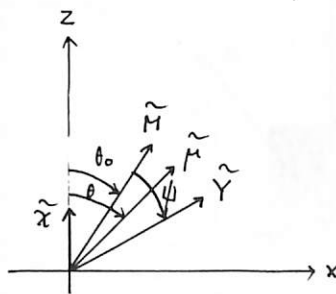


図1.

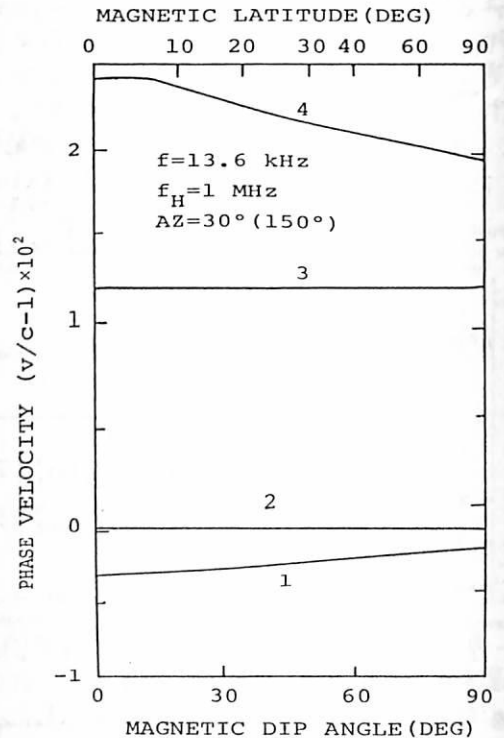
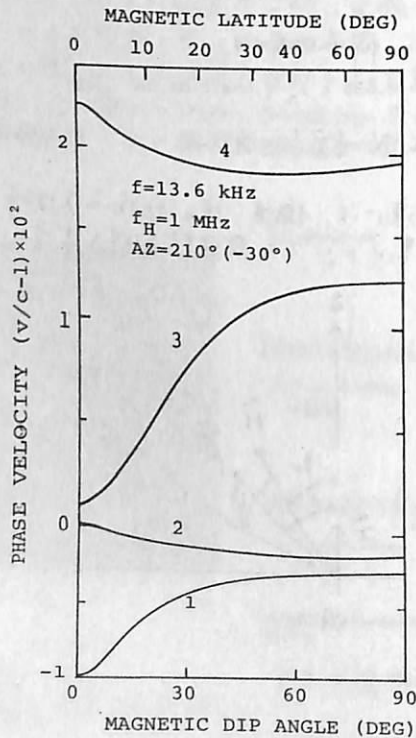
オメガVLF電波($f=13.6\text{kHz}$)の異方性 導波管内での伝搬特性

馬場清英
(中部工大)

著者は前回まで $f=18.6\text{kHz}$ のVLF電波の地球-電離層間導波管内での伝搬の解析を行ってきた。特に赤道横断伝搬路上で見出された "trans-equatorial anomaly" の説明を重点的に行った。この赤道横断伝搬異常は、VLF電波の地球磁場による異方性導波管内伝搬の非相反性によるものであり、定性的には十分に説明された。

近時、オメガVLF電波でも同様に、緯度伝搬路、磁気赤道横断伝搬路などで、西方と東方に伝搬する場合、日変化量等に非常に大きな差があることが報告された(栗地他, Lyuu)。その西方伝搬路上に "異常" があらわれ、 $f=18.6\text{kHz}$ 等のVLF電波と同様である。この伝搬のメカニズム理解のために、オメガVLF電波($f=13.6\text{kHz}$)の導波管内での伝搬特性の計算を行った。この報告する。

導波管モデルとしては、電離層電子密度分布としては指数関数型、衝突周波数も指数関数型で仮定とする。電離層のプラズマ周波数は $f_H=1\text{MHz}$ 、地球は完全導体とする。昼間の電離層は、ほぼ等方的であり、地磁気の影響は夜間の場合に非常に著しい。下図は夜間の場合の計算の一部である。AZ(伝搬路の地磁気に対する方位角、東向きが正) = $210^\circ, 30^\circ$ とし、 μ とした位相速度の磁気伏角 (or 磁気緯度) 依存性を示している (1~4次モード)。この場合は伝搬方向が完全に反対方向であり、東方、西方伝搬への地磁気の影響の差は歴然としている (非相反性)。



木村 磐根¹・深尾 昌一郎¹・若杉 耕一郎²・松尾 優²・加藤 進³

京都大学 工学部¹・京都工芸繊維大学 工芸学部²・京都大学 超高層電波研究センター³

M U レーダーは中層大気の強力な観測装置である。しかし、対流圏大気における大気乱流と降水雲等の相互作用を理解するためには、M U レーダーのほかに降水雲を直接観測できる気象レーダーも利用した共同観測が望まれる。我々は、大気乱流をV H F 帯のM U レーダーで、また雨滴及び雲粒を二周波のマイクロ波帯レーダーにより同時観測を行うことで、これらの相互作用を解明しようとしている。本報告ではこの多周波レーダー方式による観測例について報告する。

二周波レーダーシステムはC (5 2 6 5 M H z) 及びK u (1 3 8 5 0 M H z) バンドの独立した送受信機とこれらを統括するレーダー制御機から構成されている。アンテナビーム幅は1. 0及び0. 6度でビームは天頂方向に固定されている。システム全体はG P - I B を通してマイクロプロセッサにより制御される。エコーは高度

に換算して300 m 毎にサンプルされ1. 5 6 秒間平均化されたのちフロッピーに記録される。

図1にこの二周波レーダーによる降水雲の観測例を示す。エコーの強度は任意のログスケールである。同図は雷を伴った強雨時に観測をおこなったが、エコーのダイナミックレンジが大きいのが特徴的ある。サンプル間隔は300 m であるが、降水雲の微細構造も十分観測できているのがわかる。

M U レーダーは現在1 / 1 0 の部分完成状態であり、アンテナビーム幅も高分解能観測には十分とは言えない。しかし、システムの充実と共に二周波レーダー等の他の観測装置との共同観測が期待される。

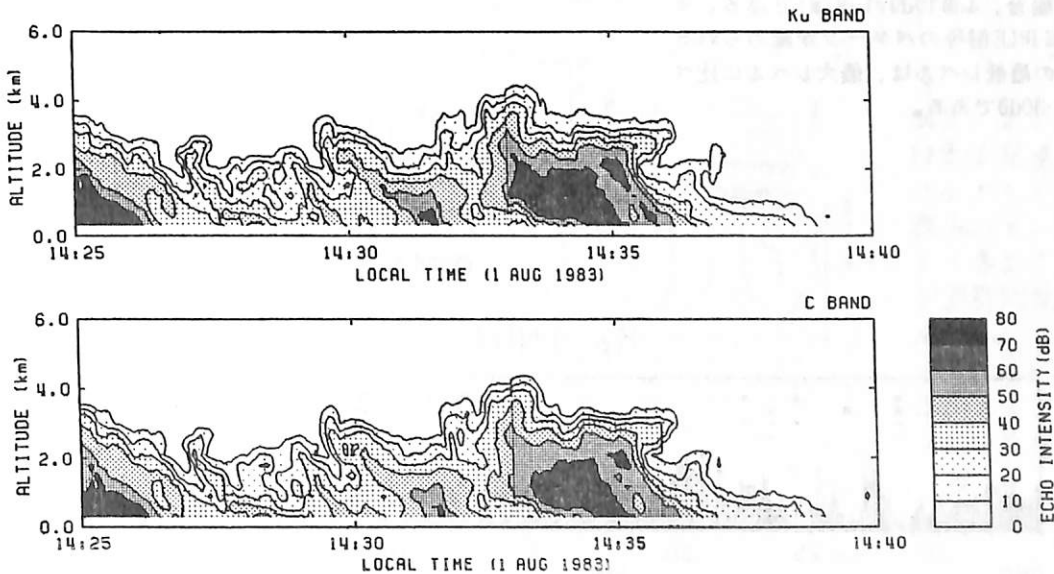


図1. 二周波レーダーによる降水雲の観測例。

第2回EXOS-B/SIPLE実験における VLF波動データの解析

菅政直, 木村磐根, 橋本弘蔵

京都大学工学部電気第二教室

著者らは、1979年12月から、1980年1月にかけて行なわれた第2回EXOS-B/SIPLE実験におけるVLF波動データの解析を行ったので、ここに報告する。

Kp値と諸現象

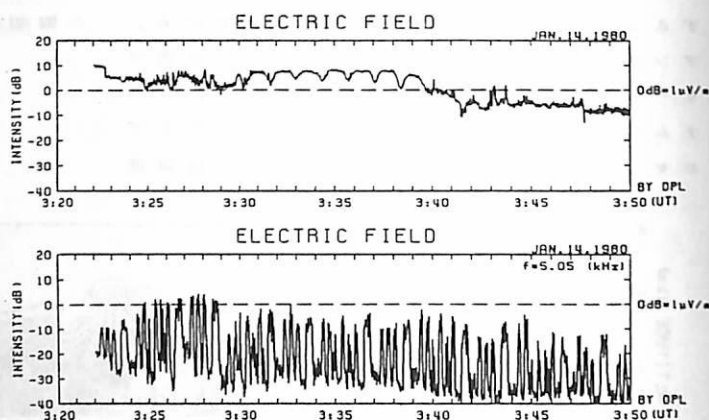
実験期間中のKp値は値自体、全体にあまり大きくなく、また時間変動も激しくない。概して地球磁場は平穏であったといえる。期間中、全部で21例の観測データが得られているが、そのうち、ASEは1例もなく、SIPLE信号が11例、ホイスタが14例、NATURAL EMISSIONSが15例、観測されている。

波動強度の解析方法

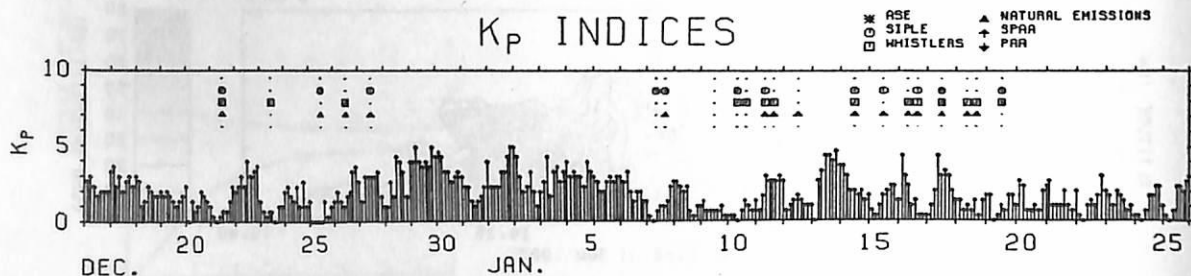
著者らは、観測されたVLF波動の電界強度を次のような方法で解析した。テープのデータは、2系統に分けてミニコンのA/D変換器におくられる。1つの系統は、FFTを通してSIPLE信号の中心周波数のレベルを取り出し、他方の系統はVLF波全体の包絡線のレベルを取り出す。交換されたデータは大型計算機で処理を行った。その解析の1例を第2図に示す。第2図下段はSIPLEの中心周波数の強度レベルの時間変動である。また、第2図上段のようにVLF波の包絡線レベルを並べて示すことにより、EXOS-Bの受信機が飽和しているかどうか、より明確にわかるようになった。この例では、3:30~3:40に飽和が起こっており、SIPLE信号が抑圧されている。

結果

- 1)VLF波動の電界強度は、夏と冬とは、あまり違いがない。
- 2)SIPLE信号の平均レベルは、1秒間の平均の場合、4dB (0dB=1 μ V/m)である。また、SIPLE信号のパターンが認められるものの最低レベルは、最大レベルに比べて約-30dBである。



第2図 SIPLE信号の強度解析例



第3図 実験期間中のKp値と諸現象

ISIS-1 のサウンドデータに見られる極域磁気

圏中の Z モード放射の特性

相京和弘, 永山幹敏, 西崎良, 渡辺成昭

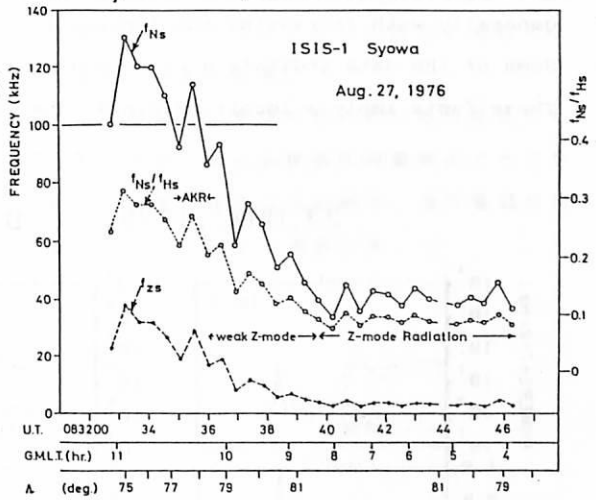
郵政省電波研究所

最近の DE-1 の観測 (Gurnett et al., 1983) によると, 極光帯上空の 2~3RE の高々度でしばしば広帯域の Z モード自然放射が観測される。そこで昭和基地で取得された 1976 年から約 5 年分の ISIS-1 のサウンドデータをこの放射の特性を調べた。

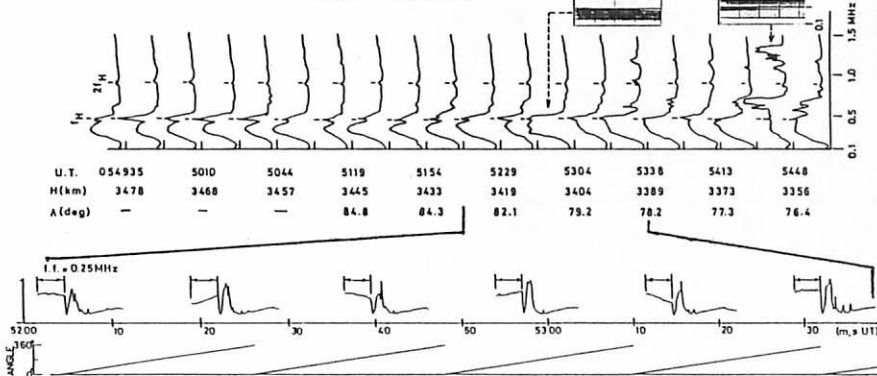
この放射は ISIS-1 の遠地点付近 (3200km 以上) でのみ見出され, その受信頻度は極めて低い (わずか 6 例程度)。この放射の特徴は下限周波数が f_{L0} , 上限周波数が f_{UHR} で, 低電子密度領域では上限周波数が $\sim f_H$ となり, その付近よりわずかに低い周波数 (~ 300 kHz) で極大強度をもつことである。この特徴は 6 例すべて同じである。その一例として図 1 に夜間の極冠帯で観測された同放射の周波数スペクトル (上半分) と極大強度付近 ($52^{\circ}00' \sim 53^{\circ}40'$) の固定周波数強度変化 (f - f 表示部, $f=0.25$ MHz) と Z モード波) 及び受信アンテナのスピン位相角を示す。このイベントでは 05^h43^m UT から受信されているが, 昼側側で強度は相対的に低く, スピン角依存性も図 1 ほど強くない。固定周波数モードの観測時間率が低く精度は良くはないが,

強度はアンテナスピン周期 (約 22 秒) の約 1.5 倍の周期で変動する。

図 2 に別のパスの同放射観測時における軌道上のプラズマ密度 (f_{Ns} , f_{zS} 号) の変化と受信状況を示す。この例でも夜から朝方放射強度の急激な昼側より高い。これは同放射が夜側の極光帯に源をもち, 空を通過して水平方向へ伝搬するという説が正しさと裏付けしていると考えられる。



ISIS-1 Syowa Aug. 24, 1976
0549 - 0555 UT
0117 - 0114 GMLT



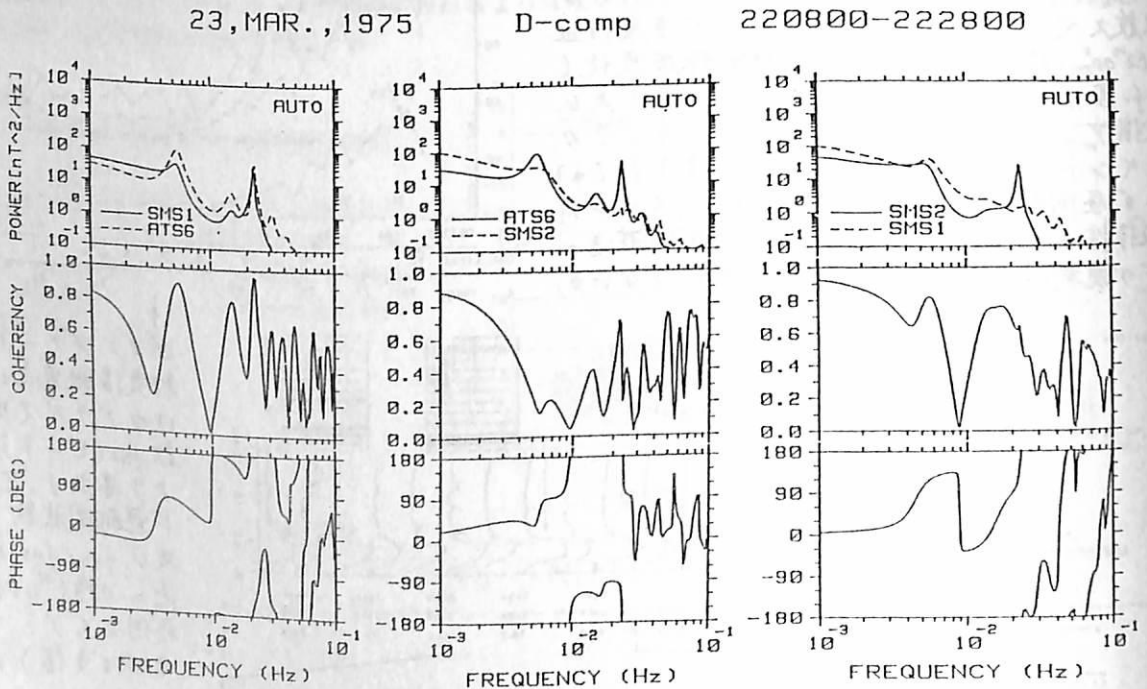
↑
図 2. Z モード放射受信軌道上におけるプラズマ周波数 f_{Ns} (ビート法により導出), Z モード遮断周波数 f_{zS} 及び f_{Ns}/f_{Ns} の変化。05^h35^m UT 付近, 昼側カスプ下で AKRR 受信されている。

図 1. 南極域で受信された Z モード放射の周波数スペクトル (上半分) と固定周波数放射強度 ($f=0.25$ MHz) の受信アンテナスピン角依存性。

桜井亨, 友村清
(東海大工)

Simultaneous observations of magnetic pulsations have been made by multiple geostationary satellites separating about 20 degrees in longitude. Present study is focussed on coherency and phase differences between the oscillations of Psc's simultaneously observed at the different satellite positions using auto- and cross-spectral analysis.

The majority of data shows high degree of coherency in the oscillations of Psc, especially in the azimuthal component of the magnetic field and also in the 1st and 3rd dominant harmonic oscillations of Psc. However, the coherency decreases generally with increasing the longitudinal distance between the satellites. Some of the data indicate a clear phase difference between the azimuthal component. These facts imply a localized field line resonance even in Psc oscillations.



地磁気脈動の特性

石田 十郎、林 幹治

東京大学 理学部

Pc 1地磁気脈動は、大きく periodic な構造の見られるものと、periodic な構造の見られない、non-periodic なものに分けられる。

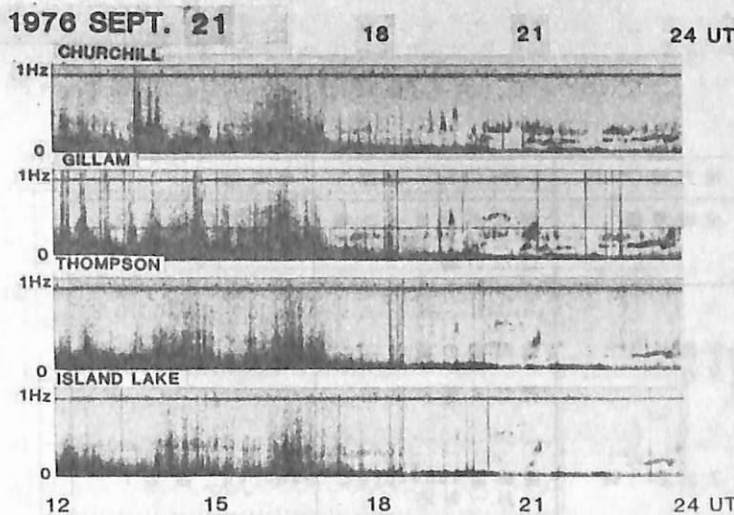
このうちで高緯度地域で観測される non-periodic Pc 1地磁気脈動の中には、次のような特徴を持ったものが存在する。

- 1) 磁気緯度 70° 付近に最大振幅が現れ、午後側から夕方側にかけて主に地磁気活動度が静かな時に観測される。
- 2) 観測される周波数は比較的高く、赤道面での proton gyro frequency の $1/2$ 程度である。
- 3) 偏波は概して右回りの傾向を示す。
- 4) Dispersion は右上がりのもの、右下がりのもの、Non-dispersive のものが、存在する。

5) より低い周波数にも同時に non-periodic Pc 1 現象が見られ、上述の高い周波数の現象との間に cutoff が存在する。

このような現象は、周波数から考えて発生・伝播の過程で Heイオンの影響を受ける可能性があり、地上で観測される現象の偏波の特性を考える上で Heイオンの存在を考慮に入れる事が重要である。

1976年・1978年・1980年に行なったカナダにおける多点同時観測のデータを用い、偏波・強度分布の解析、他の地磁気現象との比較を行ない報告する。



図

1976年9月21日に観測された高緯度 non-periodic Pc 1 の例

2000UT(1300MLT) から CHURCHILL に強度の中心を持つ高い周波数の band(0.3Hz) が現れ、2100UT(1400MLT) から GILLAM に強度の中心を持つ低い周波数の band(0.2 Hz) が現れる。

一般論として、p c 1 現象はsubstormの発達過程の中で供給される、速度、実空間に偏った加速粒子群が原因となりproton cyclotron process によって発生するという考え方が定着していると言ってよいであろう。

実際の現象にこのようなsubstorm と p c 1 の関係を求めようとするところの因果関係はそれほど単純なものではない事が明かになる。

我々はカナダでおこなったplasma pause latitudes, auroral zone, subcleft latitudes にかけての多点同時観測の結果に基づきいくつかのタイプの p c 1 (periodic, non periodic, subcleft morning dot) が緯度、local time に関して特徴的な現れ方を示した。これらの p c 1 現象と substorm の関係は先に示した様な単純な picture では一概には説明できない。それらの特徴及びsubstorm との関係について現在までに明らかになった点を下表にまとめる。

種類	緯度	地方時 (MLT)	Substorm 効果	その他
Periodic	Plasma pause 地帯に沿う	全時間帯	擾乱が静まった後の完全には静穏ではない時	経度方向 (西向) の運動
Nonperiodic	Auroral zone から subcleft lat.	午後から夕方	- 数時間の遅れ	- 時として I P D P
<ul style="list-style-type: none"> • Low freq. band • High freq. band 			- 概して静かな時	
• Dot	Subcleft lat.	7 ± 2 時	- 高緯度 substorm と一対一対応	- source 粒子?

利根川豊 福西浩 佐藤夏雄
東海大工 国立極地研究所

1977年8月~9月の期間に南極の昭和基地、みずほ基地およびアイランドのフッサフェルで同時観測された P_g 脈動 (giant pulsation) の波動特性を解析した。昭和基地とフッサフェルは互いに ~50 km 以内の磁気共役点に位置し、局所的な出現特性を持つ P_g 脈動の共役性を十分調べられる。また、昭和、みずほ基地はそれぞれ $L \approx 6$, $L \approx 7$ の同磁気経度上に存り、波動の緯度依存性の情報が得られる。これらの特徴を活かしてクロススペクトル解析を連続的に行ない、 P_g 脈動のスペクトル、偏波、位相等のダイナミック特性が以下のように明らかになった。

○ P_g 脈動の共役性と振動モード

観測期間中 (6週間) に出現した P_g は4例で、総て昭和、フッサフェル両共役点で同時に観測された。共役点間の位相関係は、H成分が同相、D成分が逆相で、 P_g 脈動が odd mode の振動であることが明確に示された。

○ 発生領域のLT依存性

P_g は早朝から昼にかけて観測され、その duration は長いもので9時間にも及んだ。この間周波数は徐々に減少する。早朝の周波数が高い時には低緯度側の昭和、フッサフェルでパワーが強く周波数の減少とともに高緯度側のみずほのパワーが強まる。これに対応して昭和とフッサフェルの偏波 (H-D面内) が右廻りから左廻りに変化する。以上の結果は P_g 脈動の共鳴領域が早朝の $L \approx 6$ から昼側の $L \approx 7$ へと動くことを示唆している。さらに共鳴理論を適用すると、その偏波特性から P_g 波動が西向きに伝播していることが予想される。

講演では P_g 脈動のハーモニックモード (1st or 3rd?) に関しても検討する。

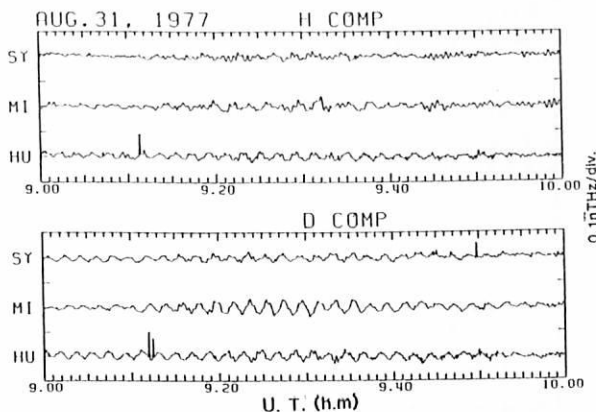


図1 P_g 脈動の波形例

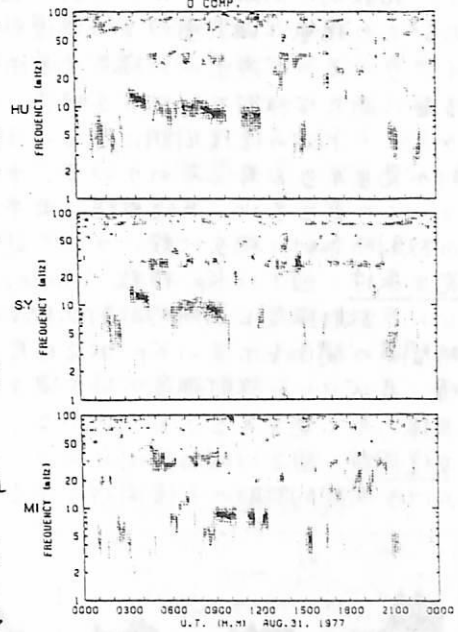


図2 ダイナミックスペクトル

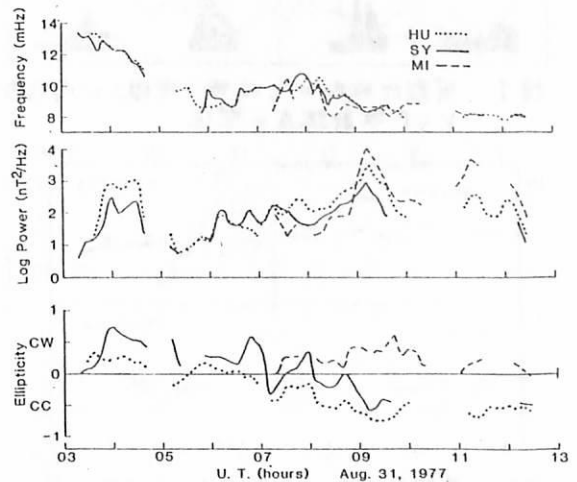


図3 波動特性の時間変化

周期的VLF放射の南北両半球共役観測

昭和基地 - ノルウェー, 1982年3月

山岸久雄* 小島年春** 福西浩* 芳野尠夫**

* 極地研 ** 電気通信大

序 極地研究所は1982年3月1日~26日ノルウェー国アンドヤ(69.2°N, 16.0°E)及び南極昭和基地(69.0°S, 39.6°E)においてVLF放射の同時観測を行った。期間中、10数例の周期的VLF放射が観測された。この現象は磁気圏内を往復運動するホイスラーモード波束が、磁気赤道面を横切る毎に新たな放射を励起する結果、ホイスラーモード波の往復周期に等しい周期的放射が発生すると考えられている。本講演では、その発生条件、反復周期、両半球間での放射時系列の相互比較について述べる。

発生条件 図1にKp指数、AndøyaのVLF放射強度と周期的放射の観測された時間帯の関係を示す。Kpが5程度の静穏時、及びVLF放射強度が極大値を示した直後に多く発生することからわかる。

反復周期 図2は昭和基地及びアンドヤにおける周期的放射の反復周期の地方時依存

性を示したものである。地方時とともに周期が長くなる傾向が認められる。これは磁気圏昼側の電子密度が午後側ほど大きくなり、ホイスラーモード波の伝播速度が小さくなることによると考えられる。この考えを裏付けるため、GEO S-2(1.7°S, 34°E, L=6.6)による電子密度観測と反復周期(周波数)との比較を行った(図3)。反復周波数は赤道面電子密度の平方根にほぼ反比例することからわかる。

放射時系列 昭和基地、アンドヤ両点での周期的放射を比較すると、交互に放射が受信される場合が最も多い(図4(a))。時々、両半球で同時に放射が受信される場合(図4(b))も見られる。また図4(c)に示すように、同一反復周期をもつ新たな波群が次々と現れ、古い波群は順次消滅してゆく場合も見られる。

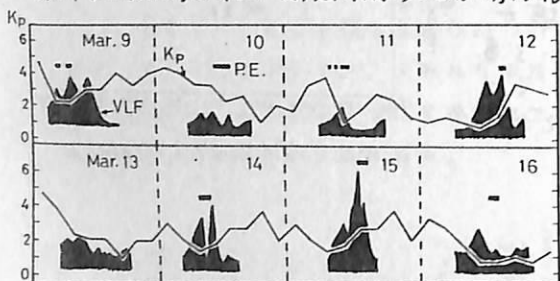


図1 周期的放射の出現時(横線)とKp指数VLF放射強度の関係

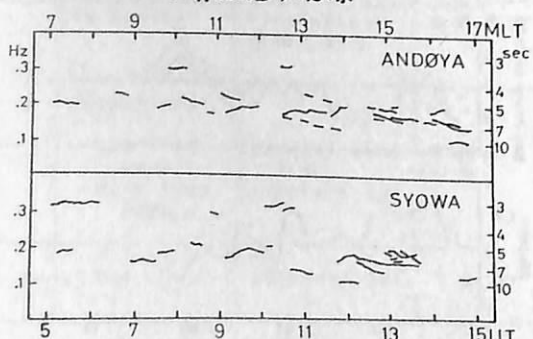


図2 周期的放射(1.2 kHz)の反復周期の地方時依存性

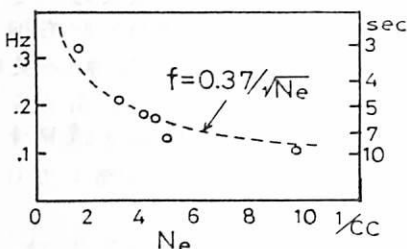


図3 磁気赤道面電子密度と反復周期の関係

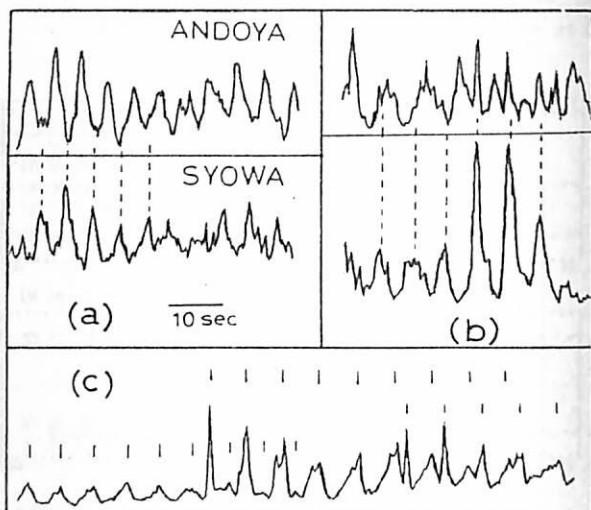


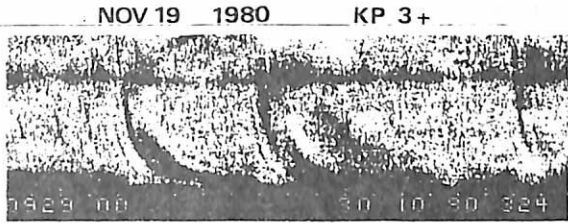
図4. 周期的放射時系列の例

ISIS衛星で観測されるホイッスラー・トリ
ガード・エミッション II

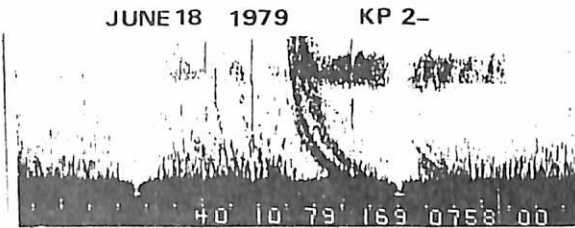
中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光
電波研究所

前回の講演会においては1979~1980年の鹿島受信のISIS衛星で観測されるホイッスラー・トリガード・エミッション(WTE)について発表した。今回はデータ数を増やすために1981年のデータを加えた結果について発表する。第1図(a)はノンダクトホイッスラー(ホイッスラーのトレースが途中で切れている)によってトリガーされた例、第1図(b)はダクト型のホイッスラーによってトリガーされたWTEの例を示す。第2図は1979~1981年のWTEが観測されたパスについて地磁気L値に対する成起率を示す。第3図はノンダクト、

ダクトに分けて生起数を示したものである。第2図はL=2.7にピークを示している。第3図(a)のノンダクトホイッスラーによるWTEの方が(b)のダクト型よりL \geq 3の高緯度での発生数が多い。更に特徴的なのはダクト型のWTEの場合、発生数がL=3においてそれより低緯度の発生数の3分の1に急減していることである。このことはノンダクトホイッスラーとダクトホイッスラーによるWTEのトリガー機構に違いがあることを示すものと思われる。

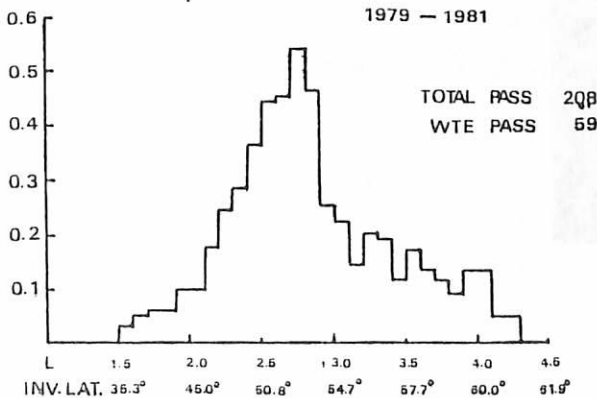


(a)



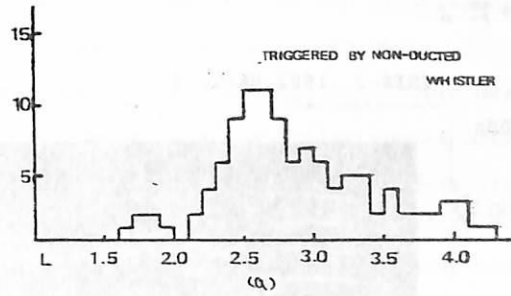
第1図(b)

OCCURRENCE RATE OF WTE

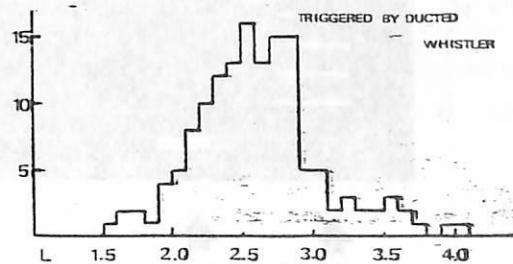


第2図

OCCURRENCE NUMBER OF WTE PASSES
TOTAL WTE PASS 59



(a)



(b)

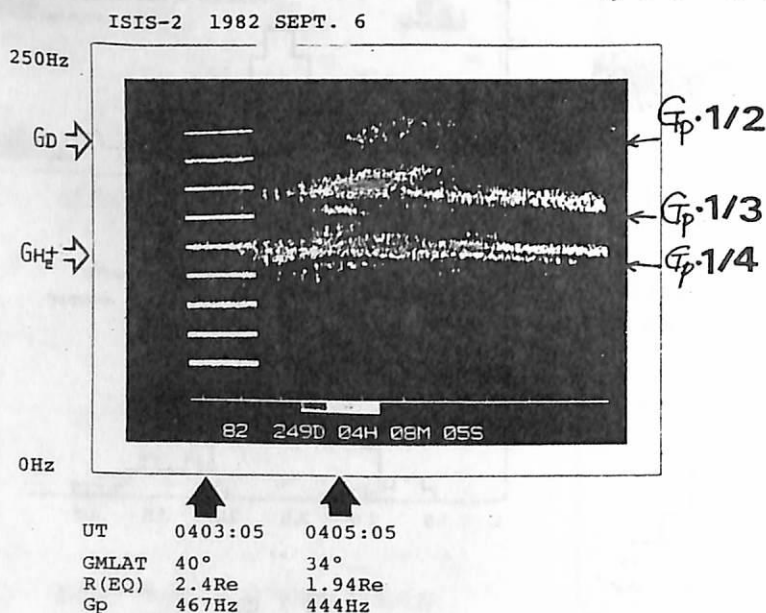
第3図

渡辺 成昭, 恩藤 忠典
電波研究所

イオンホイスラは、波動現象であると同時に、イオンの状態を忠実に表わす波動粒子相互作用の好現象である。1982年フレアによる磁気嵐の諸現象を、1974年～1979年の長期にわたって得られた統計と比べていくつかの面白い特性を紹介する。

1) 磁気赤道上のカプトン分布

重水素イオン、 α 粒子の効果 considering 赤道上のカプトン分布を解析して得られる。統計的結果によれば、太陽活動の極大期(1979年末)に、カプトンの相対的密度(N_p/N_e)が最も少く、極小期に最も大きくなる。1982年195日(7月14日)は活動期から静穏時に向けて動き出した時の嵐(フレアは、7月13日16時)で、赤道上のカプトン分布は一般的傾向に比べて、少い密度であった。



2) 統計結果によれば、通常何かのホイスラ(イオンホイスラ)が受信され、カプトン、重水素、ヘリウムホイスラの3つのホイスラが、ISISが受信可能な領域にありながら、一つも受信出来ない(能)率は極めてまれであり、5%以下である。今回解析した1982年のフレアによる嵐時は、5つのパスのうち2パスが受信出来なかった。(～40%)

3) 下図参照。イオンホイスラ(赤道越え)はその観測される領域は極めて厳密に定まっている。すなわち赤道越えカプトン、重水素、ヘリウムの低周波限界はそれぞれ G_p の $1/2$, $1/4$, $1/8$ である。1974-1979年の間の統計でも、これに反しているものはほとんどない。9月6日のデータ(下図)に、 G_p の $1/2$, $1/3$, $1/4$ に関係するイオンホイスラのバンドがあった。 $1/2$ は重水素(or α)であり、 $1/4$ は $4He^+$ によるものと考えられる。しかし $1/3$ は奇妙である。 $M/Q=3$ の粒子によるものと考えられる。これは $3He^+$ が何らかの原因で増大し、作用したものと考えられる。通常の伝播と異なり各種のイオンサイクロトロン波と、ホイスラ波が、クロスオーバー周波数付近で複雑にからみあったものと思われ、赤道を越えるのはR mode と思われる。 O^{++} のESCHに責任を負わせる考えは、「其限界の存在、高調波の高い成分が弱くならない」等の理由で難がある。

1982年7月、9月の磁気あらし中にISIS衛星によつて観測されたVLF放射
 VLF emissions observed by ISIS satellites during severe magnetic storms
 in July and September, 1982
 恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭、村上利光 (電波研)
 T. Ondoh, Y. Nakamura, S. Watanabe and T. Murakami (RRL)

There occurred severe geomagnetic storms on July 14, Sept. 6, Sept. 21 and Sept. 27, 1982. We report here storm effects, that is, auroral-type hiss, hook and chorus observed in mid latitudes by ISIS satellites during these magnetic storms.

In mid latitudes, the 5 kHz narrow-band hiss is only observed around the plasmopause for quiet times. An auroral-type hiss appearing at frequencies above 7 kHz was observed at geomagnetic invariant latitudes from invariant latitude of about 38° to about 48° by ISIS-1 during the main-phase of July 14. The electron energy, E_e generating the wide band hiss is given by $E_e \geq (250 \cdot f \cdot f_H) / f_p^2$ which is derived from the Cherenkov condition of $v \geq c/n$ and $E_e = 250(v/c)^2$ keV, where v is the electron velocity parallel to the magnetic field, c the light velocity and $n = f_p / \sqrt{f \cdot f_H}$ the whistler mode refractive index. If the auroral type hiss above 7 kHz is generated at altitude of 4000 km on the geomagnetic field line of $L = 1.87$, then $E_e \geq 4.4$ keV where local $f_H = 316$ kHz and local $f_p = 402$ kHz for $N_e = 2 \times 10^3 / \text{cm}^3$.

On the other hand, increases of sporadic-E ionizations were observed in the main phase of July 14 storm at Wakkanai (geomag. lat. 35.3°N). Precipitating electrons of 5 keV can produce the maximum sporadic-E ionization at altitude of 110 km. Thus the precipitated electrons producing the sporadic-E in mid latitudes during the storm main-phase have enough energy to generate the auroral-type hiss in the plasmasphere. In fact whistler echo trains were observed at invariant latitude of 47.2° ($L = 2.17$) together with the auroral-type hiss in the storm main-phase of July 14. This means that the auroral-type hiss occurred in the plasmasphere since whistler echoes occur only inside the plasmopause. A hook emission and auroral-type emission were also observed at invariant latitude of 30.1° by ISIS-2 in the storm main-phase of Sept, 6.

In the storm main-phase of Sept, 22, multiple choruses were observed at invariant latitudes from 47° to 53° by ISIS-2. Auroral-type hiss appearing at frequencies above 7 kHz was again observed in the storm main-phase of Sept. 27. This hiss may be generated by the Cherenkov radiation from precipitating electrons with energy above 6.6 keV at altitude around 4000 km on the field line of $L = 3.14$ (invariant latitude of 55.7°).

文家 寛

東北大学理学部

地球のAKR電波、木星のヘフトメーター及びデカメーター電波、土星のキロメーター電波はともに共通の性格がある。それは、1)スペクトルは比較的帯域の広いゆるやかに変動する成分と、激しい変動を示す鋭いディスプレイ性をもった放射の二つの成分にわけられる。2)美しい円偏波を示すことが多く、観測上はLHとRHが随時混在する。しかし特別な電波源に対しては特定のポーラリゼーションを示す。3)発生位置は惑星の南北の両極近くにあり、この領域に降下する荷電粒子群によって惹起されている。他、MHD波の到来もエネルギー源として考えられている。

これらの放射を分類し共通性を確認することは、単に分類学を行うということではなくその放射のメカニズムを詳細に検討しうるような地球のAKRと対比できるという点で重要である。地球のAKRの性格を観測すれば、この情報をもとに遠く木星や土星での超惑星電波放射の機構やエネルギー源を明らかにすることができる。

超惑星電波放射は、また遠い惑星でのエネルギー源である磁気圏と電波の発生場所である極域の沿磁力線領域の他、極域の電離層現象を解明する大きな手がかりを与えてくれる。

現在、ニュートロン星やあるいは存在を期待されているブラックホールの周辺からパルサー電波や様々なX線放射を観測しているが、これらも超惑星電磁波放射の範疇でとらえ、共通性を明らかにしておけば、kpc単位で距っていて、およそ推測にしかすぎなかったようなこれらの天体の磁気圏や電離圏の様相に対しても明確な物理像を描けるようになる。そうした目で見ると波長の短い電波、光、X線も、コヒーレントなプラズマ運動が起源になっていることが考えられる。ただし、これらのプラズマは相対論的エネルギーをもち、時に量子論的制約を受けていることを忘れてはならない。

超惑星電磁波放射の比較表

	地球	土星	木星	CP1919-21	NP0532	Cyg X-1
周期	23h 56min	10h 39min	9h 55min	1.337 sec	33.1 msec	不規則
スペクトル	50kHz - 1MHz ・ 200kHz $\epsilon^{\circ} 7$	50kHz - 1MHz	50kHz - 40MHz ・ 7MHz $\epsilon^{\circ} 7$	80MHz ~ ?	400 MHz ~ 100keV	数 keV + 電波
ポーラリゼーション	円偏波 LH, RH	円偏波 LH, RH	円偏波 LH, RH	直線 + 円(?)	直線 + 円(?)	?
表面磁場	0.3 ~ 0.6 gauss	0.25 ~ 0.5 gauss	8 ~ 18 gauss	$10^8 \sim 10^{10}?$ gauss	$10^{12}?$ gauss	?
エネルギー源	太陽風	太陽風 + 衛星ダイオ	自転 + 太陽風 + 衛星ダイオ	自転	自転	自転 + 恒星風

木星デカメータ電波の観測(II)

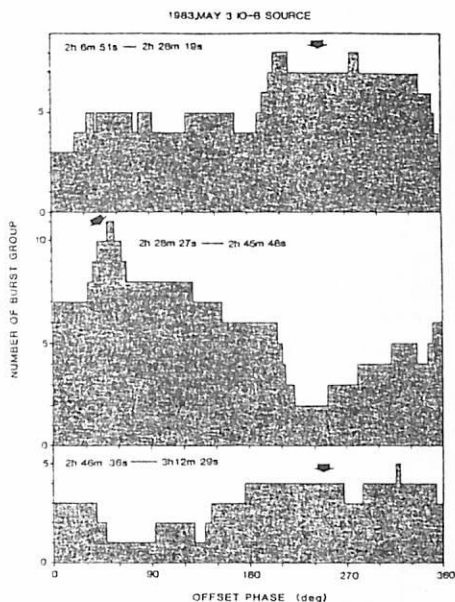
大家 寛, 森岡 昭, 徳丸宗利
(東北大理)

§. 序 木星デカメータ電波の発生源の空間的, 時間的変動を知ることは, 木星磁気圏及び衛星イオと電離圏の結合状態を議論する上で極めて重要な手がかりを与える。我々は, 新たに開発された75 km干渉計による観測から, 南北両極域の発生源が存在することを明らかにしたが, ¹⁾ここでは観測された数例のデカメータ波放射現象について, 干渉計のフリンジフェーズの解析から発生源の空間的, 時間的変動が定量的に得られたので, その結果を報告する。

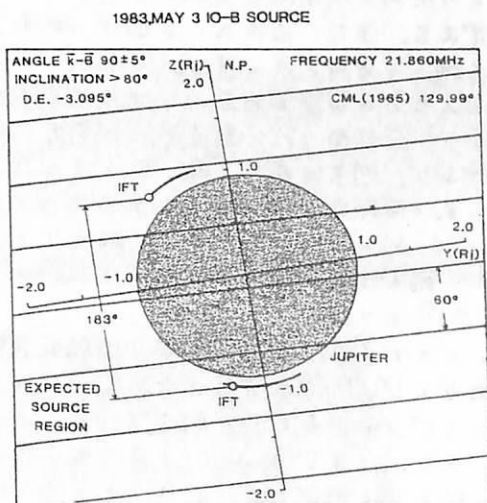
§. 解析結果 観測されたフリンジフェーズを, バースト群(数秒間を基本とする)の単位で, 木星中心に電波源があるとした場合の理論値と比較し, 観測値の理論値に対するオフセット位相角を, 最大限の可能性を持たせて見積。た後, それらを重ね合わせることでより最適のオフセット位相角の推定を行なった。その結果を, 1983年5月3日の例(Io-B Source)について, 図1に示す。図では, 現象を3つの期間に分けて示してあるが, 明らかに最適のオフセット位相角が, 約20分の時間スケールで, $210^{\circ} \sim 270^{\circ}$ から $\sim 50^{\circ}$ へ移動し, 再び戻るといった変化を示していることがわかる。さらに, 図2から, この変化量は木星南北両極域の電波源の位相差に一致していることがわかるので, 即ち, 上記の結果は両電波源間で活動性が, 約20分の時間スケールでスイッチしていることを示しているものと考えられる。

§. まとめ 75 km干渉計によって観測された木星デカメータ電波の現象例についてフリンジフェーズの解析を行なった。その結果, 約20分の時間スケールで南北電波源が交互に活動していることを示唆する現象が存在していることが明らかとなった。これは, 木星に於ける磁気圏-電離圏結合系の研究(Alfvén波モデル等)にとって意義の大きいものといえる。

[参考文献] 1). 大家 他, 日本地球電気磁気学会, 第73回講演予稿集, p6. 1983.



[図1]



[図2]

ISIS 衛星の VLF 受信アンテナの指向性を 利用した、自然電波伝搬方向の推定

鈴木 光義⁽¹⁾, 山岸 久雄⁽²⁾, 福西 浩⁽²⁾, 芳野 起夫⁽¹⁾

(1)電気通信大, (2)国立極地研

[序]

南極昭和基地上空で受信される ISIS 衛星の VLF 放射観測データには、しばしば衛星の1/2 スピン周期の放射強度変化が見られる。これは、 θ の字特性の指向性を持つ VLF 受信用ダイポールアンテナが VLF 波の電界偏波面を横切、て回転することによって起る。

そこで、この特性を解析することにより衛星位置での VLF 放射の偏波状態を知ることができ、また、媒質の屈折率を仮定することにより VLF 放射の k ベクトルを推定することができる。以下、解析方法と極域 ELF ヒスへの応用例について述べる。

[解析方法]

図1に示すように、地球磁場 (B) 方向を z とし、波の k ベクトルを $x-z$ 面内にとる。衛星位置の電子密度、磁場強度、 k と B の交角 θ を仮定するとホイスラーモード波の電界偏波面が定まり、その長軸は $x-z$ 面内に含まれる。

衛星のスピンの軸を Z とすると、地球磁場 B との交角 ϕ は衛星の地磁気姿勢データより定まる。また、 Z の $x-z$ 面への射影 Z' と k 軸との交角を β とする。

図2は波の電界偏波 E と地球磁場 B をアンテナ回転面 (Z に垂直) に射影した結果であり、両者は各々、 E_0, B_0 で表される。 B_0 と E_0 の短軸 E_{0min} との交角を δ とすると、 δ は (θ, β) の値により一意に確定する。また、 E_0 の偏波率 $P = |E_{0max}| / |E_{0min}|$ は、 (θ, β) により確定する(図3)。

ここで、 δ は ISIS 衛星の地磁気姿勢計出力と VLF 総合強度出力 (VLF AGC) とのスピンの位相差として測定することができる、また、 P は VLF AGC の最大値、最小値の比として測定することができる(図4)。

そこで、 δ, P を測定することにより、逆に (θ, β) の範囲、既ち k ベクトルの範囲を限定することができる。

図1

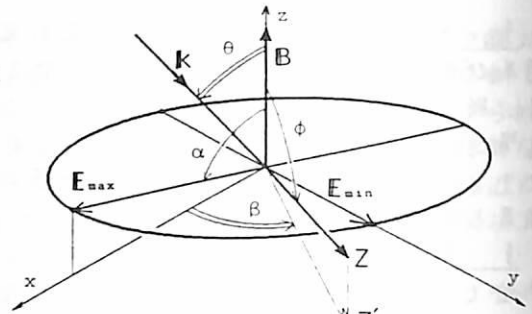
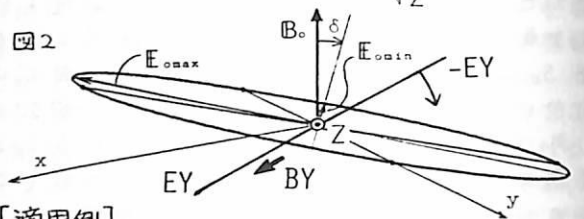


図2



[適用例]

1976年11月3日、19時33分~19時34分に ISIS によって観測された ELF ヒスについて解析した。19時33分30秒では $|B| = 2 \mu T$, $\phi = 105^\circ$ 、波の中心周波数 500 Hz, 電子密度 100 Vcc とする。このとき (θ, β) に対して δ, P を求めたものが図3である。図4より、観測値として $\delta \approx 120^\circ$, $P \approx 1.5$ であるから、 $\theta \approx 80^\circ$, $\beta \approx 174^\circ$ 又は -6° であることがわかる。

図3

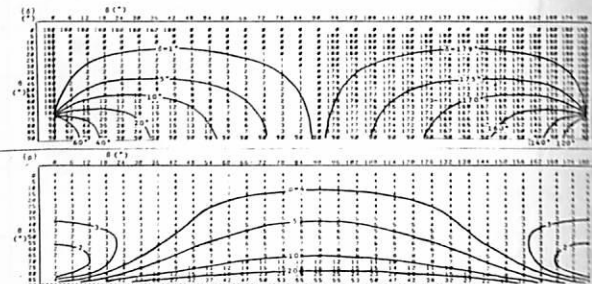
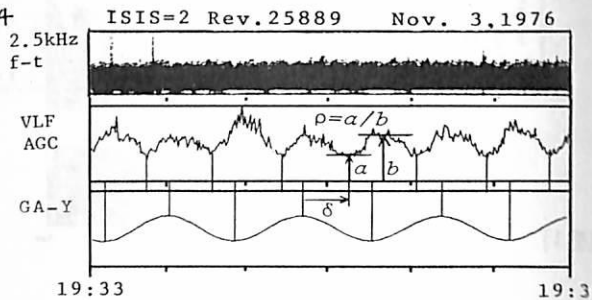


図4



SAMBO-82 北極バルーン観測による

VLF 自然電波スペクトル特性

小野高幸・江尻全枝・宮田宏(極地所)

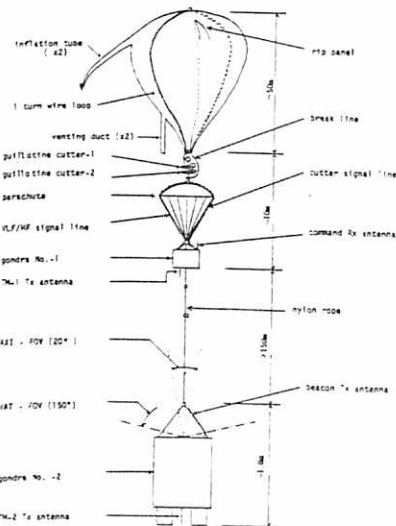
序 1982年スウェーデン、イスレンジにおけるSAMBO-82バルーン実験において、オロラX線、オーロラ光、及び自然電波放射の同時観測を行うためB15-4Nペイロードによる観測が実施された。12月9日17時22分放球による観測においてVLF帯自然電波放射に関し良好なデータが取得されたので報告したい。

観測機の概要 B15-4Nでは直径約30mの大気球の表面に沿って直径1.45mmの導線を展張することによって面積約700m²の1ターンループアンテナを形成した。このためこれまでに無い高感度特性が実現され、VLF帯3.5kHzにおける最小受信感度は 2.1×10^{-16} Watt/mHzとなった。受信されたVLF信号はアナログテレメータ(周波数245.88MHz)にて28kHzにサブキャリアを持つLSB信号として伝送した。テレメータ信号はEsrangeにおいて受信され復調、モニターを行うと同時にデータレコーダに記録された。第1図に大気球及びB15-4Nの概観を示す。

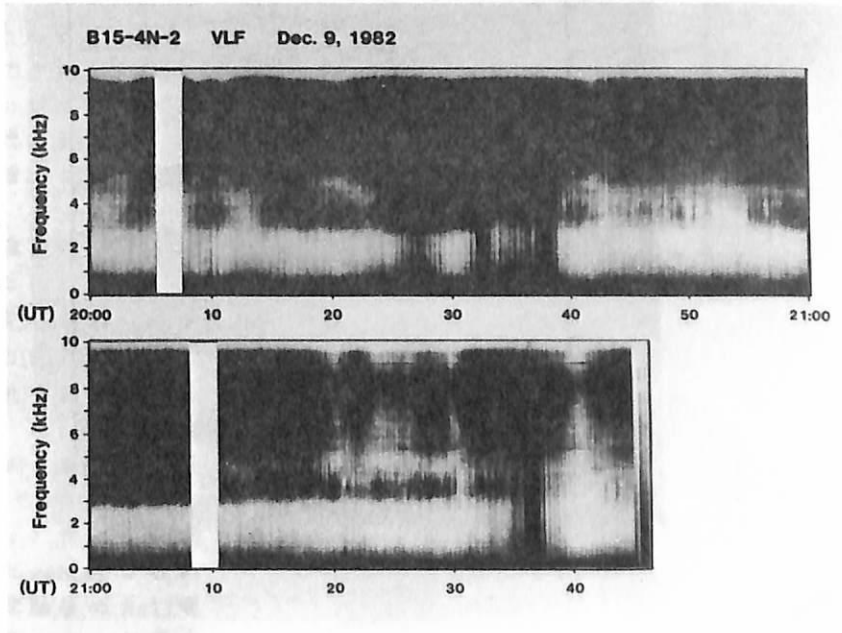
観測結果 大気球は82年12月9日17時22分(UT)にイスレンジより放球された。気球が上昇し気球の姿勢及び形状が安定となった20時(UT)頃より2.5kHz~5kHzの周波数に強いエミッションが観測された。第2図にVLFエミッションの現れた20時より気球切離しが行われた21時45分までのダイナミックスペクトルを示す。

2.5kHz~5kHzに現れたエミッションの内容は 1) 約2.7秒のくり返し周期を持つペリオディックエミッション、 2) 50Hz電力線周波数の奇数次高調波で特にこの周波数帯に強く出現するパワーラインハーモニックエミッション 3) パワーラインハーモニックにトリガーされたエミッション等多彩であり、磁気圏プラズマ中で多様な波動粒子相互作用が展開されている事を物語っている。

講演ではこれらのVLFエミッションの特徴について詳しく紹介したい。



1



2

線状スペクトル構造とともPc1脈動

—ペリオディックVLF放射との関係—

佐藤 夏雄

(国立極地研究所)

〔目的〕 Pc1脈動のスペクトル構造による分類は、国分や福西・他により研究されている。ここで注目する線状スペクトル構造を有するPc1脈動は、これらの分類学上では直接的に言及されていない現象に属するものである(統計上では福西・他の論文の"Pc1-2 Band"の一部に含まれていると思われる)。特にこの現象に注目したのは、このPc1脈動とPeriodic VLF放射とが1対1に対応する大変良い相関を有する例がかなり見つかったことである。そしてこのPc1脈動がPeriodic VLF放射に伴う降下電子により作られる電離層電流の"揺ぎ"として説明できそうであることから、"Periodic VLF放射に伴って励起されるPc1帯地磁気脈動"として位置づけることが可能か否かを検討する。

〔使用したデータ〕

i) 1981年3月-1982年1月までのSYOWAのf-cスペクトル。

ii) 1977年7月30日-9月17日の共役点期間中のSYOWAとHUSAFELLのf-cスペクトル。

〔現象のスペクトル構造〕

図に示したように、f-cスペクトル構造が狭帯域であり、かつ周波数変動力が小さい。

〔発生周波数〕

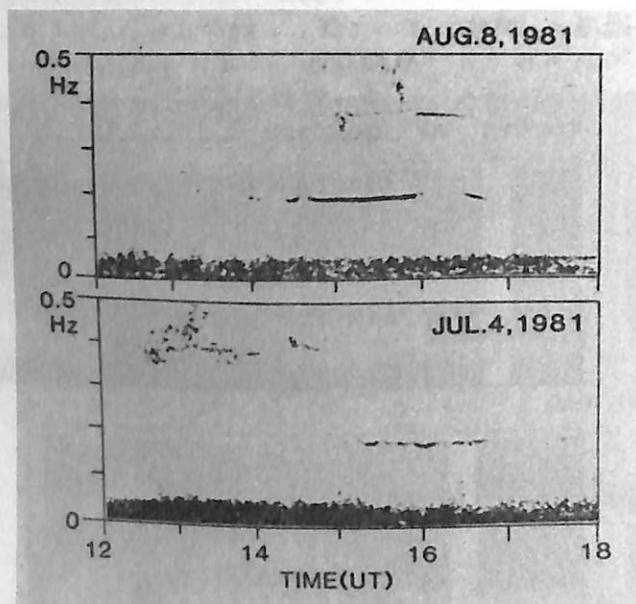
0.1 ~ 0.4 Hz 付近

〔発生時刻〕

16 ~ 18 時 MLT 付近に多い。

〔関連現象〕

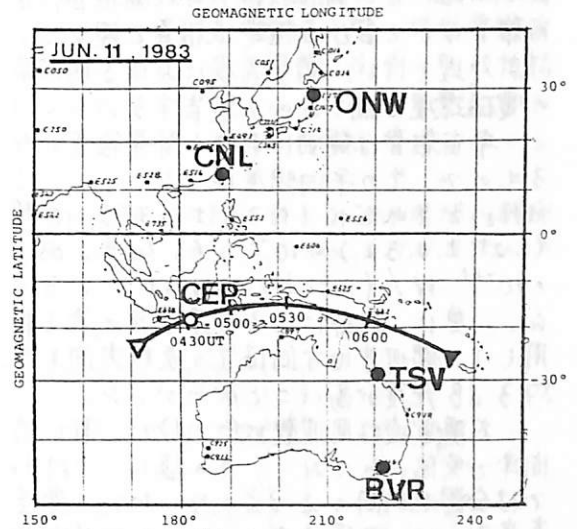
同じ周期をともPeriodic VLF放射と同時に観測されることがしばしばある。



斎藤尚生・湯元清文・田村忠義・瀬戸正弘・北村保夫・J.Soejiyo・A.J.Chen・K.D.Cole, J.Ward
 (東北大・理) (東工大) (LAPAN) (国中大学) (La Trobe U.) (James Cook U.)

我々の研究グループで開発された新方式の脈動磁カ計 (rulfmeter) を用いて、これまでに、環北太平洋、および低緯度共役の2回の海外観測が実施された。丁度今年の6月11日に、今世紀最大級に属する皆既日食が亜熱帯域で起こることが知られていたため、今回は第3次海外観測として、亜熱帯共役点 (CEPとCNL) を追加した。豪州の2地点 (TSVとBVR) とは第2次以来継続して自動観測を行なったので、女川観測所 (ONW) を含めて、全体で緯度方向に8000kmに及ぶ広域で、脈動に及ぼす日食効果の多点同時観測を実施することができた。今回rulfmeterで同時観測したstationの分布を、略号と共に第1図に示す。CEPとCNLでは、日食当日をばさんで約1ヶ月間連続観測が行なわれたが、当日は幸運にも、前日に発生した磁気嵐も収まり、而も10時間近く継続して発生したPc3波を、5地点で支障なく記録することができた。この広域同時観測の結果、次の主な事実が見出された。

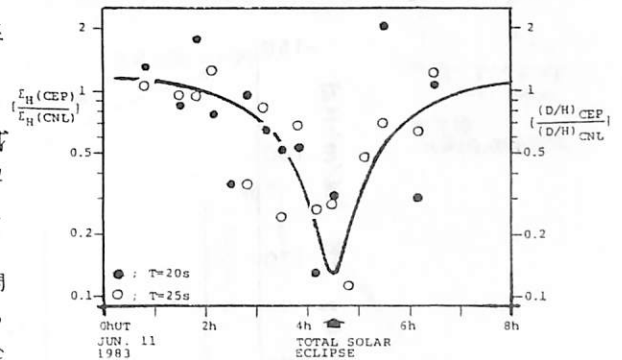
の時間変化として上記の日食効果が推定された。



(第1図)

- (1) artificial noise に強く、而も小型軽量の新しい脈動磁カ計としての rulf-meter の将来性が再確認された。
- (2) Pc3 の振幅は赤道域に向かって単調減少するという大方の予想に反して、亜熱帯域における振幅の増加が認められた。
- (3) Pc3 の H-D 面内の変化磁気 vector を調べたところ、皆既食帯上に位置する CEP と、そのほぼ磁気共役点で而も部分食帯の外れに並い CNL との間で、日食効果を示唆する差違が見出された。(第2図)。

SOLAR ECLIPSE EFFECT ON IONOSPHERIC HALL CONDUCTIVITY



(第2図)

今、 $L \leq 1.3$ の低緯度で観測される Pc3 脈動が poloidal mode の磁気音波であり、鉛直方向から入射したと仮定すると、地上で観測されることが期待される変化 vector が求められる。そこで CNL 上空の電離層の Hall 電伝導度に対する、CEP 電離層の Hall 電伝導度

上部電離層内における短波帯電波雑音分布

電波研
上 滝 実
(企画部)

加 藤 仲 夏
(電波部)

高度約1100 kmを飛ぶ周回衛星, ISS-bによって, 短波帯の電波雑音を観測した。地上では電離層の存在のため, 観測が難しい周波数帯での太陽雑音, 宇宙雑音などと含む各種電波雑音を観測し, 統計処理を行い, 衛星高度における短波帯の電磁環境を調べたので報告する。

宇宙雑音は観測における背景雑音となるもので, その平均強度は, 5, 10, 25 MHzでそれぞれ $(1.31 \pm 0.37) \times 10^{-20}$, $(1.27 \pm 0.32) \times 10^{-20}$, $(6.66 \pm 2.05) \times 10^{-21}$ W/(m²·Hz·sterad.) となった。更に, 地球による到来電波の食を利用して, 銀河中心方向はその反対方向より約3 dB強度が高いことがわかった。

太陽電波は周波数が低いほど, 高い瞬間率で受信されており, その値は, 5 MHzでは全観測時間の2.3%となった。衛星高度でのピーク値は5, 10, 25 MHzでそれぞれ 2.5×10^{-19} , 7.5×10^{-19} , 2.5×10^{-18} W/(m²·Hz) となった。

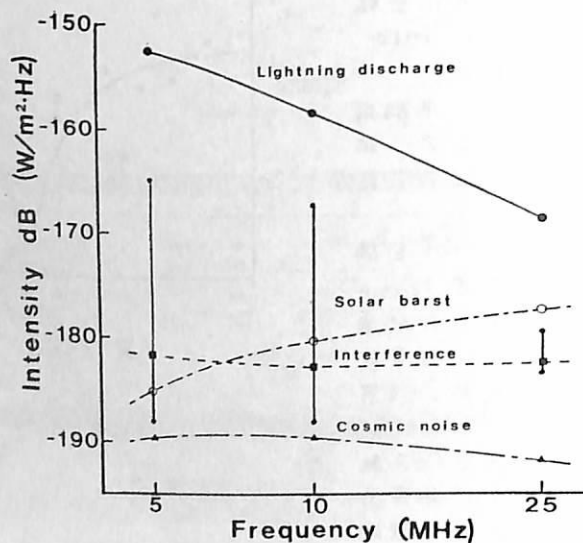
人工雑音は, 観測周波数が標準電波保護帯域内に設定されているにもかかわらず, 全観測の30%程度に受信された。短波帯人工雑音の受信頻度および強度は, 電離層による遮断周波数(f_oF_2 : 突抜け周波数)の時間及び場所変化によって大きく変動する。当然のことながら, 周波数が高くなると電離層の影響は少なくなる。

夜間の短波帯の低い周波数領域において, 電離層内のダクト伝搬モードを示唆する観測結果が得られた。

空電雑音については, その源である雷の発生頻度は, 夏半球の低緯度地帯に多く全地球上の発生数は約60個/秒であった。

衛星高度での雷放電雑音のピーク値は5, 10, 25 MHzでそれぞれ 7.0×10^{-13} , 1.4×10^{-13} , 1.6×10^{-14} W/m²/kHz となった。

下図に, 電離層観測衛星で得られた高度約1100 kmの短波帯電波雑音の平均強度をまとめて示した。



電離層観測衛星による電波雑音 (太陽電波) の観測

加藤仲夏 上滝 実
郵政省 電波研究所

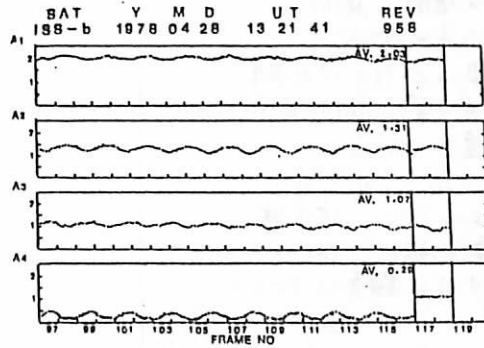
電離層観測衛星の電波雑音観測装置で求めた、1978年4月1日から、1979年3月31日までの1年間の観測記録を用いて太陽電波の受信記録を提出し、太陽電波の特性について統計処理を行った。上記1年間における電波雑音の観測は444時間行われ、うち349時間は日照時に行われた。そのうちその観測記録の中から太陽電波の受信例を示す。HF帯の太陽電波は主として太陽バーストによって放射され、その継続時間、振幅変動に特徴がある。これは発生源が太陽であることから点源に近く、受信強度は衛星のスピンによる影響が顕著に現われ、スピン周期^{に同期}して正弦的な変動をしているのが特徴である。また電離層における臨界周波数も信号源の判別に用いた。図の四つの枠のそれぞれは、上から2.5, 5, 10及び25 MHzの受信波形である。

その図には各周波数における太陽電波の受信率を示す。太陽に面した349時間の観測時間のうち、2.5, 5, 10及び25 MHzの各周波数での受信率は、4.5%, 7.4%, 0.9%, 及び0.5%であった。

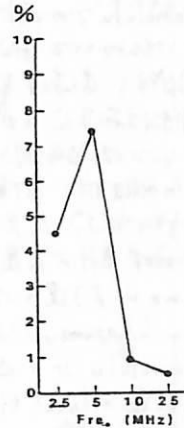
太陽電波の電力強度の算出には、四つの周波数に同時に受信記録のある8例について求めた。その図に代表例の一つを示す。図は四つにそれぞれ各周波数の受信入力電力を表している。

その図に、5, 10及び25 MHzの平均強度を示す。2.5 MHzについては衛星近傍におけるプラズマの影響が見られ、その値に疑問があるのを除いた。5, 10, 及び25 MHzの平均強度は、 1.57×10^{-17} , 3.09×10^{-18} 及び 1.37×10^{-18} (W/m²・Hz)であった。

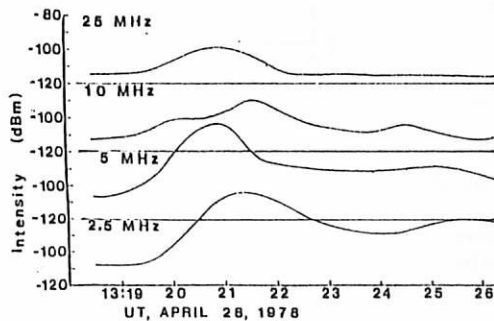
なおその他 Drift rate, Excitation time など、上記8例を使用して求めた。



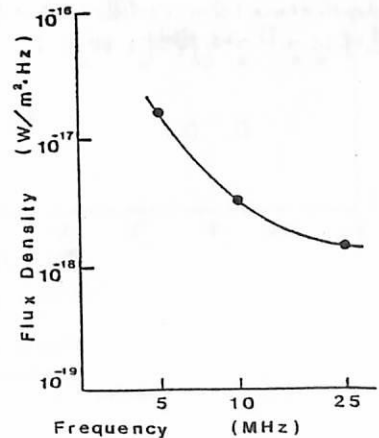
第1図 太陽電波観測記録



第2図 太陽電波受信率



第3図 太陽電波のプロファイル



第4図 太陽電波電力強度

静止衛星で観測されたSCの磁場変動特性の統計的研究

永野 宏 荒木 徹
(阪大歯大) (京大理)

1974年4月から1981年7月までのATS 6, SMS/GOES シリーズ (SMS 1, 2; GOES 1, 2, 3) の静止衛星により観測された磁場変動の one-hour frame film data を調べ、SC の変動特性の統計的研究を行った。我々は次のような2つの criterion によってSC を選り出した。(1) "Solar Geophysical Data" (Lincoln, Ed.) の中でSC として2ヶ所以上で報告されていること。(2) Honolulu (地磁気緯度21.4°N) で水平成分変化 ΔH が 10 mT 以上であること。以上の2つの criterion によって選り出したSC の event 数は satellite data の利用に亘る期間中には141ヶであった。同時にいくつかの衛星で観測している場合もあるため、合計として衛星で観測されたSC の数は約220であった。

図1は、静止衛星で観測されたSC の磁場変動で、磁力線方向の成分 ΔB と、Honolulu での ΔH との関係を昼間と夕方とについて plot したものである。図から、おおむね ΔB と ΔH とは比例関係にあることが分かるが、昼間と夕方とは、その傾きは違っている。その傾きは、昼間は約2.2であり、夕方では約0.9であった。中低緯度では ΔH の大きさは一般に、local time による違いはそれほど顕著ではない。(Kajumi, 1963) とれ中し、Honolulu での ΔH の ΔB を normalize した値の local time dependence を全 local time について調べた。また、他の成分の変化についても、local time dependence について調べ、その物理的意味についても検討を加える。

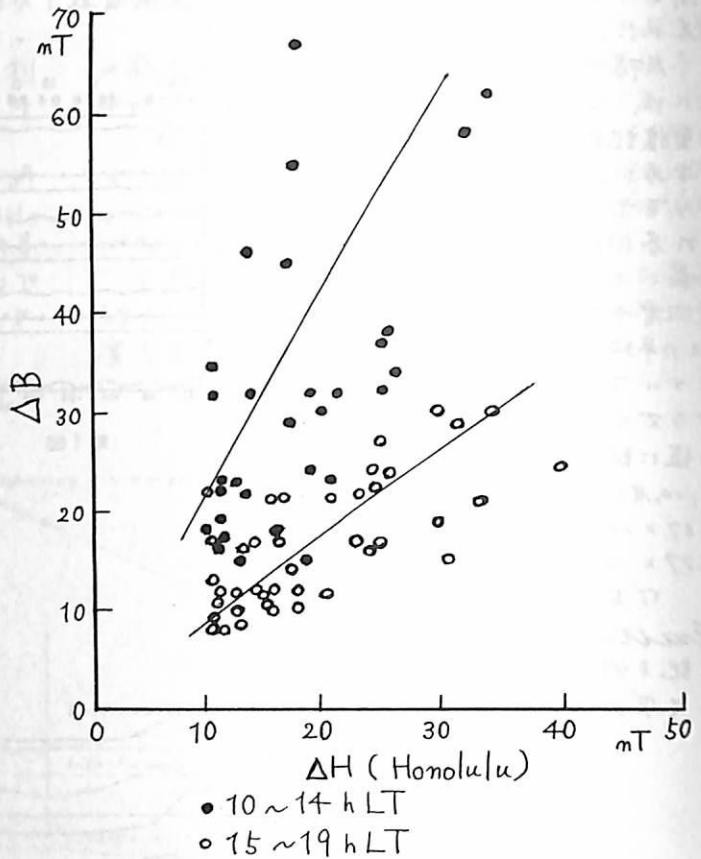


図1

静止衛星で観測されたSCのPolarization の特性について

永野 宏, 荻木 徹
(阪大) (京大理)

1978年1月からの約2年間のGOES 2, 3で観測された磁場変動の digital data (3.065 sec 毎) を用いて, SCの polarizationの特性について調べた。地上で観測されたSCの polarizationについては, Wilson & Sugiura (1961)により調べられ, 彼らは統計的に午前側では counter clockwise (left-handed), 午後側では clockwise (right-handed) であると報告した。Araki (1982)は北米高緯度地域での IMS magnetometer networkからの data を用いて, 地磁気緯度 $63^{\circ} \sim 79^{\circ}N$ にSCの polarizationの latitudinal reversalが存在するという事を見出した。

GOES 2, 3の磁場 data は地磁気座標での HP (地球の回転軸に平行), HE (地球方向), HN (西向き方位角方向) の3成分をもっているが, 磁力線沿いの成分の変化を明瞭にするために, 我々は地磁気座標での B (磁力線方向), V (磁力線に直角な地球方向), D (西向き方位角方向) の3成分に座標変換を行った。

図1は, GOES 2についての夕方側での polarization の一例である。1977年3月17日の 0231 UT (1943 LT) にSCが起り, その後の10分間についての -B軸から見た V-D面内における polarization であるが, clockwise であることを示している。これを磁力線に沿って地球表面上に投影すると, やはり clockwise となる。図2は約40ヶのSCの polarization の Local Time dependence を K_p 軸を縦軸として示している。午前側は counter clockwise であり, 午後側は clockwise であることを示し, この sense は Wilson & Sugiura の結果 (1961) と一致している。これは, 静止衛星のある磁力線の地球面での足の位置をたどるとき, その地磁気緯度が latitudinal reversal を起こす緯度よりも南に位置しているためであると考えられる。

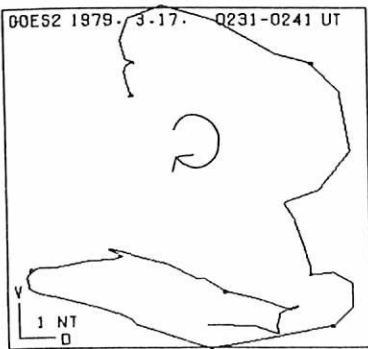


図 1

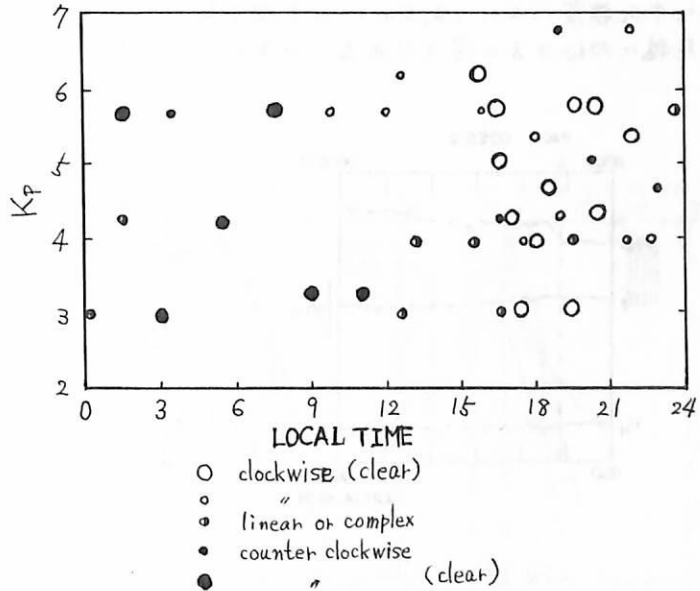


図 2

静止衛星高度 および 地上における SSC

に伴う磁場変動の特性

桑島正幸、角村悟
(地磁気観測所)

福西浩
(極地研究所)

NOAA の SMS/GOES シリーズのデータに
よって、静止衛星高度 (L26.6) における
SSCに伴う磁場変動の研究を続けているが、
今回は、地上における SSCに伴う現象と
対比させることにより、SSCに伴う
disturbanceが磁気圏をどのようにして
伝播しているかを調べてみる。

これまでの研究により、新しくわか
ったことの一つに、静止衛星高度におい
ては、SSCの現象方にきかれて顕著な
Local-Time 依存性があることが上げられる。
SSCに伴う磁気圏の圧縮に対応すると考え
られる磁気線方向(圧縮性)の磁場の増加は、
静止衛星高度においては、昼側では地上
における H 成分の増加に対応して明りように
出現する。ところが、昼側から観測するにつ
れて圧縮効果を示す現象は小さくなり、夜側
においてはほとんど見られなくなる。さらに
夜側では、逆に磁気圏の膨張を示すような
効果の出現が見られることさえある。地上
特に中低緯度においては、SSCに伴う磁気圏
の圧縮に対応すると考えられる、H 成分の

増加が、すべての Local Time で見られるこ
を考慮すると、静止衛星高度における顕著
な Local-Time 効果は注目される。

このような Local-Time の効果は、SSCの
磁気圏内における伝播機構と密接に関連す
る。そこで、今回は静止衛星高度における
昼側と夜側で SSCの到来に、時間差が有
るとすれば、その理由に注目した解析
を行った。この時間差を調べるためには、
地上における SSCの開始時刻を基準とした。
地上における SSCの開始と Local-time 等
により、1分程度の時間差のあることが知
られている。本論文では、日本の新潟県と、
久米から Local-time にて約 10時間 離れた
南アフリカの Hermanus における脈動の
記録(紙速り=6mm/分)から、開始時刻の早さを
採用して地上における SSCの開始時刻とした。

「図1」に示すように、静止衛星が朝
又は夕方に位置している時は、SSCの開始
はほぼ同時であるが、昼側においては、
「図2」に示すように1分程度、静止衛星高度
の方が早く SSCの到来を示す。つまり、
明らかに、Local-time による SSCの到来の
時間差が存在している。

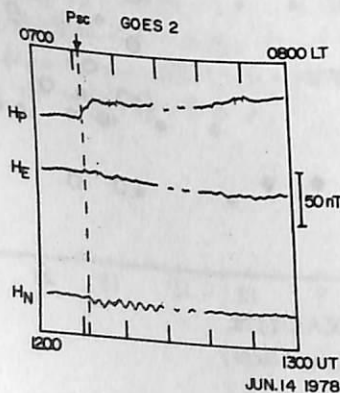


図1

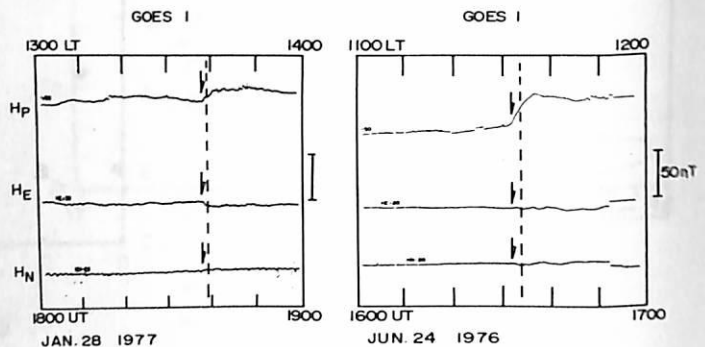


図2

急始磁気嵐にともなう「ひまわり」での

粒子線強度変化

須田 友重、河野 毅、和田 雅美
(気象研) (理研) (理研)

地磁気 SSC にともなう静止衛星高度で観測される spike 状の粒子線変化については、Paulikas and Blake (1970) が ATS-1 での観測を解析している。彼等は磁気圏外の Explore 34 との比較から、これら spike 状の変動を、磁気圏内の現象として β -tron 加速を呈示している。一方惑星間空間内の shock wave にともなう spike 状の増加も数多く観測されており、これらが地球磁気圏に進入する可能性もある (Paulikas et al. 1971; Sarris et al. 1978)。

我々は主として 1978 から 1981 年に亘る気象衛星一号の資料を用い、54 ケの SSC に於ける強度変化を解析した。Fig. 1 は増加の一例で約 16 秒毎の 1 秒間の観測値を示してある。Electron 及び Proton の 3 チャンネルで、時間マークは 2 分 11 秒毎でこの間に 8 本の観測値が入っている。この例では増加が SSC より先行しているのがみられる。Fig. 2 は開始時の地方時依存性を示すもので、軸方向に SSC との時間差がとられ、中間の円が SSC の時刻、内側が先行する場合は、外側が増加が遅れる場合である。

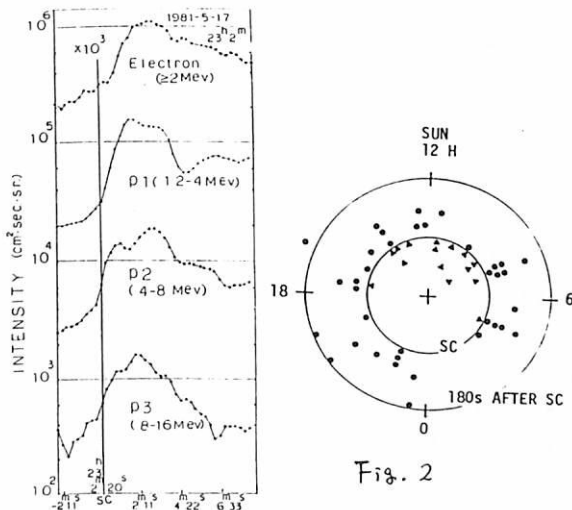


Fig. 1

Fig. 2

この図から増加が先行するのは、昼測にのみ分布しているのがみられる。Wilken 等 (1982) によると衝撃波の磁気圏内の伝播は昼測では静止軌道から地表までに約 1 分要し、夜測では殆んど同時に観測される。Fig. 2 はこれを反映しているともみられる。

Fig. 3 a, b は増加のエネルギースペクトルを示すもので、SSC 開始前 6 分から 8 分間の平均 (B.G.) 及び B.G. からの差を 4 分前より 2 分毎に 6 秒刻のスペクトルを示してある。この図から増加はスペクトルの形及び増加量が B.G. に依存している傾向がみられる。この点については、友村等 (1982) の解析があり、又 SSC に伴う増加や減少の地方時依存性については、友村等 (1982) や 兩村等 (1983) の解析と同じ傾向にある。

SSC に伴う増加が、衝撃波と密接に関係していること、及び、観測直に於ける B.G. に依存していることから、加速機構は観測直近傍にあると考えられる。

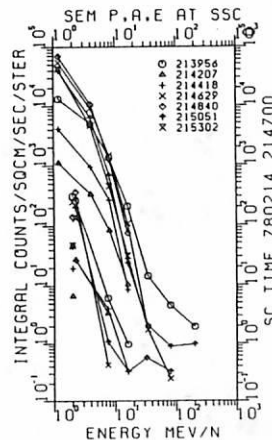


Fig. 3 a

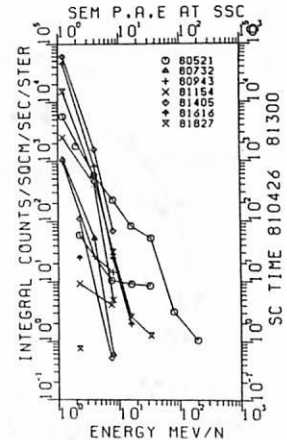


Fig. 3 b

SSC時のHFドプラー周波数変動の地帯時特性

菊池 崇* 杉内英敏* 石嶺 剛** 前野英生***
 *電波研究所 **電波研平石線 ***電波研沖縄

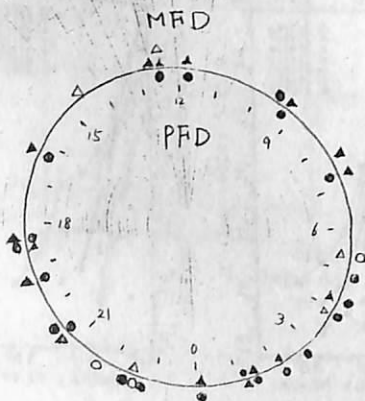
HFドプラー周波数がSSC時にインパルス状の変動をすることはよく知られ、SCFと呼ばれている。SCFにはSSCにいくつかのタイプがあるように、SCF(+), SCF(-+), SCF(+), SCF(-)がある(Huang et al. 1973)。SCFの直接の原因は磁気圏内を伝搬する磁気流体波に付随する電場や電離層(E層)中を流れる電流に付随する電場によるF層プラズマのE×Bドリフトである。これまで、SCF(+)-を、これら2種類の電場の組合せで定量的に説明しようとする試みがあったが(Huang, 1976)、他のタイプのSCFに適用できないほどの不備がある。

一方で、SSCの詳細な研究により、SSCは磁気流体波として低緯度へ伝搬する磁場増加(DL場)に加えて、極域電離層に電流源を持つ電離層電流が原因となるDP場からなることが明らかにされた(Araki, 1977)。DP場はPRI(Preliminary Reverse Impulse)とMI(Main Impulse)の非対称部の大部分(equatorial enhancementなど)である。これらいくつかの性質の異なる磁場変動に対応して数種の電場があり、タイプの異なるSCFを起こしていると考えられる。

今回の報告では、以上のことを踏まえて、SCFの原因となる電場の性質を明らかにするために、沖縄、国分寺で観測した2年分のドプラーデータから28個のSCFを選び、その地帯時特性を調べた。その際、SCF(+), SCF(-+)を1分以下の時間スケールを持つ初期変動部(PFD)と数分以上継続する主要変動部(MFD)に分け、各々の地帯時特性を見た。この結果、昼間と夜間のSCFはそれぞれ、SCF(-)とSCF(+)-が基本であり、PFDが現れる場合にそれぞれ、SCF(+)-とSCF(-+)に存在。PFD, MFD共に昼夜で逆センスに存在。これは、磁気流体波に伴う電場(α波)では説明できず、DP電場が原因であることを示している。この観点に基づくとPFDはdusk-to-dawn電場、MFDはdawn-to-dusk電場が原因である。それぞれは、SSCのDPRIとDPMIの電場の向きに一致する。多くのデータは以上述べたようにDP電場により説明できるが、夜間にSCF(+)-が観測された例もいくつかあり、α電場の寄与を無視できない。

参考文献

Araki, T. Planet. Space Sci. 25, 373-384, 1977
 Huang, Y.-N. J. Geophys. Res. 81, 175-182, 1976
 Huang et al. J. Atmos. Terr. Phys. 35, 173-181, 1973



図説明.

