第 75 回講演会

講　演　予　稿　集

昭和59年 5 月 8 日㈫〜10日㈭

於　日 本 教 育 会 館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第75回総会・講演会プログラム

日　　時　　昭和59年5月8日(火)〜10日(木)

場　　所　　日本教育会館　8階　会議室

東京都千代田区一ツ橋2—6—2

TEL　(03)230—4436

		9　10　11　12	13　14　15　16　17　18
5月8日	Ⅰ	大気組成・放射	ULF / 電離層・電離圏(1)
	Ⅱ	宇宙線(1)	ロケット・シャトル・衛星実験
	Ⅲ	主磁場永年変化 / 磁気異常	テクトノマグネティズム / 電気伝導度
5月9日	Ⅰ	電離層・電離圏(2) / ポスターセッション	特別講演 / 総会 / 懇親会
	Ⅱ	極域・オーロラ現象 / ポスターセッション	特別講演 / 総会 / 懇親会
	Ⅲ	宇宙線(2) / ポスターセッション	特別講演 / 総会 / 懇親会
5月10日	Ⅰ	磁気圏構造	電離圏・磁気圏相互作用
	Ⅱ	太陽・惑星	中層大気力学 / 惑星間空間
	Ⅲ	古地磁気	同位体・隕石 / 太陽系の起源

*指定時間を厳守して下さい。(講演10分，討論2分)

*各会場ともスライドプロジェクター，オーバ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。

(今回はイーゼルが使用できません)

第1日目　　5月8日（火）

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	大気組成・放射 **座長　藤原玄夫（九大理）**	
9:30	I 1　南極昭和基地での大気NO_2観測－速報－：柴崎和夫（東大理）	
9:42	I－2　新しいオゾン層の観測法：太陽紫外線散乱光のLimb－Scanによる垂直分布決定：有賀　規（電波研）・D. F. Heath（NASA GSFC）	**宇　宙　線（1）** **座長　森　　覚（信大理）**
9:54	I－3　成層圏NO_2の国際比較観測：小川利紘・岩上直幹（東大理）	II－1　宇宙線日変化異方性の方向分布：北村正亟（気象研）
10:06	I－4　夜間大気光の同時ロケット観測：中村正年・高野元春（筑波大物理）・田鍋浩義・嵩地　厚・宮下暁彦（東京天文大）・小川利紘・岩上直幹（東大理）・鈴木勝久（横浜国大教育）	II－2　磁気嵐主相時宇宙線強度増加の地方時非対称性：奥谷晶子・和田雅美（理研）・小森博夫（東京水産大）・P. タンスカネン・H. カナネン（オウル大）
10:18	I－5　成層圏エアロゾル層の減衰係数の波長依存性：内野　修・穐田　巌（気象研）・藤原昇・藤原玄夫（九大理）	II－3　^{3}He rich solar flare events：桜井邦明（神奈川大工）・S. Biswas and S. Ramadurai（TIFR, Bombay）
10:30	I－6　流星雨に伴うナトリウム層の変化：富田二三彦・上山　弘（東北大理）	II－4　宇宙線モジュレーションに於けるドリフト効果の理解：門倉　昭・西田篤弘（宇宙研）
10:42	I－7　吸光分光法による大気中NO_2成分量の観測（IV）：木山喜隆・斎藤文一（新潟大理）	II－5　宇宙線嵐の数値モデリング：門倉　昭・西田篤弘（宇宙研）
10:54	休み	休み
	座長　岡野章一（東北大理）	**座長　奥谷昌子（理研）**
11:06	I－8　上層大気の酸素原子と夜光（IV）－5577Å輝線の強度：斎藤文一（新潟大理）	II－6　宇宙線強度と太陽風：藤本和彦（名大理）・小島浩司（名保衛大）・村上一昭・長島一男（名大理）
11:18	I－9　対流圏バックグラウンドNOxの航空機観測：近藤　豊・岩田　晃・高木増美・森田恭弘（名大空電研）	II－7　ニュートラルシートの位置による宇宙線南北非対称性の変動：宗像義教（中部大工）・柴田祥一（名大理）・袴田和幸（中部大工）・森　覚（信大理）・長島一男（名大理）

第　Ⅲ　会　場	備　考	開始時間
		9:30
		9:42
主磁場・永年変化		
座長　本　蔵　義　守（東工大理）		
Ⅲ−1　結合円板ダイナモにおける磁場逆転の統計的性質（2）：**清水　誠**・**本蔵義守**（東工大理）		9:54
Ⅲ−2　Nディスク・ダイナモ系の示すカオス（Ⅲ）ーハイパーカオスとリヤプノフ次元ー：**三浦輝夫**・**甲斐　透**（大阪市大理）		10:06
Ⅲ−3　Gauss 係数の永年変化：**行武　毅**（東大震研）		10:18
Ⅲ−4　堆積物の記録した地磁気変化（Ⅲ）ー磁化記録の診断法ー：**兵頭政幸**・**安川克己**（神戸大理）		10:30
Ⅲ−5　西南日本付近における過去11,000年間の地磁気変化：**兵頭政幸**・**安川克己**（神戸大理）		10:42
休　み		10:54
磁　気　異　常		
座長　田　中　良　和（京大理）		
Ⅲ−6　ソロモン海における地磁気異常について：**上嶋正人**・**乗船研究者一同**（地質調査所）		11:06
Ⅲ−7　南海トラフ周辺の地磁気3成分測定：**松原由和**（神戸大自然科学）・**今吉　隆**・**伊勢崎修弘**（神戸大理）		11:18

第１日目　　　　　５月８日（火）

開始時間	第　I　会　場	第　II　会　場
	大気組成・放射（続き）	**宇宙線（1）（続き）**
11:30	I−10　成層圏NO密度の日変化の観測：近藤豊・岩田　晃・高木増美（名大空電研）・W. A. Matthews（DSIR, NZ）	II−8　磁場のゆらぎによる宇宙線の散乱が恒星時日変化に及ぼす影響について：安江新一（信大理）・森下伊三男（岐阜歯大）・長島一男（名大理）
11:42	I−11　成層圏エアロゾルの光学的特性：広野求和・藤原　昇・藤原玄夫（九大理）・柴田隆（九大工）	II−9　宇宙線強度日周変化の higher harmonics：森下伊三男（岐阜歯大）・森　覚（信大理）・長島一男・上野裕幸・藤本和彦・藤井喜次郎（名大理）
11:54	I−12　340nm後方散乱による成層圏エアロゾル，YAG Lidar による観測結果との比較：柴田　隆・前田三男（九大工）・内野修（気象研）・藤原　昇・藤原玄夫・広野求和（九大理）	II−10　宇宙線中性子計による宇宙線異方性の観測：千葉敏躬・高橋八郎（岩手大教育）
12:06	I−13　YAGライダーによる成層圏探査：藤原玄夫・藤原　昇・広野求和（九大理）	
12:18	I−14　雷雲の帯電シュミレーション：牧野雅彦（京大理）	

第１日目　　　　　５月８日（火）

開始時間	第　I　会　場	第　II　会　場
	ＵＬＦ **座長　北村泰一（九大理）**	**ロケット・シャトル・衛星実験** **座長　森岡　昭（東北大理）**
13:30	I−15　Pi2型脈動の伝搬特性：桜井　亨（東海大工）・福西　浩（極地研）・A. HUNTER（UNIV. of LUNCASTER）	II−11　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（宇宙研）
13:42	I−16　惑星空間−磁気圏境界領域におけるPc3帯波動特性：友村　清・桜井　亨（東海大工）	II−12　南極ロケットS−310JA−7により観測された低周波波動の相互相関解析：森　弘隆（電波研平磯）・佐川永一・小川忠彦（電波研）・小川俊雄（京大理）
13:54	I−17　広域多点同時観測に基づくPc3脈動の発生及び伝播機構について：湯元清文・斎藤尚生（東北大理）・CINPULF観測グループ・MILCULF観測グループ	II−13　S−520−6号機MINIX実験−Ohmic Heating−：賀谷信幸（神大工）・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（神大工）・長友信人・大林辰蔵（宇宙研）
14:06	I−18　アイスランド・昭和共役点で観測されたPc1とPg脈動の特性：福西　浩・佐藤夏雄（極地研）・国分　征（東大理）・Th. Saemundsson（Univ. of Iceland）	II−14　S−520−6 MINIX実験−マイクロ波による非線形波動の励起−：宮武貞夫・小菅理（電通大）・賀谷信幸（神大工）・松本紘（京大超高層）・木村磐根（京大工）

午　　前(続き)

第　Ⅲ　会　場	備　　考	開始時間
磁　気　異　常(続き)		
Ⅲ−8　北アナトリア断層帯西部域における全磁力異常と岩脈モデル(1)：**渡辺修夫**・**本蔵義守**・**田中秀文**(東工大理)・**大志万直人**(日大文理)・**A. M. Isi Kara**(イスタンブール大)		11：30
Ⅲ−9　MAGSATデータから求めた磁気異常図Ⅱ：**柳澤正久**(宇宙研)・**河野　長**(東工大理)		11：42
		11：54
		12：06
		12：18

午　　後

テクトノマグネティズム		
座長　森　　俊　雄(気象研)		
Ⅲ−10　DIF計による地磁気3成分絶対値連続観測の試み(2)：**本蔵義守**・**久保俊一**・**渡辺俊文**(東工大理)		13：30
Ⅲ−11　伊豆半島東部地域の全磁力観測−1983年4月〜1984年3月−：**石川良宣**・**笹井洋一**(東大震研)		13：42
Ⅲ−12　三宅島噴火に伴なう全磁力変化：**中川一郎**・**笹井洋一**・**歌田久司**・**石川良宣**・**小山茂**(東大震研)・**大地　洸**・**徳本哲男**(地磁気観)		13：54
Ⅲ−13　地殻活動域における自然電位の時間変化−山崎断層及び鳥取県中部域−：**宮腰潤一郎**(鳥取大教養)		14：06

第１日目　　　　　　５月８日（火）

開始時間	第　Ⅰ　会　場		第　Ⅱ　会　場	
	ＵＬＦ（続き）		**ロケット・シャトル・衛星実験（続き）**	
14:18	Ⅰ−19	Pg脈動の共役多点観測：利根川豊（東海大工）・福西　浩（極地研）・A.Hunter（ランカスタ大）	Ⅱ−15	S−520−6号機子ロケットの姿勢測定：遠山文雄・永井孝美・中本政実（東海大工）
14:30	Ⅰ−20	高緯度に於けるPi 2脈動の偏波特性：樋口喜啓（山形大工）	Ⅱ−16	SEPAC／SPACELAB−1.実験成果（序報）：大林辰蔵 他SEPACチーム
14:42	Ⅰ−21	福島の定理のＵＬＦ帯への拡張：非一様電離層の場合：糸長雅弘・北村泰一（九大理）	Ⅱ−17	SEPAC 実験における帯電と放電現象：佐々木進・SEPAC TEAM（宇宙研）
14:54	Ⅰ−22	磁気圏ＵＬＦ波動と高エネルギー電子降下：藤井良一（極地研）・小玉正弘（山梨医大）・河野　毅（理研）	Ⅱ−18	SEPAC電子ビームに伴う発光現象の観測：柳澤正久（宇宙研）・SEPACチーム
15:06	Ⅰ−23	Psc型磁気脈動の出現特性について：桑島正幸・角村　悟（地磁観）・福西　浩（極地研）	Ⅱ−19	SEPAC電子ビーム実験のコンピュータシュミレーション――粒子加速のメカニズム――：松本　紘・福地弘一（京大超高層）
15:18	Ⅰ−24	サブクレフト帯ドットPc1の発生環境：林　幹治（東大理）・AUVグループ	休　み	
			座長　宮　武　貞　夫（電通大）	
15:30	Ⅰ−25	Substorm effectとしてのPc1脈動―Non Periodic Pc1の特性：石田十郎・林　幹治（東大理）	Ⅱ−20	〝おおぞら〟（EXOS−C）の打上げと初期運用：伊藤富造（宇宙研）・大家　寛（東北大理）・小川利紘（東大理）・EXOS C観測班
15:42	Ⅰ−26	電離層上下で同時観測されたＳＣの解釈：荒木　徹・山田雄二（京大理）	Ⅱ−21	中間圏オゾン（おおぞら速報）：牧野忠男・山本博聖・関口宏之・内藤一郎（立教大理）
15:54	Ⅰ−27	地磁気脈動への高温電子の影響：浜端広充・並川富一（大阪市大理）	Ⅱ−22	成層圏エアロゾル，オゾンの衛星観測――「大空」観測速報――：高木増美・近藤　豊・岩田　晃（名大空電研）
16:06	Ⅰ−28	磁気圏尾部に於ける反磁性ドリフトアルフベン波の特性：三浦　彰・玉尾　孜（東大理）	Ⅱ−23	科学衛星「おおぞら」による大気周縁赤外分光観測：松崎章好・中村良治・伊藤富造（宇宙研）

午　　後（続き）

第　Ⅲ　会　場	備　　　考	開始時間
休　み		14：18
電　気　伝　導　度		
座長　瀬　戸　正　弘（東北工大）		
Ⅲ−14　海底プロトン磁力計の開発：**中埜岩男**・**江村富男**（海洋科学技術センター）		14：30
Ⅲ−15　ELF−MT用データ処理装置について：**歌田久司**・**中川一郎**・**小山　茂**・**行武　毅**（東大震研）・**大西信人**・**関根康弘**（ガウス㈱）		14：42
Ⅲ−16　山崎式比抵抗変化計の製作と御前崎における試験観測：**大志万直人**（日大文理）・**本蔵義守**（東工大理）・**田中　穣**（地理院）		14：54
Ⅲ−17　東海沖での海底地磁気観測結果の解析：**浜野洋三**・**行武　毅**（東大震研）・**瀬川爾朗**・**浅岡達史**（東大海洋研）・**歌田久司**・**中川一郎**・**笹井洋一**（東大震研）		15：06
Ⅲ−18　三宅島におけるELF・VLF−MT観測結果：**歌田久司**・**笹井洋一**・**中川一郎**・**石川良宣**・**浜野洋三**（東大震研）		15：18
Ⅲ−19　電磁気学的手法による阿蘇火山の地下構造の研究（Ⅱ）：**田中良和**（京大火山研）・**半田　駿**・**鈴木　亮**（佐賀大教養）		15：30
休　み		15：42
座長　歌　田　久　司（東大震研）		
Ⅲ−20　ELF−MT法による活断層探査 ── 西山断層，中央構造線 ──：**下泉政志**・**山田雄一**・**北村泰一**（九大理）		15：54
Ⅲ−21　北海道東部地域における電磁気観測 ── 地磁気変化 ──：**地殻比抵抗研究グループ**・**森　俊雄**（気象研）		16：06

開始時間	第 Ⅰ 会 場	第 Ⅱ 会 場
	Ｕ Ｌ Ｆ（続き）	ロケット・シャトル・衛星実験（続き）
16:18	Ⅰ−29　ダイポール座標におけるポロイダル・アルベーンモード：村田宏雄（兵庫医大）	Ⅱ−24　EXOS−C衛星による中間紫外大気光観測：鈴木勝久（横国大）・小川利紘・門倉真二（東大理）
16:30	Ⅰ−30　Effects on the Anisotropic Conducting Ionosphere on Localized Incidence of the Shear Alfvén Wave.：藤田　茂（地磁気観）	Ⅱ−25　EXOS−Cによる低エネルギー粒子の観測 —速報— ：賀谷信幸（神大工）・向井利典・久保治也（宇宙研）・松本治弥（神大工）・伊藤富造・平尾邦雄（宇宙研）
16:42	休　み	Ⅱ−26　〝大空〟による高エネルギー粒子観則：永田勝明（玉川大工）・村上浩之・中本　淳・佃　正昊（立教大理）・菊池　順・道家忠義（早大理工研）・河野　毅（理研）・長谷部信行（愛媛大教養）
	電離層・電離圏（1） 座長　小　川　忠　彦（電波研）	
16:54	Ⅰ−31　多チャンネルMEMによるＨＦＤデータの動的スペクトル解析：柴田　喬・奥澤隆志（電通大）	Ⅱ−27　EXOS−Cによる電子温度測定：小山孝一郎・平尾邦雄（宇宙研）
17:06	Ⅰ−32　台風に伴うＨＦ−ドップラー変動（Ｉ）：奥澤隆志・柴田　喬（電通大）・一ノ瀬琢美（同志社大工）・HFD観測グループ	Ⅱ−28　EXOS−C NEIによる電離圏Ｆ領域の電子密度観測：高橋忠利・渡部重十・大家寛（東北大理）・渡辺勇三（宇宙研）
17:18	Ⅰ−33　電離層微小擾乱形態解明の一方法：筒井稔・権　五　暢（京大超高層）	Ⅱ−29　大空衛星搭載インピーダンスプローブのシース容量値特性：渡辺勇三（宇宙研）・高橋忠利（東北大理）
17:30	Ⅰ−34　電離圏（Ｆ領域）中性大気風は検出できたか—ＨＦドプラー法—：北村泰一・竹生政資・広重法道（九大理）	
17:42	Ⅰ−35　中波帯のEs層反射による近距離夜間波電界強度：満保正喜・長野　勇・深見哲男（金沢大工）・香川幸雄（石川工専）	
17:54	Ⅰ−36　ダクトから放射されたＶＬＦ波の電離層−大地間の伝搬特性：長野　勇・満保正喜・川端一也（金沢大工）	
18:06	Ⅰ−37　ホイッスラー分散の半年および１年周期変化：栗本計起・米沢利之（中部大工）	

午　後（続き）

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
電 気 伝 導 度（続き）		
Ⅲ−22　宮城県における地磁気短周期変化異常について：**瀬戸正弘**・**北村保夫**（東北工大）		16：18
Ⅲ−23　秋田県北鹿地域における試錐岩芯の比抵抗測定について（その２）：**奥山良俊**（秋田高専）・**乗富一雄**（秋田大鉱山）		16：30
Ⅲ−24　北アナトリア断層帯西部域の電磁気的構造（1）：**本蔵義守**・**田口善弘**・**渡辺修夫**・**田中秀文**（東工大理）・**大志万直人**（日大文理）・**A. M. Isikara**（イスタンブール大）		
Ⅲ−25　タヒチ島における地磁気変化異常の観測：**山口　覚**・**松原由和**（神戸大自然科学）・**井口博夫**・**松田准一**・**伊勢崎修弘**・**安川克己**（神戸大理）		16：54
		17：06
Ⅲ−26　電々公社の地中埋設ケーブルを利用した地電位観測：**森　俊雄**（気象研）		17：18
Ⅲ−27　電車ろうえい電流の性質について（Ⅱ）：**土井恵治**（京大理）・**住友則彦**（京大教養）		17：30
		17：42
		17：54
		18：06

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	電離層・電離圏(2) **座長　荒　木　　徹(京大理)**	**極域・オーロラ現象** **座長　福　西　　浩(極地研)**
9:12	I-38　電離圏D領域の冬季異常と中間圏の惑星波：**村岡良和**(兵庫医大物理)・K. Petzoldt, K. Labitzke(ベルリン自由大)	II-30　北極域におけるオーロラX線観測：**平島洋・村上浩之・奥平清昭**(立大理)・**藤井正美・西村　純・山上隆正**(宇宙研)・**小玉正弘**(山梨医大)・**江尻全機・宮岡宏・小野高幸**(極地研)
9:24	I-39　1982年7月の磁気嵐にISIS衛星によって観測された上側電離圏じょう乱：**相京和弘・西崎　良・松浦延夫**(電波研)	II-31　Dayside Auroraの形態から見たカスプオーロラについて：**鮎川　勝**(極地研)・**巻田和男**(拓殖大)・**国分　征**(東大理)
9:36	I-40　地磁気Sq場の遂日変化(IV)—等価電流系の時間変化—：**竹田雅彦・荒木　徹**(京大理)	II-32　オーロラ降下電子による中性大気の電離および励起：**櫛田　健・上山　弘**(東北大超高層)
9:48	I-41　Lunar control of equatorial dynamo：**前田憲一**	II-33　オーロラアークシステムの午後側多重構造ー2：**金田栄祐**(東大理)・**平尾邦雄**(宇宙研)
10:00	I-42　太陽マイクロ波電波バースト，軟X線放射とSITECの量的関係：**小川忠彦・大部弘次**(電波研平磯)	II-34　脈動型オーロラの発生機構：**山本達人**(東大理)
10:12	I-43　ISS-b TOPデータによって観測されるレゾナンススパイクの同定と衛星高度の電子密度について：**猪木誠二・相京和弘**(電波研)	II-35　IMF Byに制御されるPolar cap電流系の性質：**亀井豊永**(京大理)
10:24	I-44　Sporadic－E層のPartial Transparency特性について：**竹生政資・北村泰一**(九大理)	II-36　地磁気変動と電力線放射電磁界強度との関連性：**冨沢一郎・佐々木勇人・芳野赳夫**(電通大)
10:36		II-37　IMS磁力計チェーンのデータから推定したサブストーム電場・電流系：**上出洋介**(京産大理)・**CDAW磁場グループ**
10:48		II-38　3つの方法による高緯度電場推定の比較：**上出洋介**(京産大理)・K. B. BAKER(ジョンズ・ホプキンス大)・P. H. REIFF(ライス大)

第　Ⅲ　会　場	備　　考	開始時間
宇　宙　線（2） **座長　藤　本　和　彦（名大理）**		
Ⅲ-28　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 他（タスマニア大）		9：12
Ⅲ-29　ポジティブソーラーサイクルにおける宇宙線太陽時一日変化：藤井善次郎・長島一男（名大理）・J.Humble（タスマニア大）		9：24
Ⅲ-30　なぜ，坂下太陽時日変化が1981～83年に増大したか？：上野裕幸・藤井善次郎・藤本和彦・長島一男（名大理）		9：36
Ⅲ-31　宇宙線中性子強度恒星時日変化の長期変動：長島一男（名大理）・石田喜雄（福島大教）・森　覚（信州大理）・森下伊三男（岐阜歯大）		9：48
Ⅲ-32　宇宙線三次元球調和解析における第一次帯球調和成分及び第二次帯球調和成分の時間変化：高橋八郎（岩手大教育）・矢作直弘（岩手大人社）・長島一男（名大理）		10：00
Ⅲ-33　拡散－対流理論から見た宇宙線強度の太陽時半日変化について：長島一男・宗像一起（名大理）		10；12
		10：24
		10：36
		10：48

第2日目　　　　　　5月9日(水)

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	ポスターセッション	
11:00	磁気圏波動・計測器・室内実験	
	P-1　プラズマ速度分布函数の最小二乗法による推定：西田篤弘（宇宙研）	P-10　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　（Ⅲ）受信強度の相互相関解析：徳丸宗利・大家　寛・森岡　昭（東北大理）
	P-2　MUレーダーシステムの現状：MUレーダーワーキンググループ（代表　加藤　進）（京大超高層・京大工）	P-11　木星デカメータ電波，S-バーストの観測　（Ⅲ）微細構造の解明：永井智広・大家　寛・森岡　昭（東北大理）
	P-3　MS-T5搭載用Faraday Cup：小山孝一郎・赤井和憲・中沢和之・平尾邦雄（宇宙研）	P-12　AKRのスペクトラム構造 — fine スペクトラムと broadスペクトラム—：森岡　昭・大家　寛（東北大理）
	P-4　疑似ランダム信号によるイオンビームのコーディングと時間測定：早川　基・鶴田浩一郎・中村正人（宇宙研）	P-13　速度不均一性モード変換によるオーロラキロメートル波の起源：大家　寛・飯島雅英（東北大理）
	P-5　リシウムイオン銃の寿命延長の試み：中村正人・鶴田浩一郎・早川　基（宇宙研）	P-14　AKRの伝搬モード：橋本弘蔵（京大工）
	P-6　ロケットによる電場計測の計算機によるシミュレーション：鶴田浩一郎・早川　基・中村正人（宇宙研）	P-15　VLFトリガード エミッション理論の展望：大村善治（京大工）・松本　紘（京大超高層）
	P-7　起電力を持つ天体の電気的性質に関する実験的研究：佐々木　進・河島信樹（宇宙研）・長井　孝・堤井信力（武蔵工大）	P-16　沿磁力線イオン流のシェアが駆動する負抵抗型静電イオン波不安定：谷口治幸（東大理）
	P-8　衛星試験用磁気シールドルームの建設：平尾邦雄・鶴田浩一郎（宇宙研）・斉藤尚生（東北大理）・磁気シールド・ルーム建設ワーキンググループ・東北金属株式会社	P-17　Bow Shock 上流域における低周波波動の励起と〝Gyrophase Organized〟Ionの起源：星野真弘・寺沢敏夫（宇宙研）
	P-9　斜めイオノグラム観測装置の試作：阿保真・長沢親生・金木利之（都立大工）	P-18　飛翔体で観測されるLHR現象（1）—観測の形態の分類とその考察—：倉橋克典（名大空電研）

第2日目　　　　　　5月9日(水)

13:30	特別講演	エルチチョン噴火の大気への影響 ハレーすい星探査
15:30	総　　会	
17:30	懇 親 会	

午　前（続き）

第 Ⅲ 会 場		開始時間

ポスターセッション

11：00

P-19　日米共同テザーロケット実験データ解析結果：小山孝一郎（宇宙研）・西尾幸治(武蔵工大）・佐々木　進・河島信樹・平尾邦雄（宇宙研）

P-20　ISIS衛星によって観測された磁気嵐中の赤道えイオンホイスラ：渡辺成昭・恩藤忠典（電波研）

P-21　低緯度ホイッスラーの偏波の特性：中村義勝・恩藤忠典・渡辺成昭・村上利光（電波研）

P-22　ARCAD 3 衛星による Plasmaspheric ELF ヒスの方位測定：早川正士・田中義人（名大空電研）・F. Lefeuvre(LPCE，仏)

P-23　アーカード3号衛星上でのVLF局電波の Doppler Broadening 及び side band 構造：田中義人・田島真二・早川正士（名大空電研）

P-24　ELF Electromagnetic Waves Observed by ISEE-1 in the Low Altitude Polar Cusp：I. Nagano（kanazawa Univ）・B. T. Tsurutani, E. J. Smith（J. P. L.）・R. R. Anderson（Iowa Univ.)

P-25　1ビット相関によるVLF電波スペクトルの推定：岡田敏美・鰀目信三（名大空電研）

P-26　ELF - VLF放射の統計的特性：伊藤弘道・前沢　潔・渋谷仙吉（山形大理）・佐藤夏雄（極地研）

P-27　ELF - VLF放射の広域共役点・多点観測：佐藤夏雄（極地研）・極地研超高層グループ・共役点観測グループ・松戸　孝(電通大）・鎌田哲夫（名大空電研）・J. A. Holtet（オスロ大）

午後

広野求和（九大理）
平尾邦雄（宇宙研）

P-28　QPエミッション，地磁気脈動，CNAパルセーションのダイナミック変動：佐藤夏雄（極地研）・利根川　豊（東海大工）

P-29　北極域気球観測によるX線マイクロバーストと地上（ノルウェー，昭和基地）VLF放射との相関：山岸久雄・小野高幸・福西浩（極地研）・小島年春（電通大）・小玉正弘（山梨医大）・山上隆正（宇宙研）・村上浩之・平島　洋（立教大理）

P-30　ホイッスラの偏波特性Ⅱ：島倉　信（千葉大工）・岡田敏美・田中義人・早川正士（名大空電研）

岩　石　磁　気

P-31　日本海溝深海掘削試料の残留磁気：新妻信明（静岡大理）

P-32　サスペンジョン法による磁性粒子のキャラクタライゼーション ―深海底堆積物中の磁性粒子の含有量と磁気モーメント分布―：吉田彰二・桂　郁雄・笹嶋貞雄（京大理）

P-33　南極氷の残留磁気（Ⅰ）：船木　実・永田武（極地研）

P-34　島根県益田市・飯浦（いいのうら）〝じしゃく石〟の磁性（2）：堂面春雄（山口大教育）

P-35　Thellier 法における統計誤差の見積り：河野　長・田中秀文（東工大理）

P-36　リングコアを用いた岩石磁気測定システム：小山真人（東大震研）・新妻信明（静岡大理）

P-37　Titanomaghemite 相の残留磁化：近藤洋一・百瀬寛一（信州大理）

開始時間	第 Ⅰ 会 場	第 Ⅱ 会 場
	磁気圏構造	太陽・惑星
	座長　三浦　彰（東大理）	座長　湯元清文（東北大理）
9:12	Ⅰ-45　降下電子分布とビルケランド電流系の比較に基くオーロラ・オバールとポーラーキャップの基本構造：巻田和男（拓殖大）・飯島　健（東大理）	Ⅱ-39　2次元太陽風プラズマのダイナミック：鷲見治一・萩野竜樹（名大空電研）
9:24	Ⅰ-46　北向きIMFに伴うビルケランド電流系のIMF By依存性：飯島　健（東大理）・APL／JHUグループ	Ⅱ-40　ULF磁波を用いた太陽磁気圏のDIAGNOSTICS：斎藤尚生・湯元清文・田村忠義（東北大理）
9:36	Ⅰ-47　北向き惑星間磁場に伴う極冠域電流系と降下電子：国分　征・飯島　健（東大理）・巻田和男（拓殖大）	Ⅱ-41　太陽近傍での太陽風速度分布と磁場構造：袴田和幸（中部大工）
9:48	Ⅰ-48　大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係(Ⅲ)：中井　仁（牧野高校）・上出洋介（京産大計）	Ⅱ-42　非線形電磁流体波による強制的磁気再結合：坂井純一（富山大工）・T. Tajima（テキサス大）・F. Brunel（テキサス大）
10:00	Ⅰ-49　ポーラー・レインの入射フラックス量をコントロールする季節変化：巻田和男（拓殖大）・C. I. Meng（APL／JHU）	Ⅱ-43　太陽フレアーにおける電流ループの融合と粒子加速：T. Tajima，F. Brunel（テキサス大）：坂井純一（富山大工）・H. Nakajima，B. Dennis（NASA）・小杉健郎・甲斐敬造（東大野辺山）
10:12	Ⅰ-50　Field Aligned Currentによる磁気圏磁場の朝夕非対称Ⅱ：柳沢正久（宇宙研）・福島　直（東大理）	Ⅱ-44　磁気中性面近傍での爆発的静電場とそれに伴う爆発的粒子加速：坂井純一（富山大工）・T. Tajima（テキサス大）
10:24	Ⅰ-51　静止衛星高度の数Mev程度の捕捉粒子束の変動：山下喜弘	Ⅱ-45　非定常電流層のモデル：坂井純一（富山大工）・鷲見治一（名大空電研）
10:36	Ⅰ-52　ホール・テアリング不安定性とサブストーム開始機構：寺沢敏夫（宇宙研）	Ⅱ-46　TypeⅢバーストの成長と減衰：三宅　亘・大家　寛（東北大理）
10:48	休み	休み
	座長　国分　征（東大理）	座長　寺沢敏夫（宇宙研）
11:00	Ⅰ-53　速い磁気リコネクション過程と磁気圏サブストーム：鵜飼正行（愛媛大工）	Ⅱ-47　太陽粒子のコロナ域伝播 ―ひまわりSEM―：和田雅美・河野　毅（理研）・須田友重（気象研）

午　　前

第　Ⅲ　会　場	備　　考	開始時間
古地磁気		
座長　乙　藤　洋一郎（神戸大理）		
Ⅲ-34　フラックスゲート磁力計の駆動方式とノイズレベル：**山口公治**・**河野　長**・**小柳政彦**（東工大理）		9：12
Ⅲ-35　ペルー土器片へのShaw 法の適用：**河野長**（東工大理）・**上野直子**（東洋大文）		9：24
Ⅲ-36　Phosphatic nodule の磁化測定：**森永速男**（神戸大自然科学）・**井口博夫**・**安川克己**（神戸大理）・**池谷元伺**（山口大短期工）		9：36
Ⅲ-37　鍾乳洞内二次生成物の磁化から推定した地磁気の相対強度と安定同位体比から推定した古気温：**森永速男**（神戸大自然科学）・**井口博夫**・**安川克己**（神戸大理）		9：48
Ⅲ-38　支笏降下軽石堆積物に見られる更新世後期の地磁気エクスカーション：**広岡公夫**・**石原昭史**（富山大理）		10：00
Ⅲ-39　九州中西部・新世代岩の古地磁気（2）：**宗岡　浩**（海自・小月基地）・**堂面春雄**（山口大教育）		10：12
Ⅲ-40　フィリピン海プレート北縁地域の第四紀火山岩の古地磁気：**木川栄一**・**木下　肇**（千葉大理）		10：24
Ⅲ-41　中国黄土層のM／B境界：**西田潤一**（大谷大）・**鳥居雅之**（京大理）・**岳　楽平**（西北大地質系）・**孫　玨**（西北大地質系）・**河村善也**（愛知教育大）・**笹嶋貞雄**（京大理）		10：36
休　み		10：48
座長　西　田　潤　一（大谷大）		
Ⅲ-42　東北地方の第三紀溶結凝灰岩の古地磁気―東北日本弧の反時計回り運動について―**乙藤洋一郎**（神戸大理）・**松田高明**（姫路工大工）・**長尾敬介**（岡山理大理）・**能田成**（京都産大教養）		11：00

第3日目　　5月10日(木)

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏構造(続き)	**太陽・惑星(続き)**
11:12	I-54　磁気圏境界のケルビンーヘルムホルツ不定安：三浦　彰(東大理)	II-48　Critical velocity ionization に関する理論的考察(III)：町田　忍・安部隆士・寺沢敏夫(宇宙研)
11:24	I-55　IMF By 成分のCUSPへの侵入とそれに伴なう沿磁力線電流：山内正敏・荒木徹(京大理)	II-49　木星磁気圏における異常拡散と粒子加熱：安部隆士・西田篤弘(宇宙研)
11:36	I-56　静止衛星高度での夜中のSC amplitudeの季節変化について：永野　宏(岐阜歯大)・荒木　徹(京大理)	II-50　An Array for Broadband Observations of Jupiter's Decametric Radiation：前田耕一郎(兵庫医大)
11:48	I-57　地磁気活動指数の検討：太田柾次郎(岐阜歯大)	II-51　Source Location of Jupiter's Decametric Emission：前田耕一郎(兵庫医大)
12:00	I-58　じきけん(EXOS-B)SPW観測から求められる，プラズマ圏の温度構造：小原隆博・大家　寛(東北大理)	II-52　実時間3地点強度変動観測システムによる木星デカメートル波観測：今井一雅・里見尚志(高知高専)
12:12	I-59　じきけん衛星で観測されたSiple信号の強度：菅　政直・木村磐根(京大工)	II-53　太陽および木星電波観測—カラーダイナミックスペクトル解析システム—：青山隆司・(宮城職訓短大)・大家　寛(東北大理)
12:24	I-60　Ray Tracingのための磁気緯度依存拡散平衡形電子密度モデルの作製：小森憲昭・木村磐根・橋本弘蔵(京大工)	

第3日目　　5月10日(木

	電離圏・磁気圏相互作用 **座長 上　出　洋　介(京産大)**	**中層大気力学** **座長　深　尾　昌一郎(京大工)**
13:30	I-61　電離圏・磁気圏局所化結合(イオン音波の役割)：堀　尚子・玉尾　孜(東大理)	II-54　Lindzen-Grimshaw 系の示すカオス(II)：三浦輝夫・甲斐　透(大阪市大理)
13:42	I-62　斜め磁力線の場合の磁気圏ー電離圏相互作用：玉尾　孜(東大理)	II-55　アレシボレーダーにより観測された中間圏短周期振動の鉛直微細構造：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)

午　　前（続き）

第　Ⅲ　会　場	備　　考	開始時間
古地磁気（続き）		
Ⅲ-43　西南日本弧の時計回り回転運動の開始時期 —師崎層群・瑞浪層群の古地磁気—：**林田　明**（同志社大工）・**鳥居雅之**（京大理）		11：12
Ⅲ-44　篠山層群・酸性凝灰岩のF.T.年代と古地磁気：**渋谷秀敏**（大阪府大総合科学）・**笹嶋貞雄**（京大理）		11：24
Ⅲ-45　奄美大島，徳之島の花崗岩の古地磁気：**時枝克安**・**陶山浩二**・**伊藤晴明**（島根大理）		11：36
Ⅲ-46　四国西部の中央構造線周辺地域における古地磁気学的研究：**伊藤晴明**（島根大理）・**西山慶尚**・**徳山　明**（兵庫教大自然系）		11：48
Ⅲ-47　四国四万十帯堆積岩類の磁気帯磁率異方性：**小玉一人**（高知大理）		12：00
Ⅲ-48　南部北上地方の古地磁気 ～再帯磁した岩石の示す方向～：**当舎利行**（東大理）		12：12
Ⅲ-49　大陸移動と地球磁場との関係について：**横田義夫**		12：24

午　　後

同位体・隕石		
座長　兼　岡　一　郎（東大理）		
Ⅲ-50　結晶－メルト間の希ガスの分配実験 —すべての希ガスを用いて—：**比屋根　肇**（東大理）		13：30
Ⅲ-51　岩石中の稀ガス存在パターンから固体地球内の稀ガス存在パターンを復元する試み：**斎藤和男**（山形大理）		14：42

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	電離圏・磁気圏相互作用(続き)	**中層大気力学(続き)**
13:54	I-63　MAGSAT軌道にかこまれた閉曲面内を貫通する電流と赤道環電流との関係：福島　直(東大理)・鈴木　亮(佐賀大教養)・柳沢正久(宇宙研)	II-56　中層，超高層大気に於ける潮汐波，プネタリー波の数値モデリング(6)：麻生彦(京大工)・伊藤　栄・加藤　進(京超高層)
14:06	I-64　高緯度 Equivalent Current System とその太陽風速度依存性：前沢　洌(名大理)	II-57　MUレーダーによる対流圏短周期重力の観測：佐藤　亨・津田敏隆(京大超高深尾昌一郎(京大工)・加藤　進(京大高層)
14:18	I-65　地磁気Dstの発達過程におけるビルケランド電流系の変動：太田和夫・飯島　健(東大理)	II-58　海陸分布による一日周期大気潮汐波の起(2)：津田敏隆・加藤　進(京大超高
14:30	I-66　1982年7月13日～14日の磁気嵐中の等価電流系の変化：恩藤忠典(電波研)・佐野幸三(地磁気観)	II-59　京都大学流星レーダーによる長周期波の解析：中村卓司・津田敏隆・伊藤　礼・加藤　進(京大超高層)
14:42	I-67　SAR Arcと静止衛星の磁場変動との関係：市川敏朗(岐阜歯大)岡野章一(東北大理)	II-60　京都大学流星レーダーによる内部重力の解析(2)：山本　衛・津田敏隆・加藤(京大超高層)
14:54	I-68　オーロラ・アークの構造とSplitting機構：井上雄二(京産大理)	II-61　A consideration on ionospheric wind dynamo to be driven by planetary wave with two-day period.加藤　進・津田敏隆・伊藤　礼(京大超層)
15:06	休み	II-62　Gravity WaveによるQuasi Period Bubblesの生成：渡部重十・大家　寛・橋忠利(東北大理)
	座長　前沢　洌(名大理)	
15:18	I-69　パルセーティングオーロラと沿磁力線電流との関係(1)：藤井良一(極地研)・小口　高・山本達人(東大理)	II-63　MU及び二周波レーダ観測から見たVH帯対流圏エコーの性質：若杉耕一郎・松優(京都工繊大)・深尾昌一郎・木村(京大工)・加藤　進(京大超高層)
15:30	I-70　TIROS-N/NOAA-6衛星オーロラ降下粒子データの解析：宮岡　宏(極地研)	II-64　地震波動の励起音波による電離層変動一ノ瀬琢美・高木一圭(同大工)・田中也(東芝)・小川　徹(京大超高層)
15:42	I-71　極光帯の地上の地磁気脈動は本当に磁気圏ULF波動の場の電流の効果であろうか。：小口　高(東大理)・AUVグループ	II-65　大気電場・電流の応答：牧野雅彦・小俊雄(京大理)

午　後（続き）

第　Ⅲ　会　場	備　考	開始時間
同位体・隕石（続き）		
Ⅲ-52　グリーンランド産コーディエライト中の太古のキセノン：**斎藤和男**（山形大理）		13：54
Ⅲ-53　レ・ユニオン島およびグランド・コモル島からの火山岩・超塩基性捕獲岩の希ガス同位体比：**兼岡一郎**（東大理）・**高岡宜雄**（山形大理）		14：06
Ⅲ-54　海洋底堆積物中に発見されたHe－同位体比異常　―地球圏外物質の混入？―　：**小嶋稔・高柳昌弘・座主繁雄・甘利幸子**（東大理）		14：18
Ⅲ-55　マルテンサイト変態と残留磁化の変化：**百瀬寛一・永井寛之**(信州大理)・**村岡芳俊**(信州大教養)		14：30
休　み		14：42
太陽系の起源		
座長　浜　野　洋　三（東大震研）		
Ⅲ-56　原始太陽系星雲に於ける高温凝縮金属：**山越和雄・本間浩一**（東大宇宙線研）		14：54
Ⅲ-57　惑星間塵の宇宙線照射年代：**山越和雄**(東大宇宙線研）		15：06
Ⅲ-58　原始太陽系星雲中でのガスの電離率と^{26}Al：**梅林豊治**（京大理）・**中川義次**（東大理		15：18
Ⅲ-59　太陽系星雲内での原始木星の形成：**関谷実・観山正見**（京大理）・**林忠四郎**(京大）理)		15：30
Ⅲ-60　月の起源：**中沢　清**（東大理）・**林忠四郎**　（京大理）		15：42

開始時間	第 Ⅰ 会 場	第 Ⅱ 会 場
	電離圏・磁気圏相互作用（続き）	
15:54	Ⅰ-72　ストリーミングオーロラ及び伝搬性オーロラに伴う地磁気変動：**小口　高**（東大理）・**AUVグループ**	休　み
		惑星間空間
		座長　鷲見治一（名大空電研）
16:06	Ⅰ-73　オーロラ帯におけるCowling機構の不完全度：**安原文彦**（中京大教養）・**上出洋介**（京産大理）	Ⅱ-66　地磁気aa-indexの長期変動と惑星間空間：**野坂　徹**（名大理）
16:18	Ⅰ-74　Pc5に伴うレーダオーロラエコーの朝方と夕方の出現特性の比較：**五十嵐喜良**・**小川忠彦**・**倉谷康和**（電波研）・**藤井良一**・**平沢威男**（極地研）	Ⅱ-67　太陽風の密度・速度の長期変化：**村山[illegible]**（名大理）
16:30	Ⅰ-75　Polar capからのO^+イオン流：**長井嗣信**（気象研）	Ⅱ-68　太陽風とDst指数の間の結合関数：**村山喬**（名大理）
16:42	Ⅰ-76　1982年7月大磁気嵐に伴う電離圏擾乱：**皆越尚紀**・**新野賢爾**（電波研）	Ⅱ-69　1979年2月における惑星間ショック波のシンチレーション観測：**渡辺　堯**・**柿沼隆清**（名大空電研）
16:54		Ⅱ-70　1978年8月23～24日の太陽フィラメント消失に伴う惑星間のショック波：**渡辺　堯**・**柿沼隆清**（名大空電研）

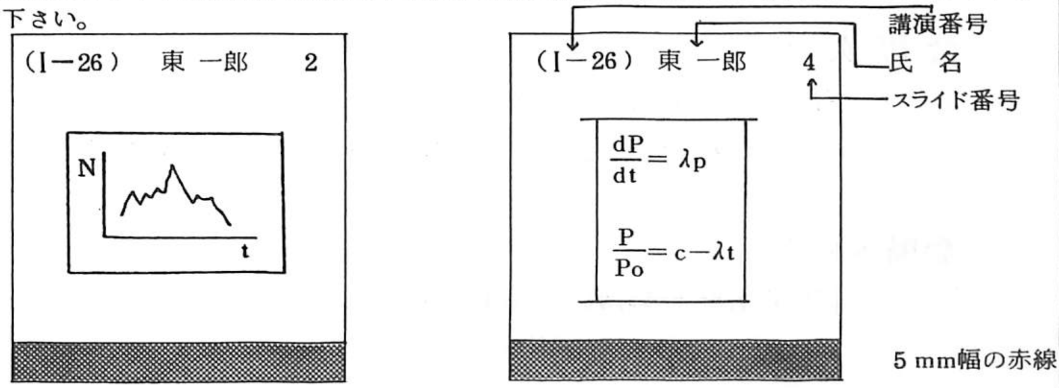
開始時間	第 Ⅲ 会 場
	太陽系の起源（続き）
15:54	Ⅲ-61　隕石固化の相対年代幅と小惑星の起源：**中川義次**（東大理）・**林　忠四郎**（京大理）
16:06	Ⅲ-62　地球の初期進化Ⅰ―集積，融解とシリケイトー金属重力分離―：**佐々木　晶**・**中沢清**（東大理）

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。
- 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。
- 今回は，イーゼルが使用できません。机の上に展示できるよう御用意下さい。

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。



○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

会場案内

（財）日本教育会館　８階会議室

東京都千代田区一ッ橋２－６－２　TEL（03）230－4436

会場への交通

都営新宿線神保町駅下車徒歩２分

都営三田線神保町駅下車徒歩５分

地下鉄東西線竹橋駅下車徒歩５分

国電水道橋駅下車徒歩１０分

第 Ⅰ 会 場

（Ⅰ－1～Ⅰ－76）

I−1

南極昭和基地での大気NO_2観測
—速報—

柴崎和夫
（東大理）

第24次観測隊（越冬）の一員として参加した筆者は，1983年3月〜1984年1月の間大気NO_2量の地上観測を実施した。

手法としては吸光法を用い，昼は太陽，夜は月を光源とした。原理についてはこれまでの学会報告（第62，63，67回等），Ogawa and Shibasaki（J. Meteor. Soc. Japan; 59, 410）を参照していただきたい。

今回の報告では南極における観測システムの概要およびpreliminaryな解析結果例を発表する予定でいる。実感として極域の大気は清浄であることを確認したので，今回得たデータはbackgroundのNO_2量，globalなNO_2分布等について貴重な資料を提供できると考えている。

I−2

新しいオゾン層の観測法：太陽紫外線散乱光のLimb-Scanによる垂直分布決定

有賀規，D. F. Heath
（電波研）　（NASA G.S.F.C.）

人工衛星の発達に伴って，地球全体のオゾン層の観測が可能となり，太陽紫外線を利用したオゾン層の垂直分布と垂直方向の全量の測定法が提案され検討される一方，実際の衛星観測による垂直分布と全量の測定や変動等が報告されてきている。また最近では，太陽フレーヤー時のプロトンによるオゾンの減少及び垂直分布の変化も報告されている。これらは人工衛星から下方を見て，太陽紫外線の地球大気からの散乱光を観測するもので，観測装置は常に下方方向を向いている衛星直下観測（nadir observation）法である。オゾンの垂直分布は，オゾン分子の紫外域の吸収帯であるHartley帯からHuggins帯にかけて，0.25〜0.31 μm での波長域から多チャンネル（8チャンネルくらい）の波長を選択し，各々の波長で太陽紫外線の散乱光強度を測定し Inversion（積分方程式を解くことに相当する）を行って垂直分布を求めるものである。

これに対して最近，地球のへり（Limb）を衛星から上下に走査（scan）して太陽紫外線の散乱光強度を測定してオゾン層の垂直分布を求める新しい Limb-Scan 法が，著者らによって提案された。この方法は，太陽が水平に近い状態の時に太陽光の吸収を利用して垂直分布を求める Solar Occultation 法とは全く別の方向であり，太陽の高度の条件に束縛されず，いつでも観測可能である。

図1に示すように，衛星で観測器を水平方向に向け，光学系の視野を狭く（例えば1 Km相当）にして垂直方向に走査を行う。従って，衛星直下観測法が波長をパラメターにするのに対して，Limb-Scan法では tangent height h をパラメターとして散乱光強度を測定し，Inversionを行って垂直分布を求める。

原理的には単一波長で垂直分布が求ま
が，多波長を用いることによって，より広
い高度領域にわたって精度良く密度が求ま
る。4波長を用いた重荷函数を図2に示し
た。この図からも予想できるように，4波
長を用いることによって 20〜70 Km領域
で，高度分解能 1〜2 km のオゾンの垂直
分布が求められる。

講演では，この方法を簡単に紹介したい

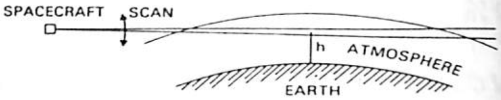


図1　Limb-Scan法の概念図

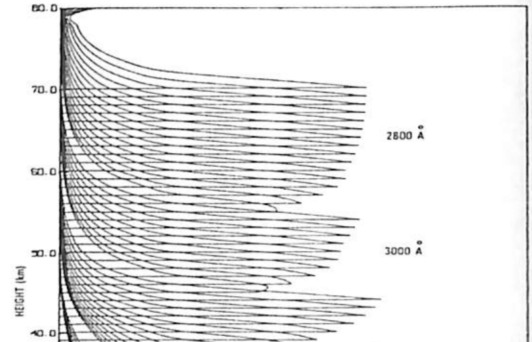


図2　4波長を組合せた重荷函数

I－3　　成層圏NO_2の国際比較観測

小川利紘・岩上直幹
（東大理）

1．観測計画
オゾン層の光化学モデルを検証するためには，オゾンをはじめ，オゾンの光化学反応に関与する微量成分密度の測定データが不可欠である。必要な精度で検証するには，測定に対して次のような要請がある。
(1)測定精度の向上および測定誤差の評価。特に遠隔測定の場合は，データ解析上の誤差も。
(2)オゾンの光化学に関連する各種微量成分の同一気塊に対する同時測定。
(3)大気の変動性を表現できる十分なデータ量．測定値の代表性の確認。また日変化，季節変化を再現できるかどうかは光化学モデルの検証の決め手の1つでもある。
測定誤差の評価を現場の大気観測で行なうには，いろいろな測定器を一堂に集め，同一気塊に対して同時測定を行なって，相互比較検定をするのも一案である。この国際比較観測は，オゾン消失反応の主要因であるNO，NO_2，HNO_3の窒素酸化物と，フロンからの生成物であるHCl，HFを比較検定の対象としている。対象とする測定器は遠隔測定だけに限っているが，成層圏の気球観測で実績を持っているグループはほとんど参加した。
我々はNO_2を可視吸光法で測定する。NO_2の測定には，仏CNRSと加AESのグループが我々と同じ方法で，英オックスフォード大が赤外発光PMR法で，英NPLが赤外発光分光法で参加した。これらは同一のゴンドラに合乗りした。さらにNO_2の測定は，NCARの航空機とKPNO天文台からの赤外干渉吸光分光法も観測に加わった。

2．観測実施
観測は，第1回を1982年秋，第2回を1983年初夏に，テキサス州パレスティンのNSBFで行なった。我々のNO_2分光計を乗せてもらった英NPLのゴンドラは，第1回目の観測では1982年10月5日に飛翔し，高度39kmで，まる1日以上の観測を行なった。我々の測定は，日没観測に入る直前にテレメータ送信の不調によりデータ電送が止ってしまい，以後データを取ることができなかったが，気球上昇中および日没までの水平飛行中のデータは取得できた。データの質は良かったので，太陽高度の高い日中の観測にもかかわらずNO_2の検出ができ，不十分ながらデータ比較用の材料を得た。
第2回目は，我々のゴンドラは1983年6月20日に飛翔した。放球失敗後の再度の飛揚であったため，日程上6月中旬にならざるを得なかった。この時すでに高度40kmレベルの東風が強まっていたので，テキサス西部に臨時のテレメータ・コマンド送受信所を設置して，辛うじて朝方の放球から日没の観測終了までのデータを取得することができた。

3．観測結果
お互に事前に結果を見せ合わないという約束で，各グループが今迄に行なってきた解析法に従ってデータ解析を行なった。第1回目のNO_2の測定結果では，我々の求めたNO_2全量の値は，赤外での測定と（航空機による結果も含めて）誤差の範囲で一致した。赤外の地上測定はやゝ小さ目，仏の可視測定はノイズが大きくていい値が出せなかった。我々は高度39kmでの測定は初めてで，大気吸収のないコントロール・スペクトルを数多く取得したので，独自に測定誤差の評価を統計的に行なうことができた。その結果，現在の測定器は旧型のものよりも測定誤差が約1桁小さいことを確認したのは収獲であった。これにより，日中気球上昇時の測定の可能性がでてきた。
第2回目の観測では日没時の測定データが得られたので，NO_2の高度分布を求めることができた。結果の比較検討会は1984年5月に予定されている。

I−4

夜間大気光の同時ロケット観測

中村正年[1]，高野元春[1]，田鍋浩義[2]，萬地厚[2]，宮下暁彦[2]，小川利紘[3]，岩上直幹[3]，
鈴木勝久[4]　　1 筑波大物理，2 東京天文台，3 東大理，4 横浜国大教育

酸素原子，酸素分子，水酸分子の発する夜間大気光の高度分布を同時に測定した。これらの大気光は，下部熱圏・中間圏に発光層を有するもので，観測は1981年8月24日午後9時，内之浦より打上げたS310.10号機を用いて行なった。測定した大気光は7波長帯である。酸素原子の再結合反応の際に励起されると考えられる，酸素原子の5577Å ($^1S \to {}^1D$)，酸素分子のヘルツベルグ帯 2800Å ($A^3\Sigma_u^+ \to X^3\Sigma_g^-$) と大気帯(0,0) 7620Å ($b^1\Sigma_g^+ \to X^3\Sigma_g^-$)，および酸素原子が励起・脱励起反応に関与しているOH振動回転帯(8,3) 7300Åを主な対象とする。さらに背景となる連続スペクトル成分であるNO_2大気光（実際には，NO_2の可視スペクトルは極めて密集した帯スペクトルである）を除去するために，5000Å，5300Å，7100Åの3波長帯においても測定を行なった。波長3900Å以下の紫外域ではNO_2大気光は原理的に存在し得ないと考えられるので，2800Å帯の測定では連続光を除く配慮はしていない。ロケットの姿勢は星センサーで決定した。

酸素原子の再結合の際に励起されるOI 5577Å，O_2ヘルツベルグ帯，大気帯，およびOH帯などの励起機構については，永年にわたるロケット観測や室内実験があるにもかかわらず励起機構を確定するための理想的な条件を設定し，必要な情報量を取得することが難しいため，まだ不確定な点が残されている。ロケット観測は数多く行われているが，良質のデータを得たものは少なく，特にこれらの波長帯を同時に測定した例は極く少数である。この同時観測では，わが国のロケット観測の経験と技術を駆使して，良質の観測データを得て大気光の励起機構に関する知見を得るのが目的である。

予備的なデータ解析結果は宇宙観測シンポジウム（昭57年度）で発表されている。未発表のO_2ヘルツベルグ帯について簡単に触れる。測光器は金属干渉フィルタ（透過中心波長2800Å，半値幅約150Å）と光電子増倍管（CsTe光電面）の組合せで，フィルタの切換をせずに単色でロケット飛翔中連続測定する。そのためなるべく太陽光や星野光の連続スペクトル成分が微弱でかつヘルツベルグ帯が強い波長域を選んだ。天頂強度は高度積分値でロケット上昇時帯全体相当で420R，下降時510Rで，発光層の中心高度はロケット上昇時97km，下降時96kmであった。これらの値は過去の観測値，すなわち強度300〜700R，発光層中心高度95〜98kmの中間の値である。また同時観測の5577Å発光層の中心高度 km とも合致する。従ってヘルツベルグ帯と5577Åの強度比は高度に対してほぼ一定となる。一方，O_2大気帯の方は発光層の中心が高度94kmとなり，5577Åとの強度比は高さとともに減少し，ほぼ大気密度に比例することがわかった。Witt et al. (1979) と Thomas et al. (1979) の同時測定データからも，今回の結果と同じ傾向を確認することができた。

この結果を説明する励起機構として次の反応群が考えられる。

大気帯： $O+O+M \to O_2(b^1\Sigma_g^+) + M \quad (M=N_2, O_2)$

ヘルツベルグ帯，5577Å： $O+O \to O_2^*$

$$O_2^* + O \to O_2(A^3\Sigma_u^+) + O$$
$$\qquad\quad \to O_2 + O(^1S)$$

ヘルツベルグ帯の場合は $O+O \to O_2^{**}$，$O_2^{**}+M \to O_2(A^3\Sigma_u^+)+M$ でも可。これは大気帯励起が三体反応，ヘルツベルグ帯と5577Åの励起は二体反応（但し二段階反応）であることを示す。最近の室内実験によると衝突脱励はまず除いて考えてもよさそうなので，そうすると，ここであげた反応の組合せ以外には観測結果を説明できるものはなかなか見出し難い。この反応群が室内実験と矛盾するか否かは，さらに検討を要す。

I−5

成層圏エアロゾル層の減衰係数の波長依存性

内野修　穐田巌　(気象研)
藤原昇　藤原玄夫　(九大理)

1982年3月末から4月始めにかけてのエルチチョン火山爆発により多量のエアロゾルとSO_2等の気体成分が成層圏に注入され、10°Nの30mbでは7月から10月にかけて4~5°Cの温度上昇がみられ、筑波では12月に20%程度の直達日射の減少があった。成層圏エアロゾルの増加による地球大気へのさまざまな影響を調べるためには、エアロゾルの量のみでなくその屈折率と分布函数を知ることが大事である。ここではエルチチョン火山爆発後のエアロゾル層とノルマルなときのエアロゾル層に対して、波長~1μm以下の光の減衰係数の波長依存性がどうであるかを調べる。

図1はToon & Pollack (1976)により成層圏がノルマルなときの1つのモデルとして、75%の硫酸液滴とZoldの分布函数

$$n(r) \propto \exp\left[-\ln^2(r/r_m)/2\ln^2\sigma\right]$$

$$r_m = 0.035\,\mu m,\quad \sigma = 2.0$$

を仮定して計算された減衰係数γ_λの波長依存性を示す。短波長に向ってγ_λは増加している。一方power lawの分布 $n(r) \propto r^{-(\beta+1)}$を仮定すると、$\gamma_\lambda \propto \lambda^{-(\beta-2)}$で近似できることがJunge (1963)によって示されている。

図2はHofmann & Rosen (1983)による6チャンネルのオプティカル・カウンターの測定結果から推定された2つのlognormal

$$n(r) \propto \frac{1}{r}\exp\left[-(\ln r/r_m)^2/\ln^2\sigma\right]$$

で近似されたBimodal分布函数を示す。これを用いて計算されたγ_λを波長1.06μmを0.01にしたときの波長依存性を図3の一番下に示した。この場合には波長600nm付近にγ_λのピークがあることが特徴である。Spinhireによる500mb以上のoptical thickness τ_λの測定結果を19.5, 33.5°Nについて示した。τ_λのピークは明白ではないが0.6μmよりフラットになっている。De LuisiらによるMauna Loaでの6~7月のτ_λの測定ではλ=0.55~0.65μmにピークがあることがわかる。この様に爆発後紫外域に向ってγ_λが減少する傾向は$n(r)$の中心が~0.2μm以上になっていることと関係していると思われる。飛行機や地上からのsun photomerによるτ_λの測定や、衛星によるγ_λの測定は成層圏の粒径分布を推定するのに1つの手段となりうる。

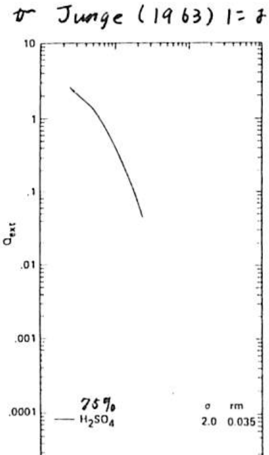


図1. Zoldによるγ_λ

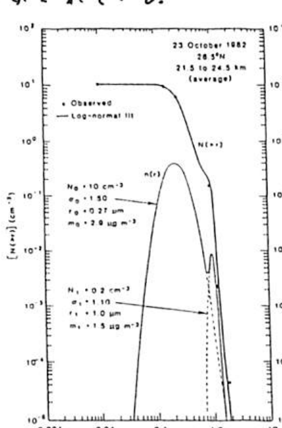


図2. Hofmann & Rosenにより推定された分布函数

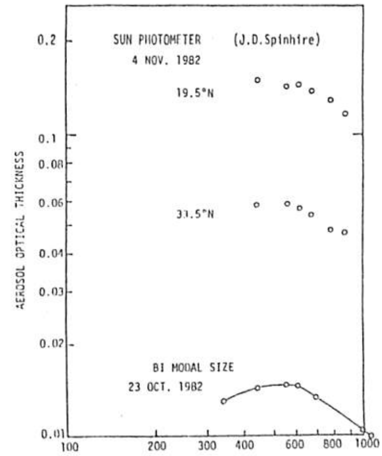


図3. Spinhireによるτ_λの測定結果と図2より計算されたγ_λ(一番下)

I－6

流星雨に伴うナトリウム層の変化

富田二三彦，上山　弘
東北大学　理学部　超高層物理学研究施設

流星雨時のナトリウム層の変化に着目して解析を行ったので，その結果を報告する。図1はその一例で，1982年10月のオリオン座流星群の前後に，いくつかの連続観測が行われている。これらのデータを比較し，特に10月21日の晩について，夜間の平均プロフィルからの密度偏差を示したのが図2である。23^h～0^hを境に，全高度でほぼ同時に密度の増加が見られる。さらに詳しく，5分毎(15分移動平均)の総量の時間変化を図3に示す。この変化を参考にして，各々特徴のある時間帯ごとに平均したプロフィルを重ねて描いた(図4,5)。層のほぼ全域で，ナトリウム密度の急激な増減が見られる。当日は，これらの現象を説明するための，定量的な考察についても報告する。

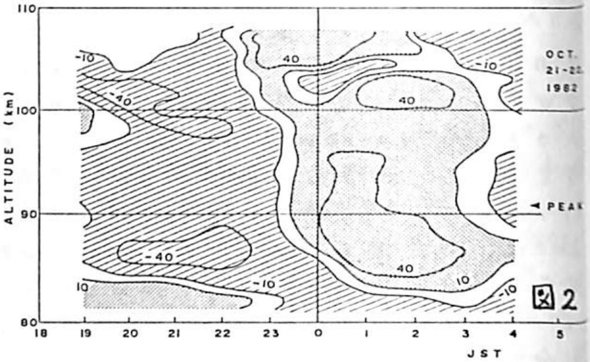


図2

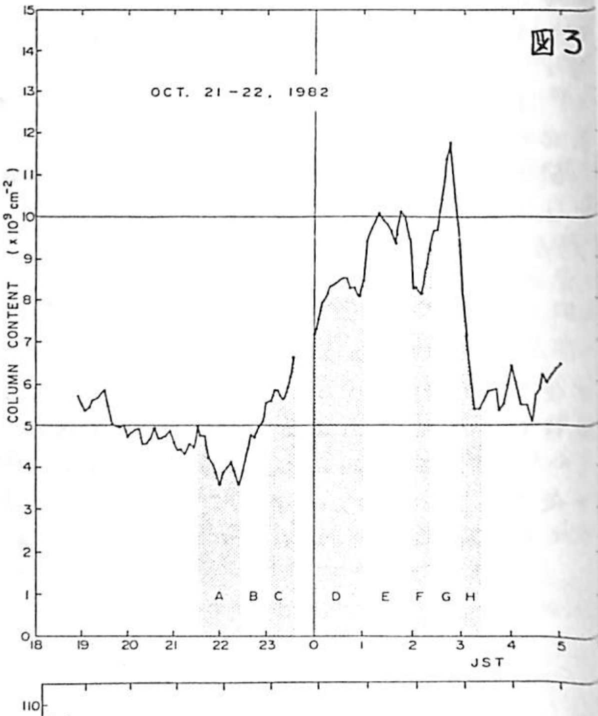


図3

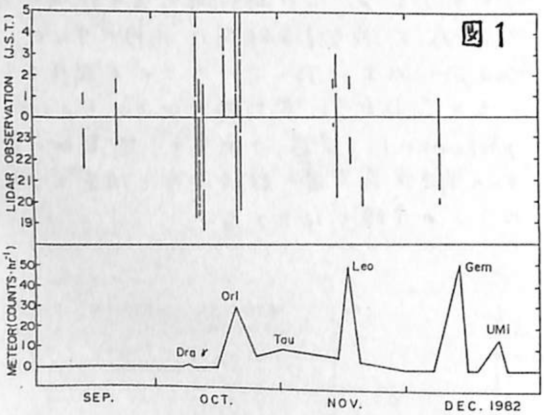


図1

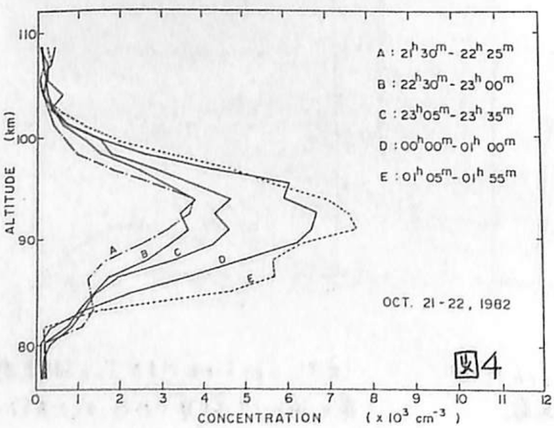


図4

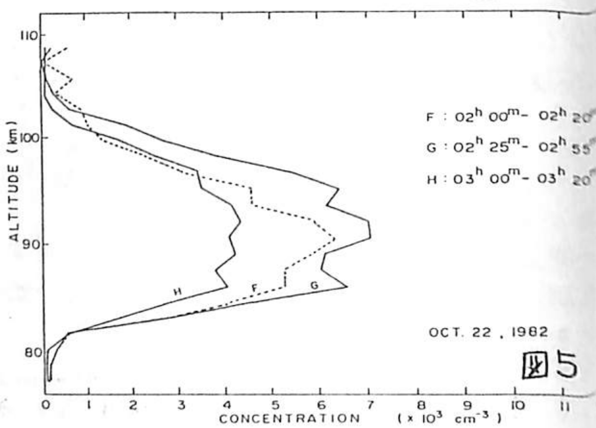


図5

I−7

吸光分光法による大気中NO_2成分量の観測(IV)

木山喜隆，斎藤文一
新潟大理

我々は、地上から、吸光分光法を用いて、大気中のNO_2量を求めている。既に、前回までに、太陽を光源とする観測から、NO_2の柱状密度全量を求め、その日変化を報告した。さらに、zenith sky brightnessの解析から、NO_2の吸収バンド構造が、明瞭に見い出せることを示した。今回は、NO_2の高度分布モデルを使って、このzenith sky brightnessの解析方法について、報告する。

表1は、zenith sky brightnessの解析から、確認されたバンドを含む波長A，C，Eと、バンドを外れた波長B，DのNO_2の吸収断面積を示す。

図1は、この波長A，C，EとB，Dの強度比の太陽天頂角(χ)依存性を示す。この図は、NO_2の層を、三層に分け、それぞれの層のNO_2量を変えて、求められるグラフのうちの一つである。図中、I_A/I_B，I_C/I_DとI_A/I_Dは、NO_2による吸収とRayleigh散乱の効果で強め合い、χと共に減少するが、I_C/I_B，I_E/I_DとI_E/I_Bは、それらが互に打ち消し合って、χが87°付近から傾向が逆転している。これは、オゾンのUmkehr効果類似の現象である。

図2は、この傾向をより詳細に調べるために、I_C/I_B，I_E/I_DとI_E/I_Bについて、NO_2の三層のそれぞれのNO_2量を、四通りに変えて得られるグラフのうちの一つである。図中、下の方の曲線ほど、対流圏のNO_2量が増している。

これらのグラフから、対流圏のNO_2量が増せば、強度比が下がり、曲線の型そのものは、成層圏のNO_2量に依存していることが、わかった。

Table 1. NO_2 Absorption Band

Sign	A	B	C	D	E
λ(Å)	4355	4378	4398	4421	4452
σ(cm²) ×10^{-19}	7.42	4.27	7.13	3.77	6.89

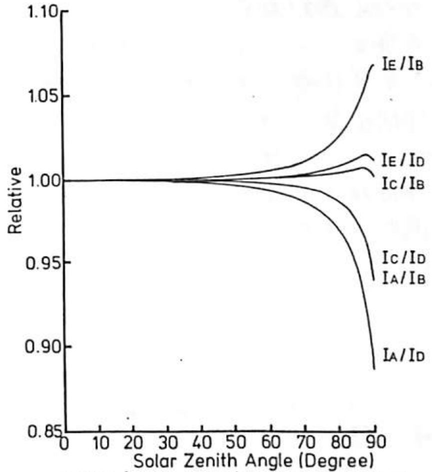


図1. それぞれの強度比の太陽天頂角(χ)依存性

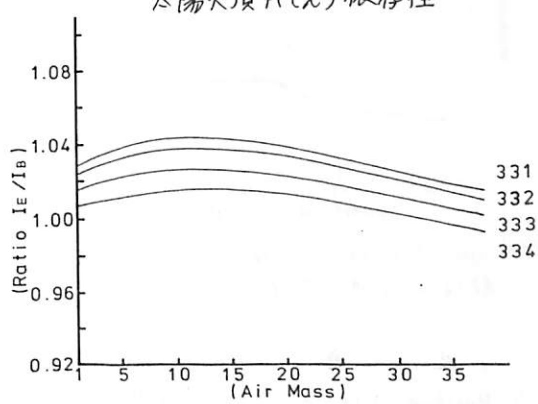


図2. I_E/I_Bのχ依存性

$N_I = 7.80 \times 10^{15}\ cm^{-2}$
$N_{II} = 10.8 \times 10^{15}\ cm^{-2}$
$N_{III} = 0 \sim 13.0 \times 10^{15}\ cm^{-2}$

参考文献

B. Saito and Y. Kiyama, Bull. The Niigata Airglow Obs., NO. 10, 1, 1982.
B. Saito and Y. Kiyama, Bull. The Niigata Airglow Obs., NO. 11, 1, 1983.
J. F. Noxon, E. C. Whipple, JR., and R. S. Hyde, J. Geophy. Res., Vol. 84, 5047, 1979.

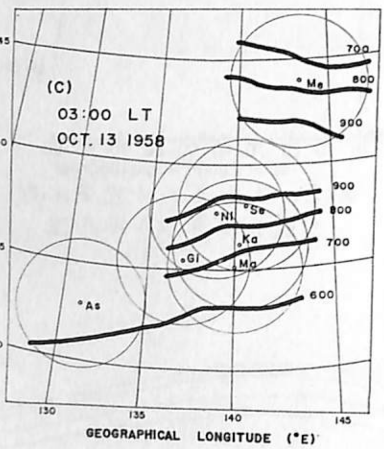
上層大気の酸素原子と夜光（IV）−5577Å 輝線強度

斎藤文一
新潟大・理

北半球中緯度における22年間の観測（日本・フランス）を調べ，前回までに，5577Å輝線夜光に二つのタイプの成分があることを報告した。即ち，Iタイプとしては，平均強度200Rで発生率は日本90%，フランス（オートプロバンス）66%，IIタイプとしては平均強度400Rで発生率は日本10%，フランス34%である。緯度の効果が考えられ，オートプロバンス44°N（地理的）は，日本の平均37°N（同）よりやゝ高い。

5577Å輝線強度変化を考えるとき，このIIタイプの出現が決定的に重要である。IIタイプの発生については，1)特異な季節変化と数日に及ぶ持続性，2)特異な日変化形ならびに大きな変化率，3)グローバルな傾向，4)その他，があげられる。

空間分布については，OGO−VIによって興味あるパターンが発表されている（Donahue 1974）。これは5577Å強度から酸素原子密度を出し，それを描いたものであるが，とくに中緯度域に非常に密度の高い部分が帯状にあらわれることがある。これはリアルなもので，同形のものと思われるものがこれまでの日本の観測からも示されているのである（Saito et. al. 1966）。第1図。



第1図. After Saito, et. al., 1966.
数値はR値を示す。

このように，とくにタイプII成分を考えるとき，これまでの熱圏組成モデルではスケールが大きく粗すぎて到底理解することが出来ない。中規模スケールでの，組成に関する方程式を根本的に扱う必要がある。即ち，(Kasting, et. al. 1981),

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla (n_i v_i) = p_i - l_i ,$$

n_iはi成分の数密度，v_iはその速度，p_i, l_iは生成率及び消滅率である。本論文ではv_iの中，とくに鉛直成分の効果を考察する。

文献

1) Donahue, T.M., et. al. J.G.R., 79, p.1959, 1974.
2) Kasting, J.F., et. al. J.G.R., 86, p.9641, 1981.
3) Saito, B., et. al. Rep. I.S.R.J. 20, p.439, 1966.

I−9

対流圏バックグラウンドNOxの航空機観測

近藤 豊　岩田 晃　高木増美　森田恭弘
名古屋大学空電研究所

1. 序

汚染されていない対流圏においてNOxはオゾンを中心とした光化学反応系に重要な役割を果たしていることが近年認識されるようになって来た。グローバルな対流圏光化学システムを理解する上で、NOxの濃度の正確な測定が現時点での大きな課題になっている。我々は航空機を用いて主として太平洋側のclean TroposphereにおいてNOx濃度の観測を1983年より開始した。

2. 測定器

測定器はオゾンとNOのケミルミネッセンス反応を利用するもので、NO_2は硫酸鉄などの低温コンバーターによりNOに変換して測定をする(Kondo et al., J. Met. Soc. Jap., 61, 756, 1983)。1984年からの観測では、光学的及び電気的ノイズの除去を行なった結果、S/Nは大巾に改善され、5ppt程度まで検出限界を下げることができた。この結果非常に安定した信頼性のある測定を低濃度領域で行なうことが可能になった。

3. 航空機観測

これまでに行なった観測日と場所を示す。

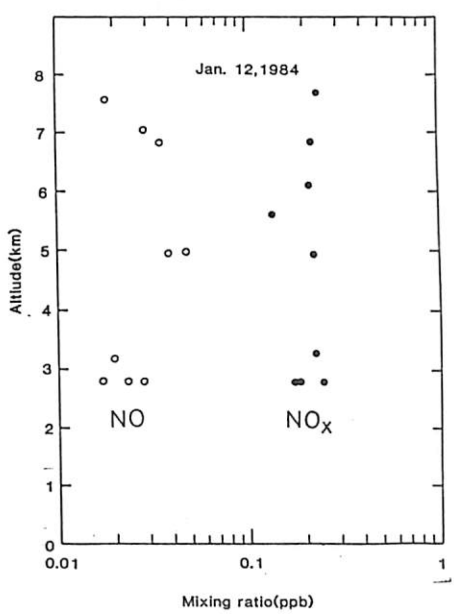
<年>		<場所>
1982	10月20日	日本海側
1983	2月18日	太平洋側
	3月9日	太平洋側
1984	1月12日	太平洋側
	2月14日	日本海側
	2月16日	太平洋側

1983年までのデータは過去の学会及びMAPシンポジウム等で発表してある。1984年1月に観測された、NOx, NOのプロファイルを図に示す。観測場所は紀伊半島から50—200km離れた海上である。

最も特徴的なことは、1) NOx濃度が3—8kmの間で0.2ppbとほぼ一定であること。

2) NO濃度は10—50pptの間で2—3倍変化する、この2点である。

84年の2月のフライトでは日本海側での信頼性のある測定値が得られた。詳しい解析はまだ行なっていないが、最も注目すべきことは日本海側での濃度が、太平洋側よりも大きいということである。このことは実は1982年10月の観測結果にも定性的には現われていたことであり、今後の詳しいデータの解析と共にその理由についての考察が必要である。



I−10

成層圏NO密度の日変化の観測

近藤豊　岩田晃　高木増美　W. A. MATTHEWS
名古屋大学空電研究所　(DSIR, NEWZEALAND)

Abstract

A new chemiluminescent balloon-borne sonde, designed to measure nitric oxide with a high accuracy, has been developed. Within the framework of the MAP-GLOBUS campaign, the sonde was launched on September 20, 1983 from Aire sur l'Adour, France(44°N, 0°W). The balloon was piloted to perform an excursion from 32 km to 22 km during the flight and returned to float at 32 km one hour before sunset to enable a sunset study to be made. The first ascent and descent profiles, obtained with solar zenith angles(SZA) of less than 57 degrees coincided even in detail to within 5% between 22 and 32 km which not only assured instrumental accuracy but the unchanging NO mixing ratio during the day. This is also indicative of a very low mixing ratio of N_2O_5 compared to NO_x. The first ascent profile showed a rapid increase in the NO mixing ratio from 50 ppt at 7 km to 250 ppt at the tropopause indicating a downward transport of NO into the troposphere. After local sunset, the NO concentration was observed to rapidly decrease to zero.

1−11　　成層圏エアロゾルの光学的特性

広野求和，藤原昇，藤原玄夫，柴田隆*
九州大学理学部　*九州大学工学部

§1.　成層圏エアロゾルの光学的観測を目的とした人工衛星ＳＡＧＥは1979年の観測開始以来4年後ようやく4波長0.385，0.45，0.6，1.0μmでの測定結果を用いて、エアロゾルの粒径分布を単一mode分布によって表わすことに成功している（Lenoble et al. 1983）．

1982年メキシコのEl Chichon噴火による成層圏エアロゾル増加は、現在もまだ相当多く残存している。Woods et al.(1983)によれば1982年7月，11月，12月にその成分はかなり多量の炭素小粒子を含んでいたので，surface albedoの高い地方では温室効果を生じた可能性もある。これは注目に値することであるが、多くの場合に主成分は硫酸液滴であり、気候変動については冷却効果が推定され、その粒径分布を調査することは光学的特性、成層圏滞留期間などを知るために重要である。Hofmann & Rosen（1983、以下ＨＲと略称）のバルーンにより南テキサスとワイオミングで30kmの高さまで粒径分布測定した結果によれば1982年5月以後は従来と全く異なって2-modeの特性を示し、多くの場合第2の大粒径modeの方で質量分布が卓越している。この他にDutton & Deluici（1983、以下DELと略称）の航空機上5°S―55°Nの緯度範囲で1982年12月に波長0.368、0.5，0.675，0.778μmにおける成層圏エアロゾル層Optical Depthの測定値も粒径分布の重要な判定条件である。

§2.　九大ではYag ライダーの2波長（F=1.06μm，S=0.53μm）で成層圏の観測をしているが2-modeの粒径分布をライダーのみで決定するためには少なくとも6波長が必要となる。然し，F,Sの2波長は殆んどの場合第2の大粒径modeを見ていて、第1のmodeには敏感でない。0.34μm付近の波長のライダーの場合は第1のmodeの診断に有用であろう。それで適当な仮定をおいて光学定数を診断することは可能である。まずＨＲによる1982年5月，8月，10月(南テキサス）と1983年1月（ワイオミング）のデータを10―25kmの間の2.5km毎の高さでSpline Fitの粒径分布を決めそれに基いて比較検討を進める。エアロゾル後方散乱係数$\beta_A(\lambda)$（λ=F,S）散乱比$R(\lambda)$の評価については圏界面付近を基準としたrenormalizationを実施して、計算しその比$\beta_A(S)/\beta_A(F)$を粒径分布の判定条件とすることができた。このようにしてエアロゾルのColumn mass，Optical depth（0.55μm）と粒径分布が上述したＨＲ，ＤＥＬのそれぞれの値と良好な一致をすることを確かめることができた。このような操作によって得られた$B(F)=\int_{10km}^{30km}\beta_A(F,z)dz$は　$R_{min}=1$　とした場合の値$B_c(F)$に比し1982年8月−1983年1月の間では約1.8倍となり　$R_{min}\sim1.8$となる。またoptical depthは幸運にも途中の2つの乗数が増減打ち消しあって丁度Pinnick et al.(1980)の係数130srを$B_c(F)$にかけてえられる数値と一致する。

波長Sは太陽放射の中心波長0.55μmに近いのでOptical Depthを見積るには直接的診断に近いという利点があるが、この波長Sにおける評価にもやはり$\beta_A(S)/\beta_A(F)$の比を考慮する必要があり．$B(S)$にPinnick et al.の定数をかけるというのでは誤差が大きいことに注意すべきである。

文　献

Dutton & Deluici, 1983, GRL 10, 1013.
Hofmann & Rosen, 1983, GRL 10, 313 and 18th IUGG, Hamburg.
Lenoble et al. 1983, JCAM 22, 1717.
Pinnick et al. 1980, JGR 85,4059.
Woods et al. GRL, 10, 1041.

I−12

340 nm 後方散乱による成層圏エアロゾル YAG Lidarによる観測結果との比較

柴田隆[o]，前田三男[o]，内野修[●]，藤原昇[*]，藤原玄夫[*]，広野求和[*]
o九州大学工学部　●気象研究所　＊九州大学理学部

九大工学部では1979年よりXeClエキシマーレーザー（308 nm）を用いた成層圏オゾンの差分吸収法によるライダー観測を継続している。成層圏エアロゾルが火山の影響を受けない定常の状態ではエアロゾルからの後方散乱は少さく，大気密度（Rayleigh散乱）を知れば，308 nm一波長のみで15〜25 km高度のオゾン分布を10％程度の誤差で求めることができる。[1]

ところが1982年のEl Chichon噴火以来成層圏エアロゾル濃度が上記の定常の状態より1桁から2桁以上大きい値をとっている。この状態では308 nmでのライダー受信光中エアロゾルによる後方散乱による部分が，オゾンの吸収による減少と等しいか，もしくは上まわってしまい308 nm一波長のみでのオゾン分布決定が困難となる。

この成層圏エアロゾル増加に対応するため1982年10月よりXeClレーザー光を分割したレーザー光により励起したp-Terphenylシクロヘキサン色素レーザー（340 nm）による成層圏エアロゾルの同時観測を行っている。1982年のエアロゾル増加以来，340 nmではライダー受信光中オゾンによる吸収はエアロゾル後方散乱による部分に比べて十分少さく，大気分子によるRayleigh散乱を知ればこの波長でのエアロゾル後方散乱垂直分布を知ることができる。これから308 nmでのエアロゾル後方散乱の垂直分布を推定しオゾン分布を求める。もしくは308 nmと340 nmの二波長差分吸収法によりオゾン分布を決定することができた。

ところで，340 nmでの結果は340 nmでのエアロゾルの分布を与える故，本予稿集広野 et al. にあるように，他の波長による観測結果と比較すれば（ここでは九大理学部によるYAGレーザー1.06 μmおよびその第2高調波532 nm）エアロゾルの粒径分布に関する情報を得ることができる。

我々は，同一日でかつ広野 et al. にあるrenormalizationの方法を用いることができる340 nmとYAG基本波1.06 μmのデータを選び出し $\beta_A(340\,nm)/\beta_A(1.06\,\mu m)$ を求めた，ここに $\beta_A(\lambda)$ は波長λにおける後方散乱係数。この値と $\beta_A(532\,nm)/\beta_A(1.06\,\mu m)$ の値を比較することにより粒径分布の垂直方向の変化を議論する。

文献

1) Uchino, O. et al. 1980, Applied Optics 19, 4175.