SCFの初期変動部(PFD)と主要変動部(MFD)の地帯時特性。丸印が正のドプラー変化、三角印が負のドプラー変化。黒く塗りつぶしたものは検数の観測所をSCFが観測された場合を示す。PFDは昼間で正、夜間で負の傾向があり、MFDはその逆の傾向を持つ。

國分 正
(東大 理)

磁気圏内におけるSSCの特性については、これまで Nishida and Cahill (1964), Patel (1968), Ondoh (1970) などにより調べられた。磁気圏全域にわたるサーベイとしては、Ondoh (1970) のOGO 3.5 データの解析があり、地上での平均揺ちとの比は、昼側側では1.6、夜側 $L \leq 20$ では1.3、 $L \geq 20$ では0.9という結果が得られている。ここでは、静止衛星、GOES 1, 2, 3 のデータを用いて1978, 79年の2年間の81例のSSCの特性を調べた結果について報告する。主な解析結果は次のように要約される。

1). 昼側側のSSCの揺ち(地上の平均揺ちでノーマライズしたものは、Ondohの結果とほぼ一致する。

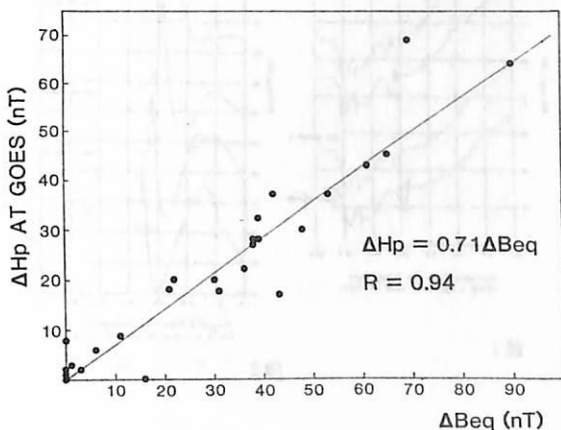
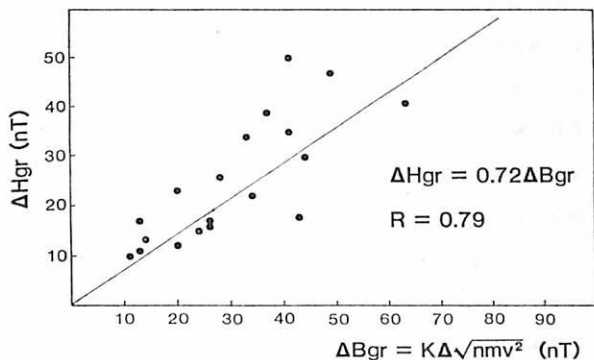
2). SSCの揺ちは著しい日変化を示し、真夜中付近では顕著な変化がみられる場合も多い。地方時19時-05時に起った45例中23例は揺ち ~ 0 であり、 $\delta B_T < 0$ の場合も観測された。

3). 夜側の揺ちは、Ondohの結果にくらぶと著しく小さい。このちがいは衛星

の緯度の差によるものと思われる。静止衛星は地磁気緯度 $\pm 11.5^\circ$ 以内にあるのに対して、OGO 3.5の観測の多くはそれより緯度の高い領域で行われたものと思われる。

4) 揺ちの日変化の傾向は、真夜中付近を除いては、Chou & Beard (1974) のモデルから予測できるものに近い。しかし、量的には、予想値の0.71倍程度にしかならない。これは、地上には静止衛星の両方の観測から云える。

これらの結果は、SSCの揺ち特性を考える場合、磁気圏内のring current particlesのようなplasmaの存在を無視できないことを示しているものと思われる。



Chou & Beard (1974) モデルによる予想値と地上における平均揺ち。

6.6RE における Chou & Beard (1974) モデルによる予想値と観測された揺ちの相関。

荷電粒子の沿磁力線加速

井上雄二

京都産業大学 理学部

磁気圏substormの膨脹期の諸現象を説明する為に、伝送線モデルを提案した。即ち、-に分極し荷電した長短4本の磁力管で構成される伝送線系に発生する過渡的波動が極域の極光、地磁気の擾乱及びそれらに伴う現象の直接の原動力になり得る事を示した。

上記の伝送線上を流れる電流は沿磁力線電流として解釈される。それはsubstormの機構に不可欠である。また、伝送線方程式の解として電圧差が図1、2に示すように、磁力線に沿って現れる。元来、電圧は一对の伝送線間の電圧として定義されるが、伝送線波動に伴って、沿磁力線方向にも電圧差が生ずる。

この沿磁力線方向の電圧の分布及びその時間的変化が荷電粒子の加速、高エネルギー化に直接関係する。その結果、極光励起荷電粒子が発生し、更にsubstorm時の磁気圏内に高エネルギー ($E < 300\text{keV}$) 荷電粒子を生成し、補給する主な原因となる。

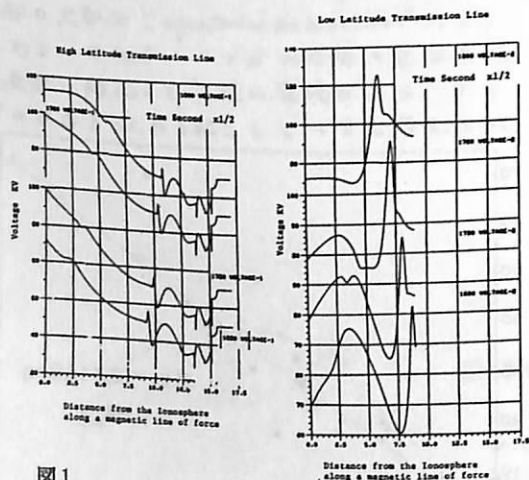


図1

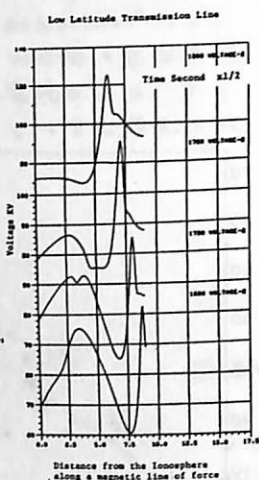


図2

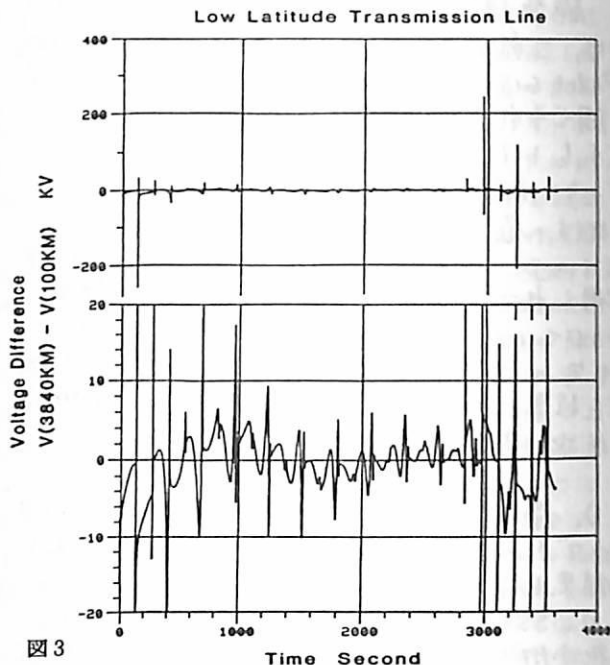


図3

図3に示されているように、波動による電圧差は電離層(100 km)と上層(数千km)の間にも出現する。この電圧差は極光電子の加速に適切な大きさと時間変動を有している。

短い低緯度の伝送線の波動伝搬時間は全長で280secであり、長い高緯度の伝送線のそれは約10倍の2800secである。その為に低緯度の伝送線に沿っての電圧、電流分布は複雑な定在波を形成し短時間で様相を変えるが、一方興味深い事に、長い高緯度の伝送線に沿っての電圧、電流分布は極域電離層に起った事象を保持・記憶しながら伝搬するのである。

以上、長短二重構造の伝送線上に発生した沿磁力線上の電圧分布及び時間的変化を基にして、荷電粒子の沿磁力線加速について議論する。

宇部隆士・西田篤弘
宇宙科学研究所

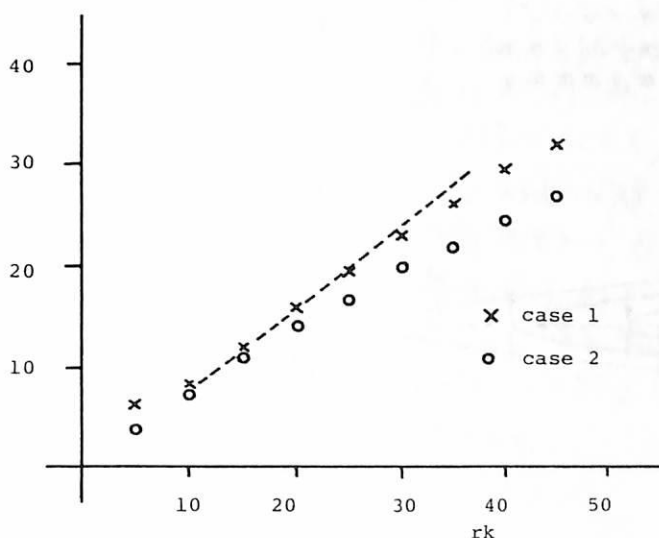
木星磁気圏は、自転により、ゆきのぼさした形に在るなど、自転の影響が大きいと考えられる。このように、自転の効果は、木星磁気圏を特徴づける1つの効果であるが、ここでは、回転磁界の中心付近で生成されたプラズマが、拡散して外側に広がって行く際の自転の効果を考えよう。このために、次のような数値実験を行なった。まず、拡散の効果としては、単色静電波によるものを考える。単色静電波でプラズマ(磁化されている)の加熱が起ることは、

Fukuyama (1977), Karney (1978) によって調べられており、ここでは、その際に起る空間的拡散を、一つの拡散モデルと考える。粒子の運動は、回転平面内に限定し、回転座標 (x, y) とする。磁場は、 (x, y) 平面に垂直である。単色波は、 x 方向に伝播すると仮定する。 $t=0$ において、全ての粒子は、原点にあり、Maxwell 分布していると考え、その後、磁場を以て、単色静電波を外力として、運動する。自転の効果は、遠心力項、Coriolis 項に現れる。自転の効果を見る

ため、これらの項をゼロと仮定した場合()と比較している。回転効果のある場合を Case 1 としよう。下図は、 $t=20(2\pi/\omega_c)$ で両者を比較したものである。点線は、各位置で、遠心力ポテンシャルを、Case 2 の結果に、加えた結果である。これは、Case 1 の結果によく一致しており、粒子が拡散する際に、遠心力ポテンシャルに相当するエネルギーを得ていることを示す。木星の磁気圏では、磁気圏の周辺で、異常に高い温度が観測されており、本数値実験は、その現象の一つの裏付けになると考えられる。

Fukuyama et al (1977) Phys. Rev. Let. 38 701.
Karney et al (1978) Phys. Fluids 21 1584.

$$\langle (v/v_e)^2 \rangle$$



二次元プラズマシート ($B_n \neq 0$) における ホール・テアリング不安定性

寺沢敏夫

宇宙科学研究所

前回の学会講演では、磁気中性面をもつ二次元プラズマシート：平衡磁場分布 $\mathbf{B}_0 = (B_0(z), 0, 0)$ 、におけるテアリング不安定性に対するホール電流の効果について述べた (Geophys. Res. Letters, 10, 475, 1983)。この場合、ホール効果は不安定性の成長率を増加させるが、その効果は付加的なものであって、磁力線の再結合を起こすためには通常のテアリング不安定性同様、何らかの異常抵抗もしくは共鳴粒子の存在が必要であった。これは磁気中性面 ($\mathbf{B} = 0$) では、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ に比例するホール効果は有効でなくなるためである。

一方、再結合を開始する前の現実の磁気圏尾プラズマシートを考えると、そこには磁気中性面をつらぬく北向き磁場成分 B_n が存在している (図 1)。従って『中性面』は磁氣的に中性ではなく、そこにホール効果が働く可能性がある。今回はこの可能性を追求した結果見出された新しい不安定モードについて報告したい。なお、このモードは、負エネルギー波であるテアリング・モード振動が、正エネルギー波であるアルフェン波とホール効果を通して結合した結果生み出された不安定性であると解釈され、ホール・テアリング不安定性と名付けるのが適当であろう。

用いたモデルの磁場配位は

$$\mathbf{B}_0 = (B_0 \tanh Z/\lambda, 0, B_n), \quad B_n = \text{一定}$$

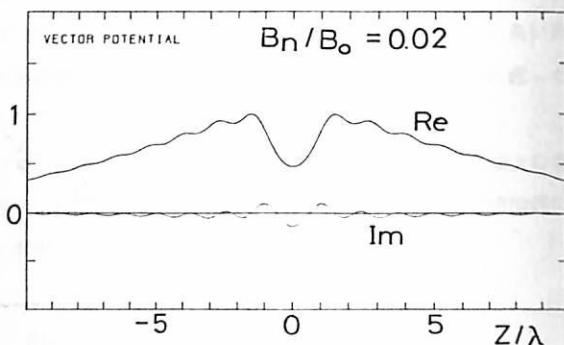
X 方向の力の平衡は圧力勾配によるとする。ただし圧力勾配のスケール $L_x = P/(dP/dx)$ は λ (プラズマシートの厚さ) 及び、考えているモードの波長に比べて十分長いとし、振動は X 方向に周期的であると仮定する。系の電気抵抗は零である (磁気レイノルズ数無限大) とし、また共鳴イオンの効果を見捨てる (これはあとで正当化される)。

以上の仮定に基づいて、線形化された二流体プラズマ系 (イオン + 電子) の固有モードを数値的に求めた。見出されたモードは図 1 に示したような速度場をもつテアリング型の不安定である。図 2 に固有関数 (ベクトル・ポテンシャル) の例を示す。特徴的なのは振動成分 (空間的及び時間的) の存在である。この不安定性はプラズマシートの厚み λ がイオンの慣性長さ ($c/\omega_{pi} \sim \text{数百 km}$) と同程度になる時、 $(\lambda/\text{アルフェン速度})^{-1} \times (B_n/B_0)$ 程度の成長率をもち、サブストームの引き金を引く機構として有力であると考えられる。

図 1. 二次元プラズマシート (矢印はテアリング不安定に伴う速度場を示す。)



図 2. ホール・テアリング・モードの固有関数 (ベクトル・ポテンシャル)。値は複素数値をとる。



北向を IMF に伴う安定した新ビルケランド電流系

飯島 健 (東大理), APL グループ

Region 1, Region 2 等の大規模ビルケランド電流系は磁気圏空間磁場 (IMF) の南向成分の減少と共に電流強度の減少、存在領域のより高緯度側へ移行する。IMF B_z が北向きな時期には、ビルケランド電流系 (EJ) は加速され、極光等も激しく形成される。しかし、様々な B_z が北向きな時期には、安定した新しいビルケランド電流系が存在し、 B_z の正負の増加と共に、その強度も増加する現象を発見した。1979年11月—1980年11月 (南半球が夏期) に発見した 11 月の現象 (MAGSAT 衛星による) と 1977年9月に TRADIT で発見した 2 回の (B_z 正負が交替した) 事例の特徴を記す。

- (1) 新ビルケランド電流系は Region 1 電流の高緯度側へ移行して磁気圏空間の空間的に発生。
- (2) 南半球方向に流れる擾乱磁場の分布は B_z 北向きな時に報告した "W" 型の電場分布と類似。
- (3) この新しい電流系は連続的に (4-9) 軌道にわたって安定した型をとり (15-9 時間) に消散。
- (4) 電流強度は B_z 正負の相対的な相対関係 R に 0.66 , EJ は補助的でない磁気圏内電場 $(B_y^2 + B_z^2)^{1/2} \cos \frac{\theta}{2}$ に比例し、その相対的な値は < 0.73

- (1) B_z の正負の 2 正事象は IMF の南向角
- (5) 南半球が夏の現象で、上記の補助的電場は南向に IMF B_z の正負に比例して、 $B_x < 0$ の $R = 0.54$, $B_x > 0$ の $R = 0.80$.
- (6) この電流系の流れ方向は, Iijima-Potemra (1976) により初めて発見されたカスプ領域ビルケランド電流と同じ。南半球の電場は流入、北半球の流出。IMF $B_y < 0$ の時は南半球の南緯側へ北向電流が南緯側へ南向電流を誘導する。 $B_y > 0$ の時は北緯側へ南向電流を誘導する。また、このカスプ領域ビルケランド電流の特性とも比較検討した結果、IMF B_z が北向きな時期に、安定した新しい高緯度側での電場分布の存在を示す。また、この新しい電流系は新しい電流系と見られるが、その性質は、この新しい電流系は、結果的に磁気圏内電場の分布に類似した現象を示す。また、この新しい電流系は、結果的に磁気圏内電場の分布に類似した現象を示す。
- B_z 正負の連続的な変化は、磁気圏内電場の分布に類似した現象を示す。また、この新しい電流系は、結果的に磁気圏内電場の分布に類似した現象を示す。

北向主 IMF 時の極域磁場分布 (II)

荒木 徹, 亀井 豊永, 象森 俊彦
京大理.

IMF B_z が正になると 昼側極冠域に 12kV 付近で太陽方向に流れる 1 対のフローアが流過が生じる。このことは 最初地上磁場解析から推定され 衛星観測に力づく部分的に裏付けられた。MAGSAT データによる系統的解析によって その存在が確立されたと言え (前回予稿参照)。

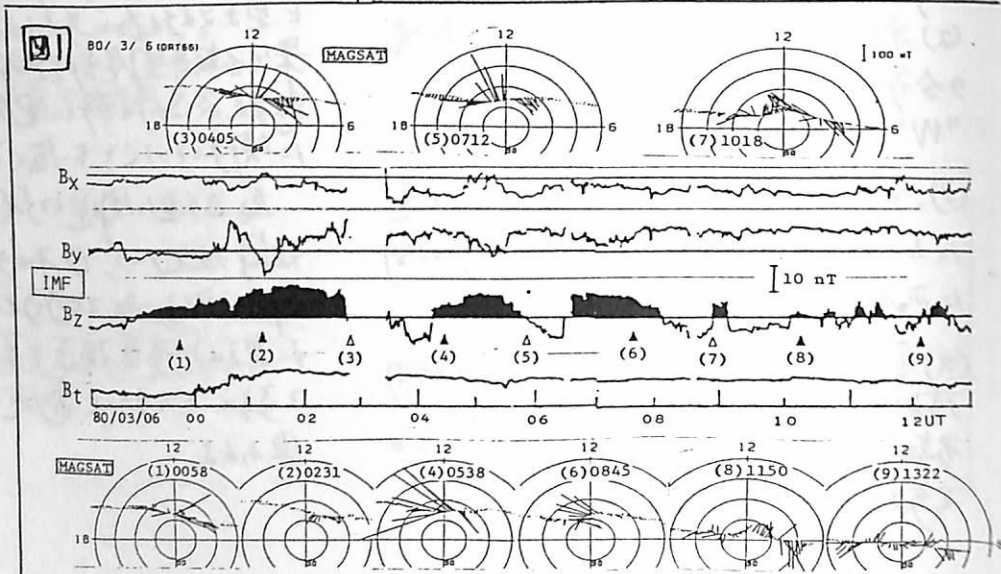
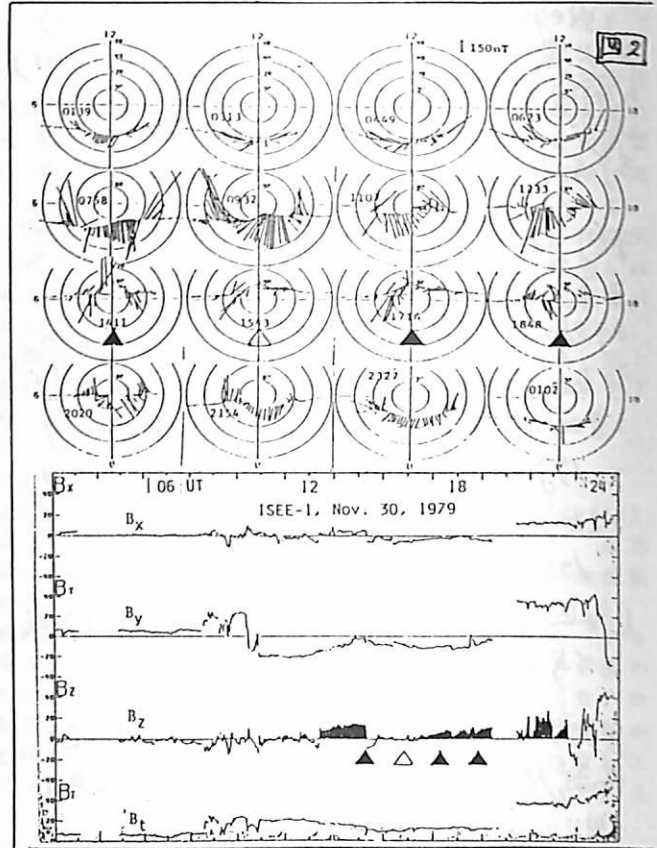
1 があって、今後は、この存在を前提にして IMF B_z との定量的関係、IMF B_y による変形効果、季節変化、時定数等のより詳しい性質を調べてみる。

ここでは、6.5ヶ月間の MAGSAT データの解析から 北向主 IMF 時の極域磁場構造の

- ① IMF B_z の極性の変化に打する反応 と
- ② IMF B_y による変形効果 について述べる。

図 1 に ISEE 3 の磁場観測に対応する極域磁場分布 (北半球) の例を示す。▲印に打する MAGSAT 観測は IMF $B_z > 0$ 時の特徴的パターンを示している。

図 2 は 南半球の例で、IMF としてより地球に近しい ISEE 1 による観測が使われている。



Tsugunobu Nagai
NASA/MSFC and Japan Meteorological Agency

The Dynamics Explorer 1 satellite was launched on August 3, 1981 into an elliptical polar orbit with apogee at 4.6 Re(geocentric). The Retarding Ion Mass Spectrometer (RIMS) on DE-1 began making routine measurements of low-energy ions on October 7, 1981. The RIMS instrument consists of three nearly identical sensor heads which contain a retarding potential analyzer followed by a magnetic ion mass spectrometer with two channel electron multiplier detectors. The three sensor heads are positioned with one head (radial) perpendicular to the spin axis of the spacecraft and the other two parallel and anti-parallel to the spin axis permitting the three-dimensional measurement of plasma parameters.

In the period from October to November, 1981, the apogee was above the northern polar cap and observations of ion streams associated with the prenoon cusp, the polar cap, and the premidnight auroral oval were carried out at altitudes of 1.2 - 3.5 Re. Theorists have predicted a low energy (1-2 eV) H^+ , He^+ ion outflow from this high latitude region. However, the satellite is normally positively charged so that only some accelerated ion flows from the polar ionosphere are observed. They are:

1. O^+ outflow in the polar cap (energy is less 10 eV).
2. Energetic ion flows in the polar cap acceleration region (the polar cap arc).
3. Energetic ion flows in the plasma sheet.
4. Energetic and low-energy ion outflows associated with the cusp.

Characteristics of these ion flows are discussed.

Measurements on October 14, 1981 provided an opportunity for observing the polar wind on open magnetic field lines (by applying a negative bias voltage to the aperture of the ion detector to overcome the positive charge of the spacecraft). We also present characteristics of the polar wind observed on this day and the relationship between the 'classical' polar wind and the 'accelerated' ion flows.

This is a joint work with Drs. C. R. Chappell, J. L. Green, and J. H. Waite, Jr. (Space Science Laboratory, NASA/Marshall Space Flight Center).

Polar cap 全域に見られる intense soft electron precipitation と Solar wind

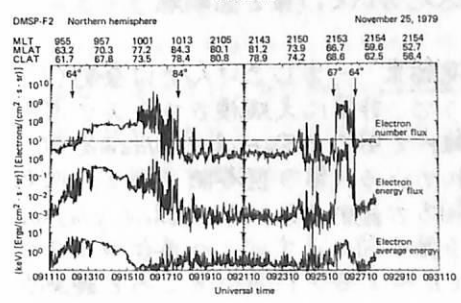
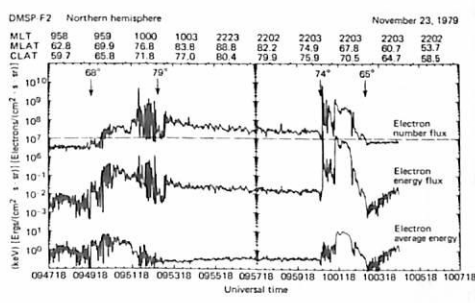
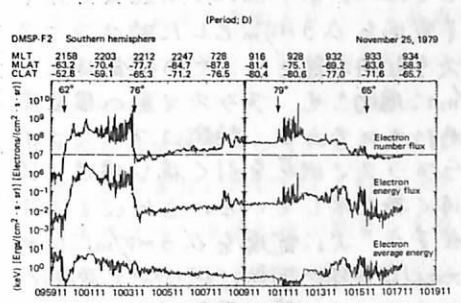
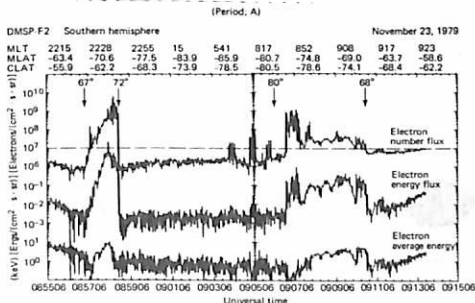
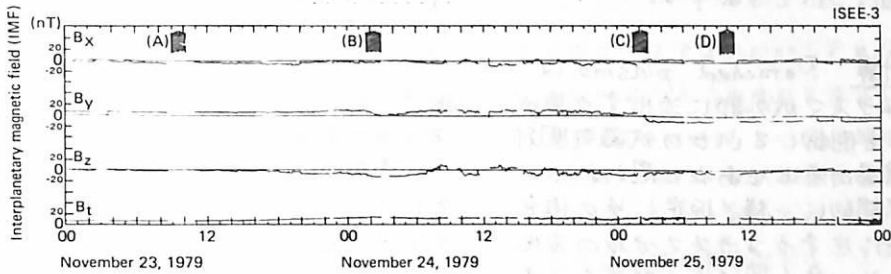
K. MAKITA^{1,2}, C.-I. MENG²

1. APL/JHU, 2. Tabukohu University

Polar cap 中に降り込む electron は polar rain と呼ぶ。通常は木曜帯の electron number flux に比べて 1桁以上低いものである。しかしながら時々 polar cap 全域にわたって intense な soft electron precipitation (electron energy は多くの場合 1keV 以下) が見られることがある。この現象は南北半球の一方の片半球をしか見られないこと、そして、強々太陽の sector 構造に相関していることが知られている (Yeager and Frank, 1976,¹ Meng and Kroell 1977)。我々は DMSP satellite data と ISEE-3 satellite data を用いてこの現象を解析した。解析結果の一例を示す。IMF data によると 24⁰⁰, Nov. 23 には $B_x < 0$, $B_y > 0$ の安定した away sector の構造が見られる。この時の electron data (period, A) を見ると北半球の Polar cap electron flux は南半球に比べて 2桁近く大きい。一方 24⁰⁰ - 24⁰⁰, Nov. 25 には

$B_x > 0$, $B_y < 0$ の安定した toward sector 構造が見られる。この時の electron data を見ると (period; D) 逆に南半球の polar cap electron flux が北半球の 2桁近く大きくなっていることがわかる。この例からどちらの半球に強い polar cap electron precipitation が見られるかは、sector 構造に強く依存していることがわかる。ところでこの現象が solar wind のどのような状況下で引き起こされているかという点で我々の統計によると、全現象の約 50% 近くが SC 時に見られることがわかった。このことは、安定した sector 構造という要素と solar wind electron の何らかの加速が行われた時に低高度の人工衛星を観測されることを示唆している。

1. Yeager, D.M and L. A. Frank, *J. Geophys. Res.* 81, 3766, 1976
2. Meng, C.-I. and H.W. Kroell, *J. Geophys. Res.* 82, 2305, 1977



じきけん (EXOS-B) SPWにより 観測された、Detached Plasma

小原 隆博、大冢 寛
(東北大学理学部)

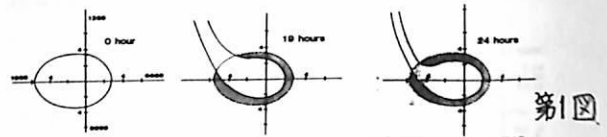
1. 序 科学衛星じきけん (EXOS-B) に搭載された SPW (プラズマ波動励起実験装置) により観測される f_{DHR} 共鳴周波数及び m_{fh} 共鳴周波数から衛星の軌道に沿っての電子密度が算出できる。この結果プラズマポースの詳細な構造が判明して来たが、更に5例の Detached Plasma 状態を観測した。これらについて Magnetic activity との関連を調べた結果、昼側では active な時に、夜側と朝側では calm な時に、それぞれ観測されている事が判明した。ここでは磁気圏対流の変化に基づくプラズマ圏の構造変化を示す計算結果をもとに、このじきけんでの観測結果と比較することにより Detached plasma の成因について考察する。

2. モデル計算 Detached plasma は、プラズマ圏が外部に流出する事が原因で、これを制御しているのが磁気圏対流速度即ち電場の変化であると思われる。対流電場を空間的に一様と仮定しその値を変化させる時に生ずるプラズマ分布の変化を計算してみた。第1図にその結果を示すが、まず電場を 0.3 mV/m とした時のプラズマポースを初期状態とし、その後電場を 0.6 mV/m に増加させ、プラズマ圏の構造変化を求めたものである。特徴はプラズマポースからプラズマが尾を引く様な構造を流出してゆく事を示している。これはまず午後右側に生ずる。次に電場を 0.3 mV/m に弱めると、tail は地球の回転に伴って夜側へと廻り込んでいく。(第2図参照)

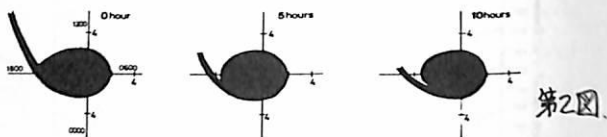
3. 観測結果 一方じきけんでは昼側 (LT ~ 14h) で、非常に大規模なプラズマポースから離れて見える Detached plasma が観測されている。(第3図参照) これに対して、朝方で観測された Detached plasma の1例を第4図に示すがこの場合プラズマポース (L ~ 2.8) に近いところで観測さ

れてというのが特徴である。Magnetic 活動度との関連を調べてみると、前者は一日前から活動度が高い状態にあったのに対し、後者は前一日程度は、Dead calm であったという相異がある。例は少ないが、これらをモデル計算と対応させてみると、まず昼側の観測例は衛星が遠地点近くでこの tail 状構造を作って流出しているプラズマを横切る事により、遠く離れた Detached plasma を観測しているものと理解される。次に夜側及び朝方で観測された Detached plasma は、活動度が calm になった結果夜側に回り込んで来たプラズマ流出部を衛星が横切ることにより比較的プラズマポースに近い所に Detached plasma を観測する事に対応している。

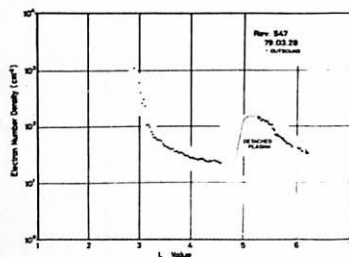
以上の結果はモデル計算を実証するには例は少ないが、Detached plasma 領域は、プラズマ圏から完全に切断されたもので無く、局所的に結ばれた上で細い tail 状に流出していく姿の一部を見ていたと言ったモデルと矛盾していない事を示している。



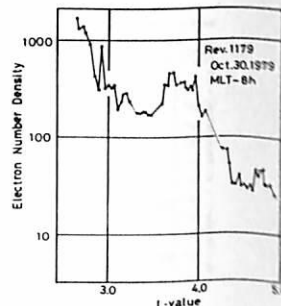
第1図



第2図



第3図



第4図

極磁気擾乱時の沿磁力線電流系の動的構造

太田 和夫、飯島 健

東京大学理学部

1979年3月21日についてMAGSATのデータ及び汎世界地磁気観測網(Alaskaチェーン他)で得られた地上のデータの両方を使い、Large-scale及びSmall-scaleの沿磁力線電流(FAC)の構造を調べた。

上記の日を選んだ理由としては、まず惑星間空間磁場(IMF)が一日中安定して南向きで -10nT 程度を維持しており、典型的な擾乱が一日中続いた日であるという点であり、これはLarge-scale FACの安定性を論じる上で重要である。

次なる理由は、3月21日が春分に当たっており電離層の電気伝導度の南北極域での差がないと考えて良いため、南北極域のMAGSATデータを合わせて解析することにより、片半球のみの場合より広範囲に渡ってFACの構造を調べることが出来た点である。

今回のようなMAGSATデータと地上データを合わせた解析、及び南北極域のデータを合わせた解析は今まで例がなく、今回初めて成功したものである。

解析の手法上特筆すべき点は、

- * 変化磁場の主磁場ベクトルに平行な成分 ΔB_{\parallel} のMAGSATデータを用いて、これを二次元的にフーリエ解析することにより、MAGSATレベルでは減衰して見えているはずの電離層内で閉じた二次元水平電流(電離層電流)の効果から電離層レベルでの実際の電流を出した。
- * 同時に地上データから等価電離層電流系を求めて比較を行った。
- * Region1の高緯度側の境界、及びRegion2

の低緯度側の境界をMAGSATデータの ΔS 成分(変化磁場の太陽方向成分)を使い、 $0.1\mu\text{A}/\text{m}^2$ を境界とした。

- * ΔB_{\parallel} 成分のフーリエ解析の際、各軌道に沿った解析の中間点を上で求めた午前側と午後側のRegion2の低緯度側境界同志の中心に定めた。これは ΔB_{\parallel} 成分のMin.からMax.に至る軌道の中間点が前述の点、すなわちRegion2の低緯度側への広がりの中心と極めて良く一致したからである。

解析の結果次のような事実が判明した。

- * このケースではRegion1 FACの強度はRegion2 FACのそれを凌駕し、午前側に下向き(Downward)、午後側に上向き(Upward)のNet FACが存在する。このNet FACのつくる電場に伴って発生している電離層電流のつくるPoloidal磁場ポテンシャルの強度の中心(午前側にMax.、午後側にMin.)もRegion1 FACに一致している。
- * 高緯度地域に発生しているFACは、午前側・午後側共にRegion1 + Region2という基本パターンを示しつつ安定して存在しており、そのタイムスケールは少なくとも9時間以上ある。
- * Large-scale Region1, 2 FACの電流強度は一様でない。特にRegion2の低緯度側部分は殆ど例外なくdiffuseになっており特に午前側で顕著である。

Polar cap size の変動と ϵ , AE index との関係

K. MAKITA^{1,3}, C-I. MENG¹ and S.-I. AKASOFU¹
 1. APL/JHU, 2. University of Alaska, 3. Tokushima University

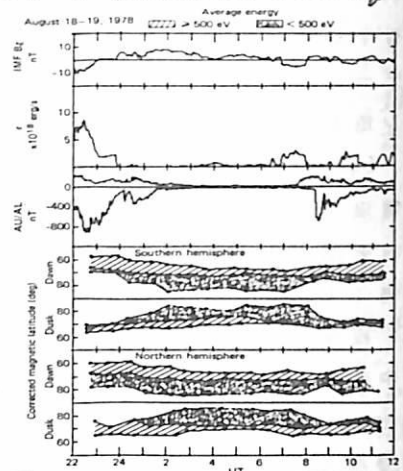
Polar cap region は磁気圏の open field line region に対応しており、これは又磁気圏尾部の tail lobe region に結びついていゝと考へられている。従つて、低高度での、electron flux の観測により Polar cap の size を調べることは出来ず、tail lobe region の cross-section をモニターすることから、これにより蓄積されている Magnetic energy の量を推定することから可能となる。

このような解析を行なうためには、連続的かつ全 local time にわたる低高度 satellite による観測データが必要とされる。我々は dawn-dusk sector 及び noon-midnight sector をそれぞれ 2 台の DMSP satellite が連続的に electron (50eV - 20keV) を観測している期間と遠心 electron precipitation region 及び polar cap region の時空間変動と Solar wind parameter (B_z , ϵ) と Magnetic activity (AE index) との関係について解析を行なった。解析結果をまとめたものを図 1 に示し、解析結果をまとめたものを図 2 に示し、これらより推定される磁気圏の様子を図 3 に示した。解析結果をまとめると、

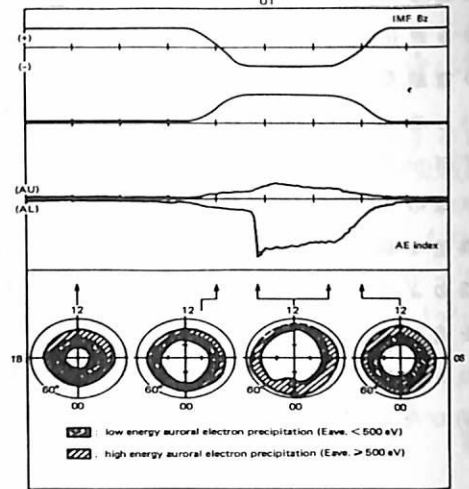
- (1) 顕著な substorm が見られる以前において、 ϵ が上昇するに伴い、tail lobe に蓄積されるエネルギーは増加する。
- (2) Substorm 以前に蓄積された tail lobe のエネルギーは Substorm の onset 以後 ϵ が大きい限り顕著な減少は示さない。
- (3) ϵ が減少するに伴い tail lobe に蓄積されているエネルギーは減少していくが、その減少速度は ϵ と AE index の減少速度より遅い。

以上の結果は、tail lobe region に蓄積されるエネルギー量は Input energy ϵ に密接な関係があることを示唆している。

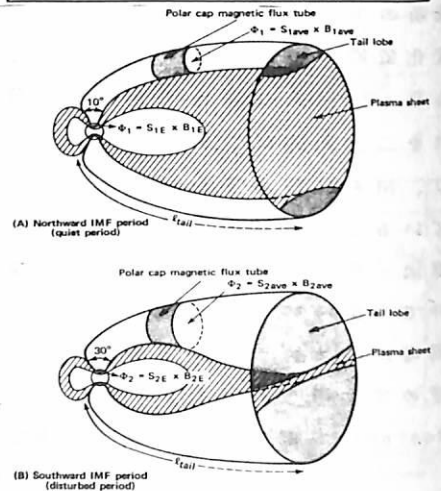
(図 1)



(図 2)



(図 3)



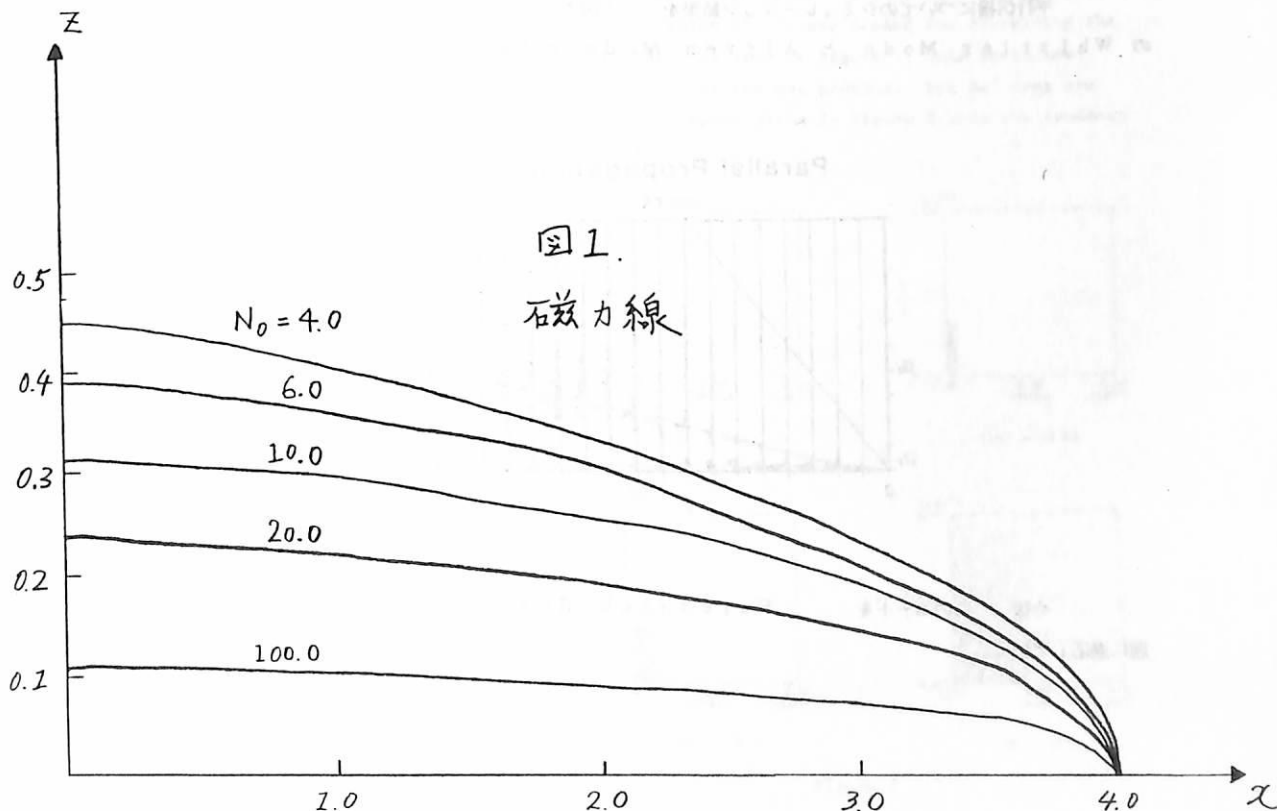
磁気圏尾部に於けるバルーニング不安定

1. 平衡状態

三浦 彰・玉尾 孜
東大理

地球磁気圏尾部に於いては磁力線の曲率バクトルとプラズマ密度の増加の方向とが一致し、バルーニング不安定の条件も満たしている。そこである条件下では尾部に於いてバルーニング不安定が起こり尾部付近に於いて低周波振動等を引き起こす可能性があり、これによって生ずる磁場の構造やプラズマ密度の変化は磁気圏尾のダイナミクスを考える上で興味ある点である。この研究は磁気圏尾に於けるバルーニング不安定の可能性について固有値問題として取り扱った不安定が起こるパラメータ領域、波長、成長率等を求めることも目的とする。今回はそのための出発点として磁気圏尾の2次元の平衡解を求め、磁力線の形状とプラズマ密度の自己無撞着な分布を求める。

既に磁気圏尾の平衡解について幾つかの研究が行なわれてきたが、ここではKan(1973)によって与えられた2次元($B_{\theta} \neq 0$)解析解から出発し、磁気圏尾のパラメータによって磁力線の形状、特に曲率がどのように変化するかを調べる。このモデルでは圧力が等方的分布とし電流はマクスウェル分布とした粒子によって与えられていると考える。図1は $x-z=0$ に於けるプラズマ密度もパラメータとして磁力線の形状をプロットしたものでx軸方向のプラズマ密度の勾配が大きくなると磁力線の曲率が大きくなることを示している。上記のように得られた磁力線に沿って、このバルーニングモードの固有値解析の結果は講演の際に報告できるであろう。

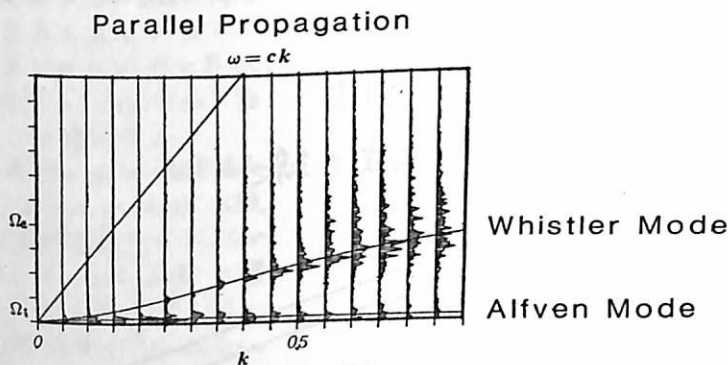


星野真弘・寺沢敏夫 (宇宙科学研究所)

スペースプラズマの種々の現象の研究にコンピューター・シミュレーションの手法が、用いられているが、波と粒子の相互作用に基づく物理機構を研究する為には、流体コードよりも粒子コードが、用いられる。粒子コードとは、電磁場と荷電粒子の運動を self-consistent に解いていくコードである。

今回、我々の発表するのは、Implicit化した Electromagnetic (EM) コードである。このコードの特徴は 1) Implicit化したことによって高周波のモードを減衰させることが出来るために、時間ステップを粗くとっても不安定にならない。 $(\omega_{pe}\Delta t \sim 2)$ そのために計算時間を節約出来る。従来の Explicit のEMコードでは、あらゆるプラズマ波モードを取り扱うために、低周波のモードだけを扱いたい場合は、計算時間が膨大になり不経済であった。2) 時間ステップを粗くとると同時に、デバイン長を格子長より短くとれるので、 $(\lambda_e/\Delta x \sim 0.01)$ 波長の長いものまで取り扱うことが出来る。3) Implicit のEMコードである VENUS コードは、電流がモーメント方程式より導出され複雑な計算を必要とするが、我々のコードは、電流を直接求めることによってスキームを単純化しているのでわかりやすい。

平行伝播についてのシミュレーション結果を、下図の $\omega-k$ ダイアグラムに示す。低周波の Whistler Mode と Alfvén Mode が分離されているのがよくわかる。



今後、このコードを Foreshock Region での低周波モードの不安定性問題に適用していく。

ULF イオン・サイクロトロン波による He⁺イオン加熱の計算機実験

大村善治 (京大・工), M. Ashour-Abdalla (UCLA)

R. Gendrin (CNET), K. Quest (Los Alamos)

Experimental results obtained in the equatorial magnetosphere with both GEOS-1 and 2 and ATS-6 spacecraft show that there is a close connection between the existence of electromagnetic ULF waves in the Pc-1 frequency range and the observation of suprathermal He⁺ ions. It was therefore tempting to simulate the processes by which energetic and anisotropic protons generate ULF electromagnetic waves which subsequently may interact with the cold particle population.

We have implemented a 1D hybrid electromagnetic code in that purpose. The simulation assumes a periodic system with uniform initial magnetic field. The cold isotropic protons and He⁺ ions and the hot anisotropic protons are treated as particles, while electrons are assumed to be an inertialess fluid. The parameters of the simulation are : $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^{\text{cold}}) = 0.2$, $n(\text{H}^{\text{hot}})/n(\text{H}^{\text{cold}}) = 0.1$, initial cold particle energy = 3eV, initial hot proton parallel energy = 17keV, initial anisotropy = 1 ($T_{\perp}/T_{\parallel} = 2$).

The results are as follows. During the initial phase waves grow at a rate which reasonably agrees with the value obtained from a linear stability analysis. Saturation is reached when nonlinear trapping of hot protons suppresses the linear growth rate. At that time cold protons and He⁺ ions have gained a small perpendicular energy which is the one needed for sustaining the current associated to the wave field. After that phase, as seen in Figure 1, cold particles continue to be heated at the expense of a loss of energy of the hot protons. But He⁺ ions are much more heated in the perpendicular direction. Phase-space plots in Figure 2 show the tendency of He⁺ ions to be trapped by the wave.

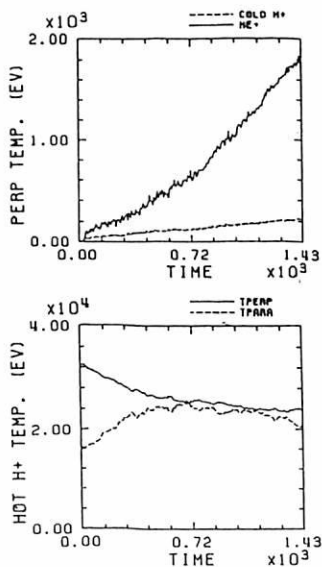


Figure 1

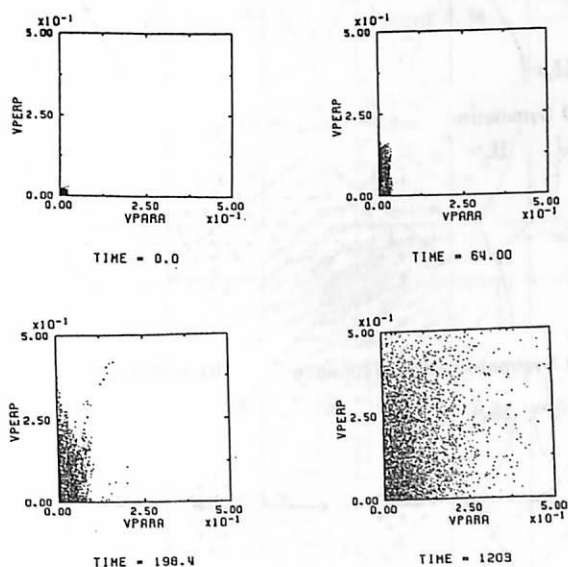


Figure 2

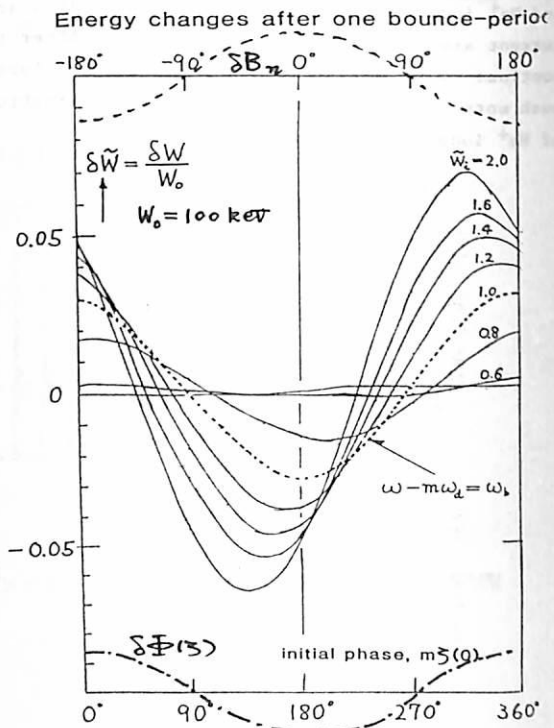
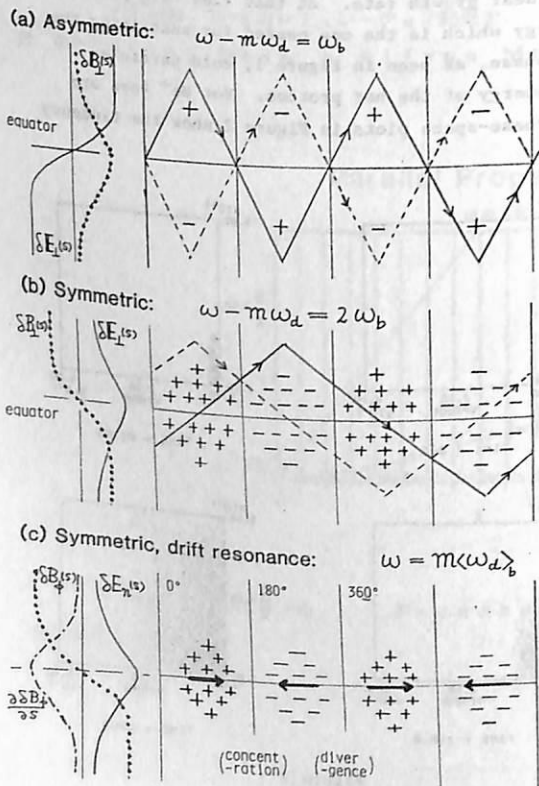
ULF波動電場によるバウンスドリフト共鳴粒子加速

玉尾 茂・山本 隆
(東大理) (アラスカ大)

Shear Alfvén 波 ($\delta B_n > \delta B_\perp, \delta E_n < \delta E_\perp$) と高エネルギープロトンの相互作用を衛星観測による粒子フラックス変動の解明を目的として検討した。地球双極磁場内に捕捉されているプロトン ($W_i \sim 100 \text{ keV}$, 赤道ピッチ角 $\sim 3^\circ$) の位相空間における軌道の時間変化をテスト粒子係として追跡し、エネルギー変化、L-shell 変位、位相変位等の初期エネルギー依存性を吟味した。図として、第1図(a)に示される、電場の磁力線沿った分布が赤道面に對して反対称のモードを仮定した。此の場合には共鳴条件は $\omega = m\omega_d + \omega_b$ (ω_b, ω_d はそれぞれ粒子のバウンス、ドリフト周波数) である。此の場合、エネルギー積分が解析的に求むことができる。数値精度はエネルギー積分と比較することによって保証される。1バウンス周期後の粒子エネルギー変化を第2図に示す。横軸(上向き)は波の磁場変動の位相である。低エネルギー程エネルギー変動は小さく、位相差は 180° であることに對し、共鳴エネルギーの2倍の初期エネルギーの粒子の位相差は約 120° である。此の傾向は Su et al. (1980) による ATS6 の粒子系変動の傾向と一致している。一方、簡単な円形バウンスドリフト共鳴理論では、低エネルギー粒子の位相差は -180° であり、共鳴粒子の位相差は -90° となる。三次元数値計算との相異は、磁力線沿った加速項のバウンス位相空間の共鳴項のみが利くが、非共鳴項の寄与も考慮すべきかの相異である。

第1図 ULF波と高エネルギー粒子相互作用

第2図 Case (a) の場合の粒子加速



藤田 茂

玉尾 政

(地磁気観測所)

(東大理・地物研)

我々は、高緯度地域に入射した局在化した Alfvén 波に対する電離層の影響、二次的に誘起された Fast Mode 波が、電離層ダクト中を伝わる時の伝搬特性等を調べ、以下の事を明らかにした。即ち、

(1) 磁気圏からの波動入射域直下の地上における水平磁場擾乱は、電離層(E層)に流れる Hall 電流に起因し、そのため偏波の主軸は90度回転する。しかし、水平方向の擾乱の振幅分布は入射波動と同じになる。この結果は Greifinger and Greifinger (1972) と一致する。

(2) 波動入射域直下から離れるに従い、二次的に誘起された fast mode 波が磁場を横切って伝播するため、水平方向の擾乱の振幅分布は入射波動のそれより大きくなる。

(3) 電離層ダクト中を伝播する fast mode 波は、その周波数はダクトの幅、アルベニ速度によって決定される cut-off 周波数を持ち、また高周波になる程、小さくなる高調波を持つ。

(4) ダクト波の減衰をもたらす機構は、電離層(E層)に流れる Pedersen 電流による、オーム損失、Hall 電流を介して誘起される Alfvén 波がダクトから磁気圏へ逃げるためのポインティング損失、地中に誘起された電流によるオーム損失の三つの機構がある。特にポインティング損失に関しては、周波数をパラメータにすると、ある特定の周波数で波の減衰が大きくなるような構造を持つ。

今回は、Shear Alfvén 波の入射に対する電離層の影響をより詳しく調べたので報告する。

結果の一例を示すと、

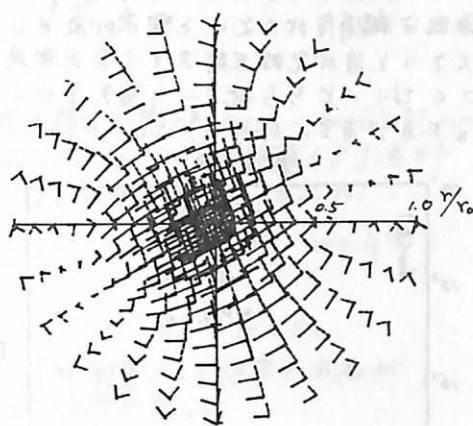
(1) 地上での磁場擾乱と電離層電流の関係は Fig. 1 と Fig. 2 から明らかになるように、Hall 電流が大部分の地上の磁場擾乱を作り出し、Pedersen 電流によるものは ~~非常に~~ 殆ど見えない。(しかしダクト

中に存在する fast mode 波のために、後者に伴って磁場も小さいながらも存在する。

(2) 電離層より下では、static な電場成分は inductive はものより小さい。中緯度大気中では static な磁場は存在しない。

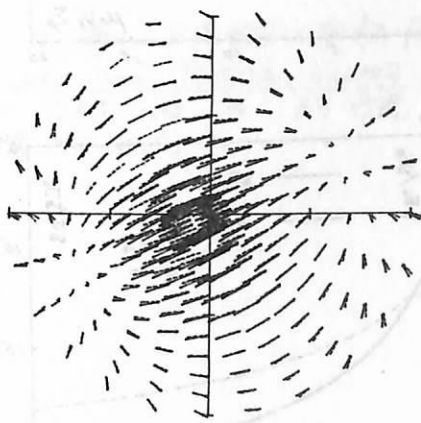
尚、このモデルと、観測との比較等は講演時に報告する。

Hall 電流(---)と地上磁場擾乱(—)



SJ₀ (Fig. 1) — SB₀

Pedersen 電流(---)と地上磁場擾乱(—)



(Fig. 2)

SB₀: $r=r_0$ での incident 波の磁場擾乱の振幅
 SJ₀: $\delta J_0 = \delta E_0 / \mu_0 V_2$, $\delta E_0: r=r_0$ での incident 波の電場

地磁気脈動の位相速度伝播 (V)

ダクト液のエネルギー損失

藤田 茂 玉尾 孜
(地球気観) (東大理地物研)

電離層ダクト中を伝播する Fast mode 波の減衰機構について、電離層電流及び地中の電流に対するオーム損失、ポインティング損失の依存性を調べたので報告する。

まず、電離層における Pedersen 電流はダクト中の液のエネルギーをオーム損失によって減衰させる。電離層導度が小さくても大きくても減衰率は小さくなるが (Fig. 1)、この原因は電離層導度が小さいと電流が流れるにくく、大地に電磁波が反射をするため電場が小さくなり、どちらかオーム損失を小さくするためである。(Fig. 2)

一方、Hall 電流は Fast mode 波を波に交換するためエネルギーが磁気圏へ逃げるポインティング損失を引き起こす。減衰率の周波数依存性は波状の構造を示す。(Fig. 3) 誘起された Alfvén 波が運ぶ、電離層から磁気圏へ向かうポインティング損失を計算してみると、減衰率が大きくなる周波数ではフラックスも大きくなる、とわかる。(Fig. 4)

地中に流れる電流によるオーム損失は、定性的には Pedersen 電流による損失の場合と同じである。

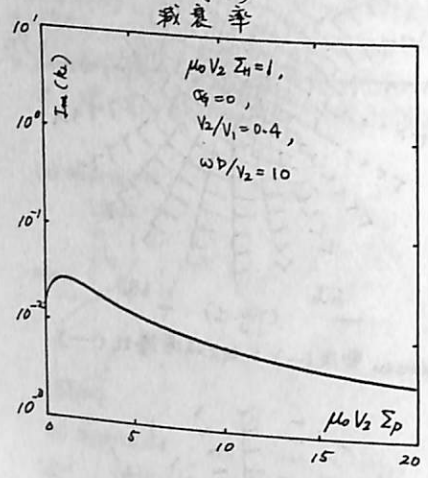


Fig. 1

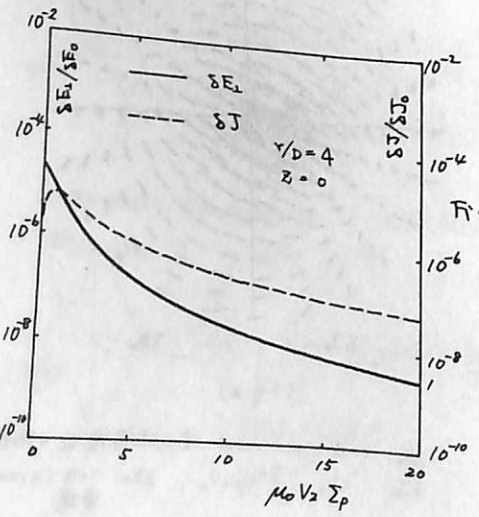


Fig. 2

$\delta E_1: r = \gamma_0 z / a$
incident wave
電場
 $\delta J_0 = \delta E_0 / \mu_0 v_2$
 $\delta P_2 = \delta E_0 \delta B_0 / \mu_0$

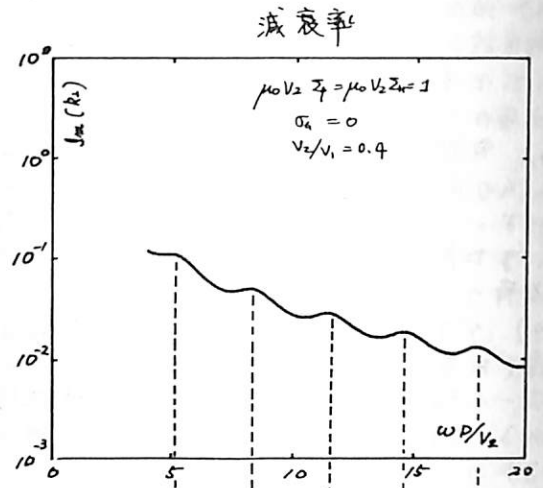


Fig. 3

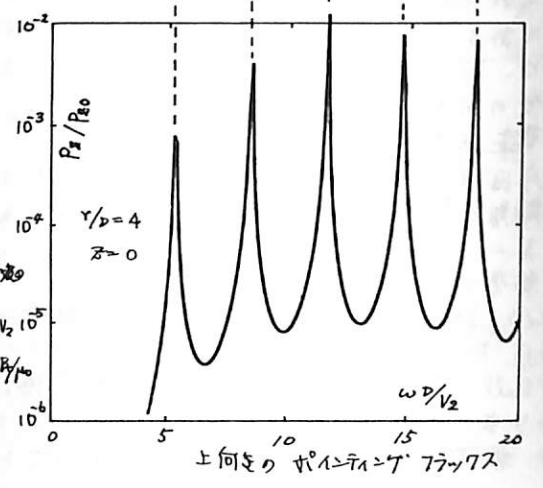


Fig. 4

上向きに誘起された Alfvén 波

PC1 波動からの ELF 波動の励起

菊部 充彦,
(九大教授)

S. Buzarbarua
(IASST)

序。近年低周波波動から高周波波動へのエネルギーの upconversion を伴うプラズマ乱流中の新モード間結合が見出されている。筆者や Tsytovich 達により指摘された New Process は最近 DuBois 達を含め多くの論文が出始めている。プラズマ物理としての興味もいろいろとあるが、何と云っても天体プラズマとの関連が最も重要であると考えられる。

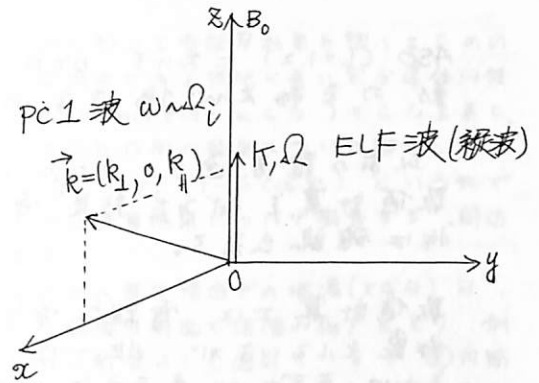
Space plasma への適用例としては ATR (J. Phys. Soc. Japan 52, 2785 ('83); Phys. Rev. A), タイプ III バーストの発生機構 (ApJ. in press), coherent whistler からのプラズマ波バーストの発生機構 (to be published), イオン密度のゆらぎから whistler バーストの発生 (J. Plasma Physics ('80)) 等が既に調べられる観測のある側面を説明できた。

本講演では PC1 波から ELF 波の発生を観測 (C-Wehrlin, J.G.R. 86, 1365 ('81)) に関する説明を行なう。

計算。

定常的なコヒーレントな斜め伝播 ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$, $\omega \sim \Omega_i$) PC1 波動が存在していると仮定する。PC1 波の発生機構は内ゆらぎ (例えば "proton の密度異方性" etc)。

この状態に対して ELF 波動 (ここではイオン音波と仮定) をテスト波 (熱レベル) として与える。



上記の様式状態で PC1 \rightarrow ELF への upconversion の成長率 (γ) を計算する。エネルギーの流れは

PC1 \rightarrow (共鳴電子 $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$)

\rightarrow ELF 波 である。

共鳴電子は触媒として必要であるが Maxwell 分布が良い。

詳細は講演で示されるが種々の角で観測と良く合っている。

尚、新モード間結合に関する Review は Laser and Particle Beams ('83 11月号 又は '84 1月号予定) を参照されたい。

低緯度脈動に対する電離層非一様性の効果

坂 翁 介 , 系 長 雅 弘 , 北 村 恭 一 (九大理工)

ASO (L=1.2) における 6ヶ月間のデータを用いて P_{2.3} ~ P_{2.4} 帯脈動の主軸及び偏波度の日変化を調べた。

以前の報告通り、日の出にともなう主軸の回転が存在する。数値計算を試みた結果電離層電気伝導度の非一様性の重要性は確認出来る。

数値計算では電離層電気伝導度の日変化は昼を境にして対象としているが、非一様性の効果は対象にはならない。これはモデルで東西方向の伝ぱんを考慮させたからである。データ解析にも日次の効果は現れぬ。低緯度脈動にも東西の伝ぱんが存在するのだから。

大西浩史, 荒木徹
(京大・理)

前回の学会に於て、低緯度SCのmain impulse部に対する電離層効果を調べるためのモデル計算として、図1のような軸方向に一様な静磁場中にある無限に長い完全導体円柱とそれを囲む同心の薄皮円筒導体(一様なCowling conductanceを持つとした)からなる系と、軸方向に磁場の擾乱の成分を持つ単色平面HM波との相互作用の結果について報告した。

今回は、この薄皮円筒のCowling conductance Σ_c を $\Sigma_c = \Sigma_c^0 (1 - \epsilon \cos \psi)$ という形で昼一夜のコントラストを考えた簡単な非一様性を入れた計算結果について報告する。前回の結果の主なものをまとめると次のようなことである。

① $\partial/\partial z = 0$ を仮定した2次元モデルなので、円筒内側の真空領域での磁場(z成分)は、振幅、位相ともに ψ によらない。② 円筒外部では、磁場は前面で振幅の極大をとり、側面よりやや後方で極小をとる。また、背後での位相は入射波よりも遅れている。③ 円筒薄皮に流れる ψ 方向の面電流は、入射波の周期が長くなると側面で振幅の極小値をとるようになり、この傾向は Σ_c が小さいほど顕著である。④ このとき誘導電荷は側面で極大になり、周期が長いほどその値は大きくなり ψ 変化のパターンも対称形に近くなる。

Σ_c に非一様性を入れても①, ②, ④の傾向はほとんど同じである。ただし、円筒内部での磁場の振幅は ϵ が大きいほど大きくなる。このことはシールドに効くのが、夜側の電導度であることを示している。(図2-ウ) また、電流のパターンは前面と背後の差が大きくなり、側面での極小のパターンは解消されるようになる。(図3)

また、プラズマ圏内でAlfvén速度が遅くなることからくる波面の地球への巻き付きの効果を考えるため、円筒波の入射波に対しても計算してみたところ、周期を長くしていくと外側の磁場の大きさが、電導度の低い側の方が若干大きくなる場合があることがわかった。なお、講演時には非定常の場合の考察についても行なう予定である。

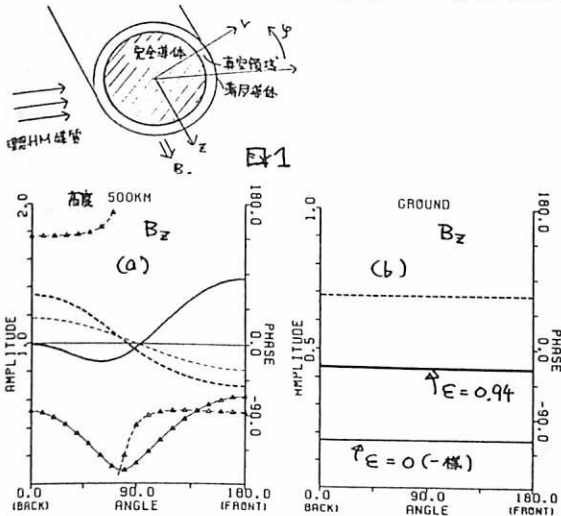


図2. (a) 円筒外側と内側の磁場 B_z の振幅と位相
実線が振幅(左縦軸、入射波 E を参照)、破線が位相
(a)に於て左線は全磁場、右線は入射波のみ、 Δ 印は
外向き散乱波を示す。(b)では一様 Σ_c と非一様のもの(位相は同じ)

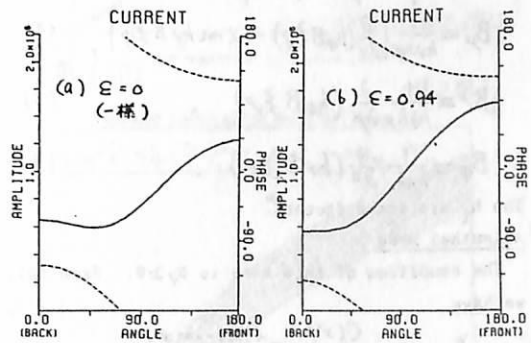


図3. Σ_c が一様(a)のときと非一様(b)のときの電流
 J_ψ の振幅(実線)と位相(破線)

図2, 3 においてパラメータは、 $V_A = 650 \text{ km/s}$
 $T = 120 \text{ s}$, $\Sigma_c^0 = 150 \text{ F}$ ($\epsilon = 0$ or 0.94)
円筒半径 6500 km , 円柱半径 6000 km , 地表半径 6400 km

H. Murata

Department of Physics, Hyogo College of Medicine, Nishinomiya, 663, Japan

Pulsations with azimuthal mode and radial mode in dipolar coordinates are discussed. The standing oscillation of Pc 4-5 can best be described in terms of the orthogonal dipole coordinate system (μ, ν, ϕ) . The unit vector e_μ is parallel to the field line, e_ν is in the direction of the principal normal to the field line, and e_ϕ is in the azimuthal direction. The coordinates are: $\nu = \sin^2\theta/r$, which is constant along a dipole field line, $\mu = \cos\theta/r^2$, which is constant along an orthogonal trajectory of the dipole field line, and ϕ , which is the ordinary azimuthal spherical polar coordinate. The background magnetic field is given by $B = B e_\mu$, where $B = (M/r^3)(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}$ and M is the dipole moment. (r, θ, ϕ) are spherical polar coordinates.

The wave electric field E is given by $E = -v \times B$, where $v = \partial \xi / \partial t$ is the velocity of the wave, and ξ is the displacement vector. We assume time and azimuthal dependence of the form $e^{i(\omega t - m\phi)}$, the electric field parallel to B , E_μ is zero, and the effect of the displacement parallel to B is negligible. The linearized equation of Faraday's law is rewritten under infinite conductivity:

$$B_1 = \nabla \times (\xi \times B), \quad (1)$$

that is, $B_1 = (B_\mu, B_\nu, B_\phi)$ where

$$B_\mu = \frac{-1}{h_\nu h_\phi} \left[\frac{\partial}{\partial \nu} (h_\phi B \xi_\nu) - i m h_\nu B \xi_\phi \right], \quad (2)$$

$$B_\nu = \frac{1}{h_\phi h_\mu} \frac{\partial}{\partial \mu} (h_\phi B \xi_\nu), \quad (3)$$

$$B_\phi = \frac{1}{h_\nu h_\nu} \frac{\partial}{\partial \mu} (h_\nu B \xi_\phi). \quad (4)$$

The h_i are scale factors*.

Azimuthal mode

The condition of this mode is $B_\nu \approx 0$. From (3), we have

$$\xi_\nu = \frac{c(\nu)}{h_\phi B} e^{i(\omega t - m\phi)},$$

where $c(\nu)$ is function of ν . For $\nu = \text{constant}$, that is, $r = r_0 \sin^2\theta$ where r_0 is the geocentric distance to the equatorial crossing point of the field line under consideration, the distribution of ξ_ν along the field line is given by

$$\xi_\nu = \frac{r \sin\theta}{k_0^2 B_0 (1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}} e^{i(\omega t - m\phi)},$$

where B_0 is the field strength at the equatorial crossing point of the field line. From the condition of incompressible fluid, $\nabla \cdot \xi = 0$, assuming $\xi_\mu \approx 0$, we obtain

$$\xi_\phi = \frac{1}{i m} \frac{B}{h_\nu} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[\frac{c(\nu)}{B^2} \right] e^{i(\omega t - m\phi)}.$$

Finally, we have

$$B_\phi = \frac{1}{i m} \frac{1}{h_\mu h_\nu} \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ B_0^2 \frac{c(\nu)}{B^2} \right\} e^{i(\omega t - m\phi)},$$

$$B_\mu = \frac{B^2}{h_\nu h_\phi} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{B^2} \right) c(\nu) e^{i(\omega t - m\phi)}.$$

This mode has compressional component, B_μ , due to inhomogeneity of the background magnetic field, and is elliptically polarized.

Radial mode

Using similar procedure to the case of azimuthal except the condition of $B_\phi \approx 0$. We have

$$\xi_\phi = \frac{D(\nu)}{h_\nu B} e^{i(\omega t - m\phi)},$$

which is rewritten along the field line by

$$\xi_\phi = \frac{h \sin\theta}{k_0^2 B_0} \frac{D(\nu)}{B^2} e^{i(\omega t - m\phi)}.$$

We also have

$$\xi_\nu = \frac{i m B}{h_\phi} \left[\int \frac{D(\nu)}{B^2} d\nu \right] e^{i(\omega t - m\phi)},$$

$$B_\nu = \frac{i m}{h_\phi h_\mu} \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ B^2 \left[\int \frac{D(\nu)}{B^2} d\nu \right] \right\} e^{i(\omega t - m\phi)},$$

$$B_\mu = \frac{-i m}{h_\nu h_\phi} \frac{\partial}{\partial \nu} (B^2) \cdot \left[\int \frac{D(\nu)}{B^2} d\nu \right] e^{i(\omega t - m\phi)}.$$

It is found that the compressional component is associated with radial mode and this mode has linear polarization. $D(\nu)$ is function of ν .

* $h_\mu = r^3 / (1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}$

$h_\nu = r^2 / [(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2} \sin\theta]$

$h_\phi = r \sin\theta$

地球磁気圏中で観測される Pc3 周波数の IMF 強度依存性と Upstream Wave との関連性について

湯元清文
(東北大理)

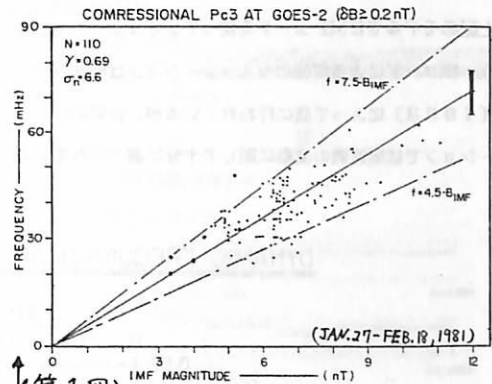
太陽風領域・地球磁気圏境界・地球磁気圏内及び地上の中低緯度で観測される Pc3 帯 (10~45秒) の地磁気振動の発生及び伝播機構において伝播性の磁気音波が重要な役割を果たしていることが、著者等の理論的な考察から明らかにされている。一方、地上で観測される Pc3 の周波数が惑星間空間磁場 (IMF) の強度と高い相関関係 ($f \approx 6.0 \cdot B_{IMF}$) を示すことが 1970 年代頭初に発見された以来、Pc3 の発生の“源”としての Upstream Wave が注目されてきた。然し、このため、磁気圏内に存在し得る Pc3 帯の共鳴振動 mode は複数存在するために、UCLA の ATS 軌道 ($L=6.6$) における Pc3 の周波数と IMF 強度との正の相関関係が得られなかったことから、Pc3 “源”の Upstream Wave 説に対して疑問視する向きが一部ある。

本講演において、磁気圏中の周囲磁場を横切って深部まで伝播し得る磁気音波に注目し、GOES-2 ($L=6.6$) で観測された compressional Pc3 の周波数と IMF 強度との相関及び分散解析から、地球磁気圏中で観測される Pc3 の“源”が Bow shock 上流側で常時反射している数 keV ~ 数 10 keV の Ion 粒子の cyclotron 共鳴によつて生じた右旋波の磁気音波、即ち、Upstream Wave である傍証が見い出されたので、これについて報告する。解析結果は以下の様に要約される。

- (1). GOES-2 軌道で観測される compressional Pc3 の周波数は、地上で観測される Pc3 周波数と IMF 強度との相関式 $f(\text{mHz}) \approx 6 \cdot B_{IMF}(\text{nT})$ に従つて分布している (第 1 図)。
- (2). (1) と同期間の地上 (SGC; $L=1.8, \text{ONW}; L=1.3$) でも観測された Pc3 についても解析した結果、磁気圏深部に伝わるに従つて IMF 強度との相関係数 (r) が悪くなり、分散値 (σ_m) も大きくなる傾向が見い出された。この傾向は磁気圏中の Pc3 の伝播機構とも矛盾なく説明され得る。
- (3). 第 1 図に示された $f - B_{IMF}$ 分布の上

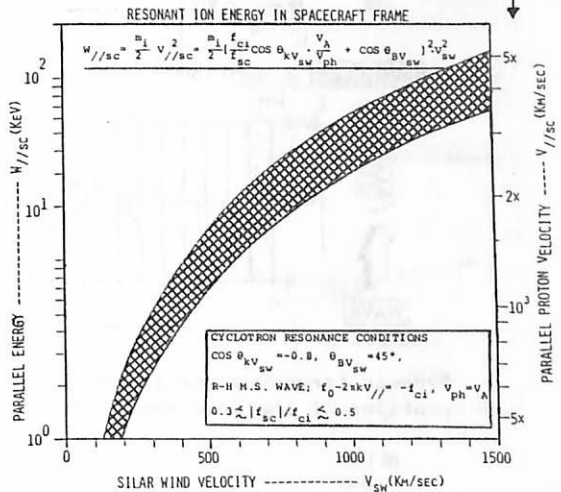
限及び下限を表わす $f = 7.5 B_{IMF}$ と $f = 4.5 B_{IMF}$ の両式から、cyclotron 共鳴によつて右旋波の磁気音波を発生し得る共鳴 Ion 粒子の energy 範囲を太陽風速度の関数として推定した (第 2 図)。共鳴粒子の energy 分布は数 keV ~ 数 10 keV となり、ISEE 1 及び 2 観測で得られた Bow shock 上流側の Ion 反射粒子分布とも符合している。

(4). (1) の compressional Pc3 の周波数から、太陽風の流線に乗った系での Upstream Wave の周波数を推定すると $\sim 0.1 f_{ce}$ ($f_{ce} = 1.5 \times 10^2 B_{IMF}$) となる。この値は ISEE 1 及び 2 を用いた Upstream Wave の波数計測から求められた値とも一致する。



(第 1 図)

(第 2 図)



VLFトリガード・エミッションの 計算機シミュレーション

大村善治 (京大工), 松本 紘 (京大超高層)

VLFトリガード・エミッションの機構を解明するため我々はLTS (Long Time Scale)コードを用いて単色ホイッスラー波と高エネルギー電子ビームとの非線形相互作用の計算機シミュレーションをおこなってきた。

一般的な外部磁場中でホイッスラーパルス波と共鳴電子とが出会い形式に相互作用するモデルにおいて図1に示すような周波数変動が得られており、特に波の振幅が減衰した時に大きく周波数変動が見られる。しかし、観測されているトリガード・エミッションには振幅の増大に伴って周波数変動するものが多く、問題が残されている。

そこで、LTSコードの妥当性を調べる必要もあって、同じ上記のモデルでEM2コードを使ってシミュレーションを行う。EMコードによる同様のシミュレーションはHashimoto等〔1983〕によって既に行われているが、彼等のシミュレーションでは周波数の変動に関して十分に調べられていない。

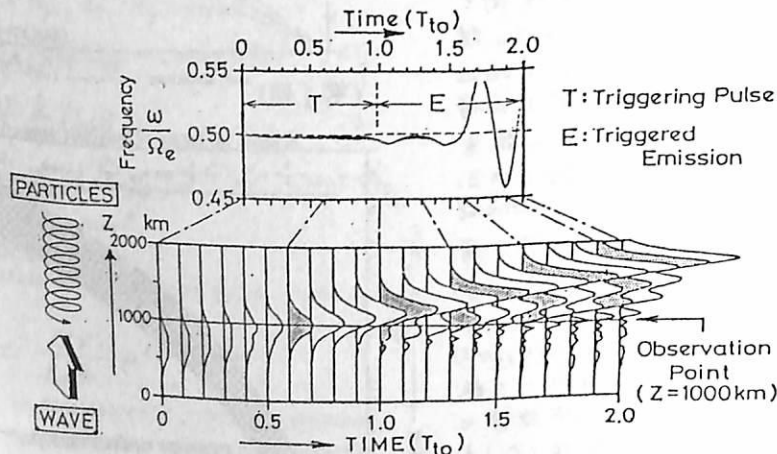
LTSコードでは単一のホイッスラー波しか扱えないという制約があるが、EMコードではMaxwell方程式をそのまま解いているのでスペクトルの広がりやSide Bandの形成などを扱うことができ周波数変動の問題に関して新たな知見がえられることが期待される。

EMコードはLTSコードに比べて多大の計算時間を必要とするがEMコードのアルゴリズムの改良による高速化と計算機の能力向上に伴ってLTSコードで扱っていた問題もEMコードで扱えるようになってきたのが現状である。

Reference

- Hashimoto, K., H. Matsumoto, Y. Serizawa, and I. Kimura, "Computer Simulation of Whistler Mode Wave-Particle Interactions Using A Free-Boundary Encounter Model", *Journal of Geophysical Sciences*, 88,3072-3078,1983.

DYNAMIC FREQUENCY SPECTRUM



Dynamic frequency spectra observed at $z=1000$ km and spatial profiles of the wave amplitude.