I－13

YAGライダーによる成層圏探査

藤原玄夫・藤原　昇・広野求和
九州大学理学部

1. YAGレーザー基本波（1.06μm）による El Chichón Cloud の測定

大気分子からの光の散乱とエアロゾルからのそれとの比は、一般に長波長ほど大きいので、エアロゾル層のモニター用には基本波が適している。ここではまず、基本波を用いて測定された El Chichón Cloud の最近の様子について述べる。

1982年3-4月の El Chichón 火山噴火後、高度20kmを境としてその上下に形成されたエアロゾル層は、成層圏の風系が夏型から冬型に移行するにつれて区別が明確でなくなり、後方散乱係数高度積分値が最大となった1982-83年冬には、高度18-20kmに1つのピークを持ち上は30kmまでに広がった巾広い層になった。以後ピークは18km前後に保ったままピーク値は単調に減少して行ったが、1983年秋から高度24km付近にしばしば第2のピークが出現するようになった。1984年2月現在、ピークで $R_{1.06}-1=5\sim8$（$R_{1.06}$：散乱比）で1年前の1/5に減少しているが、依然として静穏時の10倍以上の値を保っている。

2. 基本波及び第2高調波（0.53μm）の完全同時測定

成層圏エアロゾルの粒径分布に関する情報を得るため、我々はYAGレーザー第2高調波を用いた測定も併行して行なってきた。後方散乱係数高度分布を求めるのに、これまでは高度10-33kmの領域で $R_{min}=1$ と仮定してきたが、相当の測定精度を要する粒径分布の議論においては、この仮定から生ずる誤差が問題になってくる。（本予稿集、広野他）更にこれまでは2波長を交互に測定してきたため、時間変動による誤差も見込まねばならない。そこで今回ライダー系を整備し直して、レーザー出力を向上させまた受信ノイズを減少させると共にビームスプリッターで受信光を分けて2波長を完全に同時に測定できるように改善して観測を開始した。これによって両波長とも $R_{min}=1$ なる高度の選択範囲を40km附近にまで拡大することが可能になった。ここでは以前の観測と比較して新しい観測結果について述べる。

3. 第2高調波による30-45kmの温度の決定

短波長では大気分子からの Rayleigh 散乱断面積が大きいので、エアロゾルが無い（または非常に少ない）高度領域の大気分子の高度プロフィルを求めることが容易である。改善されたライダー系では第2高調波を用いて約30分の観測（18,000ショット）で、光電子計数誤差数%以内で高度45kmまでの大気分子個数密度分布を求めることができた。静水圧平衡を仮定すると、これから誤差10－20°で温度を求めることができる。その結果は US Stantard Atmosphere と比較し得る温度プロフィルであった。更に観測時間を長くし、精度を向上させた観測結果を報告したい。

I−14

雷雲の帯電シミュレーション

牧野雅彦
（京大・理）

雷雲の帯電機構を調べるために，1次元時間依存の雲モデルで数値計算を行なった。上昇気流の速度分布は高度と時間の解析的な関数で与え，雲粒子の半径は一定であると仮定した。モデルは，正負イオン，雲粒子，降水粒子（気流に乗って上昇する軽い粒子と，成長によって重くなって下降する粒子の2種類）の全部で5種類の粒子を含む。これらの粒子の運動，拡散，生成，消滅を考慮に入れた連続の方程式を用いて数値的に解いた。電荷分離過程では，non-inductiveだけ，inductiveだけ，その両者の複合したものについての3つの場合を調べた。図1〜5は両者の複合した機構によるものである。図1は正イオン密度の分布で，雲内で急激に減少していることがわかる。図2は雲粒子の持つ電荷密度分布で，図3は降水粒子の持つ電荷密度分布である。図4は全空間電荷密度 $\rho_T = e_0(n_p - n_n) + Q_c + Q_{pr}$ である。雷雲が正負正の3つの電極構造をしていることがわかる。図5は $\mathrm{div}\,E = \rho_T/\varepsilon_0$ から求めた垂直電場分布である。この電場分布は，Winn et al. (1981) と Weber et al. (1982) らの気球による観測結果と一致している。

参考文献

Weber, M.E., H.J. Christian, A.A. Few, and M.F. Stewart, 1982
J. Geophys. Res., 87, 7158-7169.

Winn, W.P., C.B. Moore, and C.R. Holmes, 1981
J. Geophys. Res., 86, 1187-1193.

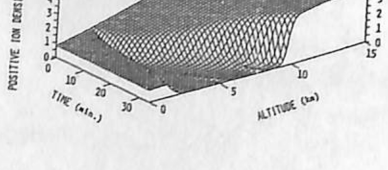


Fig. 1. Altitude-time distribution of the positive ion density. The maximum value is $3.9\times10^{9}m^{-3}$ (z=14.8km), and the minimum value $2.3\times10^{6}m^{-3}$ (z=4.8km, t=34min).

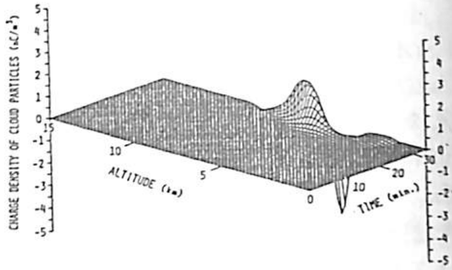


Fig. 2. Altitude-time distribution of the charge density of cloud particles. Peak values are $1.7nC/m^3$ (z=7km) and $-3.9nC/m^3$ (z=5km).

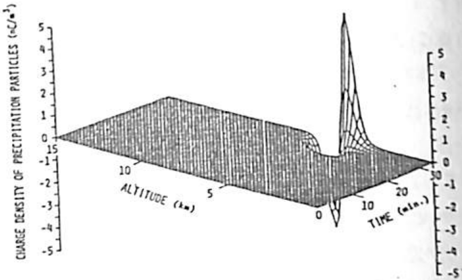


Fig. 3. Altitude-time distribution of the charge density of precipitation particles. Peak values are $-4.0nC/m^3$ (z=5.8km) and $5.9nC/m^3$ (z=4.8km).

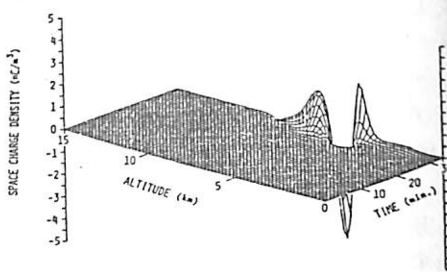


Fig. 4. Altitude-time distribution of the total space charge density. Peak values are $1.6nC/m^3$ (z=7km), $-4.7nC/m^3$ (z=5.6km), and $2.4nC/m^3$ (z=4.8km).

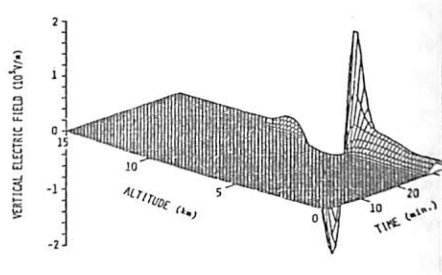


Fig. 5. Altitude-time distribution of the vertical electric field. Positive value represents upward field. Peak values are $1.3\times10^{4}V/m$ (z=8.8km), $-2.1\times10^{5}V/m$ (z=6.4km), and $2.0\times10^{5}V/m$ (z=5.2km)

Pi 2型脈動の伝搬特性

桜井亨、福西浩、A. Hunter
(東海大工)　(極地研)　(Univ. of Luncaster)

南極昭和基地およびその磁気共役点アイスランド・フサフェルを含む多点観測が1980年1～3月、1977年8～9月に実施された。本研究は上記両期間で観測されたPi 2型磁気脈動の伝搬特性および空間構造を明らかにする事を試みた。解析方法は異なる観測点間で同時観測されたPi 2の2観測点間での相互相関解析を実行した。下図は比較的孤立して出現したPi 2を選らび、そのPi 2に対するSYOWA-MIZUHO, SYOWA-MOLODEZHYANA間での位相差を周波数に対して図示したものである。いずれの図においてもSYOWAを基準にした位相差が図示され、他観測点での位相の進み、遅れが正負で区別されている。

図から(1)SYO→MIZ.ではSYOの位相がMIZより進んでいる場合が多いこと、(2) SYO→MOL.ではMOL.の位相がSYOより進んでいる場合が多いこと、さらに(3)位相差零の場合もかなりの頻度起っている。　以上の結果はPi 2が低緯度側から高緯度側へ、また西向き(MOL.→SYO)に伝搬する事を示唆すると共に(3)の結果はPi 2の瞬時の空間的広がりが夫々の2観測点を含む位に大きい事をも意味している。

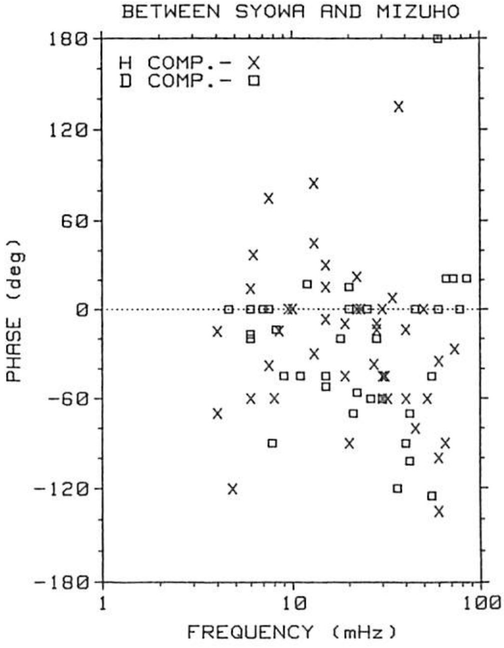
更に、緯度および経度方向の伝搬特性を纏めると次の様になる。

1. SYO-MIZ.では極方向にほぼ20 km/sの速さで、その波長は20°位で伝搬する。
2. SYO-MOL、REY-SIG.の経度方向にはほぼ速さ30 km/s、西向き波長20°位で伝搬する。

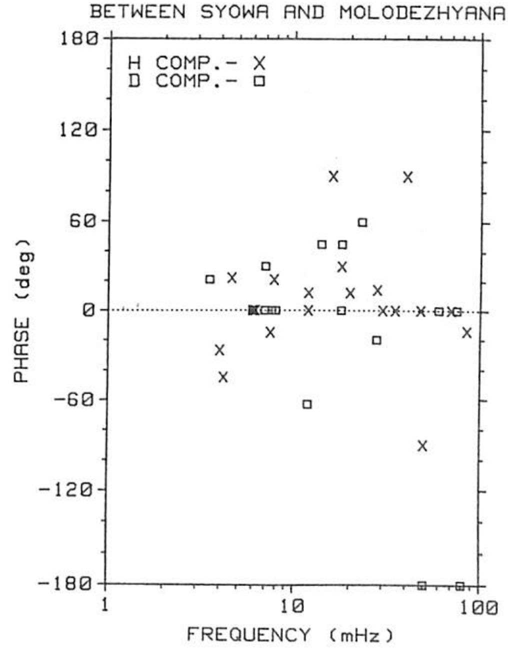
これらの結果は、Pi 2の伝搬速度がオーロラのサージの西向きおよび極方向への伝搬速度(0.3～3 km/s)に比較してはるかに早い速度で伝搬している事を示唆している。

上記の結果は、Pi 2の位相解析の統計的結果であるが、個々の例に対して多点同時観測の位相解析からPi 2の発生に対してオーロラとの対応のもとに議論することが可能であるデータが得られた。

PHASE DIFFERENCE OF Pi 2
BETWEEN SYOWA AND MIZUHO



PHASE DIFFERENCE OF Pi 2
BETWEEN SYOWA AND MOLODEZHYANA

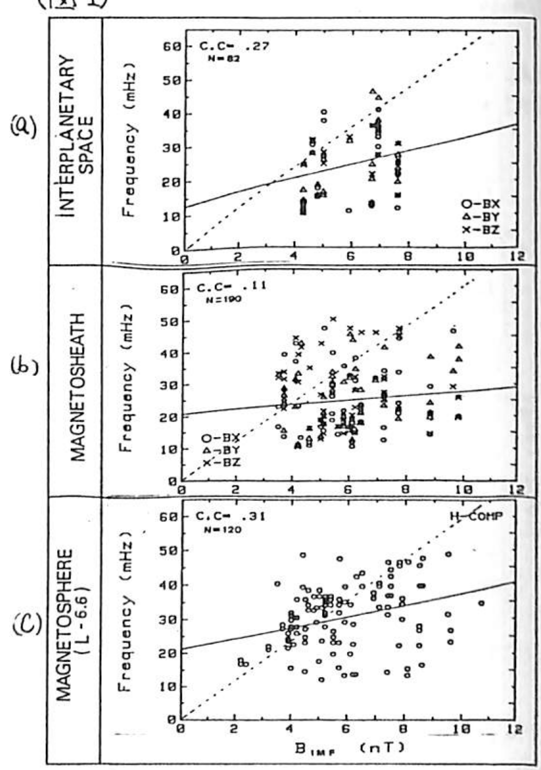


惑星空間－磁気圏境界領域における Pc3帯波動特性

友村　清，桜井　亨
（東海大工）

我々は，ISEE-1，IMP-G(5)，GOES-2,3などの衛星の磁場データを用いて，Interplanetary Space－Magnetosheath－Magnetosphere におけるPc3帯波動の発生，伝播について調べている。Magnetosheathで観測される波動は，主に，0.01－0.05 Hz（T=20～100sec）にスペクトルピークが在り，θ_{kB}（Wave normal vector ($\vec{k}$) と磁場 $\vec{B}$ とのなす角）は，60°～90°の例が多いことがわかっている。この事は，これらの波がCompressional modeであることを示唆しており，磁場を横切って伝播することが可能である。これらの波のSourceとしては，Interplanetary Spaceにおける Upstream Wave などが考えられる。図1は，惑星空間磁場（B_{IMF}）と，Interplanetary Space, Magnetosheath, Magnetosphere（L~6.6）で観測された波（0.01-0.05Hz）のスペクトルピーク周波数との関係を示したものである。(a)，(b)は，ISEE-1，(c)はGOES-3による観測である。実線は，分布に対する最小二乗法によるフィット直線であり，破線はIon resonance theoryで言われている f (mHz) ～ 6·B (nT) の直線である。Magnetosphereにおいては，比較的 f ～ 6 B_{IMF} の直線近くに多く分布しており，Magnetosphereで観測されるPc3帯の波のSourceとして，Upstream waveの磁気圏内への伝播という事ができる。また，f ～ 6B_{IMF}に離れて分布しているものは，磁力線とのResonanceによるものや，極域での乱れによる効果であろう。Magnetosheathにおいては，かなり散って分布しているが，大まかに分けると，f ~6B_{IMF} の直線まわりの分布と直線よりも下に分布するものがある。この原因としては，Source領域の違い，即ち，f～6B_{IMF}の直線まわりに分布するものは，Upstream waveがOriginであり，直線よりも下に分布するものは，Magnetosheath originであると考えられる。他の原因としては，波のモードの違いによるなどが考えられる。今回は，この点をはっきりさせるとともに，IMP-G(5)の磁場データも用いて，Interplanetary Space－Magnetosheathの関連性についても述べる予定である。

（図1）



I−17

広域多点同時観測に基づくPc3脈動の発生及び伝播機構について

湯元清文・斎藤尚生・CINPULF観測グループ・MILCULF観測グループ
(東北大・理)

低緯度Pc3型地磁気脈動の発生が、太陽風速度と惑星間空間磁場の方向に依存することが1960年代に明らかにされ、Pc3脈動の磁気圏外部起源説が提唱された。又、地上で観測されるPc3の周波数(f)が惑星間空間磁場強度(B_{IMF})と良い相関性を示す[$f(mHz) \simeq 6.0 \cdot B_{IMF}(nT)$]ことが1970年代頭初に発見されて以来、Pc3の発生源としてのBow shock上流のupstream waveが注目されてきた。然しながら、磁気圏内部に発生し得るPc3帯の結合共鳴HM振動modeが多く存在する為に、Pc3の発生起源と磁気圏内の伝播機構との関係について明確な結論が得られず今日に至っている。

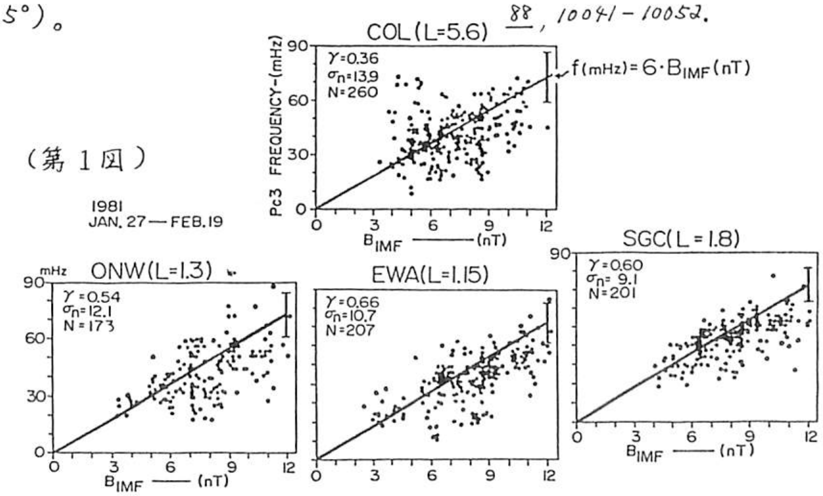
この未解決の問題を解くべく、我々研究group は女川地磁気観測所(ONW; $\Phi=28.6°$, $\Lambda=208.1°$)を基点にした以下3回の海外多点同時観測を行なった：(1) Circum Northern Pacific ULF Observation Project (CINPULF; Jan. 20- Feb. 27, 1981) COL (64.9°, 147.8°), SGC (42.4°, 305.0°), EWA (21.3°, 267.9°)、(2) Mid-latitude Conjugate (MILCULF; Nov. 3, 1982 − Jun. 30, 1983) BVR (−46.6°, 222.3°), TSV (−28.1°, 220.6°)、(3) Subtropical Conjugate (SUTCULF; May 27 − Jun. 14, 1983) CNL (13.8°, 189.5°)、CEP (−18.3°, 182.5°)。

本講演においては、地上(COL, SGC, EWA, ONW)と静止衛星GOES 2で観測されたPc3周波数とISEE 3によるIMF強度との相関性(第1図)、及びMILCULFで得られたPc3波動特性のdata解析結果から、以下に要約されるPc3地磁気脈動の発生及び伝播機構が明らかにされた。

Bow shock上流に反射された数KeVのion beam粒子のanomalous cyclotron共鳴によって発生した低周波のmagnetosonic upstream waveが、IMFのcone angle $\theta_{XB} \equiv \angle(\hat{B}_{IMF}, \hat{X}_{SE})$の小さい時に磁気圏内に侵入し、磁気圏深部まで伝播する。このcompressional Pc3 waveは磁気圏内部を伝播するにつれて、それぞれの領域に卓越する様々なPc3帯のHM波動と結合共鳴振動しているものと解釈される(Yumoto & Saito, 1983)。それ故に、地上の1観測点では、その領域でのみ卓越するPc3帯の結合共鳴振動が強調されて観測され易い為に、Pc3の発生起源と伝播機構の全体像が今日まで明らかにされ得なかった大きな理由の1つと考えられる。

参考文献

Yumoto K. & T. Saito (1983) J. Geophys. Res., 88, 10041−10052.



(第1図)

I－18

アイスランド・昭和共役点で観測された Pc 1 と Pg 脈動の特性

福西　浩，佐藤　夏雄（極地研）
国分　征（東大・理），Th. Säemundsson（Univ of Iceland）

昭和基地の地磁気共役点にあたるアイスランドのHusafellでの観測は，IMSの一環として1977年　8月～9月，1978年8月～9月　の二度実施されたが，この経験を生かし本格的な共役点観測を実施することが計画された。58年度はその初年度としてHusafellに長期連続観測が可能な観測所を開設した。設置した観測器は以下の通りである。

1．フラックスゲート磁力計
2．サーチコイル磁力計
3．リオメータ
4．ELF－VLF波動観測器
5．全天カメラ

1983年9月3日より連続観測を開始した。私達が滞在した9月29日までのデータはすでに日本に到着しており現在解析中である。その後はアイスランド側の協力者により観測データが連続的に取得されている。9月3日～29日の間フサフェルで観測された地磁気脈動データから以下のような興味深い現象が見い出された。

1．Pg脈動（周期100～150秒の正弦波的振動で振幅はHよりもDが強い）は，26日間で6回も発生した。これらのPgはすべて04-11h UT（MLTとUTはほぼ等しい）の午前側で起った。
2．図1に示すように，Pgの発生とPc1の発生が逆相関を示す傾向が見られた。
3．オ2高調波を伴うようなPg脈動が観測された（図2）。
4．強いPc1が頻繁に発生した。大きなPc1の振幅は約1nTにも達し，こうした大振幅のPc1はCNAの増加を伴った。
5．9月23日 10h－12h UTに出現したPc1は中心周波数が0.5 Hzから0.3 Hzまで単調に減少した。これに伴い1047－1057 UTの間 CNAの増加が起った。この現象はPc1に伴う粒子降下領域が時間とともに高緯度側に移動し，この時間帯にHusafell付近を通過したことを示唆する。学会ではこれらのデータと昭和基地データの比較結果を報告する。

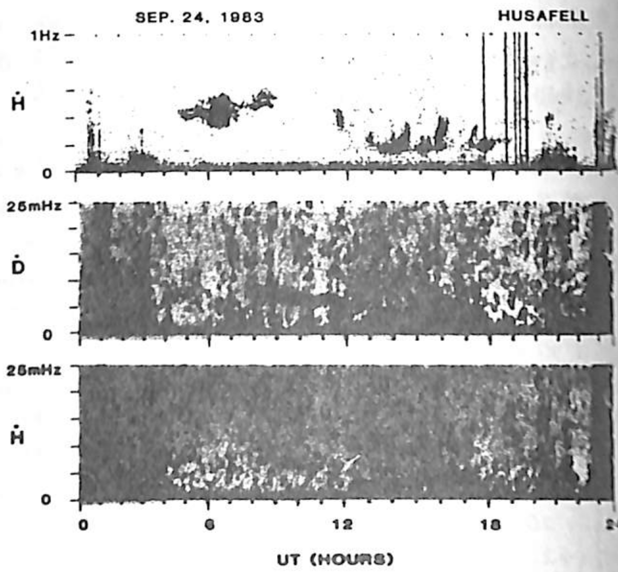


図 1

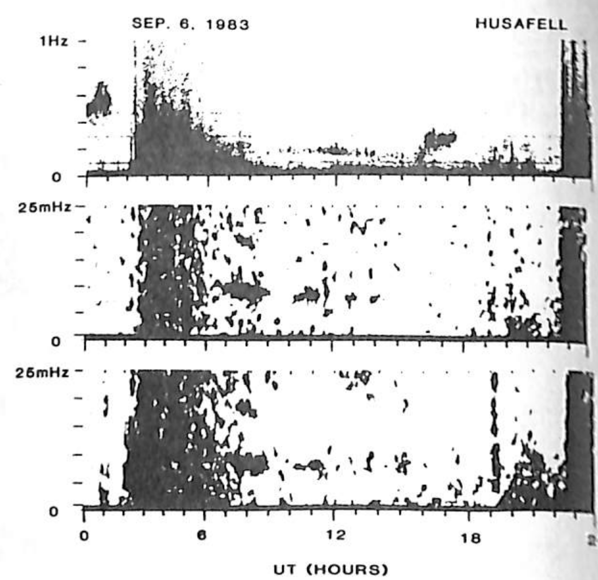


図2

I－19

Pg脈動の共役多点観測

利根川豊　福西浩　A. Hunter
(東海大･工)　(極地研)　(U. of Lancaster)

前回の講演では，昭和，みずほ，Husafellで同時観測されたPg脈動の波動特性を報告した．特に昭和－Husafell間の共役点位相解析結果は，Pg脈動がodd modeの振動である事を強く示唆している．また各観測点での周波数，振巾，偏波の系統的変化は，Pgの共鳴領域の高緯度方向への移動で説明できる事を報告した．これらの波動特性をさらに明確にする為に，今回はランカスター大学グループによるアイスランド内5点同時観測データを加えた解析を行った．

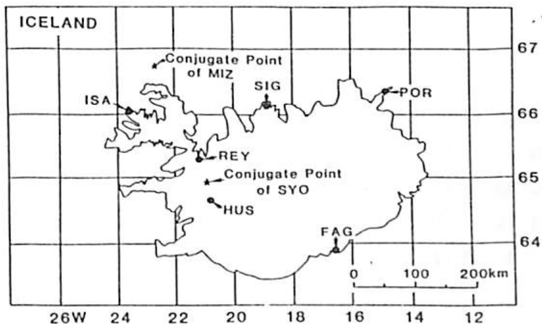


図1 アイスランド観測網と昭和，みずほの共役点．

共役点を含め計8点の同時観測データを連続的にスペクトル解析した結果，Pgの中心領域が高緯度及び西方に移動している事が示された(図2)．この間各観測点での偏波は，中心領域の高緯度側では右廻り，低緯度側では左廻りの関係が保たれている．これはPgの位相速度が西向きである事を考慮すると，磁力線共鳴理論で説明できる．また図2で注目すべきは，昭和とHusafellの偏波の回転方向が常に一致している点で，両点の共役性がPgの空間スケールに対し十分保たれている事を意味している．この事から，昭和－Husafell位相解析によって得られたPgの振動モード(odd mode)の有意性が確認された．一方，Pgの周期は同じodd modeであるPc5に比べかなり短いので，その原因を探る為にPc5に対しても同様の解析を行ない両者の特性を比較した結果も報告する．

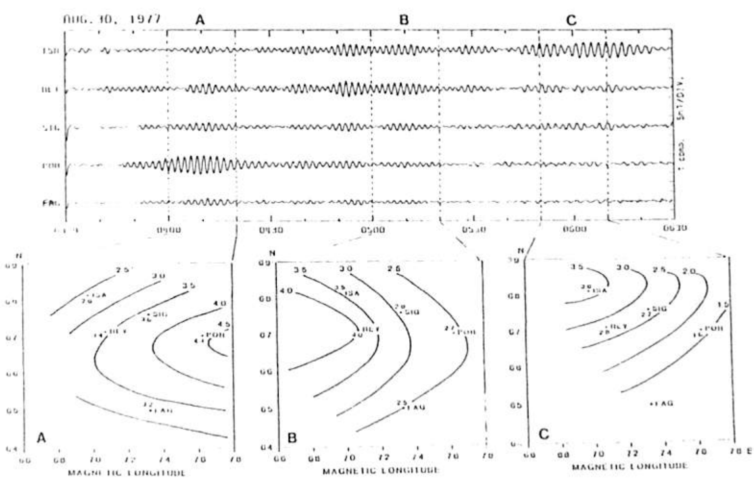


図2 Pgの波形とパワーの空間分布

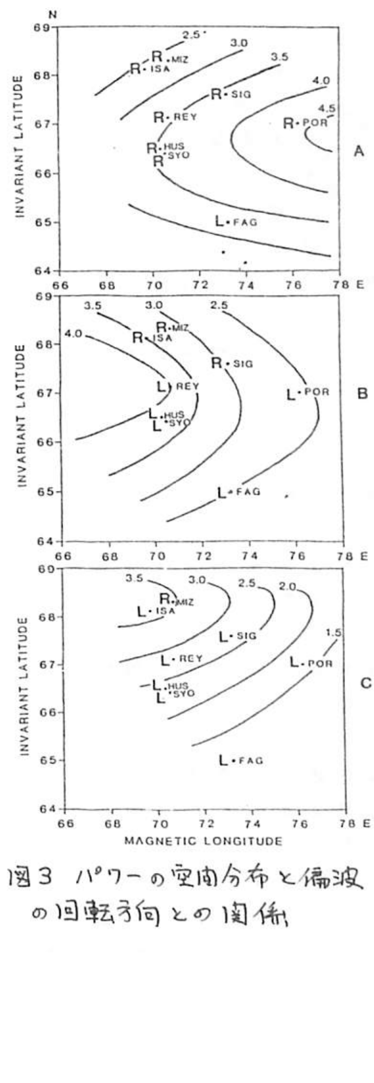


図3 パワーの空間分布と偏波の回転方向との関係

I－20

高緯度におけるＰｉ２脈動の偏波特性

樋　口　喜　啓

山形大工

1．はじめに　前回は，高緯度Ｐｉ２脈動のパワー・スペクトルおよびその偏平度について調べた。（1）（2）今回は，偏波特性とオーロラ・エレクトロジェット電流（ＡＥＪ），Ｐｉ２脈動に対する沿磁力線電流（ＦＡＣ）との関係について考察をした。

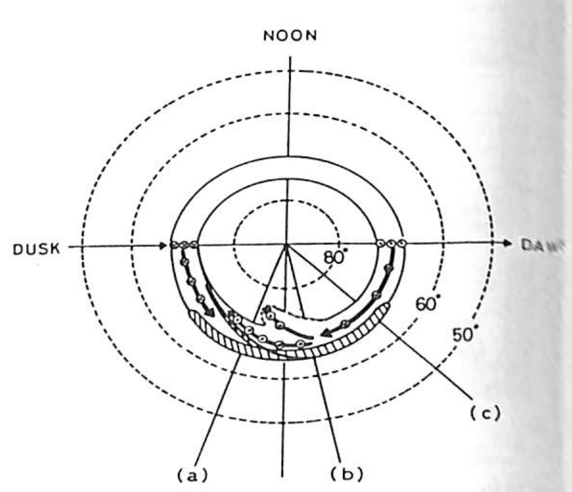
2．偏波特性　高緯度におけるＰｉ２脈動の偏波特性は，著者の知る限りでは，それぞれの観測結果によって異なる結論が得られていて，現在のところ確定した統一理論はないと考えられる。ＡＥＪ電流を境界として，それより低緯度側では，磁力線方向に見て左楕円偏波（ＣＣ）特性を示し，又，高緯度側では右楕円偏波（ＣＷ）特性を示すことが知られている。ＡＥＪ電流（ホール電流）によるＨ成分の位相が，Ｄ成分の位相とことなるためと考えられる。偏波特性の地方時依存性については，偏波特性がサブ・ストームの発生経度を境界として変化する観測結果と変化しないとする観測結果にわかれている。変化すると考える人達はＡＥＪ電流の高緯度側では，サブ・ストームの発生経度を境界として西側で右楕円偏波（ＣＷ）特性を示し，それより東側で左楕円偏波（ＣＣ）特性を示す。又，ＡＥＪ電流の低緯度側では反対の特性を示すと主張している。逆に変化しないと考える人達は地方時に関係なくＡＥＪ電流の高緯度側では右楕円偏波（ＣＷ）特性，低緯度側では左楕円偏波（ＣＣ）特性を示すと主張している。Ｐｉ２脈動に対して共鳴理論を適用する場合には，前者の観測結果を説明するのに都合がよく，サブ・ストーム電流理論を適用する場合には後者の観測結果を説明するのに都合がよいと思われる。図１は西向きＡＥＪ電流・東向きＡＥＪ電流および正味の沿磁力線電流と，解析したＰｉ２脈動の位置関係を表わしている。線（ａ）は，サブ・ストームの発生経度よ西側（夕方側）で観測されたＰｉ２脈動位置をしめし，線（ｂ）はサブ・スト一の発生領域に近い地方時で観測されたＰ２脈動の位置で，線（ｃ）はサブ・スト ム発生領域の東側（朝方側）で観測されＰｉ２脈動の位置を示している。

3．Ｐｉ２脈動に対する沿磁力線電流　対流にともなう電界の時間的変動（過渡電界）は，偏極電流として磁力線に沿っ電離層上部までつたえられる。電離層でその一部は反射され反対半球の電離層ま伝搬する。電離層におけるΣpやΣHが様である場合にはΣpによるジュール熱してエネルギーが失われ減衰がおきる。西向きに伝搬する沿磁力線電流を考え、ｉ２脈動の偏波特性を説明することを試る。

参　考　文　献

（１）樋口喜啓，J.C.Samson,M.Marecha G.Rostoker; 磁気圏・電離圏シンポジュム、１０５（１９８１）

（２）樋口喜啓，極域における電離圏・気圏シンポジューム、７８（１９８４）



I−21

福島の定理のULF帯への拡張：非一様電離層の場合

糸長 雅弘，北村 泰一
（九大理）

磁場$\mathbb{B}$は一般に2つの部分に分けることができる（$\mathbb{B}=\mathbb{B}_{VC}+\mathbb{B}_{NVC}$）。

$$(\nabla\times\mathbb{B}_{VC})_z=\frac{4\pi}{c}j_z+\frac{1}{c}\frac{\partial E_z}{\partial t}, \qquad (\nabla\times\mathbb{B}_{NVC})_z=0$$

この磁場の分離に対応して、電離層電流$\mathbb{J}$も2つの部分に分けることができる（$\mathbb{J}=\mathbb{J}_C+\mathbb{J}_{SF}$）。

$$\begin{cases}\frac{4\pi}{c}J_{C,x}=-B_{VC,y}(d+0)+B_{VC,y}(d-0)\\ \frac{4\pi}{c}J_{C,y}=B_{VC,x}(d+0)-B_{VC,x}(d-0)\end{cases} \qquad \begin{cases}\frac{4\pi}{c}J_{SF,x}=-B_{NVC,y}(d+0)+B_{NVC,y}(d-0)\\ \frac{4\pi}{c}J_{SF,y}=B_{NVC,x}(d+0)-B_{NVC,x}(d-0)\end{cases}$$

ここに、電離層は$z=d$にある平面薄層と考える。このとき、$\mathbb{J}_C$と$\mathbb{J}_{SF}$は

$$\nabla\cdot\mathbb{J}_C=-[j_z(d+0)-j_z(d-0)]-\frac{\partial\rho}{\partial t}, \qquad \nabla\cdot\mathbb{J}_{SF}=0$$

を満たす。ここに、ρは面電荷密度である。電離層より下（$z<d$）を真空と仮定すれば、$j_z(d-0)=0$である。また我々が考えるULF帯（$T\gtrsim 1s$，$\lambda\lesssim 10000\ km$）では、$\partial\rho/\partial t$の項は$j_z(d+0)$に比べて無視できる。

静的な場合、電離層より下では$\nabla\times\mathbb{B}=0$，即ち$\mathbb{B}_{VC}=0$である。それ故、“磁気圏における$\mathbb{B}_{VC}$は電離層に流れる$\mathbb{J}_C$（電離層が一様で磁力線が垂直の場合Pedersen)により地上からしゃへいされる。” この定理はFukushima（1969，1976）により静的な場合に対して述べられたものであるが、ULF帯の場合に対しても有効であることが数値的に確かめられた。本講演では、電離層が非一様な場合に重点を置いて、この定理のULF帯への拡張を報告する。

References

Fukushima, N., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 23, 219−227, 1969.
30, 35−40, 1976.

I－22

磁気圏ULF波動と高エネルギー電子降下

藤井良一（極地研），小玉正弘（山梨医大），河野 毅（理研）

極域電離圏，磁気圏で観測されるプラズマ波動現象としてPc型，Pi型地磁気脈動やVLF放射はよく知られている。例えば，主として昼間側に起こるPc 3~5型脈動と同期してQP型VLFエミッションを伴う場合には，磁気圏赤道面での高エネルギー電子とホイッスラー波のサイクロトロン共鳴相互作用によって，電子は電離層下部まで降りこみ，制動X線やそれによるD層異常電離を示すCNAを発生する。この電子降下は衛星観測や気球観測によって確認されている（例えば，Parks et al., 1968; Rosenberg et al., 1971; Yamagishi et al., 1984）。しかし一般的には磁気圏サブストームと1対1の対応関係にはない。一方，サブストームの発達に直接関連するPi型脈動の場合には，VLF波動はほとんど電離層で吸収され，同時に，CNA観測から間接的にPiBに対応する粒子降下の例が報告されている。しかし降下粒子の直接観測の例はほとんどない。

1982年12月21日昭和基地より放球されたB_5－24大気球は約9時間にわたる（16－01 LMT）レベルフライト中に，ΔHが1000 nTを超える顕著なサブストームに数回遭遇した。その間，搭載されたX線測定器は最大400倍バックグラウンドに達するオーロラX線バーストを含め，数回のバースト現象を記録した。これらに対応して昭和基地ではULF脈動，CNAが観測されたがVLF波動は全く観測されなかった。X線を発生する高エネルギー電子の降下とULF脈動とがどのように対応するかは両者の発生機構に深く係る。早い時間分解能を持つ特別のCNA観測例から，Pc 1脈動とCNAがほとんど同じスペクトル構造を示す報告（Heacock & Hunscken, 1977）はあるが，X線変動ならばULF波動のスペクトルと直接比較できる。

ただし今回の気球観測の場合には次の2つの観測条件を考慮しておく必要がある。1つは気球高度で，予定高度（約30km）にまで到達せず，かつ時間とともに次第降下した。このため測定可能なX線エネルギーの最低値は，当初の32 KeVから最後は160 KeVあたりまで上昇した（図1）。もう1つは気球位置で，図2に示すよう昭和基地より西方つまり低緯度側に流れ，L値で6.1から5.3まで低下した。これ2点を考慮しつつ，ULF波動とX線変動両ダイナミックスペクトルを比較し，Pcおよび Pi型脈動の発生と高エネルギー電降下との関連について報告する。

図1

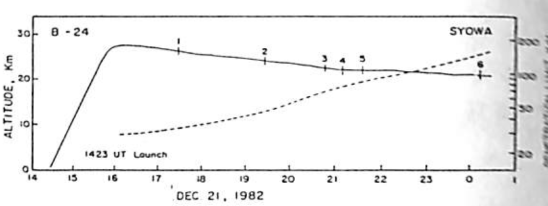
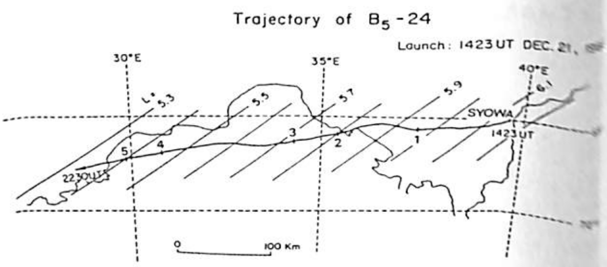


図2



I－23

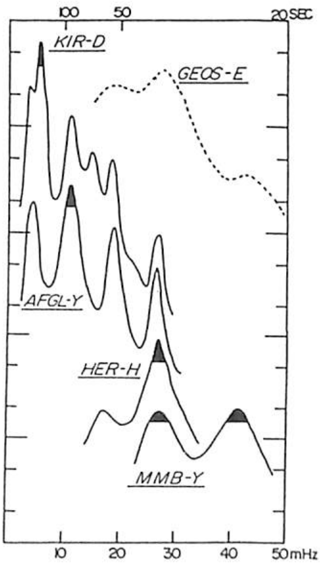
Psc 型磁気脈動の出現特性について

桑島正幸、角村悟　　福西浩
（地磁気観測所）　（極地研究所）

ＳＳＣに伴って出現する磁気脈動はPscと呼ばれ、地上および磁気圏の広い領域にわたって同時に出現することから磁気圏の物理状態を知る手段として注目されてきた。地上における資料をもとにしたPscの研究については、ＩＧＹに取得された資料によってSaito and Matsushita (1967) によって詳細に報告されている。一方、磁気圏におけるPscのふるまいについては最近、静止衛星高度における資料をもとにして永野 (1982, 1983) や著者等によって研究が進められている。これらの研究によれば Psc 4～5 帯の現象については、静止衛星高度および地上とでの出現特性が明らかにされつつある。しかしこれ以外のPsc現象については、出現特性の解明が必ずしも十分であるとは言えない。特に中低緯度において出現のみられる周期5秒～数10秒の Psc 2-3 については、研究が十分ではなかった。そこで地上および磁気圏におけるPscの同時観測によってPscの出現特性を明らかにすることを試る。

磁気圏における資料としては、静止衛星による（SMS/GOES, GEOS）。高速粒子変動については GMS の資料も参照する。地上における資料としては、南極昭和基地、南アフリカの Hermanus, および日本の女満別の資料を主に利用するがこれに加えて、Dr. Singer の好意により AFGL の資料を又 Dr. Stuart の好意により IGS-chain での資料も利用した。

解析結果の一部を下に示す。高緯度においては Psc 4-5 が卓越するが、中低緯度においては Psc 2-3 が出現していることがわかる。本講演では特に周期が数10秒程度の Psc についての解析結果を報告する。



MAR. 22　1979

DOMINANT COMPONENT Psc ASSOCIATED WITH SSC AT 0826 UT MAR. 22 1979

STATION	LOCAL TIME	Psc COMPONENT SEC	mHz
SYOWA STATION (ϕ_m = -69.8°)	1104	310	3.2
KIRUNA (ϕ_m = 65.2°)	0948	160	6.3
AFGL (L = 2～3)	MIDNIGHT	95	10.5
HERMANUS (ϕ_m = -33.4°)	0943	35	28.6
MEMAMBETSU (ϕ_m = 34.0°)	1803	20	50.0

I－24

サブクレフト帯ドットＰｃ１の発生環境

林　幹治（東大理），AUV グループ

Subcleft帯の朝方を中心として観測されるドットタイプの pc1 ULF 波動についてまとめると，

周波数帯： 0.1～0.6 Hz
強度： 100 pT 以上になる
f-t スペクトル構造：
*Δf ‐ 0.1 Hz， Δt ≲ 数分以下のドットないし線群
*多くの場合平均周波数が時間とともに上昇
継続時間： 5 分 ～ 5 時間
日々発生頻度： 50% に近い
発生頻度： 61°～ 75° の多点観測データで見る限り高緯度限界の 74° ～ 75° で最も顕著
発生する時間帯： 7 LMT + 2 時間
関連現象：
* Subcleft 帯の観測点の磁場変動として 100 nT程度の Sqp型 convection 電流の強化を伴う．
*真夜中近くには緯度 70° 近傍を中心とする小規模のサブストームの発生が先行する場合が多い．
*全世界的に見た場合の地磁気活動は概して静穏な部類に入り Kp～2
* pc 1 現象と同時に pc 5 現象が観測されていることが多くドット構造と pc 5 波動の対応を示唆する例が多い．

周波数帯と現象のＱの高さからオーロラ帯――プラズマポーズ域のpc 1と同時に 10keV 内外のプロトンによるサイクロトロン不安定によって磁気圏赤道面近くで発生すると考えるのが妥当であろう．

今回は更に以下の点を考慮して発生に関連したプロトンの昼側より輸送と subcleft 帯ドット型 pc 1 の発生環境について考える．
*現象は昼に近い方で active である．
* IMF By 効果が発生時刻に関して見られるようである．
* Convection field の変動が重要であるように見える．

I-25　Substorm effectとしてのPc 1脈動 (2)