図1

UHR波不安定性の非線形発展の コンピュータ・シミュレーション —カオスの周波数突然変化の説明の試み—

松本 紘、山田 徹、北野正雄 (京都大学超高層電波研究センター)

EXOS-Bで受信されたVLF帯のデータ中には周波数が突然変化するものがある。これは、主に10kHz以下の周波数、特にUHR波付近に見受けられる。図1、図2にその例を示す。図1では、二つの周波数のEmissionsが交互に現れている。図2では、ある時間内だけ周波数が乱れている。何故このような現象が起こるのかを計算機シミュレーションの手法を持ちいて検討を加えてみた。

これらの周波数の突然な変化はChaosの位相空間におけるStrange Attractor間の突然の推移に類似している。この例を図3に示す。これは図4で表わされる力学機構をもった物理量の振る舞いを表したものである。この力学機構は二つのシステムを持ち、ある時点で、一方のシステム内で振動していたものが、偶然に別のシステム内に移って振動するように出来ている。また、この現象が起こるためにはパラメータa, bの値がある特定の範囲になければならない。プラズマ中にもこのような機構が存在するならば、図3で示されるような現象が起こるであろう。

これらのデータが測定された付近のプラズマのあるパラメータがChaosを起こす値をとっているならば不安定により励起されたUHR波の周波数がChaoticな変化を起こすことが考えられる。

以上のような想定のもとに、EMコードを用いてUHR波の非線形発展のパラメータ依存性について計算機シミュレーションを行った。図5にこのシミュレーションのモデルを示す。シミュレーションは一次元モデルで行う。UHR波について検討するため外部磁場に対して垂直方向に伝搬する波動について調べた。

EXOS-B VLF

JAN.20, 1980

REV:1426



図1

FEB.09, 1979

REV:413

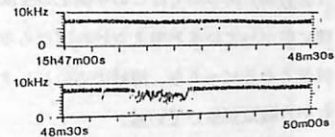
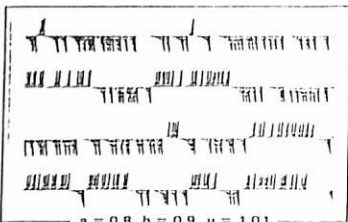
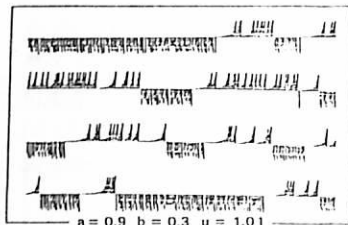


図2

CHAOTIC Sudden Change of State



(by M. KITANO)

図3

CHAOTIC Sudden Change of State

$$x_{n+1} = \mu f(x_n) \quad (\text{by M. KITANO})$$

$$f(x) = \begin{cases} \frac{x-1}{a-1} & x \in [a, \infty[\\ \frac{x}{a} & x \in [0, a] \\ \frac{x}{b} & x \in [-b, 0] \\ \frac{x+1}{b-1} & x \in]-\infty, b] \end{cases}$$

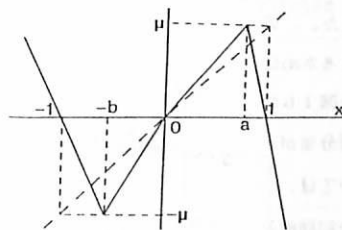


図4

MODEL OF COMPUTER EXPERIMENT

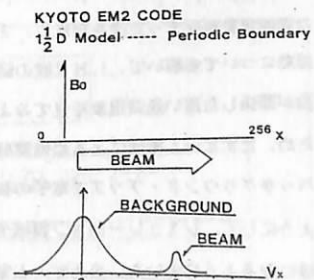


図5

SEPAC電子ビーム実験の 計算機シミュレーション

松本 紘、福地弘二(京大超高層), 大村善治(京大・工)

スペース・シャトルによる地球磁気圏内の電子ビーム放
実験(SEPAC)をモデルとした、二次元の電磁的粒子コ
ード(EMコード)によるビーム・プラズマ相互作用の計算
機シミュレーションについて、第一回の報告を前回行った。今
回は、先のモデルでは追いきれなかった点などを補うべく、
さらにこのシミュレーションを進めてみたので、これについ
て報告する。

まず、前回のモデルとの主な違いを挙げておくと、

1. 前回のモデルでは、ビームのドリフト方向に垂直な面を
二次元のシミュレーション平面としていたために、ドリ
フト方向に対して垂直に伝わる波しか扱えなかった。そ
こで今回は、ビームのドリフト軸を含む面をシミュレ
ーション平面として、ドリフト方向に対して任意の角度で
伝播する波を見ることができるようにした。シミュレ
ーション平面上におけるビーム電子の初期分布の様子を、
図1 aに示す。しかし、このモデルでは我々のコードが
二次元であるために、この平面に垂直なもう一つの方向
(Z方向)についてはこの平面上の空間構造が一樣で無
限に広がっていると考えなければならないので、本来円
柱状であるビームを、層状のものとして扱うことになる
という難点が生じている。

2. また、先のシミュレーションでは、ビーム電子とプラズ
マ電子の運動だけを考慮して、ビーム電子の過剰電荷や
電流によって引き起こされる、かなり強い波動励起を伴
う早い過渡現象のみを追っていたが、ここではこのよう
な過渡現象が収まった後を想定し、プラズマ・イオンの
運動についても解いて、LHR波の励起などイオンの運
動が関係した遅い過渡現象を見てみようと考えた。この
ため、まずビーム電流による過剰電荷をおさえるために
バックグラウンド・プラズマ電子の初期分布を図1 bの
ようにして、シミュレーション領域全域で電荷分布が一
様になるようにおいた。またビーム電流については、
 $\text{rot } B = \mu_0 J_{\text{beam}}$ を満たすような磁界Bを初期値と
して与えると、波の励起をおさえることができる。

以上のように手を加えたモデルによって行ったシミュレ
ーションの結果のうち、場のエネルギーと粒子の運動エネルギ
ーの時間変化の様子の一部を図2に示す。この例ではビーム電
流によるOモードの波の励起をおさえていないので、この波
の励起が支配的であり(E_y , B_z 成分)、この波が介在し
て、ビームのドリフト・エネルギーがプラズマ粒子のその方
向への運動エネルギーに移っていることが伺えよう。また、
場の E_z , B_y 成分には割合長い周期の変調がかかっている
イオン・モードの波の励起も十分に考えられるので、今後は
ビーム電流による波を打ち消したモデルによる長大なシミュ
レーション・ジョブを行い、このような波の励起の様子や粒
子との相互作用についてさらに検討していきたい。

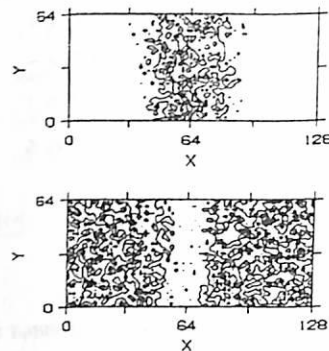


図1. 電子の初期分布

a. ビーム電子

b. プラズマ電子

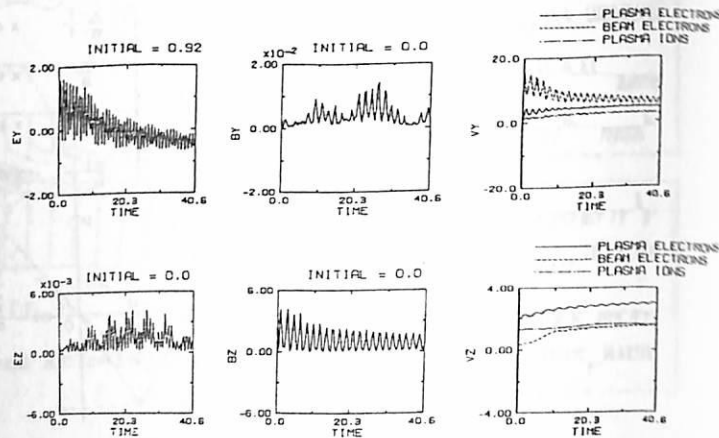


図2. エネルギーの時間変化

荒木 喬*, 田中 努**, 佐藤幸三郎**
 弘前大学・教育学部*, 理学部**

1. 諸言

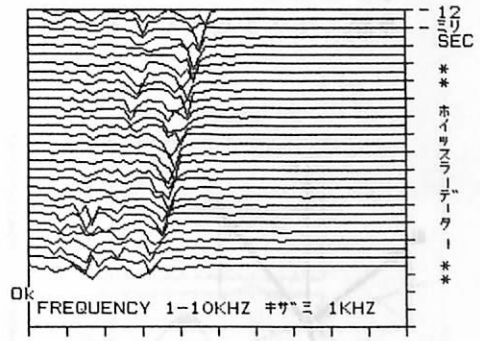
Whistlerの解析には従来のソナグラムが使用されてきた。このソナグラムによる解析では、膨大な人力と時間が必要であり多数のデータ処理には不向きであった。この点から近年、名大空電研、電波研のグループがリアルタイム処理測定器の開発に力を注いできた。一オ、whistlerの微細構造の解析には、まだソナグラムはすてがたく、いまだにソナグラムによる解析は欠くことのできないものになっている。今回の講演では、この微細構造の解析に大型計算機を利用して、如何にその微細構造の解析を行なったか、その方法と解析例、さらに今後に残された問題点について述べる。

2. 方法

下にデータ処理のブロック図をあげた。先づM.T.からアナログデータはL.A(ラボラトリ・オートメーション)支援システムをへてA/D変換された後大型コンピュータACOS1000のファイルにデジタルデータとして格納される。そのデータを弘前大学の計算センターと構内回線につながれているμ-COMによってTSS端末としてフーリエ解析等の処理を行ない、その結果をμ-COMのフロッピーディスクに転送し、一次処理が終了する。次に二次処理としてはオフライン処理であり、一次処理の結果をグラフィックディスプレイ等、視覚によりホイッスラーの微細構造の解析を行なう。

3. 解析例

右に二次処理後の結果のハードコピーの一例を示した。データとしてはHelliwellのテレポートのSTRONG WHISTLERを使用したもので明瞭な分散がわかるものと思う。また、このデータはソナグラムで言えばセクションをとったことと同じであり、各時間、ここでは6msecごとの各周波数0~10kHzまでの強度を示していることになる。さらに任意の周波数における強度の時間変化やダイナミックスペクトラムなどは一次処理データのMatrix変換やビットイメージ法などにより簡単に出力することができる。

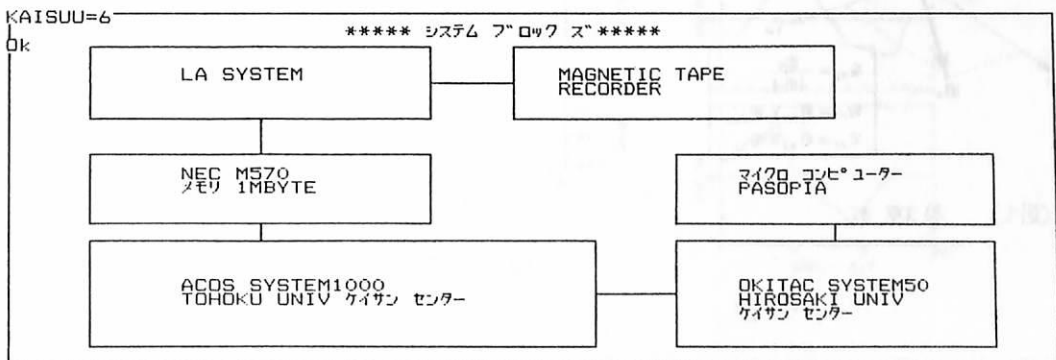


4. 検討

大型計算機がホイッスラーの微細構造の解析に有益であることが実証できた。今後はデータの圧縮化や処理スピードのUPなどについて努力する必要がある。

参考文献

- (1) 東北大大型センター資料 LA支援システム講習会資料(57年度)
- (2) SENAC vol 14, No.2 (1981) 東北大学大型計算センター広報
- (3) SENAC vol 16, No.1 (1983) "

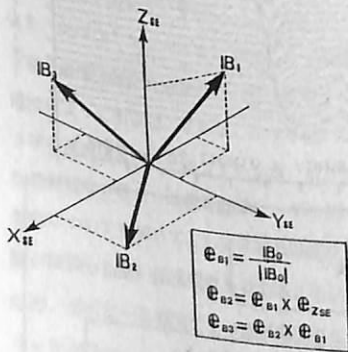


磁気圏境界領域における波動特性 (II)

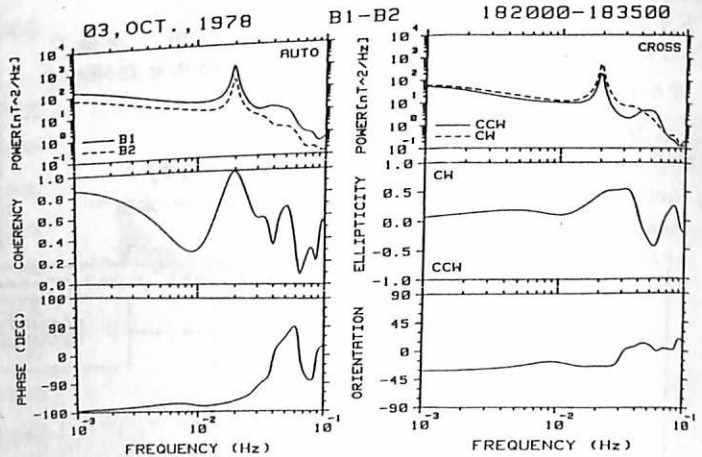
友村 清, 桜井 亨
(東海大, 工)

地上で観測される Pc 3/4 帯の波動は, 現在, 太陽風パラメータと地上の波動現象との相互関係の研究や衛星の直接観測によつて, 惑星空間や Upstream region における ULF 波動 (0.01 - 0.05 Hz) が Source となつて, 磁気圏内へ伝播してくると考えられている。しかしながら, その波動の伝播途中に存在する Magnetosheath 中の波動特性は, 未だにはっきりと解明されていない。

我々は, Magnetosheath (Bowshock 近傍) における波動特性を調べるために 1978 年と 1979 年の二年間の 7 月から 12 月までの ISEE-1 (一部 ISEE-2) で観測された磁場データを用いて解析を行つた。今回は, 多次元のスペクトル解析を行ない, 偏波解析も行つた。磁場データは, Satellite Coordinate (ほぼ Solar ecliptic coordinate に一致する) で記録されているが, 我々は, 磁力線座標系 (B1, B2, B3) に変換を行つた。(図1) B1 は平均磁場の方向で, B2 は X_{SE}-Y_{SE} 平面内にあり, B3 は B2 × B1 である。解析の結果は, 次のような事である。(1) スペクトルピークは, 0.01 - 0.05 Hz に多量に存在し, 0.01 Hz 以下には, 顕著なピークは見られない。(2) この周波数帯 (0.01 - 0.05 Hz) におけるスペクトルパワーは, B1 と B3 が大きく, B2 は比較的小さい。(B1 > B3 > B2)。(3) 平均的 Wave normal vector (N) と磁場のなす角は, 約 60° - 90° が多い。(4) 偏波解析の結果, Polarization の sense とのなす角は, 時計回り (Right-handed) が多い。以上の事から Magnetosheath における磁場変動 (0.01 - 0.05 Hz) は Compressional なる Magnetosonic wave かと考えられている。



(図1) 座標系

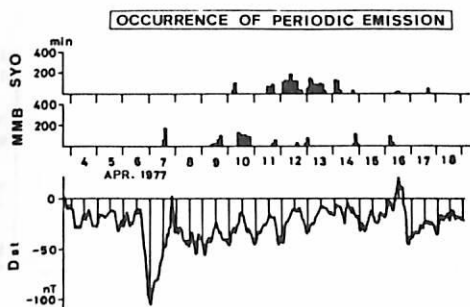


(図2) 偏波解析の一例.

桑島 正幸、外谷 健、小池 捷春 (地磁気観測所)

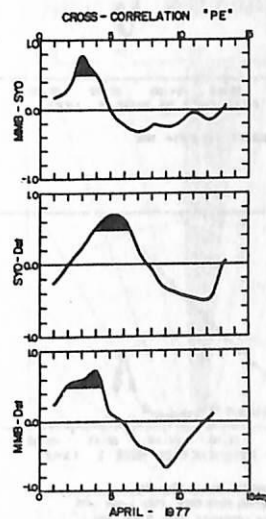
P₁型磁気脈動の中で、Periodic Emission (PE) は、高緯度および低緯度で similar な spectral pattern を示し、又中心同期や出現の日変化特性も似ていることから、共通の発生様構および共通の発生領域によることが推察される。発生様構としては、磁気圏の recovery-phase で、ring-current を形成する energetic particle (ion) が plasmapause の thermal plasma との interaction を通して、particle energy を wave energy に変換していく過程が考えられてきた。このことは、図1に示されるように、PE が磁気圏の recovery-phase で多く出現する傾向をもつことから示唆される。

しかし、PEの出現についてのくわしい解析から、低緯度と高緯度で系統的な違いのあることも指摘されている。たとえば、図1に見られるように、低緯度(MMB: 女満別, $L=1.5$)と高緯度(SYO: 昭和基地, $L=6.1$)とも PE は磁気圏の recovery-phase に出現するという傾向は共通しているものの、出現期間に「ズレ」が見られる。本論文では、この「ズレ」に注目して、定量的にPEの出現特性を明らかにしていくことを試みた。



(図 1)

図2は、PEの出現頻度を1日ごとにまとめた「P₁指数」と磁気圏の消長を示す「Dst 指数」の相関関数を示す。低緯度における結果(MMB-Dst)では、PEは磁気圏主相の2-3日後に出現の peak が見られる。高緯度における結果(SYO-Dst)では、PEは磁気圏主相の5日後頃に出現の peak を示している。すなわち、低緯度と高緯度との間に、2-3日の差(MMB-SYO)があることがわかった。図1, 2の結果は、1ヶ月間(1977年4月)の資料について求めたものであるが、さらに解析期間を広げるとともに、この結果に対する考察をあわせて報告する。



(図 2)

電子バースタイン波のパラメトリック崩壊 —F領域プラズマ・パラメタに対する解析—

吉門 信

郵政省 電波研究所

Abstract

The rise of parametric decay of electron cyclotron harmonic waves (ECHW's) was previously verified by numerically obtaining the coupling factor of the relating three-wave interaction and the threshold level of the pump ECHW based on the theory of coherent wave-wave interactions. In this presentation some results of similar analyses for plasma parameters of the ionospheric F-region are reported. Figures 1 and 2 show the computed coupling factor and the threshold level for the parameters used corresponding to the altitudes of 200 km and 400 km tabulated in Table 1.

Table 1. Plasma parameters corresponding to the ionospheric F-region

Altitude	Magnetic field	Electron density	Electron temperature	Ion temperature	v_{en}	v_{in}	v_{ei}
200 km	0.532E-4 T	6.0E11/m ³	1600 K	800 K	1.1E2/s	6.0/s	6.8E2/s
400 km	0.485E-4 T	1.5E12/m ³	2000 K	1000 K	1.7/s	0.29/s	1.2E3/s

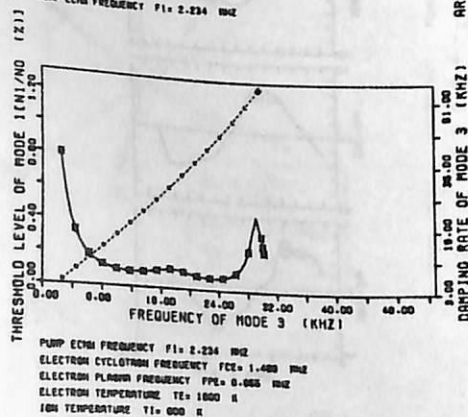
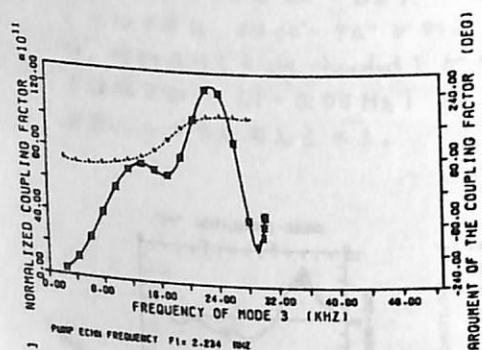


Fig. 1. Results for 200 km altitude.

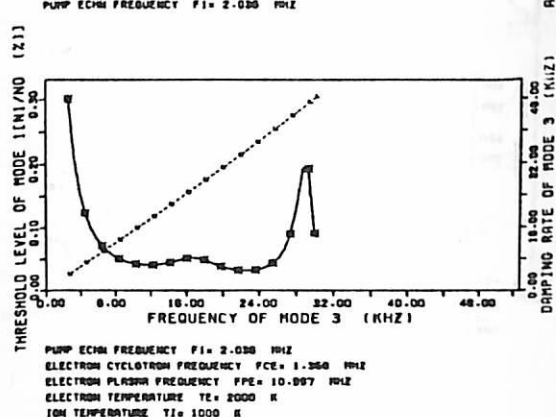
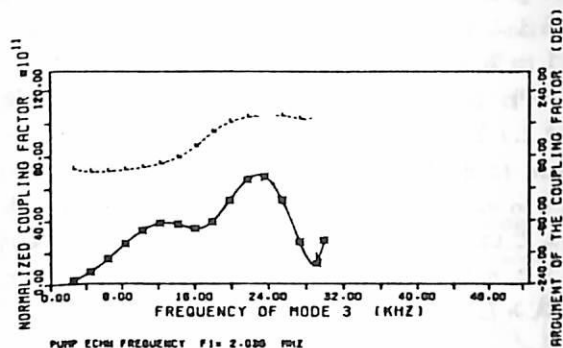


Fig. 2. Results for 400 km altitude.

IGRF磁場モデルにおける 3次元ray tracingの精度向上

津田雅彦 木村磐根
(京都大学 工学部)

IGRFモデルのもとでray tracingに電子密度分布の緯度経度依存性を組み入れる為に、通路上の各点における電子密度導出に必要な磁力線に関するパラメータ(L値、根元の磁気緯度、経度など)を空間に配置したデータポイントでの値から補間によって求める方法を前回報告した。この方法の補間精度をL値において調べると、最も精度の良いデータポイントの乗っている磁気緯度面(以後データ面と呼ぶ)上でも補間値は真値より大で、その差はデータ面以外の緯度では大きくなることが分った。この様子を図1破線で示す。これは、プラズマポーズの影響を入れた場合、ray tracingで求まるpathが実際より内側を通る結果となる。そこで我々は補間精度を向上させる為に次のような工夫を行った。

まず、データ面上での精度を上げる為に、経度方向に並んだデータポイント間を幾何学的直線上で線形補間する方法を、 r, ϕ 平面の直線上で線形補間する方法に改良した。データ面以外の緯度での精度を上げる為には次のような改良を行った。従来は、考察点を緯度方向に挟むような2つのデータ面のそれぞれの上に考察点と同じ地心距離、磁気経度を持つ点を考え、その2点の補間値を緯度方向に線形補間する方法であったが、その2点の補間値からいったんダイポール磁力線の式 $r/\sin^2\theta = \text{const.}$ を用いて考察点の値を求め、更に緯度差で線形補間することにした。この2つの改良によって、図1実線に示すようにL値の精度が格段に良くなった。この例では、データポイントの経度方向間隔、データ面間隔共に 5° である。又、 r 方向のデータポイントの間隔は、従来データ面上でほぼ等しくなるようにしていたが、地心距離の大きい所ではそれほど細かくする必要のないことが分ったので、今回は、traceする磁力線の地表上での緯度間隔を一定(この例では 1°)とした。図2に磁気赤道面上のデータポイントの様子を示す。

従来の方で、新しい方法を用いた場合と同程度の精度を得るには、データポイントの経度方向間隔を 2.5° (図3に磁気赤道面上の様子を示す)、データ面間隔を 1.25° 程度まで小さくしなければならない。従って、データポイントの数は、新しい方法では従来より、 r 方向に1/2、緯度方向に1/4、経度方向に1/2の合計1/16以下で

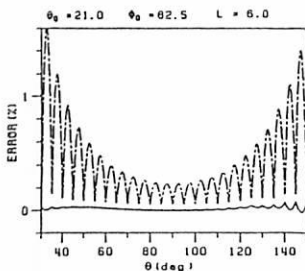


図1 L値の補間誤差

——— 新しい方法
- - - 従来の方

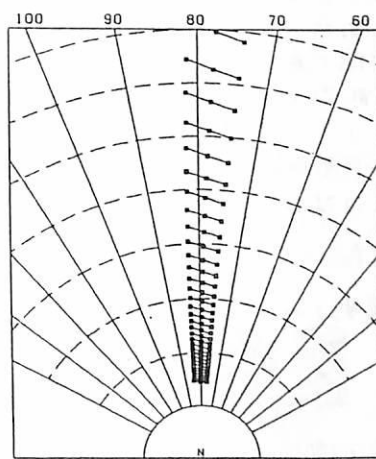


図2 磁気赤道面上の新しいデータポイント

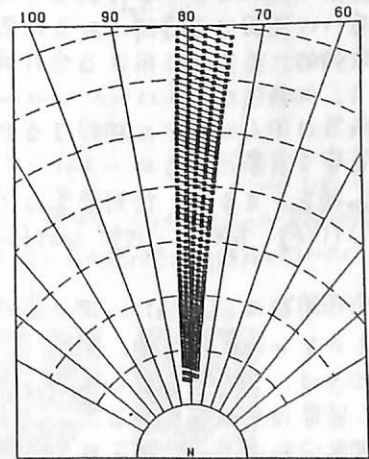


図3 磁気赤道面上の従来のデータポイント

狭帯域 $(n + 1/2) \omega_{ce}$ 静電波の爆発的不安定

(2) 相互作用行列要素の数値計算

谷口 治 彦
(東大・理)

自己相互作用 (非線型共鳴条件: $\omega - k v_{||} - (n + 1/2) \omega_{ce} = 0$) に注目して、工振中、狭帯域の $(n + 1/2) \omega_{ce}$ 静電波の非線型不安定性を解析する。一様 plasma 中の静電 cyclotron 波の nonlinear Landau damping の行列要素の、最も一般化された表式は:

$$L_{k_1, k_2} = \frac{16 \pi^2}{|\epsilon'_{k_1} \epsilon'_{k_2}|} \sum_{\text{species}} \frac{\omega_p^2}{k^2} \int d^3v \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - k_{||} v_{||} - n \omega_{ce}) \left[k_{||} \frac{\partial f_0}{\partial v_{||}} + \frac{n \omega_{ce}}{v_{\perp}} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right] \times \left[\sum_{n_1, n_2=-\infty}^{\infty} \delta_{n_1+n_2, n} J_{n_1} \left(\frac{k_{1\perp} v_{\perp}}{\omega_{ce}} \right) J_{n_2} \left(\frac{k_{2\perp} v_{\perp}}{\omega_{ce}} \right) e^{i \cdot \text{sgn}(\omega) (n \psi_k - n_1 \psi_{k_1} - n_2 \psi_{k_2})} \left(\frac{Q}{M} \frac{k}{k_1 k_2} T_{k_1, n_1}^{k_2} (v_{||}) + \frac{2 \rho}{\epsilon_c} \bar{\chi}_{k, (k_1, k_2)}^{(\omega)} \right) \right]^2$$

ここで, $k_j \equiv (k_j, \omega_j)$, $\kappa \equiv \kappa_1 + \kappa_2$, ψ_k は mode κ の磁場垂直面内の k の偏角, ϵ_{κ} は線型誘電率, $\epsilon'_{k_j} = \partial \epsilon_{\kappa} / \partial \omega_j$, $T_{k_1, n_1}^{k_2}$ は 2 次軌道因子, $\bar{\chi}_{k, (k_1, k_2)}^{(\omega)}$ は 2 次感受率。

この行列要素の特徴は:

- (1) 絶対値の 2 乗の部分が、詳細釣り合の方法における誘導遷移確率に相当する (非負)。
- (2) k -vector が 3 次元である — 散乱・2 波放出過程の角分布は全く知られていない。

この行列要素は、物理的には:

- (1) 2 次軌道因子の項は、裸の共鳴粒子へ作用する ponderomotive 力の効果であり、 $v_{||}$ 加速, guiding center drift, gyro半径加速, gyro 周波数変化を内容とする。
- (2) 2 次感受率の項は、裸の共鳴粒子の永年運動を遮蔽する 2 次非線型電極場である。
- (3) 互いに相殺する傾向にある両者の和が、実効的に粒子に作用する全非線型場である。(*) 特殊な場合は (i.e. Langmuir 乱流), 両者は殆んど完全に相殺するが、イオン質量を有限にするか、 $k \neq 0$ とし有限 Doppler 補正をすると、行列要素は 0 とはならない (e.g. Tsytovich, 1970 textbook)。

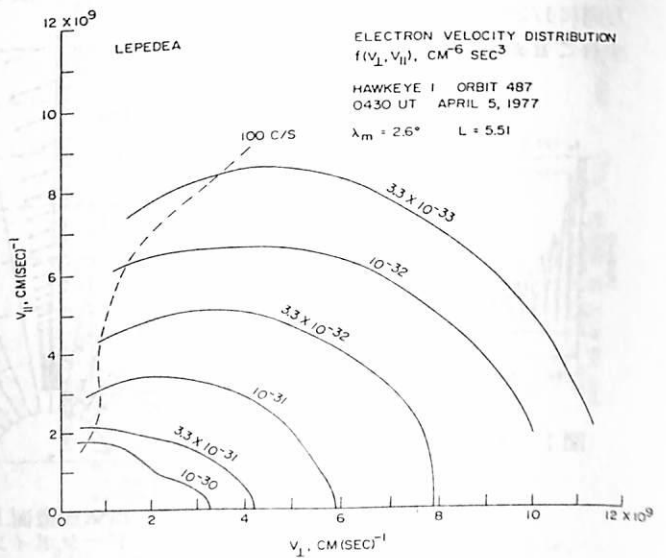
分布関数は、 $(n + 1/2) \omega_{ce}$ 波と同時観測されるものを model 化する。

- (1) 粒子は、hot 電子と cold 電子とし、イオン質量は無限大とする。
- (2) 速度分布は、hot 電子は ① 温度異方性 ($T_{\perp H} > T_{|| H}$)、② loss cone 異方性、— これらを Ashour-Abdalla = Kennel 分布で model 化, cold 電子は ③ pancake 分布 ($T_{\perp c} \gg T_{|| c}$)、

をもつものを主に扱う (下図は観測された分布の例)。磁場方向の速度分布は計算の簡単の為、2 次 Lorentzian とする。

このような分布に大量にある free energy を有する線型非共鳴粒子群 = 自己相互作用による非線型共鳴粒子群 ($0 \sim |v_{||}| \ll \omega$) による同一 2 波 ($\omega \approx (n + 1/2) \omega_{ce}$) 放出の行列要素が、他の 2 波結合の行列要素より特異に大きければ、問題とする波の爆発的不安定が結論される。

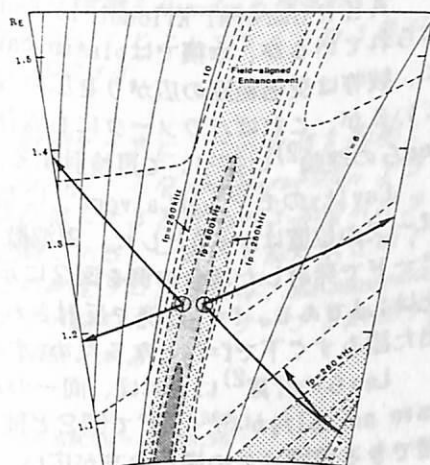
KURTH ET AL.: INTENSE ELECTROSTATIC WAVES NEAR f_{UH}
J. G. R. 84, 4-145 (1979)



宮岡 宏
(国立極地研究所)

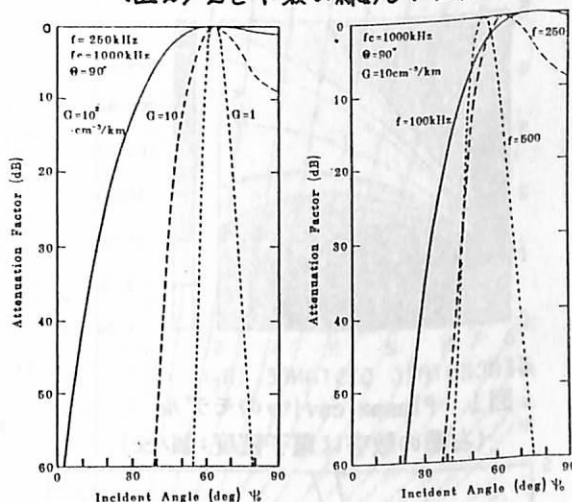
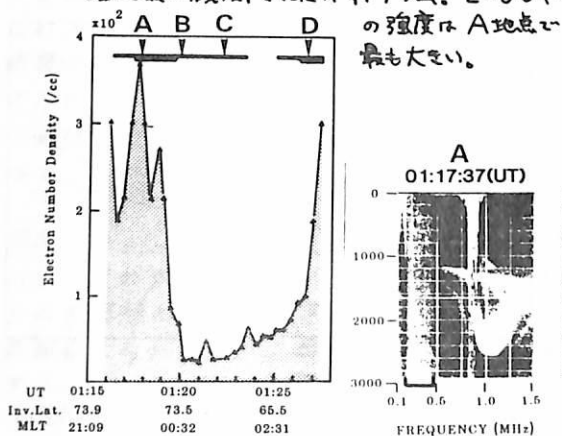
南極昭和基地にて取得した ISIS 衛星のサウンダーデータの解析から、高度1400-3000 kmの極域電離圏においてZモード並べにL-Oモードの自然電波が頻繁に観測されている。特に、L-Oモード電波の発生は、前回報告したように、局所的な電子密度上昇領域と密接に関連しており、その境界領域近傍において電波強度が大きくなることから、そこが発生源となっている可能性が強い(図1参照)。

今回は、このL-Oモード波が、オーロラ降下粒子により励起されたZモード波から、局所的な密度上昇領域にて線形モード変換を経ず発生しているとするモデル設定(図2参照)を行い、その妥当性を定量的に検討した。その結果、このモデルに基づき計算されたL-Oモード波の線形変換効率並べに伝搬特性は、ともに観測された波動特性をよく説明するものであることが明らかとなった。図3は、Full Wave法によるZモード波からL-Oモード波への変換効率の計算結果の一例であるが、境界領域の密度勾配(Gパラメータ)が増すにつれ、モード変換のtransparent windowが十分大きくなることが明らかとなっている。



〈図2〉Zモード波の線形モード変換モデル

〈図1〉ISIS衛星で観測された電子密度(左図)と各地点で観測されたイオグラム。L-Oモード波の強度はA地点で最も大きい。



〈図3〉Zモード波からL-Oモード波への変換効率。左は密度勾配(G)、右は波の周波数(f)とパラメータとする。

プラズマキャビティを考慮した AKR のレイトレイシング

橋本弘藏

(京都大学 工学部)

AKR (Auroral Kilometric Radiation) の伝搬については、Greenら¹⁾によって調べられているが、本稿では plasma cavity の効果を含めた ray tracing について述べる。更に、彼等は受信範囲の広がりを広い wave normal 角で波を発射することにより説明を試みているが、これはパラメータにも依存するが 60° に近い方向で成長率が大きくなるという Lee らの理論²⁾に基づいて再検討する。

Cavity のモデルは Calvert³⁾に基づき図1に示す電子密度モデルを用いた。プラズマポーズの位置は $L=4.0$ とした。周波数 $f=200\text{kHz}$ で wave normal 角が 45° ~ 75° で上方に R モードで発射した場合の例を図2に示す。発射周波数と R モードカットオフ周波数 f_R との比は 1.1 である。 $f=f_R$ 近傍で反射されるため低緯度には R モード波は到達しない。下方に出た波もすぐ下で $f=f_R$ となるため、すぐに上方に反射される。

Lee らの計算²⁾によれば、同一のパラメータで、L-R 両モードが励起される。そこで、wave normal 角が 45° ~ 60° で図2と同一高度で発射した L モードの場合を図3に示す。伝搬できる範囲はこの場合の方が広い。 f/f_R は高度を決定し、波はプラズマポーズで反射される。L モードの方が成長率が小さいが、伝搬効果のために低緯度では L モードしか受信されない。

電子密度モデル、プラズマポーズの位置、 f/f_R や周波数等による伝搬路の変化および理論や観測結果との比較検討もおこなう。

参考文献

- 1) Green, J. L., D. A. Gurnett, and S. D. Shawhan, *J. G. R.*, **82**, 1825, 1977.
- 2) Lee, L. C., and C. S. Wu, *Phys. Fluids*, **23**, 1348, 1980.
- 3) Calvert, W., *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 919, 1981.

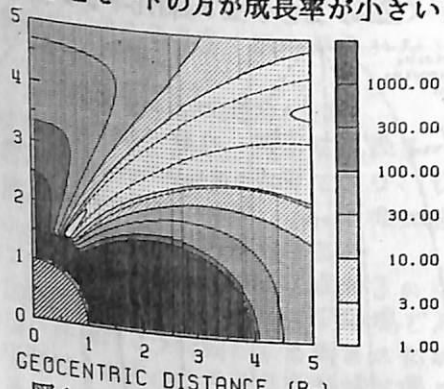


図1 Plasma cavity のモデル
(右端の数字は電子密度:個/cc)

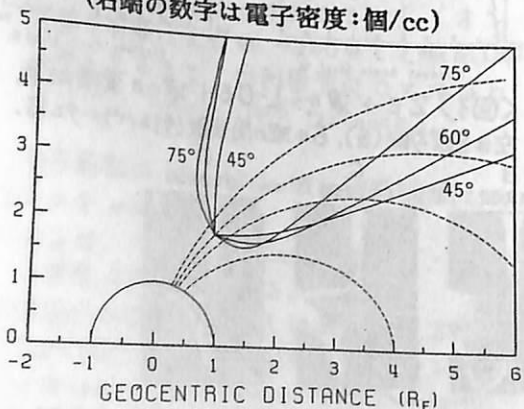


図2 Rモード波の伝搬例 (f=200kHz)

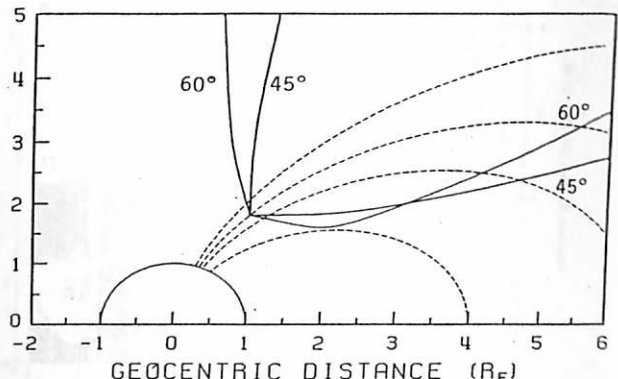


図3 Lモード波の伝搬例 (f=200kHz)

GEOS relaxation sounder による、観測される レゾナンスの計算機による同定

猪木誠二, B. Higel, R. Gendrin
(電波研) (CRPE, 仏)

はじめに GEOS 搭載の relaxation sounder データより、プラズマ周波数 (f_{pe}) を介して電子密度を求める場合、 f_{pe} 周辺に多くの特性周波数が存在する事、またはそれらが観測されない場合がある事等の理由で困難な事が多い。他方、電子ジャイロレゾナンス及びその高調波 ($n f_{ce}$)、 f_{gn} レゾナンスは、比較的良く観測されている。ここでは Hamelin の図表を利用して、各種レゾナンスを同定し、 f_{gn} より電子密度を求める方法について報告したい。対象としたデータは、 $f_{pe}/f_{ce} \leq 4$ に限った。これは、1985 年末に予定されているフランス-スウェーデン共同の衛星 *DIKING* が観測するプラズマがこの範囲に入るためである。

方法 G. Belmont は GEOS によって観測されたプラズマ周波数付近で観測される強い自然の静電波が、どの特性周波数に対応するのか正確に知るために f_{gn} を用い、最終的には non-maxwellian プラズマについて考察している。この方法は f_{gn} より電子密度を推定するのに便利である。今、 f_{pe}/f_{ce} を定めると、理論的には Bernstein モード 流の $\omega-k$ 図の最高周波数より f_{gn} は自動的に求まる。横座標に f_{pe}/f_{ce} 、縦座標に $f_{gn}/f_{ce} - n$ とし、各 f_{gn} についてプロットしてゆくと、右図に示されるような n 本のカーブができてくる。これを Hamelin の図表と呼ぶ。逆に考えれば、衛星で観測された f_{gn} の値をこの図表に載せてゆくと、maxwellian プラズマであれば、一直線上に並び、横座標が f_{pe}/f_{ce} を与えるはずである。

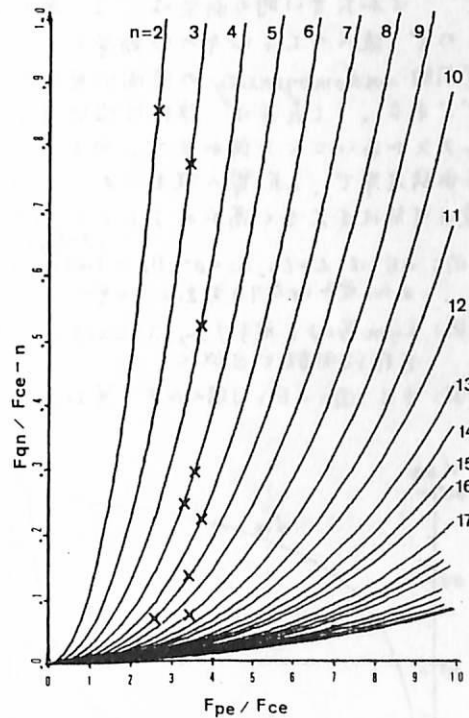
同定 1) $n f_{ce}$ の抽出 まず、256 ステップのデータのうちでレゾナンスの特徴を持つものを候補として抜出す。次に f_{ce} を仮定し、各候補との相関を取る事により $n f_{ce}$ を決定する。

2) f_{gn} の抽出 図に示されるように、

$n f_{ce}$ 以外の候補を Hamelin の図表の上のせ、横座標に沿ってヒストグラムを取る事により f_{gn} を同定する。

結果 観測データに、この方法を適用した結果、 f_{gn} シリーズは non-maxwellian プラズマの存在等によると思われる各種のパターンに分類される。一例が下図に示されている。この同定プログラムは、non-maxwellian プラズマの研究に多くのデータを供給するものと期待される。

YR = 1978 TDY = 266
HH.MM.SS = 03.38.38



Hamelin の図表と其上にプロットされた f_{gn}

G. Belmont; Planet. Space Sci. Vol. 29, No. 11, pp. 1251-1266, 1981

内域放射線帯の準相対論的電子とLF波のサイクロトロン共鳴

天津仁助
名古屋大学研究所

ホイラー波とサイクロトロン共鳴を行なう電子のエネルギーが50keV越すようになると、相対論的效果を入れた扱いか必要となる。このような場合は、1. 波の周波数がジャイロ周波数より遙かに低い場合も、2. 共鳴電子のビッチ角 α がきわめて大きい時に起こる。共鳴電子の運動エネルギーの時間的変化は v (非相対論的扱いでは $\alpha \sin \alpha$) に比例するので、 α が大きい程波の増中には有利であるが、他方対応する電子のフラックスも減少するため、 α の大きい部分からの寄与は小さいと考えられて来たため、2の場合については全く考慮されなかった。しかし、磁気赤道が内域放射線帯にあるような低緯度帯では、準相対論的電子フラックスもかなり存在するので(才之, 3図参照), α の大きい電子群からの寄与も充分考えられる。共鳴の形式としては、電子と波が互に逆行して起こる通常のもの(Case 1)と、波が電子を超越す時をずるもの(Case 2)がある。後者の共鳴エネルギーは前者より大きい。Case 1では α が90°に接近しても共鳴エネルギーは500 keV程度であり、断熱運動の取扱いが可能である。Case 2では α に下限があり、そこではエネルギー無限大となるが、 α が90°まで増すにつれて500 keV程度まで減少する。

α が大きい時の利点は、1. 運動エネルギーの時間的変化が v に比例して大きくなるので、後のエネルギーの移動量が大きいこと、2. 共鳴速度が非常に遅くなるので、空間的 inhomogeneity の時間的変化がゆるやかとなり、共鳴が長く持続すること、が挙げられる。これ等は、準相対論的電子フラックスが高いことと併わせて、母子星のような低緯度帯で、LF帯の波をつかっただASE実験の可能性を大きく高かめるものである。

- 1図: ΔE は $L=1.6, \lambda_i=0^\circ, B_w=1m\delta\lambda$ で求めた、電子1ヶ毎りの放出エネルギー、 $f = f_{UH}/2$
- 2図: Lyon等による電子フラックス($L \approx 1.7, \alpha \approx \frac{\pi}{2}$)を指数関数で近似化。
- 3図: ϵ は1図の ΔE と3図の N より算出。

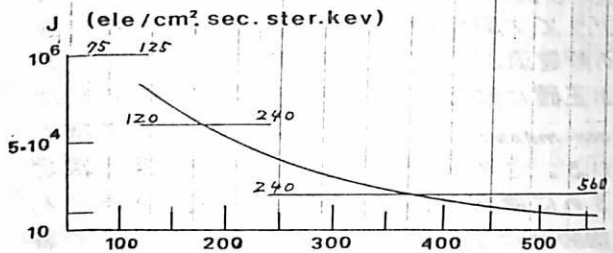


Fig. 2 Electron energy (keV) エネルギー フラックス J

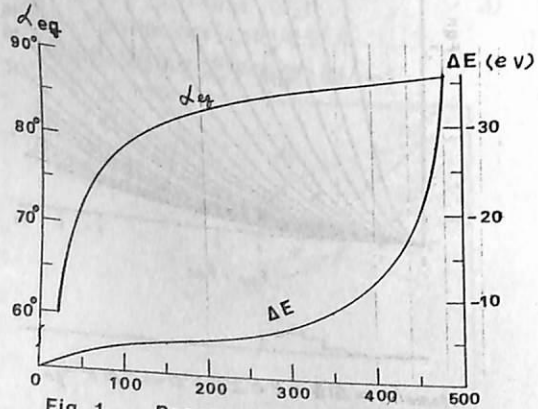


Fig. 1 Resonance energy (keV) 共鳴エネルギーと赤道ビッチ角 α_{eq} と運動エネルギー変化 ΔE

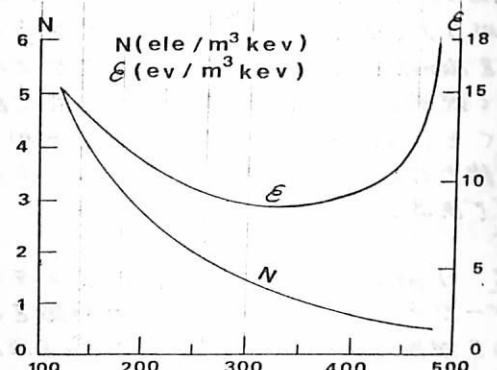


Fig. 3 Electron energy (keV) 電子密度 N と 放出エネルギー ϵ

第 II 会 場

(II-1 ~ II-67)

磁気圏波動・粒子相互作用能動実験予備調査

(母子里 - バースビル 共役点観測概要)

岩井 聿⁺, 大津仁助⁺, 田中義人⁺, 早川正士⁺, 田田敬美⁺
 + 名古屋大学 空電研究所

§1. はじめに

地上からの電波打上げによる磁気圏内粒子波動相互作用の能動実験は自然電磁放射に関わる基本的物理過程を解明するのみならず、磁気圏荷電粒子の研究にも極めて有効であると考へられる。我々は低L値での、かかる能動実験の可能性を探るべく、低L値での粒子・波動相互作用の理論的考察、LF波の磁気圏内伝搬特性、LF送信設備などの研究をはじめている。

能動実験に着手するにあたって、共役点周辺においてELF帯からLF帯にわたる電磁環境の調査を行う。特に能動実験のための最も基本的な情報(LF電波の反対半球での強度、即ち *linear amplification* や伝搬損失)を評価する。

§2. 主な観測項目とその意義

(A) LF電波の共役点受信；粒子・波動相互作用の最適周波数が $f_{Hez}/2$ の近傍であると考へると、母子里の f_{Hez} は 224 kHz であるから 100 kHz 前後の電波の磁気圏内伝搬および *linear amplification* を調べる必要がある。このため北海道美瑛の Decca 電波 (85 kHz, CW, 1.2 kW) と十勝木の Loran C 電波 (100 kHz, pulse, 1 MW) をバースビル周辺で多点観測する。これにより理論的に予測されるLF帯電波の電離層透過特性、磁気圏内増幅、ダクト伝搬についての実験的検証を得る。

(B) PLR (Power Line Radiation) の同時観測；理論的に予想されている PLR による磁気圏内高速荷電粒子の散乱という PLR-粒子相互作用の検証を行う。

(C) ホイッスウの同時観測；南北両半球でのホイッスウの発生・伝搬についての情報を得ると同時に、LF帯電波の受信強度との相関関係を見出す。

(D) 母子里における光学観測と波動観測との相関；粒子・波動相互作用の1つの帰結としての *Particle precipitation* の検出を目指す。同時観測される広周波数帯での波動現象との相関を調査する。光の波長は 4278 \AA とする。

(E) その他に、共役点における電磁環境を広帯域にわたって (数100 Hz ~ 200 kHz) 調査する。

§3. 高感度LF受信機の試作・試験

§2.(A)に記した観測を行うために、今回新たに極狭帯域受信機を作製した。そしてその特性を調べるために美瑛 Decca 電波の 1000 km 伝搬実験を行い、正常に受信できることも確かめた。共役点観測においては、この受信機を3地点に設置する。

§4. この予備観測は 1983年7月27日 ~ 9月14日の期間に実施される。講演では観測速報も含め、予備観測の概要を報告する。



参考文献

日本地球電磁気学会, 第12回講演予稿集
 P28, 早川 徹 } 昭和57年度
 P29, 田中 徹 }

"Conjugate measurements of LF, VLF and ULF waves at Moshiri and Birdsville (L=1.59)",
 Rep. STE Research Project, STER in Japan,
 in Press, 1983

衛星によるMUレーダーアンテナパターン測定

多田 重之*, 佐藤 亨**, 深尾 昌一郎*, 木村 磐根*
(* 京大工, ** 京大超高層)

中層大気の運動を知る上で極めて有効な手段として注目されているMUレーダーは、その設備が一部完成し本年度より観測を開始した。使用するアンテナは約8300^{m²}の円形平坦地に475本の十字形八木アンテナ素子を配列した大口径アレイアンテナである。給電にはアクティブ・フェーズド・アレイ方式を採用しているため、従来の大型レーダーに見られない多様なアンテナパターン合成機能を持っている。そこでこれを検証するため、1984年2月打ち上げ予定の科学衛星EXOS-Cに受信機を搭載してMUレーダーのアンテナパターンを測定する計画が進められている。^{1), 2)}この受信機はMUレーダーアンテナモニター、略してMUMと呼ばれる。本報告では衛星を用いて行うMUレーダーのアンテナパターン測定法について論じる。

アンテナパターンの測定では、図1に示すようにMUレーダーから送信されるアンテナ修正CW信号(46.5MHz)と、

レーダーサイトから送信されるレベルのわかっているリファレンス信号(46.55MHz)を衛星上で同時に受信・比較校正する方式をとる。またMUレーダーのメインローブ幅が約3.6°であるのに対し、衛星が上空を通過する速度は最大1.5°sec⁻¹程度であるから、パターンのサンプルは100ms程度毎で十分である。MUレーダーは1ms程度でビーム方向を変えることができるので、図2に示すように10ms程度毎にアンテナビームを走査すれば、同時に複数のビーム方向におけるパターンの測定が可能になる。

この測定システムのうち、衛星に搭載される受信機と受信アンテナについてはすでに検討が終り、現在最終的な総合試験に臨んでいる。リファレンス用の送信機と送信アンテナからなる地上系についても、高精度の測定が行えるよう検討が進められている。

[参考文献]

- 1) 深尾, 佐藤, 科学衛星シンポジウム, 145-152, 1981.
- 2) 深尾, 佐藤, 科学衛星EXOS-C中間報告書, 141-149, 1982.

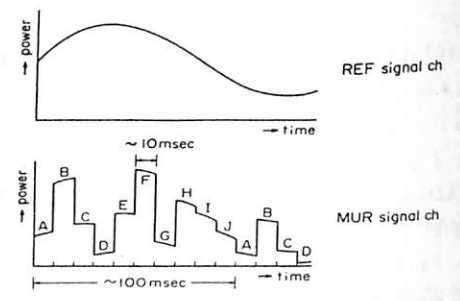
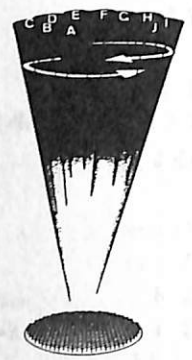
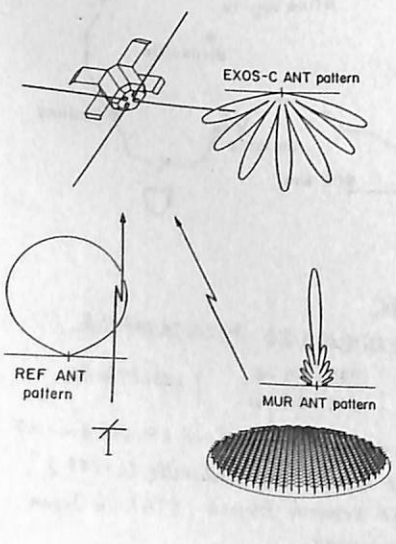


図1. アンテナパターン測定原理。

図2. 信号受信レベルの変動。

MUレーダーグループ

京都大学 超高層電波研究センター・工学部

MUレーダーは対流圏から電離圏まで連続して観測でき、また、利用者の種々の観測要求に対処できる柔軟なシステム構成となっている。MUレーダーは強力な観測手段であるが、他の観測装置との共同観測により、より密度の高い観測結果を得ることが期待される。このため電離圏領域の観測ではアイオノゾンデ方式の装置が共同観測装置としてMUレーダーサイトに設置されている。本報告では、この電離圏観測装置について報告する。

図1にシステムのブロックダイアグラムを示す。送受信は基本的にはFM-CW方式であり、パルス方式のアイオノゾンデと比較して送信ピーク電力を小さくできる。

このためMUレーダーとの共同観測を行っても妨害を及ぼさない。この点は、非常に重要である。送信周波数・スイープ幅等の観測パラメータはマイクロコンピュータから制御できるため、MUレーダーと同様に柔軟な観測が可能である。また、MUレーダー制御器とはデータリンクで結合されているため、MUレーダーから本装置の観測結果をモニタし有機的な共同観測を行うことも可能である。観測結果はアイオノグラムのハードコピーか、これと等価な磁気テープデータとして利用者に提供される。表1にシステムのパラメータを示す。

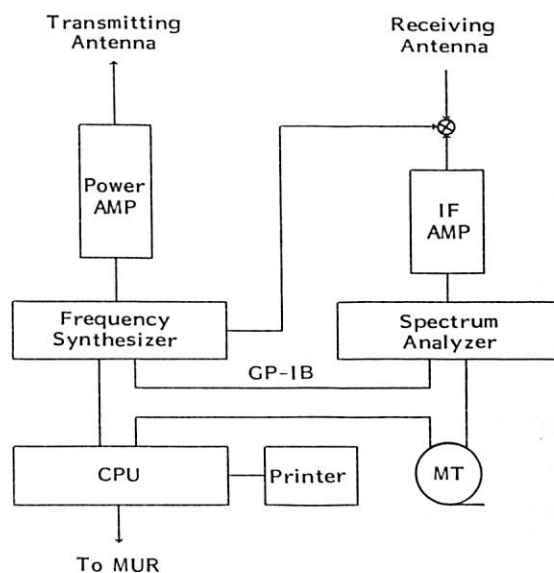


図1. 電離圏観測装置のブロックダイアグラム

Table 1
Parameters of FM Ionosonde

Frequency range	2-30 MHz
Peak power	80 W
Duty ratio	37.5 %
Pulse-repetition	128-1500 Hz
Sweep rate	50, 100, 200, 400 kHz/sec
Receiver bandwidth	2 kHz
Frequency resolution	10 Hz
Height range	50-1000 km

単一スペクトル線光ポンピング磁力計の確度 III

小川 徹 教崎 努 北野 正雄
(京都大学超高層電波研究センター)

1. はじめに 現在地磁気の観測の標準はプロトン磁力計によっており、その構造が簡単でしかも高確度の特長をもっている。しかしその確度の限界は0.1nT程度であると推定されている。一方、複合スペクトルの光ポンピング磁力計はスペクトル構造の複雑さにもかかわらず、0.1nT程度の安定性をもっていることが報告されている。従って次段階の標準磁力計として単一スペクトル線の光ポンピング磁力計、特にアルカリ金属磁力計(SLAM)が有望と考え検討を進めている(図1)。単一スペクトル磁力計は既に2, 3の報告があるが、安定性の報告のみで確度については言及されていない。これまで原子の選択、隣接ゼーマンスペクトルによる誤差、単一スペクトルの非対称性、システムなどにつき検討し、カリウム原子が最も適当であることを明らかにした¹⁾。今回は、パラメーターの最適条件を検討する(図2)。

2. 最適条件 スペクトル線の半値幅 $\Delta\omega$ は原子の衝突による幅 $\Delta\omega_0$ とポンピング光強度 S_0 にほぼ比例する幅とで定まる。従って、

$$\Delta\omega = \Delta\omega_0 + \alpha S_0 \quad (1)$$

ただし $\Delta\omega$ は隣接スペクトルとの間隔 ω_F より小さい必要がある。

$$\Delta\omega = \epsilon \omega_F \quad (\epsilon < 1) \quad (2)$$

また光検出器の等価雑音は入射光強度 S と系のバンド幅で決まり

$$N \cong K(S \cdot B)^{1/2}, \quad S = S_0(1 - I_0) \quad (3)$$

I_0 はスペクトルの比強度であって、近似的に S_0 に比例する

$$I_0 \cong \beta S_0 \quad (4)$$

従って磁力計の誤差 $\Delta\omega$ は周波数変調幅を $\Delta\omega_m (= \gamma \Delta\omega)$ とすれば、

$$\Delta\omega = \Delta\omega \frac{N}{2S_0 I_0} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_m} \right) = K(B/\omega_F)^{1/2} [1 - \xi(1 - \zeta)]^{1/2} / (1 - \zeta)^{3/2} \quad (6)$$

$$\text{ここに、} K = \alpha^{3/2} \chi / 2\beta\gamma\epsilon^{1/2}, \quad \xi = \beta\epsilon\omega_F / \alpha, \quad \zeta = \Delta\omega_0 / \epsilon\omega_F \quad (7)$$

$\omega_F = 5 \times 10^2 \text{ Hz}$ (^{39}K) と K は 10^2 Hz 程度に押し得るので、 $B \sim 10^{-2} \text{ Hz}$ 、 $\zeta \ll 1$ 、 $\xi \sim 0.1$ とすれば、 $\Delta\omega \sim 0.4 \text{ Hz}$ ($S_F \sim 0.06 \text{ nT}$) となりシステム的にも充分実現可能と思われる。

文献

- 1) 河村ら：地磁気観測所技術報告 20, (1980年9月)。
- 2) 例えは J. H. Allen and P. L. Bender: JGG 24, 105 (1972)。
- 3) 小川, 教崎, 北野: 第72回地球電磁気学会 III-38 (1982), 第73回 II-17 (1983)。

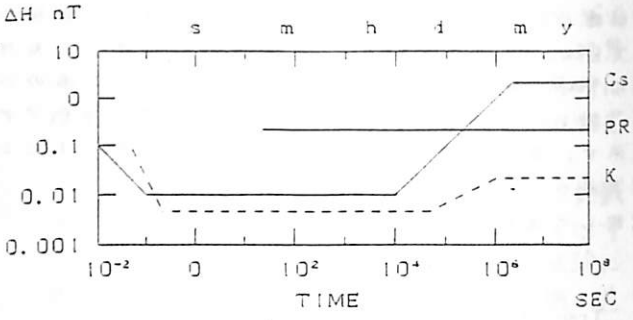


図 1

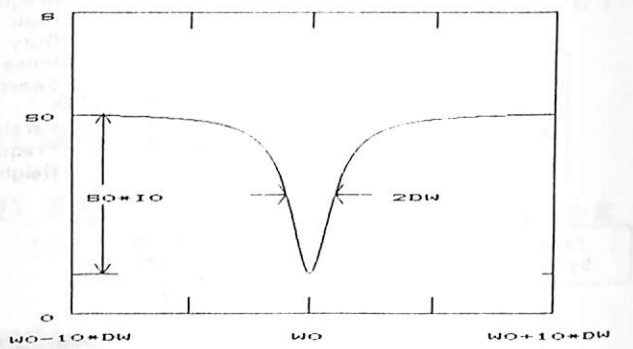


図 2

共役点光電子現象のロケット 実験時の電離層電子密度観測

渡辺勇三

宇宙科学研究所

地磁気共役点光電子効果、すなわち、同じ地球磁力線で結ばれた反対半球共役点の超高層日照領域で生成した光電子が磁力線沿いに飛来して日陰状態の電離層高度で種々の現象、例えば、発光現象、大気光増光現象、加熱現象、電離生成現象などを生起する光電子効果を総合的多面的に観測する目的で設計されたK-9M-76号機には、6300Aと7774Aの大気光放射強度計、0.1~1eV、及び、1~100eVの電子のエネルギースペクトロメーター、電子温度計、並びに、電子密度計などが搭載されたが、光電子共役点現象の背景をなす電離層の電子密度を高精度で測定するためのインピーダンスプローブによる観測結果は、時間的には日出前の実験であり、かつ、空間的には東方への飛行であったにもかかわらず、時間的に電子密度が徐々に減少するような傾向、つまり、上昇時に比べて下降時の方が小さい値となった。原因として、(1)電離層の緯度変化及び時間変化、(2)搭載観測機器の故障あるいは変化、(3)ロケットの軌道姿勢に基づくウェイクの影響などが考えられる。日出時であり南方に向っているので電子密度は明らかに増加すると思われる。 $f_{SHR} \sim f_P$ の関係、 $CS \sim f_P$ の関係、 $f_{PR} \sim f_P$ の関係のチェックから観測装置が正常で、かつ、周波数マーカの時間変化も無いことが確認されたのでここではロケットの姿勢について考察を試みる。

[1] スピンによるウェイク効果で電子密度がバラツキが、従来はほとんど後半にそのバラツキ巾が倍増していたのに全飛行時間にわたって小さく、かつ、一定していたことから同一のウェイク条件が持続したと考えられる。[2] バラツキの周期性からプリセッション周期=69秒が得られた。[3] プローブがロケット先端にあるので上昇時と下降時でロケットウェイクの傘の中のプローブ位置による違いが出るのが考えられる。

インピーダンスプローブで検出されるMPR共鳴はプローブ軸と磁場の角度(A)に依存して変化する。つまり、 $A = 0^\circ \rightarrow 90^\circ$ に従って、 $f(-MPR) = 0 \rightarrow f_P$ ($f_P < f_H$)あるいは、 $0 \rightarrow f_H$ ($f_H < f_P$)と変化し、 $f(+MPR) = f_{UHR} \rightarrow f_H$ ($f_P < f_H$)あるいは、 $f_{UHR} \rightarrow f_P$ ($f_H < f_P$)と変化する。K-9M-76号機では、150秒(250km)、200秒(300km)、400秒(300km)並びに450秒(250km)における $f(-MPR)$ の最小値はそれぞれ0.8MHz、0.83MHz、0.83MHz、および0.76MHzで、これから、 $A = 51^\circ$ が得られ、さらに機軸と磁場の角度(B)が約 39° と得られた。GAの測定結果によれば同じ領域で $A = (38^\circ \sim 40^\circ) \pm 3^\circ$ 、プリセッションの全角=6°、周期=60.5秒でほぼ一致している。このBからロケットの機軸の天頂からの角度を求めると、 $5^\circ \sim 85^\circ$ となる。発射時の方位角=138°と上下角=80°より昇降時の機軸と進行方向の角度を見積ると従来の結果とほぼ同じく上昇時には $10^\circ \sim 30^\circ$ 、下降時には $150^\circ \sim 170^\circ$ となって昇降時のバラツキはほぼ同じになり、かつ、降りにはロケットが逆に飛ぶことになるので電子密度が小さくなったのだと考えられる。

日没時など電離層の電子密度が急変する時間帯で精密測定が必要な場合には親子ロケットの子ロケットに搭載してロケットウェイクの影響を小さくすることが望ましい。

K-9M-76号機による磁気共役点 光電子の観測

向井利典 平尾邦雄

(宇宙科学研究所)

ものと解釈される。

b. 高度が下がるにつれてスペクトラムの勾配が急になる。即ち、高エネルギー側でのフラックスの減少が激しい。これは特に300 km以下で顕著であり、中性粒子との衝突によるものと思われる。

[2] 高度分布

各エネルギー毎の高度分布を調べると、数eVでは260 km以上で、高エネルギーでは300 km以上でほぼ一定であり、その高度以下では急減している。また、下降時の方が、上昇時よりもほんのわずが多い。これらの結果から、観測された電子は磁気共役点から飛来してきたことを意味する。

K-9M-76号機は磁気共役点光電子効果の統一的説明を目的として、1983年1月15日 5時40分JSTに内之浦より発射された。ここでは、低エネルギー電子分析器によって観測された磁気共役点光電子データの解析結果を報告する。

搭載された電子分析器は、従来から、筆者らによって開発されてきたもので、今まで数回にわたってロケット実験で光電子観測のために使用されてきた。その諸元は、以下の通りである。

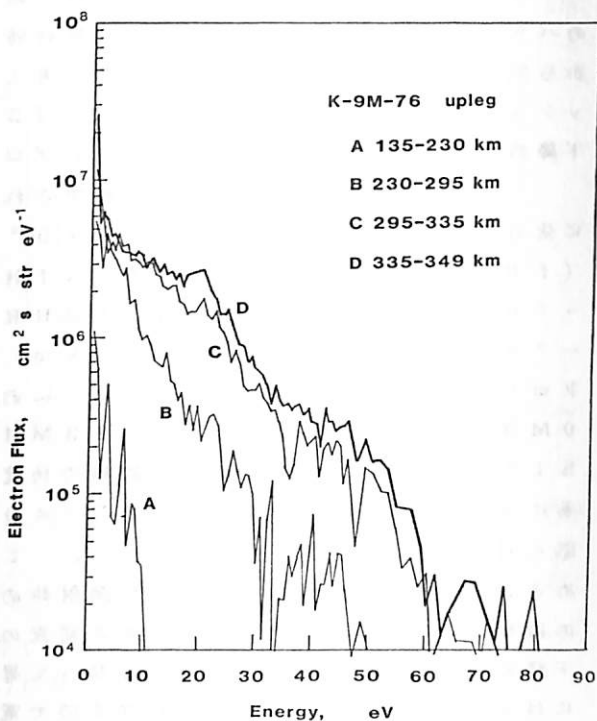
- 測定エネルギー : 1~90 eV stepwise
- エネルギーステップ幅 : $0.2 \text{ eV}/0.1 \text{ TeV}/14 \text{ eV}$
- エネルギーステップ時間 : $20 \text{ msec}/\text{step}$
- 一掃引時間 : 2.74 秒
- エネルギー分解能 : $\Delta E/E = 3.9 \%$
- 視野角 : 6.3° cone
- 視野中心方向 : ロケット軸に對して 30°
- geometrical factor : $3 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ str}$
- (検出効率) × (透過率) : 55 %

データ解析は現在進行中であり、ピッチ角分布はまだおぼろげなものであるが、得られた結果は以下の通りである。

[1] エネルギー分布

左図はロケット上昇時のいろいろな高度区間に於けるエネルギー分布である。下降時のデータともほぼ一致している。見られる特徴は以下の通りである。

- Apogee 付近のスペクトルは20 eV以下では平坦であり、50 eVに急峻なcut-offがある。この特徴は昼間に従来得られたデータに見られたが、20 eV以下の勾配は昼間の方が大きい。また、昼間では、23-24 eV と 27.2 eV にピークが見られる (He II 304 Å によるOの電離に伴う一次光電子) が、今回の観測では、はっきりしない。これらは磁気共役点から飛来する途中のプラズマ圏での熱的電子とのクーロン衝突による



ロケット上昇時各高度における
エネルギー分布

粒子測定器による粒子束の高速変動成分の検出

佐川 永一, 向井 利典, 賀谷 信幸
電研研 宇宙研 神戸大

我々はオメガ科学衛星 (Exos-D) に搭載が予定されている低エネルギー粒子測定器に粒子束 (電子又は陽子) の時間的なゆらぎを高速 ($\sim 10^5$ sec) に検出する機能を追加することを旨として基礎的な検討と室内実験を開始したので報告する。

エネルギー分析器などで低エネルギー粒子の直接測定を行う場合には、得られる物理量は一定のエネルギーと時間範囲で積分された粒子束 $I(E,t) = \int_{t-\Delta t}^{t+\Delta t} \int_{E-\Delta E}^{E+\Delta E} J(E',t') dE' dt'$ であり、通常は Δt や ΔE はセンサの分解能・感度やテレメータの容量で制限されてしまい高時間分解能の測定は実現できなかった。しかし、従来から波動の観測では特定の周波数成分の振幅を測定することによって波形そのものの伝送を行わずに高周波帯の観測を行ってきた。同様の考えに従えば高時間分解能で測定した粒子束の強度 $I(t)$ をそのまま伝送するのでなく、onboard 処理し、情報量を圧縮することが可能である。

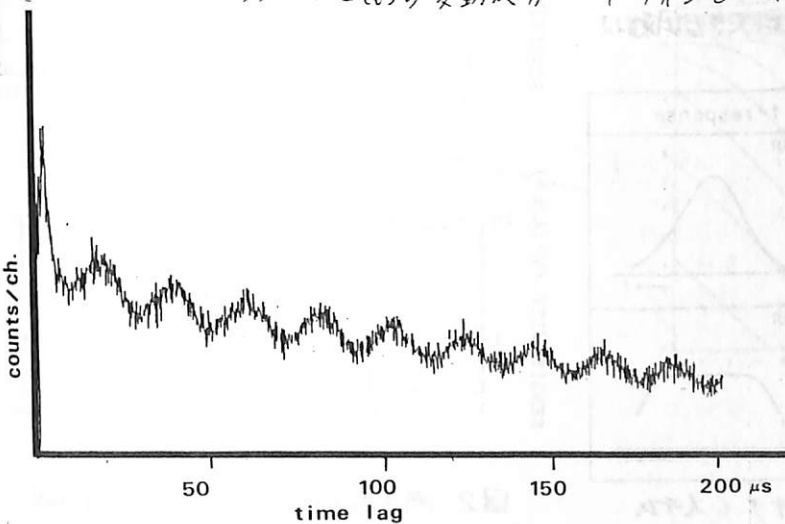
良く知られているように自己相関関数 $R(\tau) = \langle I(t) \cdot I(t+\tau) \rangle$ は $I(t)$ の変動成分

の情報を与える。そして定常過程では集合平均は時間平均と置き換えられるので、時間的に平均された流量 $R(\tau)$ から高速変動成分を検出できる。

低エネルギー粒子計測器ではエネルギー分析器などからの粒子を電子増倍管によってパルスの個数として計数している。もし $I(t)$ が一定ならば検出器が τ 秒間に出力するパルスの数 $n(t)$ は Poisson 分布に従う。そして I が一定ではなくある確率分布を持つ場合にも Poisson 分布の重ね合せとして表現できる。そしてこの場合に $n(t)$ の自己相関関数が $R(\tau)$ に一致することが証明される。従って $\langle n(t) \cdot n(t+\tau) \rangle$ を測定すれば $I(t)$ の変動を知る事が可能である。

カウント数の自己相関関数をハードウェアで求める方法には幾通りかが考えられる。Gough et al. (1983) は平均的計数率が目的とする時間分解能 ($\sim 10^{-6}$ s) に比べて小さいことからパルスの時間間隔の分布を観測して自己相関関数を得た。下図は同じ方法によって室内実験を行い、交調を受けたイオンビームの自己相関を測定した例である。この例では平均的パルス計数率は 6 cps であり、イオンビームは 50 kHz の交調 (約 50%) を受けている。

* Gough, M. P., et al., (1983), PSS, 31, 875.



粒子束強度の自己相関 (室内実験)

ELF帯磁界強度測定用

ループアンテナシステムの開発

富沢 一郎・山川 智・芳野 超夫
(電気通信大学)

我々は、1977年以来、ELF帯における電力線誘導放射磁界強度観測用ループアンテナシステムを開発してきた。この過程において、ループアンテナとプリアンプの結合方式により、二つの種類に分けることになり、(1)高インピーダンス形、(2)低インピーダンス形である。(1)では、ループアンテナの負荷となるプリアンプ入力を高インピーダンスとする。(2)では、これをオペアンプの仮接地、つまり、プリアンプの入カインピーダンスをほぼ零とする⁽¹⁾。これが根本的な相違点である。

この二つの方式では、特に周波数特性が異なる。(1)では、ループアンテナのインダクタンスと誘導容量が共振するR₀の単峰の周波数特性を示す。他方、(2)では、オペアンプの入カインピーダンスがほぼ零であるため、誘導容量が大幅に減り、共振特性を示さず、ほぼ平坦な周波数特性となる。一般的に、ループアンテナの誘導容量を正確に制御して製作することは困難なため、この共振周波数を目的とする周波数に合わせることは至難の技である。他方、この場合は、誘導容量をほぼ無視できることから、製作上、大きな困難はなく、再現性が優れている。

セーフな電界特性は、測定周波数R₀における雑音指数である。ここでは、共振周波数の近くにおける雑音指数は良好であるが、他の周波数では悪くなる。他方、(2)では広帯域に渡って良好な雑音指数を得られる。ただし、(2)ではオペアンプのノイズ雑音指数が10dB以下で増すR₀の低周波側の雑音指数が悪くなる。図2. 我々がこれまで主として飛翔機搭載用に製作した両方式のループアンテナの周波数特性を示す。

講項では、両方式の感度、雑音指数、周波数特性、重量・形状等の詳しい設計製作方法について述べる予定である。

(1) Macintyre, S.A.; IEEE Trans. Mag., MAG-16, pp. 761~763 (1980)

	Circuit	f-response
High impedance type		
Low impedance type		

図1. 二つのループアンテナシステムの回路とその周波数特性

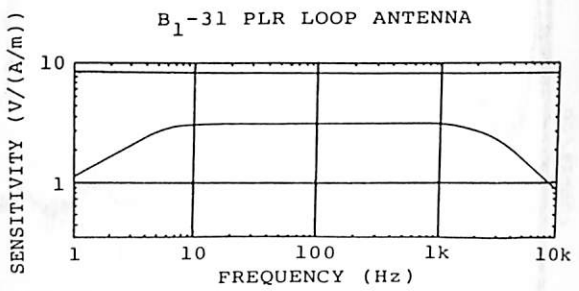
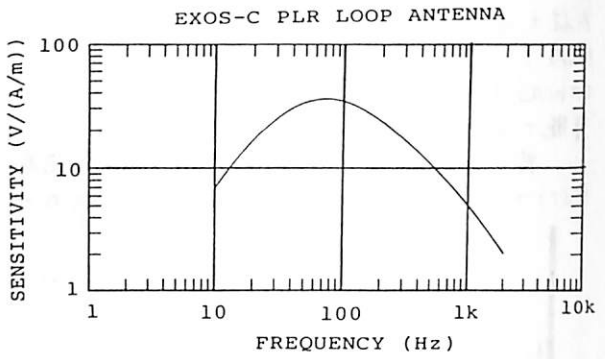


図2. 両方式のループアンテナの実測例

数値計算による EXOS-B の帯電状況

早川 基 鶴田 浩一郎 高橋 隆男
 (宇宙研) (宇宙研) (東海大)

衛星の帯電現象は低エネルギー粒子の観測に大きな影響を与えるばかりでなく、ひどい時には放電によって衛星を破壊してしまう事すらある重大な問題である。しかしながらその割にはブームや絶縁物が衛星の帯電にどのような影響を与えるかというような問題は余り議論されていがないのが現状である。そこで我々は有限要素法を用いた帯電解析コード (NASCAP コード) を用いて様々な条件下における EXOS-B の帯電状況をシミュレートしてみた。計算に用いた EXOS-B の形状を図 2 に示す。衛星本体は外径 60cm の立方体で近似し、その表面はインジウム・オキサイドによるコンタクト材でコーティングがなされているとし、電場及び波の観測用のブームは直径 7mm、長さ 2.7m のブームで近似した。また磁力計は直径 7mm、長さ 1.35m のブームの先端にある直径 15cm、長さ 15cm の円筒とした。

当日の講演では、日照時と日陰時における帯電の違い、サブストーム等の擾乱時の電位変化、電子ビームを発射した時の電位分布の変化等について発表する予定である。一例として、日照時における衛星周辺の電位分布を図 2 に示しておく。

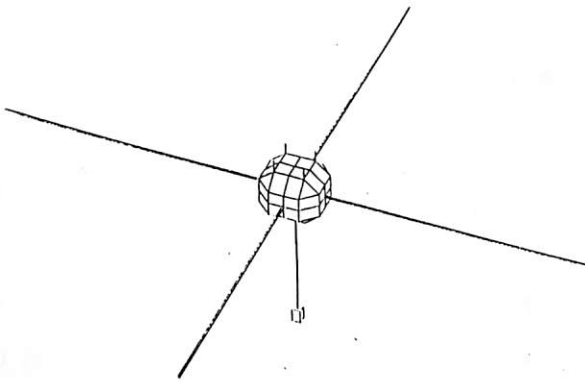


図. 1

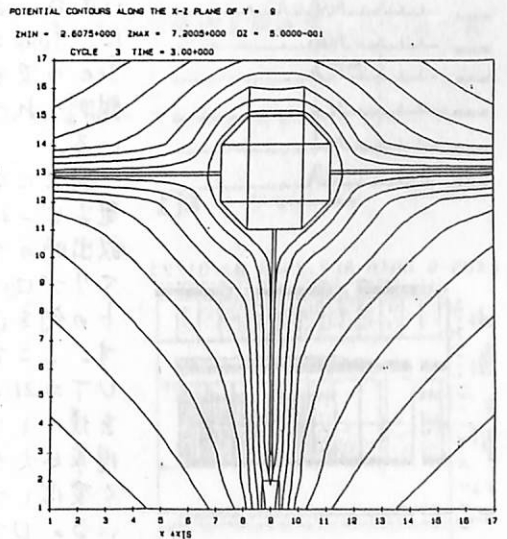


図. 2

EXOS-B 電子ビーム放出により引き起こされる現象

河島信樹, 赤井和憲
宇宙研

科学衛星EXOS-Bにおいて、搭載されている電子ビーム放出器を用いて磁気圏プラズマとの相互作用等の解明の為の実験が行われてきた。電子ビームにより励起されるHF帯の波動や粒子エネルギー分析データに関して、観測される種々の典型的な例について報告する。

図1にHFスペクトルの時間変化の一例を示す。電子ビームにより、電子サイクロトロン周波数(f_{ce})、プラズマ周波数(f_p)、upper hybrid 周波数(f_{UHR})が励起されており、これより電子ビームは磁場及びプラズマ密度の有効なセンサーとして機能しているといえる。また、 $f_{UHR} \pm f_{ce}$ の波も観測されている。

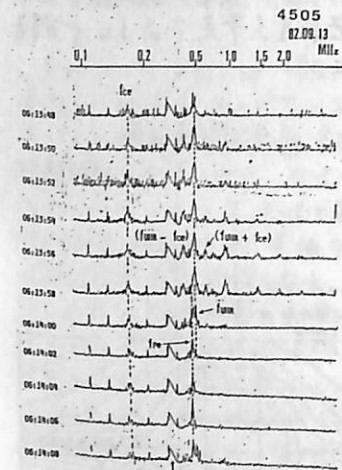


図1

図2には電子ビーム放出時のサマリプロットの例を示す。ここでUT=21:20を境にして現象が大きく変化している。UT=20:50~21:20まではElectronは100eV以下のlow energy

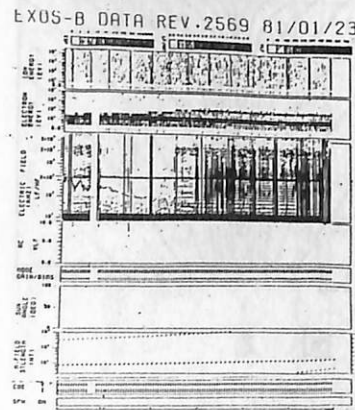


図2

の成分のみであり、またHF帯には f_{UHR} のみが観測されているのに対し、UT=21:20以降は約200 eVのhigh energyのelectronの成分があり、またHF帯はもはや f_{UHR} は見られず、全体にnoisyな傾向にある。この境界は $L=4.5$ であり、おそらくplasma pause通過時に対応すると思われる。

図3にHFスペクトルの他の例を示す。電子銃のヒーターは16 kcのパルスでswitchingしているため、16 kcのharmonicsが現われているが、その他に図のAの時点では f_{UHR} 、 $f_{UHR} \pm 16 kc$ の周波数が受信されている。

さらに別の現象として図4において、19:53までは f_{UHR} 及びそのharmonicsが安定した周波数で受信されているが、その後突然周波数が低くなり、不安定に変動しはじめている。このように、criticalに状態の変化を示すことが数回に起こっている。

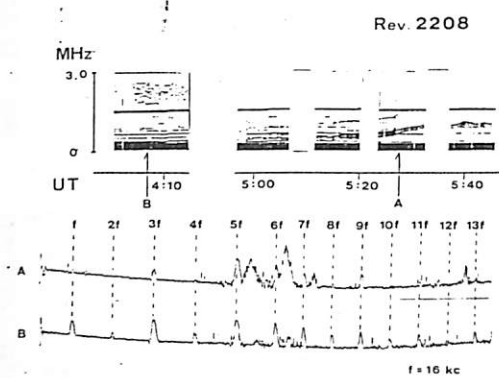


図3

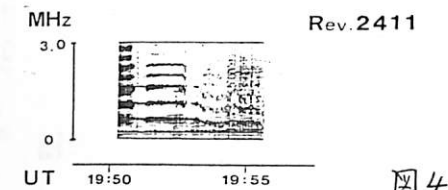


図4

「じきけん」は1982年1月以降波動観測用アンテナに異常と果しているが、電子ビーム放出時に観測される波動の起は極めて興味深い現象として現在も其の観測が続けられている。「じきけん」で電子ビーム放出に伴う観測される波動には、電子ビームの電流、加速電圧に其の周波数スペクトルが依存するものと其の通り、その前着はプラズマポースの外側の領域で観測される、この領域では起される波動の基本波の周波数は200kHz~600kHzで加速電圧が小さく電流が大きいため其の周波数が高い。一方プラズマポースの内側では起される波動の基本波の周波数は電子ビーム電流、加速電圧にほとんど依存せず f_{UH} あるいは f_{UH} に等しい。さらにこれらの果、波動の起領域は明確に区別されて、 f_{UH} あるいは f_{UH} から求められる背景プラズマの密度とほぼ密接の関係が見出されている。これらのことは高エネルギーの電子が支配する衛星の電位が電子ビーム放出に伴う波動の起に異、正極偏を生み出ししていることを示唆している。

プラズマポースの内側領域で起される波動は其の基本波の振巾が、電離層に近い領域で観測される基本波の振巾に比べて極めて小さい場合にも高調波と併、ている。基本波の振巾の増大と共にこれらの波動は $f_{UH} - f_{ce}$ と f_{ce} の decay する。このとき電子ビーム電流、加速電圧の変化は周波数スペクトルにほとんど変化を生じない。この decay は基本波の周波数の急激な変化と共に消えるが、其れと共に3次高調波の強度が急に増大する。この変化は周期的にくりかえされるが、其の周期は衛星のプリセッション周期と同程度である。

これらの観測結果は

- (1) 電子ビーム放出に伴う衛星の電位の変化とプラズマに供給される電子ビームの密度及びエネルギー
- (2) 電子ビーム放出による衛星のポテンシャル上昇時のプラズマのダイナミクス
- (3) 起される波動のモードと非線形共振
- (4) 有限相互作用領域

等について議論が要求されることを示唆している。

磁気圏あるいは電離層プラズマ中の飛翔体による自然波動観測等の受動実験あるいは電子ビームや電磁波により励起される波動の観測と、た能動実験と同一な飛翔体の姿勢決定実験結果の解析に極めて重要な意味を持つことは言うまでもない。しかしながら科学実験と目的とする飛翔体は通常地球磁場と太陽の方位からその姿勢と決定しているが、これら何れも原因で不可能となる場合がある。ここでは飛翔体の軌道に沿って地球磁場の方向が変化することを用いて、地球磁場の測定だけで打ち上げられた飛翔体の姿勢決定を行う方法について述べる。

自由運動する打ち上げられた慣性系中心のまわりの運動は、保存される角運動量ベクトル M の方向 α_H, δ_H と M と Z 軸方向にヒリ赤道面内に X' 軸ともつ慣性系でのオイラー角 θ, φ, ψ を用いて打ち上げられた固定した座標軸 X_1, X_2, X_3 の赤道赤道座標成分を与えよることにより決定することである。

$$\theta = \theta_0, \quad \varphi = \dot{\varphi}t + \varphi_0, \quad \psi = \dot{\psi}t + \psi_0 \tag{1}$$

ここで $\theta_0, \varphi_0, \dot{\varphi}, \dot{\psi}$ は定数である。一方 X_1, X_2, X_3 の赤道赤道座標成分は、軌道上の地球磁場の方向 α_B, δ_B と Z 軸方向にヒリ赤道面内に X' 軸ともつ座標系でのオイラー角 $\alpha_B, \varphi_B, \psi_B$ を用いて表わすことである。ここには θ_B, φ_B は地球磁場の3成分測定から一意に決定されるが、 φ_B は $0 \leq \varphi_B < 2\pi$ で不定である。

ここで赤道赤道座標への2つの変換行列が等しいと仮定して9個の等式を得られるが、独立条件。正規化条件から独立方程式は3式と存在。つまり地球磁場の方向 α_B, δ_B は IGRF から既知とすれば、これらの3式には $\alpha_H, \delta_H, \theta, \varphi, \psi, \dot{\varphi}, \dot{\psi}$ の5個の未知量が含まれることになる。独立方程式と通常に選べば φ_B, ψ_B は消去できる。

$$\cos \theta_B = \cos \alpha_B \cos \delta_B D_{31} + \sin \alpha_B \cos \delta_B D_{32} + \sin \delta_B D_{33} \tag{2}$$

$$D_{31} = -\sin \theta \sin \varphi \sin \alpha_H + \sin \theta \cos \varphi \cos \alpha_H \sin \delta_H + \cos \theta \cos \alpha_H \cos \delta_H \tag{3}$$

$$D_{32} = \sin \theta \sin \varphi \cos \alpha_H + \sin \theta \cos \varphi \sin \alpha_H \sin \delta_H + \cos \theta \sin \alpha_H \cos \delta_H \tag{4}$$

$$D_{33} = -\sin \theta \cos \varphi \cos \delta_H + \cos \theta \sin \delta_H \tag{5}$$