―― Non periodic Pc 1の特性 ――

石田十郎，林　幹治

東京大学理学部地球物理研究施設

Pc1地磁気脈動は、磁気圏尾部から磁気圏に供給された、速度・実空間に異方性を持った高エネルギーの粒子によるcyclotron resonance で発生していると考えられており、磁気圏内の高エネルギー粒子及び低エネルギープラズマの状態を把握する事が其の発生条件を考える上で重要である。

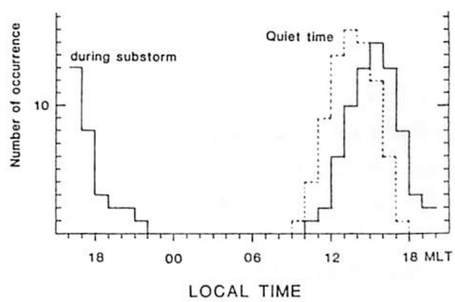
我々はカナダでおこなった多点同時観測の結果に基づき、スペクトルの構造からperiodicな構造の見られる"periodic type" と、periodicな構造の見られない、"non-periodic type" に分けられ、これらのPc1は、緯度・local time・地磁気活動度との関連から特徴的な現れ方をする事を示した（下表）。periodic type についてはその発生領域は、ほぼ Plasmapauseに沿った緯度であることが統計的に示されている。 Non-periodic type については Plasmapauseより高緯度側にその発生の中心が存在する。

前回の講演では主に"Non-periodc Pc1 High Frequency Band" について、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、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，といった性質を示した。

また、低い周波数にも同時にNon-periodic Pc 1現象("Low freq. band")が見られる場合があり、上述の"High freq. band" との間にcutoffが存在する。

今回の講演では"High freq. band" と"Low Freq. band"についてSubstorm activity との詳細な　比較を行ない報告する。

図　Non-periodic Pc 1 の出現頻度



効　果	現象の種類	Local Time
Direct effect Energetic proton injection	・Non−periodic Pc 1, low frequency band (IPDP を含む。)	11−20 MLT
	・Subcleft morning dot	7±2 MLT
	・Night side periodic Pc 1	17−07 MLT
After effect Longitudinal density gradient in low energy plasma etc. +weak injection	・Dayside periodic Pc 1	06−18 MLT
	・Non−periodic Pc 1, high frequency band	10−16 MLT

I−26

電離層上下で同時観測されたSCの解釈

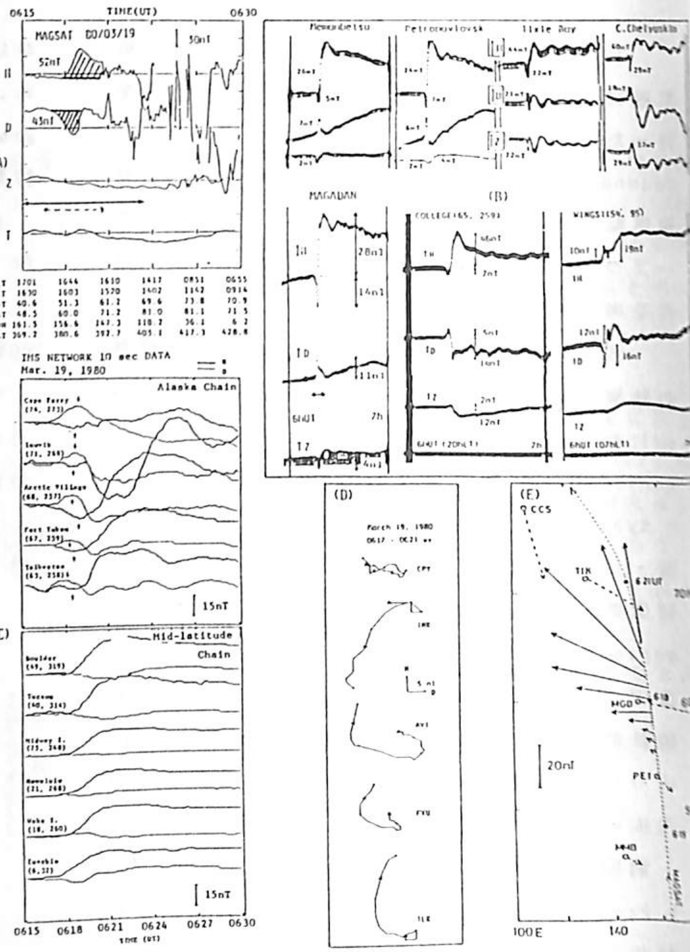
荒木 徹, 山田 雄二
(京大理)

磁気嵐急始部(SC)のpreliminary impulse (PI) の波形と振巾は緯度と地方時に強く依存し、その等価電流系は遠隔電流によっては説明しにくい二つ渦の形をしている。したがってこの等価電流は電離層実電流であると解釈されるが、その証明には電離層上下でのSCの同時観測が必要であった。

低高度磁場精密観測専用衛星MAGSATの半年余の飛行期間に21のSCがあったが、そのうちの1例(1980.3.19 event)は直下近くの地上観測所(MAGADAN)によって同時観測された珍しいものであった(図A, B参照)。

地上データ(Normal-run magnetogram)の時間分解能が低いのでMAGSATが検出したパルス(図A斜線部)が地上SCのPI, MI (main impulse)のいずれに対応するか判断が難しかったが4時間ほど東のIMS Magnetometer NetworkのAlaska chain stationsのデータ(図C上)との比較により PIが電離層上部で初めて検出されたとの結論に達した。

図DにAlaska chain stationでのこのSCの水平ベクトルの変化を、図EにMAGSAT軌道に沿っての水平ベクトル変化(実線)、地上観測所のPIの変化ベクトル(点線)を示す。



MAGADANのPIのピーク時刻は0618UTであり この時ほぼ真上にあったMAGSATの変化ベクトルはMAGADANのそれのほぼ逆を向いている。

本講演ではこれについて次の二つの観点から行なったデータ解析と数値計算の結果を報告する。

① 電離層上下で検出されたパルスはPIの全世界的分布と矛盾しないか
② PIは夕方側に入り朝側から出る沿磁線電流とそれが作る電離層電流による磁場として解釈されるが 観測結果と数値シミュレーションの結果は矛盾しないか。

地磁気脈動への高温電子の影響

浜端 広充，並川 富一
（阪市大理）

磁気圏の朝側には、電離層起源のcold plasmaに加えてplasma sheetから注入された高温電子（$n\sim1\ \mathrm{cm}^{-3}$, $E\sim0.1-1$ keV, $\beta\approx1$）が存在することが知られており、朝側の地磁気脈動の伝播に重要な役割を果しているものと考えられる。

CGL理論（Chew, Goldberger & Low, 1956）は、強磁場中の無衝突プラズマを記述するのに有効な理論であることは良く知られている。又、有限ラーマー半径効果も含めたCGL理論の拡張は多くの研究者（Thompson 1961; MacMahon 1965; Kennel & Greene 1966; Frieman, Davidson & Langdon 1966; Bowers 1971）によりなされてきており、磁気流体波への応用（Kennel & Greene 1966; Yajima 1966; Fedele 1969; Sisson & Yu 1969; Morioka & Spreiter 1970; Namikawa & Hamabata 1981）もなされてきている。しかし、電子の熱運動が磁気流体波の伝播に与える影響については詳細には研究されていない。なお、電子の熱運動がホイスラー波の沿磁力線伝播に重要な役割を果すということは以前の学会で報告している。

本報告では、cold plasmaと高温電子が混在している無衝突プラズマ中の磁気流体波の伝播にCGL理論を応用し、その特性について詳細な解析を行ない、地磁気脈動への応用を試みる。

電子は1次のCGL方程式で記述されるものとし、平衡状態での電子は低温電子とbi-Maxwellian分布関数により記述される高温電子からなっているものと仮定した。又、閉じた方程式系を得るためゼロ次の磁場沿いのheat fluxは存在しないと仮定し、磁気流体波の分散関係式を得た。

分散関係式は、次のような形にまとめられた。

$$V^6+a_0V^4+(b_0+\omega^{*2}b_1)V^2+(c_0+\omega^{*2}c_1)=0$$

ここで、$V=\omega/k$, $\omega^*=\omega/\Omega^+$, V_AはAlfvén速度、Ω^+はイオンサイクロトロン周波数である。なお、a_0-c_1の定義は省略する。$\omega^*\to0$の極限ではゼロ次の結果（Kato, Tajiri & Taniuti 1966; Abraham-Shrauner 1967）に一致する。又、$\omega^*\sim(V/V_A)^2\to\infty$の極限ではホイスラー波の分散関係（Hamabata 1983）になる。

$\theta=0$のときには、

$$V_\pm^2=\left(V_A^2-\frac{p_\parallel-p_\perp}{\rho_0}\right)(1\pm\omega^*),\quad V_s^2=\frac{3p_\parallel}{\rho_0}$$

となり、左廻り偏波と左廻り偏波の電磁波と音波の分散関係を与える。$\theta=\pi/2$のときには、

$$V^2=V_A^2+\frac{2p_\perp}{\rho_0}$$

となり、有限周波数補正を含まない。

$\theta\neq0$の場合の伝播特性の解析は、位相速度面（$V(\theta)$）、屈折率面（$N(\theta)$）、偏波特性、密度擾乱と磁場擾乱の振幅比（$R(\theta)$）を用いて行なった。結果のグラフの一例は以下に示す。なお、解析結果の詳細と地磁気脈動への応用については、講演時に報告する。

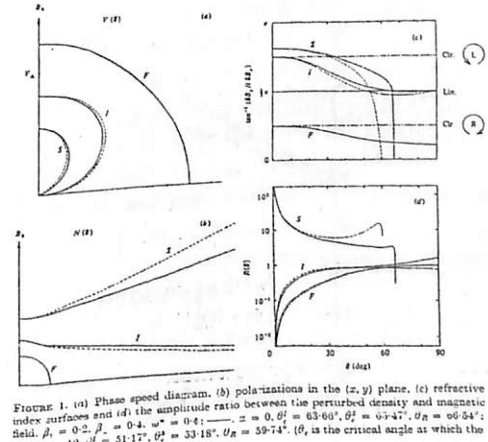


FIGURE 1. (a) Phase speed diagram. (b) polarizations in the (x, y) plane. (c) refractive index surfaces and (d) the amplitude ratio between the perturbed density and magnetic field. $\beta_i=0{\cdot}2$, $\beta_-=0{\cdot}4$, $\omega^*=0{\cdot}4$; ——, $\alpha=0$, $\theta_c^I=63{\cdot}66°$, $\theta_c^S=65{\cdot}47°$, $\theta_R=66{\cdot}54°$; ---, $\alpha=10$, $\theta_c^I=51{\cdot}17°$, $\theta_c^S=33{\cdot}18°$, $\theta_R=59{\cdot}74°$. (θ_c is the critical angle at which the polarization sense is reversed.)

1−28

磁気圏尾部に於ける反磁性ドリフトアルフベン波の特性

三浦 彰・玉尾 孜
東大理

前回の講演で磁気圏尾部のバルーニング不安定の可能性について論じ電離層側の境界条件の重要性について指摘したが，今回,磁気圏尾と電離層を結びつけLine tyingの効果を入れて磁気圏・電離層結合系内でのバルーニング不安定の可能性について調べた。固有値解析の結果，tailの磁力線の形状では磁力線の曲率が赤道面付近にあまりにも局在しすぎているため，また電離層に於けるジュール損失のために，系はバルーニング不安定に対しては安定である事が判明した。然しながら，tail付近のhigh−βプラズマ中で東西方向に伝搬するドリフト波が磁力線に沿って伝搬するポロイダルアルフベン波と結合した固有モードが存在することがわかり，そのモードの分散関係（$\omega - k_\perp$）が求められた。

図1に計算に使用した結合系のモデルを示す。tailにペダーセン電気伝導度Σ_pを持つ電離層を直接結びつけている。$Z=0$で$\delta B_r=0$の境界条件の元にhigh−β効果を含むドリフトアルフベン波の固有方程式を解き固有値を求める。図2はモード数3のモードに対して横軸に東西方向の波数$k_\perp$をとり縦軸に周波数ω_rと減衰率γを二つの異なるΣ_pに対してプロットしたものである。周波数ω_rは$k_\perp$と共に増大し，減衰率γは$\Sigma_p=10^{11}$(e.s.u)では$k_\perp$と共に増大し，$\Sigma_p=10^{14}$では$k_\perp$と共に減少しΣ_pに対して異なる$k_\perp$依存性を示す。ω_rはほぼ$k_\perp$に等しく，また磁力線に沿ってのアルフベン波共鳴周波数もほぼ等しくなっており磁気圏・電離層結合系内でのドリフトアルフベン波の分散であることは確かである。

得られたドリフトアルフベン固有モードがバルーニング不安定により不安定になるためには，磁力線の曲率がより長い領域にわたって存在するリングカレント領域付近の磁力線形状を考える必要があることが示唆される。

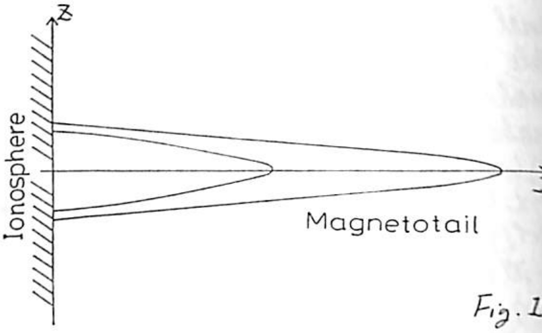


Fig.1

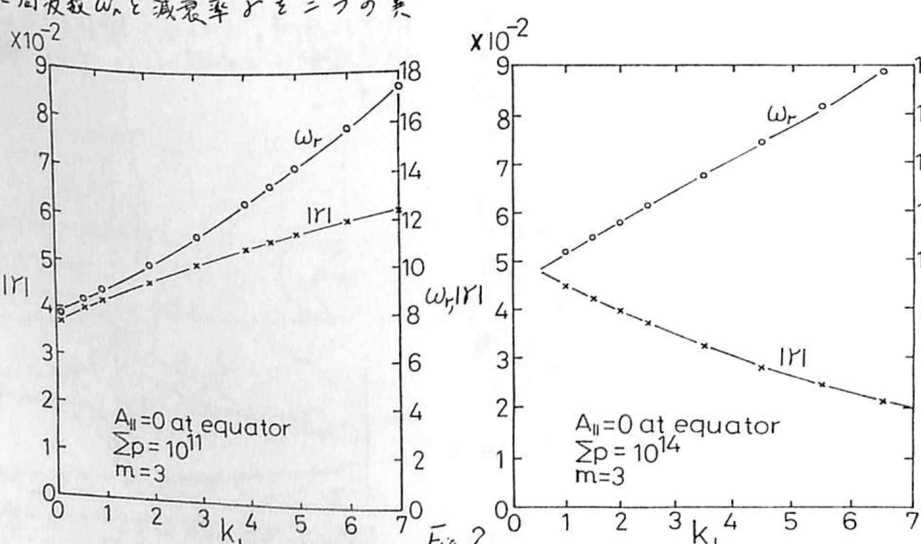


Fig.2

I-29

ダイポール座標におけるポロイダル・アルベーン モード

Poloidal Alfvén mode in dipolar coordinates

H. Murata

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

Storm time Pc 5 pulsations are a class of magnetic pulsations observed most frequently at the local afternoon during the main phase of magnetic storms, which have large m where m is the azimuthal wave number and $m \sim 25$ to 50, and the period is approximately constant with latitude at any given time [Allan and Poulter, 1984]. The waves are linearly polarized in a meridian plane with nearly equal compressional and transverse components near the magnetic equator [Barfield and McPherron, 1978].

The transverse component may be consistent with a poloidal Alfvén oscillation. In this paper, we consider that the compressional component is associated with the transverse (poloidal) one in an inhomogeneous magnetic field, that is, in a dipole magnetic field. We use orthogonal dipole coordinate system (μ, ν, ϕ), where $\nu = \sin^2\theta/r$, 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 (r, θ, ϕ) are spherical polar coordinates.

The wave electric field $\mathbf{E}$ is given by $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, where $\mathbf{v} = \partial \boldsymbol{\xi}/\partial t$ is the velocity of the wave, $\boldsymbol{\xi}$ is the displacement vector, and $\mathbf{B}$ is the background dipole magnetic field, $\mathbf{B} = B\,\mathbf{e}_\mu$. We assume time and azimuthal dependence of the form $e^{i(\omega t - m\phi)}$, and $E_\mu = 0$ (the electric field parallel to B). The linearized equation of Faraday's law is rewritten under infinite conductivity as

$$\mathbf{B}_1 = \nabla \times (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{B}) , \qquad (1)$$

that is, $\mathbf{B}_1 = (B_\mu, B_\nu, B_\phi)$ where

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

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

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

The h_i are scale factors*.

Since $B_\phi = 0$ after observations, we have from (4)

$$\xi_\phi = \frac{D(\nu)}{h_\nu B}\, e^{i(\omega t - m\phi)} , \qquad (5)$$

where $D(\nu)$ is function of ν. For ν = 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_ϕ along the field line is given by

$$\xi_\phi = \frac{r \sin\theta\, D(\nu)}{r_0^3 B_0}\, e^{i(\omega t - m\phi)} , \qquad (6)$$

where B_0 is the field strength at the equatorial crossing point of the field line. We may observe that ξ_ϕ has a structure of standing oscillation with odd mode along the dipole magnetic field line. From the condition of incompressible fluid, $\nabla\cdot\boldsymbol{\xi} = 0$, which is replaced with $\nabla_\perp\cdot\boldsymbol{\xi} = 0$ for large m, we obtain

$$\xi_\nu = \frac{imB}{h_\phi}\left[\int \frac{D(\nu)}{B^2}\, d\nu\right] e^{i(\omega t - m\phi)} . \qquad (7)$$

From (2) and (3), using (5) and (7), we have

$$B_\nu = \frac{im}{h_\phi h_\mu}\frac{\partial}{\partial\mu}\left\{B^2\left[\int\frac{D(\nu)}{B^2}\, d\nu\right]\right\} e^{i(\omega t - m\phi)} , \qquad (8)$$

$$B_\mu = \frac{-im}{h_\nu h_\phi}\frac{\partial}{\partial\nu}(B^2)\cdot\left[\int\frac{D(\nu)}{B^2}\, d\nu\right] e^{i(\omega t - m\phi)} . \qquad (9)$$

We see that the compressinal component B_μ is due to inhomogeneity of the background magnetic field. From (8) and (9), the oscillations are linear, that is,

$$\frac{B_\nu}{B_\mu} = -\frac{\frac{1}{h_\phi h_\mu}\frac{\partial}{\partial\mu}(B h_\phi)}{\frac{2}{h_\nu}\frac{\partial}{\partial\nu}(B)} - \frac{\frac{B^2}{h_\mu}\frac{\partial \xi_\nu}{\partial\mu}}{\frac{\xi_\nu}{h_\nu}\frac{\partial B^2}{\partial\nu}} , \qquad (10)$$

where (7) is used. We can easily show that $\overbrace{B_\nu/B_\mu}^{=0}$ at the magnetic equator. If two conditions of $\partial B_\mu/\partial\nu = 0$ and $\partial B_\nu/\partial\nu = 0$ are satisfied in some regions near the magnetic equator, we have $B_\nu/B_\mu \approx -\cos\theta$. B_ν and B_μ are out of phase above the magnetic equatorial plane.

The density oscillation ρ_1 is given by

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho_0 \mathbf{v}) = 0 . \qquad (11)$$

Under the condition of $\rho_0 = \rho_0(\nu)$, we have

$$\rho_1 = -\frac{1}{h_\nu}\frac{d\rho_0}{d\nu}\xi_\nu = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{d\rho_0}{h_\nu d\nu}\right)\Big/\left(\frac{\partial B}{h_\nu \partial\nu}\right)\right]\cdot B_\mu . \qquad (12)$$

Since $\partial B/\partial\nu < 0$ near the magnetic equator, ρ_1 and B_μ are in phase for $d\rho_0/d\nu < 0$.

Allan, W. and E.M. Poulter, Rev. Geophys. Space Phys., 22, 85, 1984.

Barfield, J.N. and R.L. McPherron, J. Geophys. Res., 83, 739, 1978.

---

* $h_\mu = r^3/(1+3\cos^2\theta)^{1/2}$, $h_\phi = r\sin\theta$, $h_\nu = r^2/\left[(1+3\cos^2\theta)^{1/2}\cdot\sin\theta\right]$.

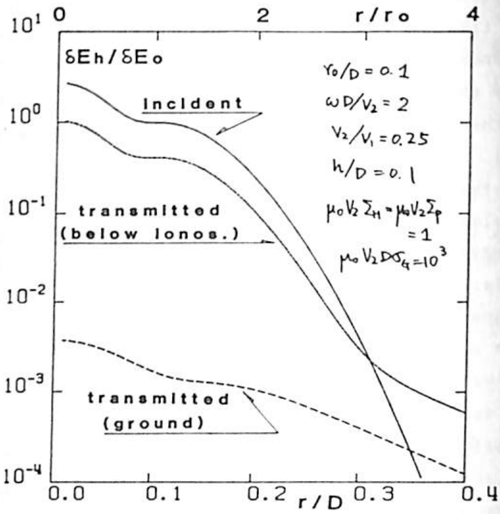
I−30 Effects of the Anisotropic Conducting Ionosphere on Localized Incidence of the Shear Alfven Wave

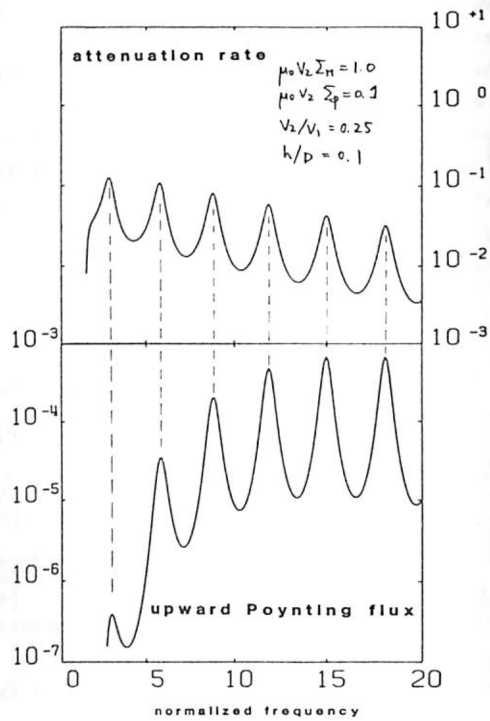
藤田　茂（気象庁　地磁気観測所）

これまで当学会において局在化アルベン波が非等方伝導性電離層に入射したときの様子を数回にわたり発表した。その結果として
⑴入射域付近での電磁場擾乱は電離層ダクトの影響で、地上で観測される擾乱の空間的減衰は入射波の減衰より小さくなる事。
⑵入射波が局在しているために、磁場擾乱の偏波分布は空間的に変化し、我々のモデルでは中心で左、その外側で右回りの偏波分布が得られる事。
⑶電離層透過の際磁場擾乱の偏波は、主軸の方向が90度回転するが、向きは変化しない事。
⑷中性大気の影響で入射した波動の空間的分布はなまった形になる事。
等が得られた。

また入射域遠方で観測されるダクト波の分散関係を調べ、以下の事が明らかになった。
⑴ダクト波のエネルギー損失は電離層におけるジュール損失の効果が大きい。2次的に誘起されたアルベン波によるポインティング損失はそれより小さい。地中でのジュール損失はカットオフ周波数付近の低周波数域では大きいが高周波数域になると表皮効果によって小さくなる事。
⑵高調波のうち基本波が最も小さな減衰率を持っている事。
⑶ホール伝導度が大きくなると減衰率は周波数の変化に伴って波状構造を示すようになる。減衰の各極大を示す周波数はポインティング損失が極大になる所で、隣合う極大の周波数差はダクト域をアルベン速度で往復する周波数に等しい事。
⑷群速度は、カットオフ周波数で磁気圏のアルベン速度、高周波数域ではダクト中のアルベン速度になり、途中では最小値を持つ事。

以上の結果の一つとして、図1に入射波、電離層直下、地上の磁場擾乱振幅分布を、図2にホール伝導度が大きいときの基本高調波の減衰率と磁気圏の上向ポインティングフラックスを示す。





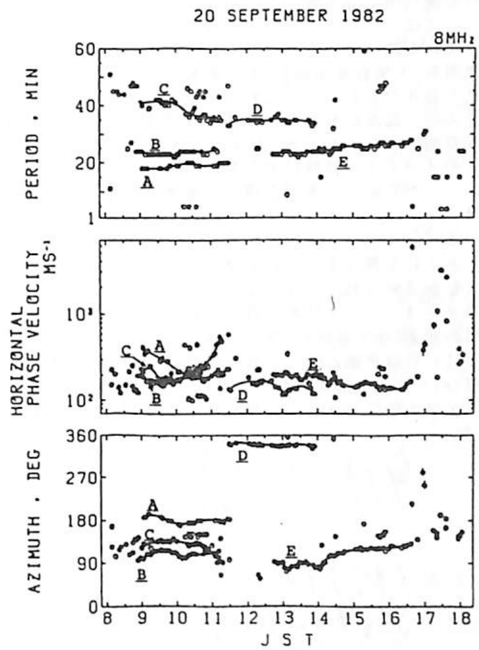
I−31

多チャンネルMEMによるHFDデータの動的スペクトル解析

柴田 喬　奥澤隆志
（電 通 大）

移動性電離層じょう乱（TID）を引き起こす大気重力・音波（AGW）の励起源は、大まかには押さえられてきたものの、個々の事例について子細に同定することは、まだまだ困難な状況にある。観測データからTIDの周期、速度(波長)、方位、振幅といった重要パラメータの動的な変化を知ることは、AGWの源の情報を得る上で有用と考えられる。ところで、筆者らの機関では、多点観測データの解析にあたって、従来、周知の Blackman-Tukey法 による相互スペクトル解析システムを採用してきた。この手法は、安定なスペクトル演算ができる点では優れているものの、スペクトルは周波数間隔 $\Delta f = 1/(2m\Delta t)$ （ m ＝ 最大ラグ数；Δt ＝ 標本時間間隔 ）毎にしか算出されず、任意の Δf や、等間隔周期で出力を得たいときには不都合であった。 そこで、最近、 これまでのシステムを、Strand[1] のアルゴリズムによる多チャンネル最大エントロピー法（ Multichannel Maximum Entropy Method ； MULMEMと略す ）によるもので置き換え、任意の周期または周波数間隔で相互スペクトル解析ができるように改良したので、今回その適用例を紹介する。

MULMEMによる解析結果の一例として、小名浜−菅平−富士のアレイ観測に関するものを図1に示す。 データの標本時間間隔は 0.5分、 データ窓長は 180分であり、 3分毎にデータ窓をシフトしてダイナミック解析している。 予測誤差フィルタの項数は 72で、周期 1分から60分までのスペクトル成分を 1分の周期間隔で算出している。三地点におけるそれぞれの自己パワースペクトル上 共通の周期値でピークを形成し、 かつ、 各観測点間のコヒーレンスがいずれも 0.8 以上のものを、独立な成分事象とみなし、その時の周期、水平位相速度、伝搬方位（北から東回りに角度を測る）を各データ窓の中間時刻に対してプロットしてある。実線で結んだものは、同一の成分が 2〜3時間以上継続しているとみなせるものである。図より、TIDの周期、速度、方位、さらに、マルチバンド構造などの動的な変化特性を容易に知ることができる。この例では、午前中に 3つの成分(図中のA、B、C)が同時に存在する点が注目される。このような場合には、波動成分間に非線形な相互作用が起きていることも考えられ、今後、その可能性を検討していく必要が



＜図 1＞　動的な変化特性の一例；上からスペクトルピークの周期、水平位相速度、伝搬方位

あろう。正午前後に見られるDの成分は、ほぼ北向きに伝搬しているという点で他のものと大きく異なっている。熱圏での中性大気風は日中北向きであるというISレーダー等の観測結果と考え合わせると、背景風に乗った座標系では、Dの周期と速度は、それぞれ、長周期側、低速度側へ補正されるべきである。午後の時間帯に 4時間以上にわたって継続するEの成分は、その周期が時間とともに長周期側へずれていく傾向が認められる。背景風の効果を補正してもこの傾向が保たれれば、たとえば Richmond[2] のいうパルス状のAGW源からの伝搬特性と定性的に一致して面白い。

今後、さらに解析事例を増やして、TIDの動的特性の調査を進めていきたい。

参考文献

1) Strand, O. N., IEEE Trans. Automat. Contr., AC-22, 634, 1977.
2) Richmond, A. D., J. Geophys. Res., 83, 4131, 1978.

I−32

台風に伴うHFードップラー変動 （I）

奥沢隆志，柴田喬（電通大），一ノ瀬琢美（同大工），HFD観測グループ
（代表者　小川徹（京大超高層））

対流圏の激しい気象じょう乱に伴うHFードップラー変動については、これまでいくつか報告がある[1]。すでに明らかになっている諸特性のうちで最も顕著なものは、1分のオーダーの周期(大気音波領域)をもつ断続的なパワースペクトルピークの存在である。これに対しては、地表から熱圏にいたる高さ方向の温度分布の非一様性に基因する規準振動の集合とみる理論的な支えもある(Jones ＆ Georges[2])。

そのスペクトル特性に関しては、現象毎にかなりばらつきがあり、たとえば、米国の激しい雷雨と竜巻に際して、その卓越ピークはそれぞれ2～5分、6～9分の間にあるとされている[3]。スペクトル特性は上記のノーマルモード理論の基盤であるにも拘らず、これまで、3～4時間のデータ窓についてしか求められていない。

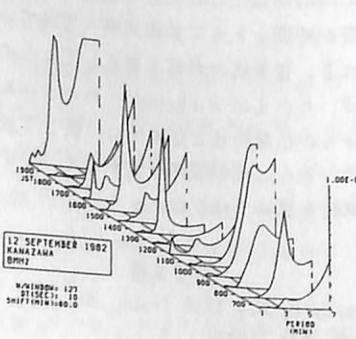
筆者らは、1982年9月に本邦を襲った台風18号と19号の通過(図1参照)に伴い、MAP観測の一環として我が国のHFD観測網が捕えた電離層変動について、数局(図1参照)のデータを処理・解析して、10数時間にわたる動的スペクトル特性を求めたので報告する。その主な結論は、次のとおりである。

(1)各局毎に、同じ構造のスペクトルの寿命は、せいぜい約1時間である(図2参照)。
(2)大気音波領域の卓越ピークは、約2分～9分の周期間にある。
(3)ピークの個数は、基本的に1ないし2である(同上)。
(4)水平位相伝搬速度の大きさが約300m／s～1km/s、向きが同時間帯におおよそ南向き、北向きの二系統みられる場合があった(19号;図3参照)。

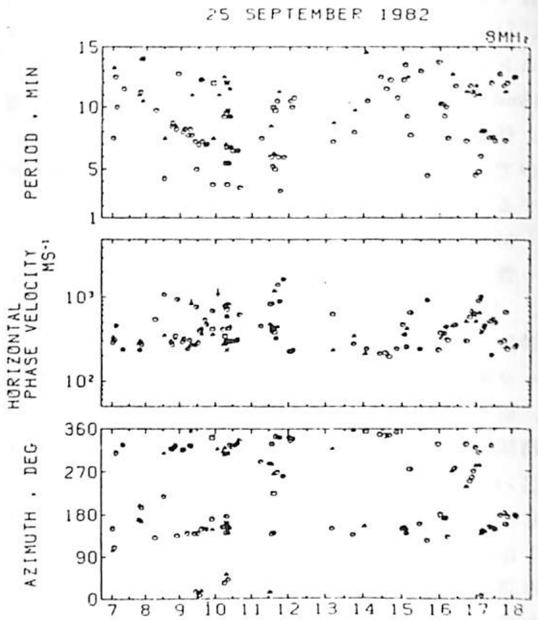
参考文献

1)Georges, T.M., Rev. Geophys. Space Phys., 11, 571, (1973)
2)Jones, R.M. and T.M. Georges, J. Acoust. Soc. Am., 59, 765, (1976)
3)Smith, R.E. and R.J. Hung, J. Appl. Meteor., 14, 1611, (1975)

〈図1〉 台風(18,19号)の経路ならびに各受信局に対する電波通路の中間点位置(×印)



〈図2〉 動的スペクトルの一例



〈図3〉 三局(菅平,小名浜,富士)アレーから求めた、上から共通の自己スペクトルピーク,水平位相伝搬速度の大きさ,伝搬方位の動特性(ただし,大気重力波領域も含む)

I−33

電離層微小擾乱形態解明の一方法

筒井 稔　権 五暢
京都大学 超高層電波研究センター

電離層中に存在している微小擾乱の形態を明らかにする事は、スポラディックE層の生成機構や、そこで発生していると思われるKelvin-Helmholz Instability、更にはその後の乱流過程を説明するためにも極めて重要である。一方電離層加熱等による非線形現象解明のためのアクティブ実験において、電離大気が受けるエネルギー吸収とそれによる擾乱の効果を調べる上でもそれら擾乱の形態を知る事は重要である。そして今後の研究の一つに電離大気の乱流的性格調べる事が考えられるがそのためには微細擾乱の検出法の確立が必要である。ここでは新しく考案したそれらの検出法について報告する。

電離層擾乱の検出方法として最初に行なわれたのが受信強度の時間変化、いわゆるフェーディングパターンである。しかしこのパターンからの解析としては、空間的に隔った観測点で得られたものの相互相関により擾乱規模が算出されていた。そのため微小擾乱に対してはフィルター効果により除外する結果となった。筆者等は生のフェーディングパターンが重要な情報をもっていると考え、電離層反射面のモデルとフェージングパターンとの関係を調べた。

電離層における微小擾乱により散乱されて地上にもどってきた短波を考える。散乱した電波のうちN個のRayが受信機に到来したとすれば受信電界Uは

$$U=\sum_{i=1}^{N}U_i=\sum_{i=1}^{N}u_i\exp j\{k\,r_i(t)-\omega t\} \qquad (1)$$

で表わされる。そして受信機から出力される強度の時間的変化は

$$I=\left|\sum_{i=1}^{N}U_i\right|^2$$

$$=\sum_{i=1}^{N}u_i^2+\sum_{\substack{i=1\\ i\neq l}}^{N}\sum_{l=1}^{N}u_iu_l\cos k\{r_i(t)-r_l(t)\} \qquad (2)$$

で与えられる。(2)式の第2項はN個のRayの互いの位相通路長の差をもった$\frac{1}{2}N(N-1)$個の項から成り立っている事がわかる。そして更に電離大気の空間的移動が主な原因となりそれらの位相通路長差に時間的変動を引きおこしている。そのため(2)式の第2項は$\frac{1}{2}N(N-1)$個の周波数成分から成り立っていると考える事が出来る。

以上の事を考えると(2)式の変動成分を周波数分析する事により、その周波数成分の数から反射点の数Nを求め、更にそのうちの最大周波数とを組み合わせる事によりモデル反射面の波長、振巾及び受信機に到来した散乱波の反射面における開口の大きさを求める事が出来る。

以上が新しい解析法の原理であるが、これを実際の観測に則して応用する場合、基準高度が明確なスポラディックE層における散乱波に適応する事は意味がある。

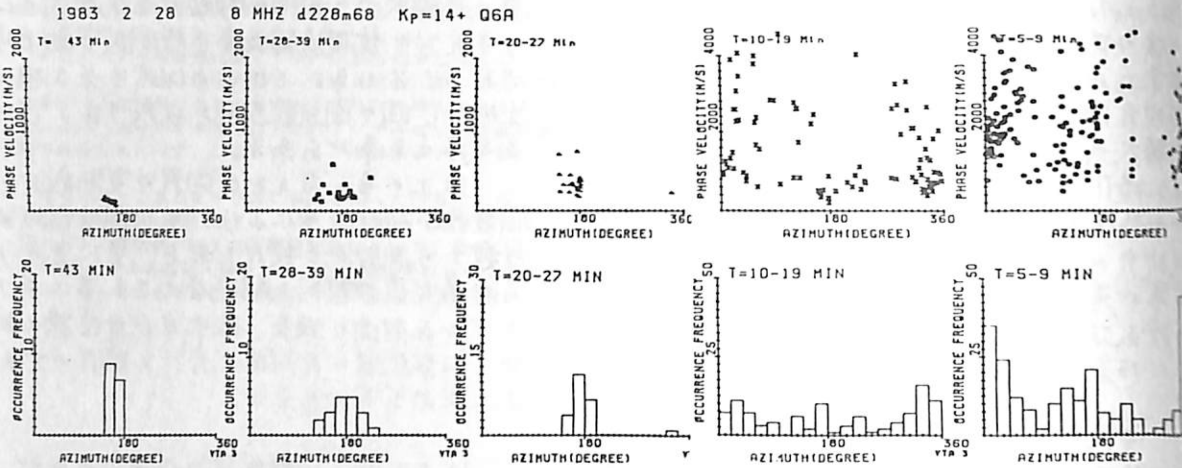
尚実際のデータ分析を行なうと得られた周波数スペクトルでは個々のピーク値を持たず、連続したスペクトル分布を持っている。これは(2)式における周波数の差が連続的に変化しているためであり、観測で得られたデータから擾乱形態を調べるためには、むしろ適当な反射面モデルを考えシミュレーションによる合成からスペクトル分布を求め、対応を取る必要がある。

謝辞　本研究に当り御助言、御支援を頂いた小川徹教授に深く感謝します。

電離圏（F領域）中性大気風は検出できたか

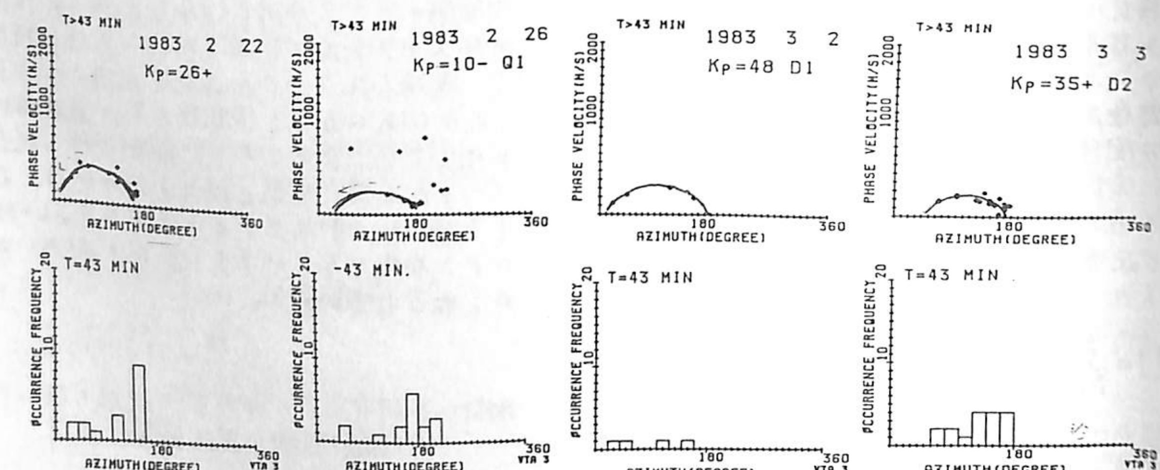
北村泰一　九州大学理学部
竹生政資　九州大学理学部
広重法道　九州大学理学部

HF ドップラー法で電離圏（F 領域）の中性大気波動をモニターしていると、冬期突如として波動が活発化し、春また突然にその活動を停止する。これらの波動の三点観測から、波動の伝搬方向その他が決定される。筆者達は、JJY発信所を中心とした一辺１００km の三角観測網を設け、これらの波動の特性を求めた。



結果　1

周期別に位相速度と方位の関係を求めた（第１－A, B, C, D, E図）。周期４３分～２０分の波動（第１－A, B, C図）は、いずれも１８０°（北→南）方向に伝搬し、互いに似た特性を示すが、周期１０分以下のものになると様子が著しく異ってくる（第１－D, E図）。従って２０分位の周期を境にして，波動のモードが異ってくるものと考えなくてはならない。



結果　2

４３分周期の波動の伝搬方向は、１８０°方向集中型が多いが、時として０°方向へ伝搬す場合（第２－A, B, C, D, E図）がある。その場合、図のごとく ⌒ 型にカーブする場合が多い。これは、バックグラウンドに存在する風によるドップラー偏移によるものと考えられる。⌒ 型になるのはバックグラウンドの風の方向の日変化（午前中は１８０°方向、午後は０°方向）によるものではないかと考えられる。この解釈にたつと、冬期中緯度F 領域において、約１００m/Sの大きさをもって、午前は北から南方向へ、午後は逆に南から北へ吹くバックグラウンドの風が存在することになる。

I－35

中波帯のEs層反射による近距離夜間波電界強度

満保　正喜　　長野　勇　　深見　哲男　　香川　幸雄
（　金　沢　大　学　工　学　部　）　　（石川工専）

1．まえがき　夜間の中波帯放送サービスを改善し、放送局の周波数割当の資料を得るため近距離中波放送夜間空間波を長期観測し、既存の計算予測値と比較したが合わず、Es層反射を導入するとほぼ合う結果を得た。

2．中波帯近距離定常観測の概要　金沢から距離153kmの名古屋の東海ラジオ(1332kHz)を昭和56年4月から、又、距離235kmの大阪NHK第2(828kHz)及び大阪放送(1332kHz)を昭和57年4月から定常観測を開始した。今回、昭和58年1月までの太陽黒点最大期の資料について統計処理し、21時から0時までの資料を解析した。観測装置は、図1のブロック図で示す狭帯域観測装置1台を東海ラジオ測定に用い、この他図示していないが広帯域観測装置2台を他2局測定に用いた。アンテナには同調方式の空心シールドループ3基を用い、地上波が最大となるようにループ面を配置し、国際無線通信諮問委員会(CCIR)予測法(1)の受信条件に合わせた。又、観測地点に一番近い電波研究所国分寺の東海ラジオ観測日の解析時間帯毎時00分のイオノグラム資料でEs層の確認率は昭和56年4月～57年3月で74%、57年4月～58年1月で82%であり、観測期間中多くEs層が確認された。