これらを整理すると

$$\cos \theta_B(t) = A(t) \sin(\dot{\varphi}t + \varphi_0) + B(t) \cos(\dot{\varphi}t + \varphi_0) + C(t) \tag{6}$$

ここには $A(t), B(t), C(t)$ は $\alpha_B, \alpha_H, \delta_H$ 及 α_B, δ_B の関数である

$$C(t) = \frac{M \cdot B}{MB} \cos \theta \tag{7}$$

ここで B が軌道に沿って変化し得ることは C は定数と仮定し M の方向 α_H, δ_H と一意に定めることは出来る。

(6)式を用いて未知定数 $\alpha_H, \delta_H, \theta, \varphi_0$ と決定するにはいくつか異なる時刻に対して得られる式から適当な評価関数と定め非線形最適化の手法を用いる。ノウエル法、修正ニュートン法による最適化について詳しく述べる。

松本 紘(京大超高層), 置谷信幸(神戸大工), 宮武貞夫(電通大),
木村馨根(京大工), 大林辰蔵(宇宙研), 長友信人(宇宙研),
松本治弥(神戸大工), 鮎川一朗(京大超高層), 木村年成(京大超高層)

目的

21世紀に向けて宇宙開発は加速度的に進展していくと期待される。宇宙空間への人類の進出と大型建造物の建設に伴い地球および宇宙空間の電磁気環境の変化がSTP物理学の新しい研究対象の一つとなろう。MINIXはこのような研究の一環として2000年前後に建設が検討されている宇宙太陽発電所(SPS)に関する基礎実験としてスタートした。目的はSPSに用いられるマイクロ波エネルギー伝送に関する基礎技術の開発とその強力なマイクロ波が電離層・磁気圏へ与える影響の実験的研究である。後者に関する今回のターゲットはマイクロ波による電離層加熱とプラズマ波の非線形励起の研究である。

経過

MINIXロケット実験は1983年8月29日午前10時に打ち上げられたS-520-6号機により実施された。MINIXの機器はすべて正常に動作し、発射後65秒から830Wのマイクロ波送信がロケットの側方に13回、親子ロケット分離後は子ロケットに向けて前方に24回以上行われた事が子ロケットおよび地上3mアンテナの受信により確認された。また親子ロケットの分離もビデオ・カメラと無事回収されたビデオ・テープにより正常に行われた事も確認された。

実験モード

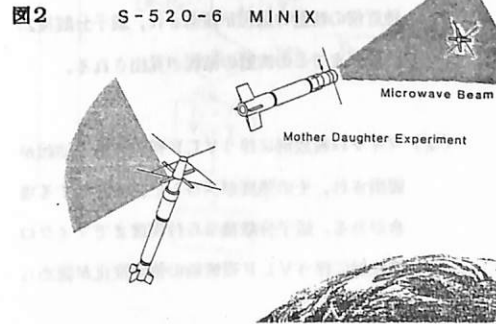
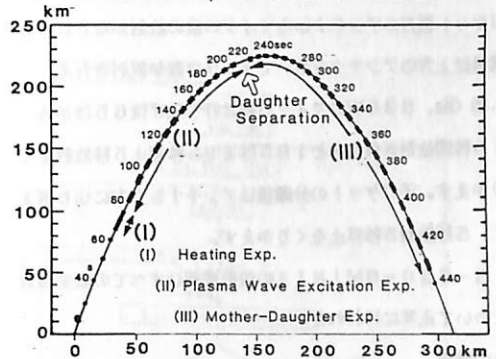
実験は図1に示されるように三つのモードに分けておこなわれた。第一モードでは、最も効率良く電離層加熱が起こると考えられる電離層D層領域において10秒間のマイクロ波照射が行われた。第二モードでは、ロケット上昇時に大きく変化するプラズマ・パラメータの中でマイクロ波によるオーム加熱と非線形プラズマ波励起とが測定された。第三モードでは、分離した子ロケットに向けてマイクロ波を照射し、離れてゆく子ロケットにより強度の異なるマイクロ波電界の中

でのオーム加熱と非線形プラズマ波励起とが測定された。なお、オーム加熱に必要な中性粒子-電子衝突を人工的に増やす目的で窒素ガスが243秒から約10秒間親ロケットから噴射された。図2に実験の模式図を示す。

結果

オーム加熱については、第一モード時と第三モードのガス噴射時には、マイクロ波送信によって明らかにラングミュア曲線に変化が見られ、電子温度上昇の可能性を示唆している。詳細については解析後報告する。マイクロ波によるプラズマ波励起については、マイクロ波照射時に、HFプラズマ波スペクトルにも、VLFプラズマ波スペクトルにも、マイクロ波を送信停止している時に比べ明らかな変化が見られている。発表当日には詳細な解析結果を報告出来ると信じている。

図1 MINIX Experimental Schedule



II-14 S-520-6号機 MINIXの波動観測

—速報—

宮武貞夫(電通大), 賀谷信幸(神大工), 松本 紘(京大超高層), 木村馨根(京大工)

大電力マイクロ波と電離層プラズマとの相互作用に関する実験(MINIX)は1983年8月29日に打ち上げられたS-520-6号機により行われ成功を収めた。

S-520-6MINIXにはVLF帯の広帯域受信機とHF帯の掃引受信機の観測が可能である。25KHzまでのVLF帯の波動は75KHzのサブキャリアでAM変調され地上で復調されると共に~60Hzまでの波動はIRIG#9により直接その波形が伝送される。18MHzまでのHF帯の波動はバンド巾100KHzで250msec毎に掃引受信されその強度を対数圧縮して伝送される。VLF, HF帯の波動はそれぞれ一對のダイポールアンテナにより観測されるが, これらはタイミング信号によりモノポールアンテナとしても動作する。

S-520-6MINIXは親子ロケットで波動観測装置は子ロケット部に搭載されている。打ち上げ後209秒に5cm/secの分離速度で親子の切り離しが行われ分離前はロケット側方のアンテナからマイクロ波の放射がなされ, 分離後は上方のアンテナを用いてマイクロ波が放射される。2.45 GHz, 830Wのマイクロ波は打ち上げ後65秒から10秒間放射されたあと195秒まで5秒停止5秒放射をくりかえす。子ロケットの分離後はアンテナを上方に切り替えて, 5秒放射5秒停止をくりかえす。

S-520-6MINIXの波動観測はすべての観測項目について正常に行われた。

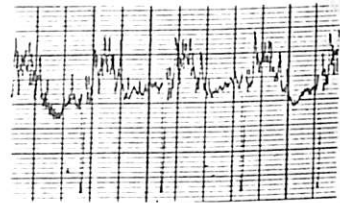
その結果

- (1) マイクロ波放射に伴い電子サイクロトロン周波数近傍の波動の励起が観測され, 親子分離後25秒程度までこの波動の励起が見出される。
- (2) マイクロ波放射に伴うVLF帯の波動の励起が観測され, その強度がスピンの共に変化する場合がある。親子分離後25秒程度までマイクロ波放射に伴うVLF帯波動の強度変化が認められる。

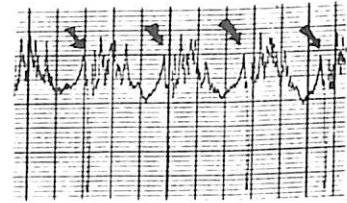
(3) 親子分離後放出された中性ガス(N₂)によるVLF帯, HF帯の波動の強度変化が見出されているが, 実験結果の詳細は講演で報告する。

分離前

マイクロ波停止



マイクロ波放射



分離後

マイクロ波停止



マイクロ波放射



松本 紘, 木村年成 (京都大学超高層電波研究センター)

MINIX チーム

人類の宇宙空間での活動が日増しに現実味を帯びていく中で、MINIX (Microwave Ionosphere Nonlinear Interaction Experiments) と総称されるロケット実験が、宇宙太陽発電の基礎実験として、計画、実行されてきた。1983年8月29日、内之浦より打ち上げられたS-520-6号ロケットによりMINIXが実施され、マイクロ波の電離層に与える影響が調査された。幾つかの観測項目のうち、マイクロ波ビームによる電離層加熱の観測については、実験領域の設定などのために、事前に加熱の定量的予測を行っておく必要があった。しかし、ロケットは飛翔しながら高度と共に変化する電離層プラズマに、ある特定の放射パターンを持ったマイクロ波を放射するため、電離層の温度上昇を解析的に導出することはほとんど不可能である。そこで、計算機シミュレーションの手法を用いて、マイクロ波による電離層加熱の定量的解析が行なわれた。

このシミュレーションでは、空間的に等方にばらまかれた電子に、速度分布として適当なマクスウエル分布を与えて、次の基本式に基づいて、シミュレーション空間内を運動させ、電子の分布関数の時間変化を追跡している。

$$dV/dt = -(e/m)(E + V \times B)$$

上式において、 V , m , e , は電子の速度, 質量, 電荷, E はマイクロ波電界, B は地球外部磁場である。

このとき電子は、マイクロ波電界下で、中性粒子と衝突を繰り返すため、電子温度が上昇する。衝突の判定には、乱数を用いている。また、シミュレーションに用いた衝突過程は、弾性衝突、及び電離、励起、振動、回転の非弾性衝突の計5つである。この5つの衝突過程のうち、非弾性衝突は、電子温度を下げる働きをするものである。そこで、マイクロ波電界が、存在しないときには、常に電子温度が一定の平衡温度に保たれるように、Heat Sourceの過程を考慮に入れた。

図1に、シミュレーションに用いたモデル空間を示す。初期状態として電子は10m四方の立方体の空間に等方的に

ばらまかれ、その後、外側の円筒の領域を飛び出した電子は、初期位置、初期速度に戻され、衝突を繰り返す。

図2には、フローチャートを示した。

講演においては、マイクロ波ビームによる電離層加熱の計算機シミュレーションについて、その基本的モデル、及び結果について述べ、併せて、ロケット実験による観測結果との比較も出来れば行う予定である。

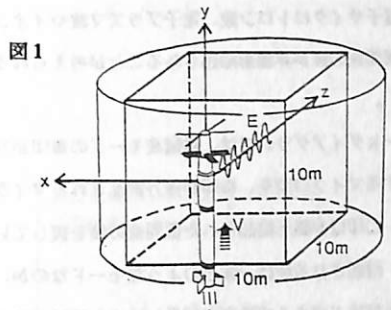
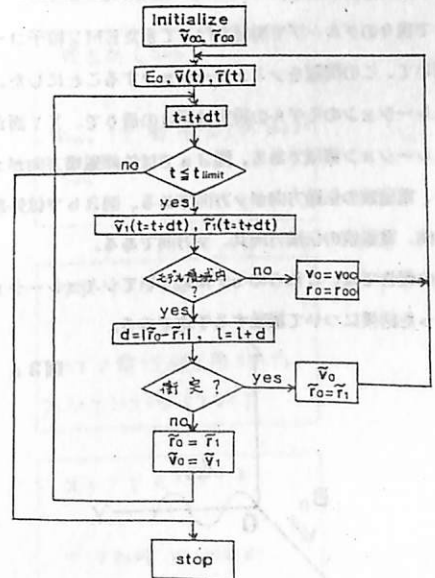


図1

FLOW CHART



強力マイクロ波による非線形プラズマ波励起

—MINIXの計算機シミュレーション—

松本 紘, 鮎川一朗 (京都大学超高層電波研究センター)

MINIX チーム

将来の宇宙太陽発電所 (Solar Power Satellite:SPS)計画を実現するためには、SPSが自然界に及ぼす影響を把握しておく必要がある。その影響の一つとして、SPSで使用する強力マイクロ波が電離層プラズマ中を伝搬する時に、マイクロ波の後方散乱によりパラメトリック・インスタビリティを起こし、電子サイクロトロン波、電子プラズマ波やイオン音波などの低周波の波が非線形励起されることが考えられる (図1参照)。

図2の $\omega-k$ ダイアグラムでは、電磁波モードの●印がSPSで使用するマイクロ波を、◎印が後方散乱されたマイクロ波を表し、○印は非線形励起された低周波の波を表している。しかし、励起される波は一体どのようなモードなのか、あるいは線形理論で求まる成長率で成長し始めた波はどこで安定化されるのか、プラズマ粒子はその結果どのような加熱や加速を受けるのか等を調べるためには、計算機シミュレーションを行う必要がある。

そこで我々のグループで開発を行ってきたEM2粒子コードを用いて、この問題をシミュレーションすることにした。シミュレーションのモデルの設定は図3の通りで、XY面がシミュレーション領域である。図3 aでは外部磁場方向がx方向で、電磁波の伝搬方向がy方向である。図3 bでは外部磁場方向、電磁波の伝搬方向共、y方向である。

今回の報告では、これらのモデルについてシミュレーションを行った結果について議論する予定である。

Nonlinear Plasma Wave Excitation

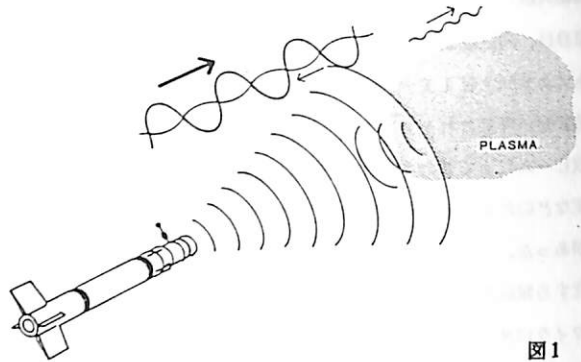
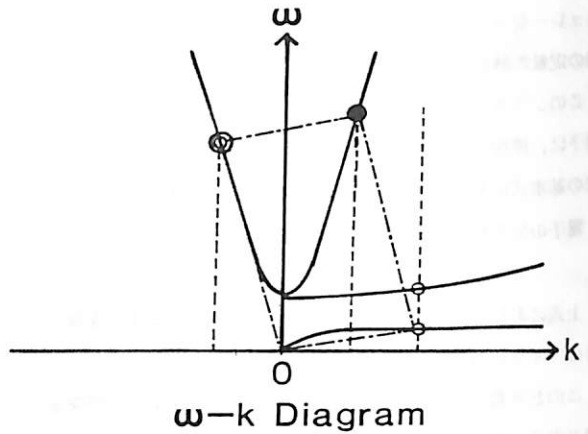


図1



$\omega-k$ Diagram

図2

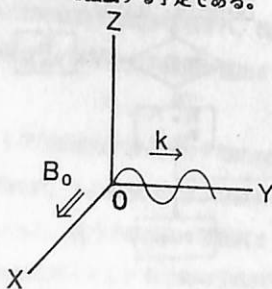


図3 a

Simulation Model

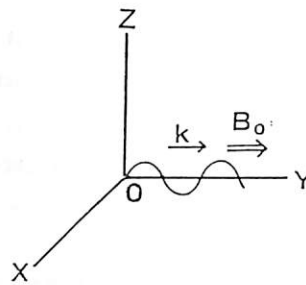


図3 b

Simulation Model

リチウムイオンビームを使った電場・磁場の計測予備実験 (S-310-13号機 速報)

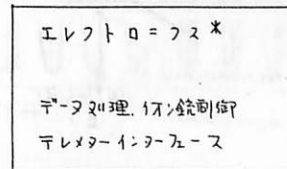
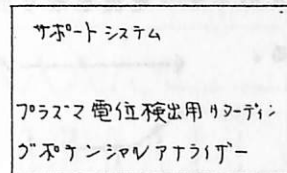
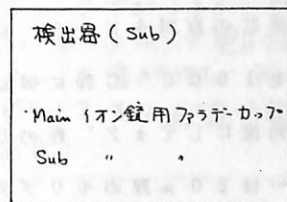
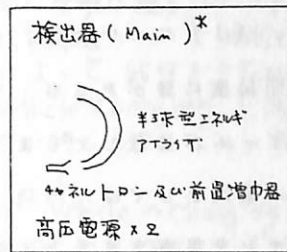
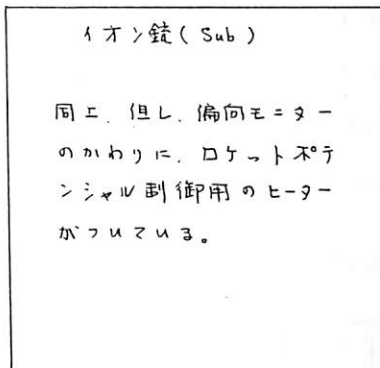
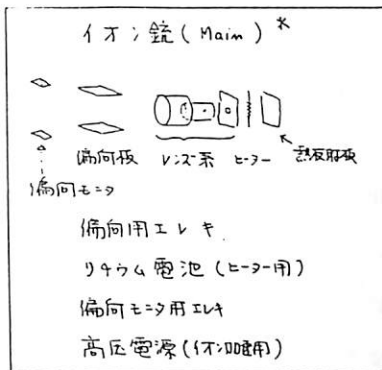
鶴田 浩一郎 早川 基 中村 正人
宇宙科学研究所

先の学会で報告した(中村他及び早川他)リチウムイオンビームを使った電場・磁場の新しい計測法を開発するための基礎実験をS-310-13号機を使って行ったので、その速報を行う。

今回の実験では、この新しい電場計測方法の原理を確認すること及び今後の改良のための基礎的なデータを 얻ることによって目標をおいたため以下の図に示したような計測システムとした。

主要部分はリチウムイオン銃及びその検出器であり、その他の部分(ファラデーカップ、サブイオン銃、熱電子放出用ヒーター等)は今後の改良のための予備を取捨するため追加したものである。

装置構成図



*印のついたコンポーネントが主要部分である。

電磁場計測 (ブーメラン法)

に用いるリシウムイオン銃の製作

中村 正人、鶴田 浩一郎、早川 基

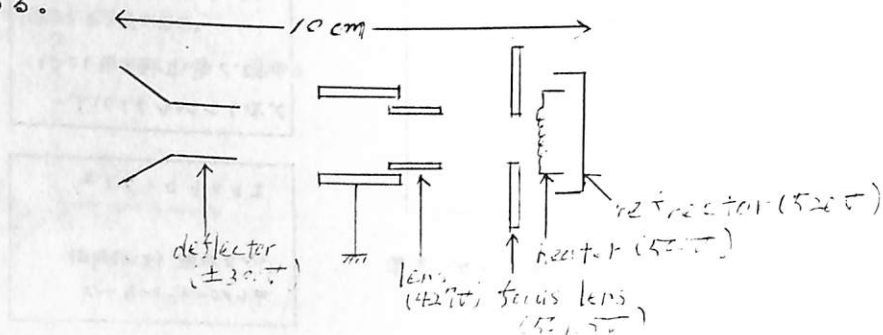
宇宙科学研究所

我々は荷電粒子をロケット、あるいは衛星から発射し、その軌跡の解析から電場、磁場をめる方法(ブーメラン法)を開発してきた。今回S-310-13号機では荷電粒子としてリシウムイオンを用いて実験がおこなわれた。リシウムイオンを選んだ理由は、

- 1) ロケット高度の磁場から計算される回帰時間が10ms程度で適当である事
 - 2) アルカリイオンであるので、電離が容易である事
- 等である。(1)については、electronでは、回帰時間が短くなりすぎて計測の時間精度に難がある事、リシウムより重いイオンでは、回帰時間が長くなり、その間にビームが拡散してしまう事があげられる。

銃の基本構成としては、円筒レンズを用いてヒーターに塗付したリシウムガラスから出るイオンを集束させる方式をとった。リシウムガラス(β -ユークリプタイト)は粉末状の原料をヒーターに塗り、約 1400°C まで加熱して作成した。このヒーターを 1000°C 程に昇温し、直接500Vを印加、レンズに約400Vを印加すると角度にして $\pm 2^{\circ}$ 程のリシウムイオンビームを得る。

ヒーターは20 μ 厚のモリブデンをエッチングによりメッシュ状にして作り、500nAのイオン電流を取り出した時の使用電力は4Wであった。下は、簡単な構成図である。



テザーパイロッド実験速報

平尾邦雄^{*} 河島信樹^{*} 佐々木進^{*} 大林辰蔵^{*} J.W. Raitt^{**} P.R. Williamson^{***}
P.M. Banks^{***} W.E. Sharp^{***} 小山孝一郎^{*} *宇宙研, **コロンビア大, ***スタンフォード大

1983年8月8日0時00分(地方時)
米国ニューメキシコ州ホワイトサンズ発射場からブラックブラントロケットが発射された。本実験の目的は Vehicle Charging に関する種々物理実験の他に将来のジャトルあるいはスペースステーションを使った科学実験の可能性とこれから派生する工学的応用への可能性をさぐる事であった。

参加した研究機関と担当項目は以下の通りである。

宇宙科学研究所 ; Tether くり出し機構, VLF, HF 受信機, ランクシニアプローブ, 電子エネルギー分布測定器, カメラ2台

ミシガン大学 ; 静電アナライザー
ユタ州立大学

スタンフォード大学 ; 電子銃, フォトX-タム2
電荷プローブx2, ストロボ データプロセスユニット

NASA ; 共通系, 姿勢制御, 回収システム

一オ地上から

ロスアラモス国立研 ; LLTV, シュミットカメラ(3台)

スタンフォード大 ; VLF 受信機
この他に ISIS-2 が接近していた。

ロケットは打ち上げ後姿勢制御装置によってその軸が東西に向けられた後、子ロケットの切り離しが行われた。子ロケットはその後、推進装置によって親ロケットより400mにまで離された。一オ親ロケットは徐々に地球磁場と電子ビーム発射方向が 0°, 45°, 90°, 135° および 180° になるように制御された。残念な事に実験は親子ロケットの切離される直前に電源系のフェーズ溶断という NASA のミスによって、結行できなかったが、それでも、Vehicle Charging に関する興味深いデータが得られた。その予備的データ解析によって

- (1) Vehicle の Charging は電子ビームを DC 的に放出するより (J パルス的に放出した方がはるかに強い)。
- (2) 40mA 以下の電子放出で (J 脈がなかった波の励起が 80mA で急に発生しており) BPD の起った可能性がある。

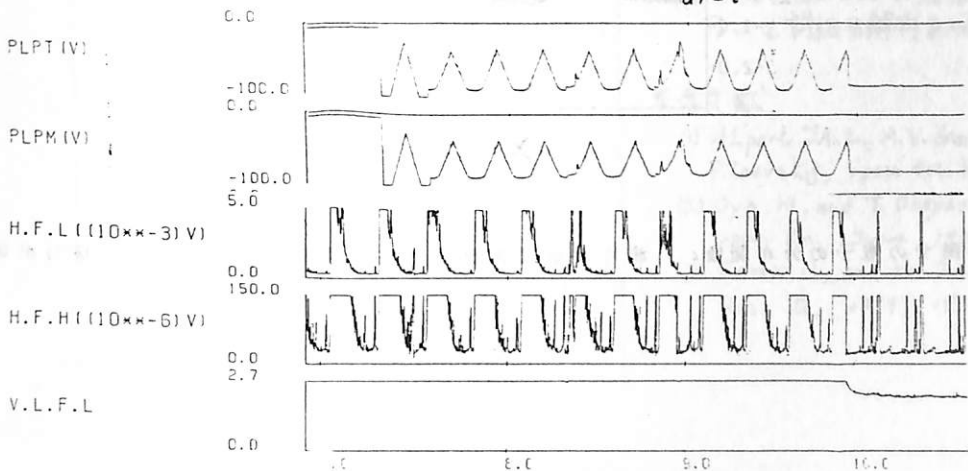


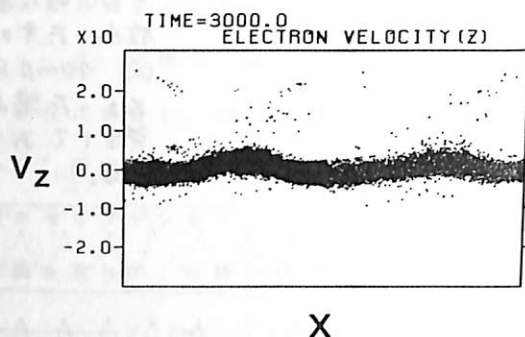
図1
電子ビーム放出時における波の受信とランクシニアプローブ特性

Critical velocity ionization に関する理論的考察 (II)

町田 忍・ 安部 隆士・ 寺沢 敏夫 (宇宙科学研究所)

標題の現象は、1960年前後にSimon および Falsen and Alfvén らによって独立に発見されて以来、多くの実験的あるいは理論的考察がなされてきた。この現象は磁化プラズマと中性のガスが相対速度 V をもって衝突する際に $V > V_c$ ($V_c = \sqrt{2e\phi/m}$; e 単位電荷, ϕ 中性粒子電離ポテンシャル, m 中性粒子質量) なる条件が満たされると爆発的な中性ガスの電離が行なわれるというものである。

前回の講演では、この現象を考える際に Lower hybrid 領域のプラズマ波動が介在している。すなわち、初期のイオンの不安定な粒子分布から、LH領域の波動が励起され、それによって、電子の加熱および加速がおこり、それが、中性のガスを電離して、新たに生成されたイオンが再び不安定な粒子分布を作る、こういった一種の Positive feedback loop によって、激しい電離のおこる可能性のあることを述べた (Raadu, 1978; Galeev, 1981)。更に、現象の初期の段階における電子の加熱および加速を解明すべく コンピューター・シミュレーションを用いた数値実験を行い、その preliminary な結果について報告した。今回は前回にひき続いて、シミュレーションの方法や結果を細かく報告するが、特に、非線型の過程で磁力線方向に選択的に加速される電子の出現することに注目していただきたい。



非線型段階での電子の分布関数。波による捕捉効果で磁力線方向に加速された成分が見られる。

森岡 昭, 大家 寛 (東北大理)

序. In-Situ による電子密度観測では, 飛翔体のwake効果を避けることはできない. ALpart⁽¹⁾ によって球形飛翔体モデルについて理論的に検討が行なわれていたが, このwake有無を飛翔体観測ではじめて明瞭にとらえたのは成国のL-3Hによる観測⁽²⁾であったが, その後K-9M型ロケットの多くの観測の後, Samir⁽³⁾等は衛星による観測も行なって来た. 成国のTAIYO衛星によってもwakeの構造が一層明瞭にされた. 今回, このwakeの構造を積極的に使って, プラズマのイオン温度を測定する実験をS-520-5号機によって行なったので, ここに報告する.

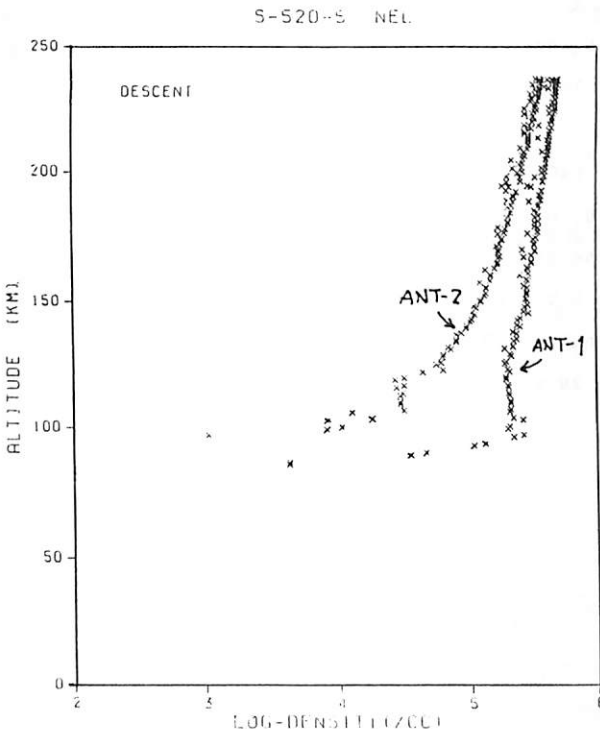
観測 S-520-5号機はロケットの特定の子午面をあらかじめ定められた方向に向けて飛翔する姿勢制御付ロケットである. NELのプローブはこのロケットの進行方向の後方の2ヶ折に取りつけられ, ロケットの飛翔によって生じるwakeの中心密度と, wakeに入らない部分の密度の比較観測を行なった. 観測機器は正常に動作し, wakeに関する多くの情報を得た.

解析 第1図にロケットの下降時の電子密度プロファイルを示す. ANT-1およびANT-2は先述のロケットの進行方向及び後方に取りつけられたプローブによるデータを示すが, ほぼ等しいwake構造が計測されている. このプロファイルが指摘される主な点は次のとおりである.

1. ロケットがApexから高度を下げるに従い, 可能な限りロケットの速度が大きくなるにしたがってwakeが深くなる(周囲のプラズマ密度に比べてwakeのプラズマ密度は小さくなる).
2. 100~150kmにおけるwake profileの急激な変化は, イオン温度の急激な変化を示している可能性もあるが電場やcollisionの効果を加わっているなど詳細な解析を必要とする.

参考文献

1) ALpart, J.A.L., A.V. Gurevich and L.P. Pitaevskij, Space Sci. Rev., 2, 680, 1963
 2) Oya, H., and T. Obayashi, Rept. Ionos. Space Res., Japan, 1967
 3) Samir, U., and H. Jew, J. Geophys. Res., 77, 6819, 1972



SEM MAGNETOMETER

恩藤忠典 (電波研)、国分征 (東大理)、桑島正幸 (地磁気観)、山田弘善 (宇宙開発事業団)

T. Ondoh (RRL), S. Kokubun (Tokyo Univ.), M. Kuwashima (Mag. Obs.) H. Yamada (NASDA)

The SEM magnetometer of Fluxgate type and the ring core sensor for a geostationary satellite have been developed as one of the Space Environment Monitors (SEM) with assistance of Mr. M. Abe and Mr. M. Tada, Meisei Electric Co., Ltd.

Measurement of geomagnetic H- or D- field by the SEM magnetometer was conducted at Kakioka Magnetic Observatory for August and September, 1982, simultaneously with the KASMMER, standard magnetometer of the observatory. Observed results show very good agreements between the both magnetometers.

Specifications of the SEM magnetometer are as follows ;

Measurement range	± 500 nT
Resolution	0.5 nT
Noise level	0.5 nT RMS
Stability of zero-level	± 0.5 nT
Linearity	1×10^{-2}
Drive frequency	15 kHz
Stability	$\pm 1 \times 10^{-5}$
Offset Circuit	
Measurement range	± 64000 nT
Step level	500 nT/step
Step number	256 steps
Offset voltage	± 5 V (8 bit control by D/A Converter)
Measurement output	Analog ± 5 V
Power source voltage	± 28 V

— X線モニター —

今井喬 河野毅 竹内一 山田弘善*

理研 *宇宙開発事業団

目 的

人工衛星が打上げられ定常軌道に乗ってからは主として熱ストレスと放射線損傷が残存寿命推定に関連して大きな問題となる。

この中、放射線による影響は地球近傍の磁場にとらえられた放射線、たとえば放射線帯に代表されるものを浴びる事による損傷が主として言われているが、その他に太陽フレアの発生によって放出された大量の粒子群による影響も無視出来ないであろう。

このことは太陽フレアの発生ひん度、規模、エネルギー分布等を知る事が、たとえば太陽電池の残存寿命推定をより正確にして衛星コストに影響を与え得る事を意味しており、又この様な高密度の粒子群を浴びれば衛星は大きく帯電し、その放電現象による機器の破損が予測される。

この様に衛星環境X線モニターは太陽等外部から飛来するX線と、高速荷電粒子によって衛星構体又は搭載機器等から二次的に発生するX線を観測する事により、太陽フレアの発生を知る事と、人工衛星の置かれた放射線環境に関するより詳細な情報を得る事を目的としている。

これによって搭載機器に万一異状が発生した場合にはその時点、又はそれに致るまでの放射線環境を調べる事によってその原因究明と対策を行う一助となしう。

現在実用されているX線検出器を検討した結果、今回の衛星環境X線モニターとしてはまず既存の技術で安定して対応できる比例計数管を検出器として採用した。

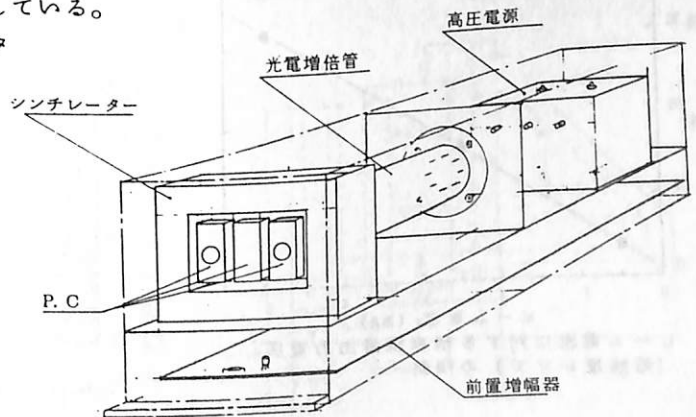
構 成

検出器は図に示す様に3ヶの小型ガス入比例計数管と、それを取り囲む様に配置されたウエルタイプ(井戸型)プラスチックシンチレータにより成り立っている。この2ヶの窓付比例計数管の入射窓の材質にはマイカの $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (約 $2 \mu\text{m}$)の薄膜を使用し、X線のエネルギーとして2~20 KeVの範囲を測定する事にしている。

又この比例計数管の片方にはコリメータに永久磁石を組込み、低エネルギー電子を排除する事で2ヶの計数管の計数の差から電子成分の寄与がどの程度かを測定する予定である。中央に設置された窓の無い同型の比例計数管は高速荷電粒子によって発生する2次線の影響と γ 線及び高速荷電粒子によって管壁等から発生する2次線の測定が或る程度行える事を期待している。このエネルギー選別は窓付比例計数管においては2~5 KeV, 5~10 KeV, 10~20 KeV, >20 KeVの4種、窓無し比例計数管では2~5 KeV, >5 KeVの2種類のエネルギー範囲の信号に選別している。

一方プラスチックシンチレータ

においては>300 KeVのエネルギー損失にほぼ見合う信号を選び出し、これと各比例計数管からの信号との同時、逆同時計数回路等の論理回路によって高速荷電粒子による影響を観測している。



山田弘善 (宇宙開発事業団), 道家忠義, 菊池順 (早大理工研),
村上浩之, 中本淳 (立教大理), 永田勝明 (玉川大工)

宇宙環境における高エネルギー粒子は数は少ないが, 物質の中へ深く貫通し電離量も大きいので衛星搭載機器に対する影響が大きく, そのモニターを継続して行なうことが重要である。高エネルギー粒子 (High Energy Particle = HEP) モニターとして吸収線量を測定する (High Energy Monitor I = HEM-I) と粒子の核種やエネルギーを測定する (HEM-II) を試作したので, これらモニターの原理, データ処理方法, 加速器による性能テストの結果について述べる。

HEM-Iは放射線吸収量を一個のSi検出器により測定し, 衛星に使用されている半導体回路素子 (主としてシリコン) の放射線に関する残存寿命の推定, 放射線が原因となる回路システムの誤差および一時的動作不良の原因を推定する際の資料を得ることを目的としている。吸収線量はモニターの体積 w と吸収エネルギー E より $D = E / 100w$ (rad) となるので, Si検出器をパルス電離箱として動作させ放射線による電荷パルスを増幅波形整形した後に積分を行なって線量 D を求める。出力は吸収線量の積算値に比例した直流電圧で高感度出力と低感度出力の二段階に分けてある。下図は理研サイクロトロンでの ^4He ビームによる低感度出力の

結果である。

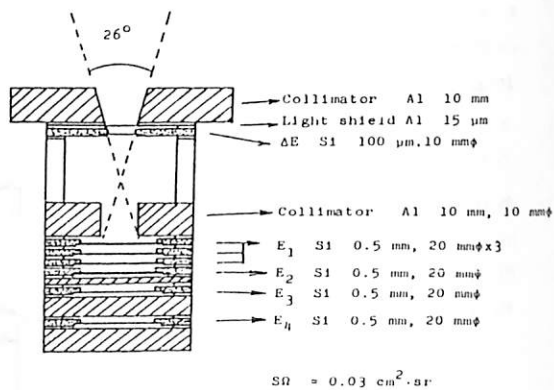
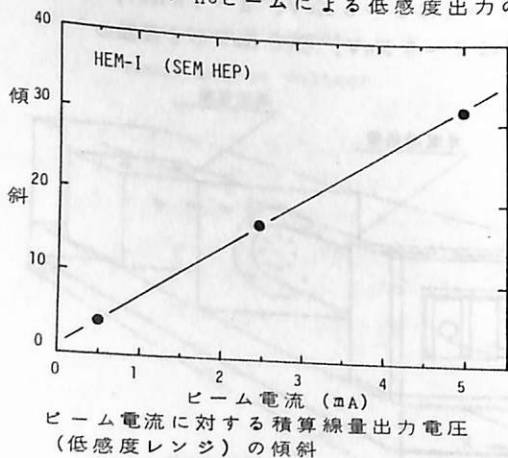
HEM-IIは $\Delta E - E$ 法により粒子のエネルギー, 核種, フラックスの測定行なうもので, 下に測定エネルギー範囲と断面図を示す。Au-Si型検出器7枚から成り, アルミニウム吸収体を入れることで広いエネルギー範囲の測定ができる。各検出器からの出力は有感電荷増幅器, 波形整形回路を通った後, 波形弁別器, PHA制御部によって粒子ごとにデータを整理して波高分析器へ送り出される。理研のサイクロトロンによる ^4He (45MeV) ビームを用いた性能テストでは, 粒子のエネルギー X と出力波高 Y の間に

$$Y = 0.9711X + 0.7565$$

なる関係が得られた。 X の係数が1に近いことから, モニターのエネルギー直線性が良いことがわかった。

将来, HEMをNASDAの衛星に搭載することを計画している。

Detector	Thickness (mm)	Energy Rention (HEP HEM-II)		
		Electron	Energy (MeV) Proton	Helium
ΔE	0.1	< 0.14	0.18 - 2.9	3 - 12
E_1	0.5 x 3	0.14 - 1.0	2.9 - 15	12 - 60
E_2	0.5	1.0 - 2.3	15 - 26	60 - 100
E_3	0.5	2.3 - 5.3	26 - 45	100 - 155
E_4	0.5	> 5.3	> 26	> 155



衛星環境モニタ (SEM) の試作 - 低エネルギー

- 粒子モニタ

巖本巖, 和田雅美, 電波研究所 理化学研究所

山田弘善 宇宙開発事業団

§1 目的

近年我が国でも科学衛星だけでなく、通信・放送・気象などのいわゆる実用衛星が次々に打ち上げられ、又海洋観測、資源探査などの各衛星も計画されて人工衛星の利用が飛躍的に増大しようとしている。これらの人工衛星は宇宙空間のきびしい環境下におかれる。衛星に大きな影響を与える因子として高・低エネルギーの荷電粒子がありこれは地上ではないものである。周知のように高エネルギー粒子は太陽電池劣化の主原因であり、又半導体素子にも影響を与える。一方向低エネルギー粒子 (1 MeV 以下) はそれ自体としては衛星の素子を損傷する程のエネルギーをもっていないが、衛星帯電現象を起す原因として重要である。特に利用価値が高い静止軌道はこの衛星帯電が起き易い場所であり、ATSS-54ビームなどの実験により、時には20~30 kVの電圧に帯電することが知られている。不均一な帯電による放電はEMJとして電子回路の誤動作、機器の損傷の原因となる。衛星の機能障害のかなりの部分はこの帯電に起因するのではないかと推定されている。今後衛星が大規模化、複雑化するに従い帯電による障害が多くなると思われるので十分な対策を行うことが求められる。

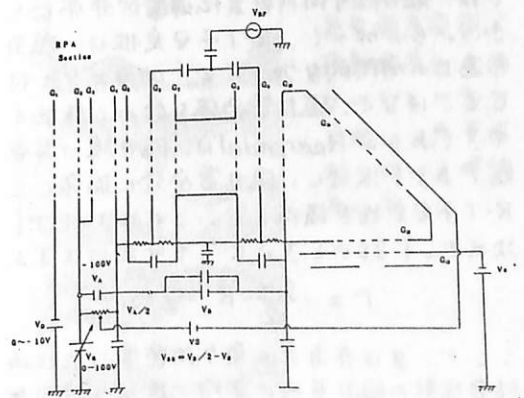
SEM (Satellite Environment Monitor) の構想とはこのような衛星の不具合の原因となる衛星周囲の環境因子を衛星ハラスキープニングと同様な意味で把握し的確な対処データとして役立てようとするものである。

低エネルギー粒子モニタは衛星に入射してくるイオンのフラックスを測定することにより衛星の帯電状態の推定を行う。今回の試作は実際に搭載するというより機器開発という意味が強いので、イオンのエネルギー分布の他に、イオンがどこから流れて

きたか推定するために質量分析によりイオンの種別も弁別するものとした。これは自然に存在するH⁺, O⁺の他に例えばHe⁺, N⁺などの衛星自体からの脱ガスによって生ずるイオンもモニタして、脱ガスの時間経過、突発的なガス放出の有無などを調べようということである。有機物のような脱ガスは太陽光で電離され帯電状態によって再び衛星表面に付着して太陽電池カバーガラスの透過率を低下せよ他の光学系の劣化につながるものである。

§2 低エネルギー粒子モニタ概要

エネルギー分析には逆電位分析器 (Retarding Potential Analyzer, RPA) , 質量分析には高周波線型加速法 (ペネト型) を用いる。両者とも平面グリッドを用いるので都合よく組み合わせることができる。それぞれの方法はよく知られているがこのように組み合わせると搭載用とは例はないのではないかとと思われる。同様の方の測定器をEXOS-D用準備している。今回試作したものは下図に示すように最初にRPAで特定エネルギー以上のイオンを通過させ、次に2段-2サイクルの高周波部でイオンを減速させ、最後に傾けた偏角板でイオンを鉴别することに依り、微分型のエネルギー/質量分析ができる。



中性大気風のフラスマ・バブル発生への影響

丸山 隆, 松浦延天
(電波研)

赤道スフレッドF (ESF) は、非線型 Rayleigh-Taylor 不安定によるフラスマバブルの発生が原因とされている。一方、ISS-bの観測で、ESFの発生は地球磁場の偏角と季節により系統的に変化することが分っている。更に、前回の講演会で報告したように、この偏角-季節特性は中性大気風の磁気干渉成分(とりわけ、磁気赤道を横切る風の強さ)の変化によって現れると想像される。そこで、中性大気風の効果を含めて、電子密度分布をシミュレーションから求め、R-T不安定性の評価を行った。

電子密度のシミュレーションは、外部電場を $E \times B$ ドリフト速度の形で与え、この速度でドリフトする磁力管について連続の式を数値的に積分して行った。このときイオンは 0^+ のみと仮定し、夜間のE層電子密度を維持するため、電子密度の最小値を 10^3 el cm^{-3} に固定した。中性大気風は、赤道を横断する成分 (U_T) と、両極(赤道)へ向かう成分 (U_D) とに分けて考えた。簡単のため、 U_T は時刻に依らず一定とし、また、 U_D は極大を14時(02時)とする \sin 関数で与える。

多くの観測例が示すように、フラスマバブルは磁力線の方に極めて長い構造である。また、バブルの発生する下部F領域では、磁力線方向の電気伝導度が非常に大きい。したがって、R-T不安定性は、磁気赤道上の局所的なフラスマ・パラメータに対してではなく、磁力管全体を含めて評価すべきである。Haerendelは、磁力線が等電位であると仮定し、磁力管全体に拡張したR-T不安定性を議論した。これによれば、次式で、 $\Gamma \geq 0$ のときにR-T不安定が生ずる。

$$\Gamma = -\frac{g \bar{\kappa}}{\bar{\Omega}^2} K - \bar{\beta}$$

ここで、 g は赤道での重力加速度、 $\bar{\beta}$ は再結合係数の磁力管内の平均、 K は密度勾配

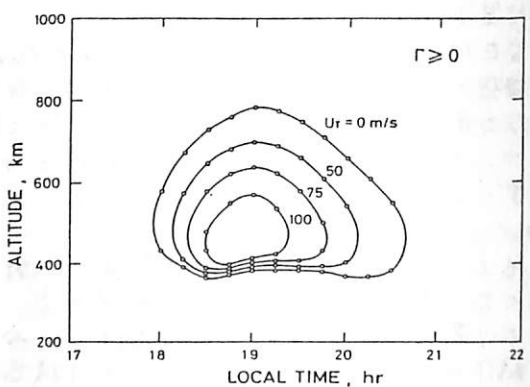
に対応する。 $\bar{\kappa}, \bar{\Omega}$ は実効的なフラスマ・パラメータで、電子密度を n_e 、赤道上で単位断面積を持つ磁力管内の全電子数を N とすれば、次式で与えられる。

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{1}{N} \int \frac{v n_e (1 - \cos^2 \theta)^3}{(1 + 3 \cos^2 \theta)} ds$$

$$\frac{1}{\bar{\Omega}^2} = \frac{1}{N} \int \frac{1}{\Omega} n_e / (1 + 3 \cos^2 \theta) ds$$

ここで、 v はイオンと中性粒子の衝突周波数、 Ω はイオン・ジャイロ周波数である。磁場は双極子と仮定し、 θ は余緯度で、積分は磁力線に沿って行う。

このようにして求めたR-T不安定の生ずる領域(時刻と高度)が下図に示されている。この場合、 $U_D \equiv 0$ とし、 U_T の値を変化させている。明らかに、赤道横断風が強いとき不安定領域が狭まっている。 $U_T = 125 \text{ m/s}$ では、不安定領域は消失した。また、 U_D についても同様に風速の増大と共に不安定領域の狭まる傾向は見られるが、 U_T 程には顕著ではない。赤道横断風の効果が顕著な $hmF2$ (F層高度) について、観測値とシミュレーションを比較すると、ESFの観測されないとき、 $U_T \geq 125 \text{ m/s}$ という値は妥当である。



ref. G. Haerendel, report, Max-Planck-Inst. für Phys. und Astrophys., Munich, 1973.

渡部重十, 大家寛, 高橋忠利 (東北大理)

科学衛星「ひのとりに」に搭載されたインピーダンスプローブによって行われた赤道域での電子密度観測の結果は、従来からよく知られている Plasma Bubbles 以外に、電子密度の上昇として観測される Plasma Blobs も低緯度に存在することが見い出された。この Plasma Blobs は2つのタイプからなり、ここでは Type I, Type II とそれぞれ呼ぶことにする。

Type I の Plasma Blobs は数十 km ~ 約 200 km 程度の空間スケールをもち、図2に示すように磁気赤道域からはなれたところで出現する。この現象は図1に示すように磁気赤道域に集中する Plasma Bubbles の出現頻度と非常に対象的である。この Plasma Blobs は Solstice でよく見られ、さらに一定の経度で見ると季節変化を伴っていることがわかる。Type II の Plasma Blobs は数百 km の空間スケールをもち図3に示すように冬半球でのみ現われる。Type I の Plasma Blobs が両半球で見られることから Type I と Type II の Plasma Blobs が空間的に異った構造として存在していることがわかる。まず Type I の Plasma Blobs は磁力線によって発せられた構造をもつことが考えられる反面、Type II の Plasma Blobs は局在化した構造をもっている。また、Type II の Plasma Blobs に対しては、衛星の教用回にわたる観測でも同じものが観測されることがある。一方 Type I の plasma Blobs は次の周回で同じ Plasma Blobs が観測されることはない。これは、Type I の Plasma Blobs が空間的及び時間的に限られたところに存在するものであることを示している。この Type I の Plasma Blobs の発生機構は、Plasma Bubbles の発生機構と対応する面があり、主に、中性大気風が原因となると考えられる。この考えにもとづいて立てられたモデルの数値計算を行ってみると、理論的に求めた Type I の Plasma Blobs の

発生領域及び時間帯は「ひのとりに」による観測結果とよく一致している。

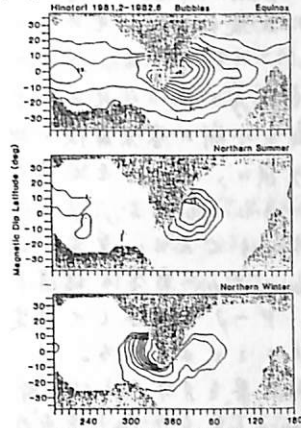


図1. Plasma Bubbles の発生頻度分布。11ヶ月した領域は「ひのとりに」による観測が可能な領域を示している。磁気赤道付近に集中している。

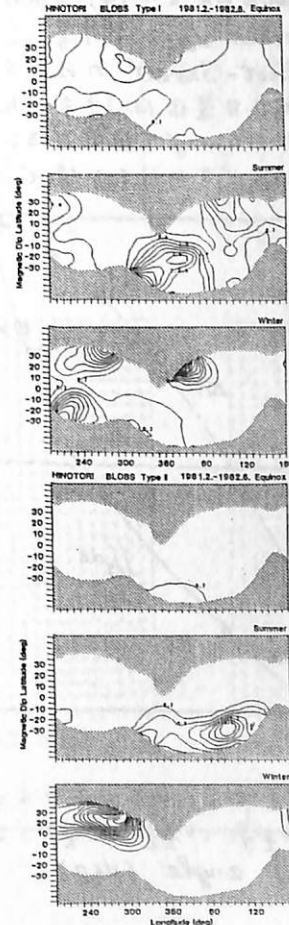


図2. Type I の Plasma Blobs の発生頻度分布。数字は%で、全 Local Time で normalize されている。磁気赤道からはなれたところで出現する。Solstice でよく見られる。

図3. Type II の Plasma Blobs の発生頻度分布。磁気赤道からはなれたところで出現し、冬半球側で特に出現頻度が高い。

前田憲一

筆者は前回の大会で、磁気赤道ダイナモ電流 (j_y) が太陽潮汐風の影響を受けることを理論的に取扱う方法とその二の結果を報告した。この研究には、ペルー沖でロケット観測した j_y が用いられている。この観測は太陽活動最小期の春分前後の地方時11前後という風に、申し分なく良く計画実施されたが、それでもなお、データ取得時の月令がまちまちである。筆者の研究で j_y に及ぼす lunar tide の影響の機構が判明しているのと、データを修正して特定の月令について揃えることができる。

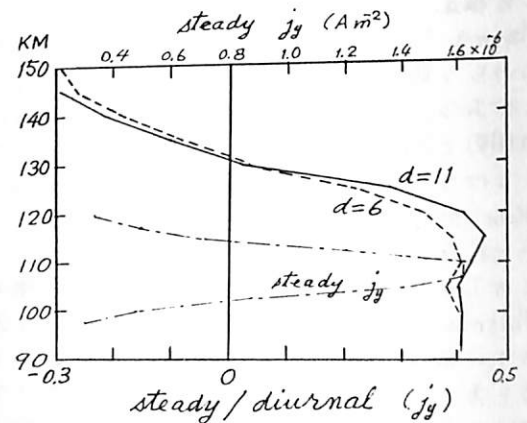
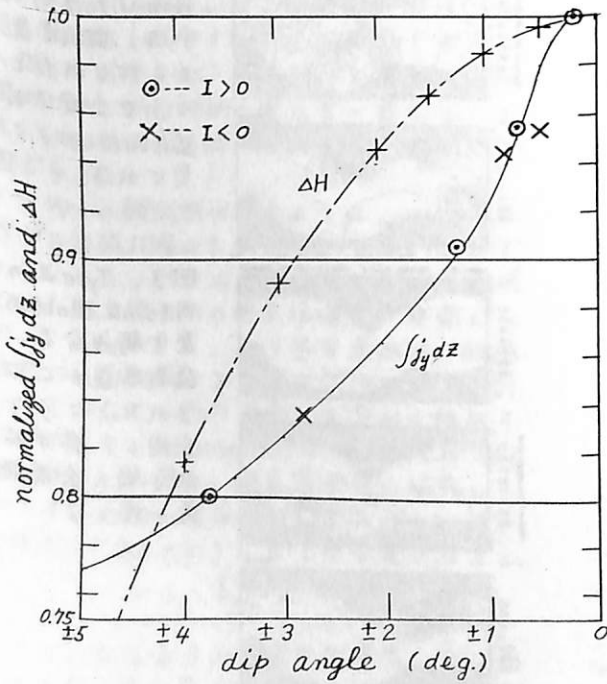
7個の実測結果を月令 ν 11の時の昼間最大値に reduce したものを (j_y) を求め、これを height integration $\int j_y dz$ を計算し、さらにこれより、Biot-Savart の法則を用いて地上の水平磁気力日変化 (ΔH) を求めた。その dip 依存性を示したのが下図である。 $\int j_y dz$, ΔH とともに dip セロに対する値で

normalize されている。图中 \odot は赤道より北側、 \times は南側での実測値より算出したものである。同の ΔH が実測値とよく合っていることは、二三の文献よりわかる。

次に前回に、水平磁気力日変化の外に steady (所謂 DC) 成分を持つことに簡単に触れた。 j_y に対して W , H に対して右に記されているが、これらの DC 成分は
 (1) 電離層の ω は DC, 日変化, 半日変化を持つ,
 (2) 静電場は日変化成分のみを持つ,
 (3) 潮汐風は (1, -2), (2, 4), (2, 2), 太陽 (2, 2) モードより成り、何れも DC 成分はない。

として理論的に計算することが出来る。月令 $\nu=11$ と 6 について j_y の DC 成分と日変化成分を求め、その比を高さ h に対して示したのが下図である。また j_y の DC 分の絶対値も示してある。同の DC 分は H の変化に重畳すべき datum line を示す。

1951年の昔、長谷川芳吉、前田坦共著の論文 (RIRJ) に datum line のことが報告されているが、これと今回の筆者の結果と比較すると興味がある。



竹田 雅彦
(京大理)

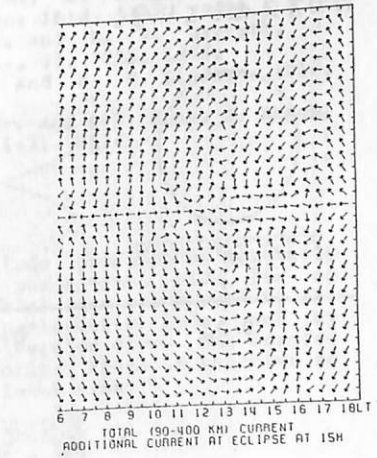
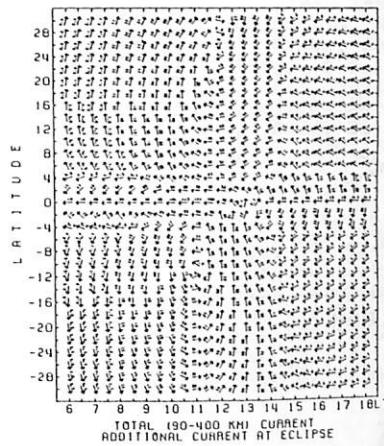
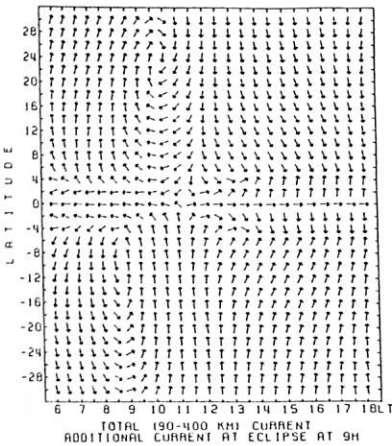
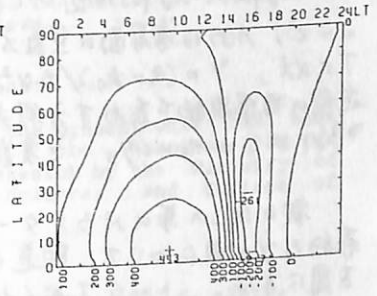
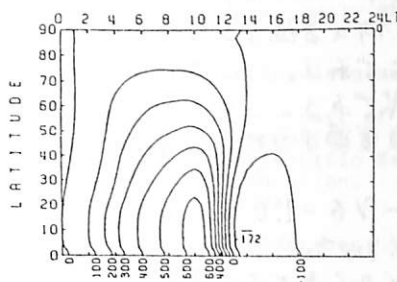
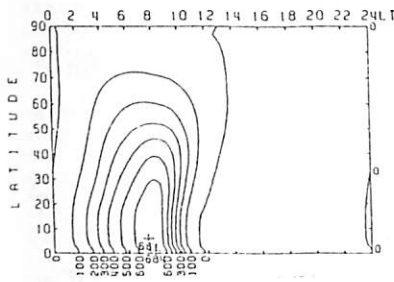
日食時の S_q については、観測によって電子密度の変化よりは小さいが、確かに変化がみられることが知られている。一方モデル計算では、Nagata et al. (1955) が、等方性、二次元電離層での日食の効果計算しているが、非等方性や三次元構造を考慮に入れた計算はまだないようである。しかし、 χ のような計算は、電離層の電場、電流の、電気伝導度の変化に対する応答という見地から興味をもたれる。

ここでは Taketa (1982) の方法を用い、風は変化せず、電気伝導度が、食中心で

通常の 1/3 に変化した場合について電離層電流を計算した。下に結果の一部を示すが、付加的電流の流れるは基本的には Nagata et al. (1955) に一致するものの、非等方性の効果とみられる構造も存在することがわかる。

(文献)

Nagata, T., Y. Nishino, T. Rikitake, and I. Yokoyama, Rept. Ionos. Res. in Japan, Vol. 9, 121-131, 1955.
Taketa, M., J. Atmos. Terr. Phys., Vol. 44, 187-193, 1982.



日食時の付加的静電ポテンシャル(上), および電離層電流(下)
日食の中心は経度 10° で 9 LT (左), 12 LT (中), 15 LT (右) にあり, 角距離半径 4° とする。

Lindzen-Grimshaw系の示すカオス

三浦輝夫, 甲斐透
(飯市大理)(飯市大理)

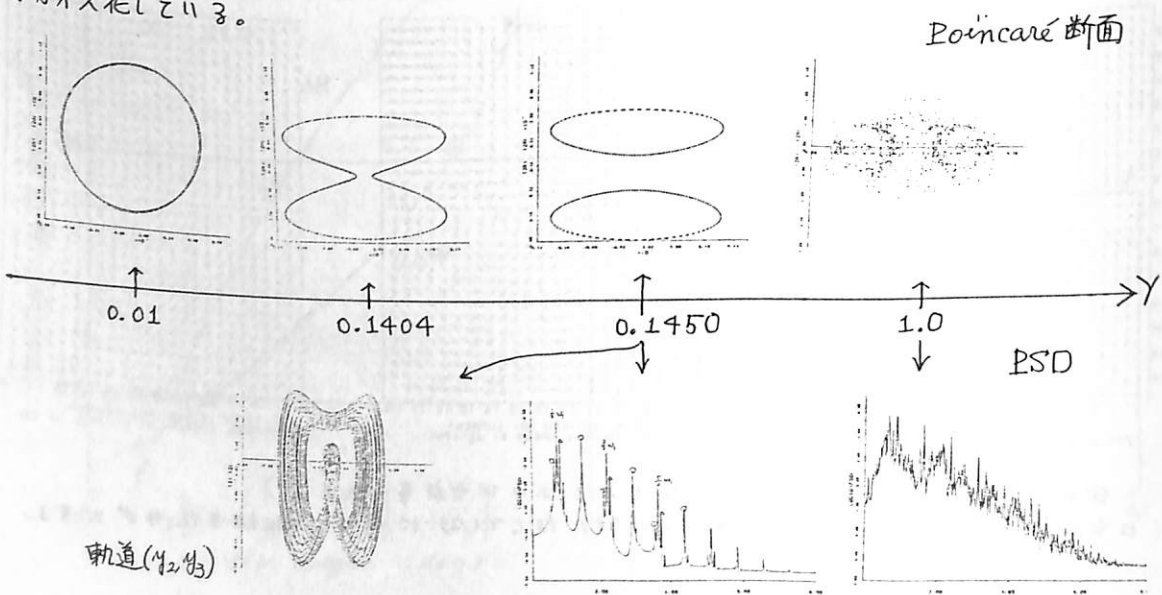
高層大気乱流層は次の3つの領域に分けることができる。(i)対流圏境界層(青天乱流), (ii)中気圏・乱流境界層・D層電離層(夜光受乱流・D層乱流), (iii)F層電離層(TID)。これらは平均流と波動との非線形相互作用によって生成されると考えられている。我々は今回は(i)の領域の理論モデルであるLindzen-Grimshaw系に着目して、そのカオティックなふるまいを数値計算を実行することによって調べた。

Lindzen(1974)は重力のもとでシャー流が存在するとき, Kelvin-Helmholtz型の不安定と中立大気内部重力波とが共存することを示した。Grimshaw(1976)はこのモデルを非線形にまで拡張して, KH不安定モードと大気内部重力波との相互作用を支配する次の方程式を得た。

$$-\frac{\partial A}{\partial T^3} + \gamma \frac{\partial A}{\partial T} = \frac{g}{2} |A|^2 \frac{\partial A}{\partial T} + 2A^2 \frac{\partial A^*}{\partial T} \dots \dots \textcircled{1}, \quad \zeta = \alpha A(T) \exp[i(k_0 x - \omega t)]$$

ここで, $A(T)$ は境界面の垂直方向の変位 ζ の複素振幅である。 α は微小パラメータで $T = \alpha t$, $\gamma = (k_0 - k_c)/k_0 \alpha^2$ である。 $\textcircled{1}$ 式はシャー流が不安定になる臨界波数 k_c の近傍の振幅振動を表す方程式である。いま $A = x_1 + iy_1$, $\partial A/\partial T = B = x_2 + iy_2$, $\partial^2 A/\partial T^2 = C = x_3 + iy_3$ と変数変換すると, $\textcircled{1}$ 式は6自由度のカオス系になる。

我々はこの系のパラメータ γ を -1.0 から $+1.0$ まで変化させて詳しく調べた。代表的な γ の値について, 軌道 (y_2, y_3), Poincaré 断面, パワースペクトル密度 (PSD) を図に示す。トラスがくびれてやがて基本軌道が倍分岐を起している現象がみられた。 $\gamma = 1.0$ のとき基本振動数 ω_0 が周期倍分岐を起すことが PSD 図よりわかる。 $\gamma = 1.0$ ではカオス化している。



麻生武彦 伊藤 栄 加藤 進

京大超高層電波研究センター

In a series of works, a computer code to model linear response of global scale atmospheric waves in the middle atmosphere has been worked out. As was stated in the previous abstracts, coupled primitive equation system is solved which differs from the first version where an algebraically manipulated equation for a single unknown has been treated (Lindzen and Hong, 1974; Aso et al., 1981). The present approach is very much similar to the comprehensive works on tides by Forbes (1982a, b) and other related ones (e.g. Hong and Lindzen, 1976; Forbes and Garrett, 1976). Our aim is to complete the code, review it (e.g. from the viewpoint of computational efficiency), and to utilize it in quantitative analyses of various atmospheric waves observed in the middle atmosphere, e.g. tides, two-day waves, stationary planetary waves and other global scale waves.

In the present report, results of various numerical runs and comparison with earlier ones will be summarized. As an example, the altitude profiles of solar semidiurnal northerly winds in the equinoctial no wind case are compared in Fig. 1 between (a) the present (hemispheric) code, and (b) the first version code. The forcing is the fundamental (2, 2) mode. In (a),

diffusion terms which have been simplified in terms of Rayleigh friction and Newtonian cooling in (b) are retrieved. It is seen that the results indicate fair agreement between the codes though the differences in the assumed dissipation coefficients give rise to slight discrepancies especially at higher altitudes.

Propagating (1, 1) mode of the diurnal tide has also satisfactorily been calculated for no wind hemispheric regime using smaller grid size conforming to its shorter vertical wavelength. The structure of diurnal tide for wind conditions could be determined by using the full spherical model as far as the computer capability permits. In that case, concomitant negative modes can better be resolved as previously shown.

Acknowledgement

Part of the present work has been supported by the Grant-in-Aid for Scientific Research by the Ministry of Education, Science, and Culture of Japan.

References

Aso, T., T. Nonoyama, and S. Kato, *J. Geophys. Res.*, 86, 11388, 1981.
 Forbes, J. M., *J. Geophys. Res.*, 87, 5222, 1982a; *ibid*, 5241, 1982b.
 Forbes, J. M., and H. B. Garrett, *J. Atmos. Sci.*, 33, 2226, 1976.
 Hong, S-S., and R. S. Lindzen, *ibid*, 135, 1976.
 Lindzen, R. S., and S-S. Hong, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1421, 1974.

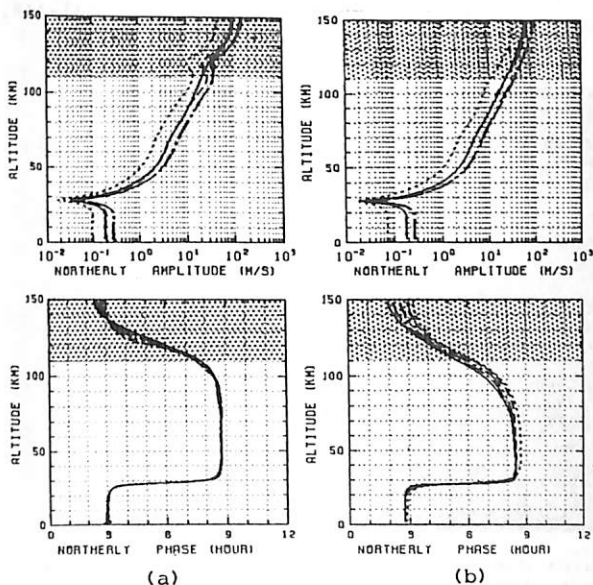


Fig. 1 Altitude profiles of northerly component of semidiurnal tide for no wind equinoctial case calculated by (a) the present (hemispheric) code, and by (b) the first version code. The forcing is (2, 2) only. Phase is relative to 0300 or 1500 local time.

海陸分布による大気潮汐波動の励起

Non-migrating tide due to Earth's topography

Toshitaka Tsuda and Susumu Kato

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

International co-observations of radars (IS radar, meteor radar and partial reflection radar) have been carried out in November, 1981 and May, 1982. Results were compared with each other to investigate the global pattern of the tidal waves. There were significant disagreement between observation and theoretical expectation. Non-migrating component which overlaps on the normal tidal modes has not been fully taken into account in the present theoretical models, so that, it has possibility of explaining the complicated observed pattern. Kato et al. (1982) studied thermal excitation of non-migrating diurnal tide by assuming an idealized heat source localized near the equator. They assumed that the land-sea distribution causes localization in radiative heating by water vapor and thermal conduction due to turbulent eddies. Their main conclusions were (1) when the heat source spreads considerably in latitude, the non-migrating tide stays over the source, and (2) non-migrating tide is characterized by short vertical wavelengths which is attributed to an enhancement of higher order modes by the latitudinally localized heat source. In this paper, we have investigated the excitation of non-migrating tide due to Earth's topography by using the classical tidal theory.

The land-sea distribution is represented by a function T by assigning $1/0$ to land/sea at every grid point whose spacing is one degree for both longitude

and colatitude. The solar radiation flux varies sinusoidally along colatitude for equinox condition. So that, the heat input J is expressed as

$$J = T(\theta, \phi) \times \sin \theta \times \exp(i(\Omega t + \phi)) \quad (1)$$

where Ω , θ and ϕ are Earth's angular velocity, colatitude and longitude, respectively. The heat source has been expanded into series of Fourier components in longitude and Hough functions θ_n^m in colatitude as follows:

$$J = \left(\sum_{m=-19}^{19} \left(\sum_{n=-20}^{20} C_n^m \theta_n^m \right) \times \exp(im\phi) \right) \times \exp(i\Omega t) \quad (2)$$

where m and n are longitudinal wavenumber and Hough mode number, respectively.

Figure 1 shows a recomposed land-sea distribution of the Earth by using waves of m of -19 to 19 and n of -20 to 20 . Investigating the expansion coefficient C_n^m , the migrating component is large in the southern mid-latitude region. While, the westward propagating wave with longitudinal wavenumber of 3 and eastward one with wavenumber of -1 becomes large in the northern mid-latitude region.

Kato, S., T. Tsuda, F. Watanabe, Thermal excitation of non-migrating tides, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 131-146, 1982.

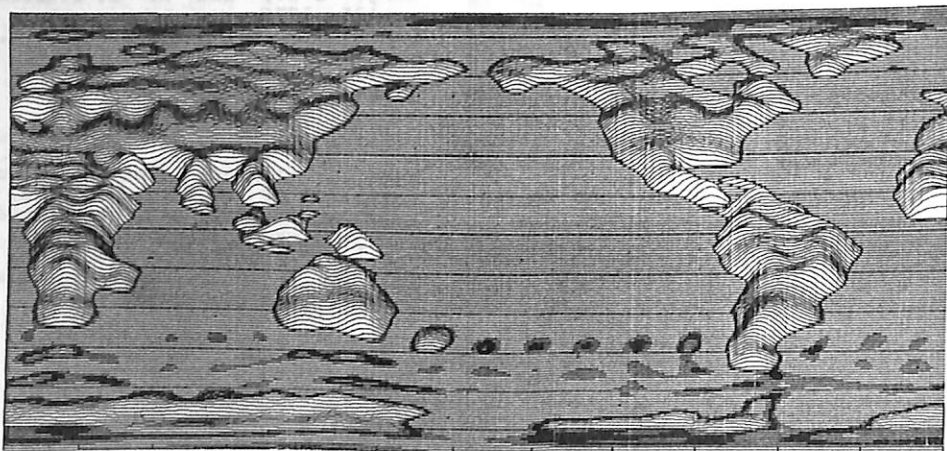


Fig. 1 Distribution of heat source due to Earth's topography recomposed as written in text. Equinox condition is assumed.

Numerical Solutions of Coupled Equations for Acoustic-Gravity Waves in the Upper Thermosphere (2)

中山泰雄 · 前田佐和子

京大理

京産大・計算機科学研究所

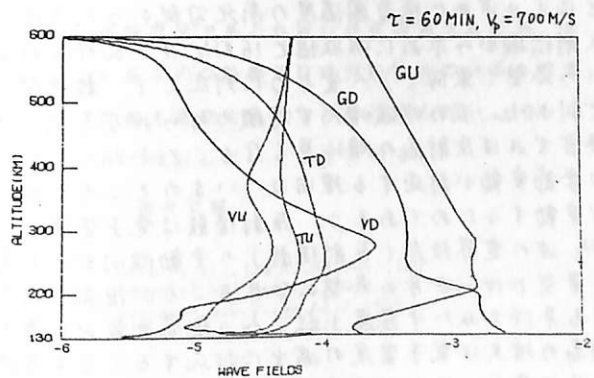
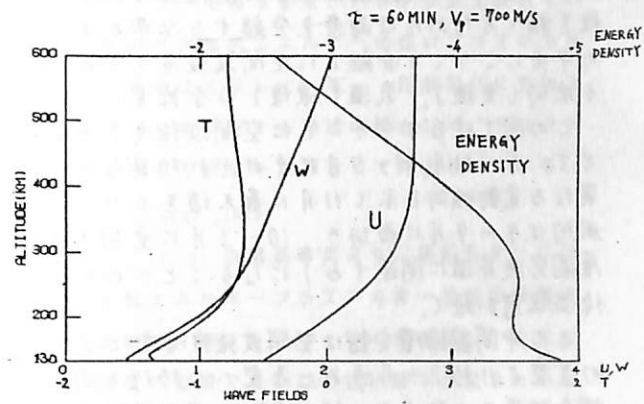
上部熱圏においては、温度増加並に大気密度の減少に伴う散逸効果(粘性、熱伝導)の増大が、大気重力波の伝播に、減衰、屈折、反射等の複雑な影響を及ぼす。このような散逸、非一様媒質としての熱圏大気中の重力波伝播は、Full-Wave 解法により得られる重力波方程式の厳密解を調べることにより、その特性を明らかにすることからできる。

我々は高緯度から、中・低緯度への大規模重力波の伝播を、地球規模のエネルギー拡散過程としてとらえ、その伝播特性を調べてきた。(1),(2),(3),(4) (1),(2)では、波動擾乱に対する媒質の応答特性を調べるために、伝播行列の特性方程式を解析した。その結果、熱圏下部での急激な温度増加が、重力波の上方と下方の伝播モード間に強いカップリングをもたらし、これに加えて、熱圏上層部では、重力波と散逸波(粘性波、熱伝導波)とのカップリングが強くあらわれた。特に、粘性係数の高度微分項が最も重要な役割を果たし、熱伝導の結果をしのぐことがわかった。次に(3),(4)では、熱伝導を無視し、粘性のみを考慮した4次の波動方程式の Full-Wave 解を求めた。周期の百分程度の波は、およそ 200-400 km 領域にエネルギーの一部を捕捉し、partially guided-mode として水平に伝播することも明らかにになり、その guide 機構は、(1),(2)で述べた特性波向きの、プリングで説明される。又、guide される波はスベクトル構造をもち、水平位相速度で約 850 m/s をピークとして、約 200 m/s のスベクトル中をもちることがわかった。

大規模重力波伝播の導波管モード伝播の機構と、その必然性は、以上の結果からほぼ説明されたといえる。今回は、(3),(4)の計算を発展させ、散逸機構として、粘性に、熱伝導も加えた6次の波動方程式の Full-Wave 解を求めた。数値解析結果の一例を図1,2に示す。図1は、周期(τ)が60分、水平位相速度(V_p)が700 m/s の条件に対して得られた一般解のうち、 $u, w, T (=T'/T_0)$ と波の運動エネルギーの高度分布である。但し、 u は水平速度、 w は垂直速度、 T は温度変化であり、波の振幅及びエネルギーは先の常用対数で示した。図2は一般解を右高度で6つの特性波(重力波上方伝播GU, 重力波下方伝播GD, 粘性波上方伝播VU, 粘性波下方伝播VD, 熱伝導波上方伝播TU, 熱伝導波下方伝播TD)に分解したものである。

参考文献

- (1) 中山前田 日本地球電磁気学会71回講演予稿集
- (2) 中山前田(1973) 極域における電離圏磁気圏結合観測12-2704
- (3) 前田中山(1973) " " "
- (4) 前田 日本地球電磁気学会73回講演予稿集



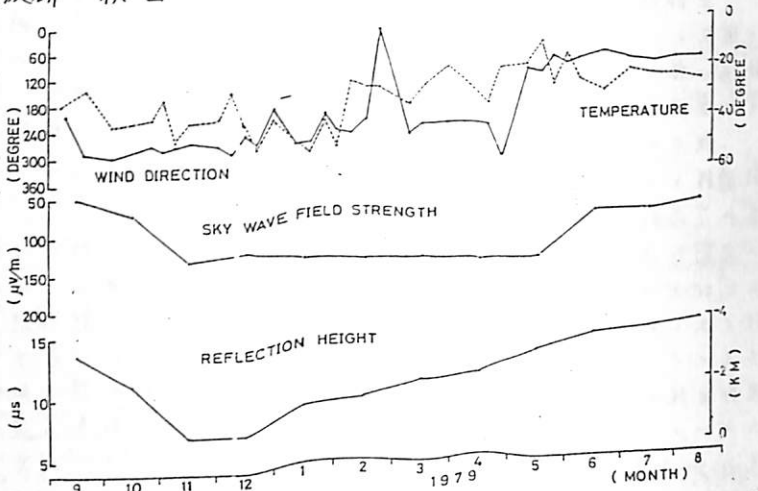
LF 40 KHz 波伝搬からみた D 層の季節変動

石 嶺 剛
電波研 平磯

越前谷 喜松
電波研 秋田

貝 沼 昭 司
電波研

LF, VLF 電波の伝搬はいうまでもなく D 層の電子密度構造に大きく依存するので、D 層伝搬波の位相・振幅情報は下部電離圏研究に重要な手段を提供する。秋田電波観測所では名崎から送信されている標準電波 JG2AS を定常的に受信測定しており、この伝搬資料が電波吸収の冬季異常の研究に大きく役立つことは既に報告した。今回は 1978 年 9 月～1979 年 8 月の一年間に取得された伝搬資料と岩手県稜里における気象ロケットによる下部中間圏の風向及び気温観測資料とを併せ解析して、中間圏循環と 40 KHz 波の季節変動がよく対応するので報告する。



LF 電波の中距離伝搬では受信波は地表波の合成とみなされるので、空間波の伝搬特性を調べるためには両者を分離する必要がある、ここでは最小二乗法により分離した。図の中央にこうして分離した空間波強度を下部に空間波位相、上部には 0.1 mb 等圧面における風向(実線)、気温(破線)の季節変化を示した。

この図で注目すべきことは空間波強度(反射係数)は年間を通して階段的に変化すること、6-11月、11-5月にそれぞれ相異なる一定の値をとる。反射高度は電界強度とやや異なる変動傾向を示し11月に最大値をとり、月とともに暫減して8,9月に最小値になる。風向は4-9月に西向き、10-3月に東向き(2月にこの傾向から大きく偏倚するのは成層圏突然昇温に関連する)になることがわかる。気温は10月頃から低下して、4月頃まで低温状態が続く。

この中間圏循環変動は空間波強度変動とよく対応している。ただ電界強度の夏型は循環の夏型より約2ヶ月遅れ、冬型への移行も同じように遅れる。この対応関係は Thomas の調査結果と一致する。彼は CO₂ の吸収帯付近の大気放射をニンバス4号衛星で測定することにより求めた成層圏温度の南北勾配から大気循環の季節変動を調査し、2.61 MHz 波の斜入射伝搬から求めた吸収値と 16 KHz 及び 60 KHz の電界強度とは成層圏循環が夏型(西向き)から冬型(東向き)へ変るのに対応して、数週間遅れの 16 KHz 及び 60 KHz 波の強度増大と 2.61 MHz 波の吸収増大で特徴づけられる冬型へ変り、その移行時期は周波数の低い順に、換言すれば反射高の順に早くなることを明らかにした。このように中間圏循環と電子密度の季節変動が対応する理由は、いまのところ不明であるが、循環変動に伴ない、大気組成が変動するためであろう。反射係数は電子密度の鉛直勾配 $\frac{dN}{dz}$ に比例する。したがって 40 KHz 波の電界強度(反射係数)の変動傾向から D 層の電子密度分布の形は 6-10月における夏型と 11-5月の冬型に分れることが推測される。LF 波の反射は $X=Z$ ($X = \frac{e^2 N}{m E_0^2 \omega^2}$, $Z = \frac{V}{W}$) なる条件をみたす高度で起こる。衝突回数 ν の夏冬間の変動はそれほど大きくないから反射高の増大は電子密度の減少に対応することを考慮すると、反射高度付近の電子密度は、11月に最小になり8,9月に最大になることがわかる。

山本 遼人
(東大・理)

脈衝性オーロラは、極域磁気嵐回復相で真夜中から暁方側にかけて、パッチ構造をなし周期10秒程度で輝度変動を示す現象として知られてきた。しかしながら、近年の研究、特に高感度TVの実用化によって、その複雑な様相が明らかにされつつあり、多様性に非常に富んだ現象として認識されるに至っている。本講演では、観測事実と現在考えられているモデルの比較を行ない、モデルの妥当性、改良点、及び他の可能性について検討する。

従来の研究により多くの側面を持つこの現象に共通して捉える事の出来る基本的な観測事実として以下の事項が列挙出来よう。

1) パッチの形状、空間スケールは多様であるが、典型的には電離層高度で数km乃至数10kmであり、連続した点滅の中でその形状はよく保存される。

2) 隣接したパッチは典型的な周期としては10秒程度で、独立した輝度変動を示す。その特性としてブロードなスペクトルであり、むしろパッチが点灯している時間(On-time)にまとまりがあり、基本的な特性時間である事を示唆する。

3) 伝播型等の空間変動は上記の特性に付加された物として捉えられよう。その速度は電離層高度で数10 km/s程度であり、磁気圏赤道面に投影するとアルフベン速度程度である。

理論面ではこれまで周期10秒の解釈に重点が置かれてきた。例えば、圧縮性磁気流体波による粒子の速度空間内での非等方性の変調(Coroniti and Kennel, 1970)、また電離

層高度での重力波によるミラー高度の変調(Luhmann, 1979)がある。両者共周期性については変調を起こす波にその特性を委ねるが、前者の場合隣接したパッチの独立性を説明し難く、また後者は複雑なパッチの形状並びに空間伝播する物の速度を考える上で無理があり一部の現象にしか有用でないと思われる。自己変調型のモデルとしては、Davidson(1979)のモデルがあり狭帯域のVLF waveを導入する事により10秒程度の比較的周期の短い降下粒子の自己変調が可能であると結論している。また、パッチのドリフトは真夜中で低緯度向き、暁方で東向き、夕方で西向きであり電場ドリフトである事及びパッチの形を決めているのが比較的エネルギーの低いプラズマである事を強く示している。形状並びに空間スケールを決定する物理機構として、ドリフトミラー不安定が候補として考えられている。(Chiu, et al., 1983)

1)、2)の観測事実より、脈衝性オーロラは低エネルギープラズマの非一様性の卓越する領域に高エネルギー電子が遭遇し、自己変調型の機構で脈衝型の粒子降下が起きたものであると思われる。その際に関連する波が静電波であるか或いは電磁波であるか、また基本的な時間定数は何が決めているか等の問題を考慮に入れなければならない。合わせて検討していく予定である。

参考文献

- Chiu et al., J.G.R., 88, 4041, 1983
 Coroniti and Kennel, J.G.R., 73, 1863, 1970
 Davidson, J.G.R., 84, 6517, 1979
 Luhmann, J.G.R., 84, 4224, 1979

脈動性オーロラと 粒子のインジェクション

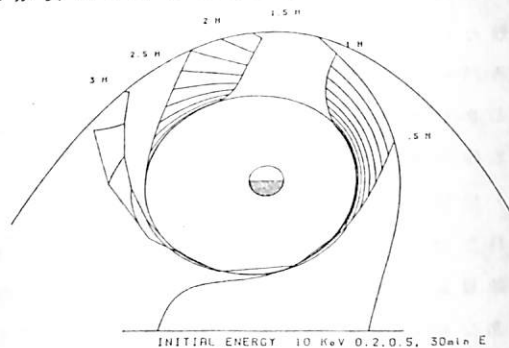
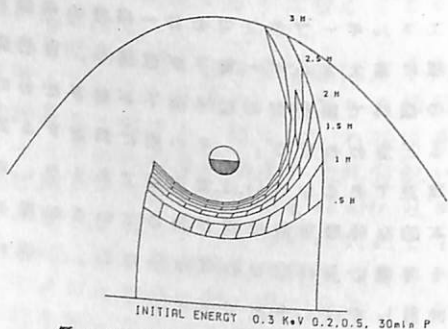
小口 高、AUVグループ
(東大・理)

従来の研究によって、オーロラ脈動はカーテン型オーロラの活動、特にオーロラ爆発に伴ってその低緯度側に広がってゆくオーロラの上で発生することが知られている。

低緯度側に広がってゆくオーロラは、初めは連続的に光っているが、やがて、その一部が脈動的に消えはじめ、次第に全体が脈動性オーロラに変わってゆく。

一方暁方では、オーロラ脈動は、真夜中のオーロラ活動に伴ってそれより数分遅れて突然に始まる場合と、きれぎれのカーテン型オーロラが部分的に明るさを増して急速に東向きにドリフトして消えた後に発生するかについては未だ十分な観測結果は得られていない。

しかし、1980年2月16日の例に見られるように、夕方の脈動性オーロラは極めて狭い緯度幅の中にオーバルに沿って現れることが知られている。



低エネルギープロトン（左、300 eV）と高エネルギー電子（右、100 keV）の磁気圏内軌道。電場は一定の朝一夕成分と、時間的に減衰する成分とを重ねてある。電場の減衰時間は30分。低エネルギー成分は電場によって真夜中から明け方の低緯度域に集中的に進入すること、電子の高エネルギー成分は夕方側で極めて狭い緯度範囲に集中的に進入することなどが判る。また、一般的に電場の時間変動がインジェクション粒子のその後の軌道や分布を決めるのに最も重要な要素であることが結論される。

また、脈動性オーロラパッチのドリフトは真夜中で低緯度向き、暁方で東向き、夕方では西向きであって、オーロラパッチのドリフトが電場によるものであることおよび、パッチの形を決めているのが低エネルギープラズマであることを強く示している。

脈動性オーロラのこれらの特性に対してロケット観測から、脈動的に入射する電子のエネルギーは数KeV乃至数十KeVの間にあって、10-60 KeVのあたりで変調が最も深いことが判っている。

これらの事実は、脈動性オーロラの起源がカーテン型のオーロラ活動に伴って磁気圏に入射したいわゆるインジェクション粒子の地球磁気圏内に於ける軌道の分散の結果、低エネルギープラズマの非一様性の卓越する領域ができ、そこに高エネルギー成分が遭遇することに依って起る不安定の結果、高エネルギー成分が散乱されることに依ると考えるのが妥当であることを示すものであろう。

倉田榮法(東大理学部地物所).

平尾邦雄(宇宙科学研究所)

KYOKKO によって観測されたオーロラの飛観的様相に関するデータは、従来の観測等に基づいて構成されたオーロラアーチシステムのモデル中で概念的に拡張された部分、或いは附加拡張されたイメージに就いて改訂の必要がある事を指摘して居る。これ迄、飛見された現象中、以下の重要なものに関しては報告を行って来た。

1. aurora oval dawn branch 欠落

この場合には、polar cap内のsun-earth方向に延びたアーチが発達し、正午正子午をブリッジする為、アーチシステムは、半月状の形態をとる。

2. Transpolar arc の出現

polar cap内のsun-earth方向に延びたアーチ中、ovalの昼側部分と夜側部分をブリッジする様に出現するグループ(Transpolar arc)が存在し、その出現・発達かsubstorm onsetへの経過と平行して認められる場合が多い。

3. Cusp aurora

可視オーロラ($\lambda: 5577\text{\AA}$)で観測されるCusp直下点近傍でのgapは、紫外オーロラでは稀であり、様々なオーロラ現象が認められる。Cusp高緯度側からtranspolar arcの発生が観測される事もある。

4. aurora vortex

breakup後、ovalの夕方側にW-ward travelling surgeの発生を見るか、発生以前に、oval dusk branch全体の増光が観測され、inverted-V構造を示す入射電子のpeak energyも上昇する(Mukai: private communication) surge frontの後方に、直径数百kmに達するaurora vortexが、数分間で形成される事がある。

これ等の観測事実は、従来の磁気圏構造に対して出されたschematic modelの枠組の中では説明出来ない現象が多い。亦、従来のオーロラサブストーム・モデルに内包されて居る。物理系としての磁気圏

の"単一モードレスポンス"の考へ方も改めて見直す必要がある。

オーロラアーチシステムの午後側には、大規模なアーチの多重構造が観測される事がある。この多重構造も、

a). 夜側に起源と共に有すると見られる。

云々は、"double track"構造。

b). 高擾乱状態が継続する際に多く観測される。

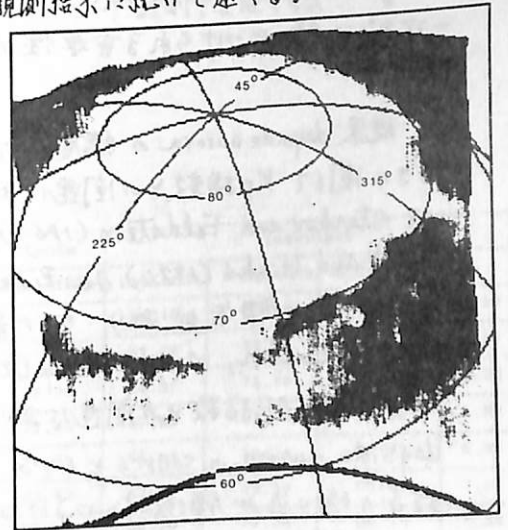
一端をcusp附近に有し夜側に延びるものと、夜側に起源を有する

アーチとを共存する"共存構造"とに大別する事が出来る。

多重構造が観測される場合の入射電子のエネルギースペクトルは、個々のアーチに夫々対応するinverted-V構造を示す(Mukai: private communication)。

従って、"共存"型の多重構造が観測される事は、磁気圏の"単一モードレスポンス"の考へ方に立脚したモデルの見直しの必要を示唆するものと考へられる。

今回は、この様な多重構造に関する観測結果に就いて述べる。



午後側アーチ多重構造観測例。
Oct. 4, 1978 05h39m45(UT)

鮎川 勝
(極地研)

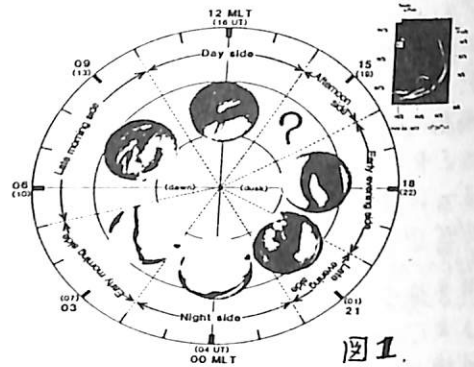
国分 征, 平沢 威男
(東大理) (極地研)

Dayside aurora に関する研究は、観測条件に制約があることから、Nightsideに見られる爆発的なオーロラ現象に関する研究に比べて少ない。Daysideを観測されるオーロラは地球磁場と太陽風によって形づくられた地球磁気圏構造の昼間側に見られる open magnetic field または closed magnetic field の境界領域、いわゆる polar cusp (cleft) region 周辺に出現すると考えられていることから、solar wind が magnetosphere に直接的に入り込んでいる結果を反映している可能性を秘めている。従ってそのオーロラ発光域の shift (movement) や activation は、solar activity と magnetosphere substorm の関連を一次的に結びつけられる重要性がある。

従来 dayside aurora の緯度的な動きに関して Kp 指数との関連において Starkov and Feldstein (1967), Chubb and Hicks (1970) 及び Pike (1972) 等の報告があり、さらに最近では Eather, Mende Group (1979) が IMF や AE 指数との関連において dayside aurora の source としての粒子の降り込み領域(入口)について記述している。

我々は South Pole Station (U.S.A)

の All-sky camera data を得たことから、Aurora oval の MLT の違いによる様相(図1), dayside aurora の morphological 特徴(図2)などについて研究を始め、当学会で報告してきた。今回は IMP-J 人工衛星の magnetogram data "Bz" と dayside aurora との関連を調べて報告する。



Morphological aspect of day side aurora

Southern part	GS	44 days (~85%)
Zenith	GS	41 days (~79%)
Northern part	GS	13 days (~25%)

図2.

アイスランドにおけるオーロラ現象の共役点観測

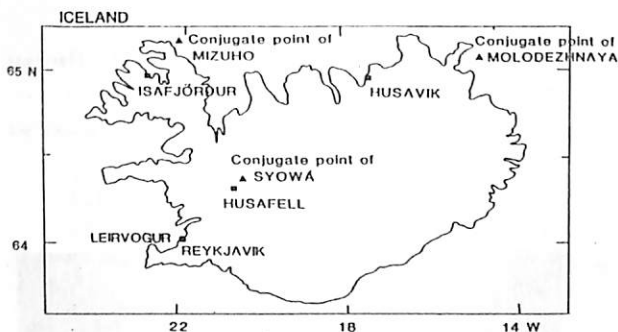
佐藤夏雄・福西浩・国分征・Th. Saemundsson・他共役点観測WGメンバー
 (極地研) (極地研) (東大・理) (アイスランド大学)

1. 目的

この観測計画は南極にある昭和基地、みずほ基地、マラジョジナヤ基地の地磁気共役点か、アイスランドのフサフェル、イサフォルズル、フサビークの周辺に位置するという地理的に有利な条件を十分に利用し、極域の地磁気共役点において地磁気変化、地磁気ULF波動、ELF-VLF放射、宇宙銀河雑音吸収量、オーロラの時間・空間変化等を多点同時観測することにより、オーロラ諸現象の発生機構の物理過程を明らかにすることを目的とする。即ち昭和基地-フサフェル、みずほ基地-イサフォルズル、マラジョジナヤ基地-フサビークの3組の共役点対で同時観測することにより、オーロラ降下粒子に伴うオーロラや波動現象の共役性の時間的・空間的变化を観測する。この観測データをもとにオーロラ粒子の加速機構やULF、ELF、VLF波動現象の発生・伝播機構を解明する。

2. 年次計画

- (1) 1983年度計画——8月13日から10月2日まで日本人3名がアイスランドに滞在する。滞在期間の前半にイサフォルズル及びフサビークを訪れ、地磁気変動、宇宙銀河雑音吸収量及びULF、ELF、VLF自然波観測に適した観測地点を調査する。その後、フサフェルに約1ヶ月間滞在する。フサフェル滞在中、観測器(フラックスゲート磁力計、サニコイル磁力計、ELF-VLF波動受信器、リオメータ及び全天カメラ)とデータ収録装置を設置する。
- (2) 1984年度計画——8月、9月の2ヶ月間、日本人がアイスランドに滞在する。この滞在の前半、イサフォルズルとフサビークの周辺に観測器を設置する。これらの観測器は日本人が帰国後、アイスランド人観測協力者によって維持管理される。フサフェルにおいては前年度設置された機器を点検し、新しい機器(固定方位フォトメータ、掃天型フォトメータ及びオーロラテレビカメラ)を設置する。
- (3) 1985年度計画——日本人が夏期に2ヶ月、冬期に2ヶ月、アイスランドに滞在する。イサフォルズル、フサビーク及びフサフェルに設置された機器を点検した後、3点において観測を実施する。



	Station Name	Geographic		Magnetic Dipole		Invariant			
		Latitude	Longitude	Latitude	Longitude	Latitude	Longitude	MLT (HH:MM)	L
Antarctica	Syowa	69.00S	39.58E	-69.97	80.18	66.12	70.81	00:06	6.10
	Mizuho	70.70S	44.33E	-72.30	81.46	67.98	70.96	00:06	7.12
	Molodezhnaya	67.67S	45.85E	-70.04	88.03	66.56	76.98	00:30	6.32
Iceland	Leirvogur	64.18N	21.73W	69.66	72.43	65.66	69.12	23:59	5.89
	Husafell	64.70N	20.90W	69.97	74.07	66.04	70.24	00:03	6.06
	Isafjörður	66.08N	23.13W	71.62	73.42	67.80	69.59	00:01	7.01
	Husavík	66.04N	17.35W	70.49	79.79	66.80	74.24	00:19	6.44

SFCWレーダー観測(I)

田中敬史・橋詰庄一郎

(防衛庁技術研究本部第1研究所)

中緯度の下部E領域に発生する沿磁力線不規則構造(FAI)の特性は、単一周波数のBistaticなVHF帯散乱伝搬実験⁽¹⁾あるいはMonostaticなcoherent radarによる直接後方散乱観測⁽²⁾によって調査されてきた。FAIがスポラディックEに密接に関連していることは、上記実験と理論⁽³⁾により明らかにされた。しかし単一周波数の実験では、 E_s の高度、電子密度等の特性が同時に観測できない弱みがある。過去に行なった多周波数パルスレーダー観測では、受信感度の不足等のため、 E_s との定性的対応関係を明らかにしたのみである⁽⁴⁾。我々は E_s とFAIの相互関係、FAIの消長とドロースパルトラムからえられたFAIの運動特性の関係、FAIの波数スペクトラム等を明らかにしたいと考え、周波数掃引(SF)CWレーダーと25 MHzレーダーを併用した観測を1983年6月末から開始した。

SFCWレーダーは、Barry Res.社のFM/CW Chirp-sounderが主体で、送受信指向距離が94 kmのBistatic systemである。Ionosondeとしては、Near vertical incidence であるため、10%以下の修正率で突き抜け周波数を与えられる。Oblique sounderとしては、上述の多周波数パルスサウンダーに比し外來雑音の影響が極めて少なく、出力500 WでFAIからの弱い直接後方散乱エコー(FAE)が明確に受信できる。

送受信アンテナの主ビームは、FAI

からの後方散乱が受信可能なFAIの軌跡のうち、送受信点から最短距離地点に向いている。Near vertical incidence ionogramのえられる場所と上記の最短距離地点との距離は約130 kmである。

図1に示したのは、FAEの出現する場合、最も簡単なパターンでのIonogramの例である。 $(f_x E_s, f_x F_2)$ は(7.5, 6.0) MHz、FAEの(CLOF, MOF)は(6.0, 22.9) MHzで、structureがみられる。多くのIonogramは複雑なパターンを示している。SFCWレーダー観測結果を解釈するためには、①FAEが出現する際、 E_s がHF帯伝搬に与える屈折効果の検討、②散乱効果一aspect-sensitivity一の検討、③25 MHzレーダーのFAE特性との対応、等が必要である。これらの点について報告する。

参考文献

- (1)栗城他, 電波研季報131(1967); Heritage et al, JGR 67 953(1962)
- (2)Ecklund et al, JGR 86 858(1981); Tanaka and Venkateswarar, JATP 44 381(1982)
- (3)Tanaka & Venkateswarar, JATP 44 939(1982)
- (4)Tanaka & Venkateswarar, JATP 44 395(1982)

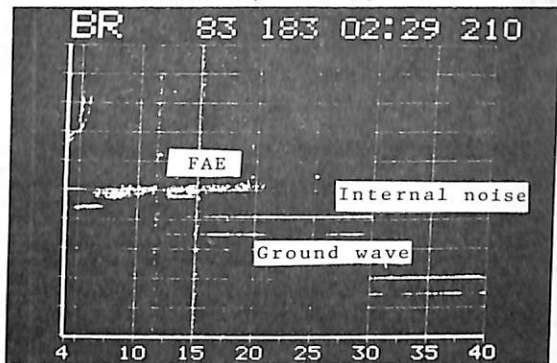


図1. Oblique incidence ionogram (0229 JST July 2, 1983): 縦軸 time delay (0.5 msec/div), 横軸周波数 (MHz)。Ground wave と内部雑音信号が12 MHz 以上に出現している。30-40 MHz 区間の表示は、約1 msec 縦軸が下方に shift している。

表1. SFCWレーダー諸元

送信地点: 飯岡 (35.7°N, 140.7°E)	
周波数範囲	4-50 MHz
周波数掃引速度	100 / 200 / 500 kHz/s
送信電力	100-1000 W
送信空中線	回転式対数周期型
受信地点: 中目黒 (35.6°N, 139.7°E)	
受信帯域巾	0.5 / 1 / 2 / 3 kHz
最小受信入力	-120 dBm
受信空中線	ループアレイ型

南極大気球によるオーロラX線-電場同時観測

藤井良一, 菊地雅寿, 河野毅, 小玉正弘, 小川俊雄
 (極地研) (明星電気) (理研) (山梨医大) (京大理)

MAPの一環として、第23次隊より南極昭和基地に於いて、大気球を用いたオーロラX線と成層圏電場の同時観測が2回実施された。Bs-23号機は、1982年12月8日1513 UTに、Bs-24号機は、12月21日1423 UTに、それぞれ放球され、約14時間と10時間のレベルフライトを得た。(表1参照)

Bs-23号機搭載のX線測定器が高圧電源トラブルを起こした以外は、ほぼ順調なデータが得られた。

レベルフライト時の地磁気の状態はBs-23号機が、 $\Delta H = -200 \sim -400 \gamma$ の連続的擾乱時、Bs-24号機はレベル高度致達後に、 ΔH が1000 γ を超える、複数回の顕著なサブストームに遭遇した。

フライト中、オーロラX線は、H成分磁場の急激な減少に対応した、著しい増大を記録した。(第1図参照) 普通、気球観測はサブストームの開始を確認又は予測して行われることが多く、Bs-24号機の場合のように、レベルフライト中、丁度サブストームが発生するような例は少ない。今回の講演では、2回の気球実験のうち、Bs-24号機について、特にサブストームの initial phase に関連した成層圏電場、オーロラX線、磁場、ULF, VLF, CNA等の諸現象の相互比較について報告する。

表1 第23次南極観測隊 大気球実験

号機	搭載計器	放球時刻	観測終了	備考
Bs-21	NO _x , O _x , ϕ	22 UT 11.24.1403	11.25.0700	村野貞好 日出没時データ
Bs-23	電磁気、オーロラX線	12.08.143	12.09.0710	1542 Auxトラブル 連続的擾乱
Bs-24	-	12.21.1423	12.22.0201	ストーム中の放球

観測高度 15 (5000m)
 浮遊高度 25-28km (放球後90min)

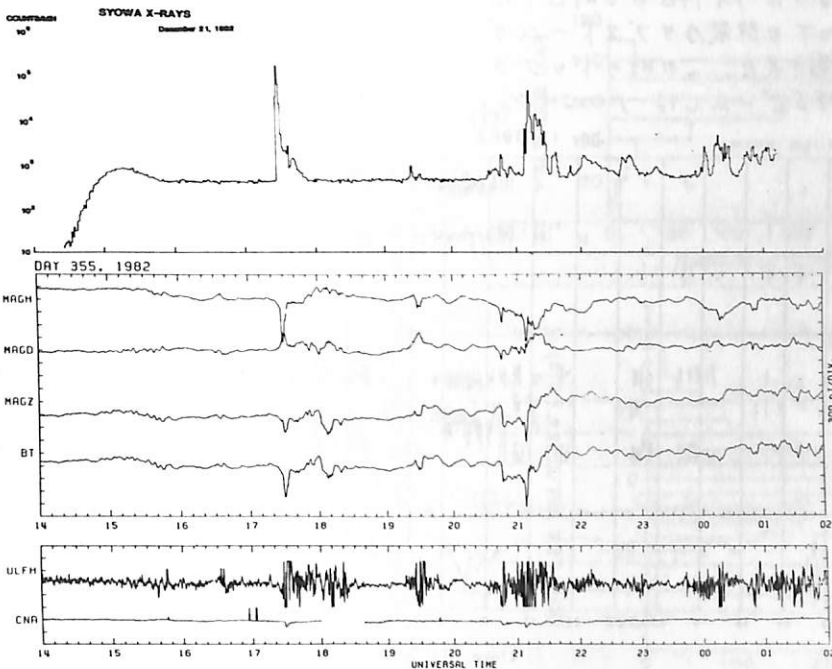


図1

昭和基地 50 MHz L-ダ実験 (I)

地磁気擾乱時の電波オーロラエコー

五十嵐 喜良, 小川 忠彦, 倉谷 康和, 藤井 良一, 平沢 成男
(電波研究所) (極地研究所)

1982年2月末に設置された昭和基地 50 MHz L-ダにより観測されたサブストーム時と地磁気 S I 時における電波オーロラエコーのドップラーズペクトルの解析結果について報告する。

図1に1982年7月13日~14日にかけて解析した結果を示す。下から CNA, 地磁気 H 成分, エコー強度の最大値, エコー強度が最大な距離におけるドップラーズペクトル半値幅, RTI 記録 (エコーの出現した距離だけ黒く表示) を示す。下段は、磁南方向にビームの向いた GMS アンテナによる結果で、上段は磁南方向から西に 32.8 度ビームが向いた GGS アンテナによる結果である。2つのアンテナを交互に切換えて観測し、13秒毎に解析結果が得られた。

7月13日の16時17分 UT の SSC 時には、昭和基地の地磁気 H 成分の増加は 1200 nT に達している。また、極間で 630 nT の H の減少が始まった7月14日の0時 UT には、4200 nT の強裂なサブストームが昭和基地で観測された。この時のドップラ-速度は、GMS ビームでは -100 ~ 200 m/s

であるのに対し、GGS ビームでは 200 ~ 400 m/s だった。これらをベクトル合成すると平均 400 ~ 600 m/s の速度で東向き電子流が流れたことになり、西向きオーロラジェット電流をうまく説明できる。

図2に、地磁気 S I 時の電波オーロラエコー強度、地磁気 H 成分と CNA の相関記録を示す。S I に同期して、電波オーロラエコー強度が変化している。詳細は、この時のドップラーズペクトル解析結果についても報告する。

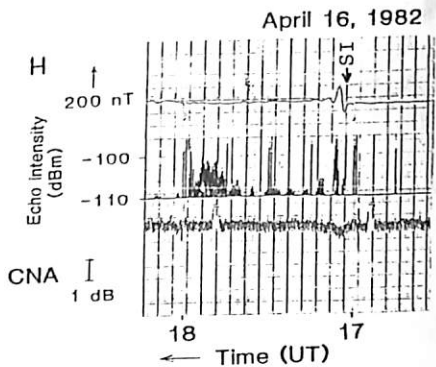


図2 S I 時におけるエコー強度変化

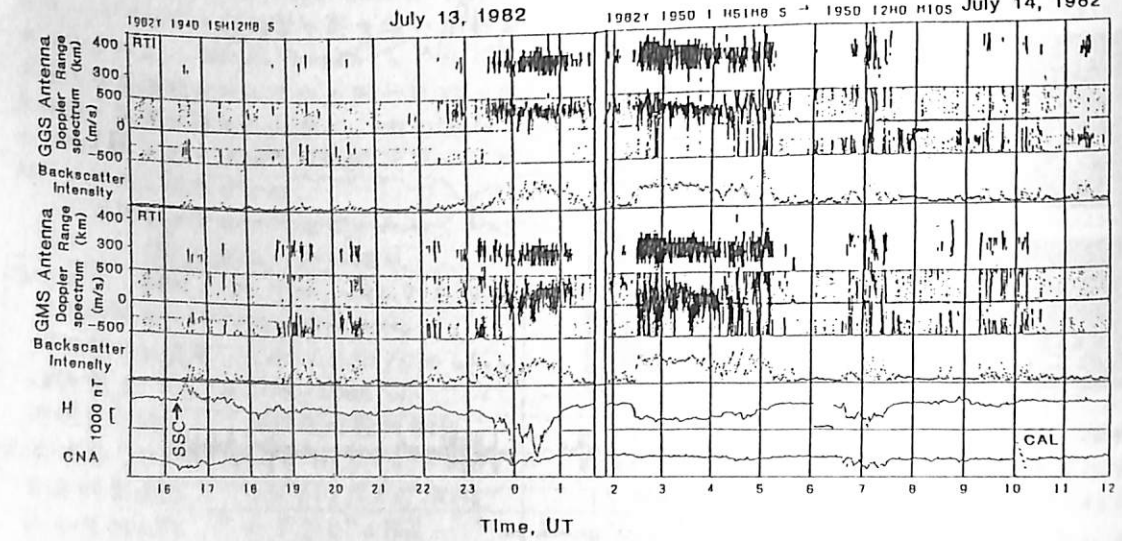


図1 昭和基地 50 MHz L-ダによるドップラーズペクトル解析結果

昭和基地 50MHz レーダ実験 (II)

流星エコーの統計的性質

小川 忠彦*, 五十嵐 喜良°, 倉谷 康和°, 藤井 良一+, 平沢 威男+
 (*電波研平磯, °電波研, +極地研)

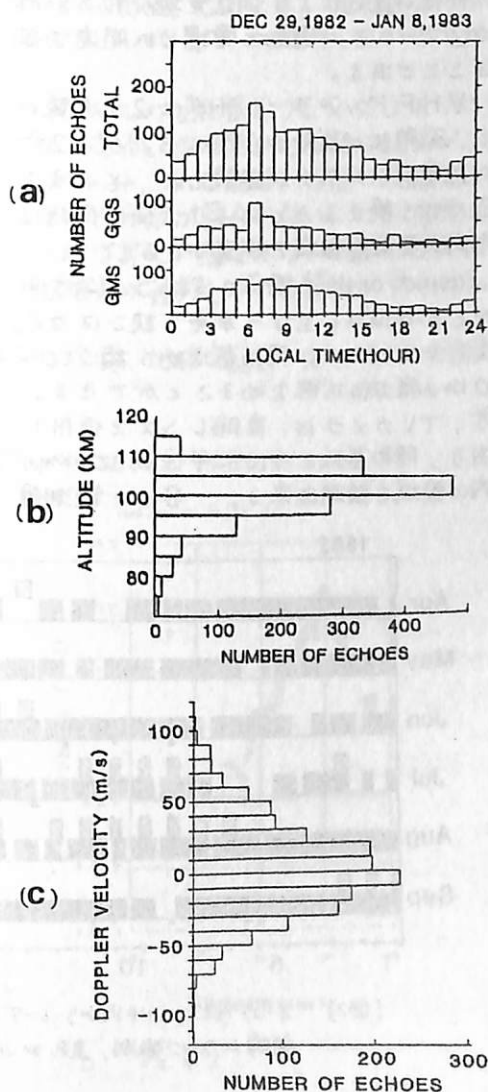
電波研/極地研の共同プロジェクトとして昨年2月末に昭和基地に設置された50MHzドップラーレーダは、前講演で述べた運用モード(ダブルパルスとスペクトルモード)の他に、流星エコーを検出するモード(流星モード)を有している。この実験はMAP期間中に南極超高層大気(80-120km)の中性風の運動を調べることが目的としている^{(1),(2)}。1982.3-1983.1の間に延べ40日間分の流星エコーデータが取得され、本年5月から本格的解析が始まった。本講演では、初期結果として、1982.12.29-1983.1.8に連続観測したデータを基に、流星エコーの若干の統計的性質について述べる。オーロラ帯ではE層Irregularitiesによる速いピッチのエコーで流星エコーが乱されることがあるが、以下ではこのようなデータは省いてある。一般に、オーロラエコーと流星エコーの識別は容易にできる。

レーダは二つのビーム(GGS, 近似的に地理的南方向; GMS, 地磁氣的南方向, 両ビームの交差角は約33°, ビーム幅は約4°)を有し、時分割でデータを取得することができる。当該期間中約1700個のエコーが両ビーム上で検出された。図(a)はエコー出現個数のLT(=UT+3h)依存性を示す。両アンテナによる分布はほとんど同じであり、6-8h LTで最大、21h LT付近で最小になっている。これは中緯度での結果とよく一致する⁽³⁾。図(b)はDecay-height法から求めた出現個数の暫定的な高度分布である。最大出現数の高度は100-105kmで、中緯度の場合より約5km程高いが、出現高度範囲(75-115km)はよく合致している⁽³⁾(図(b)は再計算により若干変更の可能性もある)。図(c)にはゼロクロッシング法から求めたドップラー視線速度(V_d)の分布を、LT依存性を無視して示す。V_dは±50m/s以内に集中しており、妥当な結果と言える。以上のように、オーロラ帯の流星エコーの統計的性質は中緯度のそれと似か

よっている。風系の詳しい解析は今後に委ねるとして、極域での中性風観測例は少ないので、今後ともデータの蓄積が必要であると考ええる。

参考文献

- (1) Igarashi et al, Mem. Natl. Inst. Polar Res., 22, 258 (82).
- (2) Ogawa et al., 同上, 26, 193 (83).
- (3) Aso et al., J. Geophys. Res., 85, 177 (80).



オーロラの形態と電離層電場との関係

藤井 良^{*}, 五十嵐 喜良^{**}, 倉谷 康和^{**}, 小川 忠彦^{**}, 平沢 威男^{*}
^{*} 極地研究所 ^{**} 電波研究所

第23次越冬隊により昭和基地では、超高度TVカメラを用いた、オーロライメージの観測が実施された。この観測の主目的は、同時に実施されたVHFドップラーレーダ観測により得られる電離層E層領域の電子密度変動及び電場と、オーロラを比較することにある。即ち①オーロラの形態の違いによる周辺電場分布の特性及び②オーロラの運動と電場との関連を調べることである。

VHFドップラーレーダは23次隊により、磁北及び磁北から西へ32.6°の2方向の送受信アンテナが建設され、それらを交互に切り換えることにより、ほぼ同時に2方向の電離層領域を探索できる。しかし、aspect angleの関係から、この2方向すべての領域からエコーが戻る訳ではなく、図1に示すように、昭和基地から約250~400 kmの領域の状態を知ることができる。一方、TVカメラは、魚眼レンズを使用しており、昭和基地を中心に半径約500kmの円内の領域を観測出来る。名々の観測領

域を図1に示す。

今回の講演では、アーク状及びパルセーティング型のオーロラを対象として、その周辺の電場配位と、オーロラの比較的速い動きと電場との関連を報告する。上記以外に、昭和基地の地上データ(地磁気, UHF, フォトメータ)及びエコー散乱領域に含まれる、みずほ基地の地上データも併せ用いる。

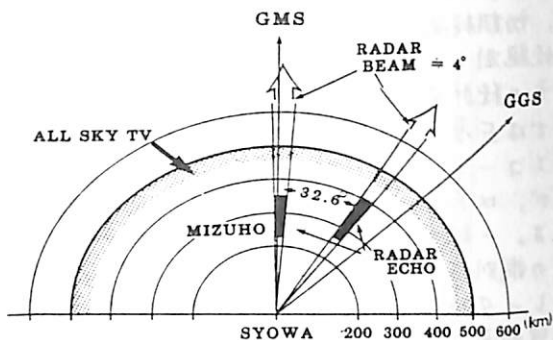
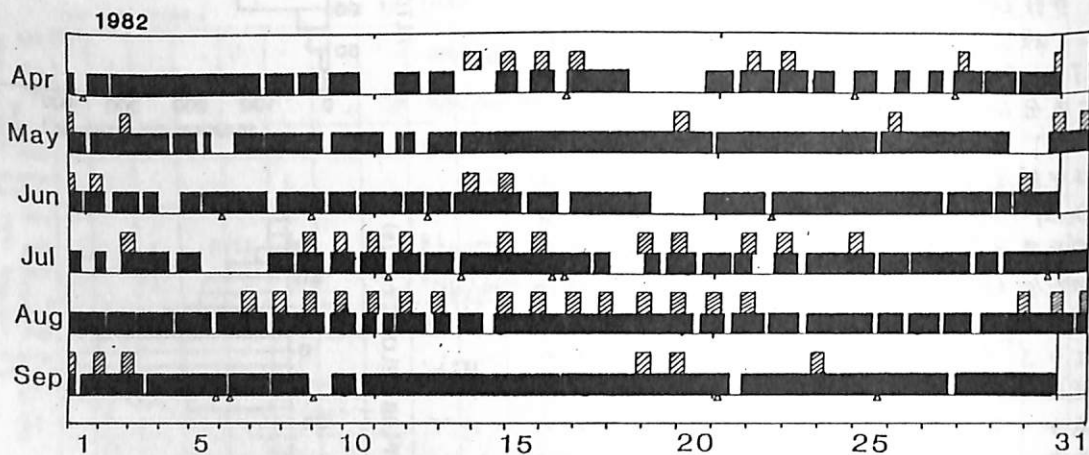


図1 オーロラテレビとVHFドップラーレーダの観測領域



(図2) オーロラテレビとVHFドップラーレーダの観測日
 斜線がテレビ観測, 黒色がVHFドップラーレーダ, ΔはSC

シンチレーション観測から見た 中緯度スプレッド F層中の波動

熊谷 博, 小川 忠彦
(電波研 平磯)

VHF帯の静止衛星電波を使った電離圏シンチレーションの観測について、これまで報告してきた。近接した3点で電波を受信し、シンチレーション波形の相関処理から、イレギュラリティのドリフト速度や、形状が明らかにできる。これまでの結果から、夜間のF領域に発生するイレギュラリティは、沿磁力線構造を持っていることがわっている。

今回、FFT法を用いてクロススペクトル等の計算を行った。これから、イレギュラリティの空間的波数スペクトル構造を調べたので報告する。図aは1点での受信波形の1パワースペクトルである。シンチレーションのスペクトルは、周波数とともにパワー則で落ちる高周波部分と、周波数によらず一定値となる低周波部分から成る。パワー則の部分は、イレギュラリティの波数スペクトルを反映したものである。このとき、周波数スペクトルはほぼ f^{-3} に比例している。これは、波数スペクトルが k^{-2} に比例していることを示している*

図bは、2つのアンテナで受信した信号のスペクトルの位相差(フェイズ)をプロットしたものである。アンテナ間の距離は165.5mである。位相差が0.1πは波長が3310mに、また3πは波長が110mに相当する。プロットされた点は、ほぼ一直線上に並んでいる。このように広い波長範囲にわたり、ほとんど分散が見られないことが特徴である。従って、各スペクトル成分の位相速度は、互いにほぼ等しい値であり、相互相関関数の時間差から求めた速度に一致する。図b上には、位相差が急減している箇所が見られる。これはフレネル振動に対応するものと思われる。

この例は、地磁気が静穏時の夜間の例である。今後、地磁気嵐等、他の条件の場合も検討する。

*Rufenach, C.L., J.G.R., vol.77, p.4761, 1972.

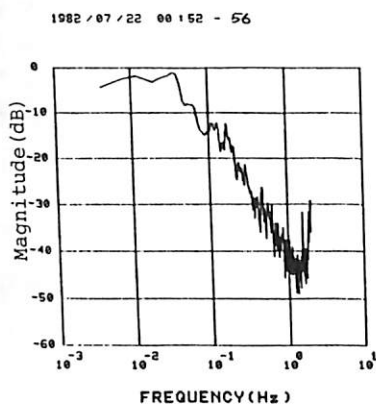
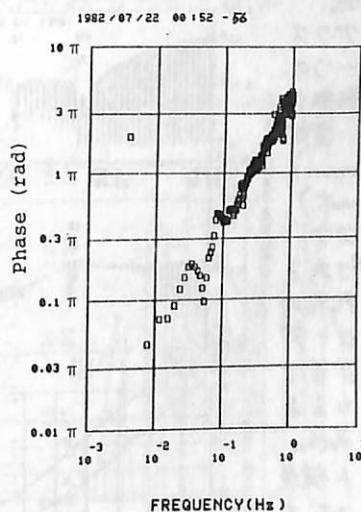


図. スプレッドF中のシンチレーションのスペクトル
a. パワースペクトル



b. フェイズ

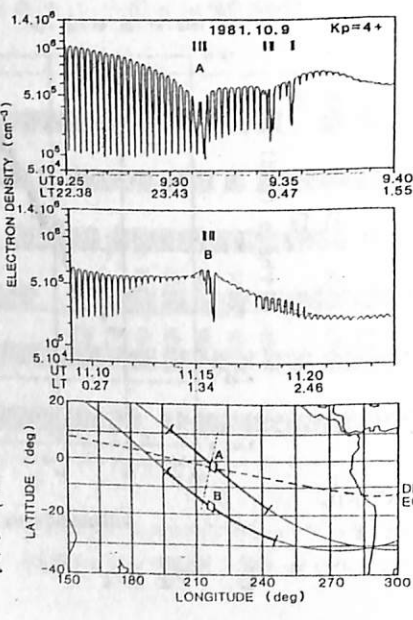
プラズマ・バブルの構造とダイナミクス (II)

高橋 忠利, 瘦部一重十, 大家 寛
東北大理

“ひのとり”の電子密度計測器によって、数100例に及ぶ赤道域F層でのプラズマ・バブルを観測している。プラズマ・バブルは、そのスケールの大きさのみならず種々の擾乱の源となっている点で、赤道域 Spread-F の6~7桁の範囲にも及ぶ不規則構造の Hierarchy の最上位に属するものである。“ひのとり”による観測結果はこの電離層擾乱に対し、その軌道上の特長を生かし、プラズマ・バブルの断面構造を明確に与えており、この面からもバブルの構造とダイナミクスに関して多くの新たな知見を付け加えてきた。それはバブルの空間的構造に関する情報(1. 垂直方向の広がり, 2. バブル分布の複合性と孤立性, 及び 3. 空間分布のスペクトル)や時間的な変動の詳細な情報(1. 生成と消滅のプロセス, 2. 電離層乱との関連)等である。こうした一連の研究の一環として、プラズマ・バブルの構造とダイナミクスに関して以下の事柄がさらに明らかとなった。

i) 赤道域電離層の背景構造とプラズマ・バブルの形成域

第1図は、プラズマ・バブルの一つの特徴ある出現形態を示しているが、電離層の谷構造(canyon)或は峯構造(crest)の中心にプラズマ・バブルが観測される例である。これらの観測例はISレータ等の観測によりすでに見出されているように、電離層 bottom-side のクレスト構造に対応するものであるが、ひの通りの観測例は、こうした



← 第1図

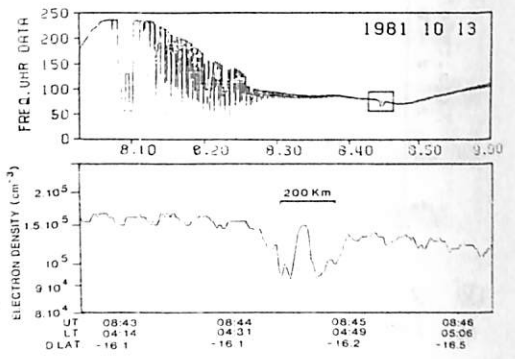
クレスト構造が Topside まで展開した構造であることを示す。この場合電場が電離層電子密度分布に及ぼす modulation の空間的な広がりの特徴を示すものと考えられる。

ii) プラズマ・バブル活性域の広がりと運動

第1図に示した、A, B のバブル群は因中その観測位置を示した様に約100分の間に、磁カ線に対し数100 km 程度、東へ移動している。このバブルの観測された位置の動きは、バブル領域のドリフト、沿磁カ線方向に広がる構造が純粋の沿磁カ線からずれてゆくこと等によるが現在、両者の役割を何々の case をもとに判断するのはむずかしいが、多くの連続した軌道での観測例を使って、バブルの運動を追跡するととが出来る。

iii) バブルの二重構造

プラズマ・バブルの興味ある特異な構造として、しばしば二重構造を示す例がある(第2図)。このような観測例は、よく発達した eveningside のバブル列、及び孤立した形状のバブルいずれにも観測されているもので、こうした構造は 200~300 km 程度の広がりのものである。これは、本来一つのバブルであるべきものが一定の安定条件に左右されて分離を起すと考えることが出来る。



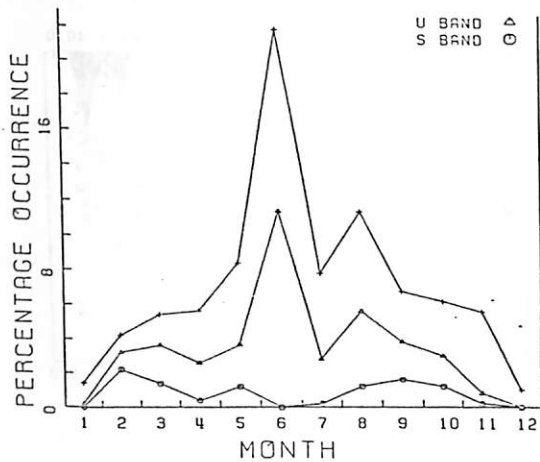
↑ 第2図

TM電波シンチレーション発生時の K_p , R_2 等の依存性について

小山孝一郎^{*}, 平尾邦雄^{*} 奥沢隆^{**}
^{*} 宇宙研 ^{**} 電通大

オ7号科学衛星「ひのと」のU, Vバンドのテレメータ電波のシンチレーションのおこりぐあいを1981年2月から1981年2月まで、地方時依存性, 季節, K_p , R_2 , 太陽電波束等の関連について調べた。これらの結果は主に以下のように要約される。

1. U, V帯電波にシンチレーションの発生は昼夜中夜最大になる。これは既に多くの論文によって報告されている。
2. U, V帯シンチレーションの発生は6月に最大となり1月, 12月に最小となった。これは過去に報告されているところからS帯においてU, V帯とは逆に6月に最小となった。(図1)



3. シンチレーションの持続時間は K_p , R_2 , 太陽電波束の増加と共に増加し、最後にこれらパラメータの増加に伴い減少しはじめる。ただし $K_p > 6$ になるとシンチレーションの持続時間は急激にのびる。(図2)。またS, U, V波帯のシンチレーション発生は周波数が高くなるにつれ、より K_p , R_2 , 太陽電波束の影響をうけやすくなる。(図3)

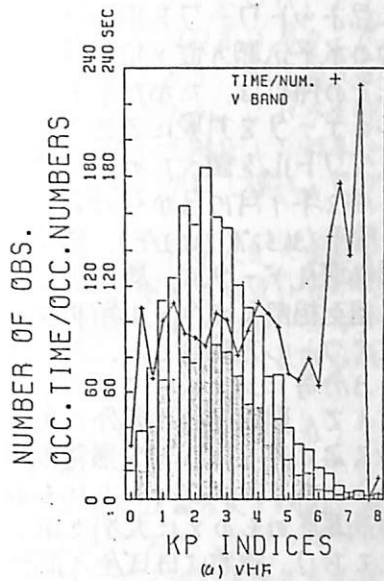
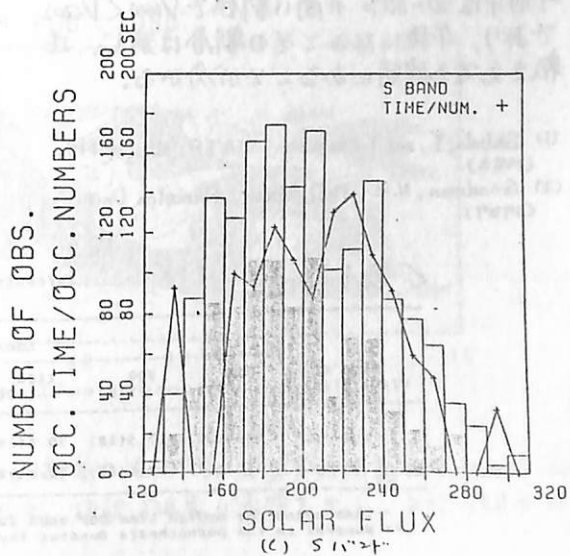


図2 VHFの電波シンチレーション持続時間の K_p インデックス依存性。 K_p インデックスが6以上で急激に持続時間がのびてくるのを積極的に評価した。

図3. S帯におけるシンチレーションの持続時間の太陽電波束への依存性。190~220付近でゆるやかな最大値をとる。図2.3中横ラフ2の黒くぬりつぶした部分夜間の観測回数である。



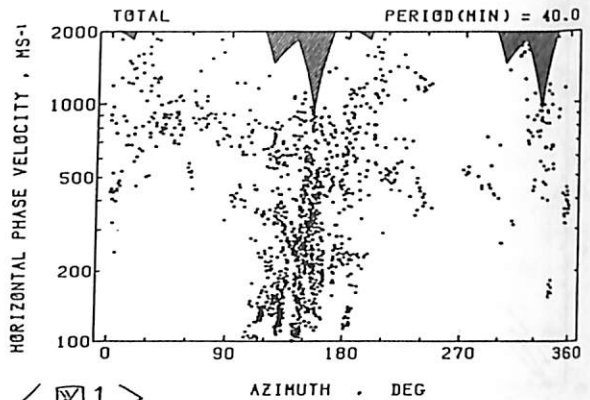
柴田 喬, 奥澤隆志
電 通 大

筆者らは、三点ネットワークを用いてJJY電波のHFドップラー観測を行い、F領域に於けるMS-TIDの水平伝搬方位と位相速度、ならびに昼間の速度分散特性の調査を進めている⁽¹⁾。これまでの解析は、たかだか日中連続5時間程度のデータを基にしていたが、最近長時間スパンのデータを対象にできるように、昼間のほとんどをカバーする時間帯で水平位相速度ベクトルを調べたので、今回報告する。

観測期間は、1982年9月17日から10月11日までの25日間、用いた三地点は、小名浜(36.94°N, 140.93°E)、菅平(36.52°N, 138.32°E)、富士(35.42°N, 138.62°E)である。そのうち、8MHzドップラーの小振幅擾乱データが、昼間連続11~12時間にわたって得られている12日間のデータに対して、相互相関スペクトル解析を施し、三つの周期成分(40, 20, 13.3分)について水平位相速度ベクトルを算出した。データのサンプリング時間は0.5分、データ窓長は200分であり、3分毎にシフトしてダイナミックスペクトル解析している。

解析の一例として、周期40分の成分に關して、各データ窓毎に得られた水平位相速度の中で、コヒーレンス ≥ 0.34 という90%信頼限界⁽²⁾を満たすものを、伝搬方位(北から東まわりに角度をとる)に対してプロットしたものを、図1に示す。速度が100~500 ms⁻¹のものと、それ以上の高速度のものとの大別されるのが特徴である。伝搬方向については、前者は南東に集中しており、後者はほぼ全方向性を呈していることが分かる。図中、斜線を施した部分は、観測網の幾何学的形状とサンプリング時間との兼ね合いから、速度の算定が不可能な領域である。

速度分散に關連して、周期40分と20分の各成分の速度($V_{(40)}$, $V_{(20)}$)の大きさを、各時間帯に分けて比較した結果を表1に示す。日出及び日没効果を含む可能性のある819~900及び1700~1755のデータを除けば、午前中は70~80%の高い割合で $V_{(40)} < V_{(20)}$ であり、午後になるとその割合は減じ、逆転さえする傾向にあることが分かる。



< 図1 >

- (1) Shibata, T., and T. Okuzawa; JATP, 45, pp.149, (1983).
(2) Goodman, N.R.; Ph.D. Thesis, Princeton Univ., (1957).

< 表1 >

Percentage of cases

Sign of $V_{(40)}/V_{(20)}-1$	Local time						TOTAL
	819-900	900-1100	1100-1300	1300-1500	1500-1700	1700-1755	
+	63.8(30)	17.5(18)	30.4(34)	35.2(31)	53.0(71)	56.8(21)	39.4(205)
-	36.2(17)	82.5(85)	69.6(78)	64.8(57)	47.0(63)	43.2(16)	60.6(316)

* Time means the median time for each successive data set of 200 min duration.
** Numeral in the parenthesis denotes the number of cases.

アレスボレーダーにより観測された 中間圏内部重力波の鉛直伝搬特性

前川 泰之¹⁾ 深尾 昌一郎²⁾ 加藤 進¹⁾
1) 京大超商層 2) 京大工

京都大学とアレスボ観測所のグループにより、アレスボUHFレーダー(18.4°N、66.8°W)を用いた中間圏風の観測が、1980年8月と1981年3月の二度にわたって行なわれた。これらはいずれも約2週間におたる長期観測であり、測定高度範囲は65~95 kmである。また高度分解能は600 m、時間分解能は2分である。これらの観測風を、長周期波動、潮汐、及び周期が数10分程度の短周期振動に関して解析した結果については、既に報告を行なっている¹⁾。今回は、周期が1~20時間程度の内部(慣性)重力波の特性について述べる。

これらの周波数帯の内部重力波は、下層大気から中層大気へ運動量を伝える働きを荷うものとして、近年注目を集めている。特に、中間圏界面付近に見られる平均東西風の風向の逆転は、内部重力波による平均流の加速が原因と考えられている²⁾。本報告では、観測された重力波の周期成分や鉛直波長成分を明らかにし、波動の伝搬特性と平均流との関係について詳しく議論を行なう。

図1に、1980年8月に観測された視線方向(天頂から斜15°東)速度の変動成分の例を、等速度線図で示す。等速度線間隔は0.5 ms⁻¹、シェードを施した部分は斜下向きの風を示す。9~13 LTの間に、周期2時間、鉛直波長20 km程度の波動が顕著に見られる。破線は、波束(wave packet)の通過を追跡したものであり、矢印の傾きは、分散関係式から算出した鉛直群速度を示す。図より、波のエネルギーは鉛直群速度に従って、任相の伝搬方向とは逆に上方へ伝播していることが明らかである。

- 1) 前川他、第69, 70回日本地球電気磁気学会予稿集。
- 2) Matsuno, T., 1982, J. Meteor. Soc. Japan, 60, 215-226.

CONTOUR MAP OF WIND VELOCITY 14 AUG 1980

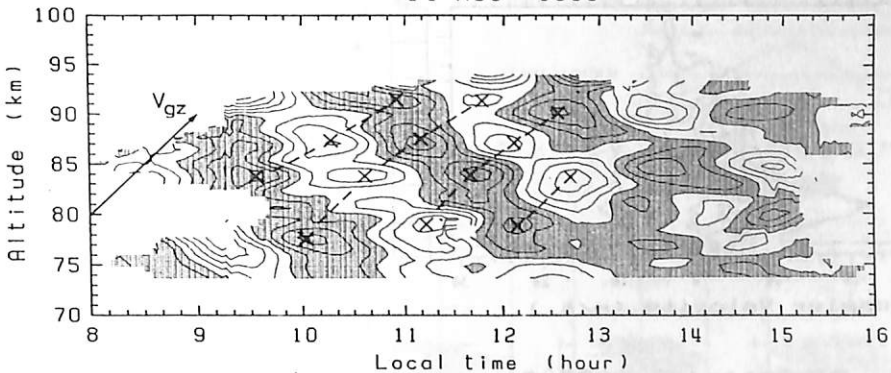


図1. 1980年8月に観測された中間圏領域の内部重力波の例。等速度線間隔は0.5 ms⁻¹、シェードを施した部分は下向きの変動を示す。破線は波束の通過を示し、矢印の傾きは、鉛直群速度を示す。

MUレーダーによる対流圏大気の観測

奥村 実¹⁾・佐藤 亨²⁾・深尾 昌一郎¹⁾・加藤 進²⁾

1) 京大・工 2) 京大・超高層

滋賀県甲賀郡信楽町において、我国最初の中・高層大気観測用大型VHFレーダーであるMUレーダーの建設が進められている。すでに、昭和57年度中に敷地の造成、観測棟の建設を終え、屋内の全機器と屋外のアンテナ及び送受信部の約1/8が完成し、対流圏及び下部成層圏の観測を開始した。

図1は、台風5号が接近中の8月13-18日に行なわれた連続観測データの一例であり、受信されたエコーの周波数スペクトルの高度変化を表わしている。受信エコーのドップラー偏移は散乱体である大気の運動速度に対応するので、横軸は速度に換算した値をとっている。また、等高線は受信エコーの強度を示している。送信電力は尖頭値で約120KWであり、サブパルス幅1 μ Sの16bitコンプリメンタリ符号を用いることにより、150mの高度分解能を得ている。また、MUレーダーでは最高約1分の時間分解能を得ることができるが、図1には約10分間平均されたデータを示す。図1を見ると、およそ高度10km以下の範囲内においてS/N比が6dB以上のエコーが受信されており、十分な精度で風速を推定することが可能である。図中の●印がモーメント法を用いて推定された平均ドップラー偏移であり、スペクトルのピークとよく一致していることがわかる。ビームを天頂から30°東向きに傾けていることを考慮すると、およそ4-12m/sの西向きの成分を持つ風が吹いていると考えることができる。

図2には、推定された受信電力の高度分布を示す。高度6km及び9km付近で強いエコーが受信されており、これらの高度で大気の乱れが激しいことがわかる。特に高度9km付近の強いピークは平穏時には見られないものであり、台風の影響を示すものと考えられる。

今回は、この連続観測の結果を中心に報告する。

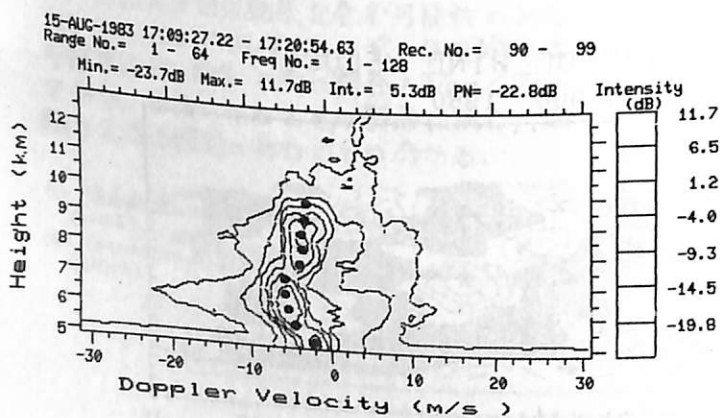


図1 受信エコースペクトルの高度分布

●印は推定された平均ドップラー偏移を示す。

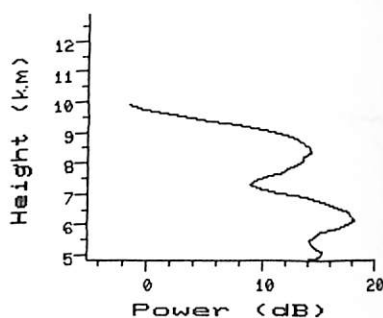


図2 受信電力の高度分布

流星レーダーによる重力音波の水平伝搬特性

山本 衛, 津田 敏隆, 伊藤 礼, 加藤 進

京都大学超高層電波研究センター

京都大学流星レーダーのデータ解析は大気潮汐成分が中心であったが、本研究では流星レーダーの水平領域が数百kmの広がりを持つことを利用して、重力音波成分の垂直水平位相伝搬特性を明らかにした。

解析は、24時間分のデータについて、(1)大気潮汐成分を除去するために1~8時間の通過帯域巾を持つフィルタを施し、(2)パワースペクトルを計算し、帯域内での卓越成分を検出する。(3)次に、観測データを高度3km毎の層に分割して風速プロファイルを求め、卓越成分のみを抽出する。(4)こうして得られた各層での風速プロファイルの相互相関係数を計算し垂直位相速度を推定する。(5)同様の解析を流星レーダーからの水平距離が25km刻みの層内の風速プロファイルについて行い、水平位相速度を求

める。

1980年1月15日の重力音波の解析例を示す。図1にスペクトルを示すが、4.8時間の周期成分が卓越していることがわかる。図2に各水平領域で抽出された重力音波のプロファイルを示す。図3は図2の各プロファイルの相互相関係数を示したものであるが、水平伝搬特性が明らかである。この解析例では垂直方向にも同様の各層間の位相時間差が得られている。この例では水平、垂直方向の位相速度はそれぞれ2.5 km/分、0.15 km/分であり、これより水平、垂直方向の波長はそれぞれ約700 km、約40 kmと推定される。

以上のような解析を数多くのデータについて行った結果、明確な重力音波は夏よりも冬に多く観測されている。

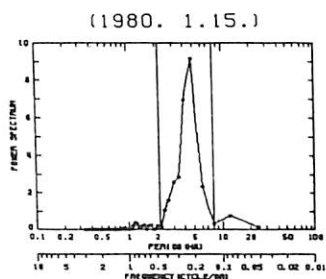


図1 1980年1月15日の風速プロファイルの持つパワースペクトル

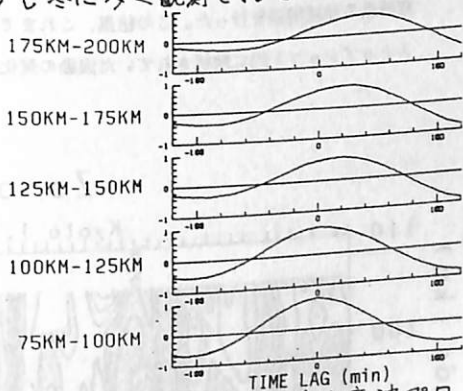


図3 各水平領域内の重力音波プロファイルの相互相関係数

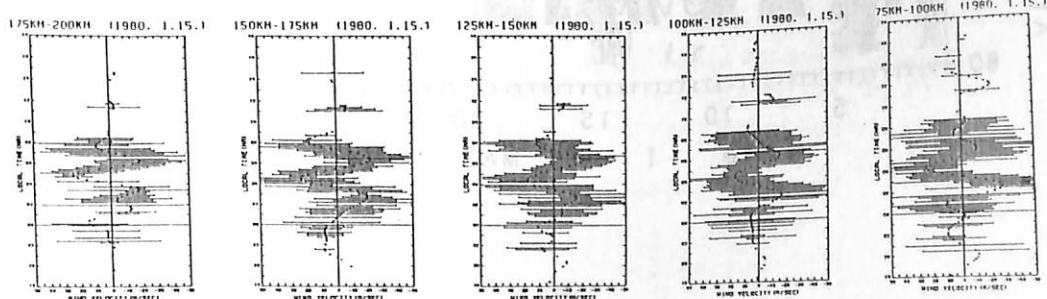


図2 抽出された各水平領域内の重力音波のプロファイル

伊藤 礼、山本 衛、津田敏隆、加藤 進

京都大学超高層電波研究センター

これまで我々は、流星レーダー観測により、高度80-110 kmにおける様々な周期の大気波動を解析してきた(Ito et al., 1983, submitted to JGG)。特に長周期の波動に関しては、主として十数日程度の連続観測から、その振舞を調べてきた。更に長い周期の波動成分の解析や波動の動的な変化を調べるには、より長期にわたる連続観測が必要である。これまでは、十数日以上長期連続観測は、システムの運用上困難であったが、今回我々は、システム監視装置を強化し、マイクロコンピュータを導入する事により操作性を向上させ、本年4月28日から8月26日までの約4ヶ月にわたる東西風の連続観測を行った。この結果、これまでスナップショット的に解析されていた波動の変化

を連続して追跡する事が可能になった。又、1ヶ月以上の長い周期成分の解析も可能になった。

解析結果の速報として、5月の風系を図1に示す。同図は、観測された風速データを高度4 km、時間60分毎に平均し、更にローパスフィルタをかけて、1.5日以上の周期成分を取り出して表したものである。斜影部分は東風(西向風)を表す。図によれば、5月前半は2日程度の周期が卓越しており、後半になると、より長い10日以上周期の波動が重畳してきているのが分かる。又、局所的に強い風が検出されている部分はあるが、鉛直方向の位相の変化は一般に小さい。

報告では、これらの波動の振舞を、スペクトル解析等を行う事により、定量的に明かにする。

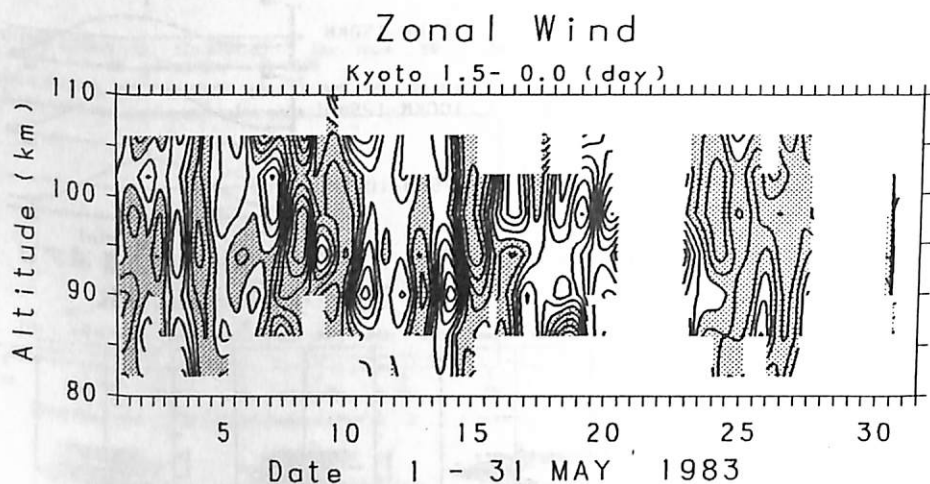


図1

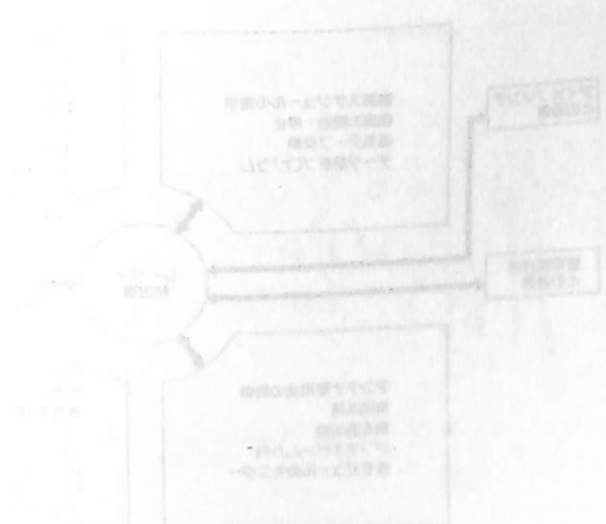
First observation by the MU radar

Susumu Kato

MU radar group, Kyoto University

The MU radar is now on the air on such a limited scale as the 57 antennas are in operation, each antenna has a small transmitter and receiver module, transmitting about 2 KW pulse. Using Barker- and Complimentary- coded pulses we are now able to measure the wind velocity from 2 to 15 km. Some tentative observation results so far obtained show that the results are consistent with those observed by conventional radio sonde at Shionomisaki and Wajima.

It is expected that the MU radar is complete, transmitting 1 MW pulse from the 475 antennas in 1984 thereby making it possible to observe the atmosphere motion over such a wide range as between 2 and 400 km.



綾木 靖, 津田 敏隆, 加藤 進

京大超高層電波研究センター

MUレーダーは複雑な観測方法に
も対応し得るハードウェア・システムを
備えている。従ってレーダー制御器上
で走る観測制御ソフトウェアはこのハ
ードウェアの性能を充分発揮させ得る
柔軟なものでなければならない。

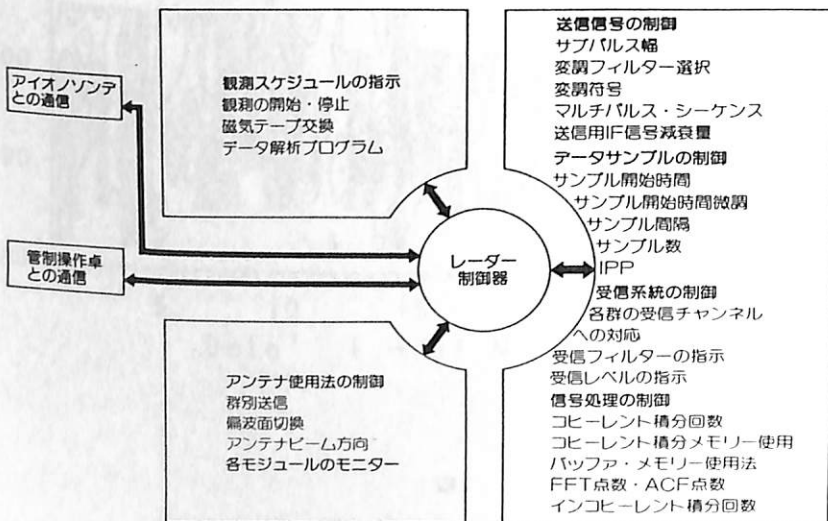
レーダー制御器によって制御され
る各機器の制御項目を図1に示す。図
1に示すように、レーダー制御器によ
って送信信号・データサンプル・受信
系統・信号処理・アンテナ使用法に関
する各パラメータを設定変更するこ
とが可能であり、これによって多様
な観測を実現し得る。観測制御ソフト
ウェアではこれらのパラメータを対話
物のエディタによって容易に設定す
ることができる。また観測のスケジュー
ルを設定し、これに従ってMUレーダ
ーを自動運転することも可能である。
ビームを複数方向に高速走査でき

る。したが、MUレーダーの大きな特徴
である。MUレーダーでは天頂角 30°
以内においてほぼ任意の方向に最高
 $400 \mu\text{sec}$ の速さでビームを走査するこ
とができる。従ってビームの高速走査
を用いた観測こそMUレーダーの特徴
を生かした観測であると言える。

このようなビームの走査性によ
って風の三次元的な風系の観測が可能で
あり、また大気波動や乱流の立体構造
を観測することもできる。例えばビ
ームを東西南北および天頂方向の5方向
に走査する場合、一つの走査サイクル
は最小で2 msecであり、高い時間分
解能を得ることができる。

観測制御ソフトウェアを用いて設
定できる観測方法の例として、複数方
向にビームを走査する観測方法につ
いて述べる。

図1 制御項目



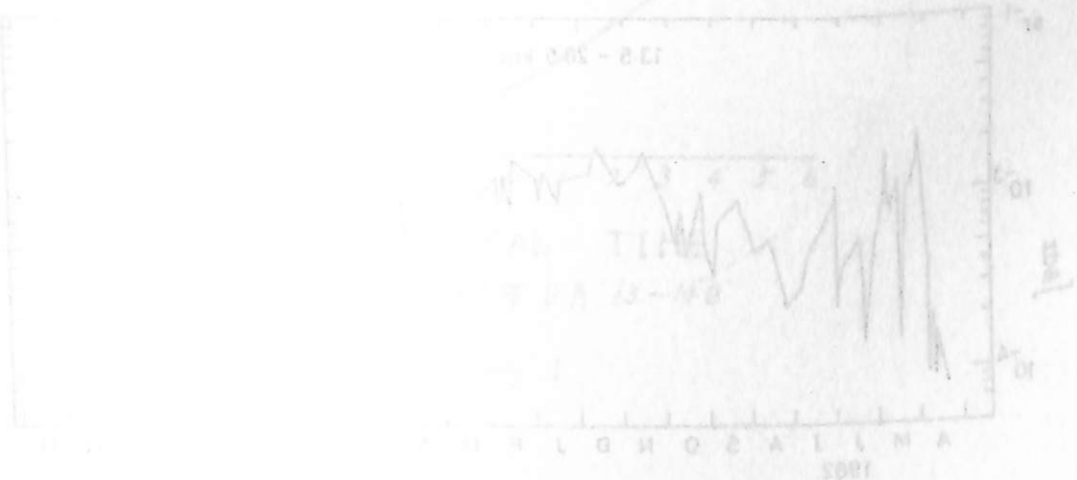
成層圏における火山性エアロゾル層の振舞

— 人工衛星データの解析 —

藤原 玄夫 M.P. McCormick
(九大・理) (NASA LaRC)

NASA ラングレイリサーチセンターによって、1979年2月、成層圏エアロゾルと微量気体成分 (O_3 と NO_2) を測定するための SAGE 衛星が打ち上げられた。同年10月には赤道直下の Sierra Negra 火山が、次いで1980年5月にはアメリカの St. Helens 火山が大噴火を起し、いずれも成層圏内に多量の火山性エアロゾルを注入した。SAGE 衛星は、この両者の噴火直後及びその後の汎世界的な分布を測定した。この期間の SAGE 衛星データのうち、 $1.0\mu m$ 及び $0.45\mu m$ の減光係数データを解析し、NOAA の気象データと併せて用いて、次の様な結果を得た。

- (1) 噴火によって成層圏に投入されたエアロゾルは、最初の2~3ヶ月は等温位面に沿って南北方向に輸送されるが、その後は圏界面に平行な曲面に沿って分布するようになる。
 - (2) 圏界面ギャップ (中低緯度) の附近にエアロゾルが非常に少ない領域が存在する。これは静穏時にも見られる。
 - (3) 通常の火山性エアロゾル層の上部 (及び下部) に、非常に粒径の小さなエアロゾルの層が存在する。下部の小粒径エアロゾルは、圏界面ギャップ附近のエアロゾルフリーの領域と関連しているようである。
- エアロゾルの粒径分布の変化は、エアロゾルの噴量の見積もりにも大きく影響するので、ここでは特に (3) についての詳細な検討結果を述べることにする。



エルチチヨニ噴火雲のLIDAR観測

柴田 隆, 藤原 昇, 藤原玄天, 広野栄和
(九州大学理学部)

昨年4月のエルチチヨニ噴火によって成層圏に形成されたエアロゾル層について、その後散乱係数の増加は、最近数年間の火山噴火による増加に比べて1~2桁大きく、そこから換算される直達日射の減少が最大で20~30%である。後方散乱係数の成層圏での鉛直積分値(下図; 成層圏 column mass density にほぼ比例)は、'82, 5~7月に極大値をとり、その後8月に極小。'82, 9~12月にかけて再増した。'83, 1月以降は徐々に減少している。'82, 9~12月の再増は主として20 km 以下の高度で著るしく、また次に述べる層の混合の時期とも一致する。

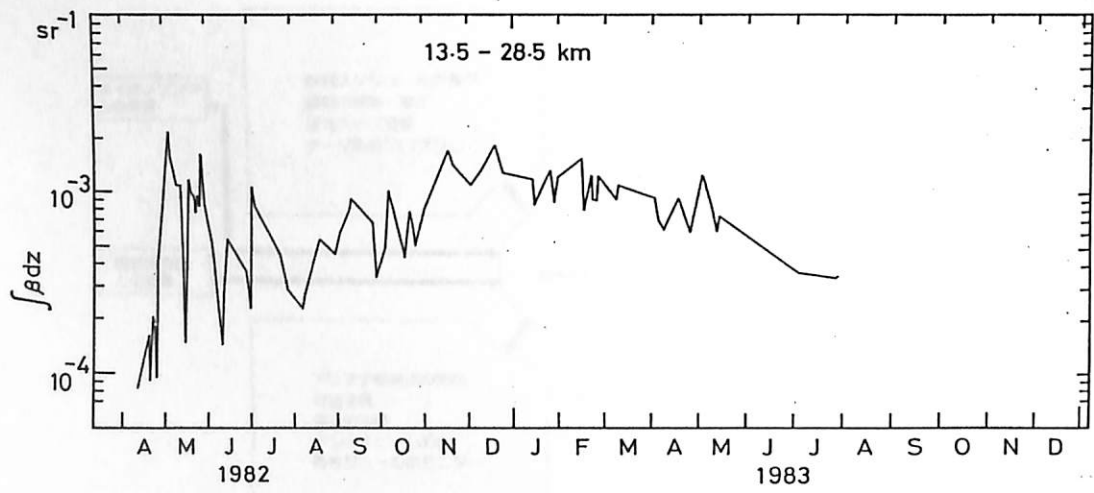
成層圏夏季層は、東風領域と西風領域に2層構造を示し、風系が冬型にのみに従って1つの層に混合した。

以上の再増、及び混合は他点での観測結果、モデル計算等を合せて考えると大規模な科学的輸送の効果によると考えられる。

NASA airborne lidar の観測によれば El Chichon 起源火山雲の濃度の極大は5月現在が一般に北半球に広がっている (SEAN)。今年に入ってこの緯度を飛ぶ飛行機コンクピットの窓の損傷が増増しており、硫酸水溶液滴である火山雲がその原因の一つと考えられている (日航技術部, private communication)。同じくNASAの観測によれば、火山雲は南半球に10S 程度 ('83, 5月)までしか広がっておらず、赤道を越えての輸送はサナリ遅いようである。

九大 YAG LIDAR の観測によれば、'83, 7-8月、後方散乱係数の積分値は極大時の1/3~1/4に減少している。これは、成層圏からの aerosol の decay, 上記の濃度中心の北上、及びそれに伴う緯度分布の変化等の反映であろう。講演では最近までの LIDAR 観測結果の報告、およびについての考察を行う。

(文献) SEAN BULLETIN Vol.8, No.6, (1983).



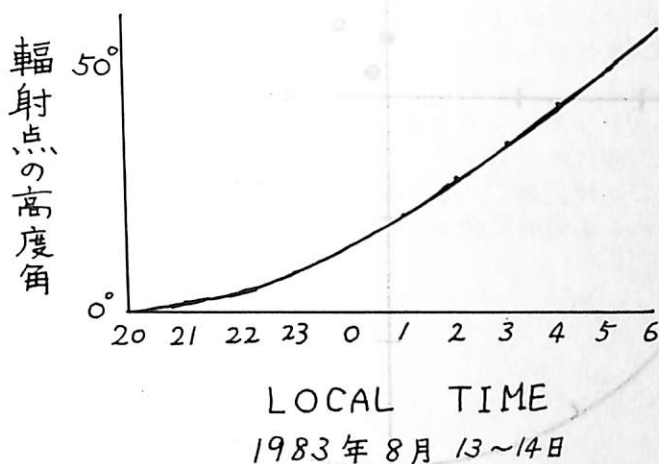
内海通弘 広野求和
九大理

ナトリウム層が流星雨時に増加することは、すでに何度も報告してきた。今年は、ペルセウス座流星群の極大日の前後、晴天にめぐまれ、かなり詳しく観測できたので報告する。また、今年に入ってからのナトリウム層の絶対密度の day to day 変化を報告し、seasonal 変化を議論したい。

ペルセウス座流星群の極大日は、太陽の黄経が 139.3° になる時と言われており、8月13日に当る。ペルセウス座流星群の輻射点は $\alpha 46^\circ$, $\delta +58^\circ$ であり、これから観測点(東経 130.2° , 北緯 $33-40^\circ$)における高度角と方位角を求めることができる。8月13~14日のペルセウス座流星群の輻射点の高度角を Fig 1 に示してある。これによると夜明けになるに従い、輻射点の高度が高くなることがわかる。

ペルセウス座流星に関係すると思われるナトリウム層の変化を知るために、8月5、11、12、13、14、19日に観測を行った。この日以外は雲のため観測を行うことが出来なかった。この観測によると、ペルセウス座流星の極大日においても、昨年ほどのナトリウム層の増加がみられず、恐らく、ペルセウス座流星自体、例年よりも小さかったことが予想される。眼視観測などの報告が待たれる。

8月12~13日は、9PM から 5AM まで 20分毎の連続観測が出来たので、時間変化を追うことが出来た。



LOCAL TIME
1983年8月13~14日

Fig 1

ナトリウム層構造の半日周期変化

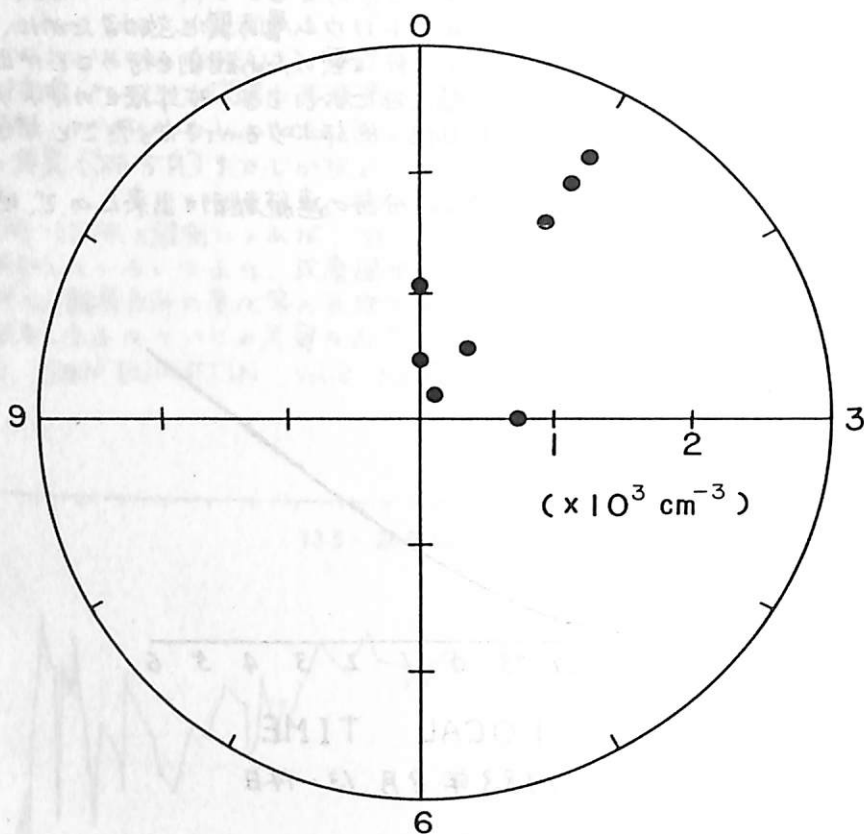
富田 ニ三彦, 上山 弘

東北大学 理学部 超高層物理学研究施設

蔵王観測所(38°N, 141°E)においては, レーザーレーダーを用い, 1980年8月からナトリウム層の観測を続けており, 今日にいたるまで3年間以上にわたって5分毎の観測データが集積されている。

今回は, これまでの全データを用い, 半日周期変化に着目して解析を行なったので, その結果を発表する。

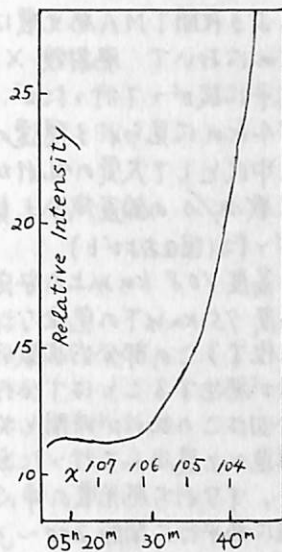
現時点で, 解析の終, た分につき, Harmonic dial (高度は, ナトリウム層の Peak altitude) を示すと, 下図のようになっている。高度, あるいは季節等による特徴などについて述べる予定である。



奥田光直
弘前大教育

可視域連続光の薄明開始時刻を、約 50 の観測について調べた結果、薄明開始時の太陽天頂角 α は、おおよそ 105° 及至 106° の間にあり、年間を通じて大きな変動は少ないが、やはり equinox 時に小、solstice 時に大きい傾向が見られた。地磁気活動との関連はみられなかった。又、太陽天頂角 103° 附近で増光率が急増することがわかった。

Dec 27/28,
1968
の観測例



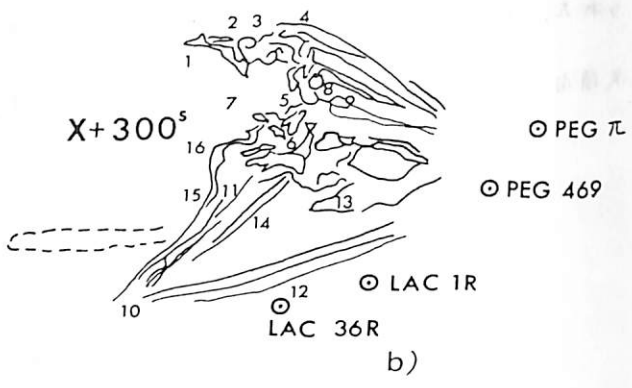
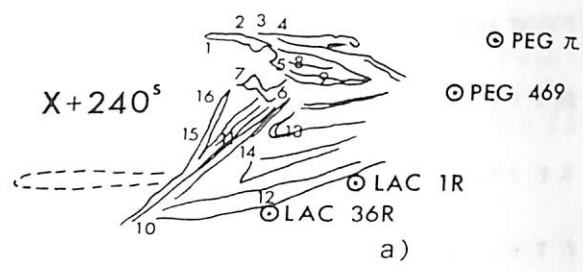
S-210-13号機 TMA発光雲による 大気の乱れと秩序を含む構造

中村純二 大地登
東大教養 岐阜大教養

前回報告のように、S-210-13号機による夜間TMA発光雲は高度89~97 kmにおいて発射後X+4分までは略水平に広がって行ったが、その後高度94 kmに見られる風速のシアの付近を中心として大気の乱れが発生し、風速に数m/sの鉛直成分も見られるようになった(図aおよびb)

高度108 km以上の安定な拡散領域と、高度75 km以下の完全な乱流領域の中間に位するこの部分的拡散領域に大気の乱れが発生することは十分理解されるが、今回はこの乱れが時間と共に秩序を含む構造へと変化して行った点が特徴的である。すなわち発光雲の中心である細状構造に略平行に間隔200~300 mの縞状構造がX+7分頃から発達し始めX+10分頃には完全な秩序を含む構造となった(図c)。

因みにこの付近の気温は-83~-87℃であって、音速は略270 m/sであるから、間隔300 m程度の縞状構造は乱流内に生じた秩序構造と見られなくもないが、あるいはもともとこの高度の大気中に存在していた波状構造がその原因となっているのかも知れない。この領域のマッハ数は約0.1、レイノルズ数は数千乃至一万程度であって、これらの値から一義的な解釈を行うことは困難である。根本的な解明に当たっては今後モデルによる数値実験など行う必要もあるものと考えられる。



酸素赤線の孤立波型伝播の同時々々 観測結果 (そのII)

三沢清敏 (防大物理) 竹内郁夫 (託南高専教) 加藤斐雄 (東海大工) 青山 巖 (東海大工)

今年の春の学会では、酸素赤線の孤立波型状のもの (*red line intensification*) が北方から伝はんとくことと、その発生が極域に於ける強い磁気擾乱と密接に関連していることを *suggest* した。その後、1980年6月13/14日にむほっきりした *intensification* が1ヶ表われ、この発生は強い磁気擾乱と密接に関連しているのが確かめられた。現在までの約2年間の観測によって、7ヶの *intensification* がみられたが、この中で6ヶの *intensification* は北方から伝はんとくきたものであり、強い磁気擾乱と密接に関連しているものである。これまで報告した4ヶの *intensification* は、*probe* の現われの順序が N W E S 方向であったが、6月13/14日に現われた *intensification* では、それが N E W S 方向で W と E が逆だった。これは *intensification* が発生した場所即ち経度が異なることを *suggest* していると思われる。しかし、1ヶは南方 (真南ではない) から伝はんとくきたものであった。強い磁気擾乱と比較してみれば関連は殆ど認められない。最後の1ヶは、どの方向から伝はんとくきたのか不明であり、又強い磁気擾乱とは関連はないものである。南方から伝はんとくくる *intensification* については、Sobral *et. al.* (1980) が南半球で北から南の方へ伝はんとくと述べている *propagating airglow disturbance* が北半球に現われ、それが北緯35.2°にある横須賀まで伝はんとくきたものであろうと *suggest* される。又その発生は、赤道域に於ける *plasma bubble* と無関係ではないと思われる。

Ref. Sobral, Abanda and Batista, *Ann. Geophys.* 26. p. 199, 1980.