3．観測結果及び理論電界強度(2)、CCIR予測値との比較

解析期間の電界強度フェージング時間分布は一様であり、正規分布よりはレーリー分布を示した。図2に、各局の電界強度50%値の各月毎の中央値を示す。これらの年中央値と計算強度と比較する。計算用電離層モデルとして、図3に示す国際参照電離層モデル(IRI-79)、すなわち、観測期間の我国付近のEs層のない電子密度モデルと同図中併記の衝突回数モデルを用いた。その計算結果を図2中、CCIR予測値を鎖線、筆者等の理論計算値を破線で示すが、計算強度は総て観測値より7dB以上異なった。そこで、観測期間Es層確認率が多かったので、図3中、破線で示すEs層モデルを L.G.Smith(3)のEs層モデル、国分寺イオノグラム定数を参照して作り、IRI-79に付加して筆者等の理論計算を行った。その結果を図2中T.Esの実線で示すが、3波共3dB以内でほぼ合った。

4．まとめ　黒点最大期の1～2年、100～300kmの電界強度50%観測値は、IRI-79に水平層状のEs層を付加した電離層モデルによる筆者等の計算値にほぼ合った。

参考文献　(1)CCIR,Rec.435-4(1982). (2)I.Nagano et al.,Radio Sci.,(1975). (3)L.G.Smith,J.A.T.P.,32,(1970)

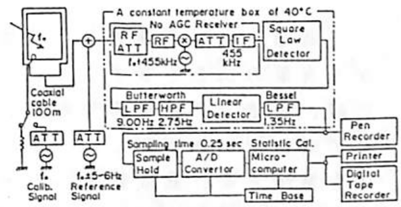
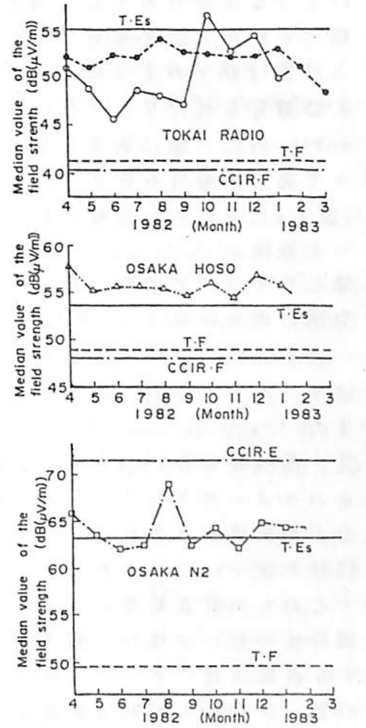


図1．観測装置のブロック図



CCIR: CCIR predicted value ; T: Theoretical value by full wave calculation ; E, F, Es: E, F, Es layer reflection respctively

図2．観測値と計算強度との比較

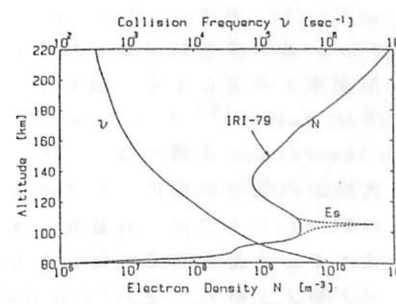


図3．計算に用いた電離層モデル

I－36

ダクトから放射されたＶＬＦ波の電離層－大地間の伝搬特性

長野勇　　満保正喜　　川端一也
（金沢大学工学部）

著者らは、以前から下部電離層の上端から有限の広さを有するＶＬＦ波を入射した時、大地上の電磁界分布や偏波特性を調べて来た。(1) 今回さらに、それらの計算方法を発展させ、高度数千kmのダクトの消滅高度から放射されたＶＬＦ波が大地上でどのような空間分布そして偏波特性となるか調べる計算方法を開発したのでご報告する。

計算は以下のようにして行われる。ダクトに補足されたＶＬＦ波がその trapping cone 内に一様にあるとして、上部電離層－下部電離層間をＷＫＢ近似より解を求め(図１a),それらの素波に対して下部電離層－大地間を full wave 計算を行ない、大地上ですべての波数の電磁界を合成して、空間分布を計算する(図１b)。

図１a,b,c にその数値計算結果の一例を示す。ダクトの出口高度を１０００kmとしその trapping cone 角(θt)を20°とする。又、周波数を５kHzとする。図１b にはθt をパラメータとして、大地上の磁界強度分布の相対値が示されている。大地上の偏波特性が図１c に示されている。

これらの計算結果によれば、大地上の空間分布のピーク値は、磁力線の foot point より低緯度側にあり、大地上の減衰率がそのピーク値から離れる距離によって２つの異なった値を取っている。つまり２００km以内では－８dB～－９dB／１００km，２００km以遠では－２dB／１００km と、なっている。前者は、Tsuruda(2)らによって Siple 局の受信結果から得られた大地上の減衰率と非常によく一致している。又、後者は Walker(3) による wave guide mode theory による値とほとんど一致している。大地上の偏波特性についてみると、界強度の強いところでは、右旋性である。これは従来から予測されていたことであるが、ピーク値より離れた遠方(２００km以遠)では左旋性も現われる。これは大地上での Whistler 波の観測結果とも一致している

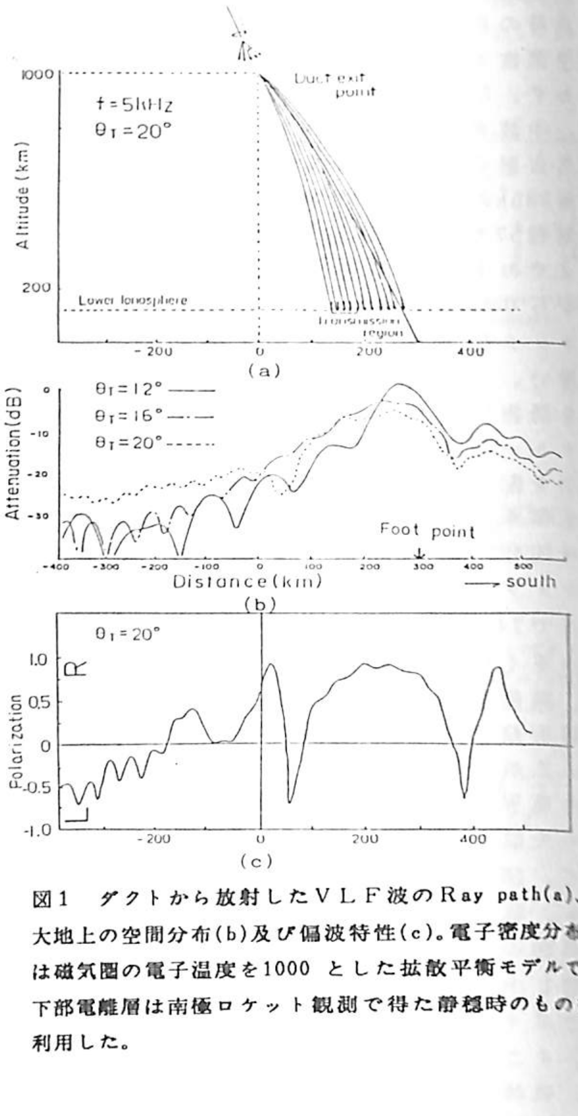


図１　ダクトから放射したＶＬＦ波のRay path(a)、大地上の空間分布(b)及び偏波特性(c)。電子密度分布は磁気圏の電子温度を1000 とした拡散平衡モデルで、下部電離層は南極ロケット観測で得た静穏時のものを利用した。

参考文献

(1) Nagano et al.,Mem.Natl.Inst.Pol.R
2,1982
(2) Tsuruda et al., ＪＧＲ Ａ2,1982
(3) Walker, Rroc.R.Soc.L.A340 1974

ホイッスラー分散の半年および1年周期変化

栗本 計起　米沢 利之　（中部大工）

超高層大気中の諸現象の時間的変化の中に，1年周期成分のほか，半年周期成分が含まれていることは，よく知られている。ホイッスラーの分散についても同様であることは，Helliwell氏の本にも書いてあり，名大空電研の大津，早川両氏[1]によっても研究された。両氏の研究は1太陽サイクルにわたるデータを使用したものであるが，他の超高層現象に比べるといくらか位相がずれているところもあるので，約2太陽サイクルにわたる同じ観測所（母子里または稚内）の地方時0－4時と15－19時のデータを用い，多少解析の方法を変えて，半年変化と1年変化の振幅と位相を調べた。

1958－1982年にわたる各月の代表的な分散値と太陽黒点数（12ヶ月移動平均）との関係を昼夜別および月別にプロットすると，第1図に2例を示すように，大体放物線に沿って分布すると見なすことができる（相関比の値は0.92－0.55にわたる）。そこで特定の黒点数に対応する放物線の縦座標を，その月のその黒点数に対する最も確からしい値と見なして，それぞれ0，50，100，150，200という黒点数に対する各月の最も確からしい値を月を横軸としてプロットすると，第2図に2例を示す通り，はっきりした半年変化が認められる。

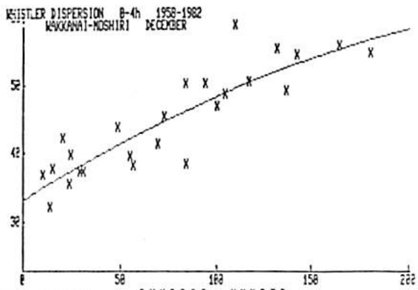


Fig. 1 (a)

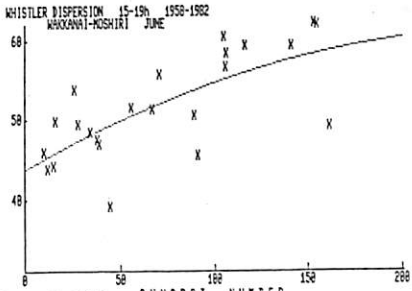


Fig. 1 (b)

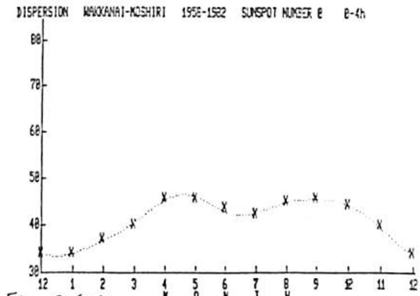


Fig. 2 (a)

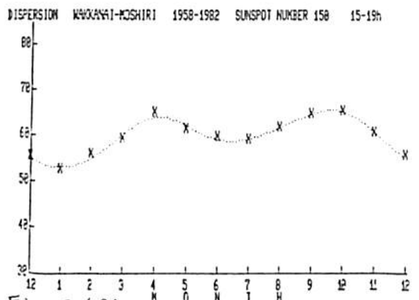


Fig. 2 (b)

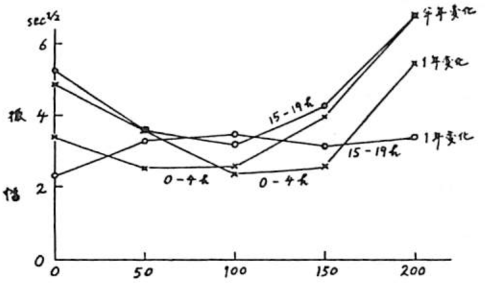


Fig. 3 (a)

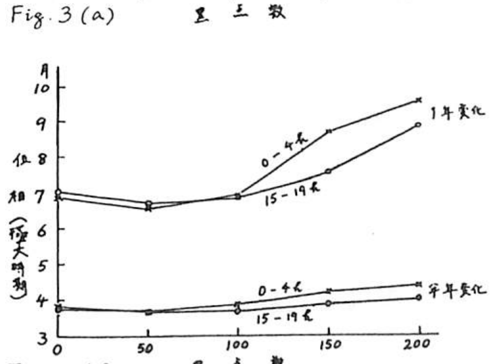


Fig. 3 (b)

これらの曲線を調和解析した結果，第3図の振幅と位相が得られた。位相は，変化が極大値（半年変化では前半のほう）を取る時期で示してある（例えば3というのは3月半ばを意味する）。半年変化は昼夜とも4月（10月）半ば前後に極大になり，これは電離層（F_2層）電子密度や超高層大気密度の半年変化のものとよく合っている。一方，1年変化では極大になるのが7月初－9月終で，太陽活動とともに遅れるが，これは電離層や大気密度の場合と合っていない。

（文献）

(1) JATP 35, 339 (1973)

I−38

電離圏D領域の冬季異常と中間圏の惑星波

村岡良和（兵庫医大・物理）, K. PETZOLDT and K. LABITZKE（ベルリン自由大）

冬の中層大気中にみられる惑星波の伝搬が電離圏D領域の冬季異常の有力な要因であることが示唆されているが、その因果関係は未だ実証されてはいない。その理由は大別して2つある。オ一に、電離層の観測手段が地上及び現場を含めて著しく進歩したにも拘わらず、中性大気の運動を特徴づける気象学的量（風・温度など）を中間圏高度で継続的に観測することが困難であったこと、オ二に、中緯度で観測される電離層擾乱には種々の型があり、またその原因そのものがよく理解されていなかったこともあって、個々の観測においてその原因を同定することに困難があったことである。

これらの困難は、Nimbus 6号に搭載されたPMR（Pressure Modulator Radiometer）による中間圏の温度観測の結果を用いることにより、また、日本付近ではその地磁気緯度がヨーロッパやアメリカなどと比較して相対的に地理緯度より低い（すなわち、サブストームや地磁気嵐の影響をほとんど受けない）ので、日本付近の電離層データを用いることにより取り除かれる。

講演では、これらのデータを用いて、1975/76年と76/77年の冬季異常の特徴と共に、成層圏・中間圏における惑星波の発達との関連について議論する。図1・2に1976/77年の解析結果の一部を示す。図1は冬季異常の特徴を示し、図2はPMR CH 3000（高度80km付近での赤外放射束測定）の観測から計算された60°Nでのthermal waves（波数1,2）の振幅と位相を稚内（45°N, 142°E）での吸収値（Δfmin）と比較したものである。この解析から、ある観測点での吸収の増加が惑星波の発達（振幅の増大）だけでなく、その水平構造（位相）にも依存していることがわかる。

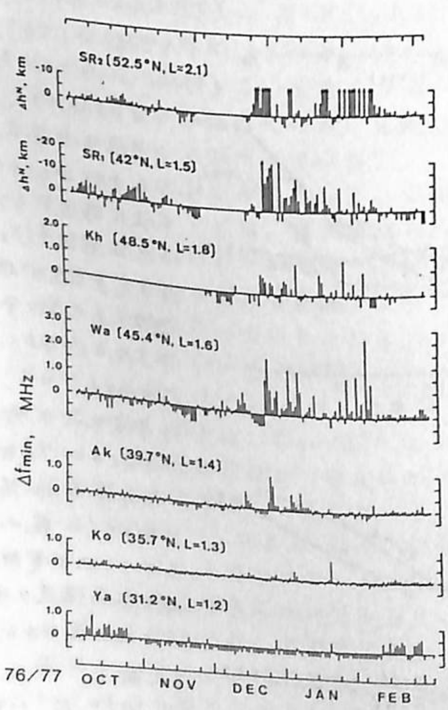


図1

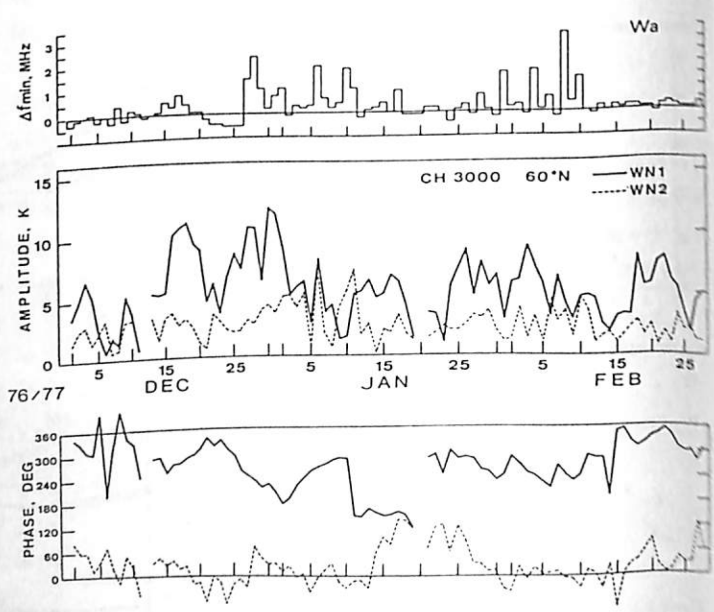


図2

I−39

1982年7月の磁気嵐にISIS衛星によって観測された上側電離圏じょう乱

相京和弘，西崎 良，松浦延夫
郵政省電波研究所

1982年7月13日にSCをもつ大磁気嵐時の上側電離圏の電子密度の変化などをISIS-2のサウンダデータを用いて調べた。図1はSC(16時17分UT)前後におけるKp指数の変化とISIS-2データの取得状況(数字は周回番号)を示す。データは夜間(~04hJST)と昼間(~16hJST)の2群のパスで得られ，嵐前後の両者の比較が可能である。

foF2は嵐の初相から回復相にかけて夜間(図2)，昼間(図3)とも静穏時より減少し，その程度は高緯度ほど顕著であった。これは夏季に多い負相電離圏嵐の典型である。昼間の5緯度における電子密度分布(図3)とそれらのスケールハイト分布(図4)に簡単な拡散平衡モデルを適用し嵐前後の比較を行った結果，嵐に伴う約200Kのプラズマ温度の上昇とH^+密度の相対値，$[H^+]/[O^+]$の減少が認められた。夜間にはほぼ700km規模のTIDと考えられる波動が観測された。

ISIS-2の高度(1400km)での電子密度f_{NS}変化で昼間(図3)は嵐により増加した。

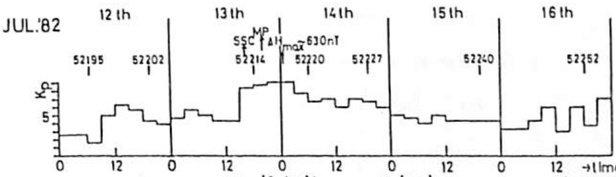


図1. 1982年7月の磁気嵐前後のKp指数変化とISIS-2データ取得状況

昼間は遷移高度($[H^+]=[O^+]$となる高度)が衛星高度に近く，f_{NS}は$[O^+]$を示すのでこれはプラズマ温度の上昇による熱膨張で密度が増加したものである。一方，夜間では(図2)，f_{NS}は初相で増加又は無変化，回復相で減少した。夜間では遷移高度が衛星高度より低く，f_{NS}は$[H^+]$を示しており，回復相での$[H^+]$の減少の原因としては磁気圏プラズマ対流によってプラズマ圏のH^+が減少したか，熱圏温度上昇による逸散でH密度が低下したことが考えられる。これらの結果を他の観測手段による結果も加えて上側電離圏の嵐効果を議論する。

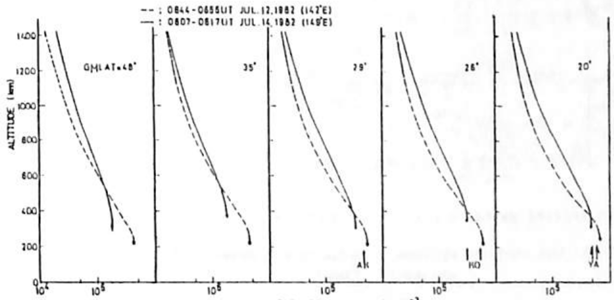
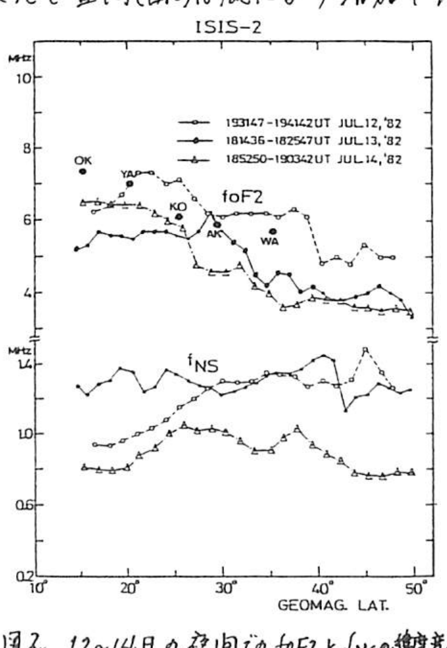


図3. 12日と14日の昼間での電子密度高度分布(5地磁気緯度)



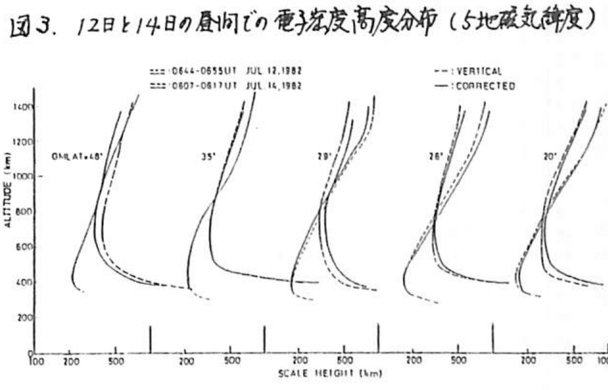


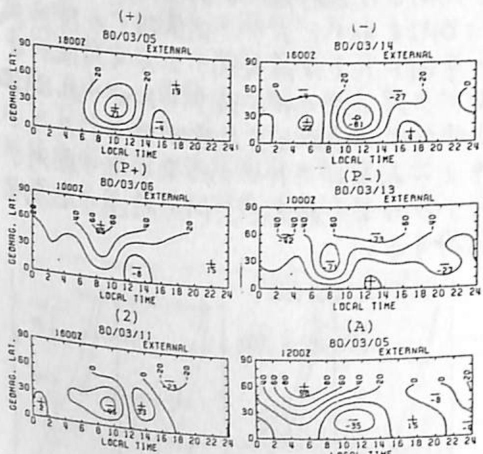
図2. 12~14日の夜間での$foF2$とf_{NS}の緯度変化.　図4. スケールハイトの高度分布(図3に対応)

I−40

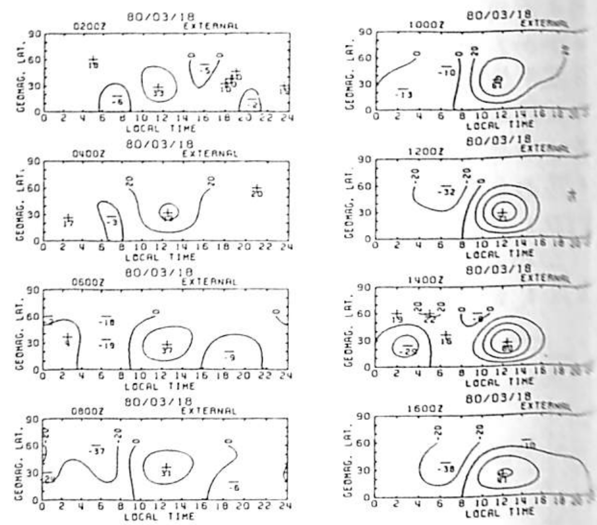
地磁気Sq場の逐日変化 (IV)
― 等価電流系の時間変化 ―

竹田雅彦　　荒木徹
(京大理)

We have examined the time variation of the instantaneous equivalent Sq current system during March 1-18, 1980, by removing the averaged UT variation caused by the diffrence between geographic and geomagnetic coordinate systems. The additional current system thus obtained shows several typical patterns which explain the variation field. Some of them may be explained by the IMF polarity effect or by the geomagnetic disturbance field of polar origin but others appear to be caused by the variation of the ionospheric dynamo. The latter lasts for several hours or sometimes for over ten hours and may be explained by the variation of diurnal or semi-diurnal tidal winds.



Six typical patterns ((+), (−), (P+), (P−), (2) and (A)) of the additional current systems. Contours are drawn at every 20 kA.



The additional currents during 02-16 UT on March 18, 1980, pattern (+) succeeds through the period.

UNIVERSAL TIME

DAY	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
1	P.				+	+		−	−	+	+	+
2					P.	P.	−	−	−	−		
3			−	−		+	+	+	A	−	−	−
4			−	−	A	A	−	2	2	−	−	−
5	A	A	A	−	A	A	−	2	+	+		−
6	−	−		P+	P+	A	+	+	+	+	+	2
7	2	2	2			P+	+	+	+	+	2	2
8	+			−			+	+	+	+	+	+
9	+	+	+	+	−	−	−		+	+	+	+
10	+	+	+			−	−	−		+	+	+
11			P.	P.	P.			2	2	2		+
12				P.	P.	P.	2	2	−	−	2	
13	−	−		P.	P.			−	−	−		+
14				P.	−	−	−	−	−	−	−	+
15	+	+	+	+	+	+	+					2
16			+	+	+	+	+	+	2	2		
17			2	P+	P+			+		2	2	
18	+	+	+	+	+	+	+	+		2	2	2

← Distribution of six patterns with day and universal time.

Lunar control of equatorial dynamo

前田憲一

筆者は，Huancayo などの磁気赤道地帯で見られる counter electro jet の現象を，太陰潮汐風によるダイナモ作用の phase modulation (Ph.M.) として説明できることを指摘(1982春季総会，1983 J.A.T.P.)して以来，lunar tide による赤道ダイナモ電流の変化について更に深く検討して来た。それによると，Ph.M.に加えて amplitude modulation (A.M.)も同時に生ずることが判明し若干の結果を報告した。またダイナモ電流には24時間変化成分の約40%の大きさの steady (D.C.)成分があることを見出し，これが過去の研究(1951 長谷川，前田担 R.I.R.J.)と一致した。

A.M.を論ずるには次の手順を経ることとする。ロケット観測によって正午附近におけるダイナモ電流 j_y の垂直分布と南北分布が知られいる。このような場合に有用な理論式は次式である。

$$a\frac{\partial^2 y}{\partial z^2}+b\frac{\partial y}{\partial z}+cy=\frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (1)$$

ただし上式で $y=j_y/\sigma_2$ ，q は以下に示す。

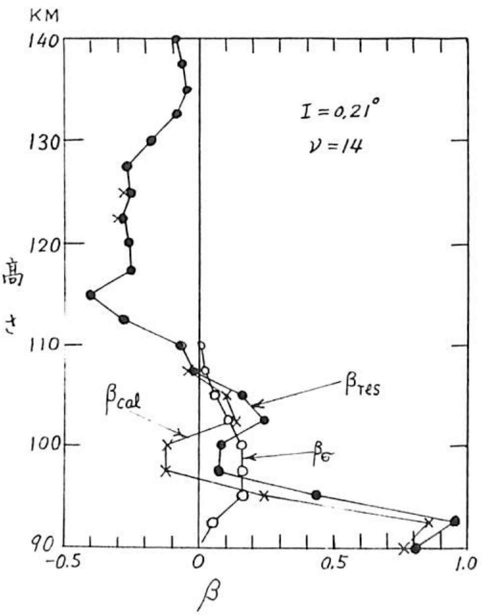
$$q=(KE_y-Q')/\sigma_0 \qquad (2)$$

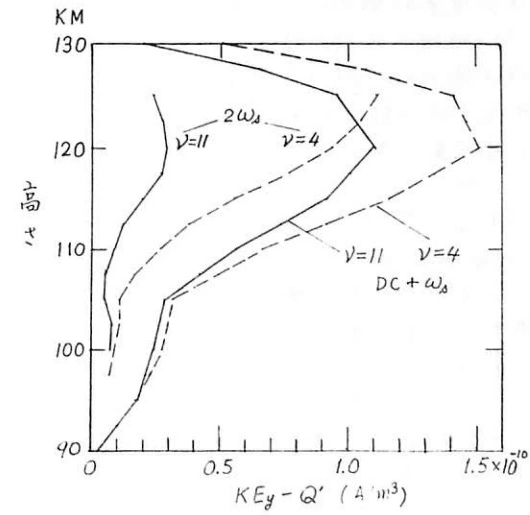
E_y は東向電場，Q' は風速から定まる。また K は dip 角(I)と電気伝導度で与えられ，a, b, c も同様の定数である。なお(1)式には南北方向(x)の微分が見られないが，$\partial y/\partial x$ は b に，$\partial^2 y/\partial x^2$ は C に含められているのである。

dip I=0 とその極めて近傍では $\partial y/\partial x$ は零としてよいが，$\partial^2 y/\partial x^2=k_2\beta y$ は重要である。即ち C は $k_2\beta$ を含んでいるわけである。j_y の x 依存状況がわかっておれば β もわかる筈であるが，ロケット観測から求めることは困難である。理由は月令の異る日の観測のためである。

従来の研究から風を仮定して Q' を求めまた E_y を与えて q を計算し，(1)の左辺で $k_2\beta y$ を除いた部分を観測値 j_y より求めると結局 $k_2\beta y$ 従って β を求めることができる。その結果を図(左)に示す。β_{cal} がそれで実際の j_y にあらわれるのは β_{res} である。

次に β がわかったとして，月令の変化で q が変る状況がわかれば，これより y を(1)よりもとめ，j_y 対月令を求めることができる。これが A.M. である。$\sigma_0 q=KE_y-Q'$ の高さ分布を下図(右)に示す。ν は月令(日)である。





I－42

太陽マイクロ波電波バースト，軟X線放射とSITECの量的関係

小川　忠彦，　大部　弘次
電波研平磯支所

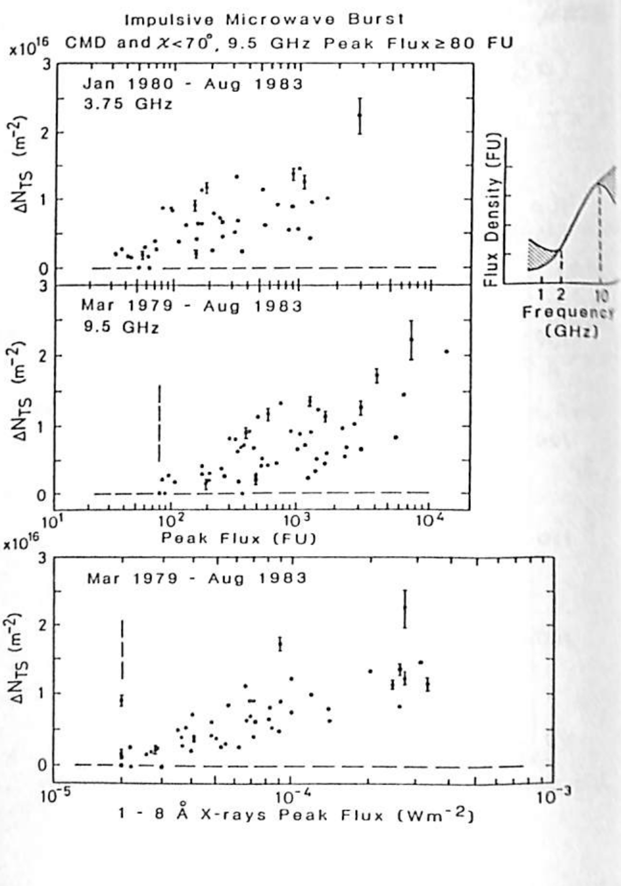
太陽フレア時に異常増加するEUV（90-1030Å）や軟X線（1-90Å）が電離圏に引き起こす各種のSID'sのうち，全電子数（TEC）が増加する現象（SITEC；Sudden Increase in TEC）について，その大きさと，太陽マイクロ波帯電波バースト強度及び軟X線（1-8Å）強度との量的関係について述べる。結果の一部については，過去の講演会で報告した。SITECはフレア時のEUV放射特性に強く支配されているので，衛星によるEUVとSITECの同時観測が望まれる所であるが，現実には困難である。EUV放射とマイクロ波電波や軟X線バーストは密接に関係していることが知られているので，これらの地上データとSITECに何らかの関係が期待できる。1979年3月から，電波研平磯ではETS-II 136 MHzのファラデー回転の連続測定をしており，1983年8月迄に多くのSITECが検出されたが，ここでは，次の3条件を満たす188例について統計的解析を行った。(1)当該期間のフレアのうち，軟X線強度が2×10^{-5} w/m^2（M2クラス）以上のフレアを拾い出す（但し，フレア位置が不明や，ETS-IIが停波している場合を除く），(2) (1)のフレアのうち，9.5GHzバースト強度が80FU以上のものを拾い出す，(3) (2)のフレアに対して，チャート記録（12cm/h）からSITECの最大量（ΔN_{TS}）を読み取る（読み取りが困難な場合や，TIDのような大気波動でSITEC波形が乱れている場合は除く）。

主な結果は以下の通りである。

(1) impulsive型フレアに対して，マイクロ波バーストや軟X線強度が大きいほどΔN_{TS}も大きい。すなわち，大きなフレアほどEUV放射強度は大きい。例えば，図に示すように，マイクロ波バーストのスペクトルが2－10GHz帯で単調増加の分布をし，且つ，フレア位置（CMD）及び太陽天頂角（χ）が70°以下の場合，バースト強度や軟X線強度とΔN_{TS}の関係はかなり良好である。これはこのようなフレアの場合，入手容易なデータからE－F層の電子密度増加が推定できることを意味する。

(2) slow型フレア（GRF型マイクロ波バースト）に対しては，impulsive型に対するものよりもデータ点がばらつく。電波バーストが弱くても，ΔN_{TS}は大きくなることがある。

(3) 両型フレアとも，フレア位置や太陽天頂角が大きくなると，ΔN_{TS}は予想よりも小さくなる。これはEUVが伝搬途中で太陽や地球の大気に吸収されるためであると考えられる。



I−43

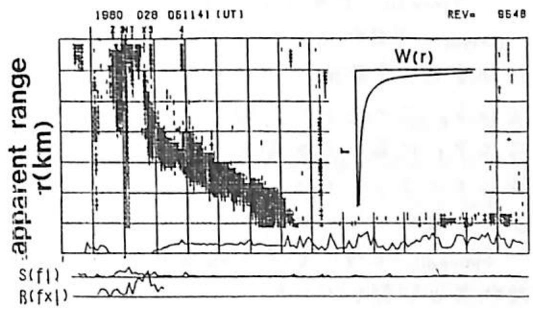
ISS-b TOPデータによって観測されるレゾナンススパイクの同定と衛星高度の電子密度について

猪木誠二，相京和弘（電波研）

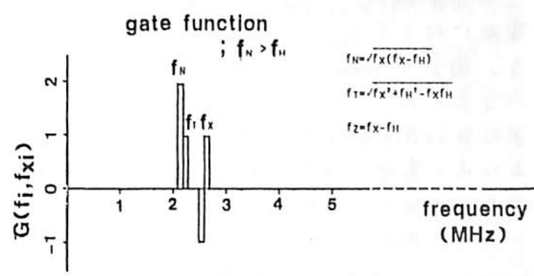
はじめに　ISS-b topside sounder(TOP)によって観測されるレゾナンススパイクを計算機を用いて同定する方法を開発した。また，同定されたf_Nより求めた衛星高度（約1,100km）の電子密度についても報告する。

レゾナンススパイクの同定　第1図にイオノグラムとその同定の過程が示されている。まず，電離層エコーの影響を除外するため，図右に示されている重み関数を各高度のエコーに掛け，ヒストグラム$S(f_i)$を計算する。次に，f_HのIGRFモデル値と，nf_Hの調和関係を利用してnf_Hを抽出する。今，f_Xを仮定すると，f_N, f_T, f_Zはf_H, f_Xの関数として計算できるので，第2図に示すようなゲート関数を作り$R(f_{Xi})$を計算する。

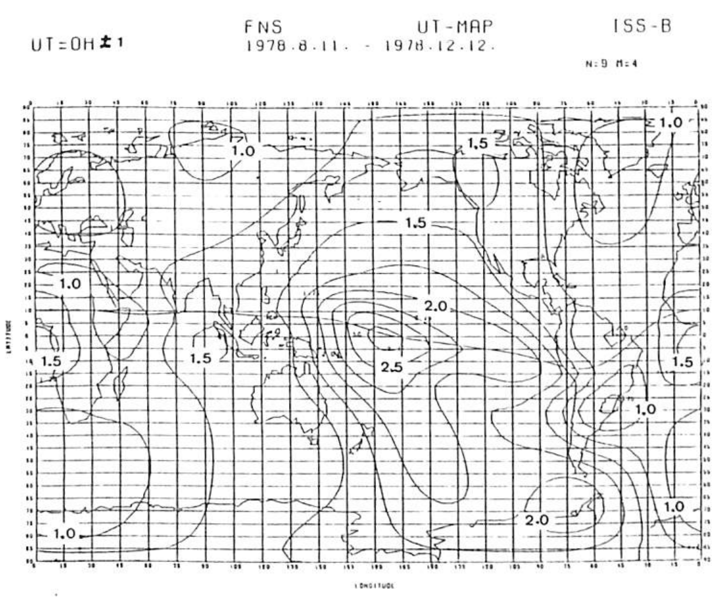
$$R(f_{xl}) = \sum_{f_{xl}=f_{Hl}}^{K} S(f_l)\,G(f_l, f_{xl}) \qquad \text{---------- (1)}$$



第1図　レゾナンススパイク同定の説明



第2図　同定に用いたゲート関数の例



第1図下部に示すように，正しいレゾナンススパイクと一致したとき，最も大きい値をとる。同定結果がイオノグラム上部に示されている。この方法を約500枚のイオノグラムに適用した結果，87%のものが±0.2MHz以内で同定可能であった。

衛星高度の電子密度　第3図に1978年8月から，4か月間のデータを用いた，衛星高度におけるf_NのUTマップの一例を示す。

第3図　衛星高度におけるプラズマ周波数のUTマップ(単位; MHz)
(UT=0時±1　; 1978年8月11日〜1978年12月12日 ; Kp≦4)

I-44

Sporadic-E層の Partial Transparency 特性について

竹生政資　九州大学理学部
北村泰一　九州大学理学部

Sporadic-E層はその名が示すとうり"sporadic=突発的な"ものであり、時間的には非定常、空間的には局在的な性質をもっている。このために、観測的にも非常にバラエティに富んだ側面をもっており、生成論はもとより、そのmorphologicalな特性に関して実に多くの研究がなされてきた。

Sporadic-E層に関する諸性質の中で、物理的および観測的な観点から非常に興味があり、しかもまだ"完全"には解決のついていない問題の1つとして、ある周波数帯の電波に対するpartial transparency特性がある。図1のschematic ionogramに示されているように、一般にSporadic-E層は、f_bE_sより低い周波数の電波は完全に反射させ、fE_sより高い電波は完全に透過させせる。ところがこの中間の周波数帯、f_bE_sより高くfE_sより低い周波数帯の電波に対しては、partially transparent(半透明)な性質を示す。電波も一種の波動であることを考えると、このようにpartial transparentな周波数領域が存在すること自体はごく当然のことであるが、問題なのはこの領域があまりにも大きすぎることである。

この問題を説明するために次の5つの説が提出されている。

(1) 層の厚さが十分に薄いこと
(2) 層内に電子密度のsteep gradientが存在すること
(3) B_0によるO-Xモード間のカップリング効果
(4) Es層内には多くのblobsがあり、ionosondeの照射領域内のblobsのうち、最大電子密度のblobがfE_sに対応し、真上付近の最小電子密度の領域がf_bE_sに対応する
(5) weak irregularitiesによる散乱

ロケットやISレーダによる観測データが増えるようになり、最近ではもっぱら(4)が定説になっている。(5)の説は以前C.A.Reddy(1968, J.G.R., 73, 5627)によってその重要性が指摘されたことがあったが、今回私達は(5)の散乱説を従来とは違った立場から研究し直し、その重要性が予想以上に大きいことを知った。その結果の1例を図3に示す。図2のようなweak irregularityによって、図3に示されているように、4.7〜6.4 MHzの広い周波数帯でpartially transparentであることがわかる。

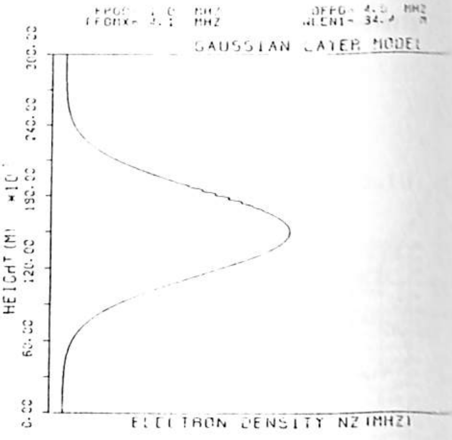


図2

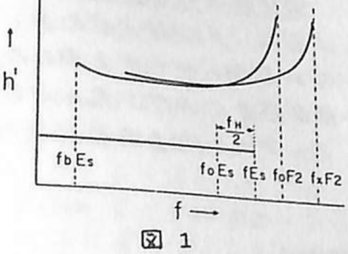


図1

(Reddy et.al., 1968, J.GR., 73, 215)

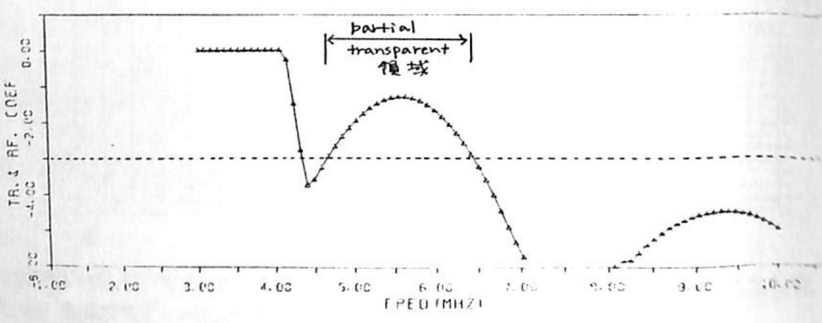


図3

I－45　降下電子分布とビルケランド電流系の比較に基づくオーロラオバールとポーラーキャップの基本構造

巻田和男（拓殖大），飯島　健（東大理）

極域電離圏で観測される降下電子の空間分布はエネルギースペクトルを基に低緯度側からハードゾーン，ソフトゾーン，およびポーラーレイン領域で形成され各領域の広がりとそこでの降下フラックス強度は惑星間磁場（IMF）の諸成分に依存して変動することが知られてきている．一方、大規模なビルケランド電流系（沿磁力線電流）は IMF Bz成分に依存して 2個の基本パターンを示すことが知られている．すなわち主に Bz<0 に対応するRegion 1 + Region 2 電流系と主として Bz>0に対応する NBZ電流系（Region 1の高緯度側，特に昼側極冠域にわたって存在し，流れの方向は Region 1 電流と逆）である．ここでは DMSP（F2，F4)衛星で得られた降下電子フラックス（50eV-20keV）と MAGSAT 衛星で得られた降下電子フラックス(50eV-20keV)と MAGSAT 衛星で得られた地球磁場変動から求めたビルケランド電流系を同時期について比較し，従来一般的に言われてきたオーロラオバール及びポーラーキャップは 2個の基本系から形成されていると考えれることを述べる．（通称オーロラオバールとはハード降下粒子（～keV)帯とソフト降下粒子(～100eV)帯を合わせた領域である．）