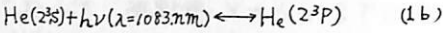


光電子励起の大気光の、外圍温度依存

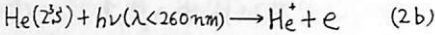
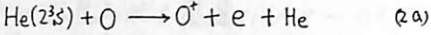
— HeI(1083.0nm) の場合の結果から —

門倉直二 (東大理)

薄明時の HeI(1083.0 nm) 大気光の強度は



の反応による励起と、



による消光及び鉛直輸送に支配されている。この大気光に関して現実的なモデルで数値計算を行い、(1)観測強度と比較的よい一致を得た、(2)He(2³S)生成に必要な光電子(PE)としては観測点上空で生成されたもの(LPE)以外に、磁気共役点で生成されたもの(CPE)も重要である、(3)外圍温度 **T** の変化に依る計算強度 **I** の変化は、太陽天頂角 χ_s 、共役点での太陽天頂角 χ_c と χ_s の差 $\Delta\chi \equiv \chi_c - \chi_s$ に依り 0.1~0.3 %/deg と大きく変わる、等について既に発表した。(’81年春の学会)

その後、IもCPEによる分 **I_c** と LPE による分 **I_l** に分けた分析を行ない、Iの外圍温度変化が、単純な形式の組み合わせで表わることがわかった。

(I) **I_l** の変化

図1の様に、 χ_s の小さい所で飽和している。観測点の外圍温度 **T_s** に対し、

$$\left. \begin{aligned} I_l(T_s; \chi_s) &= \eta_l(T_s) \cdot I_l(T_0; U_l(T_s; \chi_s)) \\ U_l &= \chi_s + \beta_l(T_s) \cdot (\chi_s - \chi_{s0}) \end{aligned} \right\} (I-1)$$

の型のあてはめで、基準温度 **T₀** のカーブに帰着させることができる。

(II) **I_c** の変化

(i) **I_c** は CPE の Escape Flux ϕ_c に比例する、

(ii) ϕ_c は **T_s** や χ_s に依存しないの2点より、**I_c** は

$$I_c = G(T_s; \chi_s) \cdot F(T_c; \chi_c) \quad (II-0)$$

の形に分離できる。G, Fも図2,3の様に、 χ_s 或いは χ_c の小さい所で一定となるから、(II-1)と同様に、

$$\left. \begin{aligned} G(T_s; \chi_s) &= \eta_s^*(T_s) \cdot G(T_0; U_s^*(T_s; \chi_s)) \\ U_s^* &= \chi_s + \beta_s^*(T_s) \cdot (\chi_s - \chi_{s0}^*) \end{aligned} \right\} (II-1)$$

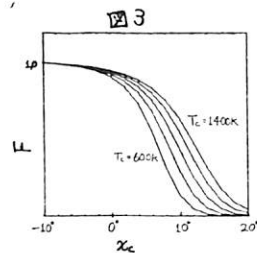
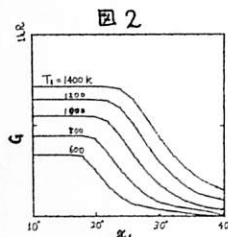
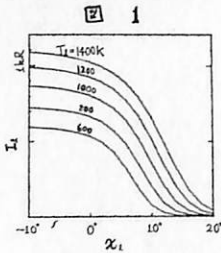
$$\left. \begin{aligned} F(T_c; \chi_c) &= \eta_c(T_c) \cdot F(T_0; U_c(T_c; \chi_c)) \\ U_c &= \chi_c + \beta_c(T_c) \cdot (\chi_c - \chi_{c0}) \end{aligned} \right\} (II-2)$$

のあてはめがよい近似となる。

(III) 一般にPEの効く大気光の場合

一般にPEによる励起が重要な大気光では、 $I = I_c + I_l$ (LPEによる) + I_2 (PE以外による) と分離して考えると、(1)薄明時の **T_s**, **T_c**, χ_s , χ_c 変化に関し、(I)(II)で与えたのと同じ型式を使えば、**I_c** 及び **I_l** (LPE) についてよい近似で基準温度時のカーブに帰着させられる、(2)その際の (I-1)(II-1) での η, β の関数型パラメータは、その大気光の化学や輸送の効き方に大きく依存するので一般化は無理だが、(3) (II-2) の式は χ_c の相対的な変化を表わすものだから、任意の大気光に対して同じ関数形パラメータが使える。

* この研究には「SALSグループ」による「最小2乗法標準プログラムシステムSALS」が使われた。



グラブサンプリング法による

成層圏大気微量成分の観測 (速報)

伊藤昌造* 本田秀之* 久保治也* 富永健** 巻出義弘** 横畑彰人*** 酒井均*** 木島宣明***

* 宇田科学研究所 ** 東京大学 理学部 *** 岡山大学 温泉研究所

1. はじめに

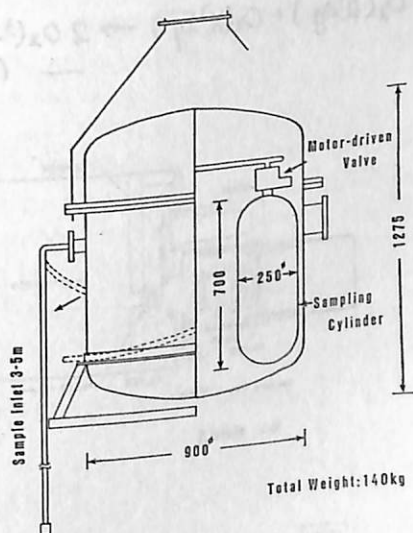
今迄行ってきた成層圏大気のグラブサンプリングの継続として、今回は1983年8月28日三陸大気球実験場で実験を行った。サンプリング装置を搭載した気球は午前7時24分に放球され、午後1時30分に表浜の真東24kmの海上に着水する間に6ヶの高度で大気の採取実験を行ない、装置は無事回収された。この採取大気中のハロカーボン類やCO₂の濃度及び炭素の同位体比の値を精密に分析すれば、今迄のデータと比較検討して、これらの成分の経年変化に関する資料が得られることが期待される。

2. 係場及び採取実験

ゴンドラの形を図1に示す。この中に容器約30ℓの大気採取用容器6個が入っている。このゴンドラの重量は約150kgである。このゴンドラは気球からの汚染を軽減するために4本のステンレス線のワイヤーを用いた巻き下げ機で気球から100m程巻き下げる。この巻き下げは気球が海上に出たら直ちに行ない成功した。(昨年はここで気球のメインケーブルが誤動作して、ゴンドラは海へ落下した。)
 昨年巻き下げを行った際に非常に高速の揺れ振動が発生したため、今回はスウィベルを間に入れたので、揺れ振動は大いに軽減された。気球は約300 m/minの速度で上昇し、放球後1時間30分、高度28.5 kmで水平浮遊状態に入った。1時間半程度気球及びゴンドラのカス出しを行ない、その後約100 m/minの緩降下に移り、高度27 km, 25 km, 22 km, 19 kmで各々の容器で大気の採集を行なった。その後高度18 kmで気球を切り放し、落下傘で降下中に高度約17 kmと12 kmで残り2ヶの容器で大気の採取を行った。ゴンドラは風に乗って南下し、表浜の真東24 kmの海上に着水した。回収船は海上を待機しており、受信点からの指令で真南に航行する事1時間ゴンドラを発見し、午後2時45分には回収を終了した。回収後詳細に点検した結果、大気導入系に海水の入った痕跡もなく、各容器のバルブも完全に閉じており、採取実験は成功裡に終わった。

採取した大気は現在分析中であり、その結果および以前のデータとの比較は講演の際に報告する。

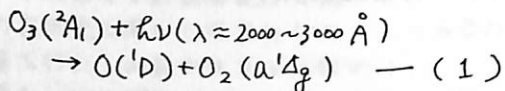
図 1



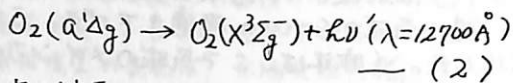
牧野忠男, 関口宏之, 山本博聖
立大理工

1982年9月25日, 18時15分に打ち上げられた大気層総合観測ロケットに搭載された中周圏オゾンの観測結果を述べる。

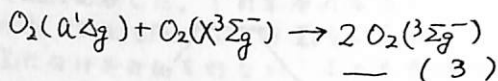
太陽紫外線によってオゾンは光分解され酸素分子の励起状態になる。



生成された $O_2(^1\Delta_g)$ は約1時間の寿命で



により波長1.27 μm の光子を放出するが, または次の消光反応



で基底状態に移行する。

(2), (3) の起る割合は高度75 km以上では(2)が支配的で, それより下では(3)を考慮しなければならぬ。

測定は(2)による波長1.27 μm の光を測って(2), (3)を考慮して(1)によりオゾン量を求める。測定器の概略を図1に, 電子回路ブロック・ダイヤグラムを図2に示す。

分光はバンドパス型フィルター ($\Delta\lambda \approx 200 \text{ \AA}$) でなされ, レンズにより集光され, 冷却された検出器PbS上に集められた光量を求める。冷却による S/N 比の向上は ≈ 2 であった。

測定結果を図3に示す。この結果はこれまでのS-210-12, S-310-6号機によるものと比較して約2倍の高い値を示している。その原因を検討した結果, 感度を校正した標準光源の経年変化に注意していかねばならないと思われる。

今回は新しい光源を使用して得られたもので今回の値が正しく, 以前のものは低い値を与えていたと考えられる。

図3

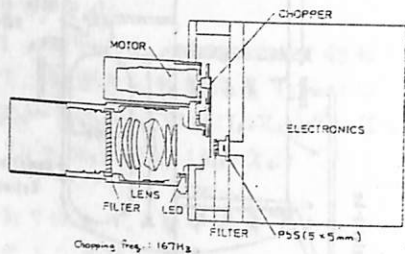


図1 検出装置

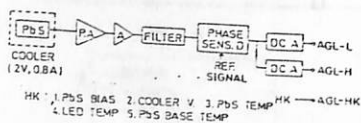
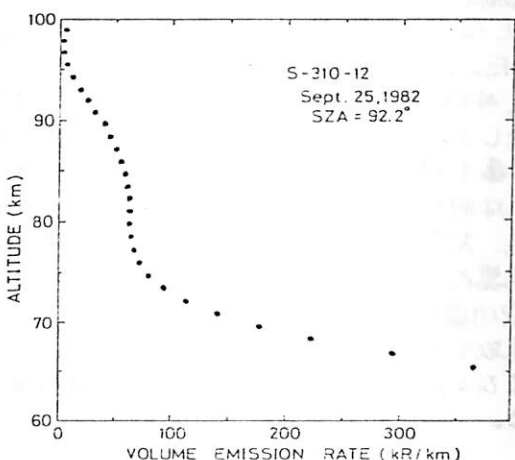


図2 回路のブロックダイヤグラム



気球搭載用NOゾンデ

近藤 豊 岩田 見 高木 増美

名古屋大学空電研究所

1. 序 我々はMAP計画に基づいて、対流圏-成層圏NO_xを直接測定するケミルミネッセンス測定器の開発を行なってきた航空機に搭載し、対流圏NO_xを測定する装置は57年度に完成し、すでに航空機観測に用いて、良好な結果を得ている。成層圏NO_xを測定するためのNOゾンデについても57年度のプロトタイプに続き、気球実験に用いることのできるflight model一号機が完成したので、主な仕様及び今後の観測計画を述べる。

2. NOゾンデ

- 1) 重量 105 kg (本体, 電池等すべて
の必要な部品を含む)
- 2) 全消費電力 約 100 watt
- 3) 観測可能な時間 15 - 20 時間
- 4) NO 検出限界 20 - 30 ppt.
- 5) 精度 ± 5%
- 6) 測定可能高度 5 km - 40 km

観測データ

Air intake 200 - 300 lit / 分
 Calibration NO/N₂ 2 ppm
 Calibration NO flow
 18 lit / 9 STPC / 分
 generated ozone 3 - 5 wt %
 ozone flow rate 400 STPC / 分

現在室内実験でできる範囲のテストは全て完了し、正常な動作が確認されている。

3. 気球観測

当面1983年9月に南仏で行われるMAP/GLOBUS campaignで、西独のマックスプランク研究所のFabianのグループと共同の観測を行おう予定している。今後海外での共同観測を中心に計画を立てていくつもりである。

対流圏 NO_x の高度分布の測定

近藤 豊 高木増美 岩田 晃 森田恭弘
名古屋大学空研研究所

1. 1983年2月にMERLIN IV E使ったMAP航空機観測によって、はじめて日本上空の対流圏 NO_x の垂直分布の測定に成功した。測定領域は太平洋の沿岸から200~400 kmの海上で行われた。NO_x濃度は4~7 km高度において1500~500 pptと場所による変動が認められた。このことはこの高度領域においても、より下層の大気からの輸送により水平的な濃度分布があることを示している。より多くの情報を得るために、より小型の航空機(セスナ404)を用いて、新たに NO_x の測定を行った。

2. 観測 観測に用いた測定器はMERLIN IV に搭載したものと全く同じもので、セスナ機のように機内の圧力が外気圧と同時に低下する場合でも、正常に作動するよう設計されている。詳しくは Kondo et al.* (1983) を参照。NO_x の検出限界は10~20 pptである。今回の観測は1983年3月9日10~14時に、伊勢湾両方100~200 kmの海上において行われ、高度2~8 kmの NO, NO_x(=NO+NO₂) の垂直分布を測定することができた。天気は晴天でうすい雲が2~8

km まで存在していた。

3. 観測結果

<2~5 km>

NO_x濃度 ほぼ一定で 250~300 ppt

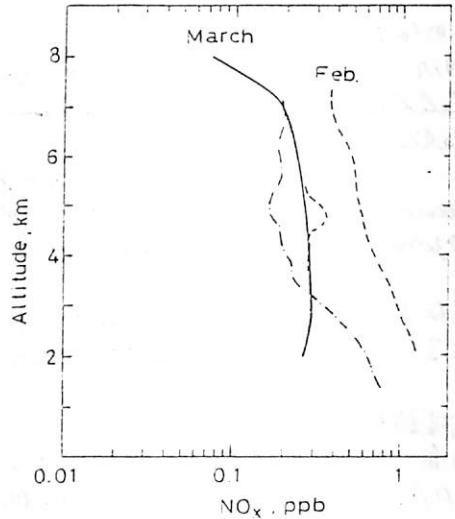
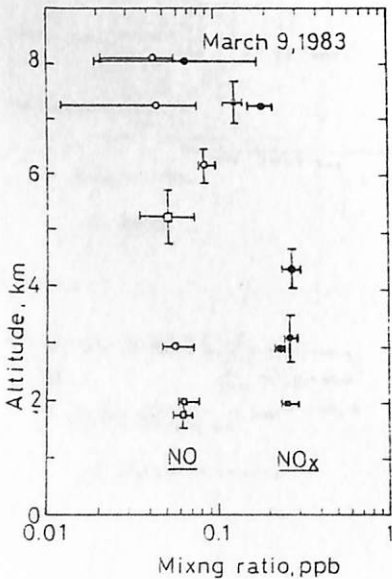
NO濃度 60 ppt 程度

<7~8 km>

NO_x濃度 250 → 70 ppt と急激に減少

NO濃度 40~50 ppt 下層よりせ、減少

50%以上 km 付近の測定値は、測定器のノイズが大きかったため精度があまり良くない。しかしこの領域で濃度が減少したことは確からしい。今回の測定値は3~7 kmでは前回の観測値の最大と最小値の間にははいつている。3 km より下では前回の値より低いが、この高度域での差は陸から200 km離れた海上であったことによると言える(前回の値は陸にかなり近い所で得られた)。7 km より上の値は今回はじめて得られたが、かなり大きな高度依存性がありそうなので今後更に観測を継続する必要がある。



* Kondo et al., 1983, A Chemiluminescent NO_x detector for the aircraft measurement, submitted to J Met. Soc, Japan

レーザーレーダによる成層圏エロゾルの 観測結果について

高木増美、岩田晃、近藤豊

名古屋大学 空電研究所

空電研に設置されたレーザーレーダ装置は各部の調整後、昭和57年12月より、YAGの第2高調波(532nm)を用いて成層圏エロゾルの高度分布の観測が行われるようになった。最初は光子計数方式による測定で、最小分解能は300mであり、昭和58年1月からは、光電流を直接にA/D変換方式による測定も可能となり、15mおきの測定が出来るようになった。

昭和57年4月にメキシコのエル・チヨン山が噴火し、多量のエロゾルが成層圏に注入され各地でその影響が報告されているが、幾々の観測でも、昭和57年12月には後方散乱比で最大8が21km付近で観測された。又観測が出来る様になり始めた昭和57年12月には後方散乱比の高度分布が日々大きく変化しているが、昭和58年2月になると数日周期で変化している結果が得られている。又後方散乱比が最大になる高度も、12月には22~3kmになっていたが、1月には20km、2月には19km程度となり、3月に17kmで最も低くなり、4月には再び20kmに少し上昇しその後又徐々に降下して18km位になっている(8月)。12月、1月、2月、は晴天にめぐまれて半分以上の日の観測が出来たが3月、4月、5月は10日程度になり、6月と7月は数日しか観測が出来なかった。8月には又10日位の観測が出来た。

まだレーザーレーダの観測を始めたばかりなので、データ解析の方法等に改良すべき点があり、試行中です。

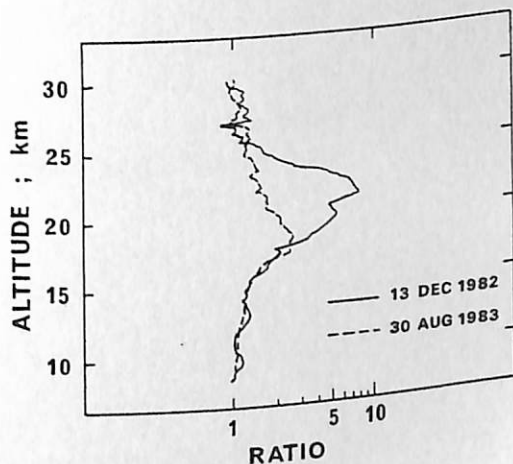
第1図に得られたデータの例を示します。12月13日と、8月30日の2つのデータを同一スケール上にして画いています。

12月13日のデータは後方散乱比の最大値は7.8で21.4kmの高度であり、8月30日のデータは2.6で18.7kmの高度となっています。

この両者は18km以下の高度では比較的良好一致しており、それ以上の高度にあった。濃度のこいエロゾルが減少した形となっている。

12月13日は20分間(12000 Shots)のトータルの光子計数値により求めたもので、8月30日は40分間(24000 Shots)のトータルである。

12月13日のデータは17kmから24kmの高度の間後方散乱比が2以上となっており、広い高度範囲に成層圏エロゾルが分布している事が判る。



第1図 後方散乱比の高度分布

第 Ⅲ 会 場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-43)

雲仙地溝帯の比抵抗構造 (I)

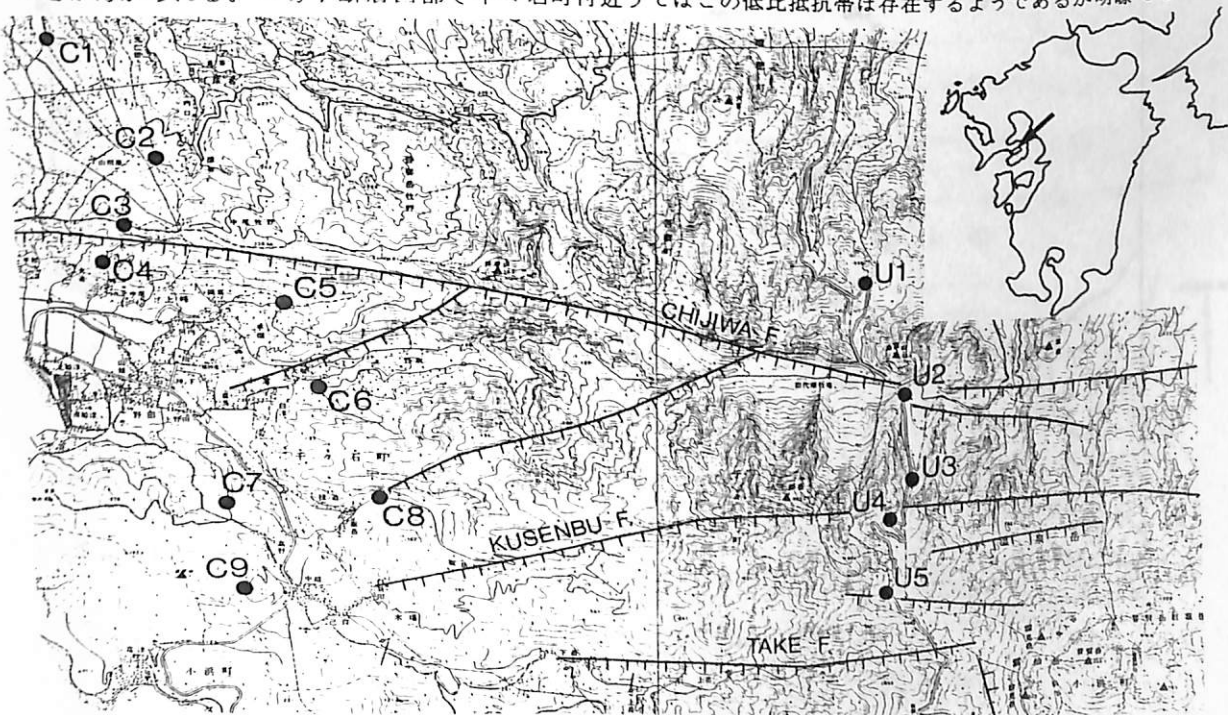
半田 駿・鈴木 亮

佐賀大・教養

ELF-MT法では比較的容易に深部比抵抗分布が得られる。この方法を用いて幾つかの活断層の比抵抗構造が得られている。例えば、山崎・花折断層では幅広い低比抵抗帯の存在が明かになった。また、中央構造線を横切る探査によれば狭義の中央構造線上は低比抵抗帯とならず、その北に数本の低比抵抗帯が存在する。このことは、糸静線でも同様で、糸静線は現在では単に左右の比抵抗の異なる構造の境界として検出される。おそらく狭義の中央構造線・糸静線共に、断層活動がかなり以前から中断されて、固結してしまったものと思われる。このように、低比抵抗帯及びその幅は、活断層の“活動度”の良い指標になるように思われる。それでこの考えの正否を確かめるために、できるかぎり多くの活断層でELF-MT探査を実施し、データを集積してゆきたい。この方針に沿って、まず島原半島の雲仙地溝帯でELF-MT探査を実施した。

中部九州を横断する大規模な陥没帯である別府-島原地溝帯の西端に位置する雲仙火山は、半島西部の千々石カルデラ(橋湾)と共に、更新世中期以降の火山性陥没であると考えられている。雲仙地溝はその島原半島のほぼ中央部を東西に走り、北は千々石断層、南は布津・金浜両断層で区切られている。地溝内部には多くの東西性断層の存在が見られる。ボーリングによる基盤深度分布によれば、地溝は200m以上落ち込む構造になっている。地溝沿いに弱い負の重力異常域がみられることも陥没を支持する。一方、この地域は群発地震多発地域であり、微小地震が主として千々石カルデラ付近に集中する。

今回は主として、地溝帯の北部地域のELF-MT探査をおこなった。溶岩で被われている地域を通るU測線では比抵抗値は数 $k\Omega \cdot m$ といった値をとるが、千々石断層のすぐ南のU2地点では $60\Omega \cdot m$ と周囲より2桁近く小さい。この低比抵抗値は千々石断層に伴う破碎帯を示すと考えられる。地溝内の他の断層の近くの測定点ではこのような比抵抗の低下は見られない。これらの断層には低比抵抗帯が存在しないか、あっても幅は狭いとかんがられる。一方、断層西部(千々石町付近)ではこの低比抵抗帯は存在するようであるが明瞭でない。



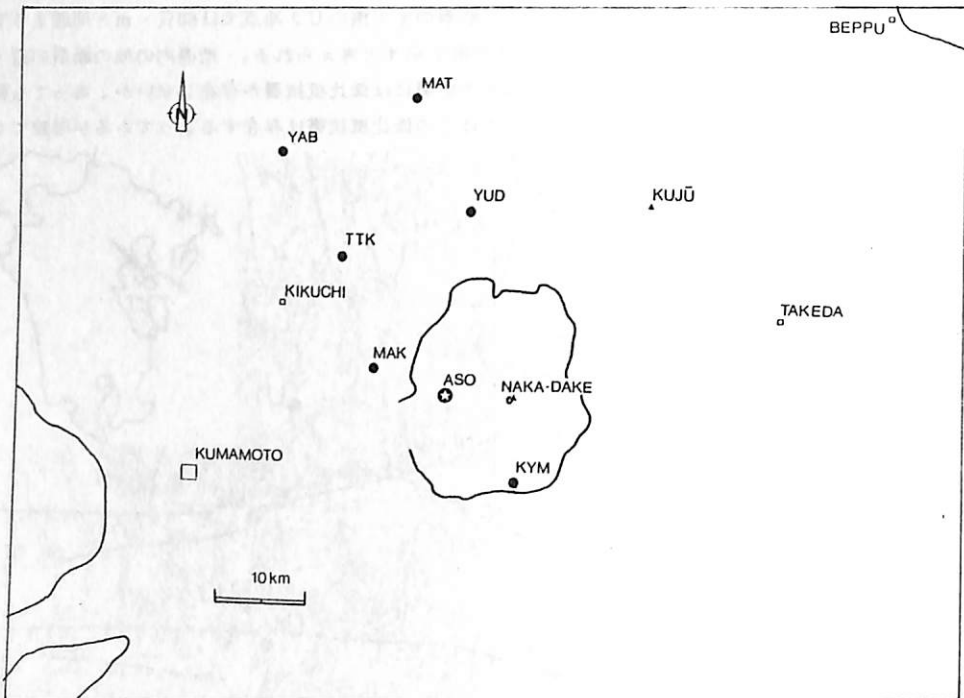
電磁気学的手法による阿蘇火山の地下構造の研究

田中良和・半田駿・鈴木亮
 (京大理) (佐賀大教養)

阿蘇地方における地磁気変化の特徴は、京大火山研究施設における長年の観測から経験的に短周期Z成分が小さいことが知られている。残念ながら、阿蘇火山の電磁気学的研究は、あまりなされていない。Yasuhara and Ota(1965)は、カルデラ内の磁気測量により、阿蘇の地下に回転楕円体の帯磁物体を置くことにより阿蘇地方の磁気分布が説明づけられるとした。この測定結果は田中他(1978)によるプロトン磁力計での測定で確認されている。また航空磁気測量の結果も発表されている(行武・萩原, 1965)。変化磁場については、最近噴火予知の立場から田中らによりプロトン磁力計による観測が火口周辺で行なわれている。

Z成分短周期消失は、阿蘇カルデラ下に良導性物質の存在を示唆する。そのような物質がどの範囲まで広がり、カルデラの周囲80kmという大スケールの火山の地下構造がどのようになっているのかを調べるのがこの研究の第一の目的である。

観測は下図の如く約10kmの間隔の測点において、観測器を移動しつつ、Fluxgate、地電流、ELFの観測を行なう。下図には現時点までに観測の終了した地点を示してある。この測定網は、別府-雲仙陥没帯あるいは臼杵-八代構造線についても何らかの情報が得られることが期待できる。予備的な解析によれば、Z変化は確かに何処も小さい。しかし、何か差があるように見える。まだ解析を始めたばかりで多くは言えないが、複雑な中にも興味ある阿蘇火山の地下構造を解明できるのではないかと期待している。



汝岡町付近における電気抵抗測定

徳本世男 大地流 河村隆
 (地磁気観) (気象庁観測部)

1982年3月に下川と小笠野の、また同年12月に汝岡町に於いて電気抵抗探査として Schlumberger 法 及び Dipole 法による測候を実施した。

この付近は一般に比抵抗値がせいぜい20~30Ωmと低く、地下深部はさらに低くなる、といわれる。Schlumberger 法による水平層構造を仮定して解析した所は小笠野は1.3kmまでの5層、汝岡町は3層とした場合に実測とよく合うことが確かめられた。この結果地下比抵抗値は地下深くなるにつれて低くなる傾向があることがわかった。小笠野と汝岡町を比較してみると表層数層はたゞり地下約1km以下の所はほぼ比抵抗値は一致するが、小笠野の地下数十mあたりは比抵抗値が少し高くなる。これに対し汝岡町はこの部分から厚いのが注目される。

電流極の方位は1.3km以下はほぼ面交する線上に電位極を下のDipole法も同時に実施した。小笠野の電流方向は電流極とはほぼ水平である。一方、汝岡町に於いては電流方向は電流極より北側を向く。ほぼ水平であるが南側を向く方向に大きくずれている。小笠野のDipole法による比抵抗値はSchlumberger法によるものとほぼ等しく、この結果、地下3~4kmは2~3Ωmと非常に低比抵抗値となる。汝岡町はSchlumberger法による比抵抗値とほぼ等しい。小笠野は地下がhomogeneousである、たゞ汝岡町は異方性が強く、といえると思われる。

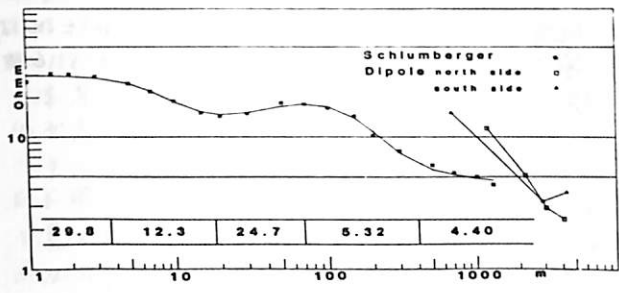


図1

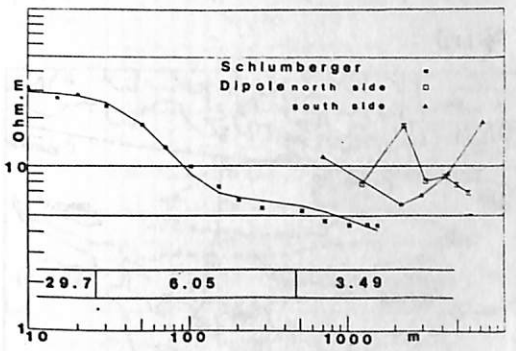


図2

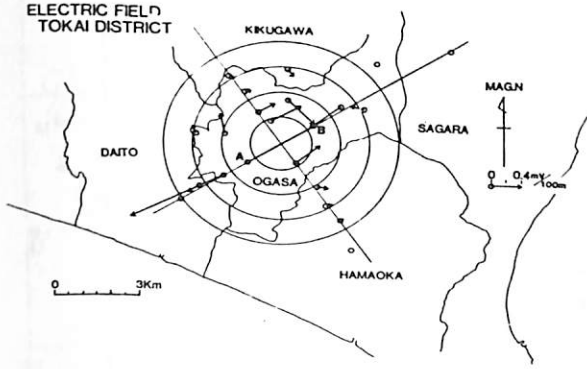


図3

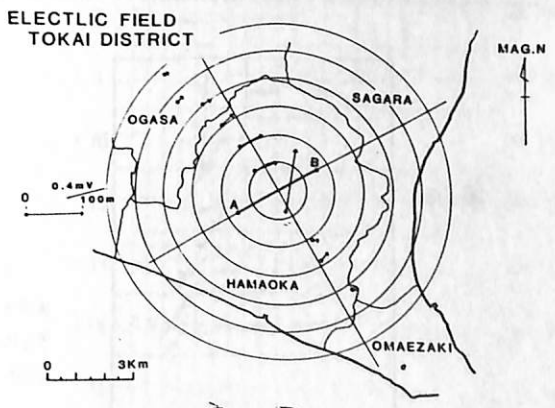


図4

北アナトリア断層帯西部域における電磁気異常(2)

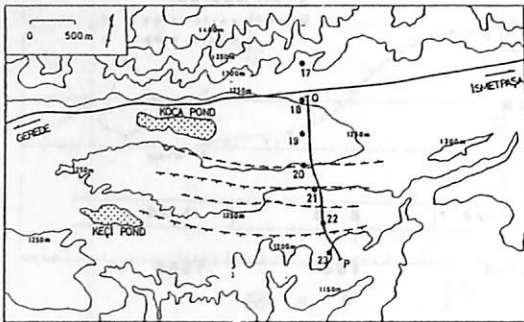
— E L F M T による比抵抗異常について —

本蔵義彦 大志直人 A. M. Isikara
(東工大理) (日大文理) (イスタンブール大理)

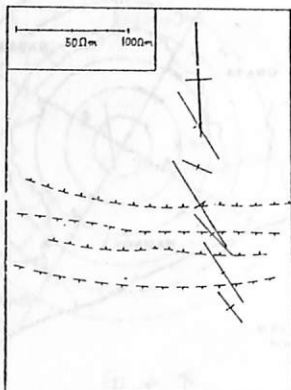
われわれは、北アナトリア断層帯の2個所で電磁気観測を行ったが、その結果については学会などで数回報告してきた通りである。とくに、昨年秋の学会で報告したように、活断層地形のほゞりみえるイスメットパシャ付近では、全磁力・表層比抵抗に典型的ともいえる異常が発見された。第1図に示されているように、17~23の7点でELFMTの測定も行っていたのであるが、そのデータ解析が終了したので、ここではその結果について簡単に報告するとともに、断層と比抵抗異常との関連について簡単に考察してみる。

ELFMTのデータは、通常の解析手法に従ってインピーダンステンソルの4要素

第1図

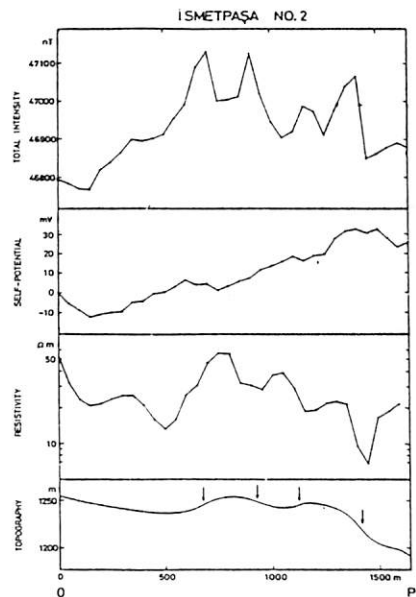


第2図



を求め、測点軸を回転することによって主方向を得た。第2図は ρ_{H2} の成分に対する比抵抗値を示している。高い所で100 Ωm 、低い所で50 Ωm 程度という値が得られている。位相は2~3 α 列を除いて、45°よりわずかに大きい程度である。この図には4本の断層線をも示してあるが、一見してわかる通り、比抵抗の主方向は断層線と斜交している。しかし、比抵抗の異質性はかなり著しいし、skewもほゞの2より小さいので、二次元的比抵抗異常が存在するとは確かである。第2図をよく見ると、19の測点以外では、いわゆるH-polarizationが卓越していることがわかる。このことは、19以外の測点は高比抵抗域に位置し、しかも低比抵抗域に隣接していることを示している。したがって、活断層線に予想された低比抵抗層は幅の狭いものである。このことは、第3図に示した表層比抵抗の分布からも推定されることである。

第3図



北海道東部地方の電磁気観測について

地殻比抵抗研究グループ*
行 武 毅 (東大震研)

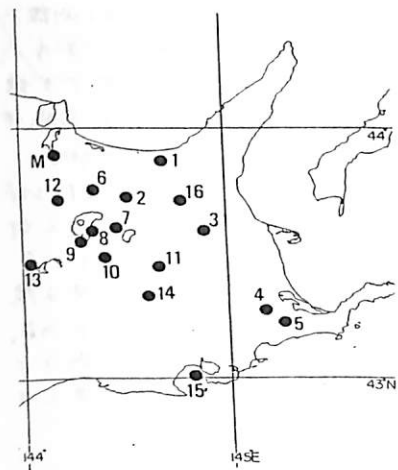
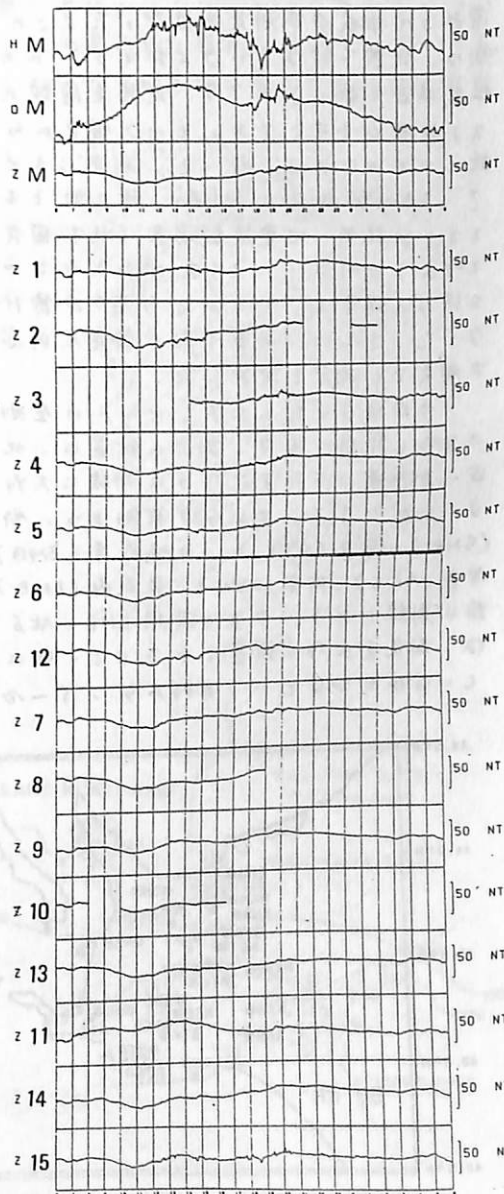
地殻内部の電気抵抗分布を調べるために、1981年の東北日本、1982年の東海・甲信越地方に続いて、1983年7-9月北海道東部地方に於いて地磁気・地電位差変化の共同観測を実施した。今回の観測は、北海道東部地方の広域の地殻構造調査と、層斜路湖-弟子底地域の地震断層の調査とが目的であった。このために第1図のよう観測点で観測を行なった。

測定の対象としたのは、17.4kHzの人工電磁場変化のほか、自然現象としては8HzのELF帯の変化から周期数時間の変化までである。磁場の測定には、誘導磁力計やフラックスゲイト型磁力計などを用いた。

第2図に7月23日06時~7月24日6時(JST)の記録例を示す。Mは各測点におけるH-D成分で、その下には測点No.1~No.15でのZ成分変化が示されている。No.15(厚岸)のように海岸の近くでZ成分の変化が大きいが、内陸部では小さい。

データ解析は現在進行中であるが、VLF-ELF帯のMagnetotelluricの結果を見ると、VLFで見かけ比抵抗が $100 \sim 200 \Omega m$ 、ELF帯で $10 \sim 100 \Omega m$ と、表層部の電気抵抗が低いのがこの地方の特徴である。

*北大理・弘前大理・秋田大・釜山・東北大理・東北工大・気象庁地磁気観・気象研・地質調・東大震研・東工大理・名大理・京大教養・神戸大理・神戸学院大・鳥取大教養



第1図
観測点分布

第2図
1983年7月23日6時
~7月24日6時
の地磁気変化

III-6 E L F · V L F - M T による北海道東部地域の
比抵抗分布測定

地殻比抵抗研究グループ・歌田文司 笹井洋一 森 俊雄・西田泰典
(東大農研) (気象研) (北大理)

1983年7月15日から7月25日にかけて実施した・地殻比抵抗研究グループによる北海道東部地域の電磁気総合観測の一環として、ここではE L F · V L Fによる地殻表層部の比抵抗分布測定を行なった。この観測は、地殻下部あるいは上部マントルの比抵抗構造を調べる上でも、地殻表層部に向ける情報が不可欠であるという観点から実施したものである。従って、測定は主として、Fluxgate および Induction 磁カ針と主体とする地磁気・地電流観測(以下固定長と呼ぶ)を行ない、ノイズがあるなどでは得ない場合も、できるだけの近傍を行なった。さらに、必要に応じて固定点同士の中間点でも測定を実施した。

今回行なったE L F · V L Fの全測長の分布を下図に示す。測長の配置は、北北西一南南東に分布する3つの測線に大別することができる。すなわち東側から、斜里(SHR)-厚床(ATK)、女満別東(EMB)-厚岸(AKS)、阿寒(AKN)-昆布森(KMB)と結ぶ測線である。中央の測線EMB-AKSでは、固定長が多く設置されたので、特に詳しい分布を知るといふ目的から、5~10km

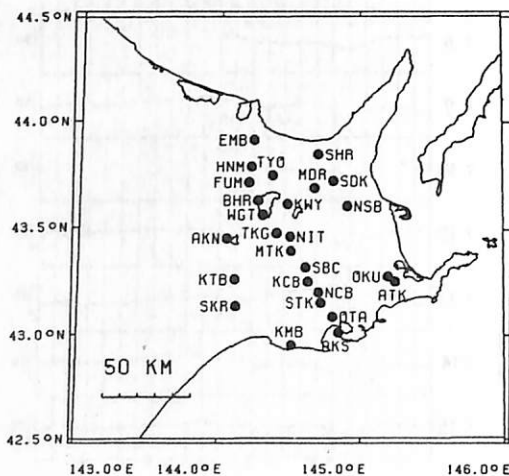
ごとに測定を行なった。また西側の測線には、固定長はAKNにしかなく、東西の分布の傾向とも調べるという目的から測定した。測定結果を概観すると、E L Fに肉しては、一部の測長でまたま近傍が活断に発生したのと、釧路などの都市近傍を除けば、ノイズレベルが低く、良好な記録が得られた。

結果

V L F (17.4 kHz) では、数10 m程度の極く表層の比抵抗値が得られる。見かけ比抵抗の分布を見ると、SHR-ATK、EMB-AKSの両測線では、ほとんどの測長で100~200 Ω mの値が得られており、特に顕著な地域性は見られなかった。AKN-KMB測線では、KMBで測西の不測により測定値が得られていないが、他の測長では20~80 Ω mで、他の2測線に比べ低比抵抗であると結論できようである。

E L F では、測定記録から、schumann共振の8 Hz, 14 Hz, 20 Hzにあたる見かけ比抵抗を求めた。8 Hzの値で見ると、SHR-ATK、EMB-AKSの測線では、ほとんどの測長で10~100 Ω m程度の値である。しかし、SHR-ATK測線では、SDKで100 Ω mと極大値が得られたりと、山地でやや高比抵抗になるという若干の傾向が見られる。AKN-KMBでは、V L F同様他の2測線に比べ低比抵抗の傾向である。

1981年に東北地方で実施したE L F · V L F観測では、地形や表層地質に極めて良く対応した比抵抗分布が得られた。しかし、今回の結果は、見かけ比抵抗の分布を見限り、顕著な地域性は見られないようである。また全体として表層部が低比抵抗であるという点も、北海道東部地域の特徴と云えるようである。



屈斜路湖周辺の比抵抗分布

地殻比抵抗研究グループ 岩越朗・塩崎一郎・山口覚・大塚成昭・佐友則彦
 (神戸大理) (神戸自然科学) (神戸学院大) (京大数義)

1983年7月15日から25日にわたり、北海道東部地域において地殻比抵抗研究グループによる電磁気総合観測が実施された。その一環として、我々は屈斜路地震断層(図1)に伴う低比抵抗帯の存在が予想される屈斜路湖周辺に20箇所の測点を選んで、ELF-MT法による観測を行った。

各測定点では、N-S方向の磁場とE-W方向の電場、およびE-W方向の磁場とN-S方向の電場を、それぞれニューマン共振周波数 8 Hz、14 Hz、20 Hz について測定した。これよりスカラインピーダンスとしての見かけ比抵抗を求めた。そのうち、8 Hz のH-N S方向の見かけ比抵抗の分布、およびH-E W方向の見かけ比抵抗の分布を図2、3に示す。

この地域の見かけ比抵抗は $700 \Omega m$ を越える測点もあったが、全体的に数 $10 \Omega m$ ~ 数 $100 \Omega m$ と低くかった。また期待された断層破砕帯に伴う顕著な低比抵抗帯は確認できなかった。測点の中には異常性の大きいところもあり、たので、ランソールインピーダンスも求めた結果についても報告する予定である。

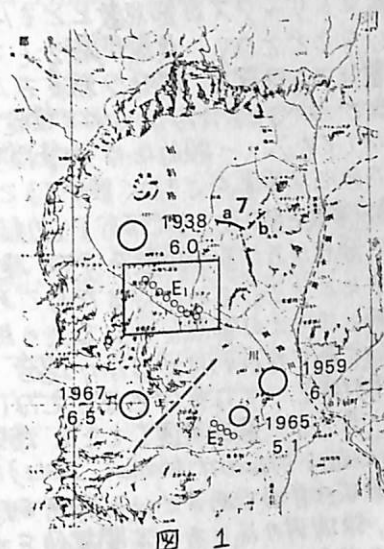


図 1

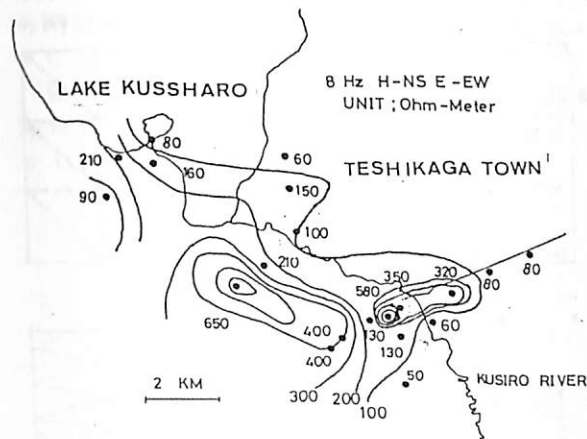


図 2

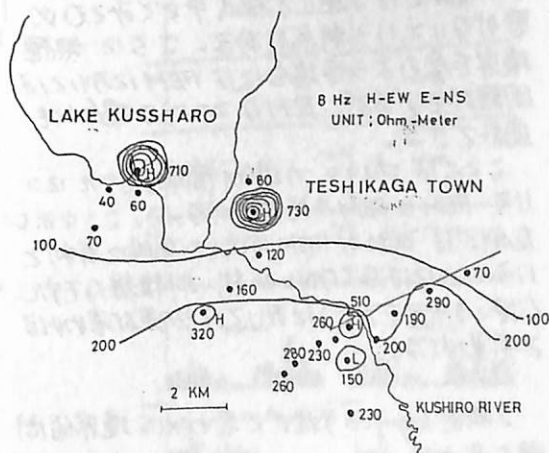


図 3

境界要素法の地球電磁気的モデルへの応用 —基礎的考察—

大志万 直人
日大文理

偏微分方程式の数値的解法としては、古くは差分法 (Finite Difference Method, FDM) によるものがあり、近年では有限要素法 (Finite Element Method, FEM) を用いた解法が多く用いられるようになってきた。FDMにおいては、その領域の形状の表現において自由性に乏しいし、一斉領域形状が自由に設定できるFEMにおいても、例えば、全要素マトリックスが節点数とともに増加していくこととなり、実際問題としてメモリ容量による限界が、解析の精度を上げようとするに生じることになる (バンド構造を利用するにしても)。一般的には計算精度の向上のために要素をこまかく設定することになり (高次要素を用いることもできるが) その結果、増加した節点における未知数をすべて連立方程式の中にとりこむことになるためである。

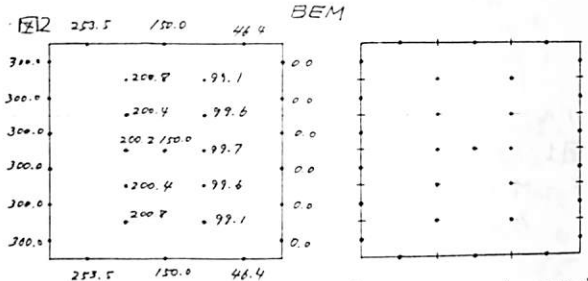
特にすべての節点において、その点での関数値を知りたいわけではないう場合、メモリの利用効率としては良いとはいえない。

一斉ごく最近発達してきた境界要素法 (Boundary Element Method, BEM) は領域の形状が自由であるという利点を持つとともに、領域内の点における関数値を未知数として基本となる連立方程式中に取りこむ必要がなくなり利点がある。さらに無限境界を含むような場合にはFEMにおいては困難が生ずるが、BEMはこのような場合にも適用できる。

ここでは $\nabla^2 u = 0$ の場合の簡単なモデルについてFEMとBEMの比較を行なった。ここに示した例ではBEMがFEMに比べて格段に有利というところはあるものの、より複雑なモデル (特に3次元モデル) においてはその差が表われると思われる。

2次元 Laplace 方程式で表わされる境界値問題を考える。

領域内 S で $\nabla^2 u = 0$ (1)
境界条件 $C_1 \in \Gamma$ $u = \bar{u}$, $C_2 \in \Gamma$ $u_n = \bar{u}_n$ (2)

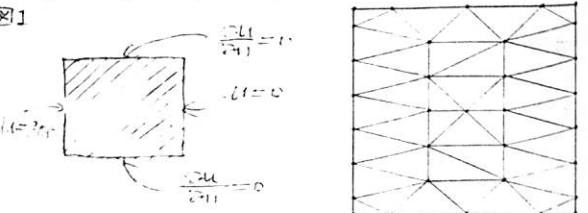
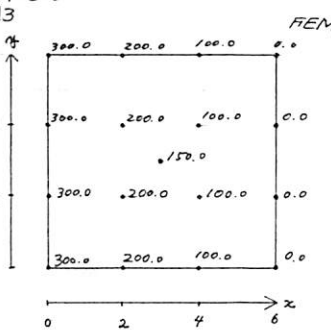


関数 u を (1) の基本解となる S 次の方程式を満足する関数 u とする $\nabla^2 u(P, P') + \delta(P, P') = 0$ (3)
点 P, P' は無限平面上の任意の2点である また $\delta(P, P')$ はデルタ関数である。Greenの公式

$$\int_S (u \nabla^2 v - v \nabla^2 u) dA - \int_C (u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n}) ds = 0$$
 (4)
を用いて $u(P) = - \int_C (u(Q) \frac{\partial v}{\partial n}(P, Q) - v(P, Q) \frac{\partial u}{\partial n}(Q)) ds$ (5)
となる P は領域内の点、 Q は境界上の点である。点 P が境界上にある場合は次のようになる

$$u(P) = - \frac{1}{2} \int_C (u(Q) \frac{\partial v}{\partial n}(P, Q) - v(P, Q) \frac{\partial u}{\partial n}(Q)) ds$$
 (6)
(6)式は境界上で u の関数値の関係式で境界条件を用いて境界上で $u, \frac{\partial u}{\partial n}$ が決定できる。(5)式を用いれば領域内の任意の点で u が決定できる。

境界条件は図1のとおりである。図2, 3はそれぞれBEM, FEMによる解と要素である。BEMの解は一定要素を用いたため細小要素のFEMの方が精度が良い。CPU time はBEMがFEMの3倍強程度であった。ただし領域内の点でBEMとFEMで同じようにするたためには例えば図4のようになりメモリの点ではBEMの方がゆとりがある。



加藤 諒司

気象庁 地磁気観測所

83年春の学会で Transfer Function

n法による全磁力差の補正を、桜島の全磁力連続点 (SHI, MCH, ARI) に対して試みた結果を報告したが、今回は変換関数を使い、CA的立場より桜島の火山活動の監視をできないかと検討した結果を報告する。

$$\Delta F(\omega) \cong (AX(\omega) + \lambda AX^*(\omega))\Delta X(\omega) + (AY(\omega) + \lambda AY^*(\omega))\Delta Y(\omega) \dots \dots 1)$$

1)式を使い、Power Spectrum法により求めた。才1図、才2図に結果を示す。AXよりAYの方が測点による違いが大きいことがわかる。

次に毎2分値を使い、求めた変換関数で $\omega \cong 0.03 \sim 0.09$ (radian / min) の間の4個の平均値を図3に示す。78年から80年までの結果を示す。バラツキがあるものの系統的变化をしており、その変化は自次のより持木の方が大きい。持木の変化はAX, AY*は火山活動が活発になると大きくなり、AYは逆に小さくなるようである。AX*についてはバラツキが大きくては、きりしない。自決については変化量は小さく、より長期の解析資料でないと火山活動との対応はわからない。

図3には80年までの結果を示すが、講演において82年前半までの結果を報告したい。

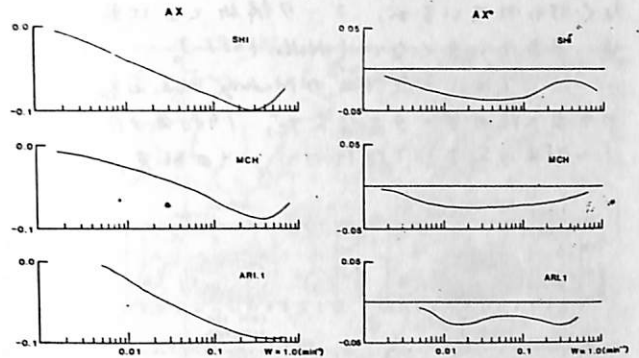


Fig 1

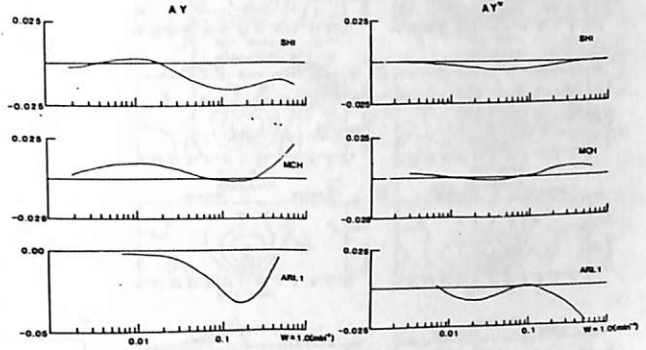


Fig 2

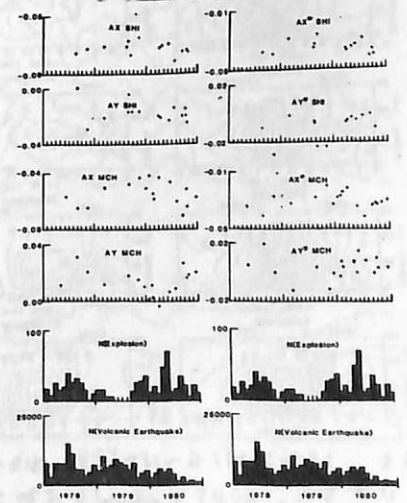


Fig 3

田根 孝
(京大理)

S_q の内部電流系の UT 変化については、海洋の効果を入れシミュレーションが数多く行われているが、データ解析との比較は、あまりうまくない (Nishi, 1981)。

ここでは、太平洋上の Midway, Wake 両島や中国大陸のデータを含んだ、1980年3月1~18日の S_q を UT 列に行い、その結果、

太平洋を流れる電流の効果と認められるものを検出したので報告する。図1にみられるがごとく、内部電流は外部電流に比べて太平洋側によってくることがわかる。

(文献)

Nishi, B. A., *Geophys. J. R. astr. Soc.* Vol. 66, 435-444
1981

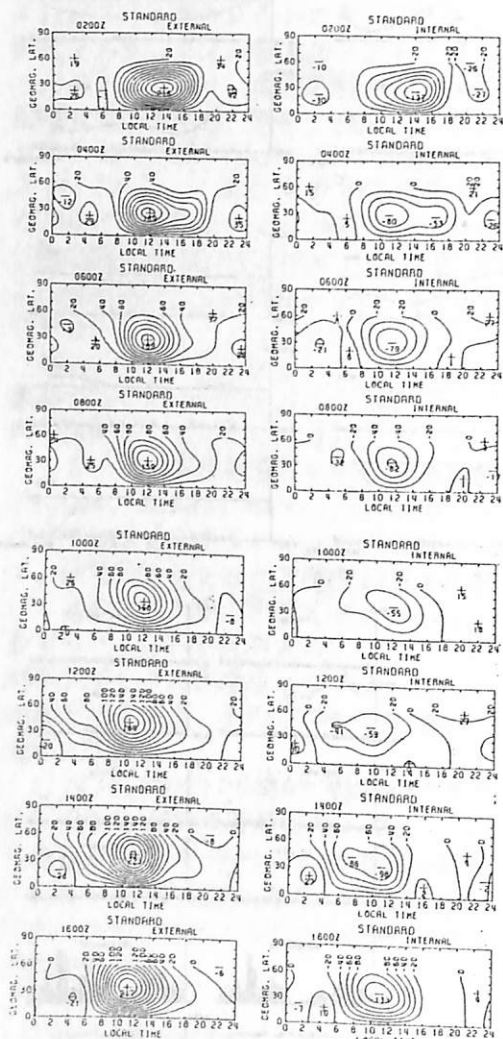


図1. 1980年3月1日~18日の S_q の等価電流系の UT 変化。20UTで external が不動なのに internal が相対的に東へ動いている。

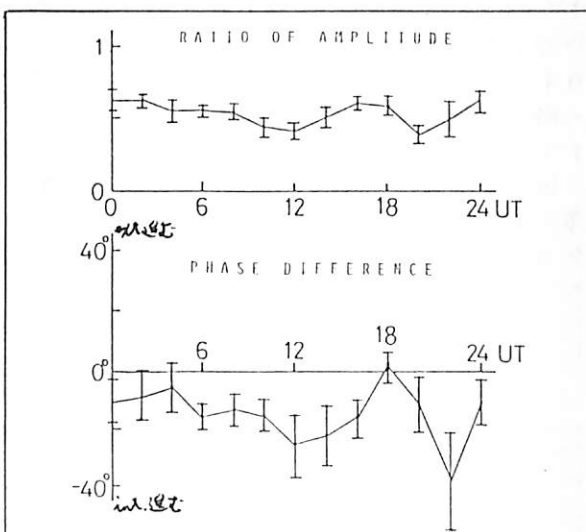
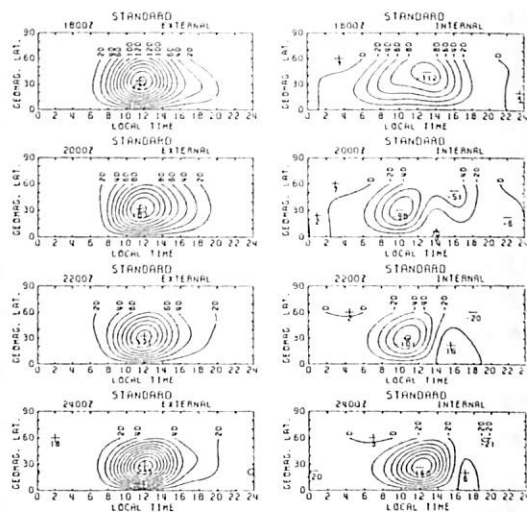


図2. S_q の (2, 1) mode の電流関数の external, internal の振幅比および位相差

東海中に於ける海底地磁気観測(序報)

行武毅 瀬川昭朗 浜野洋三 歌田久司 笹井洋一 中川一郎 浅田蓮史
(東大震研) (東大海洋研) (東大理) (東大震研) (東大海洋研)

1981年の三陸沖, 1982年の日本海海底観測に続いて, 1983年4~5月に東海中海底地磁気三成分変化の連続観測を実施した。使用した磁力計は, フラックスゲイト型の小型, 自己浮上式の海底磁力計である。第1図に示すように, 東経137.5°に沿って南北に, 東海沖南約10kmの地点から南海トラフを経て, 四国海盆の270kmの地奥に至るまで, 4か所に海底磁力計を敷設し, 約22日間の観測を行なった。

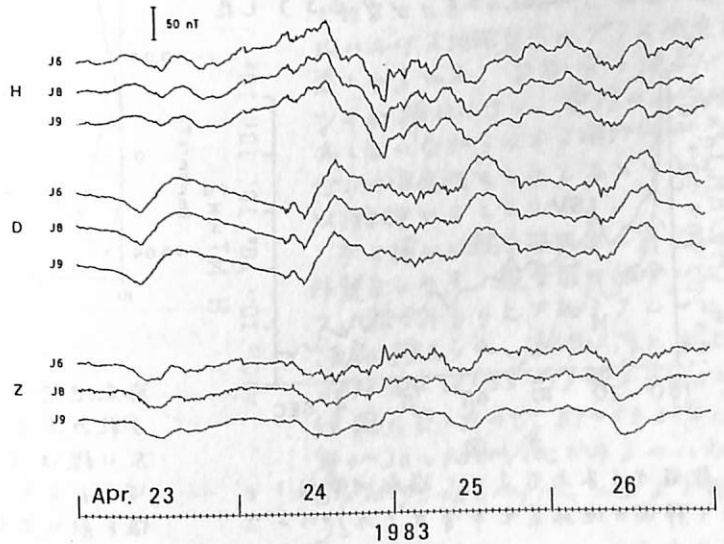
4か所の磁力計すべてを回収することができなかった。このうちJ7点に敷設した磁力計については, 記録部の不調による欠測があったが, 他の3点では満足すべきデータが得られた。

J6(水深1260m), J8(水深3980m), J9(水深4090m)で得られたH, D, Zの変化の記録例を第2図に示す。Dは西向を正にとつてある。HやD成分の変化を見るとJ6, J8, J9ともほぼ同じような変化をしている。しかし, 短周期変化については詳しくみると, 水深の深いJ9点の方が水深の浅いJ6点に比べて若干振幅が小さい。海水による遮蔽効果が効いているのであろうと考えられる。

これに対してZ成分の短周期変化は, 場所によって顕著に異なっている。陸に近いJ6点で大きくJ8, J9と陸から遠ざかるに従って振幅が小さくなっていく。いわゆる「海岸線効果」によるものを推定される。平下この記録を見ると陸から約270km離れたJ9点では, 海岸線効果はほとんど感じられず。



第1図 観測点分布

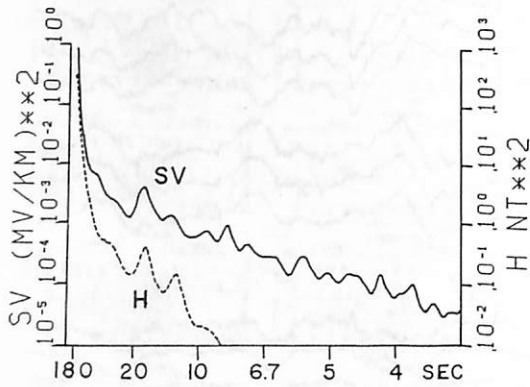


第2図 J6, J8, J9点での各成分(H, D, Z)変化。Dは西向を正にとつてある。

森 俊 雄

気象研究所

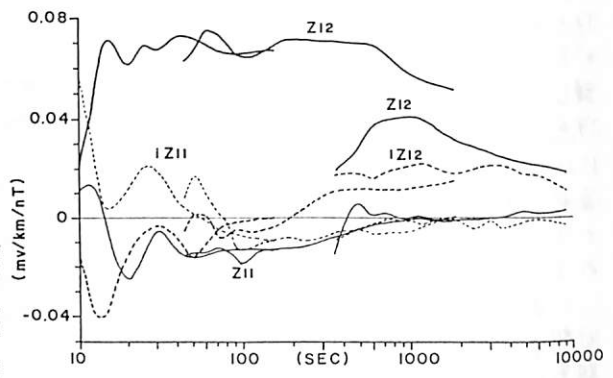
海底地震常時観測システムの給電圧を利用して、御前崎の海岸アースから、その沖合110kmの海底地震計先端部の海中アース(水深2,200m)までの地電位変化を測定している。今までに、数秒から数日の海底地電位の変動について、地磁気、地電流、潮位変動等との関係の概略を地球電磁気学会やCAシンポジウムで話してきた。今回は、柿岡地磁気観測所の地磁気毎秒値を利用し、海底地電位変化の解析を行った。第1回は1983年5月25日10h30m~11h30m(JST)のパワースペクトラムをARモデルによって計算したものである。海底地電位(SV)の20秒付近にピークをもつ変化は、柿岡の地磁気水平成分(H)のピークと一致しており、対応した変化の存在を示す。先に、東海沖の海底地電位変化には、1分程度以下の変化で地磁気に対応する変化は見られないと報告(森:東海沖の海底地電位変化について—海底地震常時観測システムの利用—,地震,35,1982)した



第1図

1秒値から求めたSV(海底地電位)とH(柿岡の地磁気水平成分)のパワースペクトラム

が、そのことを訂正する必要があり。第2図は、海底地電位変化と柿岡の地磁気変化から求めたインピーダンステンソルを示す。海底地電位の測定方向はN32°Eの1方向だけで、地磁気水平方向の変化はそれに平行な方向および直交する方向に分解し変換角数も求めた。同図で10秒から150秒までの周期のインピーダンステンソルは1秒値から、40秒から30分までの周期は1秒値を平均した10秒値から求めた。6分から150分までは異周期間の1分値から求めた値である。1秒値と10秒値から求めたインピーダンステンソルには連続性があるが、10秒値と1分値から求めたZ12には値の連続性がない。この原因が解析方法によるのか、現象の相違によるのか、又は時間的に異周期かはさらに検討する必要がある。



第2図

海底地電位変化と柿岡の地磁気水平成分から求めたインピーダンステンソル。太い線はZ12, 細い線はZ11を示し、破線はそれらの虚数部を示す。1秒, 10秒値を用いた値は1983年5月の現象, 1分値を用いた値は1980年12月の現象から求めた。

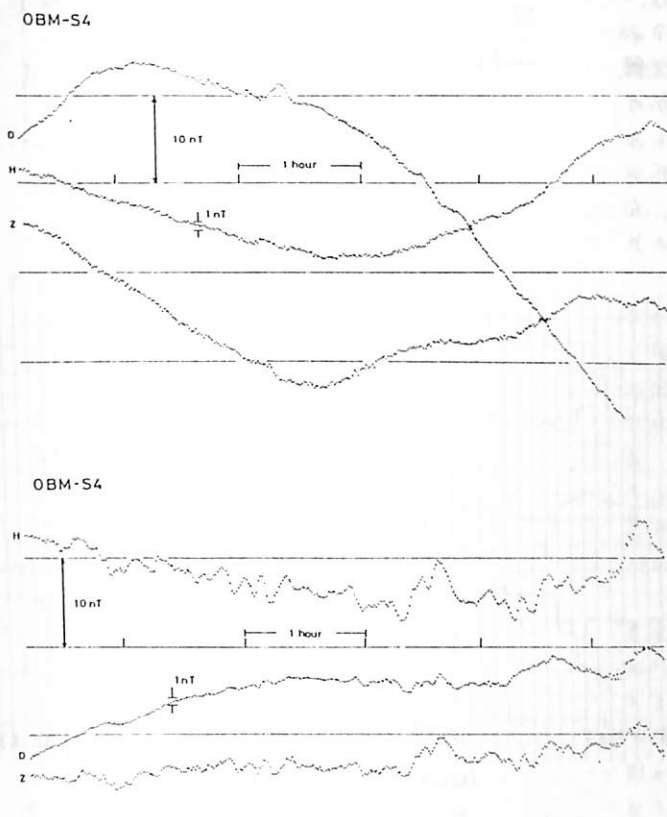
海底磁力計 OBM-S4 型のパフォーマンス

瀬川爾朗(東大海洋研) 行武 毅(東大地球研) 浜野洋三(東大理)
南根康弘、大西信人(株式会社カウス)

海底磁力計 OBM-S4 型については、前学会に、Hardware について紹介した。その後 S4 型の測定試験を行なったので、ここにのべる。

OBM-S4 型の特徴は、磁場変化分の測定分解能が 0.1 nT であること、半導体メモリー ROM にデータの記録を行なうこと、電池の改良により、連続測定時間が、1 分間隔のサンプリングで 60 日、3 分間隔では 180 日までのみたこと、海底からの回収には音響呼出し装置を使用すること、な

第 1 図 柵周における OBM-S4 の測定試験。



第 2 図 超音波呼出し式 OBM の外觀。



どである。柵周の地磁気観測所の敷地内における測定例を第 1 図にしりす。1 分間隔で毎日測定したデータの 1 部をしりしたが、H, D, Z 各々のカーブのドットは、1 分間隔となっている。これらの記録から、ドット間のバラツキは $0.2 \sim 0.3 \text{ nT}$ 位であることがわかる。これは 1 分間内における地磁気変化プラス測定誤差とみられる。D 成分の値のバラツキが特に小さい。電源の ON-OFF をおこなった場合はある電力料が、それだけの安定性をしりしたというよりは持続すべきことである。

第 2 図には超音波呼出し式 OBM の外觀をしりす。超音波の指令によって、船のおもりとアルミフレームが海底に落ちると、本体は浮上する。OBM-S4 は、S1~S3 型よりも 5kg 位軽く作ったので、S1~S3 の浮上速度が $30 \sim 80 \text{ cm/sec}$ であるのに対し、S4 は $70 \sim 80 \text{ cm/sec}$ となるであろう。

海底超伝導磁力計の開発 (その3)

江村 富男, 中埜 岩男 堀田 隆俊
 (海洋科学技術センター) (島津製作所)

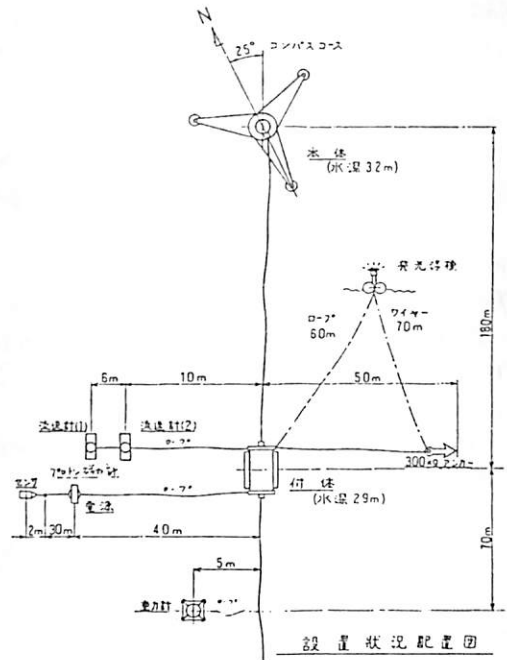
友田 好文 永野 弘
 (東大海洋研) (東大物性研)

地震予知およびCA研究に役立つために開発を進めてきた海底超伝導磁力計は、その基本構成については前回報告した通りである。その後、装置の製作が順調に進み、組立て調整も特に問題なく終わったので、この7月中旬から8月上旬にかけて、日本海側の若狭湾で海成実験を行い、無事に終了することができた。

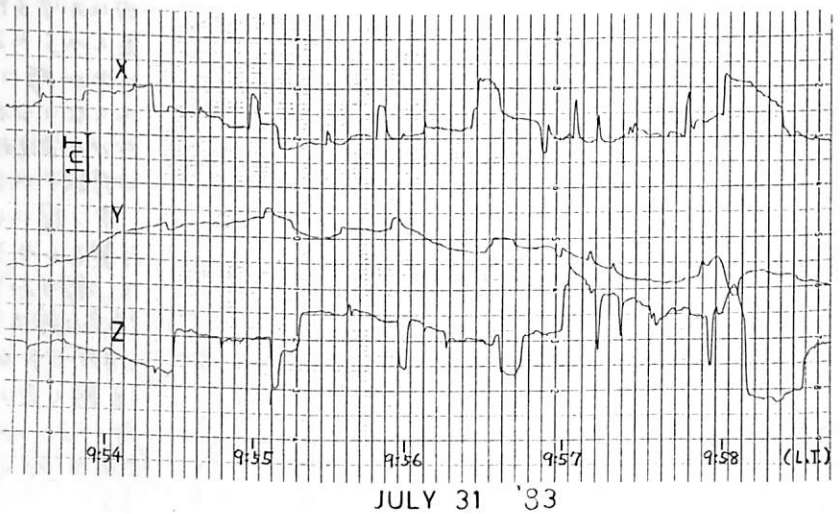
具体的には、若狭湾内の舞鶴湾口に位置する博奕岬の東方海域、水深約30mの海底に、本体ならびに付体をオ1図のように設置し、そこから陸岸まで水中ケーブルを敷設し、陸上計測小屋に陸上装置を設置した。

陸上装置により付体に給電すると共に、付体からSQUID3成分、方位3成分、傾斜成分の各信号を受け、連続観測を行った。一方、付体内に組込んだデータ記録装置により、1分毎にSQUID3成分のサンプリングを行い、2時間毎にバブルメモリーに書込んだ。陸上でも、高精度デジタルボルトメータとスキャナーにより、6秒毎にサンプリングし、デジタルカセットテーブに記録した。

この結果、①排気装置は実験中正常に作動し、本体の液体ヘリウム容器内の圧力を一定に保てることを確認できた。②記録データは解析中であるが、オ2図にその一例を示す。XとZ成分は相似した変化を示すが、Y成分は著しく異っている。全体的に、本体が安定するまでに時間がかかったため、SQUID各成分に、傾斜の変化と相関をもつ変化が認められた。



(オ1図)



オ2図 SQUID各成分の高感度記録

インドネシア火山地域における磁気測量

— トバ湖 —

北大理 西田泰典・渡辺秀文・横山 泉

インドネシア火山調査所 S. Palgunadi・H. Said

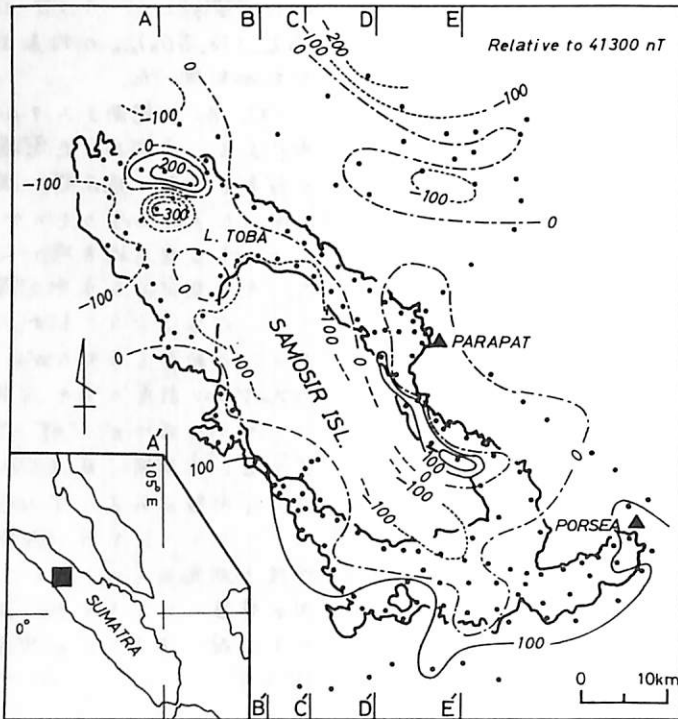
スマトラ島北部にあるトバ湖は世界最大級の火山構造性陥没地であり、周辺に膨大なイグニブライトを分布させている。Bemmelen (1949) は詳しい火山構造学的研究を行い、トバ湖は再生型カルデラであることを示唆した。一方京都大学西村等は、重力、古地磁気、フッシヨントラック法による年代測定等の調査を行い、トバ湖その自体は火山性カルデラではなく構造性の湖であると結果づけている。そしてイグニブライトは湖周辺に分布する、トバ湖の規模から比べるとかなり小さい数個のカルデラから噴出したのではないかと推定している。

著者等は1982年8月、トバ湖上およびその周辺部においてプロトン磁力計を用いた磁気測量を行った(下図)。Samosir島における磁気巨が極めて少ないのは残念であるが、磁場の強さはトバ湖周辺部から中心

に向けて急激に減少しており、Samosir島を含む中央部は低異常域で占められている。磁気緯度が低いので($\approx -20^\circ$)、低異常のほとんど真上に正帯磁した物質の存在が推定される。

一方重力測定の結果をみるとトバ湖中央部は50mgalにものぼる低重力異常域である。従ってトバ湖の下には正帯磁、低密度の物質が厚く分布していることが推定される。このことは、主たる火山活動がやはりSamosir島を含むトバ湖中央部で起ったことを示唆しているように思える。

湖の最北部に双極子型の磁気異常が観測されているが、この異常は西村等の主張している比較的小さいカルデラの一つに対応するのかも知れない。



インドネシア火山地域における磁気測量

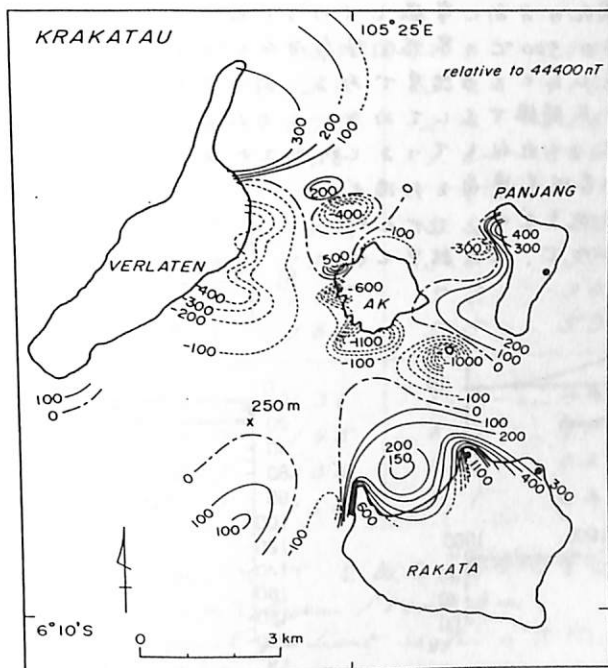
— クラカタアカルデラ —

北大理 西田泰典・渡辺秀文・横山泉

インドネシア火山調査所 S. Palgunadi・H. Said

スンダ海峡に位置するクラカタアカルデラの生成機構については種々の議論がある。この問題を解決するには地質学的調査に加えて、地球物理学的データの集積が必要である。YOKOYAMA and HADIKUSUMO (1969) はこの地域で重力測定を行い顕著な低重力異常を見出し、カルデラ成因に関する従来の陥没説に対し爆発説を主張している。しかしながらカルデラの大部分は海底下にあるため、重力測定は限られた点でしか行われていない。そのような限界を補う為、1982年8月プロトン磁力計を用いて海上磁気測量を行った。カルデラ内には短い波長を持つ磁気異常が各所に見られる。それらはアナクラカタア(図中AK)からの新しい溶岩流の影響や、1883年大噴火以前に存在していたPerbuwatan, Danan等の火山体の残滓の影響によるものと思われる。

1883年大噴火の直後、クラカタアカルデラの北東約10kmのところにSteersとCalmeyerと呼ばれる砂洲が出来た。数ヶ月後には沈み流されてしまい、現在では海底地獄の高まりとして残されている。そのうちのSteers reefの上で測定した所、peak to peak 300mT程度の異常が観測された。単純なモデル計算の結果、この暗礁の帯磁は1DA/mのオーダーと見積もられた。旧山体を構成した石質岩片がカルデラの外に分布しているか否かは、先に述べたカルデラ成因の両説のうちいづれが正しいかを決める重要な手がかりの一つである。従って見積もられた帯磁の強さが、石質岩片のそれに近いが、火砕流のそれに近いかということは重要な情報となる。クラカタア地域における岩石試料の磁気的性質の研究が強く望まれる。



植田義夫

海上保安庁 水路部 航法測地課

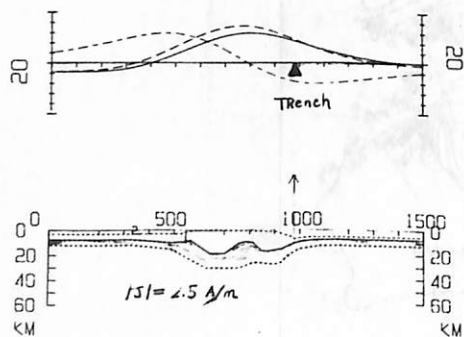
前回の第73回春季講演会において、筆者は日本周辺の地域的磁場分布モデルと MAG-ST 4/81 との比較から長波長地磁気異常を求めた結果を中心に報告した。その際、東北日本弧を横断する全磁気異常断面から、日本海側に -70 nT の異常領域、太平洋側に -30 ~ -40 nT の異常領域が東北日本弧に沿って、-10 ~ -20 nT の異常領域が分布することを指摘し、東北日本弧に沿って凸の傾向を有する全磁気長波長異常が認められることを報告した。

前回のこの結果は、海面レベルでの長波長異常成分であり、これを地層高度に化成するには、波長 L (km) の振幅 H について $\exp(2\pi h/L)$ を乗ずればよい。このように換算をほどこすと東北日本弧に沿った長波長異常の振幅は 3 ~ 4 nT の値となり MAGSAT 衛星から求めた値とほぼ一致する。ここでは、このような長波長地磁気異常の原因について、2次元岸磁モデルをもとに考察を加えたのでその結果を報告する。

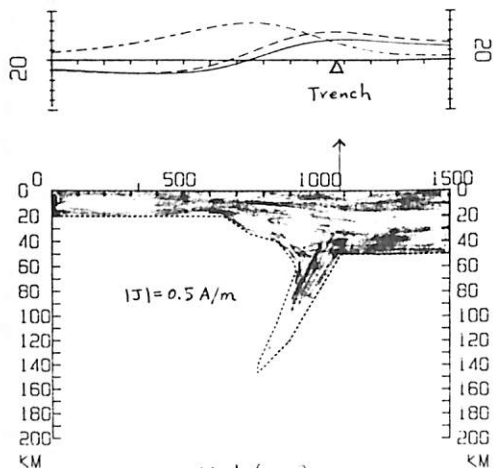
東北日本弧はプレートの沈み込み帯に位置し、地殻構造モデルや、地下温度分布について、他の地域と比べ比較的理解がすすんでおり、そのための長波長地磁気異常の研究にとって、絶好の“フィールド”である。

長波長異常の原因については、諸説が提起されておらず結論は得られていない。しかし、その最も重要な論点は、マントル物質も磁性を有するかどうかという点にある。マントル物質は磁性を有しなるとする立場からは磁気境界面として“モホ面”が重要な意味をもち、一方、マントル物質も磁性を有するとみよ立場からは“マントル境界面”が磁気境界面としての意味をもちこにみる。

モデル1は、東北日本を横断する爆破地震から得られた地殻構造モデル[1]で、地殻下部層が $J=2.5 A/m$ では現在の方向に帯磁しているとして仮定した場合の結果で、モデル2は、東北日本下の 500°C の岸温面深度分布 (Ha をもとに、500°C 等温線が $J=0.5 A/m$ の誘導磁気をもつと仮定した) とする結果である。両モデルの高度は 400 km で全磁気を実験正成分を分解、H成分を一点鏡像で示してある。この結果からは、後者(モデル2)の方が実際の長波長異常のパターンをより近似していると判断される。今回は、与えられた全磁気異常に加え正成分、H成分の長波長異常を対称式近似し、高度化成の必要が求め、2次元計算の必要模範を加えたので、その結果を報告する。



Model 1



Model 2

[1] 吉井 敏夫; 科学, 47, 1977, 170-176.

[2] Hasebe, K., M. Fujiwara, S. Uyeda: Tectonophysics, 10 (1970), 335-355.

一等磁気測量による最近の 地磁気年変化量分布

水野 浩 雄

(国土地理院)

一等磁気測量による最近の成果を用いて、1978年と1980年のX, Y, Z成分の年変化量分布と求めた。1980年のものは preliminary で、データの蓄積とよって更新の余地はあふ。これらのコンターの trend は、基本的には1976年のものと大差はない。

場の vertical gradient と日本の北部、中部、西部の代表点において求めてみると、1978年のX成分だけは radial 方向に magnitude が増大する。他はすべて、radial 方向に diminish して、場が主として内部原因によることを示している。1978年前後は太陽活動の急激な上昇期で、X成分の年変化

量に対して大きな外部磁場の寄与があったので、上の結果は当然である。

場の horizontal gradient と日本の北部、中部、西部の代表点において求めた結果と下表に示す。

X成分は gradient の方向には大きな変化はないが、magnitude の増大がみられる。

Y成分は、北部の点の1980年以外は1970年代からの gradient の傾向を受けついでいるとみられる。

最も注目されるZ成分は1976年に確立した状態を維持していると考えられる。北部の点で多少 gradient の大きさの減少がみられる。

点	年	G_x	θ_x	G_y	θ_y	G_z	θ_z
N $\varphi = 42^\circ N$ $\lambda = 141^\circ E$	1974	3.3	185	2.9	115	4.3	177
	76	7.3	184	3.4	116	6.2	280
	78	12.0	179	2.4	126	1.4	278
	80	14.8	170	1.6	356	3.7	256
M $\varphi = 36^\circ N$ $\lambda = 138^\circ E$	1974	10.9	148	5.5	22	6.0	294
	76	13.5	155	5.8	39	10.6	311
	78	17.8	159	5.3	30	9.7	321
	80	15.1	163	5.5	53	10.3	311
W $\varphi = 34^\circ N$ $\lambda = 133^\circ E$	1974	11.2	136	7.1	22	6.1	280
	76	12.7	145	8.3	45	12.3	310
	78	16.7	152	7.8	42	12.0	311
	80	16.1	152	8.1	42	10.5	309

G_x, G_y, G_z はそれぞれ、X, Y, Z成分の年変化量の horizontal gradient。
単位は $nT/year/1000 km$

$\theta_x, \theta_y, \theta_z$ は horizontal gradient vector の方向。北から時計回りに角度の度単位で示してある。

Nディスク・ダイナモ系の示すカオス(II)

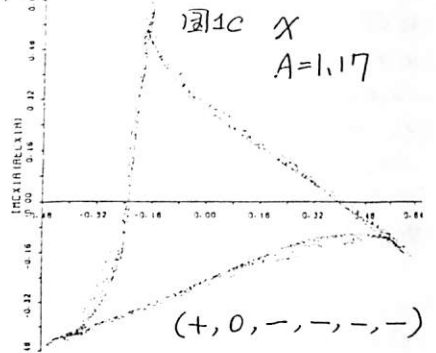
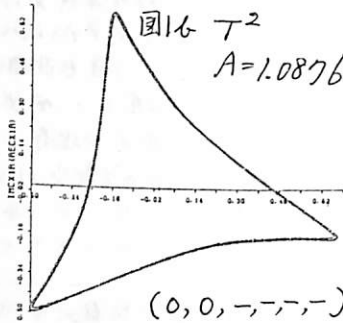
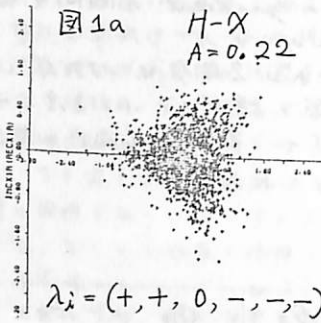
三浦輝夫, 甲斐透
(阪市大理) (阪市大理)

Nディスク・ダイナモ系は右の方程式で表わされる2N自由度の力学系である。Aをパラメータとして変化させるときの系αふるまいについては、春の学会で報告した。

$$\begin{cases} \dot{x}_n = -Ax_n + x_{n-1}y_n \\ \dot{y}_n = 1 - x_{n-1}x_n \end{cases}, n=1, 2, \dots, N$$

$E \in \mathbb{R}^L, x_0 = x_N, y_0 = y_N$

主眼論は、 $N=3$ のとき、 $A=1.0 \rightarrow 1.17$ に変化すると、リミットサイクル(L.C.) \rightarrow トーラス(T^2) \rightarrow トーラスの周期倍分岐($2 \otimes T^2$) \rightarrow ロッキング(L.) \rightarrow カオス(α)、と遷移する現象がみつかつた。また $A \leq 0.3$ の領域でハイパーカオス(H- α)がみつかった。さらに $N=4, 5, 6$ のときも(H- α)が存在する。図1(a, b, c)に $N=3$ のときのPoincaré断面およびLyapunov数スペクトル(λ_i)を示す。

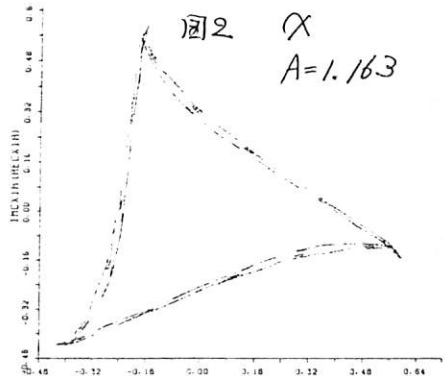


今回はトーラス(T^2)からカオス(α)への転移($A \Rightarrow 1.1615 \rightarrow 1.1649$)をLyapunov数スペクトルで詳しく調べた。またLyapunov次元 d_L を計算しカオスを分類してみた。その定義は下に与えてある。 $T^2 \rightarrow \alpha$ のルートは、 $T^2 \rightarrow$ ロッキング \rightarrow カオス \rightarrow ロッキング $\rightarrow T^2$ なる過程をくり返して、やがてトーラスがくずれカオス化しているようである。トーラスがくずれるときの様子を図2に示す。倍分岐を起したトーラスにさまざまなカオス化した小領域ができてくる。このカオス領域が拡大してトーラスの全領域に広がっているようである。このときLyapunov次元は、 $2 < d_L < 4$ である。また $A \leq 0.3$ のときは、 $4 < d_L < 6$ になっている。

[Lyapunov次元: d_L の定義]

$$d_L \equiv k + \frac{\sum_{i=1}^k \lambda_i}{|\lambda_{k+1}|}$$

ただし、 λ_i は i 番目のLyapunov数
 k は $\sum_{i=1}^k \lambda_i > 0$ になる最大整数である。



地殻の巨視的ダイラタンシー・モデルに伴う 地磁気変化 (3) Π 型フラック

笹井洋一
東京大学・地震研究所

前回までに①複合茂木モデル(フラックを小球で近似. これはフラックの走向が卓越性を持たない場合と等価)② Π 型フラック(水平フラックの垂直方向への開口)について調べた. 今回は③ Π 型フラック(垂直フラックの水平方向への開口)が3次元ガウス分布をしている場合のピエゾ磁気変化を考察する.

$z_3 (=z)$ 軸を鉛直下方にとる. $x_1 (=x)$ 軸をフラックの弦線方向. 地殻帯磁をこれに対して任意 k とれば. 任意走向の垂直フラックを記述できるので. 至核としては $(kl) = (11)$ のみで十分である. 従ってこのタイプのフラックを Π 型と呼ぶことにする. フラックは最小主圧力方向に開き易いから. この種のダイラタンシー状態は垂直横ずれ断層の近傍で期待できる. 海津・多田(1980)は伊豆の異常隆起を説明するモデルとして. 粉砕系のダイラタンシーを考えた. 彼等の想定した力源は球を回転擠円球に変形させるようなもので. 水平方向に非対称な地表変位を与えるので. この Π 型モデルに \times に近い.

フラックは正規分布しているとする:

$$P(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$
$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_z} \exp\left[-(z-D)^2/\sigma_z^2\right]$$

ピエゾ磁気ポテンシアルは

$$W_{11}^m = C_{11}^m \int_0^\infty f(z') \omega_{11}^m(x, y, z, z') dz' \quad (2)$$

$$\omega_{11}^m = \iint P(x, y) w_{11}^m(x-x', y-y', z', z) dz' \quad (3)$$

ここで w_{11}^m ($m = x, y, z$)は1個の Π 型フラックの作るピエゾ磁気ポテンシアルである. ハンケル変換を用いて(2)式を書き直す.

$$W_{11}^m = C_{11}^m \int_0^\infty \bar{C}_{11}^m(k_1, k_2, z) J_0(kr) k dk \quad (4)$$

$$\bar{C}_{11}^m = \int_0^\infty \bar{p} \cdot \bar{w}_{11}^m dz' \quad (4')$$

であり. \bar{p}, \bar{w}_{11}^m は p, w_{11}^m のフーリエ変換を表わす. 今回のモデル①, ②とは異なり. \bar{C}_{11}^m が ik_1, ik_2 のべき乗の関数となるので. 次の関係式を用いて. $k (= \sqrt{k_1^2 + k_2^2})$ のみの関数に直す.

$$\int_0^\infty f(k) ik_1 J_0(kr) k dk = \frac{1}{2\pi} \iint f(k) ik_1 e^{i(k_1 x + k_2 y)} dk_1 dk_2$$
$$= \int_0^\infty f(k) \left[\frac{\partial}{\partial x} J_0 \right] k dk = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty f(k) J_1(kr) k^2 dk \quad (5)$$

(5)式の変換をくり返して用い. ベッセル関数の漸化式を利用して. $J_1(kr)$ と $J_0(kr)$ の m を含む積分表現を得る. その結果は

$$W_{11}^x = C_{11}^x \int_0^\infty \left\{ \left[-\frac{x}{r} U_1^x + \left(-\frac{2x}{r^3} + \frac{\partial^2 x}{\partial r^2} \right) U_2^x - \frac{x r^2}{r^3} U_3^x + \left(-\frac{6x}{r^3} + \frac{\partial^2 x}{\partial r^2} \right) U_4^x - \frac{x^3}{r^3} U_5^x \right] J_1(kr) \right. \quad (6)$$
$$\left. + \left[\left(\frac{x}{r^2} - \frac{4x^3}{r^4} \right) U_6^x + \left(\frac{3x}{r^2} - \frac{4x^3}{r^4} \right) U_7^x \right] J_0(kr) \right\} k dk$$

等々となる. U_n^x ($n=1, \dots, 7$)は k と z のみの関数だが. $erfc$ を含むので(6)の積分は初等関数で表わせない. これを微分した磁場の表式は. k についての1次元積分の形をしている. これに対して=重指数関数型積分公式(DEF)を適用して数値積分を行えばよい. 試算では複合茂木モデルと同程度の磁場変化が得られた. フラックの走向など k より. 複雑な変化パターンを示す.

これまで調べた巨視的ダイラタンシー・モデルに伴う地磁気変化の特徴は

- (1)一般に z を z_0 であるような. 局所的なフラック集中の場合のみ. 観測可能な磁場を生ずる.
- (2)フラックの走向が全ゆる方向に一様に分布していれば. 全磁力の減少が顕著であるが(見掛け上帯磁減少). 変化のセンスや大きさは. フラックの走向(=断層近傍の応力状態)を敏感に反映する. 地磁気変化に寄与するのは. 垂直フラックの水平方向への開口である.

断層近傍の応力集中による局所的ダイラタンシーが地震に先行して発生するならば. それは地磁気や各種の歪観測で検出され易く. 従来の広域ダイラタンシー・モデルの主役であった. 地震波速度変化・広域水準割壘等では見つけれないと思われる.

・海津優・多田亮, 伊豆半島東部における最近の隆起, 月刊地球(1980), 2,

小川俊雄 尾池和夫 三浦泰二
 (京大理) (京防楽研) (葦山高校)

前回の学会において、地震発生時及びその前兆現象としての地殻からの電磁放射の研究には、(1)岩石の電荷発生、(2)等価放射アンテナの存在、(3)放射電磁波の伝搬(4)観測方法の4つの問題点があることを述べ、放射電磁波研究の重要性を指摘した。今回は(1)について花崗岩を用いて行った実験結果について報告する。電界測定には、直径12cmのポールアンテナと2x3x4.5cmの長方形マツケ箱形アンテナを用い、岩石より5~50cmの距離で測定した。ひずみ測定には箔フェスセルゲージを用いた。

(1) 5.7x30x3.2cmの花崗岩板の面に、木綿糸で吊した直径1.5cmの真鍮の球を衝突させた場合の電界には次の3つの特徴がある。
 ① 衝撃時に約100μsecのパルスが発生する。
 ② ひずみに現れる約1KHzの振動に対応して、板の圧縮・引張り面にそれぞれ正と負

の電界が現れ、ひずみと同じ振幅比で減衰する。
 ③ その後の約100 msecにゆつくりした大きい電界が現れる。

(2) 7.5x50x3.2cmの花崗岩板に曲げモーメントを与えて、端から約6cmづつ破断した場合の電界には、図1に見られるように、次の3つの特徴がある。
 ① 約100 Hzの電界が、約1秒間に数回間欠的に発生し、最も強い電界は破断より0.2~0.3秒遅れて発生する傾向がある。
 ② 5~10 Hzの大きい電界が約1秒間発生する。
 ③ 電界強度(暫定値)と距離の関係は、これらの電界が誘導界であることを示す。

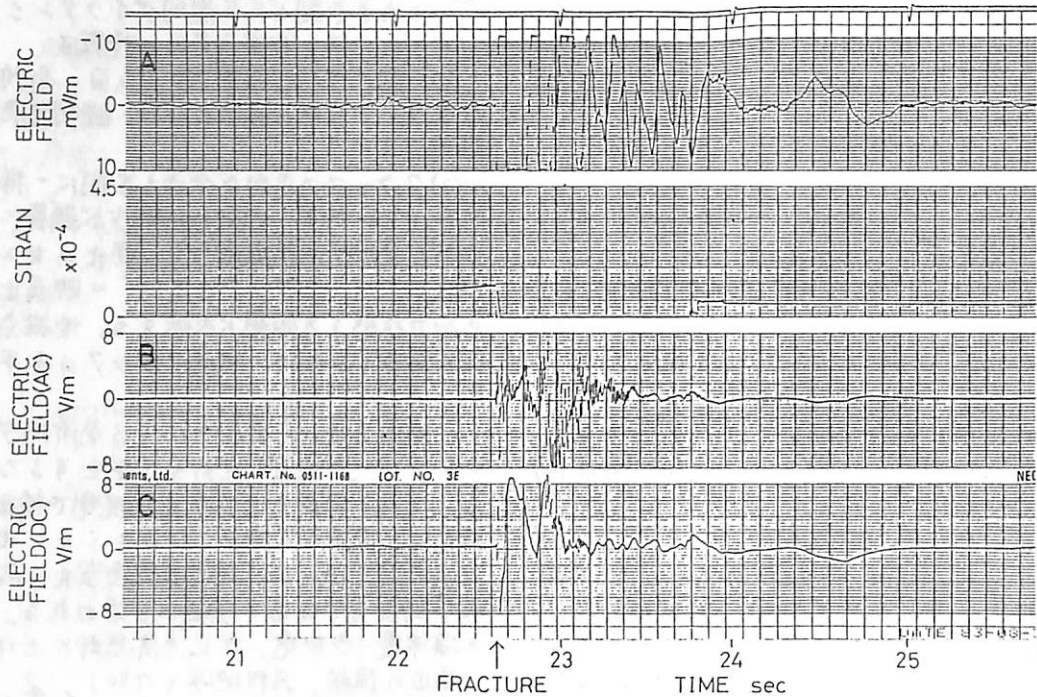


図1. 花崗岩を破断したときの電界の例。Aは距離50cm; B, Cは5cm.

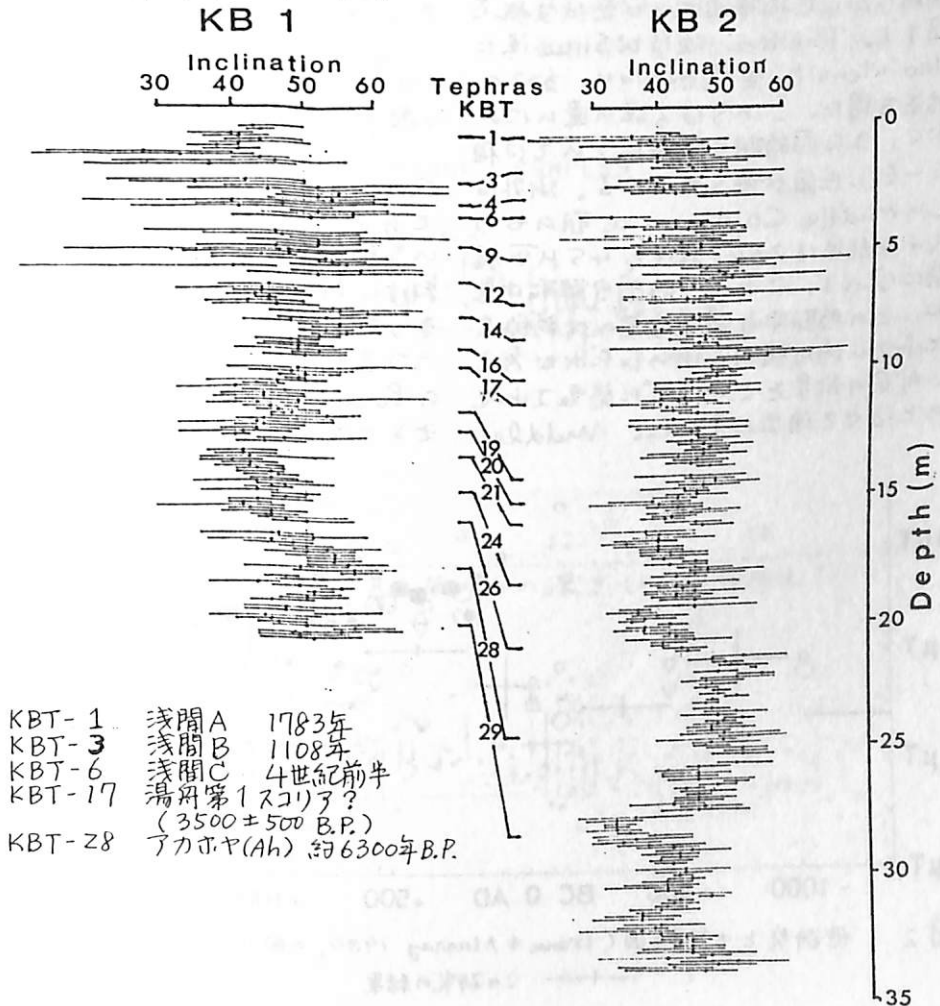
霞ヶ浦堆積物に記録された過去1万年の地磁気傾角の永年変動

山崎俊嗣・上嶋正人
(地質調・海洋地質部)

霞ヶ浦沖積層湖上ボーリングにより得られた試料の残留磁気測定(一部は前回の学会(上嶋・山崎)で発表)より、過去約1万年の地磁気傾角の永年変動の様子が明らかになった。

各ボーリングの全長は20~40mで、それより各辺約2.5cmの試料容器で連続的にサンプルを採取した。NRM測定後、数m間隔でパイロットサンプルを選び段階交流消磁を行ない、その結果より適当な強さの磁場を選び(5~10mT)、全サンプルについ

て交流消磁を行なった。泥質のコア2本の結果を下図に示す。図ではサンプル5個毎(約13cm, 20~40年)の平均値と、5個の最大最小を結んだ横線を示してある。霞ヶ浦完新統には30枚以上の火山灰が含まれ、各コア間の対比が行なわれている(斎藤他1983)。その結果、図の2本のコアの示す地磁気傾角の変動は、細部までよく一致し、測定結果が信頼できるものであることを示している。(KB1の上部は図の様にならずに誤差が大きい。)



ノル-の先インカ文明時代の土器片による

古地球磁場強度 (2)

河野 長 上野 直子 大貫 良夫
東工大理 東洋大文 東大敬養

ここで用いた土器片は、東京工学校アメリ
カ調査団の提供によるもので、古い方から
順に Early Huacaloma (1500BC-1000BC),
Late Huacaloma (1000BC-500BC),
Laizon (500BC-200BC), Initial
Cajamarca (200BC-200AD), Early
Cajamarca (200AD-600AD), Middle
Cajamarca (600AD-1300AD) の各期間
に分類されている。これらの試料につき熱磁
化分析を行ったところ、キュリー点は 550°C
付近に集中することがわかった。また熱消磁
や交流消磁に対して残留磁化は安定な変化を
示す(図1)。Thellier 法及び Shaw 法に
よる paleointensity 実験を行った。約 30
の成功結果を得た。これは方法の違いによ
る差は少く、また同時期の試料については相
互によく一致した値が得られている。例外は
最も新しい Middle Cajamarca 期のもの
で、得られた結果は 23 μT 程度と 45 μT 程
度の 2 群に分れる。これは、時間分解能が悪
いため、この時期中の磁場強度の比較的大
きい時と小さい時の試料を用いたためと考
えられる。今回の結果をこれまでに発表されて
いるものと合わせて図2に示した。Middle

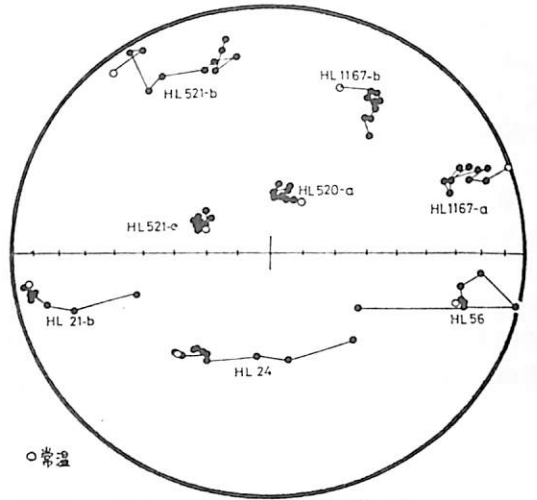


図1. 温度変化による NRM 方向の変化量

Cajamarca 期は一定の値を示すに
てある。これを見てもこれまでに述べて
いる結果と大抵あうようである。今回の試
料は、特に古いものについて年代がよくな
まっているために、これまでの結果よりバ
ラバラな値が小さくはなっており、500-1000BC
の high, ~0AD の low などは採用でき
ると考えられる。

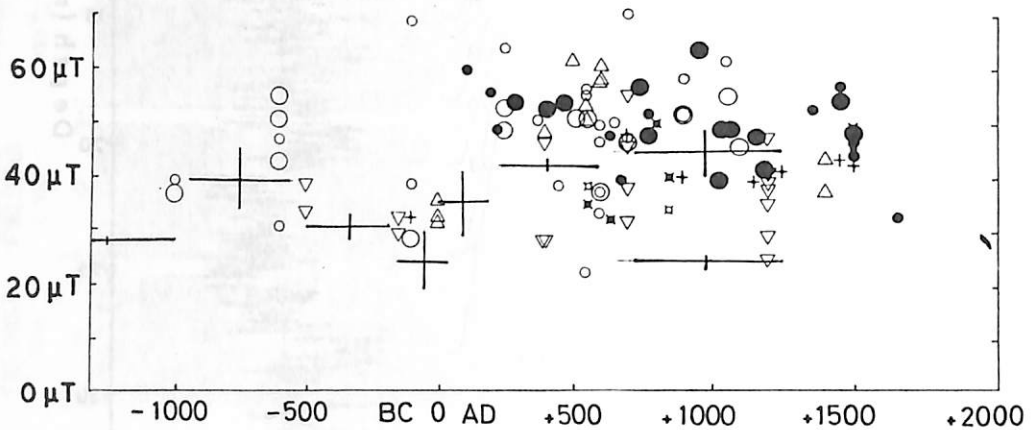


図2. 他研究との比較図 (Gunn & Murray 1980, の図にこの結果を加えた)

—+— この研究の結果

鍾乳洞内 二次生成物の磁化測定 (4) と過去の地磁気変動

森永速男

井口博夫・安川克己

神戸大・自然科学

神戸大・理学部

1981年春、1983年春の本学会講演会で、山口県萩吉台こうもり穴で採取した洞窟内二次石灰生成物の磁化測定について報告した。今回は、以上合計9本のフローストーン試料の測定結果を以下の方法で処理し、過去の地磁気方向変化を求めましたので紹介します。

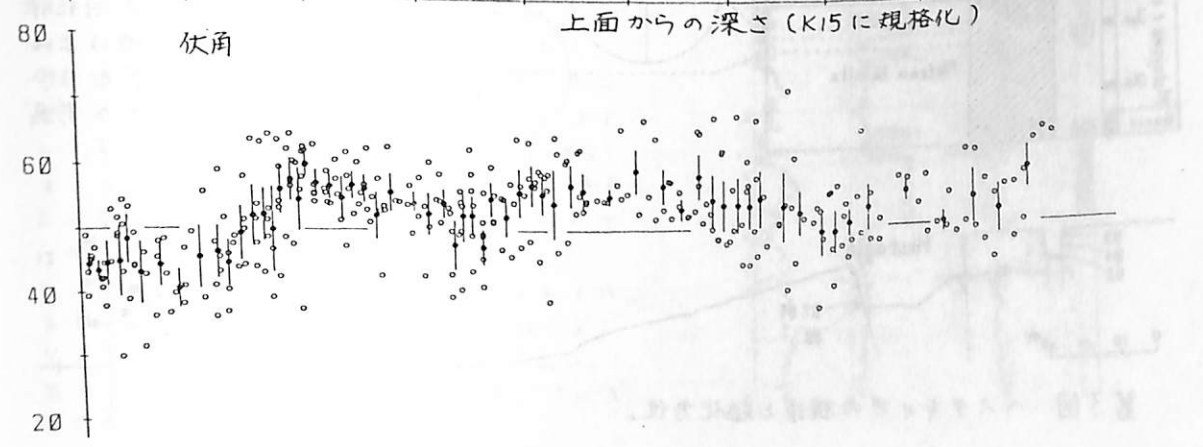
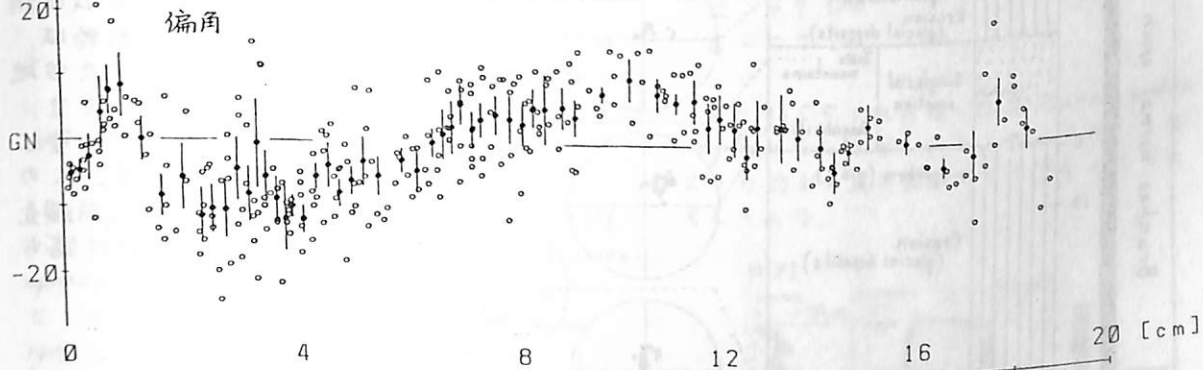
1. すべての試料について段階交流消磁 (30, 60, 90, 120, 150, 200 Oe) を行ない、安定な方向を持つものを選ぶ。(一部400 Oeまで消磁)
2. 隣りどうし比べて、極端に異なる方向を持つものは除外する。
3. サンプルの縞模様と磁化強度 (NRM) 変化とを使って、K15というサンプル

の深さに規格化する。

以上のようにして出てきた結果をプロットしたのが下図で、計311個のデータが白ぬきの丸で示されています。黒ぬりの丸とエラバーはそれぞれ、上面から順に5個ずつの平均的方向とそれらの統計処理で求められた α_{95} を示しています。

これらの残留磁化は原岩である石灰岩中にあった磁性鉱物がCO₂の溶け込んだ雨水等によって溶けないうで残り、二次生成物が晶出する際に取り込まれ、その時の地球磁場方向にそれらが配列することにより獲得されたものであると考えられます。

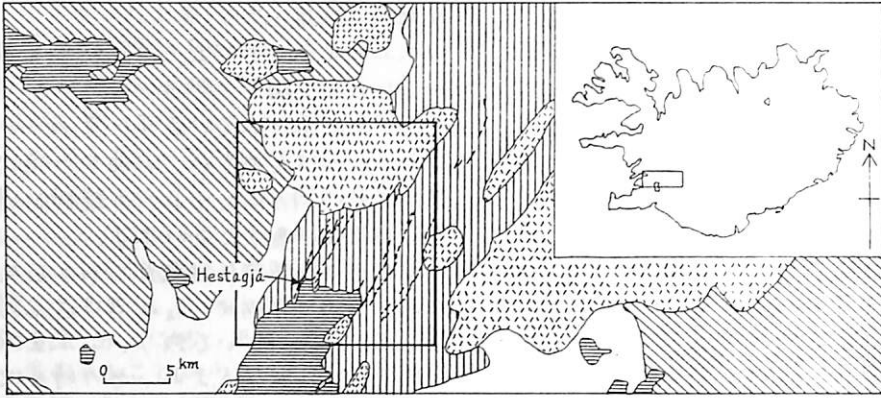
KOUMORI-ANA FLOWSTONE SAMPLES



アイスランド南西部、ギャオ分布域周辺の地質構造と古地磁気

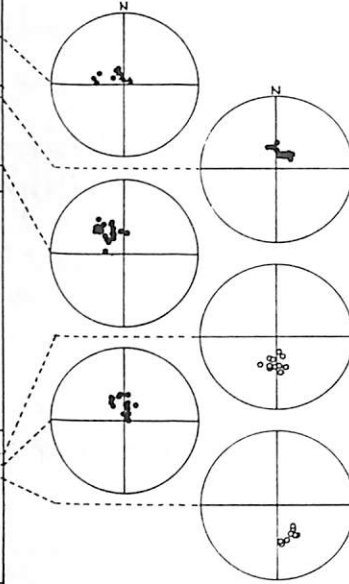
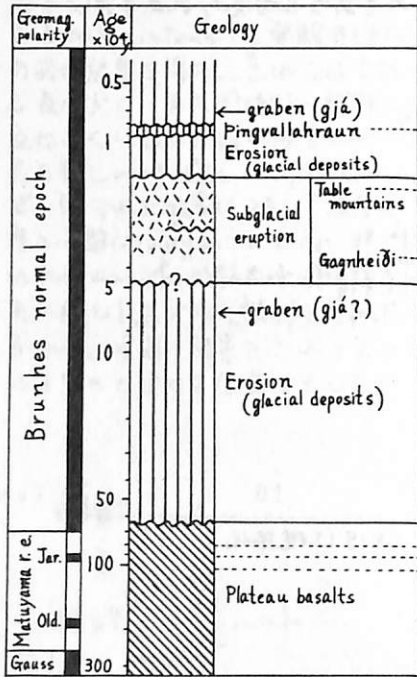
野村 哲
群馬大学教養部

第1図 調査域(田角内)



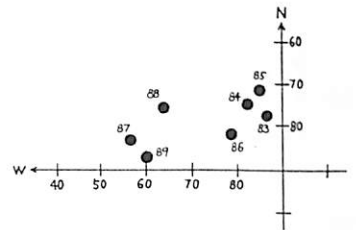
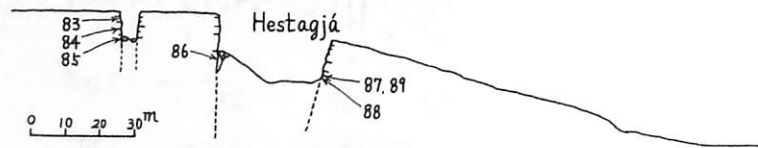
筆者は、1982年3月から同年12月までアイスランドに滞在して、地質調査と方位試料採取を行なった。調査域は、第1図に示す。

第2図 層序と磁化方位。
柱状図の記号は第1図と同じ。



この地域の地質層序は第2図の通りで、松山逆帯磁期のあとは、ウルム氷期まで火山活動がない。ウルム氷期の氷低火山噴出物は、松山期に形成した台地玄武岩を基盤にして、その上に不整合に重なったものである。この台地玄武岩は、本調査域では、地溝状に落ちこんだ構造をとっている。

ギャオをつくっている溶岩は、第3図に示すように、場所によって磁化方位が異なり、磁化後にギャオが形成されたことを示す。



第3図 ヘスタギャオの構造と磁化方位。

GH 80-1 航海におけるピストンコア P171 における 2 つのハラミロイベントについて。

上 嶋 正 人
(地質調査所)

地質調査所、白樺丸による深海底鈣物資源(マンガンノジュール)の探査研究航海、GH 80-1 において、太平洋中央海盆の北西-南東方向の 2 本のトランセクト航跡を得る水であり、ピストンコアも約 100 米おきに 1 本の刺で採取されている。この 5 つのコアの残留磁気の測定結果については、すでに報告し、クルーズレポートとしても印刷されているが、その中で南緯 $1^{\circ} 30.45'$ 、西経 $165^{\circ} 52.52'$ 、水深 5537 m の深海平原で得られたピストンコア、P171 については後述を帯磁パターンのため解析できなかったが、*silico-flagellata* の *Mesocena quadrangula* の存在 (1.4 Ma ~ 0.6 Ma Jowse 1973) によりハラミロイベントが同定されたので、2 つのハラミロイベントについて報告する。

また P171 については現場でのコア観測により II の約 70 cm ~ 90 cm のマヤマヤ色のゾーンがみられる水その下部に何らかの境界がみられたとされているのでこの違いは何らかの意味があるのかもわからない。

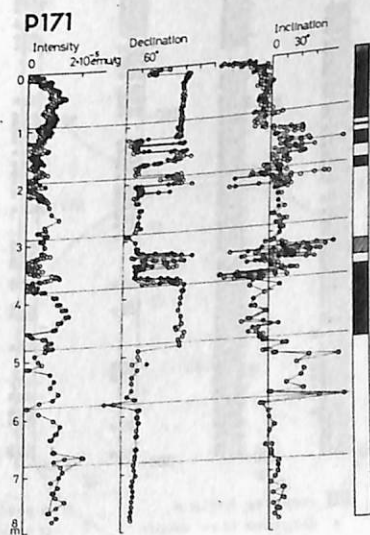
Takayanagi et al. (1982) によれば P171 の最上部パイロトコアは *Radiolaria* の *Buccinosphaera invaginata* zone で約 20 万年より若く、II ~ VI は同、*Amphirohpalium praecipitum* zone で約 90 万年 ~ 35 万年の間に入り、VII および CC は *Pterocanium prismatum* zone 約 1.6 Ma よりも古いと考えられる。ただし、微化石のためのサンプルはパイロトコア、I ~ VII、CC のうち、パイロトコアの Top、II、IV、VI、VII の各 50 cm (中央) および CC だけでありまた各ゾーンの境界についても VI の下限、IV の上限については明確にはなっていない。

次に 1.4 Ma ~ 0.6 Ma と考えられている *Mesocena quadrangula* については、ズミヤスライドによる観察から II の 76 cm ~ III の 28 cm の間が多いといえる。次にその存在状況を表にして示す。

- ほとんどいない。
- + 少しいる。
- ++ かなり多い。
- +++ 非常に多い。

II - 10 cm	-
II - 68 cm	-
II - 72 cm	-
II - 76 cm	++
II - 79 cm	+++
II - 91 cm	+++
III - 25 cm	+++
III - 22.5 cm	+++
III - 28 cm	++
III - 34 cm	+
III - 36 cm	-
III - 47 cm	-
III - 59 cm	-

この約 55 cm の間にしか *Mesocena quadrangula* は存在せず、ハラミロイベントは 2 つの短かい正帯磁部のうち下方のものと考えられる。



琵琶湖湖底ボーリングコアの古地磁気

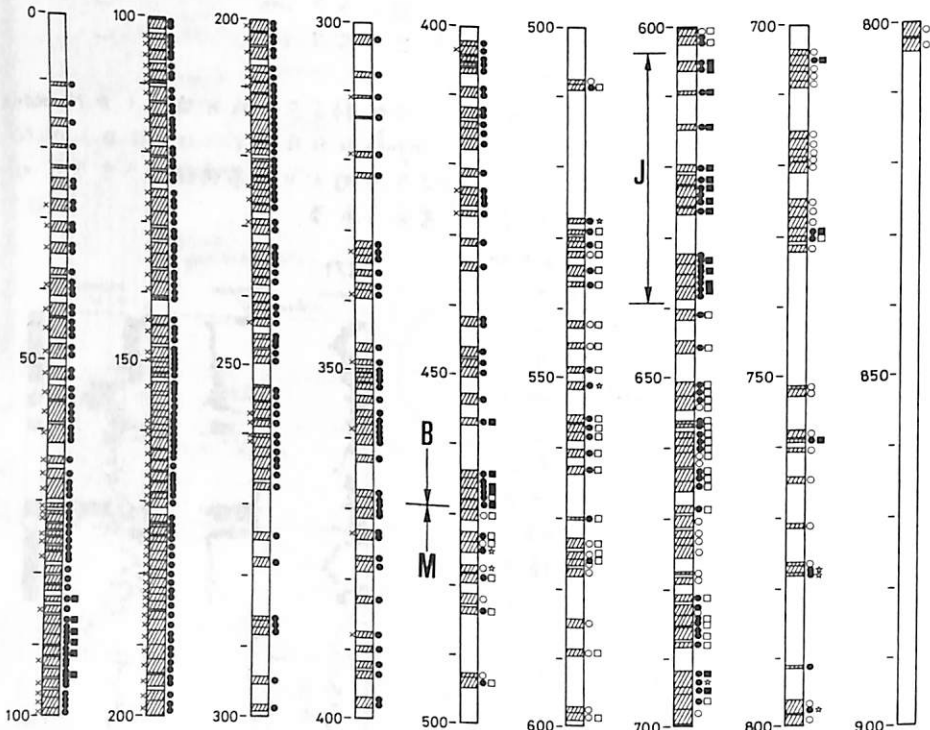
鳥居雅之¹, 赤谷秀敏², 林田 明³, 桂 郁雄¹, 吉田彰二¹, 田上高広¹, 乙藤洋一郎³,
 笹嶋貞雄¹, 1:京大・理 2:同志社大・工 3:神戸大・理

1982年5月から83年4月にかけて、京都大学琵琶湖古環境実験施設により、近江舞子と沖島のほぼ中間の水深70mの湖底で約1500mの湖底掘削が行われた。これにより直径6cmのコアがほぼ連続的に得られた。このうち、NRM測定可能であった約800mまでの結果について報告する。

試料の総数は約5000個であり、現在までに、消磁前のNRM, pilot試料のPAFD, PTHD, 全試料の150~200°Cでの消磁実験が終了している。この結果明らかにしたのは、①回転式掘削により、試料にネジレ、スリップなどが生じ、NRMの方向が乱されていること、②深度400mまでの試料に観察された。それ以深では試料が十分固結しているため、このような現象は見られな

かった。この攪乱により、伏角が深くなるような誤差が生じることを確認された。

② 450m以深の試料については、AFDでは除去できない二次磁化が存在し、これは200~300°CのTHDによって効果的に除去され得ることを判明した。THDの適用により初めて Brunhes/Matuyama Boundary, Jaramillo Event の層準が確定された。③ 200mコアで見えられた Brunhes Epoch の中のいくつかの Event は今回見逃された。これについては目下その理由を検討中である。④ 深度800mでは Olduvai Event には到達していない。従って湖底堆積物の年代は150万年程度と推定された。



▨ sampling horizon
 x deformed core sample
 ● positive inclination by AFD
 ○ negative inclination by AFD
 ■ positive inclination by THD
 □ negative inclination by THD
 * undetermined after THD

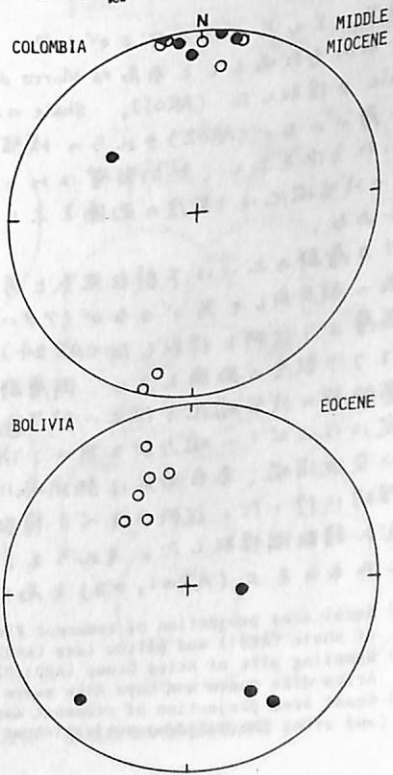
コロンビア・ボリビアの第三紀層の古地磁気

林田 明
(同志社大)

1982年夏におこなわれた京都大学霊長類研究所の海外学術調査「熱帯新大陸における広鼻猿類の種分化に関する研究」に参加し、ボリビア・コロンビアの霊長類化石を産する第三紀の堆積物について古地磁気層序の予察的研究をおこなった。

コロンビアでは Central Cordillera と Eastern Cordillera の間に分布する Honda Formation から、またボリビアではチチカカ湖南方の Altiplano (高度 3500~4000 m) に分布する Salla Group から試料を採集した。コロンビアの Honda F. は約 8 Ma のアンデスの初期火成活動の産物におまわられることから middle Miocene に堆積したと考えられている。またボリビアの Salla G. の年代は、これまで化石動物群集の対比から early Oligocene と考えられていたが、今回採集した凝灰岩中のジルコンのフィッシュン・トラック年代は 50~55 Ma とする early Eocene を示すものであった。これらの地層は、熱帯雨林の環境の低地で堆積し、アンデス山脈の形成にともなって隆起・上昇したと考えられるが、両地域とも地層の傾動はほとんど見られない。

各採集地点では、柱状図を作成しながら、一層準から 3~4 個の定方位試料を採集した。残留磁気の測定は京都大学の超伝導磁力計をもちいておこなった。右図に、100 Oe の交流消磁後にわたる各サイトの磁化方向を示したが、両地域で、正常磁と逆帯磁および中間帯磁が見出された。コロンビアの磁化方位がほぼ現在の南北に一致しているのに対し、ボリビアの結果には偏角が反時計まわりにかたよる傾向が見られる。このかたよりは、日置ら(1983)によって明らかにされた Bolivian Orocline によってもたらされたと考えられる。



中部アンデスの古地磁気 VI ~ 北部チリ

白亜系赤色砂岩及びジュラ系頁岩

日置 幸介・浜野 洋三, 河野 長
(東大理) (東エ大理)

チリ最北部は、ボリビアン・オロクラインの丁度折れ曲り直上と思われる地域であるが、春の学会で同地域の2つの岩脈群(白亜系アリカ岩脈群, ジュラ系アタジャファ岩脈群)の古地磁気から、同地域が十数度の18°S反時計まわりの回転

をしたことを報告したが、今回ジュラ系及び白亜系の堆積岩についてはほぼ同じ結果が得られたので報告する。

北部チリ

海岸地方には

広くジュラ系の海

成堆積岩~火山岩が分布するが(アリカ層群)その中からアリカ市内古戦場として有名なMorro de Arica北面下部のShaleを採取した(AR01)。Shaleの上には枕状溶岩の厚い層があるので(AR02)それらの残留磁化は有意に違った方位を示し、熱的影響はみられない。Shaleの残留磁化は十数度の西偏を示し火山岩と調和的である。

アリカ層群の上には下部白亜系と考えられる赤色砂岩~凝灰角礫岩があるので(アタジャファ層群)赤色砂岩層より試料を採取した(AR24)。残留磁化はやはり十数度の西偏を示し、同層群を貫く、アリカ岩脈群の残留磁化方位と一致する。

測定にはスピナー磁力計を用い、消磁は、Shaleは主に交流消磁、赤色砂岩は熱消磁により、すべて段階的に行った。試料はすべて複数の層準からそれぞれ複数個採取した。それらをまとめて等積投影したものを上(AR01, 02)と右(AR24)に示す。

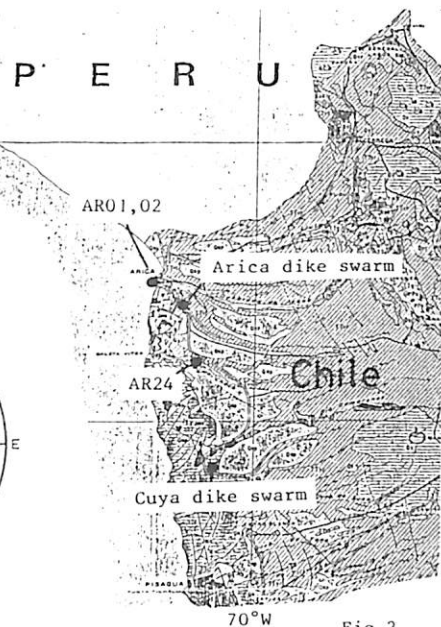


Fig.2

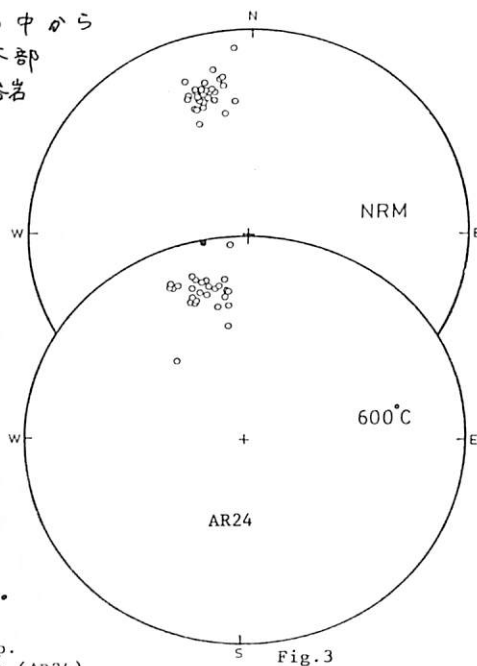
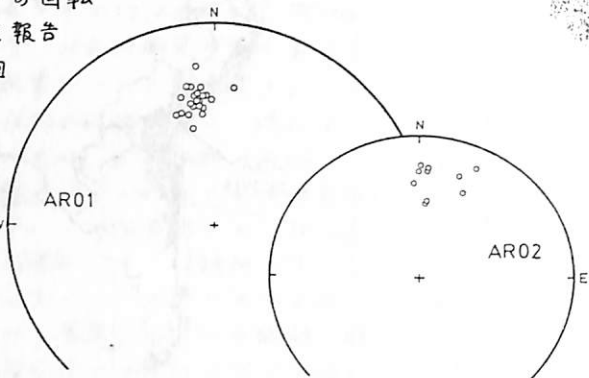


Fig.3

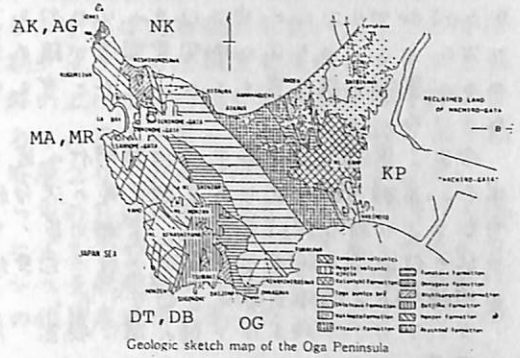
Fig.1 Equal area projection of remanent field direction of shale (AR01) and pillow lava (AR02) of Arica group.

Fig.2 Sampling site of Arica Group (AR01,02), Atajafia Group (AR24) Arica dike swarm and Cuya dike swarm.

Fig.3 Equal area projection of remanent magnetization directions of AR24 before demagnetization (NRM) and after thermal demagnetization at 600°C.

当舎 利行 (東大理学部)

東北地方、男鹿半島には基盤岩のアダメロ岩より最近噴出した目淵、寒風山まで一連の火成岩、堆積岩が露出している。各地層は、下位より火成岩を主体にした赤島・門前・台島層およびその上位に堆積岩より成る西黒沢・女川層へと続く。層序学的な時代区分はかなり明確に決められているにもかかわらず、放射年代に関しては研究者の間で異なる値が報告されている(兼岡, 1983 等)。しかし、この男鹿半島では 60-88Ma と報告されている基盤岩から連続的に、かつ狭い範囲に分布している。したがってこの地域は古地磁気学的研究に適していると考え、試料の採集、測定を行なった。試料は主にエンジン・ドリルにより採集した。試料採集地点を右図に示す。代表的な採集地点より選んだパイロット・サンプルの交流消磁による結果は右下の図のようになった。大まかな時代区分でのおおのを区分し、水平一軸傾動を仮定して地層面補正を行なうと下図のようになる。基盤岩は地層面補正を施せないの直接比較はできないが、門前・台島層において古地磁気方位の西偏がみられる。



Geologic sketch map of the Oga Peninsula

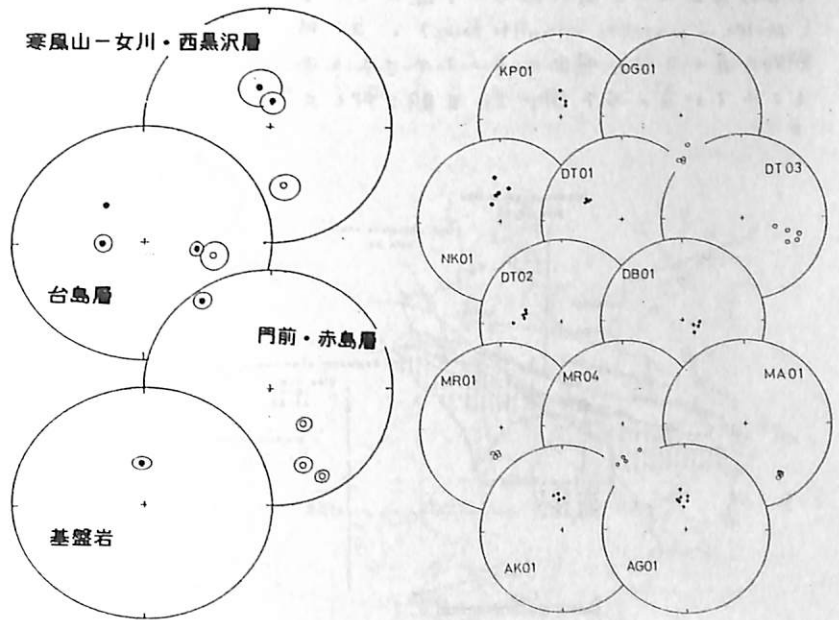
FORMATION	10	20	30	40	50	60	70	Ma: 80
ALLUVIAL DEPOSITS								
MESASA, KAMPU								
KATANISHI								
SANDEKAWA								
WAKIMOTO								
KITAUURA								
FUNAKAWA								
ONNAGAWA								
NISHIKUROKAWA								
GAJIMA								
MONZEN								
AKASHIMA								
BASEMENT								

(兼岡, 1983)

この影響は北浦層より上位では見うけられない(北里, 1975 等)が、西黒沢・女川層では多少見うけられる。古地磁気方位の西偏は他の東北地方・中新世での報告(Heki and Tsunakawa, 1981 等)と調和的である。

参考文献

兼岡, 1983, 鉱山地質特別号, 11, 69
 北里, 1975, 東北大地質古生物研報, 75, 17
 Heki and Tsunakawa, 1981, Rock mag. and Paleogeophys., 8, 17



傾度補正を施した各時代での古地磁気方位 各地点での古地磁気方位 (in situ)

酒井英男・広岡公夫・丸山茂徳

(富山大・理) (富山大・教育)

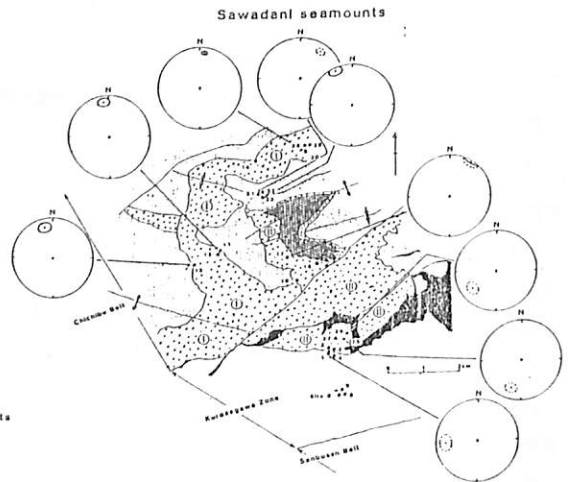
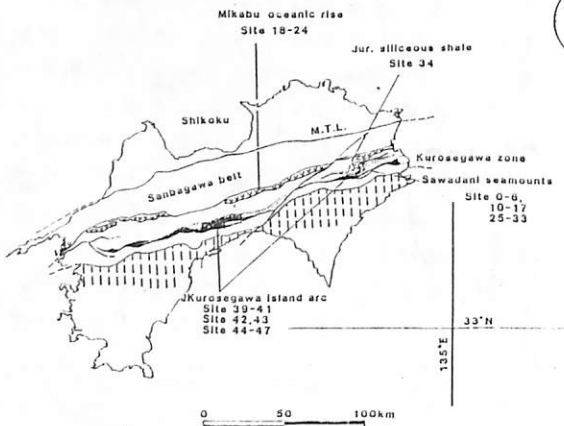
西南日本を構成している北から南へ向かう付加アフリガムの中にはまわりの付加アフリガムより、より古い衝突異質塊が認められる。黒瀬川構造帯もその一つだと考えられている。

今回、黒瀬川構造帯中の地質時代の違う岩石、黒瀬川帯の北にある秩父帯の沢谷緑色岩および御荷鉾緑色岩類、黒瀬川帯・その北の付加帯の両帯を不整合で覆う白亜紀の堆積物の古地磁気測定を行なった。

カンパリング地点は下図の様に徳島・高知両県にわたる。合わせて41サイトにおいて6~10個の試料をそれぞれ採集した。沢谷緑色岩類の結果を中心に報告する。

徳島県那賀郡木沢村付近に分布する沢谷緑色岩岩体は主として玄武岩質溶岩から形成されており間に石灰岩・泥岩を挟み長さ10km以上(厚さ0~4km)におよぶ大きな岩体である。この地域は大体おびに言って変成度が北から南へ向かって進んでいる(Zeolite~pumpellite actinolite facies)。又、时期的に違う2回の噴出によってできたと考えられている。右下図でI, II期と印した。

磁化のまとまり・安定度は、交流・熱消磁を用いてチェックした。北側の変成度の低い試料の磁化は消磁前の段階からよくまとまり消磁を施しても方向の劣化は殆んどなく安定である。南側の変成度の高いものは崩れやすくなる。二次的成分が付着していると考えられる。しかし消磁により除くことができた。噴出期II期の試料(南側の岩体)の磁化はユークリットネット(南半球上向き)の方向を示し、I期の磁化(北半球下向き)とは相反しており噴出期の違いが磁化方向の違いに表れていると考えられる。共に伏角は浅く、絶対値の平均をとると10.3度となった。この岩体の時代は、まわりの堆積岩中のアズリナ・コリドントの化石により石炭期(上部)から二畳紀のものだと推定されている。



沢谷緑色岩の磁化結果

古地磁気からみた飛驒帯及び飛驒外縁帯の
アクリーションと構造運動

内山悟志, 伊達哲弘, 金井博之, 広岡公夫 服部 勇, 中島正志
(富山大・理) (福井大・教育)

飛驒帯における古地磁気は、今まで主に花崗岩類について行なわれていた (広岡他, 1983)。今回は堆積岩を中心に飛驒帯と飛驒外縁帯の岩石を採取し古地磁気測定を行なった。すべての試料に対して交流消磁、熱消磁を施し、安定な残留磁化を見いだすことができたのは、飛驒帯からは手取層群に属する中～後期ジュラ紀の九頭竜亜層群4サイトと前期白亜紀の赤岩亜層群5サイト、さらに赤岩亜層群の上の前期白亜紀の有峰層群2サイトの計11サイト、飛驒外縁帯からは三畳紀とされている本戸層6サイトと前期ジュラ紀の来馬層群3サイト、さらに前期白亜紀末の荒戸谷層2サイトの計10サイトであった。

本戸層の5サイトと九頭竜亜層群の2サイトから求めた古緯度は 9.5°N から 19.4°N と現在よりも明らかに低緯度を示している。他のサイトより求めた古緯度はいずれもそのような低緯度は示さなかった。このことから飛驒帯はジュラ紀中期から現在まで中緯度地帯にあった。また飛驒外縁帯は三畳紀には 15°N ぐらいの低緯度地帯にあったことを示しているがジュラ紀前期には約 30°N と北上の傾向がみられる。図2に飛驒帯及び飛驒外縁帯の残留磁化方向を示した。矢印の長さは伏角を示し、長いほど伏角が浅いことを示している。飛驒外縁帯の南西部では明らかな東偏を示しており付加に伴って起こった時計まわりの回転が考えられる。

特に本戸層の偏角は東南方向を示しており、前報告ではこれを Reverse として扱っていたが、周囲の手取層群とともにこの偏角のふれは回転運動によるものと解釈した方が自然であり、今回の古緯度の計算にはこの伏角の値をそのまま用いた。

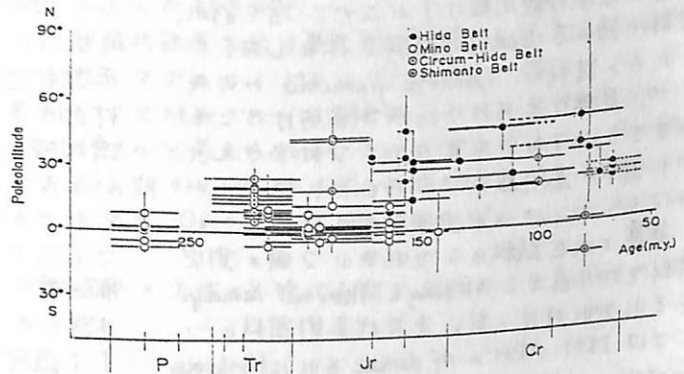


図1

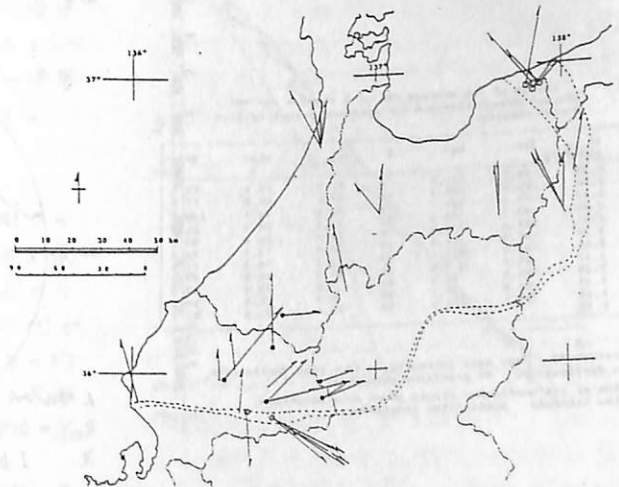


図2

船木 實
国立極地研究所

東南極・エンタービーランド・アムンゼン湾周辺には Napier Complex が露出して居る。この岩体はジルコン中の U/Pb から、生成年代は 3.7-3.8 b.y., 変成年代は

- D₁ 3.1 b.y.
- D₂ 2.9 "
- D₃ 2.45 - 2.5 "

と推定されている。この他に 2.35, 1.19, 0.52 の 0.45 b.y. に岩脈の貫入が推定されている。変成時の P-T 条件は、D₁ と D₂ が 7-10 kbar・900-950°C, D₃ が 2.5-3 kbar・650-700°C が推定されている。

第 23 次南極観測隊はアムンゼン湾を調査、合計 10 個の古地磁気用試料を採集した。

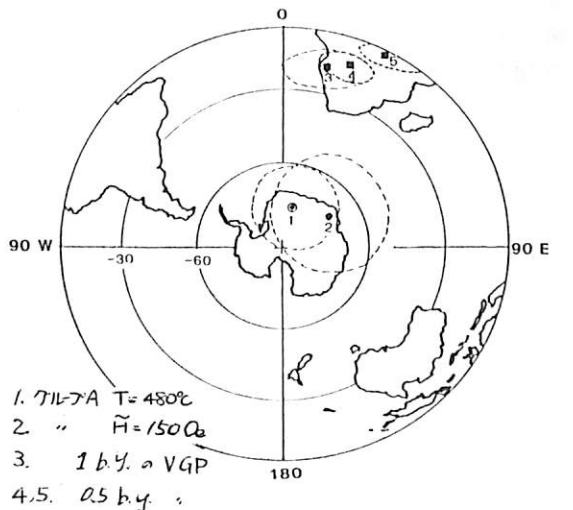
これらの試料は、Pyroxene granulite から成るが、見掛け上 AB グループに分けることができた。すなわち A グループは B グループに対し不透明鉱物が少ないが、B グループは 5-10 mol% の不透明鉱物を含む。

採集された試料からそれぞれ 2 個の別定試料を切り出し、AF demag. と Thermal demag. をそれぞれ行い、E₀ を代表的試料については IRM, ARM の AF demag. ともに Hysteresis analyses も行い、顕微鏡や EPM A に基づく化学分析も行なった。その結果、A グル

ープの場合熱消磁に対する NRM の変化は表 1 に示す通りである。このことから、450°C で Thermal demag. した時、 $\chi_{95} = 5.2^\circ$ と最もまとまりがよくなる。他予 B グループの場合は NRM は不測定であり信頼できる磁化を持たないといわれる。

図 1 は A グループの VGP の位置を示して 150°C で AF demag. した位置と 450°C で Thermal demag. した値とは χ_{95} を考慮に入れると区別できる。これらの VGP は 75°S の高緯度にくるが、消磁の結果や Hc, Curie point などの値から総合的に判断すると、現在の地球磁場の値と異なると思われる。南極大陸が 0.5 b.y. 前後の VGP は赤道付近におり、その後デボニ紀付近に極付近に来てと推定されている。アムンゼン湾地域でのデボニ紀の変成・火成活動は高いと考えられているので、今回得られた VGP は 2.5 b.y. あるいは 1.19 b.y. の値を示していると考えられる。しかし 1.19 b.y. は岩脈の貫入であり、規模は大きくないからおそらく D₃ の変成期に 650-700°C から冷却する過程に Napier Complex は磁化を獲得したと推定される。

図 1 古生代初期から先カンブリア代東南極の VGP の位置



1. 71.7°A T=450°C
2. " $\tilde{H}=150^\circ\text{C}$
3. 1 b.y. の VGP
- 4, 5. 0.5 b.y. ,

Table 1 Change of the average NRM of 5 samples against thermal demagnetization for pyroxene granulite from Napier complex.

T°C	In ±10Gau/g	Inc	Dec	K	χ_{95}	plat °S	plon °E
10	6.50	-78.3	201.5	4	43.5	45.4	62.5
40	2.98	-85.0	289.3	12	22.1	68.2	77.0
130	3.13	-77.0	322.5	21	16.8	75.3	125.7
180	2.65	-82.3	340.2	32	13.5	79.9	81.3
230	2.17	-84.4	339.5	28	14.5	76.8	68.2
280	2.26	-85.0	316.0	27	14.8	72.7	74.8
330	2.06	-85.4	311.1	33	13.3	74.3	67.5
380	2.23	-85.9	5.6	55	10.3	75.0	47.0
430	2.28	-85.8	41.6	63	9.6	72.4	32.5
480	2.32	-82.9	39.3	86	8.2	75.0	14.5
530	1.19	-83.1	314.6	54	10.4	73.5	87.3
580	0.36						

T: temperature °C, In: mean intensity, Inc: mean inclination, Dec: mean declination, K: precision parameter
 χ_{95} : radius of 95% confidence circle about mean direction,
 plat: paleo latitude plon: paleo longitude.

中国黄土層の古地磁気層序(そのII)

—磁気鉱物の変遷と残留磁化—

近嶋貞雄, 前中一晃, 林田 明, 鳥居雅之
(京大理) (花園大) (同志社大) (京大理)

前回発表した洛川地域の標準黄土層の古地磁気層序と関連して, この凡成層の磁気鉱物の変遷過程と, それが黄土, 古土壤層の残留磁化に与えている影響について述べる。地磁気層序によって明らかにされた年代と $\delta^{18}O$ 年代層序との対比によって, 黄土層中に挟在する 10 数枚の古土壤層が, それぞれの間氷期によく対応することから, この黄土標準 sequence が地球規模での気候変動を表わす, 東アジアの示標層とみなせることも明らかにされた。

黄土と古土壤に含まれる強磁性鉱物の X 線構造解析や熱磁気測定から, 起源と考えられている新疆自治区の砂漠砂との類縁性が強く示唆される結果が得られた。

一方, 古土壤の形成過程と, 対比されるとみられた $\delta^{18}O$ 標準年代表との対応関係から下図に示した, 黄土・古土壤系列の経過年代を推定することが出来る。もし, この仮定が正しいとすれば, 黄土層の見掛け堆積速度はフルンヌ期で $14 \sim 20 \text{ cm}/1000 \text{ 年}$, 後期松山期では $17 \sim 25 \text{ cm}/1000 \text{ 年}$ となり, また土壤化に要した年数は, 黒川とみられる第 5 古土壤を除けば, $1.5 \sim 5.2 \text{ 万年}$ と見積もることが出来る。

古土壤は黄土に比べて数倍強い残留磁化強度を示すが, 約 3 倍多くの磁気鉱物が前者に含まれている外に, 土壤化作用で微粒のマグネサイト及び $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ が濃縮されており, これらの二次的磁性鉱物の DRM と CRM がフルンヌ期においては加算的に, 松山期には減殺的に固着したことに起因するものと考えられる。この二次成分は 300 程度の部分消磁によっても消磁されないため, 松山期の VGP 群はフルンヌ期に比較して著しく収斂度が低下している。この事実からも $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ の CRM が二次的に付加していることが裏付けられる。

また, 中緯度における間氷期の温度条件と上述の土壤化年数とが相対的に $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ への転移が部分的には起こり得ることを予想せねばならない。

B/M 境界が $\delta^{18}O$ 層序では暖期の stage 19 と冷期の stage 20 の境におかれているのに対し, 古土壤 7 の上位の黄土層中に見出していることから食違いはあるが上述の堆積速度から判断して, B/M 境界の若返りは大きくないと考えられる。

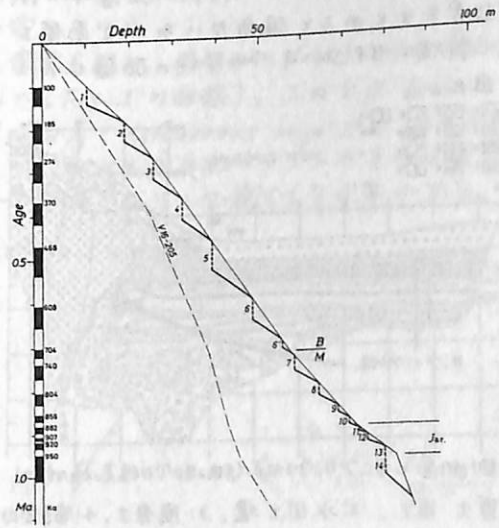


図 1: 洛川, 黄土・古土壤層の見掛けの堆積状態の試算。数字は古土壤のナンバで, これから求めた温暖期を縦軸の黒ぬりの年代で示した(千年単位)。堆積速度の均一度を推定する目安として大西洋産, Core 16-205 (深さの単位 $\times 1/10$) を借記した。

跡津川断層トシニチにおける古地磁気。

岩石磁気

酒井英男・丸岡公夫

(富山大学・理学部)

跡津川断層は岐阜県北部を東北東-西南西の方向に横切る延長60kmにも及ぶ右ネ水北上りの中部日本の代表的な活断層である。その中央西部にある地点(岐阜県吉城郡宮川村)で51年7月後半から8月初頭にかけてトシニチ泥掘調査が行なわれた。掘削された調査溝の両側法面には見事な活断層露頭(N70E, 60~75N)がある。断層の下盤側では、淘汰の良い氾濫原物質が数mの厚さで基盤の上の段丘礫層を覆っていた。

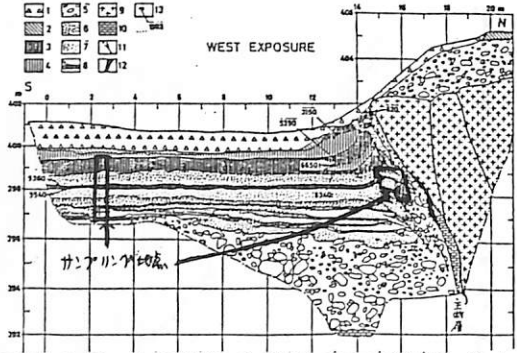
トシニチ西壁面で断層面近傍と断層から10m以上離れた地点でそれぞれ試料を採集し、残留磁化・磁気異方性の測定を行なった。

主断層面から10数m離れた地点では断層運動による地層の撓み・変形は認められず、氾濫原堆積物は堆積時の残留磁化を保持していると考えられる。礫層の上から水田耕土の下までの約3mの間、数10cm間隔で12層準(各層準から10個)の試料を採集した。上位の層準では¹⁴C年代がいくつが求められている。(B.P.5390~9540)各層準への測定結果をまとめるに偏角はいかにも西偏を示し、特にB.P.5000年, 7000年頃の西偏は大きく出た。

主断層は見かけ上、逆断層状を示し、北側の花崗岩が南側の礫層・砂層・腐食土層の上への上り上げている。下盤側の堆積物は主断層沿いに引き上げられ水ているのが観察で主所々、小断層で切られている。地層の变形・撓みは主断層面に近づく程、大きくなる傾向にある。

断層面に沿って引き上げを受けた礫層に隣接する所から約1m離れた地点までの間で試料を採集した。断層面から30cm~1mの範囲の磁化方位は、同じ地層で10m以上離れた地点の磁化と有意に違う。全てで唯一が断層運動による变形・撓みに伴った磁化方向が変化したと解釈できる地塊もある。

一方、礫層からの距離が30cm以内の試料(試料を採集した範囲は大体、30cm×1m)の磁化は現在の地磁気方向に近いよくまとまった方向を示し、变形・撓みの影響が存し様に見える。断層に近く、最も地層の变形を受けている部分の領域があるので奇異に思われる。一つの解釈として、この領域が水の供給路と有り易いことを考えると断層運動の際、土塊の塊状化が起き、後に再堆積する様相がより新たに磁化を獲得したのを示している。



西壁面とカンアリの穴地点(斜線・数字は標高、横口幅m)

- 1: 腐土・崩土, 2: 水田土壌, 3: 腐食土, 4: 腐食土時
- 5: 礫層, 6: 水田砂, 7: 中砂, 8: 水田砂, 9: 花崗岩,
- 10: 晶質石灰岩, 11: 断層, 12: 断層耕土, 13: ¹⁴C年代



サスペンションの磁化飽和現象及び磁性粒子の磁気モーメントの推定

吉田 彰二・笹嶋 貞雄
(京大・理)

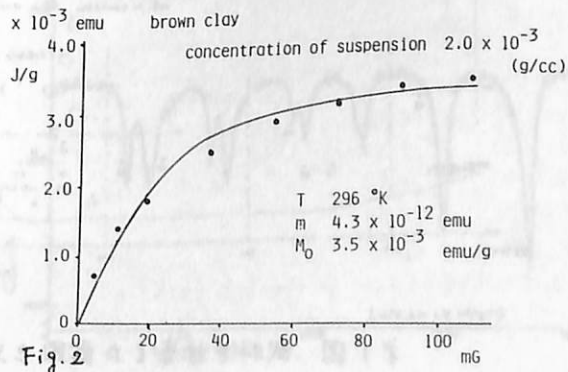
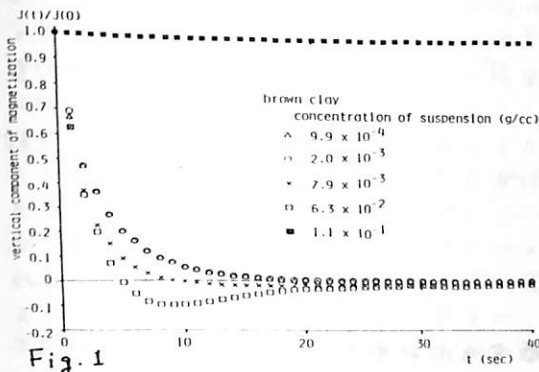
DRMの強さは、堆積物中に含まれている磁性粒子の磁気モーメントやその個数及び磁化獲得時の磁場の強さに大きく依存するものと考えられる。sediment coreを用いた paleointensity に対する研究では、ARMやSIRMと測定して磁性体の相対的質量の変化を推定することしか行なわれまい。我々は、brown clayとcalcareous oozeのサスペンションを用いて、磁性粒子の磁気モーメント(m)と飽和磁化(M_0) (磁性粒子が一方向に完全に配向したときの磁化)を推定するための実験を行なった。その結果について報告する。

実験の方針は、①様々の濃度のサスペンションの磁化緩和の観測から粒子間相互作用のある状態とない状態との識別をする、②相互作用のない状態と外れるサスペンションを用いて磁場中での磁化測定を行なう、③粒子の力学的挙動を明らかにした上で m 及び M_0 の推定をする、ことである。磁化測定には超伝導磁気計を用い、磁場は磁気計内にセットしたソレノイドコイルを用いてつくった。

Fig. 1は、brown clayのサスペンションを磁場中(鉛直方向 37.5 mG)に15秒間置いた後、測定位置におろしたときの磁化緩和を表わす。濃度が大きいほど急激に減衰したりほとんど減衰をおこなったかたりするのに対し、十分濃度が小さくすると磁化緩和がひとつの指数関数型の曲線上にのるようになる。また、これらの十分濃度の小さいサスペンションを磁場中でゆさぶり、粒子の配向をrandomizeさせたのち静置すると磁化は単調に増加し15~30秒で一定値に達する。このときの磁化の大きさは濃度に比例し、各磁場に対する磁化の大きさは磁場が大きければほど大きくなる(Fig. 2 黒丸)。以上のような結果はcalcareous oozeのサスペンションでもあてはめられた。

実験の結果から次のことが推察される。①粒子間相互作用の無視できる状態にあるサスペンションは磁化の緩和が指数関数型になる。②指数関数型緩和は完全に散逸的の過程を示すものであり、勝手な磁場で粒子の磁場方向への完全配向が認められることから、粒子はブラウン運動によるrandomizing effectを受けている。

磁場に対する磁化の大きさとうニジューバン関数を用い、磁気モーメント(m)と飽和磁化(M_0)をパラメータとして最小二乗近似してみた(Fig. 2の曲線)。このとき brown clayでは $m = 4.3 \times 10^{-12}$ emu, $M_0 = 3.5 \times 10^{-3}$ emu/g, calcareous oozeでは $m = 3.6 \times 10^{-12}$ emu, $M_0 = 8.5 \times 10^{-4}$ emu/g とする。ここで求めた磁気モーメントが妥当な値かどうかは、磁性鉱物の種類を調べたり粒子サイズを測定したりして検討する必要がある。



礫岩テストによる断層付近の上昇温度の推定

長谷川洋平, 中村昇, 角田衛, 細川秀夫, 栗田敬, 浜野洋三, 伊藤谷生
(東大理)

断層運動によって発生する熱量を知ることは、地震の際のエネルギーの分配を議論する上で重要である。この手段としては、断層付近の岩石の変成度や³⁹Ar-⁴⁰Ar法による年代測定が用いられている。しかし、岩石の変成度を用いる方法は高温状態が長く継続している必要があり、Ar-Ar法でも700°C以下の低温の情報は何れも得られず、測定手順が複雑であるため、多くの試料について測定を行なうことがむずかしい。今回試みた方法は岩石の残留磁化の測定を用いるものであり、比較的低温の温度範囲での情報を得るのに通じている。また大量の試料の測定が可能である。

岩石試料の採集は相馬市近郊の畑川断層で行なった。断層の走向はほぼ南北であり、採集地質の東西断面図をFig. 1に示す。断層をはさんで東側は中世代花崗岩、西側は第三紀礫岩層となっている。Fig. 1に示

すように、礫岩に肉しては断層から10mまでの範囲で、約50個の定方位試料を得、花崗岩についても数個の試料を採集した。礫岩に重巻を置いておいたのは、残留磁化の測定結果の解釈が明確であるためである。現在までに約50個の礫岩試料について、交流消磁を行なった。礫は主として火山岩起源の安山岩であるため、その残留磁化は比較的安定であり、MDFの平均値は25mT程度である。残留磁化は安定成分と不安定成分の2成分を持つものが多く、安定成分は各礫の磁化方向は球面上に一樣に分布しラング4である。不安定成分は現在の地球磁場方向に近い方向を持つ。以上の結果は、断層のこの付近での温度上昇がほとんどなかったことを示している。

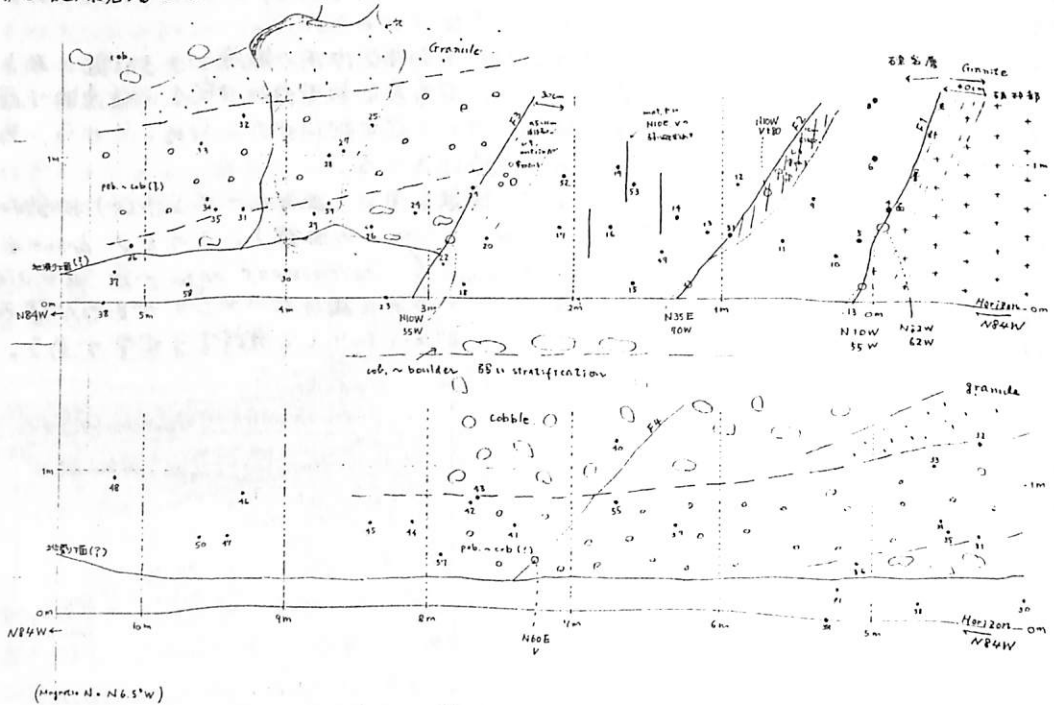


Fig. 1 試料を採集した露頭を示す。数字は試料番号

河野 長・田中秀文・桂 敬

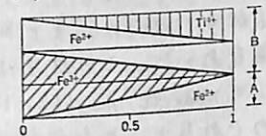
東工大・理

ケタノマグネタイト ($Fe_{3-x}Ti_xO_4$) は岩石中に含まれる最も重要な磁性鉱物であるが、 Fe^{2+} と Fe^{3+} が結晶中どのように分布しているかについてはまだ解決されていない。ケタノマグネタイトはスピネル構造を持ち、金属イオンの入る位置に4つの O^{2-} に囲まれたAサイトと6つの O^{2-} に囲まれたBサイトがあり、固溶体の両端については、 $Fe^{3+}[Fe^{2+}Fe^{3+}]O_4^{2-}$ (マグネタイト)、 $Fe^{2+}[Fe^{2+}Ti^{4+}]O_4^{2-}$ (ウルボスピネル) であることが確実である ([] はBサイトを示す)。マグネタイトに Ti^{4+} が混入していく場合、 Ti^{4+} は選択的にBサイトに入ることが知られているが、 Fe^{2+} と Fe^{3+} の配置がどうなるかについては結論は出ておらず、図のようなモデルが出されている。秋本モデルは Fe^{3+} がA,B両サイトに同数ずつ入るとし、Néel-Chevallierモデルは Fe^{3+} に強いAサイトの選択性があるとし、O'Reilly-Banerjeeモデルは $x < 0.2$ と $x > 0.8$ とその中間で Fe^{3+} の入り方の傾向が異なるとしている。これらのモデルの適否は原理的には飽和磁化の測定でわかるはずだが、既存のデータは、液体窒素温度からの外挿のためもあり、測定者によってかなりばらつき、モデルの判定には使えないのが現状である。

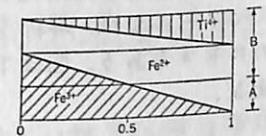
そこでメスバウアー効果が応用できないか検討してみた。メスバウアー効果とは原子核の無反跳γ線共鳴というもので、鉄酸化物には ^{57}Fe の 14.4 KeV のγ線を用いる。ドップラー効果を利用して(線源を前後に動かす等)エネルギーを変化させたγ線を試料にあてれば、試料中に自然に含まれる ^{57}Fe 原子核の状態に応じたエネルギー位置で吸収がみられる。試料中の ^{57}Fe 原子核と線源の ^{57}Fe 原子核が全く同じ状態ならば、エネルギー変化 $\Delta E = 0$ のところに吸収線があらわれるはずだが、普通は次のような3つの原因で $\Delta E \neq 0$ のところに本数本の吸収線があらわれる。(i) Isomer shift (異性体シフト) (ii) Quadrupole Interaction (四極子分裂) (iii) Magnetic Hyperfine Interaction (磁気的分裂)。

異性体シフトは、ピーク位置が $\Delta E = 0$ からシフトすることで、原子核の大きさや核のまわりの電子密度の違いによるもので、鉄イオンの原子価を決定するのに役立つ。四極子分裂は、原子核が電気的4極子モーメントを持つ場合に、まわりの電場勾配と相互作用してピークが2本に分裂するもので周囲のイオン分布の対称性の影響を受ける。磁気的分裂は核の磁気双極子モーメントと核位置における内部磁場との相互作用により、強磁性や反強磁性の場合、ピークが6本に分裂するもので、内部磁場の大きさを直接反映する。図は測定例で2種類の鉄イオンに対応して12本(2本は重複)のピークがみられる。ケタノマグネタイトの基礎研究にメスバウアー効果がどう応用できるか、過去の研究結果も概観し、検討してみたい。

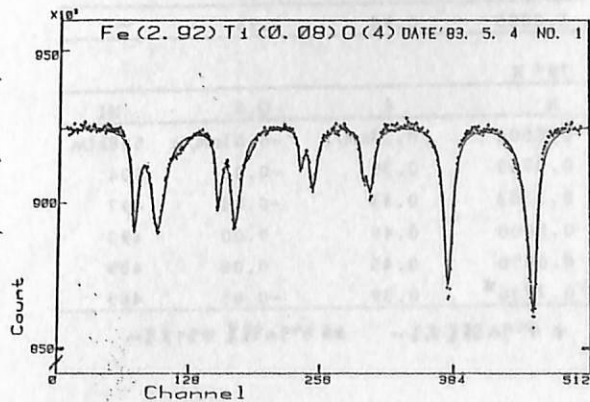
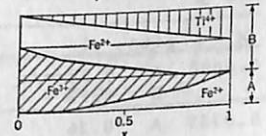
(a) 秋本モデル



(b) Néel-Chevallierモデル



(c) O'Reilly-Banerjeeモデル



メスバウアー効果によるケタノマグネタイト中の鉄イオンの分布

田中秀文・河野長・桂敬

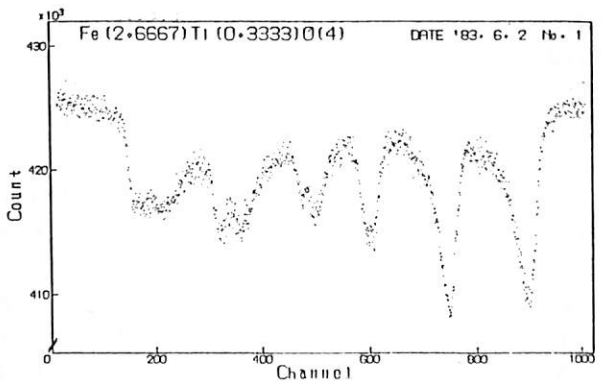
東工大・理

[]をBサイトとして、 $Fe^{3+} [Fe^{2+} Fe^{3+}] O_4^{2-}$ という逆スピネル構造を持つマグネタイトのBサイトに Ti^{4+} が入り、ケタノマグネタイトとなる場合、 Fe^{2+} と Fe^{3+} がA、B両サイトにどう分布するかは岩石磁気学の基礎として興味深い。メスバウアー効果を用いたこの種の研究は可々になされているが、決定的な結論は出されていない。その原因は、 Ti のモル比が増えるにつれて、メスバウアー効果の吸収スペクトルがbroadになり、解析が困難となるからと思われる。著者等は試料の良し悪しが、メスバウアー効果のbroadなスペクトルに影響しているのではないかと考えた。そこで、 $1200^{\circ}C$ にて酸素分圧を調節した炉で焼結して作成した、完全に stoichiometry な試料を用い、 $x=0$ から $x=1$ までの7種類について、メスバウアースペクトルを常温および液体窒素温度で測定した。結果は残念ながら、以前の結果と同様に、 x が増えるにつれスペクトルがbroadになり、解析は困難であった。この原因は以前にも指摘されていることだが、 Ti^{4+} が混入したために鉄イオンのnearest neighborに多くの種類を生じ、種々の内部磁場を持つ鉄イオンが混在するためであろう。ともあれ、従来のメスバウアー測定装置よりはかなり良い装置を用いて、化学量論的に完全な試料を用いたメスバウアースペクトルを得たので、最小二乗法を用いたスペクトル曲線の解析を行なって検討している。下表は計算による暫定的な結果をまとめたものである。図は Ti が $x=0.3333$ まで入ったため、broadになり、 Ti スペクトルの例である。

300° K				
x	site	δ	Q.S.	Hi
0.0000	A	0.28mm/s	-0.04mm/s	491kOe
	B	0.62	0.06	464
0.0769	A	0.26	-0.03	490
	B	0.63	0.08	461
0.3333*	A	0.39	-0.08	468
	B	0.76	0.00	440
0.5600**	A	0.36	0.08	410
	B	0.77	0.08	385
0.6650	-	-	-	-
0.7736	-	1.04	1.22	-
1.0000	-	0.98	1.94	-

79° K			
x	δ	Q.S.	Hi
0.0000	0.39mm/s	-0.01mm/s	508kOe
0.0769	0.39	-0.03	504
0.3333	0.43	-0.04	497
0.5600	0.46	0.00	493
0.6650	0.45	0.06	489
0.7736*	0.39	-0.05	469

* Ti の誤差大きい ** Ti の誤差かなり大きい



図の横軸はマルケ・ケマンネル波高分析器のケマンネル数で、ドップラー効果による γ 線のエネルギー変化 ΔE に相当する。ここでは、 $\Delta E=0$ は524 channelに位置している。(室温にて測定)。

Fe - Ni alloy の bcc \rightleftharpoons fcc 変態

百瀬寛⁽¹⁾, 永井寛之⁽¹⁾, 村岡芳俊⁽²⁾
 信大理⁽¹⁾, 信大教養⁽²⁾

筆者らは Fe - Ni alloy のうち 26 ~ 29 at% Ni - Fe について bcc \rightarrow fcc \rightarrow bcc の変態と相の安定性を調べることを目的として block (0.02 ~ 0.005 gr) 及 powder ($\approx 200 \mu$) の Sample について annealing, rolling, low temperature cooling (77K) の実験をそれぞれの Sample について行なった。Js - T curve から, それぞれ下表の結果をえた。

及 " Js

shape of sample : (b) block, (P) powder

Sample	Original (20°C)	Annealing (20°C)	77K cooling (20°C)	Rolling, Grind (20°C)
29 at% Ni Fe (b)	fcc (from melting P.)	fcc (800°C ~ 750°C)	bcc + fcc	bcc + fcc (R)
" " (P)	fcc (from melting P.)	fcc (800°C 1~2 hrs.)	fcc	bcc + fcc (G)
28 at% Ni Fe (b)	fcc (from melting P.)	fcc (800°C ~ 750°C)	bcc + fcc	bcc + fcc (R)
" " (P)		fcc (800°C 1~2 hrs.)		bcc + fcc (G)
27 at% Ni Fe (b)	bcc \gg fcc (1150°C \rightarrow Quench)	bcc \gg fcc		bcc \gg fcc (R)
" " (P)		fcc (600°C 1 hrs.)	fcc \gg bcc	
26 at% Ni Fe (b)	bcc \gg fcc (1150°C \rightarrow Quench)	bcc \gg fcc (750°C 24 hrs)		bcc (R)
" " (P)		fcc (600°C)	fcc \gg bcc	bcc \gg fcc? (G)

以上を要約すると

- diffusionless transformation は粒径に支配的であり, 粒径が小さい程 fcc 相は安定であるように見える。たゞし, その原因が加工のされかたによるものが手法の効果によるものがは現在のところ不明である。
- fcc \rightarrow bcc transformation は湿度によることは一般に知られているが rolling や grind によつて transformation がこのシステムにおいて明確に生ずること知られた。

リングコア型フラックスゲート回転磁気計 の構造と性能 (その2)

小山真人・新妻信明
(東大震研)(静岡大理)

前回の学会において上記とほぼ同じ題目の講演を行なったが、講演時間の関係から本磁気計を用いた岩石試料の帯磁率測定結果に基づく無定位磁気計の問題点の指摘が主題となり、本磁気計の全容の詳細は未紹介であった。また、演者の一人(小山)は震研においてリングコア型フラックスゲート回転磁気計2号機を新たに製作中である。よって、この機に写真等を豊富に用いて本磁気計の内部構造および性能等を詳しく述べる。また、Schönstedt社のスピナー磁気計との比較も行ない、リングコアを用いかつ最近進歩の著しい半導体部品を使用すれば、いかに高性能の磁気計がさほど高度な電子工学の専門知識を必要とせず驚く程安価に得られるかを説明する。

なお、本磁気計の構造と性能については、小山・新妻(1983, 静大地球科学研報, 8)も参照されたい。

新妻信明 (静岡大・理)

岩石磁気を検討するために種々の消磁法が用いられてきているが、交番磁場消磁 (AFD) と熱消磁 (TD) が最も一般的である。近年のエレクトロニクスの進歩により岩石磁気の測定や消磁法に関する問題が解決されつつあるが、熱消磁は現在でも問題をかかえている。その一つは、消磁に時間がかかるということである。試料の加熱には一般に電気炉が用いられているが、炉自身大きな熱容量を有するために加熱・冷却に長時間を要する。最近では加熱後、電気炉を取り除き、強制空冷により時間の短縮が試みられているが、それでも数十分は必要である。その二つは加熱中に試料が化学変化を起してしまうことである。特に空气中で熱消磁を行なうと岩石は酸化し、赤色化してしまう。そこで注目されたのがマイクロ波消磁 (Micro Wave Demagnetization; MWD) である。

マイクロ波による加熱も岩石磁気に用いたのは、UCSBの Fuller 研究室であり、月岩石についてテリ工法と同様な手法が適用できることを報告している。ただし、地球上の岩石のような酸化物に対する適用については悲観的な予想を述べている。

今回製作した装置 マイクロ波源として用いたのはシャープの電子レンジ R-700 であり、2.45 GHz のマイクロ波を出力 500W で放出する。出力には連続出力 (強) と 15 秒出力 30 秒休止 (弱) の 2 段切換ができる。

電子レンジの外装は鉄板であり、しかも高電圧発生用のトランスを内蔵しているのので、電子レンジ内の磁場は著しく乱れている。

マイクロ波の波長は 12.25 cm であるので導波管を用いれば出力を容易に導びき出すことができる。**導波管**には内径 3.5 × 7.5 cm で肉厚 2.5 mm のアルミニウム角パイプを用い、TE₁₀ モードで導出した。

試料加熱部は 1 mm の銅板で作った 10.6 cm

の直方体であり、電子レンジから 70 cm 離れた位置にあり、2 重の μ メタル磁気シールドできるようにしてある。

実験結果

[1] マイクロ波自身による岩石磁気への影響は、見い出されなかった。すなわち、マイクロ波をどんなに当てても試料が加熱されなければ残留磁気に変化は見い出されない。

[2] **加熱能力**: 玄武岩および砂岩を数分間連続加熱したところ、一部が溶融した。これらの岩石の融点は 1000°C 程度と考えられるので、岩石磁気検討のための加熱法としては充分の能力をもっている。

[3] **溶融した玄武岩**は完全なガラスとなっており、その周辺には斜長石斑晶を持つガラス、斜長石と磁鉄鉱の微粒子と溶解しかけた輝石の集集体、そして未溶融の玄武岩へと層状をなしている。これは磁鉄鉱と輝石が選択的に加熱されたためであると考えられる。この実験は空气中で行なったにも関わらず、ほとんど赤色化してはいないことから、空気による酸化をほとんど受けなかったことがわかる。

[4] **加熱の均質性**: 加熱される程度は試料を加熱部のどの位置に置くかによって決まり、試料の表面と中心というような試料内での位置には余り関係がない。加熱の均質性を知るため日油技研工業のサーモペイントを用いて検討した結果、試料の位置を選べば可成り良い一様性が得られることがわかった。

[5] **MWD の所要時間**: 加熱には数分で充分であるが、冷却のためには放冷すると 30 分以上かかるので、強制空冷用のファンを付した。送風は導波管にあげた径 3 mm の多数の穴から行なった。その結果、5~10 分で室温まで冷却できるようになった。

[6] **地球磁場内での着磁および無磁場内での消磁**: 電気炉によるものとほぼ同様な結果が得られた。

ポスターセッション

(P-1 ~ P-26)

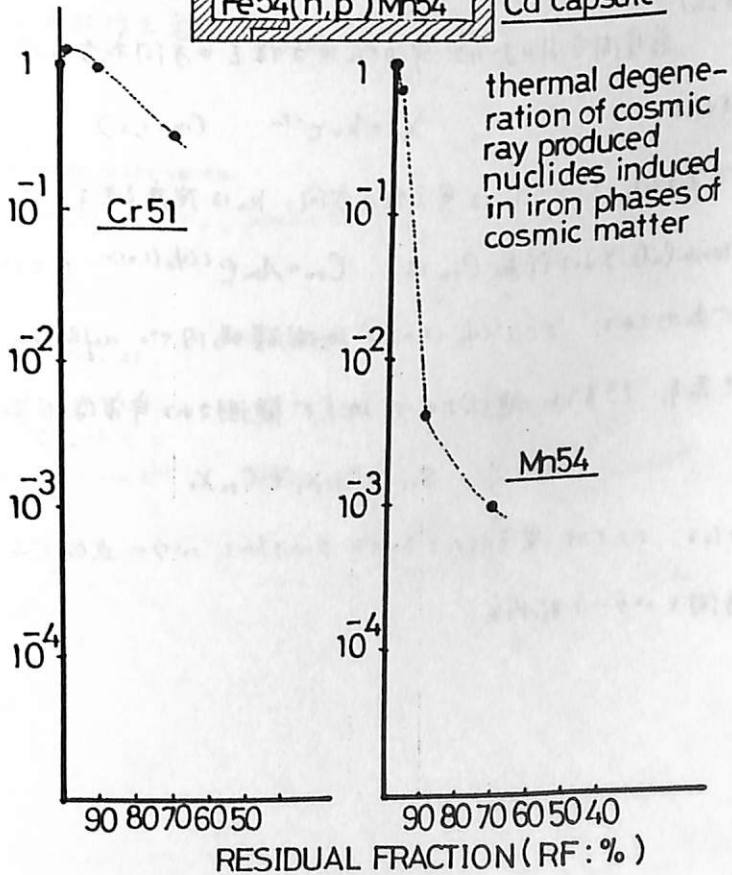
宇宙線生成核種の熱蒸散

山越 和雄, 野上 謙一
 (東大宇宙線研究所) (独協大. 物理教室)

宇宙物質が如熱蒸散する際、揮発成分は蒸散し、高融点元素は滞留する。一般には考えられるが、野上ら(1)の如く、Allende隕石を材料とした室内実験では、Ir, Ni, Coなどは急速に失われ、そのことが知られている。野上(2)は、隕石を材料とした室内実験を行い、鉄と親和性のある元素、Ir, Ni, Co...は滞留することを示した。元素レベルにおける滞留、蒸散は、このように、主元素との親和性の大きな機能を果たすことが、標準的元素中に原子レベルで生成される「宇宙線生成核種」の挙動はどの様子のものであるかが、大きな問題となっている。

我々は、ここで、高速中性子を用いたシミュレーション実験を行って、対象とする生成核種は、太陽宇宙線が鉄の標準を叩いて、作れる

^{53}Mn (3.7×10^6 年)
 $^{56}\text{Fe}(p, \alpha)^{53}\text{Mn}$
 及び ^{51}Cr (27.8日)
 $^{56}\text{Fe}(p, \alpha 2n)^{51}\text{Cr}$
 $^{58}\text{Fe}(p, \alpha)^{51}\text{Cr}$ である
 ことを示して、原子炉照射で作る
 $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ (27.8日)
 $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ (312日)
 を代用した試みである
 蒸発実験の前段で放射能を測り、蒸散率を求めた。



文献
 (1) Geochim. Cosmochim. Acta. 42 (1978) 903.
 (2) Abstracts of 16th LPSC (Houston) (1983)

宇宙線中性子成分日変化

北村正昭, 小寺邦彦
気象研究所

前回においた宇宙線中性子成分日変化の解析は、惑星間空間における宇宙線異方性の議論を行った。結果として、惑星間空間における宇宙線異方性を二方向の成分に分解する。各々の概ね 9° 及び 21° (LT) 方向に分布する。今回は中性子成分日変化の同様の解析を行い、前回の結果との比較を行う。

(資料)

WDC-C (理研) 発行の資料より、全世界中性子観測資料の解析を行う。

(方法)

惑星間空間における宇宙線異方性を二方向成分に分解し、これら各々 X_1 及び X_2 とするは

$$X_n = k_n e^{i T_n} \quad (n=1,2)$$

で表す。ここで T_n は異方性の方向、 k_n は強度を表す。各々の異方性は地球磁場内で

modulate される係数 C_{sn} は $C_{sn} = A_{sn} e^{i \langle \psi_e(s,n) \rangle}$ (s は station 番号)

で表す。ここで $\langle \psi_e(s,n) \rangle$ は地球磁場内での deflection, A_{sn} は振中の modulation 割合を表す。こうすると、地球上の s 地点で観測される宇宙線日変化は

$$S_{os} = C_{s1} X_1 + C_{s2} X_2$$

となる。ここで異方性のエネルギーはスプレッドパワー近似で与え、観測値と最もよく合う方向とパワーを求めた。

タスマニアにおける空気シャワーの連続観測

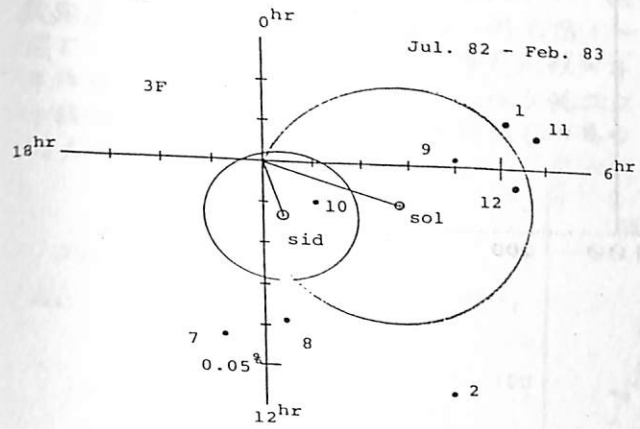
村上一昭, 藤井善次郎, 山田良実, 柳原志津子, 上野裕幸, 藤本和彦,
 長島一男, ^A近藤一郎, ^BA.G. Fenton, ^BR.M. Jacklyn 他
 名大理 ^A東大宇宙線研 ^Bタスマニア大

東駿岳 ($\lambda = 36^{\circ}07'N$) における空気シャワー連続観測 ($\sim 10^{13} eV$) とコンジュゲイト南半球における観測として, 1981年未より観測を開始した オーストラリア・タスマニア ($\lambda = 41^{\circ}54'S$) における空気シャワー観測結果について報告する。観測は, 観測開始時点で残したインストルメンタルな問題 (観測機器室の温度コントロール, アンテナ系のノイズ・ディスタバンス) を, 1982年6月までに解決し, それ以後定常観測を続けてきている。現在 83年2月未までのデータが整理・解析出来ており, その後の約4ヶ月のデータの解析が進んでいるところである。報告時点では, 定常観測後1年間のデータに基づいた, 太陽時・恒星時日変化の結果について報告出来る予定である。なお, 現在までのデータによる解析の一つの結果を, 図に示す。統計的に有意な結果を得るにはいたっていないが, この結果は 南半球における恒星時一日変化は, 北半球の観測 (振巾 $\sim 0.05\%$) に比して小さいことを示しており, このことは, 恒星時一日変化に南北非対称成分 (P_2') が存在する可能性を示唆していると思われる。

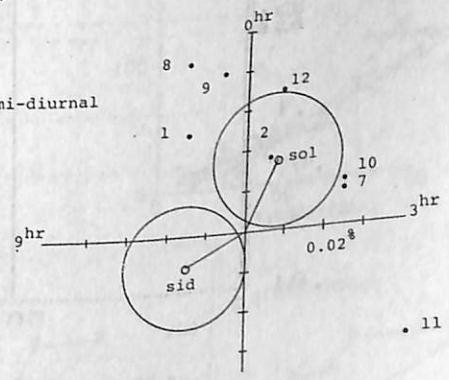
LEAST SQUARE METHOD BASED ON SOLAR DAILY VECTOR

$$v^{ob} = D^{Sid} + D^{Sol} + a_5 e^{i\phi_5} v^{T5} + k v^{WV} + c v^{single}$$

Diurnal



Semi-diurnal



宇宙線太陽時半日変化

長島一男 森 覺 高橋八郎 矢作直弘
 名大 理 信大理 岩手大教育 岩手大人文

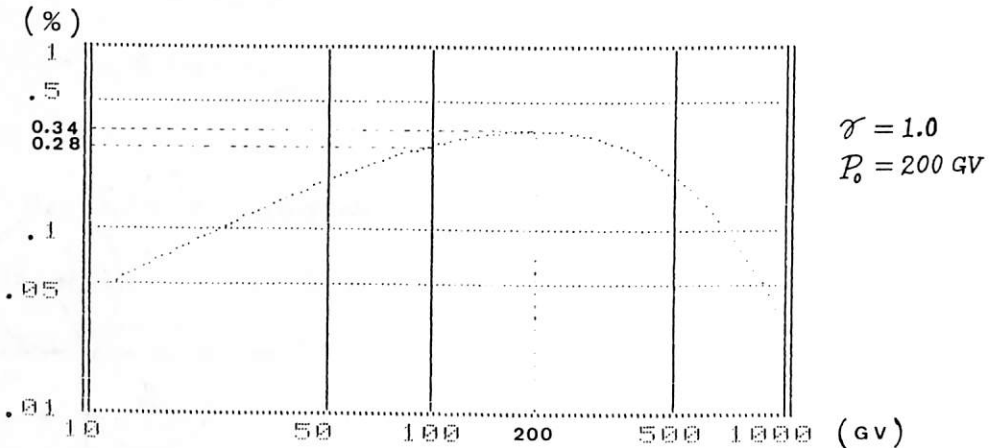
宇宙線太陽時半日変化の、入射1次宇宙線のスペクトル依存について調べた。
 汎世界的な宇宙線中性子成分観測ネットワークより得られたデータを用いて1964年より
 1979年迄の宇宙線強度の太陽時半日変化が Morishita により求められて居る。これを
 用いて、best-fit 法によりこの解析を行なった。ここで用いたスペクトルの型は、

$$G(P; \gamma, P_0) = \left(\frac{P}{\gamma P_0}\right)^\gamma \cdot \exp\left(\gamma - \frac{P}{P_0}\right); \quad \gamma > 0 \quad \text{であるが、これは}$$

$$\frac{dG}{dP} = \left(\frac{\gamma}{P} - \frac{1}{P_0}\right) \cdot G \quad \text{より、} \quad P = \gamma P_0 \quad \text{で以て極大値をもつ。}$$

ここで γ と P_0 とがパラメーターとなる。

前回は、1964年より1973年迄の、この期間全体を通しての結果(下図に参照)に
 ついて述べたが、この度は解析を年ごとに行ない、又 solar minimum と solar
 maximum との差違に就いても調べる。



宇宙線と太陽面現象の長期変動について II

石田 喜雄・菅野常吉・木田明美・斎藤俊子
 福島大・教育 福島医大・教養

これまで、1953年-1979年の太陽面低緯度(+30°~-30°)のコロナ緑線(5303 Å)強度と太陽黒点数の相関についての研究結果を報告してきた。その後、1975年以降のコロナ緑線強度の計算の一部に誤りがあることを発見したので、これを訂正し、更に、太陽面中・高緯度(+90°~+35°及び-35°~-90°)のコロナのデータを加え、また期間も1982年まで延長した結果について報告する。

太陽面低緯度における両者の相関は前の報告とは同じで、太陽が19サイクルでは、コロナの活動よりは太陽黒点数の活動が激しいが、20サイクルでは黒点数の活動に比べてコロナの活動の方が激しい。1979年までのデータによって、21サイクルでは、19サイクルの相関と類似するのではないかと予想したが、1980~1982のデータを加えてみると上述の予想はくつがえり、21サイクルではコロナの活動が著しく弱まっていることが判明した。

1953年~1982年の期間での太陽コロナ緑線強度と太陽黒点数の相関図の例を図1~図5に示す。図で $\langle R_z \rangle_Y$ は太陽黒点数の年平均値であり $\langle I(5303+00) \rangle_Y$ は太陽コロナ緑線(5303 Å)強度の年平均値(この場合は太陽面赤道である)である。

太陽面中・高緯度では低緯度と大変異なった相関を示し、図からわかるように、低緯度ではコロナが遅れているが、高緯度では黒点の方が遅れている。これらについて詳細に報告する。

図1.