○IMF Bz>0(～10nT，AE～極静穏，　Jan.8, 1980）の期間に見られる最も顕著な特性はソフト降下粒子帯が極に向かって少なくとも地磁気緯度 $\gtrsim 85^\circ$ 位まで広がり，いわゆるポーラーキャップのほぼ全域がこれらの粒子でうめつくされること．静穏時に見られるこの形態は従来は単にオーロラオバール帯にの拡張と解釈されてきた．しかし，この時，Region 1, Region 2 電流系と異なった NBZビルケランド電流系がポーラーキャップ全域にわたって発達している．

○IMF Bz<0（AE～連続したサブストーム，Jan.27-29, 1980, Dec. 27-29, 1979)の期間では，ソフト降下粒子帯は極めて衰退し，最も特色的なことはハード降下粒子帯が低緯度に向かって拡張していること．これに対応して Region 1,2 ビルケランド電流系が発達し，その強度の増加と共に領域が低緯度側に拡張している．NBZ 電流系は発達しない．

○従来のオーロラオバール帯として一括処理されてきたハード降下粒子帯とソフト降下粒子帯は独立した意味を持つ基本構造を示し，ハード降下粒子帯は，Region 1 + Region 2電流系と関係し，プラズマシート本体につながり，IMF Bz<0にコントロールされ，ソフト降下粒子帯は NBZ 電流系（太陽向きのポーラーキャッププラズマ対流）と関係し，IMF Bz>0 に依存して変動する別個な基本領域と思われる．

I－46

北向きIMFに伴うビルケランド電流系のIMF By依存性

飯島 健（東大理），APL/JHU グループ

最近の人工衛星による磁場，電場，極光，降下粒子等の観測結果を総合すると，これらは惑星間磁場（IMF)が北向き（Bz>0）の時期には，大規模で且つ安定して存在するある特有のパターンを極域に示すことが次第にわかってきた． 特に大規模なビルケランド電流系（沿磁力線電流）が Region 1 電流系の高緯度側，特に昼側極冠全域にわたって発達し，統計的には $2.7 \sim 4.1 \times 10^6$ A の電流が午後側の極冠電離層に流入し，午前側の極冠から流出していることが確かめられており，これらは NBZ電流系と呼ばれている（Iijima et al., 1984; Zanetti et al., 1984）． 北向き IMFに伴う NBZ電流系及び随伴するプラズマ対流が IMFの By 成分に依存して決まる系統的な一貫したパターンを示すことを報告するのが本論文の目的である． 解析された146 事象の NBZ電流系（期間：1979年11月－1980年 1月，By>0: 82例，By<0: 64例から得られた特性のいくつかを次にあげる．

○北向き IMF時には，極冠域に 2個の固有なプラズマ対流胞が存在する．

○IMF Byが小さい場合， 2個の対流胞は 1200-2400 MLT に対して対称に両側に存在し，全体として極点上に太陽向きの流れが存在する．

○Byが大きいとき，正か負の極性で 2個の対流胞のうちどちらか特定の一方が極冠域に広がり，他は衰退し，強い By 時には，あたかも単一の対流胞しかないように見える． 衰退した対流胞のところにプラズマ流勾配が発達する．

○NBZ ビルケランド電流の正負の境界，反太陽向きの電離層電流，極冠電離層電場の最も強い部分はこのプラズマ対流勾配で発生している．

○太陽方向に揃って出現する極光アークやθ－オーロラはこのプラズマ対流勾配（強い太陽向きのプラズマ対流）関係していると想像する．

○Byの極性が反転すること，これらのすべてのパターンは系統的に反転する．

I－47

北向き惑星間磁場に伴う極冠域電流系と降下電子

国分 征，飯島 健（東大理），巻田和男（拓大）

惑星間磁場 （IMF）の南北成分，Bzが北を向く場合，極冠域に通常の対流パターンとは逆方向の電流系が発達することが知られている． 然しながらこの電流系については，南向き IMFと AE インデックスとの関係の問題に比べて良くわかっているとはいい難い．最近の極軌道衛星観測によれば，降下電子の極冠域における様相も Bzの向きに著しく依存することがわかってきた． 最も注目すべき点は， Bzが負の時は極冠中心部に soft electron の降下が殆ど見られないのに反して，Bzが正の場合は，緯度 85° 以上もの領域まで降下域が低緯度側から拡がることである． また，極冠アークも Bz正に対応して出現するといわれている． これまでの研究では，IMF と降下電子，IMF と地磁気変動や沿磁力線電流の関係が調べられてきたが，北向きIMF の場合，極冠域の電流系と電子降下領域の関係などは，必ずしもわかっていない．ここでは，IMF が1日以上にわたって北を向いている時期を選び（1979年 5月 30/31日， 6月 4/5日），極域の電流系の特性と，電子降下領域の関係などを調べる． また，オーロラ電流ジェットの消長と極冠域の電流系との関係を調べるため，IMF の南北成分が大きく正負に変化した例として，1978年 4月30日と 5月 21日の地磁気データの解析も行った．極冠域（緯度≳80°）の磁気変動を示すインデックスとして，磁場変動の dawn-dusk成分をとると，Bz あるいは BzVsw（Vsw 太陽風の速さ）と良い相関を示すことがわかった．

I－48

大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係（Ⅲ）

中井仁　　上出洋介
（大阪府立 牧野高校）　（京都産業大学）

惑星間空間磁場が南向きの成分を持つときDiffuse Auroraの赤道側境界が赤道方向へ移動してオーロラルオーバルが拡大することはよく知られている。Nakai and Kamide (1983) はDMSP衛星のオーロラ写真を解析して、0000 MLT付近のオーロラの赤道側境界（Λ_E (CGL)）のIMF-B_zに対する応答の状態を調べた。その結果Λ_Eには過去数時間のB_zの状態が影響していることがわかった。

本講演ではGussenhoven et al. (1982, 1983) によって導入されたindexを用いた、local midnightにおける赤道側境界のIMF-B_zに対する応答についての初期的な解析結果を発表する。このindexは様々なlocal timeにおけるelectron precipitationの赤道側境界とKp indexとの関係から、local midnightにおけるオーロラルオーバルの赤道側境界の緯度(CGL)を推定したものである。彼等は、彼等自身が求めた境界と、一定の条件のもとにコンピュータを用いて求めた境界とを提供しているが、ここでは前者を用い、ただし、前者と後者との間に2度以上の差があるものについてはデータから除外することにした（以下Λ_Eはこのindexの値を示す）。図1はB_z(上段)と、Λ_E（下段）のJan. 2, 1978における変化を示している。（下段 ●…北半球，○…南半球）。この例のように南向きのB_zから北向きのB_zに変化したとき、赤道側境界は比較的ゆっくりと極側へ移動していく。図2にこのような例を4例重ね合わせたものである。Λ_Eの時間に対する指数関数的な変化を仮定するとタイムスケールは約6時間である。

$$\Lambda_E(t_0) = \Lambda_0 - C \times F(t_0)$$

$$F(t_0) = \int_0^{t_0} B_s e^{-\frac{t_0 - t}{\tau}} dt$$

$$B_s = \begin{cases} -B_z & \text{for } B_z \le 0 \\ 0 & \text{for } B_z > 0 \end{cases} \qquad (\Lambda_0, C \text{ は定数})$$

と仮定してΛ_Eを推定すると、$F < 1000$ ($\gamma \cdot$min) の範囲でJan. 1～8, 1978の期間において、indexと推定値との間の相関係数は0.70であった。図1の下段の実線はΛ_Eの推定値を示している。

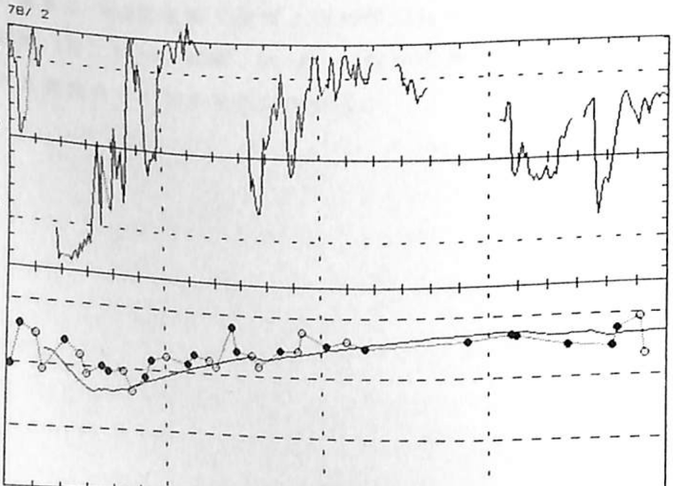


図1

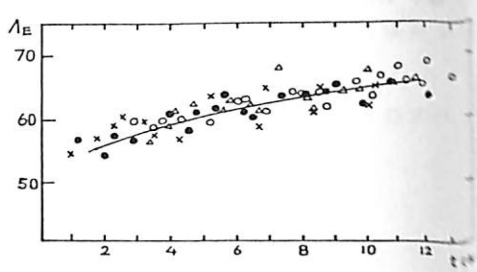


図2

講演題目　　　　ポーラー・レインの入射フラックス量をコントロールする季節変化

著者名　　　巻田　和男　（拓殖大）　　C.－MENG（APL／JHU）

要旨　　ポーラー・キャップに見られる電子降下現象（ポーラー・レイン）を調べると，その入射フラックス量が，南と北の両半球で，1ケタ以上も異なることが時々見られる。この現象については Yeager and Frank (1976) や Meng (1977) 等によりsector構造との関連において調べられているが，我々もこの現象に注目し，解析を進め 83年秋の学会 84年春の極研シンポジウムで報告してきた。

これらの解析によりポーラー・レインの入射フラックスの増加は，惑星間空間磁場（IMF）のBx成分に深く関係していることがはっきりしてきた。すなわちIMF　Bx＞0の時には　南半球のポーラー・キャップで入射フラックスの増加が認められる。（図－1、2、3）

この解析結果は　磁気圏尾部の地球磁場の方向が北半球では，Bx＞0，南半球ではBx＜0という状況に対してIMFがちょうど反平行になった時に起きることを示唆している。

ところで，IMFデータを長期間調べてみると，IMFのBx成分が正又は負で安定しているような場合いを多く見つける事が出来るがその時　ポーラー・レインの入射フラックスが必ずしも増加しているとは限らない。すなわちIMFのBx成分以外にこの現象を引き起こす重要な要因が存在していることを示している。

我々が選んだ代表的な26 event を調べたところ　ポーラー・レインの入射フラックスの増加が見られる半球はほとんど全て（数個の例外を除いて）夏半球であることがわかった。すなわち　北半球では4月～9月まで，南半球では10月～3月までの期間にこの現象が集中していることがはっきりした。

この現象をどう説明していくかはについては　現在検討中であるが1つの可能性として季節変化により惑星間空間磁場と地球磁場との幾何学配置が異なる為，夏半球で相互作用が起こりやすくなるのではないかということ，他の可能性として夏半球のポーラー・キャップ域の電気伝導度の増加が沿磁力線電流の増加をもたらし　それによるマグネトポーズ表面の電流の増加が太陽風と地球磁場との相互作用を助長する方向に働くというものである。

更にこの他に　太陽風の密度　速度　温度等との関連も調べていきたい。

図 1

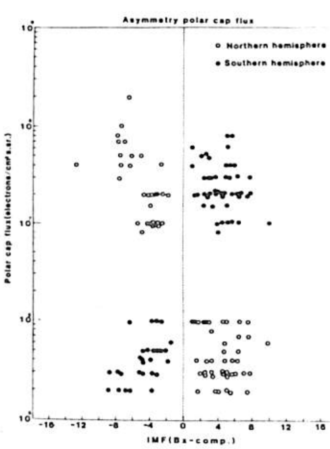


図 2

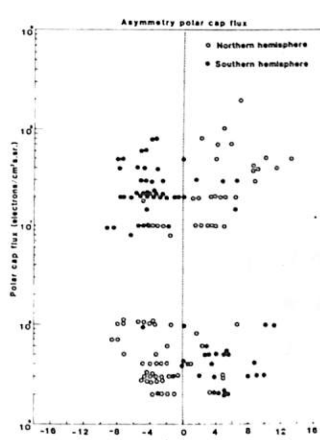
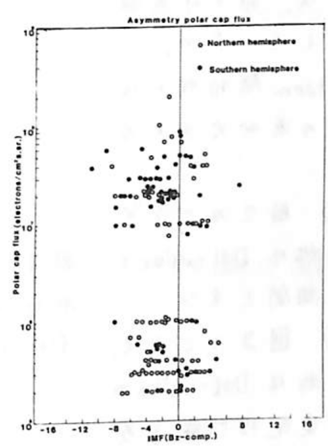


図 3



I−50 Field Aligned Current による磁気圏磁場の朝夕非対称 II

柳澤 正久, 福島 直
(宇宙研) (東大理)

筆者らは、MAGSATのデータを解析し、赤道付近でほぼ南向きの磁気圏に起源をもつ磁場が次のような性質をもっていることを既に示した。

(1) MAGSAT高度(420 km) dusk側で、強くなるとき、dawn側では、顕著に強くならないばかりか、減少しているような時さえある。

(2) dawn側とdusk側の強度の差が大きい時には、Kp-indexも大きい。

また、鈴木 and 福島(1983春学会予稿集)によって、昼夜の境をとおるMAGSATの軌道を昼側から夜側へ横切る$\sim 10^6$Aの電流の存在も示された。

以上の事実は、磁気圏磁場の朝夕非対称が、昼側から電離層を経由して夜側へ抜けていくField Aligned Currentによるものであることを示しているが、今回は、その後の進展を報告する。

(1) 図1の直線の傾きは、朝夕非対称を示しているが、substorm開始時には、傾きの差が大きくなる。

(2) 図2のごとく、非対称はDst-valueと弱い相関をもつ。

(3) 図3のごとく、非対称はDst-valueの時間変化には依らない。

この中で、特に(1)の結果は、磁気圏内部への粒子の流入に伴って、昼側から夜側へのField Aligned Currentが強くなることを示しているようである。

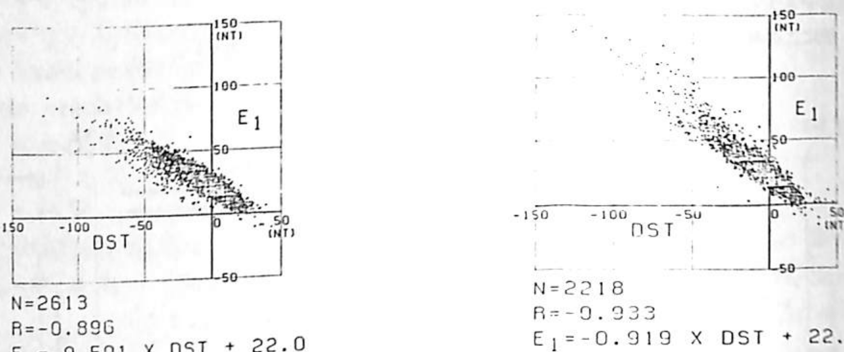
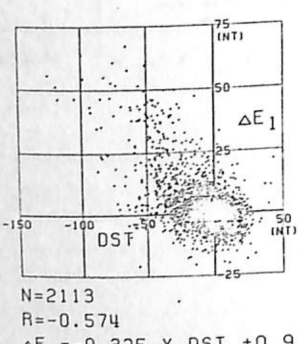


図1：磁気圏磁場強度E_1とDst-valueの関係。左はdawn側、右はdusk側のデータから求めた。点の数、相関係数、best-fitした1次式が示されている。



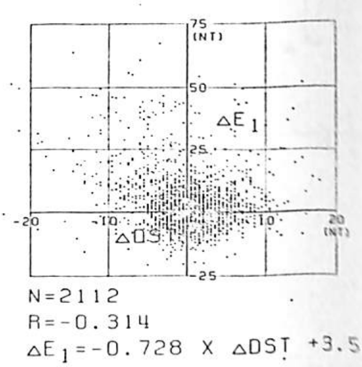


図2：ΔE_1はdawn側とdusk側の強度の差。 図3：ΔDSTはDst-valueの変化/90分。

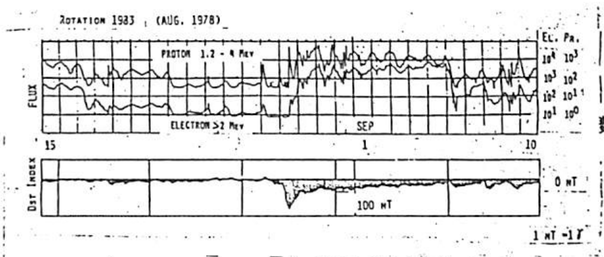
I－51

静止衛星高度の数Ｍｅｖ程度の捕捉粒子束の変動

山下喜弘（気象研）

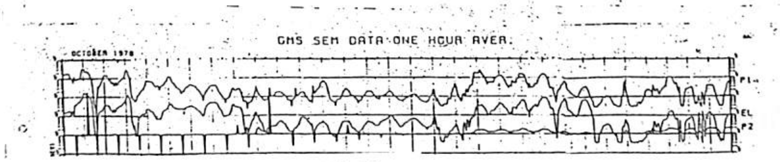
静止衛星高度（Ｌ＝6.6 ）で観測される数MeV 領域の粒子束の変動は，静穏日には地方時に従って顕著な日変化をひめす（図－１）。この他に最近，静止衛星の観測（Higbieら1977と,Kokubn ら1977）によると，静なときでも静止衛星高度付近では脈動的なＰｃ４・５　Waveが観測され，地上で観測される地磁気脈動と相関がよいことが報告されている。　　しかし，今回は比較的長期的な粒子束の変動についてＧＯＥＳ２，３の磁場のデータとの関係についてほうこくする。

日本の気象衛星ＧＭＳ（ひまわり）の宇宙環境モニターで観測される数ＭｅＶ程度の粒子束の変動は図－２に示すようにＤｓｔ－Ｉｎｄｅｘと非常に相関がいい。捕捉粒子がＤｓｔ－Ｉｎｄｅｘ（環電流）との関係が密接であることであることを示唆しているとおもわれる。この他に，Ｓｕｂｓｔｏｒｍ時に磁場と同じように捕捉粒子に特徴的な変化をしめす。このときは，静止衛星，ＧＯＥＳ２，３　の磁場のＨＰ（磁場に平行成分）が減少して，ＨＥ（磁場の半径方向成分）が増大するのは，プラズマシートの境界が地球側にちかずくためか（図－３，　）。　今回は，Ｄｓｔ－ｉｎｄｅｘ（環電流）が発達すると，静止衛星軌道付近から粒子が減少し，回復相に数１００倍ぐらい増大する原因とその機構をＧＯＥＳ２，３磁場のデータを使って調べた結果を報告したい。



図－1

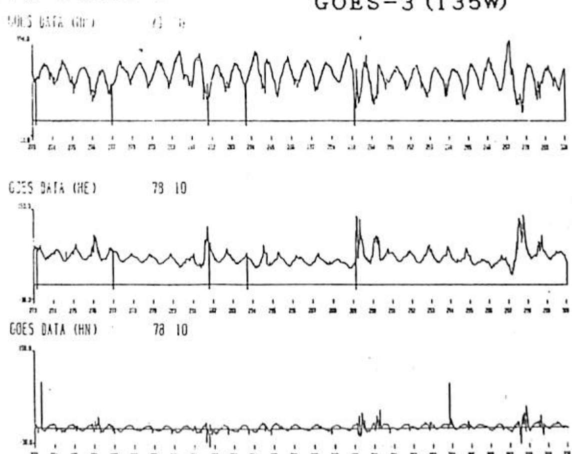
数ＭｅＶ（陽子・電子）の粒子束の変化とＤｓｔ－Ｉｎｄｅｘ　との関連



図－2

1978・10．1－3|: 数ＭｅＶ　粒子束の変化

MAGNETIC　FIELD (GAMMAS)　　GOES－3 (135W)



図－3

1978．10．1－29：磁場の3成分 (HP，HE，HN)

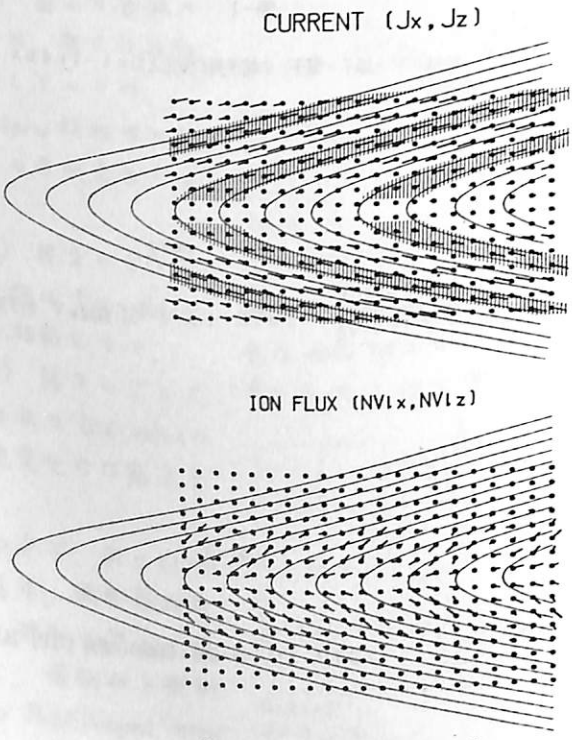
I－52

ホール・テアリング不安定性とサブストーム開始機構

寺沢　敏夫（宇宙研）

昨秋の学会で、磁気「中性」面をつらぬく磁場Bnが存在する二次元的プラズマシートでは、その厚さがイオンの慣性長程度に薄くなると、ホール電流効果によってテアリング型の摂動が不安定化されることを報告した。今回は、引きつづき、この新しい不安定性のメカニズムとサブストーム開始機構への応用について述べたい。

前回に述べたように、この「ホール・テアリング」不安定性はホール電流効果を通じテアリング・モード（slowモード）とKinetic Alfven波が結合することにより生み出されたものである。線型モード解析の結果を下図に示す。Kinetic Alfven波の存在は子午面（X－Z面）内の電流分布（ホール電流分布）に見てとれる。この電流はプラズマ・シートの外側にいくにつれ沿磁力線方向となる。ハッチした部分ではシートから外向き、それ以外の部分では内向きとなっている。Kinetic Alfven波の波面は外側ではほぼ磁力線に平行、いいかえればその波数ベクトルは磁力線にほぼ垂直　（内向き）となっている。しかしながらPoyntingベクトルはほぼ磁力線に沿い外向きとなり、エネルギーは外向きに運び出されている。



ホール電流とイオン流束の分布。一番下の○　と×　はそれぞれ○型、×型中性点の作られる位置を示す。

ここでの解析は非散逸性二流体モデルに基いているので、問題になるのは、

- 共鳴イオンの効果
- 散逸性の効果

であるが、その影響は小さいことが見出されている。また電子の圧力テンソルを等方と仮定しているが、ミラーに捕捉された電子の非等方性が安定化に効く可能性がある（Coroniti, private communication）。この点についても、モード解析を拡張して議論する予定である。

I－53　速い磁気リコネクション過程と磁気圏サブストーム現象

鵜飼　正行
愛媛大工

磁気圏サブストームは磁気圏尾部全体にわたる非常に複雑な現象であり，地球電離圏でオーロラをひきおこす。よく知られているように，サブストームは磁気圏尾部に蓄えられた磁場のエネルギーが急激にプラズマのエネルギーに解放される結果として生じ，10^3 sec の間に 10^{20}～10^{22} erg のエネルギーが変換される。従ってサブストームの問題で最も基本的な点はこのような大規模な空間スケールでおきる磁場エネルギー変換機構を明らかにすることであろう。実際，このような基本的なエネルギー変換機構をよく理解しないでサブストーム理論を考えるのはエンジンなしで自動車を動かそうというようなものであり，きわめて不完全な理論といわざるをえないであろう。私はこのような観点から磁気リコネクションによる電気力学的エネルギー変換機構を計算機シミュレーションという手段を用いて研究してきた。今回の報告の主目的は磁気リコネクションによるエネルギー変換機構の基本的特性がサブストーム現象にどのように応用できるかを議論する事にある。特に次の諸点を中心に議論したい。

1. 磁気リコネクションによるエネルギー変換レエト

磁気リコネクション自体はごく日常的なものであるが，高温プラズマの巨視的ふるまいに対してきわめて重要な意味をもってくる。すなわち，磁気リコネクションが進行すると，全体的な磁場形状のトポロジーが変化するので，磁力線に凍結されたプラズマが激的な変化をこうむる可能性がある。磁気圏尾部でみられる反平行磁場形状を考えた場合，理論的にはいわゆるテアリングモードと fast reconnection がよく知られている。前者の場合，非常に長波長のモードでない限り，電流シート領域にむしろ局在化し，従って系全体の急激な崩壊はあまり期待できない。それに反して fast reconnection が発展しうると，系全体に定在的に発展する slow shock によってきわめて有効な磁気エネルギー変換が期待できるが，実際計算機シミュレーションによってこの事が確認された[1]。最近のシミュレーションの結果によると，図.1 に示すような反平行磁場系に（例えば lower-hybrid-drift instability 等によって）有限の攪乱が与えられると fast reconnection が発展することができ，それにともなうエネルギー変換レエトは磁気レイノルド数に対してきわめて弱く依存する事が示されている[2]。

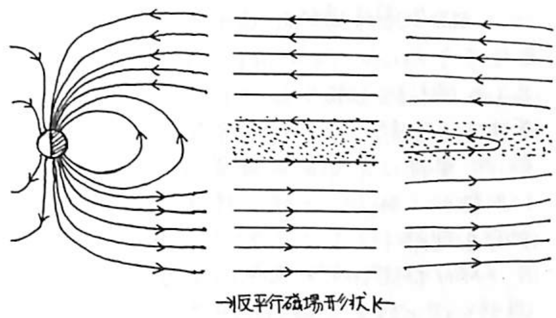


図.1 サブストーム直前の磁気圏尾部形状のモデル

2. 異常電気抵抗の発生とプラズモイドの形成

テイルプラズマはほとんど無衝突であるから fast reconnection が発展しうるためには異常電気抵抗の発生が基本的に重要である。実際，tail lobe のように low-β，low density のようなプラズマ状態の場合リコネクションの発展が電流駆動型不安定性の発生にきわめて好都合である[3]。異常抵抗とセルフコンシステントな fast reconnection の発展では究極的に磁気アイランドが成長し，これはプラズモイドの観測と consistent である。

1) M. Ugai & T. Tsuda, J. Plasma Phys. 17, 337 (1977); T. Sato & T. Hayashi, Phys. Fluids 22, 1189 (1979).
2) M. Ugai, Phys. Fluids 25, 1027 (1982); ibid 26, 1569 (1983).
3) M. Ugai, Phys. Fluids 27 (1984) (in press).

磁気圏境界のケルビン－ヘルムホルツ不安定

三浦　彰
（東大理）

磁気圏境界域で速度シアーによって発生するKelvin-Helmholtz（K－H）不安定はその渦粘性と磁気粘性により磁気圏大規模対流の励起に一つの重要な寄与をする。そこで実際に不安定が境界域で起こっているか否かを知ることは太陽風・磁気圏相互作用を理解する上で不可欠な点である。今回，MHD流体中のK－H不安定のシミュレーション結果を磁気圏境界付近の磁場の観測と照らし合せた結果，今まで境界面でのpatchy reconnetionとして説明されて来たFlux Tranfer Event (FTE)という現象が実はK－H不安定によって生ずる磁場の変化と非常に良く似ていることが明らかとなった。

図1はISEEによる磁気圏境界面付近の磁場の観測(Russell and Elphic, 1979)であり，二つのFTE（点線内）が観測されている。FTEの主な特徴は磁場の垂直成分（マグネトポーズに対して）が正から負（あるいは負から正）に変化し，|B|が増大する点である。今まではB_Nの変化は境界面を横切って再結合した磁力管の上をおおうシース中の磁場の変化として説明されてきた。表1の丸印はYZ GSM面上でFTEの生起する場所を示す(Rijnbeck et al, 1984)が必ずしも磁気再結合が最も期待される赤道面付近が最も起こり安いわけではない。

図2は境界面付近で期待されるプラズマシアー流と磁場のなす角が60°の場合のシミュレーション結果を示す。B_z, B_y, B_xは図1のB_L, B_M, B_Nに相当する。K－H不安定ではプラズマ渦が磁力線をTwistしB_xは負から正へFTEと似た変化を示し，また渦による磁力管の圧縮の為B_y, |B|は増大しFTEと非常に似た結果を示す。流れの観測に於いてもFTE付近では渦が存在することが示唆されている(Paschmann, 1982; Saunders et al., 1984)。従ってFTEの説明としてpatchy reconnectionの他にK－Hによる解釈も十分妥当に思える。いずれにせよこのようなsmall-scaleの磁場の構造変化は磁気圏境界にマクスウェル応力という形で大きな接線応力を与える。FTEのreconnectionによる説明の有力な証拠としてFTEはIMFが南向きの時に主に観測される事実があるが，K－HのIMF依存性については定説がなく明らかにすべき点である。

表1.
(Rijnbeck et al., 1984)

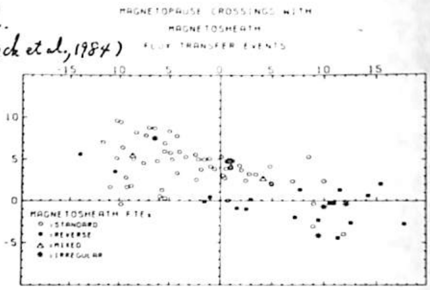


図1 (Russell and Elphic, 1979)

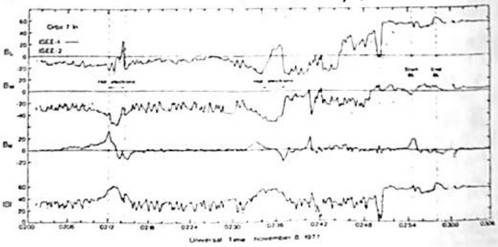
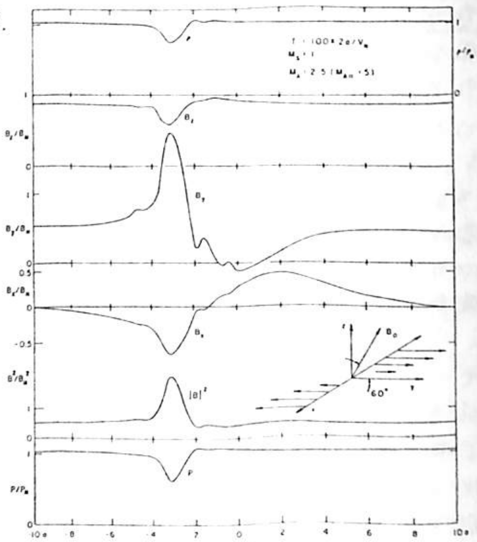


図2.



I−55

IMF B_y 成分の cusp への侵入と、それに伴なう沿磁力線電流

山内正敏，荒木徹
京都大学　　理学部

IMF B_y 成分が変化した場合、その影響がどのように極域高緯度側（cusp）にあらわれるかを、定性的に考察する。

IMF の B_y 成分の存在によって（特に B_z が正の時）極域正午付近に、一対の field-aligned-current が発生することは、人工衛星や地上磁場のデータから、既に明らかにされている。この field-aligned-current の発生原因に関しては、D'angelo (1980) や、Primdahl ら (1981) が、cusp 領域の磁力線構造の特殊性を生かした、定性的な定常モデルを考察している。D'angelo のモデルでは惑星間電場を原因とし、Primdahl のモデルでは惑星間磁場を原因としているが、いずれも定常状態として無矛盾な系を考察しているにすぎない。Source（磁場 and/or 電場）があり、その影響としての field-aligned-current があるとすれば、定常モデルに接続するような、初期値問題としての過渡状態のモデルも又、必要であろう。

今回は、この過渡状態を、以下の条件のもとに、定性的に考察する。

① Solar wind の dynamic pressure が constant である。
② IMF B_y 成分の、direct な侵入を考える。
③ 十分な時間の経過の後、Primdahl の定常モデルに接続する。
④ IMF の、B_x, B_z 成分に依る影響が（今考える一対の field-aligned-current の生成に関しては）小さい。

これらの条件のもとで、次のようなモデルが考え得る。(1) Magnetopause から cusp までは、particle による B_x, B_y, B_z の運搬が効き、(2) cusp 内では、wave（Alfvén mode）による、B_y の伝播が効く。(3) 特に過渡状態における電流は、Alfvén wave の波面として説明される。

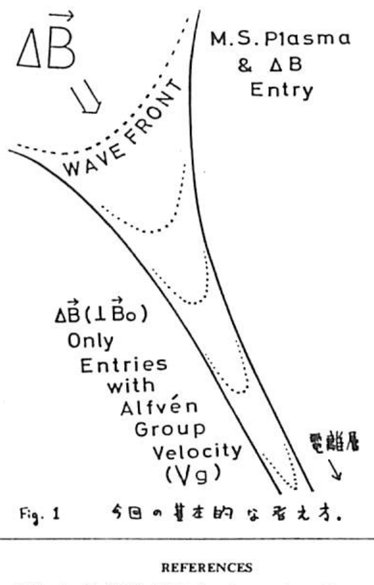


Fig. 1　今回の基本的な考え方。

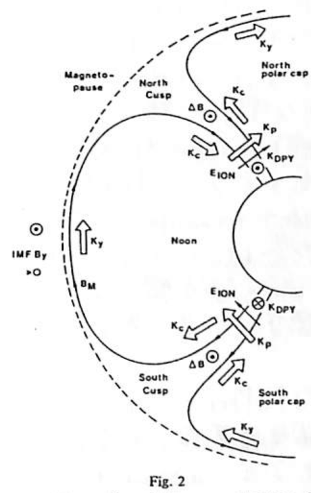


Fig. 2
A noon-midnight section of the magnetosphere front seen from the dusk side. (Primdahl & Spangslev 1981, 定常モデル)

REFERENCES

D'Angelo, N. (1980) Field aligned currents and large scale magnetospheric electric fields. *Ann. Geophys.* 36, 31.

Iijima, T., Fujii, R., Potemra, T. A. and Saflekos, N. A. (1978) Field-aligned currents in the south polar cusp and their relationship to the interplanetary magnetic field. *J. geophys. Res.* 83, 5595.

Primdahl, F. and Spangslev, F. (1981) Cusp region and auroral zone field-aligned currents. *Ann. Geophys.* 37, 529.

Levitin, et.al (1982) Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 304, 253

Kamei, et.al (1983) 第6回 極域における電離圏磁気圏総合観測シンポジウム講演より NO. 5

I−56

静止衛星高度での夜中のSC amplitudeの季節変化について

永野宏、荒木徹
(岐阜歯大)　(京大理)

地上の中低緯度においてはSC amplitudeは全てのlocal timeでほぼ一様な大きさをもっているが、静止衛星高度ではそれは昼側では大きく、夜側では非常に小さいという顕著なlocal time依存性があることが分かってきている。(Kokubun, 1983; Kuwashima, 1983)　我々は、この小さな夜中のSC amplitudeに季節による違いがあるかどうかについて調べた。

調べたdataは1978年8月から1980年8月迄のGOES 2,3の静止衛星により観測されたmagnetic digital dataであり、LT 21h〜3h迄の間に観測されたSCについて調べた。磁力線方向の成分(B成分)のSCの変動について、各季節でのそれぞれ典型的な例を示したものが図1である。これによると、summerではSC amplitudeが他の季節に較べて大きく、また、SC後もpositiveの大きな変動を示していることが分かる。これに較べてwinterではSC amplitudeが小さく、その後にnegativeな変動が続いている。equinoxではsummerとwinterの中間的な変動をしていることが見られる。Honoluluでの H成分のSC amplitudeでnormalizeした値について見ると、調べた全dataについて平均値はsummerで0.46, winterで0.06, equinoxで0.22と顕著な季節変化が見られることが分かった。

図2のようなMcPherron and Barfieldにより提唱された磁気圏尾部での季節効果によるmodelを考えると、disturbed conditionの時にはwinter solsticeの方が衛星はgeomagnetic equatorに近くなり、summer solsticeではgeomagnetic equatorから一番遠ざかっていることが分かる。上記のSC amplitude並びにその後の磁場変動の季節変化は、このmodelを考慮すると、geomagnetic equator近くに衛星があるときほどSC amplitudeが小さく、かつ、その後の変動にnegativeな部分を生み出していることに相当している。この原因としては、SC自身の磁気圏内での伝播特性として夜中のgeomagnetic equator近くでamplitudeが一番小さくなること、または、B成分にnegativeな部分を生み出すcurrent、例えば、tail currentもしくはsynchronous orbitの外側にring currentが存在すること等が考えられる。

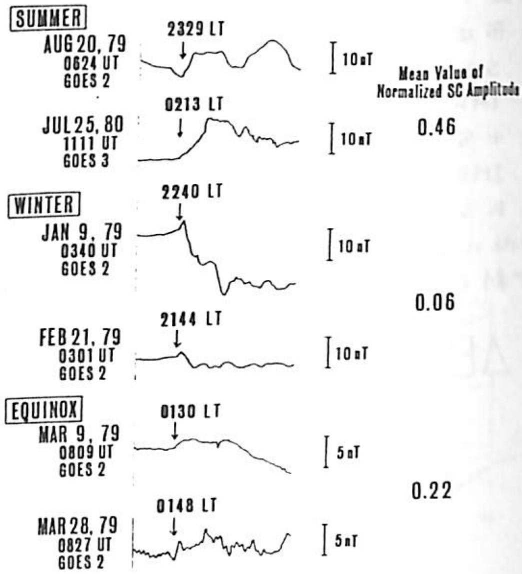
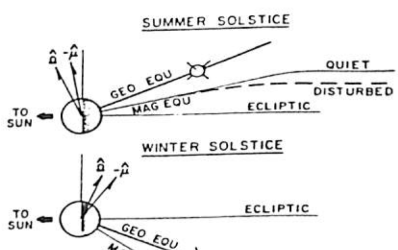


図 1



after McPherron and Barfield (JGR, 1980)

図 2

I−57

地磁気活動指数の検討

太田柾次郎
岐阜歯科大学

この論文では，すでに提案され乃至は実施されている地磁気活動指数の11年変化，1年変化および逐日変化についてその相互関係を検討し，さらにそれらと太陽活動との関連性について考察した結果を報告する。ただし，こゝでは脈動に関するものと主磁場に関するもの（地球内部に原因するもの）の変化については一応除外する。また，指数の1つとして Sq-Index の必要性をも提案する。

Ordinary magnetogram によって摘出される地磁気変化の活動性を表す指数を大きく分類すると ① AEJ に関するもの，② EJC に関するもの，のほかに ③ 日変化の magnetic intensity に関する3つに ~~分けられる~~なる。1939年 Bartels が K-index を提唱するまでは Character Figure と称する所謂 C-Figure，日変化 range を表わしたものおよび u-measure とで，有名な太陽黒点との相関のよかったのは後の2つである。K-index はその特性（3時間毎）から極磁気嵐の活動を最もよく表しているとも言える。また，日変化振巾を活動性とする考えは筆者がこゝに言う“Sq-Index”であり，このことは~~最後~~あとでくわしく述べる。つぎに，K-index については Kp をはじめとして Kw，KA のほか Kn，Ks（south の意味）など汎世界的地球南北特性を考慮するまでになってきた。この考え方は K-index よりも Sq-Index の方~~が~~に役立つと思われる。

さて，Sq-Index とは南北両半球の中緯度で電離圏に存在するとみられている current vortex の intensity に当る量を指すのであるが，要点はその摘出方法である。この地帯では H component の変化量は日々の形態を変えるばかりでなく，その ~~intensity~~ 変化量も大きく変る。したがって，変化量（range）だけではこの current の intensity に必ずしも比例せない。又擾乱の影響も大きい，それに反し東西 component（declination の変化）はこの地帯では殆んど Sq の intensity に比例いるとみてよい。しかし range をとるとき機械的に max − min ではなく L.T. 9h 頃の max (min) と L.T. 13h 前後の min (max) をとることにより，擾乱の影響を避けることができる。（特に冬季 Sq の小さいときに有効）。つぎに day-to-day に変化することから，できるだけ経度方向にくわしく分布された観測所を選ぶ必要性があるが，観測所の分布，緯度構成の差などを考慮して Europe-Africa-Zone，Far-East-Australia Zone，America-Zone の南北6ヶ所が望ましい。筆者の統計によると Sq-Intensity は Calm Day の方がその他の日よりも大きいことがわかっている。これは disturbance による“ひずみ”が Calm Day 本来なのかは今後の課題として残っている。

下の表は各 Index 間の関係ないし太陽活動との関連を示している（一部）

	Kp AE	Sq	U Dst	Seasonal	Sunspot Eq·max	11年	1年	day to day	flare
Kp AE	／	×	×			△	×		
Sq	×	／	?	○	○	○	○	△	
U. Dst	×	?	／						

じきけん（EXOS-B）SPW観測から求められる、プラズマ圏の温度構造

小原 隆博、大家 寛
（東北大学・理学部）

▶序 近地点250km遠地点30050kmの軌道に投入された科学衛星「じきけん」による直接測定の結果、上部電離層からプラズマポーズを越える広い領域にわたる磁気圏プラズマの全貌が、しだいに把握されて来た。ここでは、プラズマ波動励起という新らしい波動現象の実験（SPW実験）の結果をもとに、プラズマ圏の温度構造について検討したので報告する。

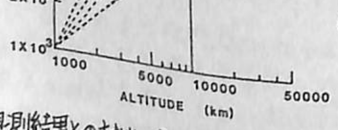
▶モデル計算 磁気圏を通ってプラズマ圏に流入するエネルギーが熱拡散的な機構により行なわれていると仮定した時定常状態での熱伝導方程式は球座標を用いて、

$$r^2 K \frac{\partial T}{\partial r} = -Q\,(一定)$$

となる。境界条件として、$r=r_s$（外側境界）で$T=T_s$, $Q=-g_s r_s^2$ 又、$r=r_a$（内側境界）で$T=T_a$とし熱伝導率を$K=\kappa_0 T^n$と一般に温度のべき乗の関数として表わす事により距離rでTは

$$T = T_s\left(\frac{1-\frac{r_a}{r}}{1-\frac{r_a}{r_s}}\left(\left(\frac{T_a}{T_s}\right)^{n+1}\left(\frac{r_a}{r}\right)\frac{1-\frac{r}{r_s}}{1-\frac{r_a}{r}}\right)\right)^{1/n+1}$$

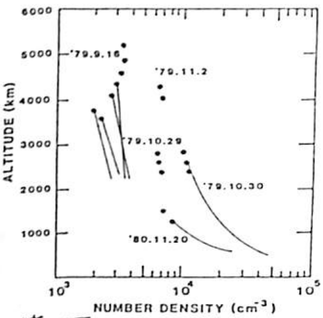
となる。低緯度では磁力線に垂直方向に輸送される熱により、温度分布T(r)が定まるとすると、nは−1/2になる事から、具体的にいくつかのパラメータを与えて計算した数値解を1図にしめす。距離と共に、温度がゆっくりと上昇する曲線になる。



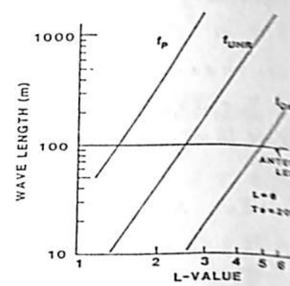
第1図 熱拡散モデルによるプラズマ圏の温度分布

▶観測結果との対比 「じきけん」衛星により高度数千kmまでで得られた電子密度プロファイルを2図に示す。（図中実線はエコー観測から求めたものである。）この結果からスケールハイトを求めて、温度を算出すると、まず1000km高度では約1.000°kであるのに対し、数千kmでは多少ばらつきはあるものの5.000~7.000°kと温度は上昇している[1]。 次に既に報告されている様に[2]、SPWで観測される各種のレゾナンスには明瞭なL値に対する依存性がある。即ち、プラズマレゾナンス（f_p）の出現は地球に近いところで顕著である事に対し、静電プラズマ波レゾナンス（f_{Qn}）の出現は、プラズマポーズからその外側にかけて顕著である。1図に示された温度の結果を基に、レゾナンスを示す波動の波長をL値に対して求めた。（3図参照）使用している100mのアンテナ長に最もマッチする領域で、それぞれ対応するレゾナンスが顕著に観測される事が判明する。

以上の「じきけん」で行なわれた観測結果は基本的に、1図に示す温度分布を支持するものである。

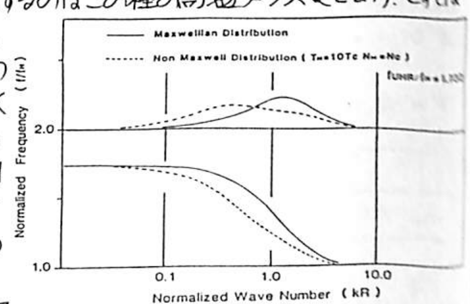


第2図 「じきけん」で観測されたN(h)プロファイル



第3図 レゾナンス波動の波長のL値依存性

▶熱源の問題 プラズマポーズを越えた領域で観測されるf_{Qn}レゾナンス周波数は、マックスウェル分布から期待される周波数から大きく低周波側にシフトして観測される[3]。これは熱プラズマと同程度の密度をもつ高温プラズマが存在する場合に顕著になるが、この場合の静電的電子サイクロトロン波の分散関係の数値解を4図にしめす。図中f_{Q2}レゾナンスはプラズマ中の非マックスウェル成分により大きな周波数変化を起こしている。従ってプラズマ圏を外側から加熱するのはこの種の高温プラズマであり、それはプラズマシートに起源をもつと思われる。更にその微視的過程に於ては波動-粒子相互作用が、重要な役割をもつと思われる。



第4図 静電的電子サイクロトロン波の分散関係の数値解

(参考文献) [1] 小原大家、第72回学会予稿集
[2] 大家小野、第66回学会予稿 [3] 大家小原、71回予稿

I-59　# じきけん衛星で観測されたSIPLE信号の強度

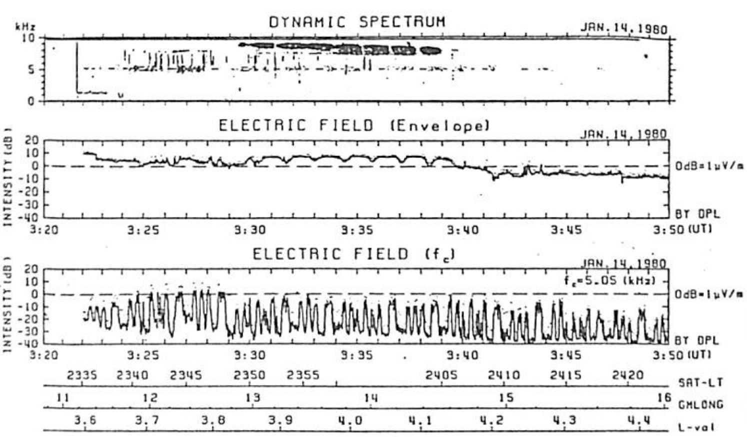
菅　政直　　木村磐根
（京都大学工学部）

１９７９年～１９８０年に行なわれた、じきけん／サイプル波動ー粒子相互作用実験キャンペーンの内、１９７９年７～８月に行なわれた第１期実験の成果はすでに報告されているように、波動ー粒子相互作用の現象も見つけられ、またサイプル信号強度レベルも測定されている。(1)(2) 一方、同年１２月～翌年１月に行なわれた第２期の実験では、相互作用の証拠を示す現象は見つかっていないが、追跡された衛星軌道が全て南半球で磁気緯度１０～２０°付近にあり、ローカルタイムも真夜中と明方に集中しているので、信号強度特性を調べるのに都合のよい軌道である。本報告ではこの解析結果について述べる。この期のデータについても、まず１０３mダイポールアンテナで観測されたサイプル信号の電界強度および信号の源から衛星までの伝搬時間をもとめた。その伝搬時間の絶対値と衛星位置のＬ値依存性からレイトレイシングによって、磁気圏の電子密度分布を推定する。この結果信号の磁界強度が推定出来る。

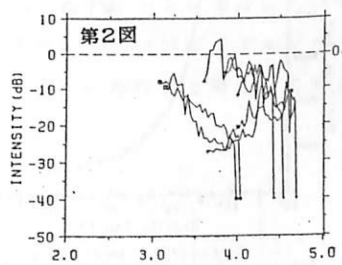
第１図は１９８０年１月１４日の観測軌道におけるＶＬＦスペクトル、全受信帯域幅（約９ｋＨｚ）の信号の包絡線レベル、および信号中心周波数（５．０５ｋＨｚ）におけるサイプル信号強度の時間変化をしめす。３：３０～３：４０ＵＴには包絡線レベルがほぼ＋１０ｄＢ（０ｄＢ＝１μＶ／ｍ）で頭打になっているがことから、この時間に存在する７～９ｋＨｚ帯の強いコーラスにより、衛星搭載ＶＬＦ受信機が飽和していたと考えられる。従ってこの包絡線レベルからサイプル信号がただしく測られているかどうかの判定ができる。第２図には、第２期に測定出来た７つのパスについてサイプル信号強度のＬ値（衛星軌道の）依存性を示す。ただし、上述の点を利用して、受信機の飽和のない場合を太線で、飽和のある部分を細線で示している。　一方同様の解析を第１期の軌道について行なったものを第３図に示す。この両者を比較すると、ラフには第２期の方が第１期より信号強度で５～１０ｄＢ高いといえる。この違いは偶然的なものとも考えられるが、１９７９年７～８月と、つづく１２～１月ではＡＥインデックス、フインランドおよび昭和基地のＣＮＡのデータは、明かに第１期が第２期より大きな減衰を示しており、サイプル付近の電離層の減衰の両期間における相違に依存するところが大ではないかと推察される。

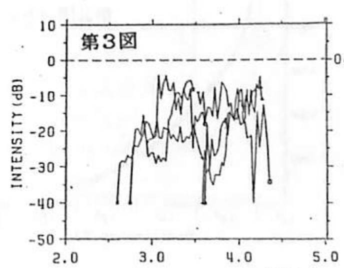
又、サイプル信号の伝搬時間から磁気圏電子密度分布を求め、サイプル信号の電界強度から磁界強度を求めると、最大でも０．１ｐＴ以下であることが分った。

文献（１）Kimura et al.,JGR 88, p.282(1983), (2)佐々木他，宇宙研報告特集5, p.19(1983)



第１図　January 14,1980に観測されたＶＬＦ信号





第２図　Dec.,1979~Jan.,1980 の軌道のｻｲﾌﾟﾙ信号強度

第３図　Jul.~Aug.,1979 の軌道のｻｲﾌﾟﾙ信号強度

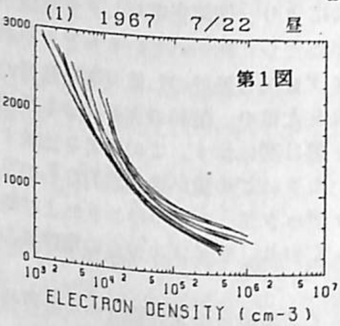
I−60

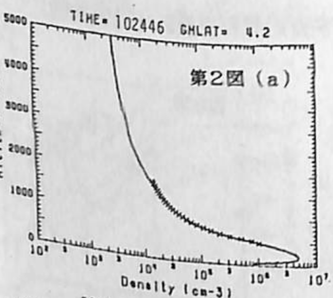
RAY TRACINGのための磁気緯度依存拡散平衡形電子密度モデルの作製

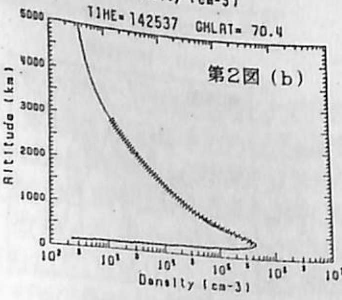
小 森 憲 昭　木 村 磐 根　橋 本 弘 藏
（京 都 大 学 工 学 部）

磁気圏内のホイスラーモード伝搬波のレイトレイシングには、通常拡散平衡モデルが用いられ、プラズマポーズをいれたモデルとしては、たとえば相京・恩藤モデルがある。しかしいずれにしてもこれらを用いる際には基本となる拡散平衡モデルの温度および基準高度における電子密度、イオン組成等は緯度によらず一定の値が用いられている。しかし衛星による観測データによると、これらの値はかなり緯度依存をしており、従ってレイトレイシングにもこのことを考慮した方が良いと考えられる。そこで本報告では、レイトレイシングに用いることを目的として、アルエット２号衛星の軌道に沿ったトップサイドサウンダーデータ[1]から得られた高度３０００ｋｍ以下の電子密度分布を拡散平衡モデルで、非線形最小自乗法により近似し、電子イオンの温度、基準高度（１０００ｋｍとした）における電子密度、イオン組成を未知パラメータとしてこれらの値をもとめた。

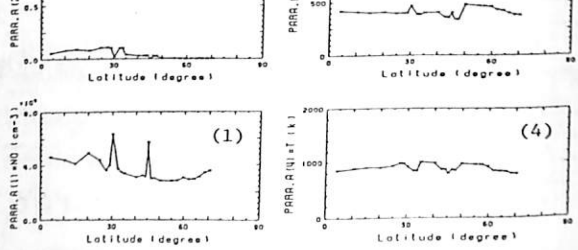
第１図は、１９６７年7月22日０２２０ＵＴ頃（１０～１４ＬＭＳＴ）磁気赤道から７０°Ｎまでの軌道でとられた電子密度分布の例をしめす。最高高度の高いものほど磁気緯度が高い。用いた式は拡散平衡の式に低高度の範囲を補正する関数：$N_L=1-\mathrm{exp}\{-(r-R_1)^2/R_2^2\}$を掛けたものを用いる。第２図(a),(b)は近似で得られた関数と元のデータを示したが、その近似がかなり良いことを示している。そこで、上記のデータにつき、ｆｉｔｔｉｎｇでえられたパラメータの磁気緯度依存性をえがくと第３図のようになる。ただしパラメータ（１），（２），（３）はそれぞれ基準高度の電子密度、Ｈイオン、Ｈｅイオンの相対密度で、（４）は温度、（５），（６）はR_2，R_1をあらわす。さらにパラメータ（４）～（６）を一定としても（１）～（３）についてはほぼ同じような特性がえられることも分った。そこで（１）～（３）の特性をなめらかな関数で近似するとレイトレイシングに用いることのできる分布が得られた。







文献　（１）Data on Topside Ionosphere Vol.3, Radio Res. Labs.(1972)



第３図

電離圏・磁気圏局所化結合（イオン音波の役割）

堀　尚子，　玉尾　孜　（東大理）

電離圏・磁気圏結合において、電離層は、どの程度積極的な役割を担うことができるのであろうか。

まず簡単なモデルをもとに、外部から電場が与えられたときの電離層の擾乱について考えてみる。モデルは、

- 電離層において、東西方向に一様、南北方向にはある限られた領域で電気伝導度の良い状態が前もって存在する。
- この状態に、ある時刻から大規模電場Eが西向きにかかる。

ということを想定している。（図参照）

このとき、Eによるホール電流J_Hが北向きに流れ、南北に電荷分離を引き起こし、分極電場δEpを生じる。これは、

(i) 電離層内で分極電場によるペダーソン電流δJpが流れる

(ii) 磁気圏へ沿磁力線電流$\delta J_{\parallel}$が流れる

ことで解消される。(i) (ii)の兼ね合いで電離層のポテンシャル分布は決まる。

そこで、(ii)についてもう少し詳しく調べて見る必要がある。従来、$\delta J_{\parallel}$は cold 近似（沿磁力線電場$\delta E_{\parallel} \simeq 0$）におけるアルフベン波の伝播が担うと考えられていた。しかし、磁力線に垂直な特性長が、小さくなってくると（100Km 以下）、波に伴う$\delta E_{\parallel}$も考慮する必要がでてくる。そこで、$\delta E_{\parallel}$による粒子の運動を含む二流体方程式をもとに分散を求めると、Kinetic Alfven 波的なものと、イオン音波的なものが存在することがわかる。電離圏ー磁気圏結合系では、前者は空間電荷の伝播、後者は運動量輸送に関与すると思われる。

さて、今まで述べたことをエネルギー再配分という見地から整理すると、外部から供給されたエネルギーは、

(i) 電離層での Joule dissipation

(ii) 磁気圏へのエネルギー輸送

- Kinetic Alfven 波によるもの
- イオン音波によるもの

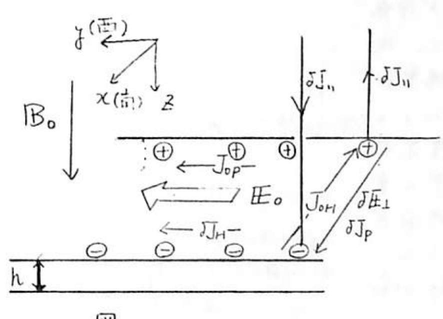
(iii)中性大気中へのエネルギー輸送

- 音波によるもの

という形で再配分される。どのように再配分されるかが、今興味のあるところである。

ここで、(ii)を考える際に磁気圏での波の伝播がどのようなものであるか検討する必要がある。磁気圏の媒質は磁力線に沿ってかなり変化しており、特に、プラズマβ値やイオンの有効質量の高さ変化を考慮しなければならない。

今回は、このような媒質の変化に対応して、磁力線に垂直方向の特性長が磁力線方向の特性長に比して十分小さい場合について、沿磁力線電場を伴う二つの波（アルフベン波と低速磁気音波）の諸特性を明らかにする。



図

斜め磁力線の場合の磁気圏—電離圏相互作用

玉尾　孜
（東大 理）

沿磁力線電流を伴う電磁擾乱が高緯度帯の磁力線に沿って電離圏へ入射する場合に、電離層内に誘起される電場,電流ならびにそれによる磁場変動との関係を決定する基本式を導った。特に高緯度帯へ局在化してエネルギーが入った場合、中低緯度帯の電磁擾乱を求めるには、緯度による磁力線の傾きや、電離層電気伝導度の変化を考慮する必要がある。

双極磁場の下での冷いプラズマとしての磁気圏と、非一様，非等方電気伝導度を有する球面電離層及びその下部の中性大気層の三層モデルで定式化した。電磁擾乱は準定常乃至は低周波として、誘導電場は静電場に比して小さいので無視した。

磁気圏：

電場　$\mathbb{E}_2 = -\nabla_\perp \Phi$

磁場　$\mathbb{B}_2 = \mathbb{B}^P + \mathbb{B}^{FAC}$

（電離層電流による磁場）（沿磁力線電流による磁場）

$$\mathbb{B}_2^{FAC} = \mathrm{rot}(\hat{e} A_\parallel), \quad \mathbb{B}_2^P = \mathrm{rot}(\hat{R}\Psi) = -\nabla W$$

ただし、$\hat{e} = \mathbb{B}_0/B_0$、$\hat{R}$ は磁力線方向および外向き半径方向の単位ベクトル。

電離層：　$\mathbb{J} = \Sigma_P \mathbb{E} + \Sigma_H \mathbb{E} \times \hat{R}$

中性大気：　$\mathbb{B}_1 = \mathbb{B}_1^P = -\nabla U$（電離層渦電流および斜め沿磁力線電流の水平成分による磁場）

$\mathbb{E}_1 = -\nabla V$

磁力線が垂直の場合には、電離層渦電流(電気伝導度が一様ならばホール電流)のみが地上磁場変動を作る。沿磁力線電流は直接地上磁場変動を生じない。斜め沿磁力線の場合には、沿磁力線電流の水平成分が鉛直磁場成分を生じ、これがPoloidal成分の一部と見做されることになる。

電離層での境界条件として

(1)電場の水平成分の連続。　$\hat{R} \times (\mathbb{E}_2 - \mathbb{E}_1) = 0$

(2)磁場の垂直成分の連続。

$$\hat{R}\cdot(\mathbb{B}_2^P + \mathbb{B}_2^{FAC}) = \hat{R}\cdot \mathbb{B}_1^P \qquad (2)$$

(3)電離層電流の渦成分と磁場の垂直成分の垂直微分不連続。

$$4\pi \hat{R}\cdot \mathrm{rot}\, \mathbb{J} = \mathrm{div}\{[\hat{R}\cdot(\mathbb{B}_2^P + \mathbb{B}_2^{FAC} - \mathbb{B}_1^P)]\hat{R}\} \qquad (3)$$

(4)電離層電流と沿磁力線電流の垂直成分との関係　$\mathrm{div}\, \mathbb{J} = (\hat{R}\cdot\hat{e})\, j_\parallel$　(4)

下図に、簡単な場合について垂直磁力線と斜め磁力線の場合との相異を図示する。

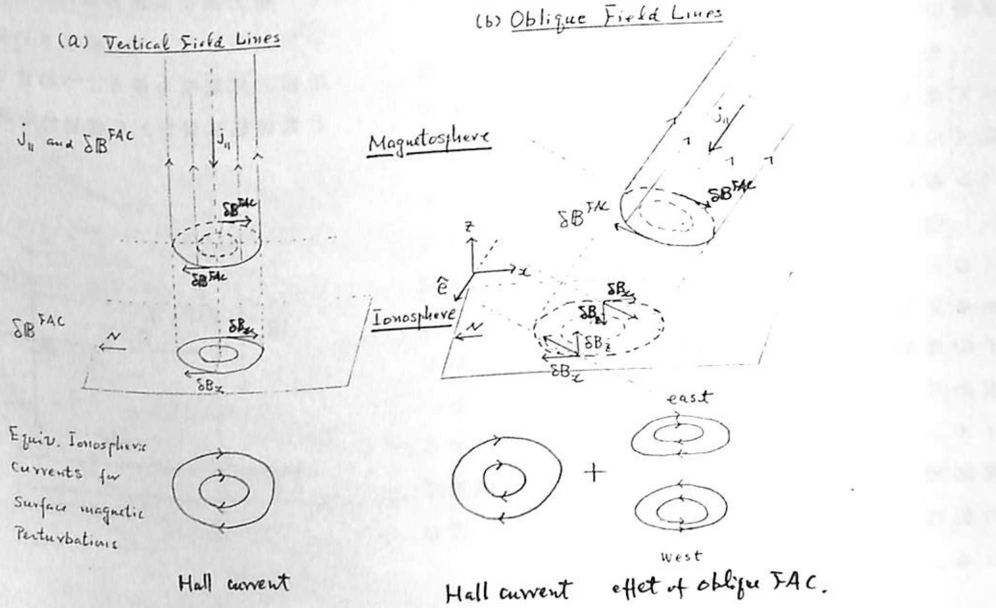


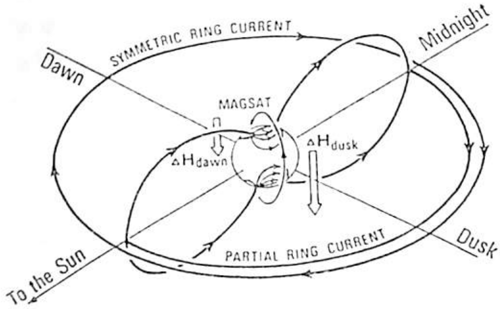
図1　斜沿磁力線電流の水平成分による磁場の垂直成分が存在すると、地上磁場変動からみると、電離層等価電流系は垂直の場合に比して二つの渦対が加ったことになる。

I-63

MAGSAT軌道にかこまれた閉曲面内を貫通する電流と赤道環電流との関係

福島 直・鈴木 亮・柳澤正久
(東京大学理学部) (佐賀大学教養部) (宇宙科学研究所)

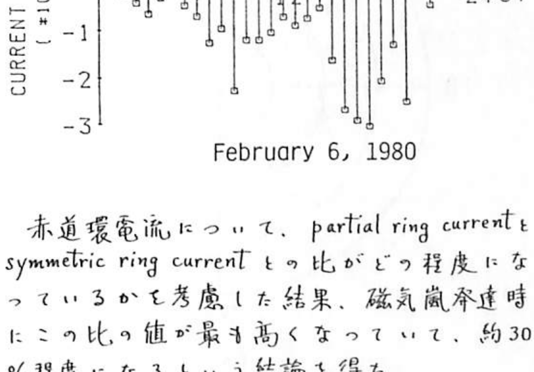
MAGSAT衛星による地球磁場三成分精密観測結果を利用した研究成果の一つとして、磁気嵐時に生じる地球磁気圏内partial ring currentを実証することができた。



上図はpartial ring currentを模型化したものであり、磁気嵐発達時に地上低緯度地域で観測される南向き地磁気水平成分変動量ΔHが地方時に依存し、$\Delta H_{dusk} > \Delta H_{dawn}$となっていることを説明するために約10年前に導入された仮想電流系である。但しこの電流系はあまりに簡単化されすぎていて、partial ring currentの両端と電離層を結んでいる線電流は、現実にはかなり広い経度範囲にわたって流れているsheet currentであろうし、またpartial ring currentの平均経度巾は180°ではないであろう。

Ampèreの定理を利用して、MAGSAT軌道の切線方向の磁場観測値を軌道に沿って一周積分すれば、MAGSAT軌道にかこまれた閉曲面内を貫いて流れる電流の総量が知れる筈である。但しMAGSATが地球を一周するには94分を要し、この間に地球が自転するために現われる影響を除去しなければならない。 先に鈴木・福島が発表した論文(Geophys. Res. Lett., 9, 345-347, 1982)では、地球自転の影響が正確には除かれていなかったため、地磁気静穏日でさえ4×10^6A程度の電流が(しかもその方向が半日変化を示しながら)MAGSAT軌道にかこまれた閉曲面内を貫通していると書いているが、それは誤っていた。地球自転の影響を除去するためには、Ampèreの定理を適用するに際して、MAGSAT軌道を地球上に投影した曲線に沿って、それに切する方向の磁場成分値を積分すべきであり、このようにして計算をし直してみると地磁気静穏日ではMAGSAT軌道にかこまれた閉曲面内を貫通する電流量は3×10^5A以下にしかならない。

一方地磁気擾乱日についてMAGSAT軌道面を貫く電流量を求めてみると、計算を完了した日の総計はまだ10日にも満たないが、地磁気AE-indexと極めて良い相関を示して増減している。なお電流の方向は擾乱時には常に反太陽方向であり、電流量は3×10^6Aに達する。地磁気擾乱日に対する電流算出の一例を下に示す。



February 6, 1980

赤道環電流について、partial ring currentとsymmetric ring currentとの比がどの程度になっているかを考慮した結果、磁気嵐発達時にこの比の値が最も高くなっていて、約30%程度になるという結論を得た。

I−64

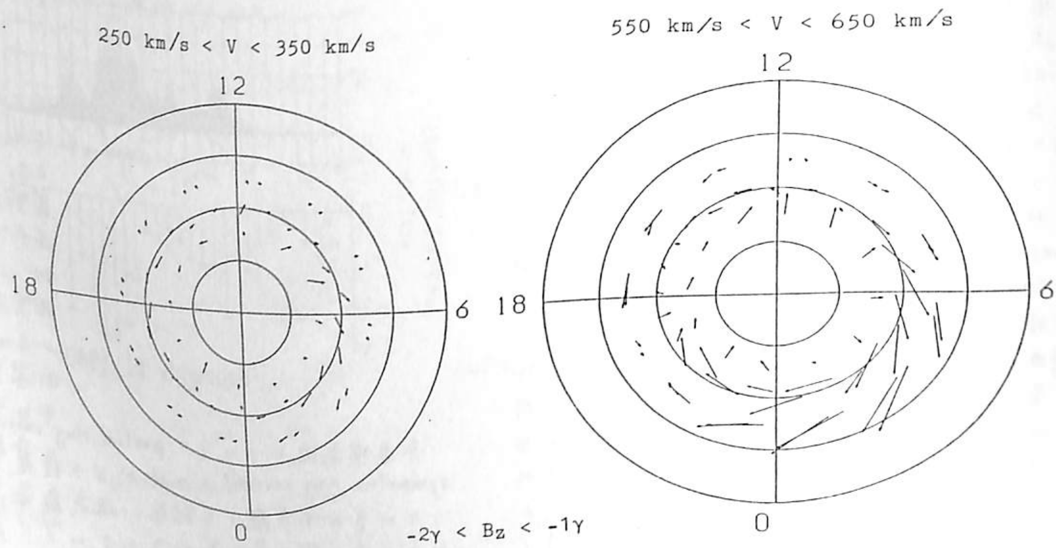
高緯度 Equivalent Current System とその太陽風速度依存性

前沢 洌
名古屋大学理学部

太陽風速度が地磁気活動度に強い影響を持っていることは，ap, am, AL 等の地磁気 index の解析から明らかになっているが，その原因は必ずしもよくわかっていない。原因をさぐる1つの手がかりとして，ここでは，約9年間にわたる高緯度地方の地磁気 Station の H, D 成分のデータ（1時間値）を太陽風，IMF B_z 成分のデータに従って分類し，高緯度帯の電流分布（Equivalent Current System）に対する太陽風速度の影響を，B_z の影響と分離して調べた。（但し，用いている WDC のデータに，Digital 化の際の誤まりが多いため，今回は Preliminary な報告である。）

その結果，太陽風速度（V）は，高緯度帯全体にわたり電離層電流強度に強い影響を持つことがわかった。Vの影響は，IMFが南向きで，B_z の絶対値が比較的小さい時特に顕著であり，その例を下図に示す。図1（a）は $-2\gamma < B_z < -1\gamma$, 250 Km/s < V < 350 Km/s の場合の平均であり，図1（b）は B_z の range は（a）と同じであるが，Vの range が 550 Km/s < V < 650 Km/s（高速流）の場合である。B_z の range は (a), (b) とも共通であるのに，（b）の電流系は（a）よりはるかに発達している。

この原因をさぐる上で重要なことは，Vの影響は高緯度地方全体に現われるが，特に夜側の Auroral Zone に著しい影響がみられることである。午後側のいわゆる Eastward Electrojet の intensity と，夜側の Westward Electrojet の intensity についてそれぞれVに対する依存性を比較すると，Westward Electrojet の方がVに対する依存性が強い。これは，夜側の Particle Precipitation が，Vに強く Control されていることを示唆する（Maezawa, 1979）。また，Vの影響に半年変化があることも，メカニズムに対する有力な手がかりになるが，詳しいことについては，今後の検討を待たなければならない。



(a)　(b)

図1 (a), (b)： ともに最外周の円は北緯50°の等緯度線である（Corrected Geomagnetic 座標）

Ｉ−65　　磁気嵐Ｄｓｔの発達過程におけるビルケランド電流系の変動

太田和夫，飯島　健　（東大理）

いわゆる磁気嵐は地上中低緯度での地磁気変動（ΔＨ）のＤst成分をもとにＳＳＣ，初相（これら２つがない場合もあるが），主相，回復相という経過をたどる現象としてこれまで認識されてきている。ところで磁気嵐Ｄstの発達過程の意味を探る研究としてたとえば内部磁気圏での高エネルギー粒子分布、磁気圏磁場の変形、電離層中のオーロラジェット電流等を特色づけに用いたものがあり、最近では電離圏上部での降下電子フラックスの観測によるポーラーカスプ、オーロラオーバル帯の境界の変動をもとにプラズマシートダイナミックスの議論もなされてきている。ここではビルケランド電流系の発達、変動という新しい見地から磁気嵐の発達過程を追跡し、その結果を述べる。

大規模ビルケランド電流系は基本的な２つのパターンを示す：主として惑星間磁場（ＩＭＦ）のＢｚ＜０に対応するRegion １＋Region ２電流系と、主としてＩＭＦのＢｚ＞０に対応して発達するＮＢＺ電流系である。

今回はFeb. ６−８，１９８０，Feb. １４−１７，１９８０，Mar. １９，１９８０，Mar. ３０−３１，１９８０，Apr. ６−１３，１９８０の磁気嵐についてビルケランド電流系（ＭＡＧＳＡＴ衛星で得られた地球磁場より）および極域電離層を流れるコンベクション電流の活動度指数ポーラーキャップインデックス（地上観測所での地磁気変動より）およびＩＭＦ（ＩＳＥＥ３，ＩＭＰ Ｊによる）を比較検討した。

以下初相、主相について概略を述べる。

＊初相：地上ではどのケースも単に太陽風の圧縮によるΔＨ＞０の時期に見えるが、その時磁気圏を取り巻くＩＭＦ成分に依存して異なった電流系が極域に発達する。ＩＭＦのＢｚ＞０では主としてＮＢＺ電流系、Ｂｚ≦０ではRegion １＋Region ２電流系となる。なお初相のごく初期に昼側極領域にプラズマ対流の多重セルパターンが見られる例もある。

＊主相：主としてRegion １＋Region ２電流系が発達する。各領域の幅、中心位置、電流強度、およびそれらのRegion １−Region ２間での相対的関係はＩＭＦ、Dst、サブストームの発達と複雑に関係しており、Region １がポーラーキャップポテンシャル、Region ２がポーラーキャップポテンシャルの変化率に依存するという単純なカップリングモデルでは説明しきれない。

I−66

1982年7月13日−14日の磁気あらし中の等価電流系の変化

Variation of Equivalent Current Systems for Global Geomagnetic Variations during Geomagnetic Storm of July 14 to 14, 1982

恩崎忠典（電波研）、佐野幸三（地磁気観）

T. Ondoh (RRL) and Y. Sano(Kakioka Magnetic Observatory)

Global equivalent-current systems for geomagnetic variations observed at various ground stations are described on the northern polar map at 1630 UT, July 13 just after the sc, at 2330 UT, July 13 in the initial part of the main phase and at 0030 UT, July 14 in a well-developed part of the main phase during the geomagnetic storm of July 13 - 14, 1982.

The equivalent current system just after the sc has two polar current vortices which are similar to those of the geomagnetically quiet equivalent-current system, S_q^p in the sunlit polar region and the former current density is one order larger than the latter.

The equivalent current system in the initial part of the geomagnetic-storm main phase is similar to the DP-2 current system, and it seems to be caused by an intensified magnetospheric plasma-convection due to an enhancement of the large-scale westward cross-tail electric field.

The equivalent current system in a well-developed part of the storm main phase consists of a global current vortex which extends to mid-latitudes and it has strong westward currents in the dayside active region. The geomagnetically active region in the dayside mid-latitudes coincides approximately with the auroral-type hiss region observed by the ISIS-2 during the storm main-phase of July 14, 1982. The storm-time ionospheric ionization produced by precipitating electrons resulting from an interaction between the plasmasphere and well-developed equatorial ring-current particles seems to contribute considerably to the change in the equivalent current system from two current vorticies of the DP-2 type to one current vortex.

This change in the equivalent current system corresponds apparently to an expansion of the auroral zone towards mid-latitudes during the main phase of geomagnetic storm.

I−67

SAR Arc と静止衛星の磁場変動との関係

市川敏朗　　　　岡野章一
(岐阜歯大)　　　(東北大・理)

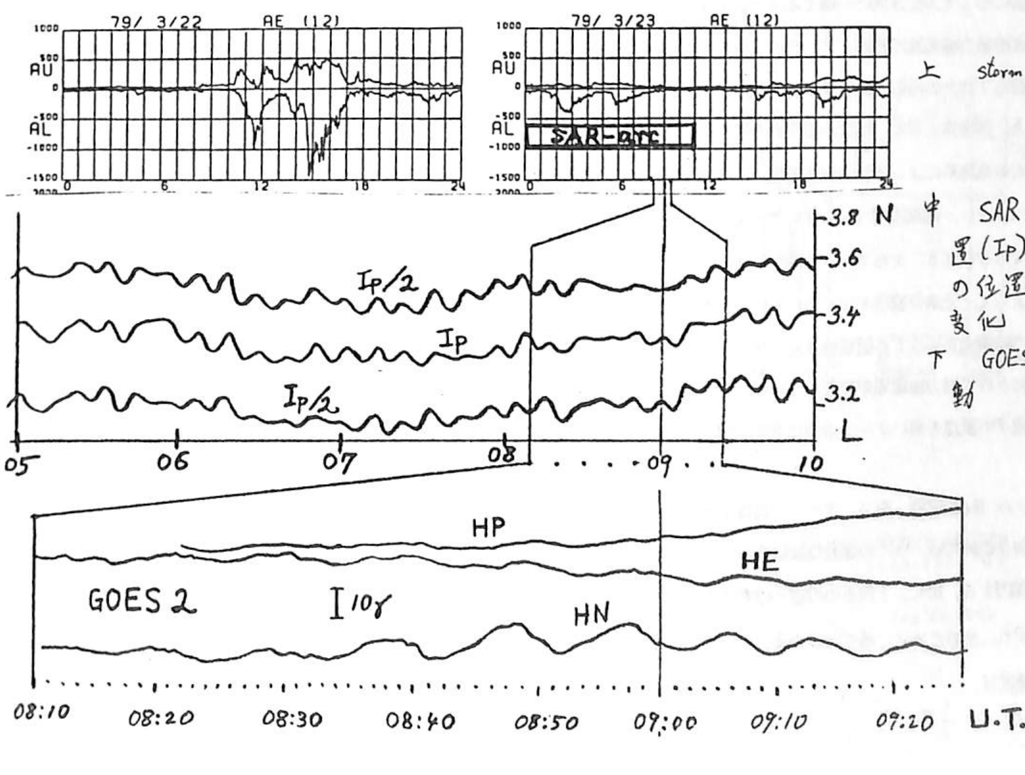
1979年3月22/23日(L.T.)に強度は弱いが一夜中(10時間)安定したstable auroral red (SAR) arcを北米東部のAlbany, New Yorkで観測した。このSAR arcは22日10時(U.T.)頃のsudden commencementにつづく弱いstormによるもので、SAR arcは、SCより約14時間後に観測され始めた。

通常 SAR arcは約8〜9度高緯度側のオーロラにともなってstormのrecovery phaseに出現するが、この日のarcの特徴は高緯度側にdiscreteなオーロラが観測されなかったことと SAR arcの中心位置が平均的に$L \approx 3.4$付近に停滞していてそれが周期9〜12分で南北に振動しているように見えることである。

このような現象はあまり見られないことなので関連するデータを調べてみた。

この日のNOAA/GOES-2の磁場データには、U.T. 05〜10の間にHN成分が最大10γ程度の振幅で周期9〜11分の脈動が見られた。SARの理論はいろいろ提唱されているが、何れもリングカーレントがそのエネルギーソースとして求められていて、波動−粒子相互作用による電離層へのエネルギーの輸送の可能性を考えるものが主流となっている。この場合SAR arcの出現するL-valueではPc3〜4程度の波動であり、GOESではLが大きすぎるが北米の西海岸上空にあるGOES-3では、東部でSAR arcが観測されている同時刻にPc3〜4の脈動がしばしば見られる。又この期間はGOES-2は104°Wにあり地磁気赤道より約9.6°Nにあるので HP/HE比はpartial ring currentの影響をうけていると考えられる。

SAR-arcと同じLにある地上のPc5データを合わせて検討する。



上　stormのAE index

中　SAR arcの中心位置(Ip)と、強度1/2の位置(Ip/2)の時間変化

下　GOES-2の磁場変動

I－68

オーロラ・アークの構造とSplitting 機構

井上雄二　　京都産業大学　理学部・計算機科学研究所

オーロラ・アークの構造と形態変化についての現象論的研究はOguti (1975,1981) によってなされ，その後も彼のグループによって続行されている。またDavis,Hallinanおよびそのグループによって，curlとspiralの形成の理論が提唱された。curlについてのHallinan and Davis (1970) の機構は理解され得るが，spiralについてのHallinan (1976) の機構は不完全で理解し難い。アラスカ学派の現象の解析は形状に重点がおかれている。一方，Ogutiは形態の時間的変化を詳細に調査して，彼等とは異なった現象論的解釈を提案した。即ちアーク状オーロラの最も本質的な形態変化はアークの分裂とＳ字型形成であると言及している。これは Arc-splittingと名付けられた。しかし，その形成理論は現在まで提案されていない。

この論文において，Arc-splitting の理論を展開する。

オーロラ・アークは磁気圏の高速電子による上層大気の励起の結果であり，その時に降下してくる電子流のために上向きの沿磁力線電流が観測され，数千kmから数Reの高度の間で上向き沿磁力線電場による電子の加速も暗示されている。まず，静的なアークの構造を記述する。アークはある磁気殻に沿って方位方向に一様であると仮定する。アークの内部には上向き沿磁力線電流が流れ，アークの近傍の外部には，高緯度側も低緯度側も下向きの沿磁力線電流が弱い強度をもって，やや広い領域に流れる。系全体として，電流の総和が０になる。従って，北半球の場合に，この電流系によって作られる磁場は，高緯度側（x＞0）では西向き（＋y），低緯度側（x＜0）では東向き（－y），アーク中心面では０になる。またアークの内部は高温プラズマによる反磁化効果によって，元来の磁場が弱められている。その反磁化電流の方向は沿磁力線電流から生ずる磁場の方向と等しい。また，アークの内部には上向きの沿磁力線電場が存在している。このような電場・磁場の配位は電子の軌道を薄いアークの中に安定に閉じ込めることが可能である。

観測されるアークの Shear運動，即ち，アークの高緯度側で西向き低緯度側ては東向きの約10km／sec の運動は反磁化された磁場の中の電子の driftに起因する。更に，上向きの沿磁力線電流が流れると磁力線の捻れを生ずる。そのために，電子は磁力線に沿って下向きにdriftする。その速度は，

$$u_{/\!/} = \frac{1}{2} m_e v_\perp^2 \frac{J_{/\!/}}{e} \frac{4\pi}{B^2}$$

となり，（ここでe, m_eは電子の電荷と質量，$v_\perp$は磁場に直角な速度成分，Bは磁場の強さ，$J_{/\!/}$は沿磁力線電流密度である。）アークの内部の沿磁力線電流が降下してくる電子流に依ると仮定するとアークの内部の電子の $p_\perp$-圧力は磁場の圧力と同程度になる。アークの幅が狭いために，沿磁力線電流によって変形された磁場の配位は陽子の軌道に規則的な効果をもたらすことはない。

上記の静的なアークの一部に沿磁力線電流が増大した場合にSplittingが起る。その機構をのべる。沿磁力線電流の増加に伴って，その近傍の磁場の方位成分が増大する。沿磁力線電流系はアークを中心として伝送線を形成しているために，その近傍に下向きの沿磁力線電場が誘起される。この電場と方位方向の磁場成分によって，アーク面の法線方向の電子の Drift速度成分が発生する。その速度の方向はアークの高緯度側の面では高緯度向きに，低緯度側の面では低緯度向きに，即ち，アークが分裂する方向であり，その速度の大きさはアークの中心面からの距離と共に増加し，アークの端で最大になる。その速度は，

$$u_x \cong \frac{1}{2} \frac{a}{\tau}$$

になり，ここでaは形成される伝送線の幅で，τ は沿磁力線電流の増加の時間尺度である。$a \simeq 10$km，$\tau \simeq 1$secでならば$u_x \simeq 5$km ／sec 程度になる。この電子の運動はアーク面に対して外向き法線方向であるから，その結果，電流がアークの両側から内向き法線方向に流れる。これによりアーク面の磁場の曲率が増大し，電子のCurvature Driftを誘起する。これはu_xを更に増大させる。即ち，正のfeedbackが働くことになる。