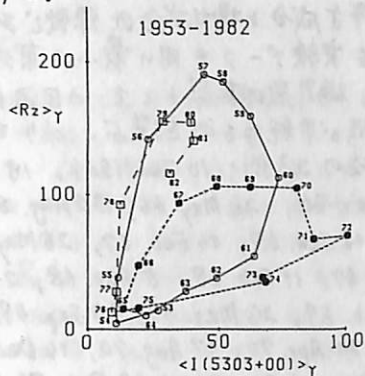


図2

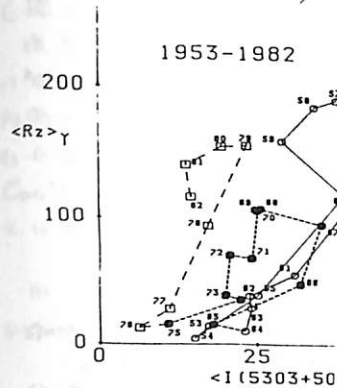
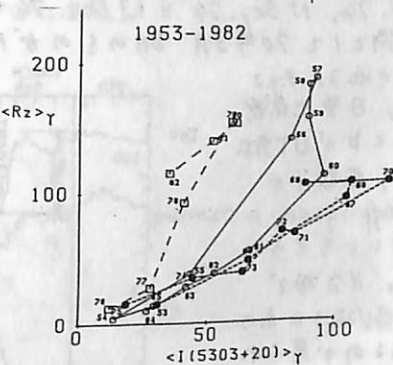


図 3

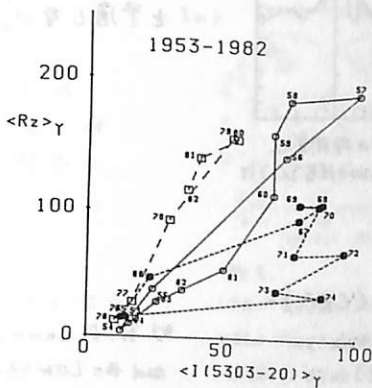


図 4

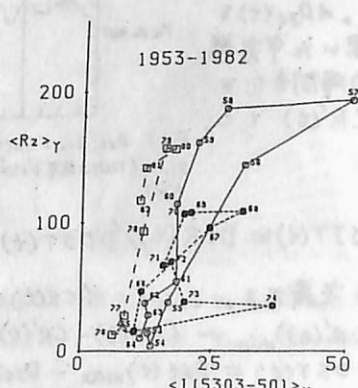


図 5

磁気嵐のさいの宇宙線増加

P. タンスカネン¹⁾ H. カナネン¹⁾

1) オウル大物理 2) 理研板橋

磁気嵐のさいの宇宙線強度の時間変化

CR(t) が次の式で表わされるものと仮定する。

$$CR(t) = a \cos \omega t + b \sin \omega t + c \text{Iso}(t) + d \text{Dst}(t)$$

ここで、 a と b は日変化成分の係数、 c と d は等方成分と擾乱成分の係数である。それらを実験データを用い最小二乗法に決定する。磁気嵐の基準として $\Delta B \geq 100 \text{ nT}$, その形が単純なものを選ぶ。とりあげた事例は次の23例; 10 Jun. 1964, 18 Apr. 65, 14 Mar. 66, 26 May 66, 30 Aug. 66, 4 Sep. 66, 14 Jan. 67, 16 Feb. 67, 26 May 67, 6 Jun. 67, 11 Feb. 68, 5 Apr. 68, 2 Feb. 69, 11 Feb. 69, 24 Mar. 69, 30 Sep. 69, 3 Mar. 70, 22 Apr. 70, 17 Aug. 70, 14 Dec. 70, 6 Jul. 74, 15 Sep. 74 と 13 Oct. 74 である。1例として70年3月8日のものが Fig. 1 に示される。Fig. 2 に、日変化係数 a と b が UT 表示で、係数 d が cutoff rigidity に (Thule+McMur) 対して与えられる。 d 分布は5 GV 辺りの山のありのが見られる。 $d \text{Dst}(t)$ を除いた宇宙線の時間変化を $CR'(t)$ とし、

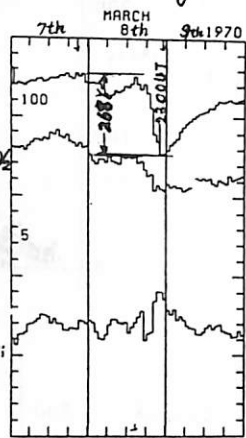


Fig. 1 Dst, Iso と CR(t) の時間変化。 Iso は (Thule の強度 + McMurdo の強度) / 2 とし、

$$SIT(t) = DCR(t) / DDST(t)$$

を定義する。ここで、 $DCR(t) = (CR(t) - CR'(t))_{\min} - (CR(t) - CR'(t))_{\max}$, $DDST(t) = \text{Dst}(t)_{\max} - \text{Dst}(t)_{\min}$ である。SIT(t) (この記号を Y とおく) が station の cutoff rigidity P の一次関数で

奥谷晶子²⁾ 和田雅美²⁾ 小森博夫³⁾

3) 東水大物理

表わされると仮定する。

$$Y = A + BP.$$

次に

$$DD_i = SIT(t)_i - Y_i$$

とあき、 DD_i を縦軸に、station の経度を横軸にとり、Fourier 解析したのが Fig. 3 である。ただし、 i は station number を表わす。

DD_i の半値幅の時間についての histogram が Fig. 4 である。この図から asymmetry の時刻は 1400-1500 hr であることが分る。この結果は magnetic field disturbance の日変化の asymmetry の時刻*と矛盾しない。

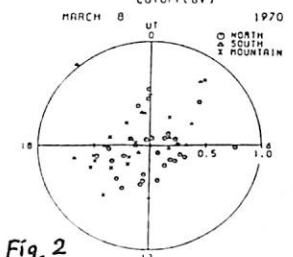
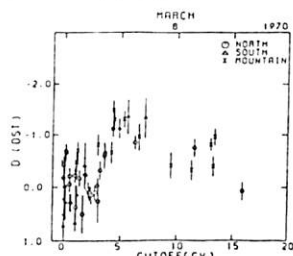


Fig. 2

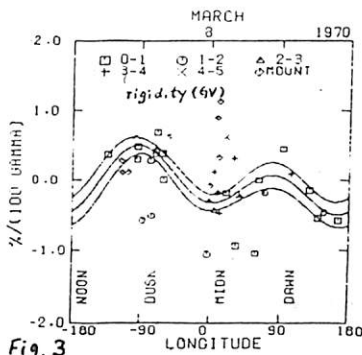


Fig. 3

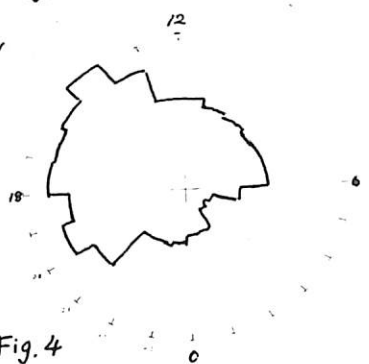


Fig. 4

* W. D. Cummings, Asymmetric Ring Currents and the Low-Latitude Disturbance Daily Variation, J.G.R., 71, 4495-4503 (1966).

門倉 昭, 西田 博弘

宇宙科学研究所

太陽圏内における宇宙線密度分布の定常解については、既に Jokipii et al. により数値的に求められているが、様々な観測事実を全て説明できるまでには至っていない。我々は、時間発展を追う手法を用い、Forbush 減少や、11年、22年などの周期変動のシミュレーションを遠い目標としつつ、その前段階として、定常解と観測事実との一致を目指している。

用いるのは、次の対流-拡散モデルである。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nabla \cdot (K \cdot \nabla U) - \nabla \cdot (VU) + \frac{V \cdot \nabla}{3} \frac{\partial}{\partial T} (\alpha TU)$$

ここで、 U は粒子密度、 K はドリフトも含めた拡散係数テンソル、 V は太陽風速度、 T は粒子のエネルギー、 $\alpha = (T + 2mc^2) / (T + mc^2)$ である。

経度(φ)方向には一様と仮定し、流れの対称性により、 $1/4$ 子午面について考える。太陽より 0.1 A.U. のところに reflector, 10 A.U. に $U = 1.0$ の境界をおき、極では $\partial U / \partial \theta = 0$, 赤道では、緯度(θ)方向のドリフト流と拡散流が打ち消し合うという条件を設ける。磁場空間磁場(IMF)として $B = B_0 (r_0/r)^2 (\hat{e}_r - r\Omega \sin\theta / V \hat{e}_\varphi)$ を用い、太陽風速度は、半径(r)方向成分のみ持ち、 $V = (1 + \cos^2\theta) \times 400$ km/s とした。 $r_0 = 1$ A.U., Ω は太陽角速度、 B_0 は地球近傍での IMF の値である。また第1級階として、 $U \propto T^{-2.5}$ とし、 $T = 5$ GeV の粒子のみを扱うことにした。

<結果>

(図 1a, 1b)

等密度線を書いたもの。

図中に IMF の φ -成分とドリフトの方向を示す。極では、ドリフトにより運び込まれるか(1a), 持ち去られるか(1b)によって、密度の高低がみられ、赤道では、ドリフトを打ち消す拡散を作るべく等密度線が傾いているのがわかる。

(図 2a, 2b)

流束を書いてみたもの。

いずれもドリフトが卓越しているが、内側へ向かって吸い込まれているのがわかる。これは、太陽圏内で、粒子の Cooling が起こっていることを示している。

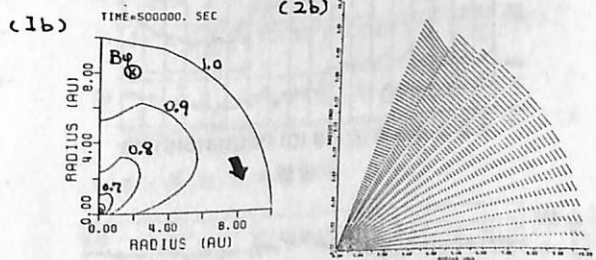
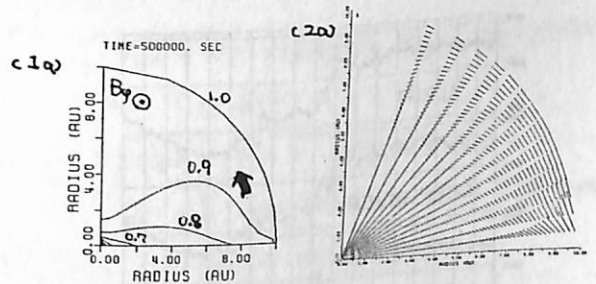


図 1.

(1a) $B_\varphi > 0$ (Away)
(1b) $B_\varphi < 0$ (Toward)

矢印はドリフトの向きを示す。

図 2. (2a) $B_\varphi > 0$ (Away)
(2b) $B_\varphi < 0$ (Toward)

用いた拡散係数は、磁場に平行。垂直なものについて、それぞれ、

$$K_{\parallel} = 1.0 \times 10^{22} \times (B_0 / B) \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$K_{\perp} = 0.1 \times D_{\parallel} \text{ である。}$$

西田 篤弘

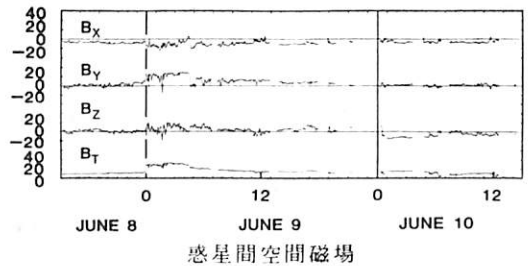
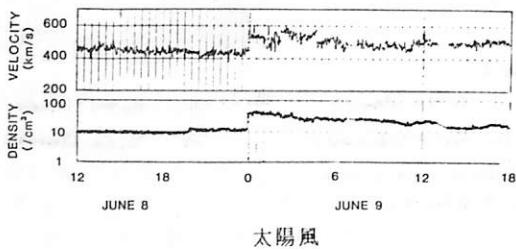
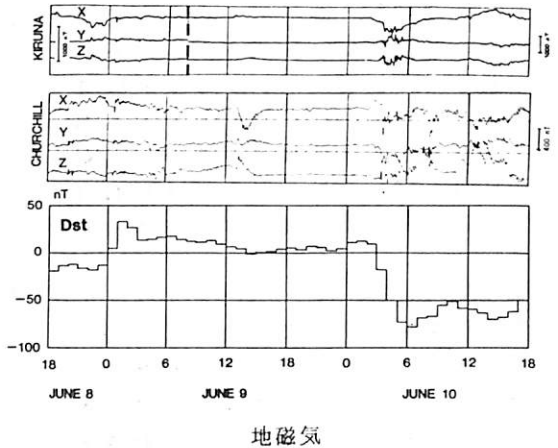
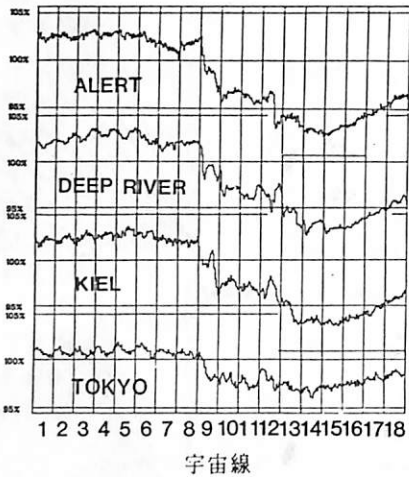
(宇宙研)

On June 9 and 10, a cosmic ray storm and a magnetic storm were initiated with a separation of about one day. The cosmic ray storm started first when an interplanetary shock wave propagated past the earth, and then the magnetic storm started when the earth was enclosed in a magnetic cloud which had the southward IMF polarity. Speed of the flow and sequence of the events including the timing of a solar flare are consistent with an interpretation that these shock wave and magnetic cloud originated from the same solar flare. The following table summarizes the timing and nature of the events.

Likely Origin: 3B Flare at 1630 June 6, 1982

1982	Mean Speed	Shock	B _z	CR Storm	Mag. Storm
01UT, June 9	750	Yes	Northward	Yes	No
02UT, June 10	520	No	Southward	No Deepening	Yes

(km/s)

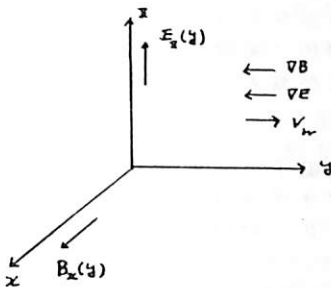


B, ∇B, E, ∇Eがある場合の宇宙線のエネルギー変化

境 孝祐, 加藤正人
 日大生産工学部

ここ数年来, 太陽系空間の∇Bによるドリフトによって極から赤道にやってくる宇宙線の重要性が指摘されて来ている。そしてこの宇宙線は太陽プラズマの速度 V_w と太陽系空間の平均的spiral 磁場 $\langle B \rangle$ による電場 $E = -V_w \times \langle B \rangle$ によって, 加(減)速されると考えられている。しかし, $\langle B \rangle$ は γ -方向に∇Bをもっているので, $E = -V_w \times \langle B \rangle$ による電場 E も γ -方向に∇Bと同じ割合で弱くなっており, 宇宙線はこの弱くなっている磁場, 電場の方へ移動して行く。この場合, このドリフト運動によって宇宙線のエネルギーが変化するかどうかを調べてみた結果を報告する。

太陽系空間の平均的磁場の方向は太陽から数AU離れたると, ほぼ γ -方向(γ -方向の成分はほとんどない)と考えてよいので, 図のまうに単純化した場合の粒子の運動($v_r = 0$)を考える。



運動方程式は

$$\begin{cases} \ddot{y} = \dot{z} B_x(y) & (1) \\ \ddot{z} = -\dot{y} B_x(y) + E_z(y) & (2) \end{cases}$$

である。ここで, e, m 等は簡単のため1にしてある。時間微分して,

$$\begin{cases} \dddot{y} = \ddot{z} B_x(y) + \dot{z} \dot{B}_x(y) & (3) \\ \dddot{z} = -\dot{y} \dot{B}_x(y) - \dot{y} \dot{B}_x(y) + \dot{E}_z(y) & (4) \end{cases}$$

を得る。

$$\begin{aligned} \dot{B}_x(y) &= B_x(y_0) + (y-y_0) \nabla B_x + \frac{1}{2} (y-y_0)^2 \nabla^2 B_x + \dots \\ \dot{E}_z(y) &= E_z(y_0) + (y-y_0) \nabla E_z + \frac{1}{2} (y-y_0)^2 \nabla^2 E_z + \dots \\ \dot{B}_x(y) &= \dot{y} \nabla B_x + (y-y_0) \dot{y} \nabla^2 B_x + \dots \\ \dot{E}_z(y) &= \dot{y} \nabla E_z + (y-y_0) \dot{y} \nabla^2 E_z + \dots \end{aligned}$$

ここで, $r = gyration\ radius, L = characteristic\ length\ of\ field$ としたとき, (Y/L) の2乗のorderまで考慮して, (1), (2)と共に(3), (4)に代入すると,

$$\begin{cases} \ddot{y} + B_x^2 \dot{y} = -2B_x(y-y_0) \dot{y} \nabla B_x - (y-y_0) \dot{y} \nabla^2 \{ (V_w + B_x \nabla B) \} + E_z E_z \\ + (y-y_0) \{ \dot{y} \nabla E_z + E_z \nabla B_x \} + \dot{z} \dot{y} \nabla B_x + (y-y_0) \dot{z} \dot{y} \nabla^2 B_x \\ \ddot{z} + B_x^2 \dot{z} = -2B_x(y-y_0) \dot{z} \nabla B_x - (y-y_0) \dot{z} \nabla^2 \{ (V_w + B_x \nabla B) \} - (\dot{y})^2 \nabla B_x \\ - (y-y_0) (\dot{y})^2 \nabla^2 B_x + \dot{y} \nabla E_z \end{cases}$$

を得る。この式を右辺の項は小さいとして successive に $(Y/L)^2$ の項まで考慮して解く。ここで欲しいのは粒子が一周したときのエネルギー変化であり, \dot{y}, \dot{z} に依存する結果は複雑であるのでここで省略する。

$$\begin{aligned} \text{エネルギーの時間変化 } dW/dt &= \dot{y} \dot{z} + \dot{z} \dot{z} \\ &= W \cdot \dot{W} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (W^2) \end{aligned}$$

を求めたい。結果は簡単にあり,

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (V_x^2 - VE) - \nabla E_z \sin(B_x t) + \frac{V_x^2 V_x \nabla B}{R} \cos(2B_x t) \\ &+ \frac{V_x^2}{R} \{ B_x \nabla B - \nabla B \} \sin(2B_x t) \end{aligned}$$

一周積分すれば,

$$\Delta W = \frac{1}{2} \frac{V_x^2}{R} (V_x \nabla B - VE) \cdot T \text{ or } \frac{1}{2} \frac{V_x^2}{R} (E_z \nabla B - VE) \cdot T$$

① ここで, $E_z = -\nabla E_z$ の場合は

$$\Delta W = \frac{1}{2} \frac{V_x^2}{R} \nabla B \cdot E_z T = V_x T \cdot E_z \text{ となる。エネルギー変化がある。}$$

② しかし $E_z = -\nabla E_z$ で与えられる場合は $V_w = -\nabla E_z$ とすると, $VE = V_w \nabla B$, $\nabla E_z = E_z \nabla B$ であるから, $\Delta W = 0$ となる。エネルギー変化をしないことがわかる。

従って, 極からの宇宙線のエネルギーは今まで考えられているより変化していないかと思われる。

定在衝撃波上流領域における 非熱的イオンの異方性観測

寺沢敏夫 (宇宙科学研究所)
 M. Scholer (Max-Planck-Institut)
 F.M. Ipavich (Maryland University)

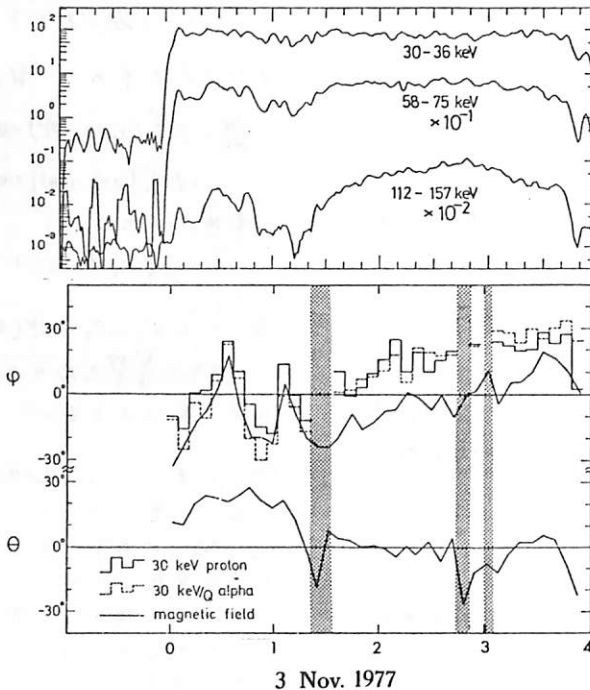
Bow shock上流領域の、衝撃波につながる磁力線上には数十keV/Qから百数十keV/Qにわたる非熱的イオンが存在していることが知られている。これらの粒子はBow shockと上流側の乱流磁場との間に働くFermi的機構によって加速されるものと考えられている。我々は、より詳しくこれらの粒子の起源を探るべく、ISEE衛星による二次元粒子観測(黄道面内)に基き、異方性解析を行なった。

先づ見出されたのは太陽風プラズマの静止系における沿磁力線方向の異方性強度変化と粒子強度変化の間の顕著な逆相関である。この逆相関は次のように考えて説明できる。

- ◎ 乱流磁場による粒子の散乱効果の増大 → 異方性の減少
 同時に、 → Fermi機構の効率増大による粒子強度増大
- ◎ 乱流磁場による粒子の散乱効果の減少 → 異方性の増大
 同時に、 → Fermi機構の効率低下による粒子強度減少

次に観測されたのは、粒子の空間密度勾配ドリフトの異方性への寄与である。異方性の方向変化は、ほぼ磁力線方向の変化を追尾している(図1下段)が、時に顕著なズレが見られる。このズレが粒子の密度勾配ドリフトの寄与を現わしていると考えられる。この観測から推定される粒子の空間分布は、衝撃波角(衝撃波面の法線ベクトルと上流側の磁場のなす角)が0度となる領域付近で粒子強度が最大となるというMitchellら(JGR, 88, 5623, 1983)の統計的な結果と一致している。

図 1 上段: Bow shock上流領域の非熱的陽子の強度変化観測
 下段: 粒子の異方性方向(太陽風プラズマ静止系)と磁場方向の変化
 ϕ : azimuthal angle, θ : latitudinal angle



太陽風の生成と安定性

名大空電研
藤見治一

球対称モデルによる太陽風定常解を記述する式は、磁場の効果を無視すると、よく知られているように、

$$\rho V r^2 = \text{const.} \quad (1)$$

$$V \frac{dV}{dr} = -\frac{C_s^2}{r} \frac{d\rho}{dr} - \frac{G}{r^2} \quad (2)$$

である。ここで、 r は中心からの距離、 ρ は質量密度、 V は速度、 C_s は音速である。(2)式右辺第二項は太陽重力による項である。

この、さわめて簡単と思われる基礎方程式系による太陽風定常解についての理解は、未だ結着がついていない点がある。

それは太陽 - 太陽風の境界に関する点である。即ち、 r がある値、 r_c 、で $V = C_s$ 、 $r < r_c$ で亜音速 ($V < C_s$)、 $r > r_c$ で超音速 ($V > C_s$) となる解 [Parker 解] が分かっており、これが太陽風解と考えられている。この解は太陽表面、 $r = r_0$ ($< r_c$) において速度は特定の値、 $V = V_0$ ($< C_s$) を持たねばならないことを示している。

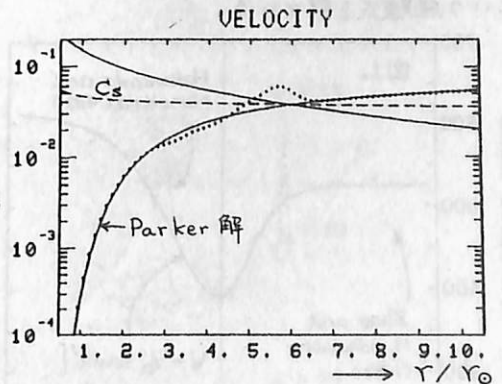
R. Thomas のグループ [Cannon and Thomas, ApJ 211, 910 (1977), Thomas, ApJ 263, 870 (1982)] は太陽表面の速度は太陽内部の条件により与えられると考へ、これが V_0 よりも大ならば、太陽風解は衝撃波を伴う、Parker 解とは異なる解となるはずであると主張している。これに対して、Parker [ApJ 251, 266 (1981)] 及び Wolfson and Holtzer [ApJ 255, 610 (1982)] は反論を行っているが十分な結論は得られていない。

我々はシミュレーション解析によるこの問題を調べた。速度 $V(r)$ をはじめ、質量密度 $\rho(r)$ 及び圧力の初期値空間分布を色々変えて、夫々の場合に、如何なる定常解に落ちつくかを調べた。又、局

所的な擾乱がどのように動いて行くかも調べた。結論としては、

1. 太陽風が $r > r_c$ で超音速になるためには $r \rightarrow \infty$ で
 $\text{圧力} \rightarrow 0$ の条件が本質的である。
2. 太陽 - 太陽風の境界の速度は、太陽風が超音速になるように、外側の条件によつて決められる。太陽内部の条件だけで決められるものではない。
3. 太陽風中の ρ, V の局所的擾乱は速度 $v = V \pm C_s$ で動く。従つて、 $r \geq r_s$ での有限振幅中の擾乱は $r \approx r_s$ に集まり大振幅となる。しかし、不安定は引き起こさない。これ以外の擾乱は、内側向きの擾乱も太陽表面で反射の役は外側向きとなるため、結局、全て外側へ分散して行つてしまう。

図 1 例
速度擾乱の 1 例



太陽風速度の空間分布

袴田和幸 (中部工大)

人工衛星による太陽風の直接観測が開始される以前から、地磁気活動度の半年変化の原因を太陽風プラズマの太陽緯度依存性に求める議論が数多くなされてきている。(詳しくは、Wilcox, 1968; Akasofu and Chapman, 1972 参照)

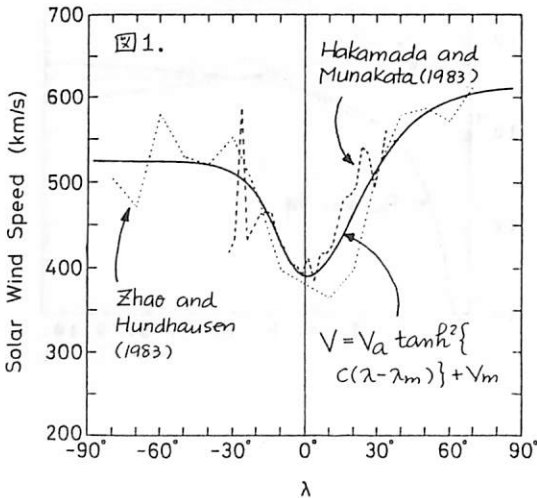
Hakamada and Akasofu (1981) は太陽風速度 (V) が太陽磁気緯度 (λ) の増加とともに $V = 700(1 - 1/\cosh(0.06|\lambda|)) + 300$ という形で増加し、かつ太陽のみかけの磁気双極子の軸と太陽自転軸とのなす角が時間とともに変動すると仮定して、太陽風速度の時間変化を説明できる事を示した。また Zhao and Hundhausen (1981) は 1974 年のデータをもとに太陽風速度 (V) が太陽磁気緯度 (λ) を用いて $V(\text{km/s}) = 400 + 1000 \sin^2 \lambda$ と表される事を示した。

最近 Zhao and Hundhausen (1983) は 1976 年における、IPS (Interplanetary Scintillation) により測定された太陽風速度 (V) と K コロナ中の MBC (Maximum Brightness Curve) により推定された磁気中性線の位置を用いて

$$V(\text{km/s}) = 350 + 800 \sin^2 \lambda \quad |\lambda| \leq 35^\circ$$

$$V(\text{km/s}) = 600 \quad |\lambda| > 35^\circ$$

という経験式を得ている。



また Hakamada and Munakata (1983) は、1976, 1977 年における、人工衛星により観測された太陽風速度と太陽光球磁場の視線成分から推定された磁気中性線の位置を用いて

$$V(\text{km/s}) = 408 + 473 \sin^2 \lambda \quad -40^\circ \leq \lambda \leq 40^\circ$$

という経験式を求めている。また彼等もし太陽風速度が太陽磁気緯度でなく太陽緯度に依存しているとする人工衛星により観測された太陽風速度の時間変化が説明できないことも示した。

ここでは Zhao and Hundhausen (1983) の点線、と Hakamada and Munakata (1983) の破線、の報告結果を再度解析し、これら両方の結果に best fit する公式として

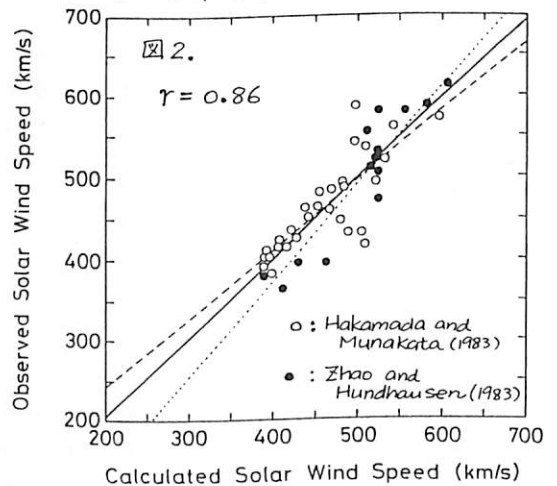
$$V(\text{km/s}) = V_a \tanh^2 \{ C(\lambda - \lambda_m) \} + V_m$$

、図中の実線を提案する。

ここで V_a と C は $\lambda \geq 0^\circ$ で 225 km/s と 0.032 また $\lambda < 0^\circ$ で 134 km/s と 0.061 である。

V_m と λ_m はそれぞれ 390 km/s と 0° である。

図 2 は上述の経験式による計算値と観測値との間の良い相関を示している。ここで白丸は Hakamada and Munakata (1983)、黒丸は Zhao and Hundhausen (1983) の報告した結果を用いている事を示している。



大塚 寛, 今井 富夫
(東北大理)

Voyager は土星リングに多くの微細構造を見いだした。ここでは特にリングレット構造と呼ばれる微細構造を取り上げ、その発生メカニズムを検討する。

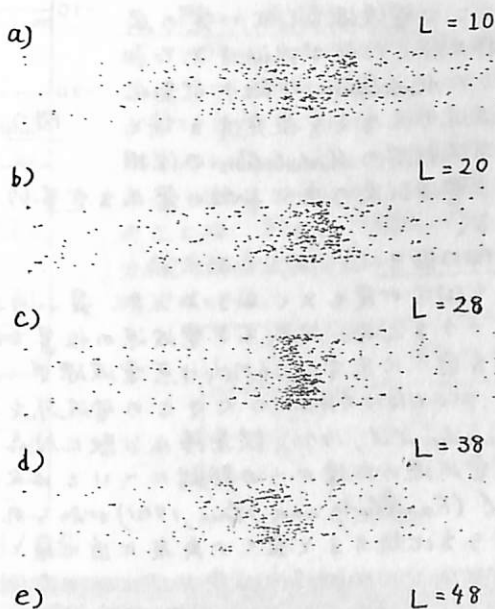
我々はリングレット形成のメカニズムを明らかにするため、リング粒子の分布及び運動に関する計算機シミュレーションを試みた。このシミュレーションでは、粒子どうしの非弾性衝突とお互いに非常に接近した粒子の重力的相互作用を重視した。又、地上及び Voyager の観測から分かるように土星のリングは非常に薄く、このことからリングの厚み方向の変化は考えないような二次元モデルを用いた。リング粒子は、Voyager の観測と矛盾しない範囲で、半径 1 m ・密度 1 g/cm^3 の摩擦のなり堅い球体とした。

計算機シミュレーションは、衝突の非弾性率 ϵ が異なる3例について行われた。すなわち、衝突が完全弾性に近い場合と、完全非弾性に近い場合としてその中間の場合の3例である。

計算結果は、衝突が非弾性に存すると明らかに *negative diffusion* が生じ、*systematic* 母系の進化が見えてくることを示した。特に衝突が完全弾性と完全非弾性の中間である場合の計算結果は、リング粒子が徐々に $r=r_0$ (一定) の位置に集中することを示した。(図1) これは *radial focusing* と呼ぶべきものであろう。この得られた結果が、直接土星リングのリングレット構造と結びつくかどうかは、さらに検討が必要である。

図1. 原点が中心天体から距離 $R=10^8 \text{ m}$ にあり、角速度 $\omega_r = \sqrt{GM_p/R^3} = 1.99 \times 10^{-4} \text{ rad/sec}$ で中心天体の回りを回転する座標系。横軸は中心天体からの距離を示し、幅は $360 \cdot A$ (A は粒子半径) で図の右側へ行くほど中心天体から遠くなる。縦軸は座標原点から方位角方向への距離を示し、幅は $44 \cdot A$ である。

図1 a~e は各時刻のリング粒子の位置を示す。ここで L は rotation number を表わす。粒子数は363 である。



タイプIII型バーストスペクトル中の Spin Modulationの解析

三宅 亘, 大家 寛
(東北大・理)

・序

タイプIII型バーストは、太陽コロナ及び惑星間空間プラズマと太陽フレアにより加速された電子ビームとの波動粒子相互作用の結果として生成されるものと理解されている。タイプIII型バーストは、(1)プラズマ中からの電磁放射機構、(2)太陽フレア過程の解明の半がかり、(3)太陽コロナ及び惑星間空間のプラズマや磁場についての情報源、という点から重要な意義をもっている。前回の学会講演以来、(3)の観点から「じきけん衛星データの解析を行い、極大期の複雑な太陽磁場構造との対応について調べたが、今回さらに詳細な解析が可能となったのでその結果について報告する。

・Spin Modulation

電子ビームが太陽から離れるにつれ、太陽系空間のプラズマ密度は減少し、それに伴い発生するタイプIII電波の周波数も下がってくる(図1)。一方、観測されるスペクトル中には、カールアンテナのモット指向性のために、衛星の回転と同期したSpin Modulationが生じている。タイプIII電波は無偏波であり(Fainberg and Stone, 1974)、又強度の指数関数的減衰(Evans et al., 1973)の事象を用いると、平面波に対する受信強度は、

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \sqrt{1 - \cos^2 \theta \cos^2(\omega t - \phi)} \quad \text{---(1)}$$

で与えられる。ここで電波源として、一定の広がりをもった一様に輝く円板で近似すると、図2に示したようにModulationの振巾が変化する。そこで電波源の大きさを仮定することにより、異なる周波数間のModulationの位相と強度の変化から電波到来の中心方向の変化を定量的に求めることができる。

・電波到来方向の動き

実際のデータを(1)式が最もよく合うように、最小自乗法を用いてパラメータをおめ、対応する電波源の位置を決定した結果の一例を図3に示す。1.6MHzは点電波源を、600kHzは半角10°の、250kHzは半角20°の大きさの電波源を仮定しており(Fitzpatrick et al., 1977)、誤差棒は分散に対応している。タイプIII電波源の太陽からの距離についてはRAE emission level (Fainberg and Stone, 1971)が知られているが、これと図3を比較すると最大の角度に近い値となっている。したがってこの例の場合、電子ビームは東側に大きな角度で噴出し、太陽系空間中のスパイラル磁場に沿って太陽から離れるとともに東側にまわりこむ。このことは低周波になる時タイプIII電波は地球に到達できなくなることを示唆するが、事実図1のスペクトルでは200kHz付近にlower cutoffが生じている。

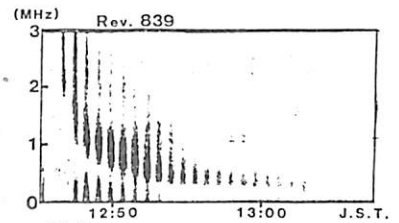


図1

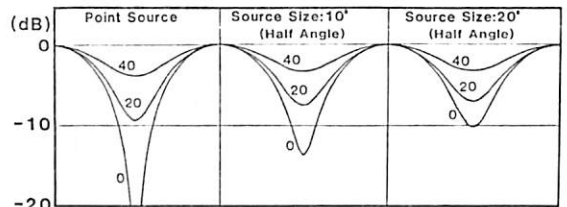


図2 $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ のときの電波源の大きさによる Spin Modulation の変化

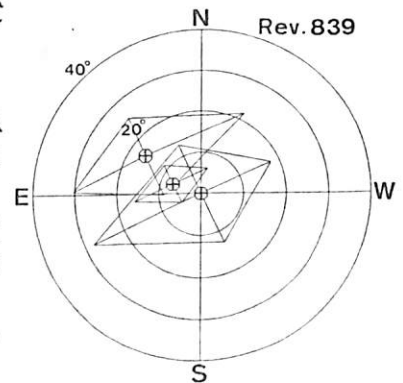


図3 1.6MHz(中央)に対する600kHz, 250kHz電波源の移動

デカメータ帯太陽電波観測(II)

青山 陸司

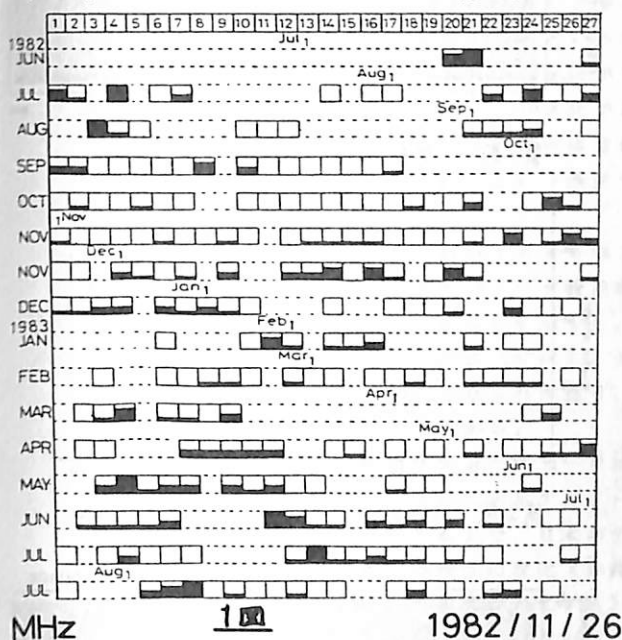
(宮城職訓短大)

1. 序

昨年7月より、デカメータ帯(20M~40MHz)太陽電波のダイナミクスパクトル観測を続けている。今回は現在までに得られたデータを用い、太陽コロナ域の擾乱特性およびFlare機構について報告する。

2. コロナ域の擾乱

約1年間の受信状況を1図に示す。四角でかこった日が観測を行なった日を示し、強度情報を黒い部分の面積に対応させ、10dBごとに4段階で表示している。なお、白抜きの日はburstが受信されなかった日を表わしている。burst強度の比較的強いものに着目すれば1982年7月~11月と1983年3月~7月の期間に弱い回帰性がみられる。しかし、弱いburstも含め発生頻度のみで考えると、回帰性ははっきりせず、むしろrandomに発生している



大塚 寛

(東北大理)

ると考えられる。

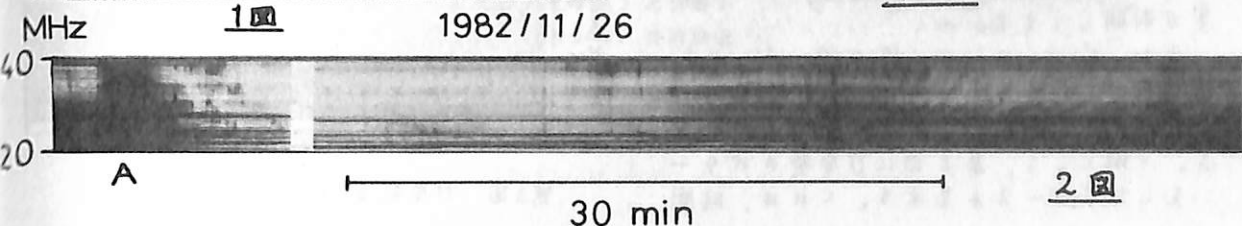
burstの発生領域について考えるために野辺山(70M~200MHz)と築館(20M~40MHz)のデータを用い、1982年7月から1983年4月までの期間で、ともに観測を行なった163日間のburst出現状態を1表に示す。ともに全くburstがなかった47日間を除けば、63日間(個々のburst間で対応のつくものは少ない)はともにburstを観測しているが、残りの53日間はどちらか一方のみでburstが受信されている。つまり、20MHz~40MHzおよび70MHz~200MHzに対応するコロナ域の擾乱状態は、大規模なFlareともなうものおよび例外的なものを除けば、独立で一連のつながりはないと考えることが自然だと思われる。このことは、太陽コロナ域はその全域で、ほとんど常時かつrandomにbeamの生成およびそれにともなう不安定が生じていると考えられる。

3. Flare 機構について

デカメータ帯でのFlare burstの観測例を2図に示す。この図で、A点付近においてFlareにともなう強いtype III burstが起こり、約40分後にそのreturn beamが原因であると思われるrising toneのburstが続いている。このことは、Flareの爆発がX-typeの磁力線再結合と深く結びついていることを示唆している。

	NOBEYAMA	
TSUKIDATE	YES	NO
YES	63	17
NO	36	47

1表



大家 寛, 永井 智広, 森園 昭
(東北大・理)

木星デカメラータ電波は、各種の時間スケールで強度変動をしている。そのうち、最も短周期の変動を行、ている現象に、S-バーストと呼ばれる現象がある。この現象は、およそ、数ms~数10msの時間スケールで激しい変動をしているが、イオ依存性電波源にしか観測されておらず、そのエネルギー源は、イオ衛星と木星磁気圏との相対運動に起因する電作用にあると考えられている。従、て、この現象の発生機構、エネルギー供給を考、えることは、イオと木星磁気圏との相互作用、並びに、木星電離層へのエネルギー伝達メカニズム等、木星磁気圏内域で起、ている現象を解、く手がかりとなる。私達のグループでは、82年3月からこのS-バーストの観測を開始し*、2シーズンにわたり、3回現象が観測されている。今回の講演では、これらの現象の解析から明らかとな、た諸特性につ、いて報告する。

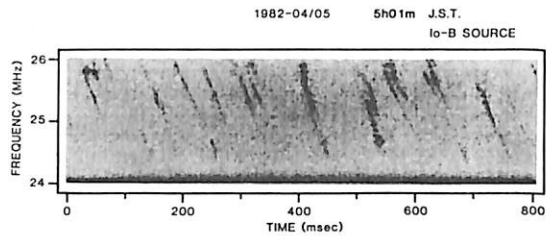
第1図に典型的なS-バーストのダイナミックスペクトルを示す。図にも明瞭に表、われているが、この現象は、非常に速い負の周波数ドリフト構造を最大の特徴とする。-20MHz/sものドリフトは、現象がIo Flux Tube内で起、ると仮定すると、発生領域は光速の10%程度の速度で上昇していることになる。この事から、発生領域は、高速で走る電子ビームであるうと推定出来る。さらに、発生機構に関する手がかりを得るため、各バーストのドリフト率(ビーム速度に比例)と相対強度との関係も調べた結果を第2図に示す。バーストの強度の上限がドリフト率に依存している事が示、され、ビーム速度が大き、い時、放射強度が高くなる、という事実が判明して来た。

また、S-バーストは、第1図に示したような単純な構造を示すもののみではなく、より複雑な様相を示す場合も数多く見られる。一例として、第3図にU字型のパターンをしたS-バーストを示す。これは、時間

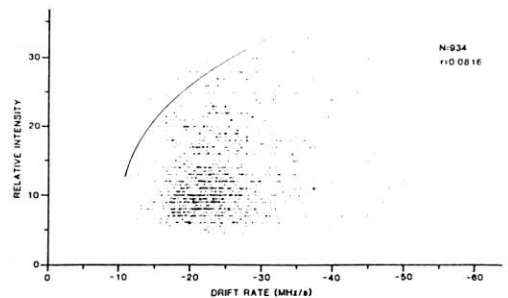
変化を追、て考、えると、別々の2つのバーストが相互に作用して消滅する過程を表、している。これは、急速に流入した電子ビームが突然停留し、エネルギーを消滅してゆく姿を表、わしており、局所での電磁気的な構造を反映して、いて興味深い。

このように、ダイナミックスペクトルはS-バーストの発生領域に実際に生じている過程を解、明する重要な手がかりとなる。特に、S-バーストに関係する電子ビーム発生機構を究、明するために、重要な手がかりとなり得る。

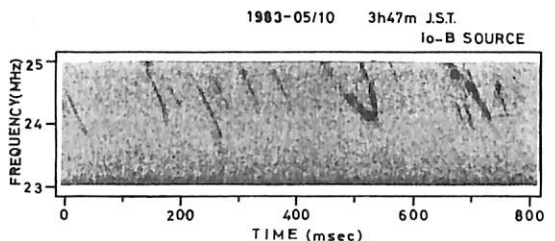
* (参考文献) 大家 他 日本電磁気学会 第2回講演会予集 第8, 1982



第1図 典型的な S-バーストの例



第2図 ドリフト率とバースト強度との関係



第3図 U字型をした S-バーストの例

見られる木星デカメータ波放射

近藤 哲朗

(電波研鹿島)

はじめに 1982年秋の学会講演で平磯リオメータデータ中に見られた木星デカメータ波放射について報告した。今回、南極昭和基地リオメータデータ中にも、木星デカメータ波放射が確認できたので、その出現について報告する。

使用データと判定条件

図1に木星の赤緯の変化を示すが、昭和基地(南緯69°)において、木星の1公転中(約12年)6年以上が昭和基地から最大高度10°以上となることわかる。そこで、木星の最大高度が10°以上となる期間のリオメータデータ(JARE DATA REPORTS No.8,14,18,20,24,29,35)を木星デカメータ波放射

という観点で調べた。使用したリオメータデータは30MHz受信データであり、受信が期待される木星デカメータ波放射は、イオ衛星に出現がコントロールされる電波源のみである(非イオ依存性電波源は30MHz以上ではほとんど受信されない)。木星デカメータ波であるという判定は①木星が地平線にあり、②継続時間が5分以上、1時間以内のバースト状の現象であり、③受信強度がバックグラウンドの銀河雑音レベルより6dB以上とならない、という条件で行なった。

結果 1969年1月から1975年12月までのデータ中に、木星デカメータ波放射らしき現象が65例見つけた(1例を図2に示す)。その現象を、イオ位相角-中央子午線経度(CML)ダイアグラム上で示す(図3参照)が、予想された通り、イオ依存性の電波源のみであることがわかる。

おわりに 昭和基地リオメータデータは、混信が少なくデータの質が良い。さらに木星デカメータ波放射の長周期の出現特性を研究する上で、日本のデータのみでは、木星の公転による観測条件の変化(赤緯が±23°の範囲で変化する為に南中高度が変化する)の分離が困難となるが、南半球にあるという利点から、長周期変動を探る為の補助データとして使用可能と考える。

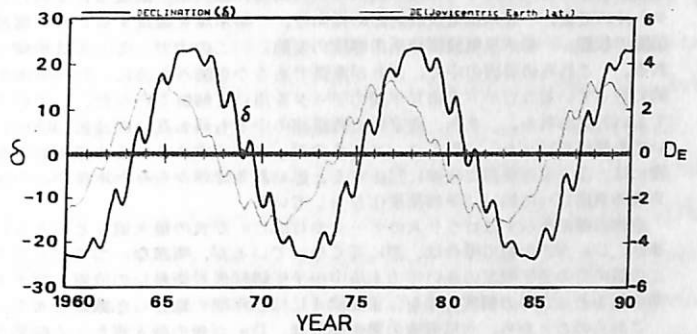


図1. 木星の赤緯の変化

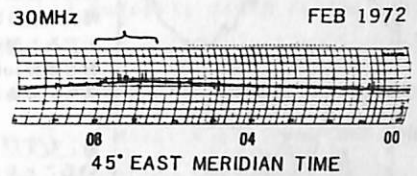


図2. 木星デカメータ波放射受信例

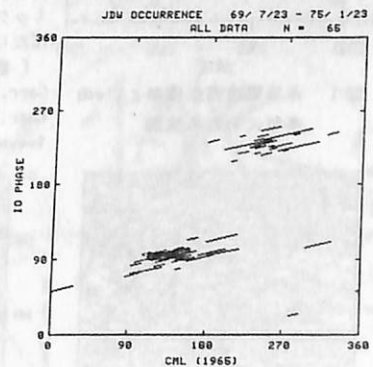


図3. 昭和基地での出現特性

今井 一雅

高知工業高等専門学校 電気工学科

1. はじめに 木星デカメートル波放射の発生頻度には、多年にわたる変化があることは、従来の観測から明らかとなっている。我々の観測においても、1976年の最初の観測の年から今年までの8年間に急激に発生頻度が変化しており、特に最高と最低の差は隔世の感がある位大きい。そこで、その発生頻度の変化が何によるものであるかを調べる為に、多年にわたって蓄積されている国外の木星電波観測データの解析を行ってみた。

2. 発生頻度とDe 木星電波の年オーダーの発生頻度を左右する要因として次のようなものが考えられる。①木星電波放射源へのエネルギーの注入の大きさ(衛星Ioの火山活動度も含まれる)。②木星電波放射源のダイナミックスペクトルの変動。③木星電波放射源の指向性。④木星を離脱するときの電波伝搬の状態。⑤地球に到達する際の電波伝搬の状態。⑥木星電波観測系の感度の変動。この中で、③、④は地球から見たビームパターンと考えてよいと思われる。これらの要因の中で、どれが重要であるかを調べる為に、7~40MHzのDynamic Spectrum観測を同じ観測系で定期的に行っているコロラド大の15年間のデータを用いて解析を行った。このデータを用いる場合、⑥については考えなくてよいと思われる。また、固定周波数観測の中でも最も高い周波数(30MHz)をカバーするテキサス大の観測データについても解析を行った。図1に、これらのデータから求められる木星電波発生確率の多年にわたる変化を示す。図1上段には、③、④の要素に密接に関係すると思われる地球からみた木星中心のDeclination(木星赤道面に対する木星・地球方向の角度)Deの約11.9年周期変化を示している。

全体の様相を示すコロラド大のデータからはDeが負の最大値をとるときに発生確率が最小となっていることがわかる。また、Deが正の値の場合は、逆に高くなっているが、明確な一つのピークではないことがわかる。図2には、Deが正の値の時の発生頻度の高い年の木星中央子午線経度対衛星Ioの位置に関する頻度分布を示す。図3には、Deが最も負の値をとった年の頻度分布を、また図4には15年間の総合した頻度分布を示す。

これらのことから、木星電波の発生頻度は、Deが負の最大値をとる時期の前後2、3年は急激に落ちていることがわかり、発生頻度とDeとは密接な関係を持っていることがわかる。これについては、いくつかの論文によりすでに指摘されていることであるが、重要なのは図2、3を比較したらわかるように、Deが負の最大値をとる時期には、衛星Ioに依存する電波源だけが残っていることである。これは、図1のテキサス大の30MHzの発生確率がこの時期にはほとんど変動していないことから、衛星Ioに依存する電波源の特徴である高い周波数成分は、Deには余り影響を受けないと考えられる。しかし、Io Phase上でみた発生頻度のピークの位置は、Deの変化に対応して正弦的に変化しており衛星Ioに依存する電波源の中には、ビームパターンがDeによって変動するものがあることを示している。

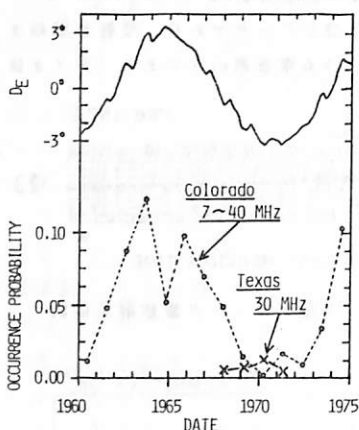


図1 木星電波発生確率とDeの多年にわたる変動

3. むすび 木星デカメートル波放射の発生頻度は、Deに密接に関連していることを追認することができた。しかし、衛星Ioに依存する放射の中で30MHz前後の高い周波数の成分はDeには余り影響がなく、逆に衛星Ioに依存する放射の発生頻度のピークとなるIo PhaseについてDeの効果があるという相反する事実がわかった。これは、木星電波放射源モデルを考える上で、ダイナミックスペクトル及びビームパターンとDeとの対応を十分考慮に入れなければならないことを意味している。

【参考文献】

Carr, T.D. and Desh, M.D.: Jupiter, pp.693-737, Univ. Arizona Press(1976)
Carr, T.D., Desh, M.D., and Alexander, J.K.: Physics of the Jovian magnetosphere, pp.226-284, Cambridge Univ. Press(1983)

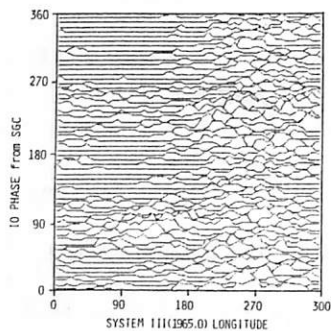


図2 1963年の発生頻度分布 (総event数: 430)

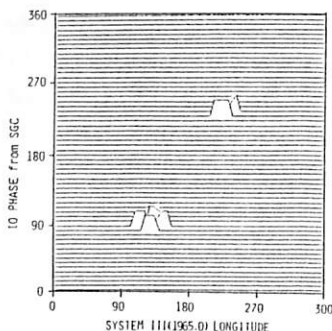


図3 1970年の発生頻度分布 (総event数: 3)

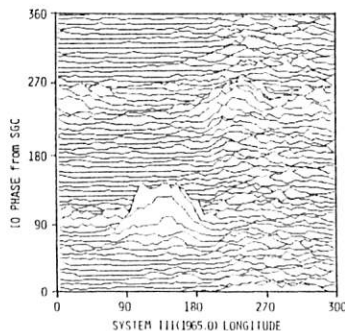


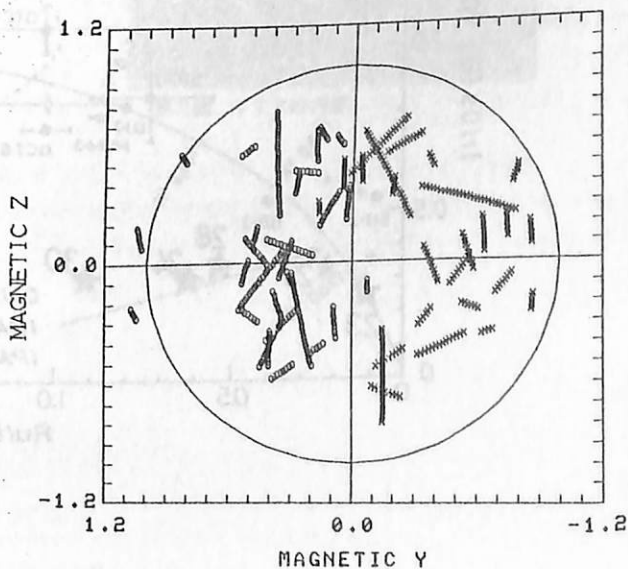
図4 15年間の総合した発生頻度分布 (総event数: 2221)

A POSSIBLE ROLE OF IONOSHEATH PLASMA CONVECTION IN THE WAKE OF VENUS IN THE FORMATION OF IONOSPHERIC HOLES

K. Marubashi (Radio Research Laboratories)
 J. M. Grebowsky and H. A. Taylor, Jr. (NASA/GSFC)
 J. G. Luhmann (UCLA)
 A. Barnes (NASA/Ames Res. Ctr.)

Magnetic field structures are analyzed for both the ionospheric hole region and the ionosheath-ionosphere interaction region of the nightside of Venus, in search of possible coupling between these two regimes. A solar wind-magnetic coordinate system based on the directions of the solar wind and the IMF is found to best order the data, allowing consistent superposition of observational data from individual PVO orbits. The main findings are: (1) ionospheric holes form in a zone of $\pm 45^\circ$ magnetic latitude covering possibly the entire nightside local time range; (2) the magnetic field within the holes is stable and strong, and its direction is determined by the IMF direction, being consistent with the field line draping concept; (3) the magnetic field direction in the holes, particularly those near the terminator, show evidence for the existence of strong ionosheath flow toward the anti-solar meridian in the direction parallel to the magnetic equatorial plane; and (4) such ionosheath plasma convection is further evidenced by the distribution pattern of the average magnetic field in the ionosheath. Together these results strongly indicate that the ionosheath plasma flow in the wake region plays an important role in forming the ionospheric holes, through deformation of the ionopause on the nightside of Venus. The above results are combined in a model of the three dimensional magnetic field structure around the ionosphere of Venus.

(Figure) Locations of 55 selected holes projected on the SWM coordinate Y-Z plane, presenting a view looking from the night-side. The IMF is in the direction parallel to the X-Y plane, pointing toward the positive Y direction. The magnetic field polarity within the holes is indicated with crosses for positive (sunward) B_x component and with circles for negative (tailward) B_x component.



彗星間塵と、高温凝縮物

山越 和雄 (東大宇宙線研究所)

炭素質コンドライト中の金属内包物の分析がいくつか試みられ、高融点元素が濃縮されていることが報告されている。川辺ら(1)は、Murchison中の微量のインクルージョン(SH-2)などの分析を行い、(Ir/Os)-(Ru/Os) plotを思いつき、Palme & Wlotzka(1976)の計算値と比較させた(2)

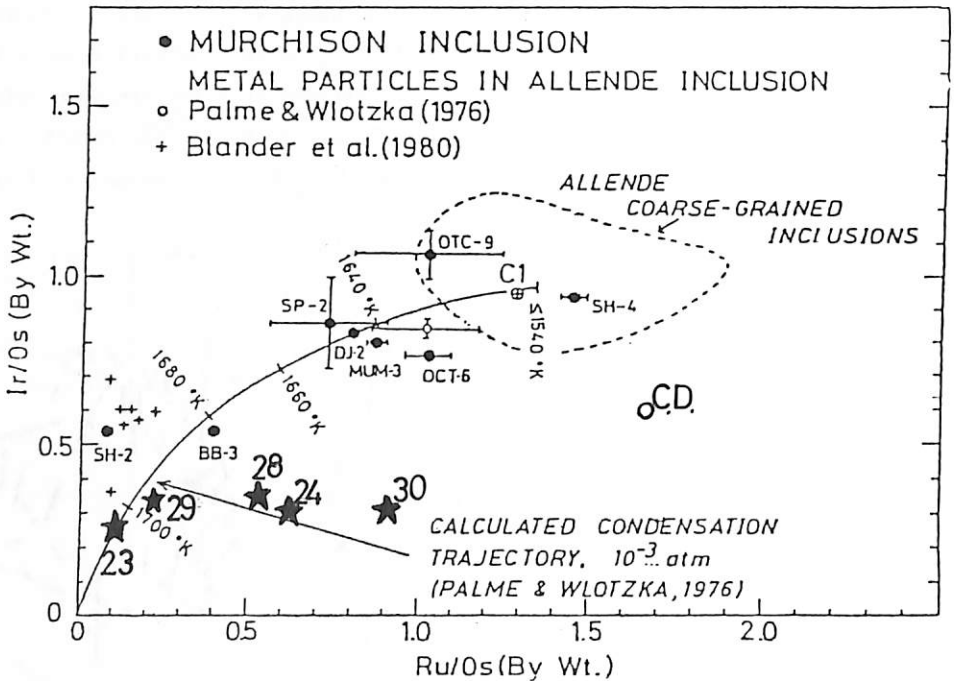
筆者は、従来、洋海底堆積物より抽出したスフェール類のうち、特に鉄質の大粒のものとの分析、高融点元素及び、これらの同位体比を求めた仕事を続けている(3)

この研究では、(Ir/Os)-(Ru/Os) plotを、川辺らのダイアグラムと比べしてみた

C.D.とis.同時測定した陨鉄 Canyon Diabloである

彗星間塵は、原始太陽系星雲が凝縮した際と、あと一回、高温で大気圏に突入し、大気との摩擦熱で加熱蒸発すると、計2回(形成された彗星形成の素材とすると、あんなに更に...)は、熱形成の影響を受けているスフェール類の組成から、過去の熱史を予想してみたいと考えている。

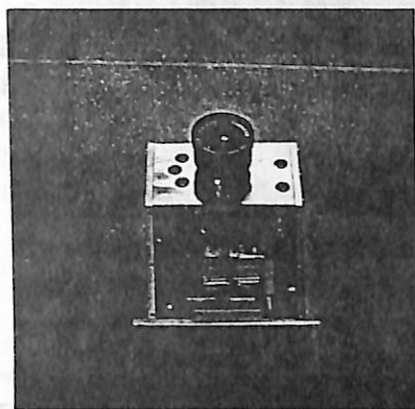
- (1) 川辺, 田中, Anders 他
地球化学会予稿集(1982)
- (2) EPSL 61(1982) 1.
- (3) 16th Lunar Planet. Symp. ISAS(1982)



S-520-6号機 MINIX実験 — VTRによる子ロケット分離の撮影 —

賀谷信幸（神大工），松本 絃（京大超高層），木村磐根（京大工），宮武貞夫（電通大）
松本治弥（神大工），大林辰藏（宇宙研）

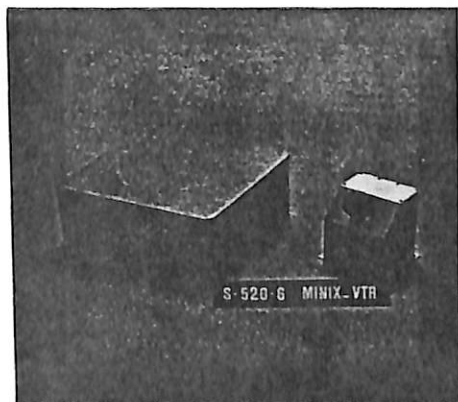
大電力マイクロ波と電離層プラズマとの相互作用の研究のために、本年8月29日S-520-6号機によりMINIX実験（Microwave Ionosphere Nonlinear Interaction experiment）を行った。すべての搭載機器，地上観測はすべて正常に作動し，初期の目的の実験をすべておこなうことができた。本実験は大きく二つの実験に分けられ，一つは親子ロケット（親子ロケットにマイクロ波送信機，子ロケットに観測器が搭載された。）を結合した状態で側方のマイクロ波送信機により，Near Fieldにおける物理現象の観測を行い，次に親子ロケットを分離し，上方マイクロ波送信機を用いて，マイクロ波強度の異なる地点での物理現象の観測を行った。この時ロケットの位置，速度，姿勢のデータが重要になる。S-520-6号機で，相乗り実験として回収がおこなわれた。そこで，テレビカメラで子ロケットを撮影し，VTRを回収する試みがなされた。搭載したテレビカメラは日立社製MOSカラーカメラ，VTRは松下社製NV-8420の市販品をロケット搭載用に改良した。改良後の写真を第1～3図に示す。回収は順調に行われ，子ロケット分離の撮影に成功した。今後，画像を処理することにより子ロケットの状態を把握し，マイクロ波と電離層プラズマの相互作用の解明に役立たせる予定である。



第2図 カメラの内部構造



第3図 VTRの内部



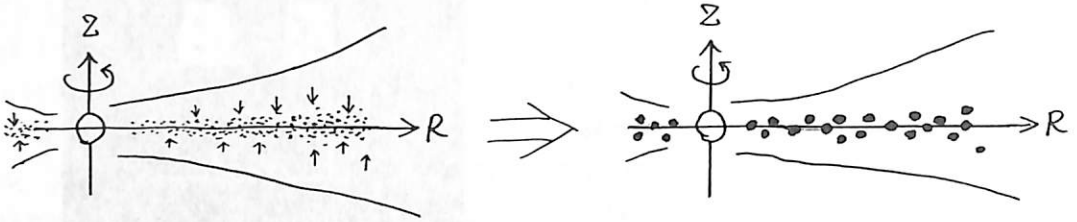
第1図 搭載したVTRとカメラ

微惑星形成の初期条件

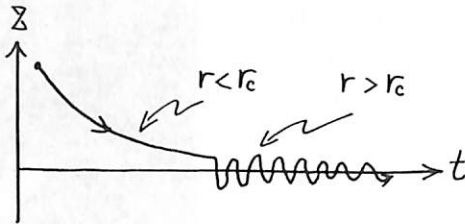
—— ダストの最終成長サイズ ——

中川 義次・関谷 実 (京大・理)

惑星の卵となる微惑星は、太陽系星雲内のダストが沈殿集積したダスト層の重力分
裂により誕生するものと考えられている(下図)。



ダスト層が重力分裂をおこすためには、層内の密度が Roche 密度 ρ_R に達するまで、
ダストの沈殿集積が進行しなければならぬ。ダストは沈殿の途中、互いに衝突付着して
成長するが、層内の密度が ρ_R に達する前にダストのサイズ r がある臨界サイズ r_c に
達してしまうと、ダストは星雲の中心面をつまぬけて振動を始め沈殿が進行しなくなる(下図)。



漸く振動が減衰し層内の密度が ρ_R に近づく頃に、ダストが既に巨視的な小天体まで成
長してしまうことになり、結局ダスト層の重力分裂を経ずに惑星形成が行われること
になり、上述の従来の考え方は大きな変更を受けることになる。

果して微惑星形成に際して、ダスト層の重力分裂は本生におこったのかどうか、この奥
を明らかにするために、我々は層内の密度が Roche 密度 ρ_R に達するまでにダストが衝突
付着によってどの程度の大きさまで成長し得るのかを調べた。その結果を報告する。

深海底堆積物中の地球圏外物質 — I

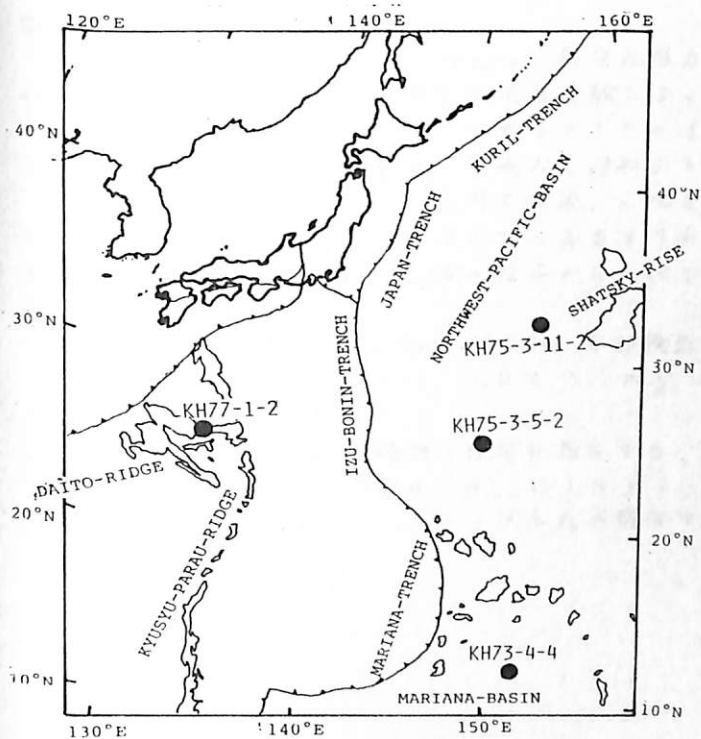
— 希ガス同位体比からの証拠 —

高柳昌弘*・佐主繁男・小嶋 稔
(東大理)

太平洋、大西洋の深海底堆積物に含まれる He の同位体比を測定した結果につき報告する。

これまで、4ヶ所で採集された(太平洋: KH-75-3-5, KH-75-3-11, 大西洋: Leg 43-386, Leg 43-387) コアにつき測定した結果、中部太平洋のコア (KH-75-3-5) はニヶともきわめて高い $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比 (3×10^{-5} , 1.2×10^{-4}) を示した。又、他の試料は、いずれも 10^{-5} 以下である。太平洋のコアは、ほぼ現代 ($< 10^6 \text{ yr}$)、大西洋のコアは白亜紀と推定される。

以上の結果は、太平洋のコア (KH-75-3-5) に、若干の地球圏外物質、たとえば隕石や宇宙塵等—が混入したと考えれば説明可能である。因みに、Pesyanoe (aubrite) のような物質が混入したと仮定すれば、ほぼ 100 ppm 程度の混入を仮定すれば、観測された $^3\text{He}/^4\text{He}$ の値を説明することが可能である。深海底の堆積速度がきわめて遅いことを考えれば、この程度の地球圏外物質の濃縮混入は、必ずしも不可能ではなからう。他方、他のコアに $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比異常が見出されなかった理由として、(i) He が逃げてしまった(とくに年代の古い白亜紀コアの場合)、(ii) 堆積速度が早いため、地球圏外物質の濃縮が目立たない等の理由が考えられるかもしれない。今後さらに詳細な研究を続ける予定である。



LOCATION MAP of CORING SITE

佐藤 高晴
阪大基礎工

熱ルミネセンスによる年代測定においては、光照射による信号強度の減少について多くの報告がある。ここでは、ESRによって年代測定する際の光照射の影響について中間報告を行なう。

試料は、深海底堆積物柱状試料KH73-4-7中の、 $149\mu\text{m} \sim 250\mu\text{m}$ と、 $250\mu\text{m} \sim 503\mu\text{m}$ の粒径の浮遊性有孔虫化石それぞれ 150mg に、 $4 \times 10^4\text{ rad}$ の ^{60}Co による γ 線照射を行なったものと、アイラ火山灰中の $250\mu\text{m}$ 以上の石英粒子 250mg に $6 \times 10^4\text{ rad}$ の ^{60}Co による γ 線照射を行なったものを用いた。

光照射は、試料から 7cm 離れた 100W ワングステンランプによって行なった。

浮遊性有孔虫化石においては、7時間の露光で、それぞれ $31 \pm 3\%$ 、 $24 \pm 3\%$ 、信号強度が減少した。石英粒子においては、20時間で、元の 27% にまで減少した。

これらのことから、ESR年代測定法においては、試料準備や測定の際の短時間の弱い露光はほとんど無視できるが、強い露光や試料保管時の光の影響には、充分注意を要する事がわかった。

ブレイク イベントに対比された花野火砕流，
河頭火砕流のフィッシュ・トラック年代

高井真夫， 宮地六美
(九大理工) (九大教養)

南九州一帯には，数多くの火砕流堆積物と降下火砕流堆積物が分布する。これらは，これまで多くの研究者によって調査研究されている。しかしながら，火砕流堆積物の中には岩相の変化が著しいものがあり，また，侵食されやすく，後の新しい火砕流堆積物などに被われたりするため，露出が断片的になることもあり対比がむずかしいという問題がある。そのため，火砕流堆積物の名称も層序も研究者によって異なり統一されていない。

南九州の火砕流地域の火山層序を明らかにするには，これまで行われてきた層序学的，岩石学的，鉱物学的研究だけでなく，年代や古地磁気の測定も必要である。

鹿児島市には，鮮新世～現世に及ぶ数多くの火砕流堆積物と降下火砕流堆積物が分布しており，大木・早坂(1970)，大木(1974)により地質層序が報告されている。笠嶋ら(1980)は，本地域の花野火砕流(大木，1974)とその後下位の河頭火砕流(太田他，1967)がブレイク イベントに対比されると報告した。

著者らは，南九州の火山岩類，火砕流堆積物などのフィッシュ・トラック年代や古地磁気の測定を行なっているが，今回，花野火砕流(熔結凝灰岩)および河頭火砕流について，古地磁気(花野火砕流を測定)とジルコンのフィッシュ・トラック年代測定を行なった結果，かなり古い年代値が出たので報告する。

花野火砕流は，笠嶋ら(1980)によって測定された2地塊からそれぞれ古地磁気用の方位試料と年代測定用試料を採取した。河頭火砕流は，鹿児島市，河頭地域の道路沿いの露頭より試料を採取した。

自然残留磁気(NRM)の測定は，無定位磁気計で行ない，安定性については，最高600エルステッドまでの段階交流消磁実験によって検討した。

全試料のNRMを測定した後，一番まとまりのよい150エルステッドで全試料を消磁し，残留磁気を測定した。結果は，笠嶋ら(1980)と同様，逆帯磁を示す。

年代測定用のジルコンは，花野火砕流，2地塊とも約10kgの全岩を，また河頭火砕流については，約10kgの試料からパミスのみをとり出し，粉碎した後，タイラーの標準ふるいを用いて，60～200メッシュ間の粒子から，パンニング法，磁選，重液分離などにより得た。

測定方法は，grain-by-grain 外部検出法で求められた。

その結果は，花野火砕流は， 1.0 ± 0.1 m.y. と 0.9 ± 0.1 m.y. ，河頭火砕流は， 1.0 ± 0.3 m.y. であった。

この年代は，松山逆磁極期の後期に相当する。

最近，宮地(1982; 1983a, b, c)により，南九州の火山岩類，火砕流堆積物などのジルコンのフィッシュ・トラック年代が報告されているが，今回の年代値は，それらのデータとも矛盾しない。

磁気異常地域(東北~北海道)の空知、南幌試 錐で得られた火山岩の⁴⁰Ar-³⁹Ar年代測定

滝上 豊 瀬川 爾郎 野津 憲治
(東大・宇宙線研) (東大・海洋研) (筑波大学)

東北~北海道にかけての太平洋側で大きな正の磁気異常があることは良く知られている。1971, 1973に石油開発公団により、この磁気異常地域中の空知、南幌について試錐が行なわれた。(図1参照) 深さ3705m(空知), 4265m(南幌)の地点より、それぞれmetabasalt, meta doleriteが得られた。これらの岩石学的特徴は樺戸山地の火山岩と似ており、化石より時代は白亜紀以前とされ、磁気異常をになら基盤岩ではないかと思われた。しかし、試錐の磁氣的性質を調べ、岩石学的特徴などと共に考察した結果、磁気異常を説明する決定的な結論は得られなまま現在にいたっている(Segawa and Furuta, 1978)。

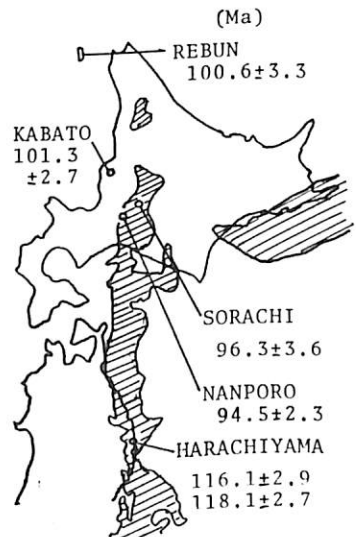
本研究では、これらの試錐と、また、岩石学的に似ていると思われる他の3地点(礼文島、樺戸山地、北上原山地)の火山岩について⁴⁰Ar-³⁹Ar年代測定と⁸⁷Sr/⁸⁶Sr同位体比を測定した。⁴⁰Ar-³⁹Ar年代測定法では、Age Spectrumより、いずれも信頼すべきplateau年代が求まり、105±15Maで一致した。(図1) またRb, Srの含有量を×RFで測定し、得られた年代と測定した⁸⁷Sr/⁸⁶Sr同位体比より、⁸⁷Sr/⁸⁶Sr初生値を求めた。結果を表1に示す。これらの初生値は、東北日本第四紀火山岩の値(0.7028-0.7095)と一致する。また、化学分析の結果、これらの岩石はいずれも安山岩質火山岩であることがわかった。このように、空知、南幌を含めた礼文島~北上山地にかけて一直線上に分布する火山岩は、年代が一致し、化学分析やSr同位体比などの結果より、白亜紀のサブダクションに関連する火山帯の岩石であることがわかった。海洋性起源のものではないかという説もあったが、そのような結論は得られなかった。

これらの岩石で磁気異常を説明しようとするならば、横20km、厚さ10kmぐらいの量が必要であることがわかっていてる。(Segawa and Furuta 1978) 従って、この白亜紀の火山活動は現在と異なり非常に大規模な活動でなければならぬ。しかし、他の礼文島など地点からは2~3kmぐらいの厚さしか推定されていない。そこで、これらの岩石の下に磁気異常を説明する別の岩石が存在していることも考えられる。

(表 1)

	⁸⁷ Sr/ ⁸⁶ Sr 測定値	⁸⁷ Sr/ ⁸⁶ Sr 初生値
SORACHI	0.70449±0.00005	0.7041±0.0002
NANPORO	0.70413±0.00005	0.7035±0.0003
REBUN	0.70403±0.00005	0.7034±0.0003
KABATO	0.70451±0.00005	0.7040±0.0004
HARACHIYAMA	0.70477±0.00005	0.7042±0.0002

(⁸⁷Sr/⁸⁶Sr測定は野津による)



(図 1)

//// は正の磁気異常