アークの両面において上述の外向き法線方向の電子の Drift運動と前述した静的アークにおいても存在するアークの Shear運動との協力効果によってオーロラ・アークの Splittingが説明され得る。

I－69

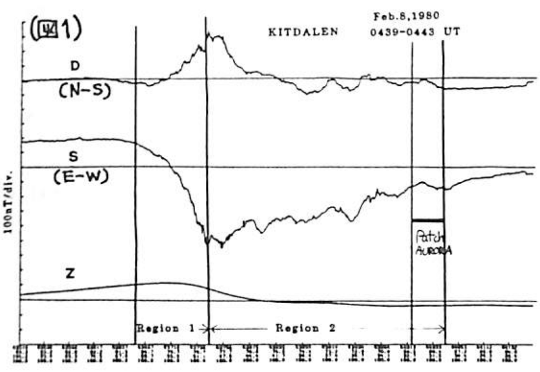
パルセーティングオーロラと沿磁力線電流との関係(1)

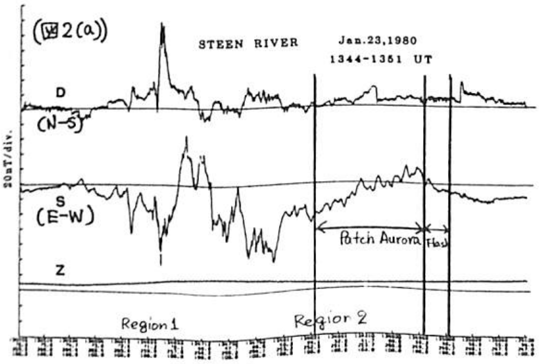
藤井 良一*, 小口 高**, 山本 達人**
* 極地研 , ** 東大理

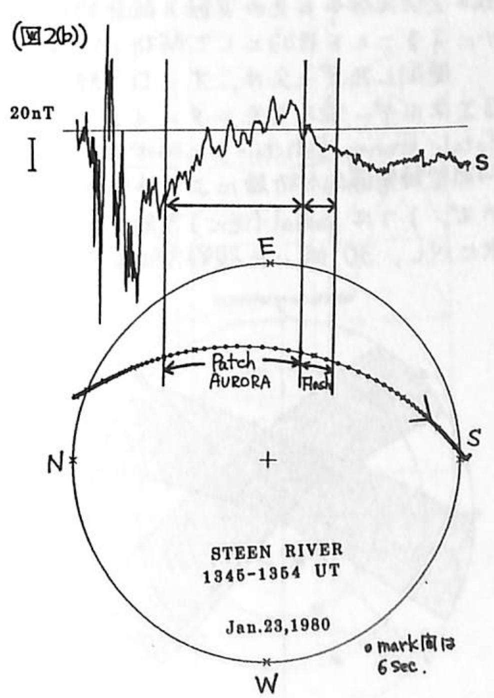
パルセーティングオーロラは真夜中から午前側のオーロラ帯及びサブオーロラ帯で、diffusive なオーロラ中に出現する、周期性を伴うオーロラである。

最近 Oguti (1983, 秋季学会) により、パルセーティングオーロラに伴ない地上で観測される地磁気変動は、オーロラ降下粒子により局所的に増大した電離層電気伝導度と磁気圏から印加される電場により生ずる電離層内電流と、電離層起源の沿磁力線電流を考慮することにより統一的に説明できることが示された。

本講演では、パルセーティングオーロラと、それに伴う沿磁力線電流の関係を明らかにする為に、1980年ノルウェイ及びカナダで取得された全天テレビカメラにより記録されたパルセーティングオーロラとその時全天カメラの視野内に入ってきたMAGSAT衛星の磁場3成分データとの比較を試みる。 使用した観測点は、ノルウェイの KITDALEN (地理座標 69.1°N, 20.0°E, 地磁気座標 65.6°, 105.1°E)、カナダの STEEN RIVER (59.7°, 117.2°, 66.6°, 293.7°) 及び La Ronge (55.2°, 105.3°, 64.8°, 311.0°) である。 図1に Kitdalen で取得されたパルセーティングオーロラ－MAGSAT同時データを図2に Steen River で観測された例を示す。 両者共、パルセーティングオーロラは Region 2 沿磁力線領域に存在することが分る。 又図2に示されるように、パルセーティングオーロラの存在する領域に 20 nT 程度の周期的磁場変動(＝周期的沿磁力線電流変動)の見られることもある。 講演では図2に見られる周期的磁場変動とパッチ構造との空間的対比についても述べる。







TIROS-N/NOAA-6衛星オーロラ降下粒子データの解析

宮岡 宏
（極地研）

TIROS-N/NOAA-6衛星は，それぞれ1978年11月2日及び1979年6月28日に打上げられたアメリカの気象衛星であるが，宇宙環境モニターの1つとしてオーロラ粒子（電子及びプロトン；エネルギー300eV～20keV）を計測する観測器が搭載されている。これらの衛星は，高度約850kmのレベルの極軌道をsun-synchronousに周回するため，常時ほぼ同じlocal timeの領域を連続的に観測しており，この粒子観測データは，オーロラ粒子の降下域のグローバルな分布を明らかにする上で非常に有効である。

これまでに，1日分の同衛星データを用いて，オーロラ電子及びプロトンの基本的な降下パターンについては調べられているが（菊池，1983），今回は1979年及び1980年の2年間分の観測データを用いて，オーロラプロトン及び電子の降下域の2次元分布とその変動を統計的に明らかにすることを目的として解析を行なった。

使用したデータは，オーロラ粒子によるエネルギー流入をモニターするTED（Total Energy Detector）と呼ばれる2台の円筒型静電偏向分析器により計測されたもので，1つはradial（地心）方向，他方はそれに対し，30°傾いた視野方向をもち，それぞれ，300eV～20keV（11ステップ）のエネルギー範囲で電子及びプロトンの計測を1秒毎に切換えて行なうため，それぞれの積分エネルギーフラックス（erg/cm²·sec）が2秒毎（空間分解能：約14km）に算出される。また4チャンネルの固定エネルギーのフラックス（380eV，930eV，2keV及び4.2keV）もデータ伝送されている。

衛星の軌道は，sun-synchronousであるため，軌道面のlocal timeは固定しており TIROS-Nは午後側から朝方（16－04MLT）にかけて，またNOAA-6は夕方から午前側（20－08MLT）にかけての領域をそれぞれサーベイする（第1図参照）。周期は102分で1日当り14軌道分のデータが取得される。

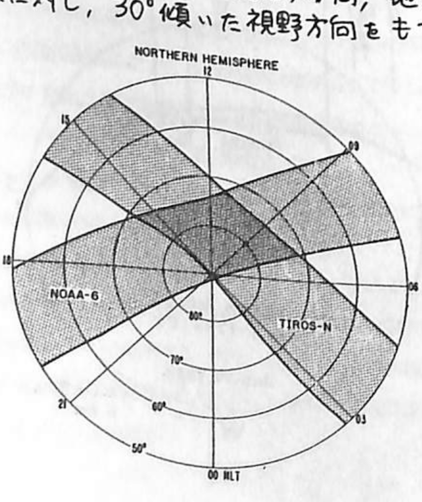
今回の解析では，特に下記の項目に重点をおいた。

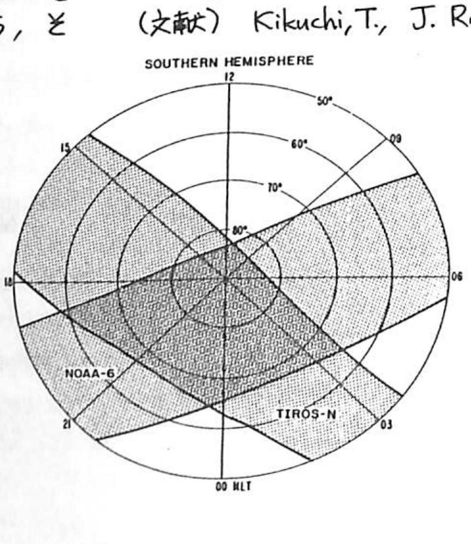
(i)プロトン降下域の2次元分布（特にエネルギーによる相異），及び

(ii)オーロラ粒子オバール（電子及びプロトン）の外部擾乱に対するレスポンス

(i)については統計的にもこれまでの解析結果とほぼ同じ結論を得ている。詳細については講演にて報告する。

（文献） Kikuchi, T., J. Radio Res. Lab., 30, No.129, 15-33, 1983





第1図 北半球及び南半球におけるTIROS－N／NOAA-6衛星の観測範囲（地磁気極座標）。

I－71

極光帯の地上の地磁気脈動は，本当に磁気圏ULF波動の場の電流の効果であろうか。

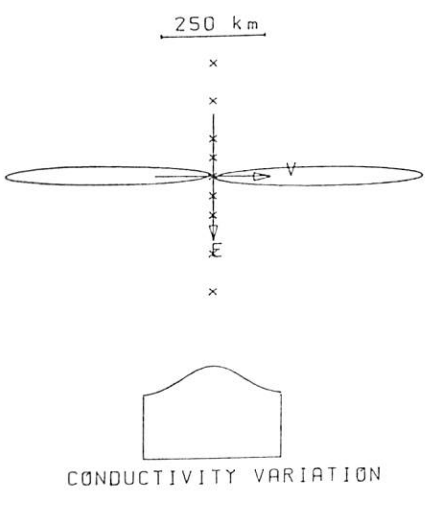
小口 高，AUVグループ
(東大理，ほか)

これまで行なってきた，オーロラ脈動とその下で見られる地磁気脈動との重相関解析，及び，ストリーミングおよび伝播性オーロラの下での地磁気脈動の波形の解析の結果から，われわれは，この種の地磁気脈動はほとんど完全に，脈動オーロラ中への脈動的電子入射の結果起る電気伝導度の脈動的変化に伴なって電離層中に誘起される電流で説明できるとの結論に達した。即ち，極光帯領域での不規則な地磁気脈動は，粒子入射の結果流れる電流の効果であって，磁気圏から伝播する波動の場を見ているのでないことが明らかになった。

一方，従来，極光帯で広く観測されるPc-5については，そのHの符号反転領域にCNAが起り，又，レーダーエコーが卓越することが古くから知られている。

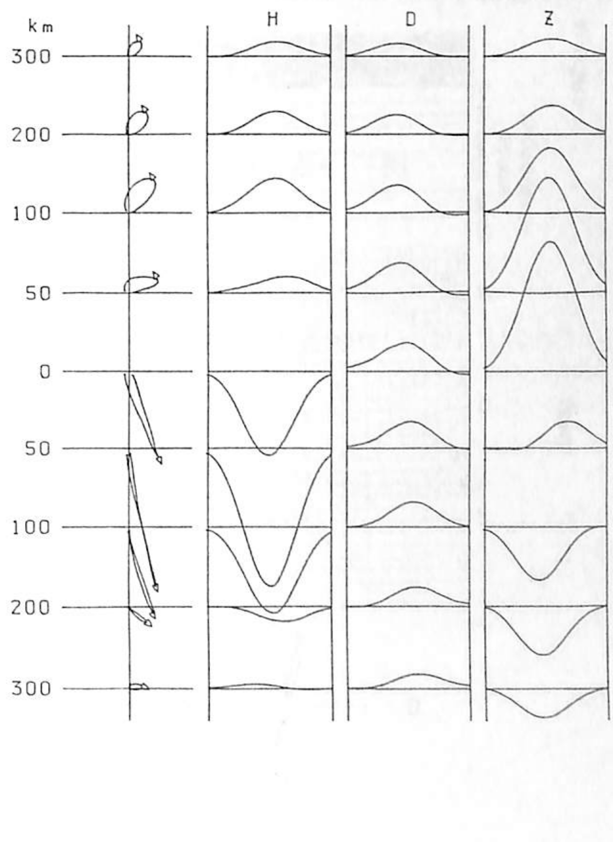
これらの事実から，Pc-5についても，少くとも波動場によって流れる電流以外に粒子入射に伴なうポテンシャル変動および電気伝導度変動が重要な役割を果しているものと推定される。

下図は適当な仮定のもとに電子入射に伴なうポテンシャル変動および電気伝導度変動を求め，これらの効果によって流れる電流を計算し，これから地上での磁場変動を推定したものである。パラメータの選び方によって，実際のPc-5の特性を，このような電流の効果だけでよく説明できることが判る。



CONDUCTIVITY VARIATION

STREAMING RANGE 500 km
STREAMING DIRECTION 179 deg
E-FIELD DIRECTION 0 deg
ELLIPS a/b RATIO 10



I－72

ストリーミングオーロラ及び伝搬性オーロラに伴う地磁気脈動

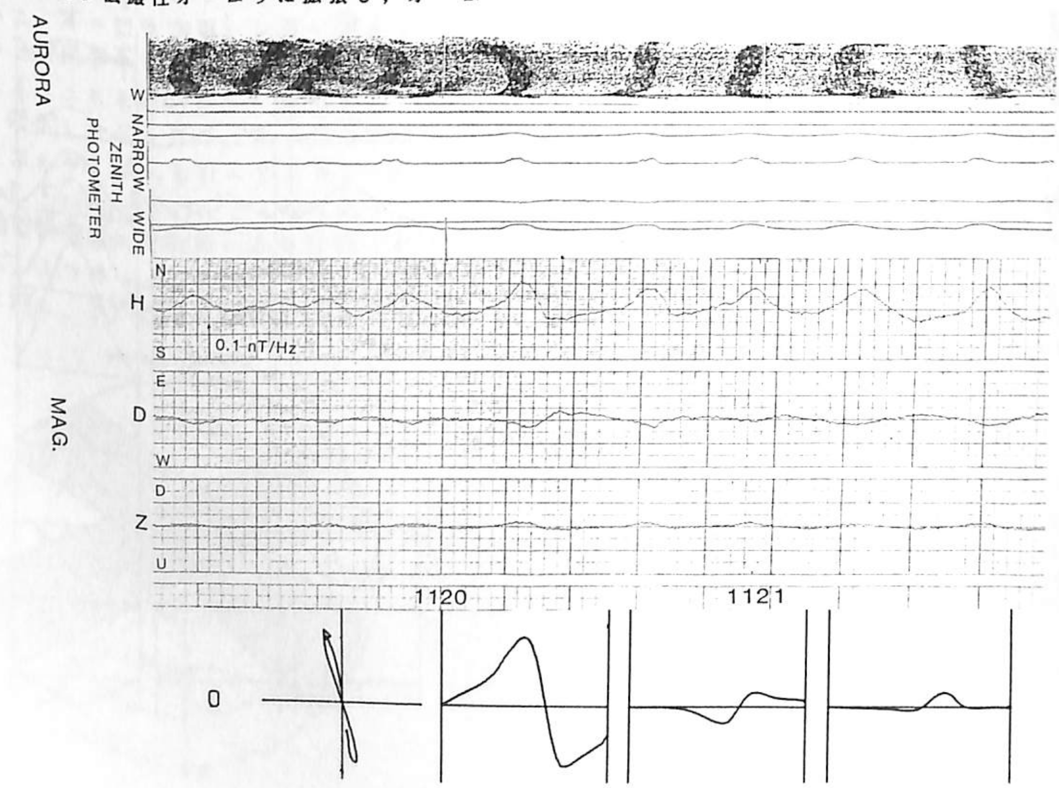
小口　高（東大理），AUV グループ

従来の研究において多数の脈動性オーロラパッチが現れている時，その下で見られる不規則な地磁気脈動（Pi-C）について重相関解析を行ってモデル計算と比較した結果，この種の脈動が電離層の電気伝導度の変動によって起っていることをほぼ完全に明らかにすることができた．モデルは一様な電場中で，脈動的な電子入射によって起こる局所的な電気伝導度の増大によって，パッチ内部及びその周辺に沿磁力線電流を伴う電離層電流が誘起され，それらの電流が脈動磁場を作るというものである．

今回はこのモデル計算をストリーミングオーロラ及び伝搬性オーロラに拡張し，オーロラパッチのストリーミング及び伝搬の結果その背後にできる電離尾の中に流れる電流と実際の観測とを比較し，このモデルが実際に観測される脈動を，偏波や波形に至るまで忠実に再現出来ることを示す．

図は La Ronge で観測されたストリーミングオーロラの子午面表示とその時の地磁気脈動波形及びこれに対応するモデル計算の結果である． H,D,Z, 各成分の波形が観測とモデル計算で極めてよく似ていることがわかる．

以前の重相関解析の結果と今回の結果とから，20年来の問題であったオーロラ脈動とその下でおこる地磁気脈動の間の物理的因果関係が完全に明かになったものと考える．



オーロラ帯におけるCowling機構の不完全度

安原文彦，　上出洋介
（中京大教養）（京都産業大理）

西向きのオーロラ・エレクトロジェットの機構として一般的に受け入れられているものにCowling電流がある。すなわち、極冠や中・低緯度領域より高い電気伝導度をもつオーロラ・オーバルに西向きの外部電場がかかると北向きのHall電流が流れ、オーバルの極側および赤道側の境界にそれぞれ正，負の分極電荷が生じる。この電荷に起因する赤道向きの分極電場による西向きHall電流と、外部電場によるPedersen電流の和が強い西向きのジェット電流になっている、というものである。この機構が完全に働く場合、定常状態では南北方向のHall電流と分極電場によるPedersen電流は完全に相殺しこの方向の電離層電流は0になる。ところが近年種々の観測から明らかにされてきたように、オーバル周辺には沿磁力線電流が流れているし、電離層電流の南北成分も0ではない。これらの事実は分極電荷の一部あるいは全部が磁気圏へとりのぞかれている可能性を示している（ここでは"不完全Cowling"とよぶ）。Cowling機構の不完全さの度合はオーロラジェット周辺の電場や電気伝導度，電流の間の関係だけでなく、電離層の非等方性や不均一性から生じる分極電場が磁気圏プロセスにどのような影響を与えているかという点からも重要な問題である。

この問題の解明への第一歩として、Chatanika レーダーの電場と電気伝導度の観測結果を使い $\alpha \equiv \Sigma_P E_y / \Sigma_H E_x$（ここでx，y軸はそれぞれ東，北向き，電離層電流の北向き成分 I_y は　$I_y = -\Sigma_H E_x + \Sigma_P E_y$　である）の緯度分布を調べてみると、"不完全Cowling"がもっともらしい「よい例」もあれば（図1）、Cowling機構が成り立たないような例もある。このような差は、E_x，I_x，$j_\parallel$ の相互関係にどのような関りがあり、Cowlingの機構はどの程度成り立っているのかを簡単なモデルを使って考える。

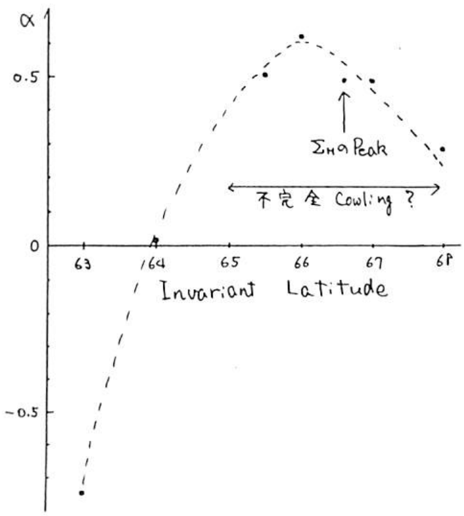


図1.　αの緯度分布の一例

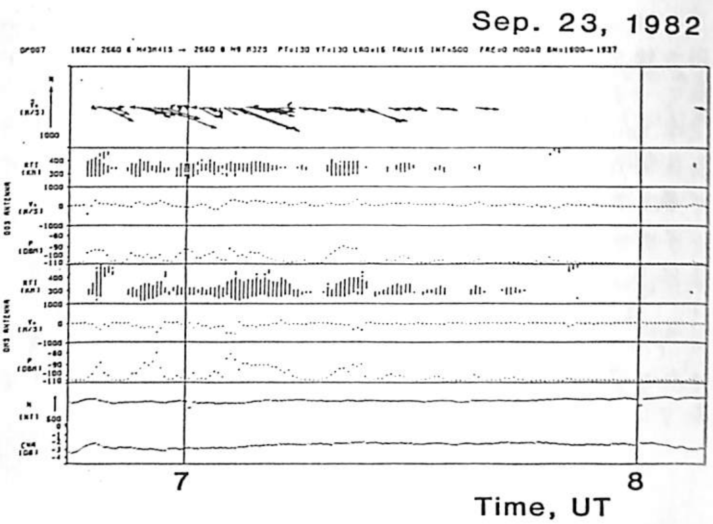
Pc5に伴うレーダオーロラエコーの朝方と夕方の出現特性の比較

五十嵐喜良*、小川忠彦*、倉谷康和*、藤井良一**、平沢威男**
(* 電波研、** 極地研)

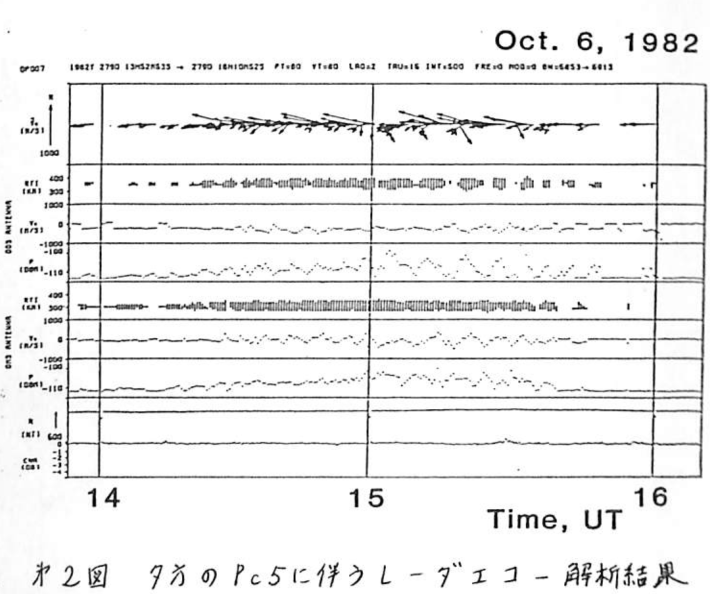
Pc5に伴いオーロラレーダエコー強度が振動する現象は、朝方と夕方に多く出現する特性がある。1982年に昭和基地に設置した50MHzのドップラーレーダにより、散乱エコーのドップラー速度が得られるようになったので、Pc5が発生している時の電子ドリフト速度の変化の解析を試みた。これは、大略E×Bドリフトによる運動なので、電場の変化に対応していると考えられる。

第1図に、ダブルパルス法により観測した朝方のレーダエコーのドップラー解析結果を示す。下からCNA, Mag H, GMSビーム(磁南方向)によるレーダエコー強度、平均ドップラー速度、RTI記録及びGGSビーム(磁南から西へ33度の方向)による結果である。最上段にこの2つのドップラー速度を合成して求めたドリフト速度ベクトルを示す。

朝方は、主に東向きの電子流が存在し、主電場方向は北向きであることがわかる。第2図には、夕方のPc5に伴うレーダエコーのドップラー解析結果を示す。これは、西向きの電子流を示しており、主電場の方向は南向きである。エコー強度の変化を見ると、朝方の例と異なりエコー強度の変化はあるが、完全に消滅しないで、GGSの場合は15hUT頃には約−110 dBmのエコー強度レベルを中心にして振動していることがわかる。また、GGSビームのドップラー速度をみると約−250m/sを中心にして振動している。これは背景電場が存在し、これにPc5による電場変動効果が加わって発生したものと考えられる。Pc5のみによる電場変動を求めるには、背景電場による影響を除く必要がある。GMSビームにより観測した平均ドップラー速度は、約−100 m/sあり、GGSビームの平均ドップラー速度−250 m/sと合成すると約20mV/m程度の背景電場があったものと推定される。今後、背景電場の効果を除いた解析を行う予定である。



第1図 朝方のPc5に伴うレーダエコー解析結果



第2図 夕方のPc5に伴うレーダエコー解析結果

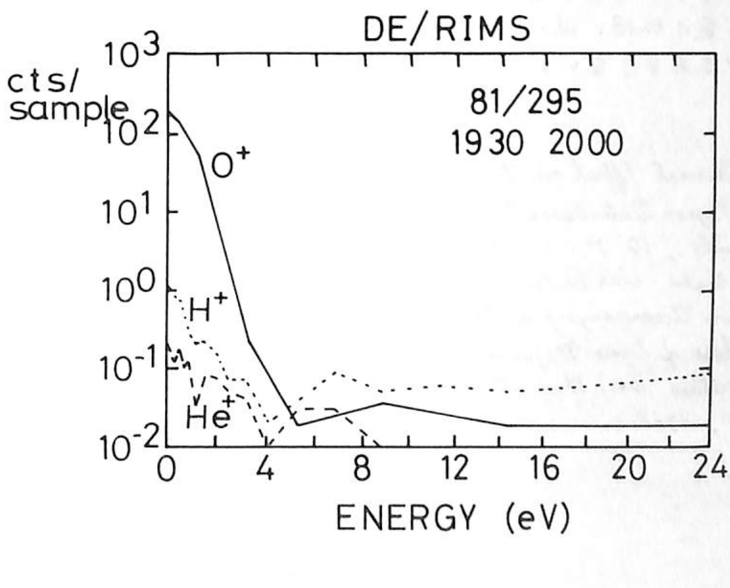
POLAR CAPからの O^+ イオン流

長井嗣信
気象研究所

Polar capからは、電離層起源の低エネルギーの軽いイオン H^+ と He^+ が、超音速流として流れでていることは、古くから理論的に予測され、最近のDynamics Explorer 1の観測によって、実証された（前回の学会講演）。熱的な重イオン O^+ は、地球の重力による束縛に打ち勝つことができずに、電離層レベルにとどまると考えられる（重力に打ち勝つには、O^+ イオンで、5−10eV必要）。古典的なpolar windの理論では、O^+/H^+ の割合は、0.001程度とされている。

さらに、$O^+ + H \rightleftharpoons O + H^+$ というcharge exchange反応により、H原子とO原子とのcrossover level（O原子密度とH原子密度の等しい高さ）以上では、熱的な O^+ イオンは、O原子となってしまい、H^+ イオンの流出をうながすが、O^+ イオン自身の流出は、阻止されると考えられる。以上のことから、O^+ イオンが流出するためには、HとOのcrossover levelより低い高度（500km at 750K to 1500 km at 1500K）で、数eV以上に加速されている必要があると考えられている（Moore, J.G.R., 85, 2011, 1980）.

DE−1のRetarding Ion Mass Spectrometerは、polar cap領域で、低エネルギーの O^+ イオンを主体としたイオンの流れ（以下 O^+ イオン流）を見いだした。この O^+ イオン流は、従来知られていたオーロラ帯およびpolar cuspからのkeVのエネルギーを持つ O^+ イオン流とは、著しく異った特徴を持っており、新しいタイプの流出機構があることを、示している。O^+ イオンのエネルギーは数eV以下であり、そのフラックスは $10^8\ cm^{-2}s^{-1}$ 程度である。H^+ イオンの割合は、O^+ イオンの0.01以下で、He^+ イオンは、さらに少い。この O^+ イオン流は、polar capの広い領域から流れでていると考えられる（ここでpolar capとは、polar rainと呼ばれる電子のふりこみのある領域）。また、polar cuspからの O^+ イオンの流出とつながっている場合もある。この O^+ イオン流は、地磁気活動度のきわめて高い時、すなわちDstが発達した磁気嵐の時に、観測されている。



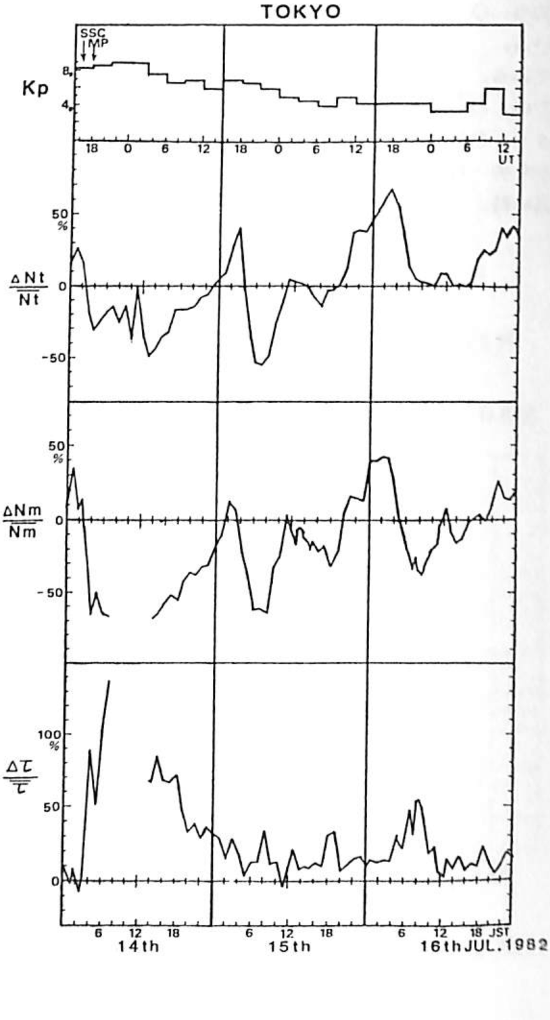
I−76

1982年7月大磁気嵐に伴う電離圏擾乱

皆越尚紀、　　新野賢爾
（電波研究所）

太陽活動が非常に活発であった1982年の夏季には幾つかの磁気嵐が発生したが、最も大きな磁気嵐は7月14日に発生した急始性磁気嵐で、地磁気水平成分の減少が最大630nT(柿岡)にも及んだ。ここではこの磁気嵐期間中(7月14日−16日)、東京、山川で得られた電離圏全電子数のデータおよびイオノグラムのF層データから見た日本周辺の電離圏擾乱の様相と特徴を報告する。

図は磁気嵐期間中の地磁気擾乱指数Kpと東京で観測した全電子数N_t，F層最大電子密度N_mおよびN_t/N_mで定義された等価層厚τの変動率(月中央値からの偏差/中央値)の時間的推移を示す。大まかに見れば全電子数と最大電子密度はともに初日(14日)の日中に大きく減じた後、夜間から翌日にかけて次第に回復しており、等価層厚は初日の日中に大きく増大した後、夜半に回復し、翌日以降には大した変動はない。この様なタイプの擾乱は統計的には中緯度の夏季に発生し易く、負相擾乱と呼ばれるものに相当する。しかし、詳細に見ると単純な負相擾乱でなく、この嵐に特有なものと思われる特徴が幾つかうかがえる。ひとつは急始性磁気嵐開始(SSC)直後の電子数の急激な減少である。N_tとN_mがSSCの直後から急激に減少し、約3時間後に一時的に回復に向かっている。このような現象は大きな磁気嵐時に時たま起こることが報告[(1),(2)]されているが、メカニズムはまだ完全には明らかにされていない。もうひとつは磁気嵐の終相において、夜間と昼間に正の擾乱が重畳していることである。磁気嵐の初期には正擾乱が発生することはよく知られているが、このように嵐の終相に現われる正擾乱についての報告はあまりない。



参考文献

1) Matuura, N.; "Thermal Effect on the Ionospheric F Region Disturbance", J. Radio Res. Labs., 10, pp. 1-5, 1963.
2) Thomas, L.; "World-wide Disturbances in the F1-region Accompanying the Onset of the Main Phase of Severe Magnetic Storms", J. Atmos. Terr. Phys. 30, pp. 1623-1630, 1968

第 Ⅱ 会 場

（Ⅱ－1～Ⅱ－70）

II−1

宇宙線日変化異方性の方向分布

北村 正亟
気象研究所

(目的)

宇宙線の太陽時日変化異方性は一方向でないことは、これまで述べて来た通りであるが、その数及びそれらの方向については、未だ必ずしも定かではない。ここでは、1936〜1972年の Huancayo, Cheltenham, Christchurch における中間子成分につき、二方向異方性を仮定した場合のそれらの方向分布について解析を行う。

(方法)

二つの異方性を夫々 X_1 及び X_2 とし、

$$\left.\begin{aligned} X_1 &= k_1\, e^{iT_1} \\ X_2 &= k_2\, e^{iT_2} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

(T_iは異方性の方向)、

又、地球磁場による modulation factor を夫々

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= A_1\, e^{i\langle\psi_c\rangle_1} \\ C_2 &= A_2\, e^{i\langle\psi_c\rangle_2} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

とすれば、station s において観測される日変化(S_{os})は次の様になる：

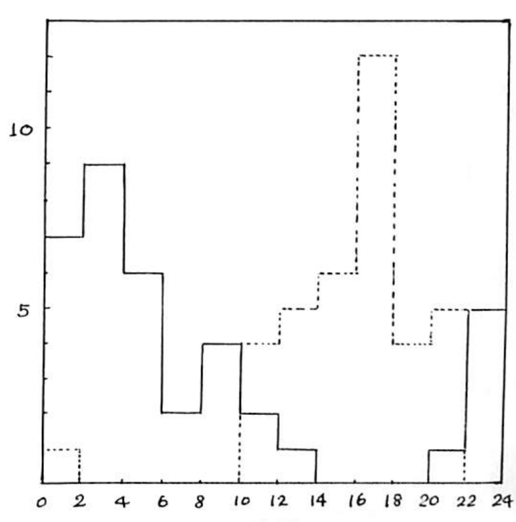
$$S_{os} = C_{s1}X_1 + C_{s2}X_2 \qquad (s=1,2,\cdots,n) \quad (3)$$

C_{si} は異方性のエネルギー・スペクトルのパワー(m)及び上限値(p_u)に依存する。ここでは夫々の m が 0 又は −1 とした場合、各 p_u の値に対して、観測と最もよく fit する値を採用する。

(結果)

上記3地点の観測値を用いて X_1 及び X_2 を求め、夫々の方向分布を示すと下図の様になる。図の横軸は LT、縦軸は出現頻度である。図から分る様に X_1 は 3h 方向に、X_2 は 17h 方向に多く出現しているのは示唆的である。

これらについて更に詳細な検討を行う。



——: X_1 , ……: X_2

Ⅱ−2

磁気嵐主相時宇宙線強度増加の地方時非対称性

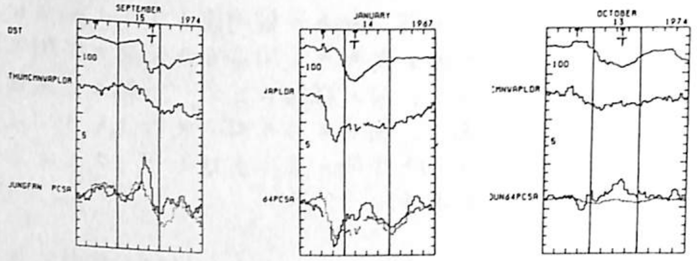
奥谷晶子，和田雅美，小森博夫，P.タンスカネン，H.カナネン
（理研）（東京水産大）（オウル大）

磁気嵐の主相時に，地球の磁気圏に発達する環電流によって，地球外部磁場が減少し，宇宙線粒子の cutoff rigidity が下り，宇宙線強度が増加することはよく知られている。この環電流は一様でなく，～18^{h}領域で強くなっている。このような非対称性が，宇宙線強度増加にもあることを，汎世界的な中性子データを解析し認めた。

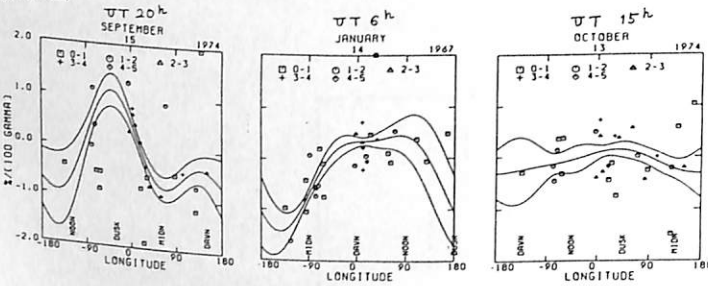
磁気嵐中の宇宙線強度変化から，日変化や等方成分の変化を除外して，地磁気インデックス Dst に関連した時間変化のみを取出すには，重相関解析が有効であった。更に Dst 最小時（図1の矢印T）における宇宙線強度の増加量（図1下の実線と点線の差）を %/100 nT の単位で取出し，cutoff rig. dependence の補正後，その経度依存性を見た。図2は Dst 最小時の各 station の増加量と経度及び地方時（NOON，DUSK，MIDN，DAWN）との関係を表わす。図中3曲線のうち，中央の曲線は重み（cutoff rig. / σ^2）をつけたフーリエ1次および2次成分の合成曲線である。（上下の曲線は1σの誤差範囲を表わす）。左の2例（1974 Sep. 15，UT 20^h；1967 Jan. 14，UT 6^h）は地方時依存性，右の1例（1974 Oct. 13，UT 15^h）は独立な例である。図3の左は，宇宙線強度増加の地方時非対称性を示す14例に，ある種の荷重をかけて作った頻度分布である。図3右は，地磁気環電流について報告されているものである。両者の類似性が認められる。

磁気圏に入射してから観測点までの宇宙線の軌道を考えると，地球磁場の局地的な違いが，そのまま宇宙線の cut off に効くことがわかる。従って上記の結果は納得できるものである。

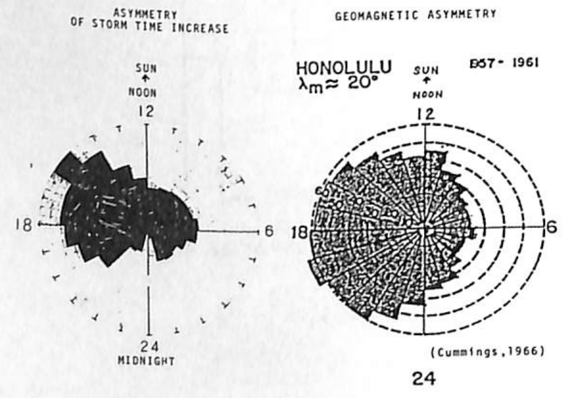
第1図



第2図



第3図



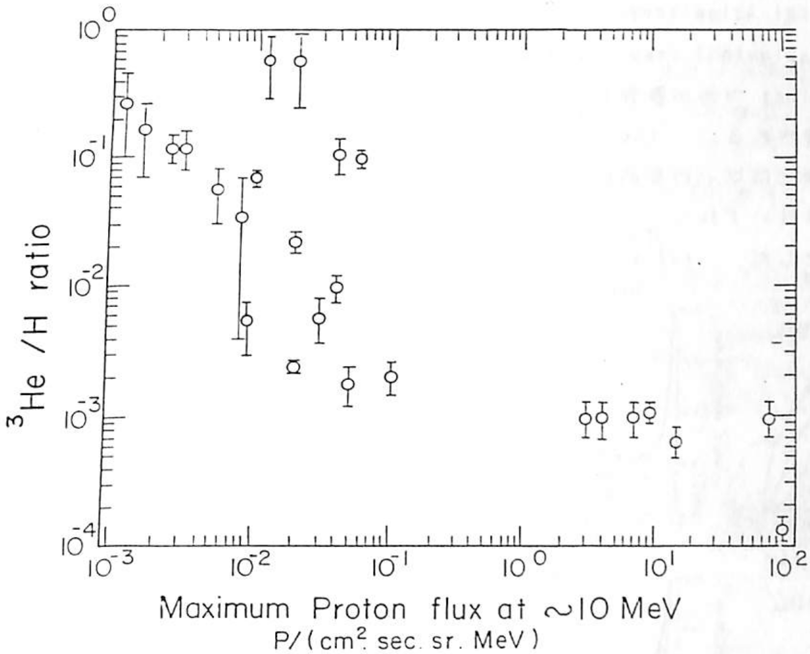
24

II − 3

^{3}He RICH SOLAR FLARE EVENTS

Kunitomo Sakurai, S. Biswas*and Ramadurai*
Institute of Physics, Kanagawa University and Tata Institute of Fundamental Research*

A new subgroup of ^{3}He rich solar flare is found on reanalysing the global data. ^{3}He/P ratio as a function of maximum proton flux at an energy of about 10 Mev shows a break-up of the data into two groups. The first group follows the anticorrelation of ^{3}He/P ratio with the proton flux, as expected in the plasma process acceleration models. But, the second group has a constant ^{3}He/P ratio as a function of maximum flux of protons. This is not in conformity with the plasma process models. However, this is expected in models where the nuclear spallation reactions are responsible for the production of ^{3}He. It is also found that the same break-up into two distinct groups follows if one plots the location of the flares on the solar disk. The first group is more or less confined to the west limb of the sun, whereas the second group is more widely spread out.



Ⅱ-4

宇宙線モジュレーションに於ける ドリフト効果の理解

門倉　昭・西田　篤弘

宇宙科学研究所

２次元の拡散－対流方程式の数値定常解と観測事実との比較を次の３点について行なう。

1 . Intensity

2 . Radial　Gradient

3 . Solar Diurnal Anisotropy

解に及ぼすドリフトの影響を理解する為，拡散係数テンソルの各成分を次の様な形とする。

$$D_{\parallel}=1/3\cdot v\cdot r_{\parallel},\quad D_{\perp}=1/3\cdot v\cdot r_{\perp}\cdot\frac{1}{1+(r_{\perp}/r_{L})^{2}},\quad D_{T}=1/3\cdot v\cdot r_{\perp}\cdot\frac{(r_{\perp}/r_{L})}{1+(r_{\perp}/r_{L})^{2}}$$

$r_{\parallel}$：磁場に平行，$r_{\perp}$：垂直方向の平均自由行程，r_L：ラーマー半径，v：粒子速度

$$r_{\parallel}=a\cdot r_{L},\quad r_{\perp}=b\cdot r_{L}\quad (a,b\ :\mathrm{const.})$$

磁気中性面に於ける境界条件はJokipii et al.の条件(θ - Flux=0) を用いる。

以下太陽磁場の極性を，磁気モーメントM と自転角速度ベクトルΩとの関係で表わす。

< Intensity>

a とb との組み合わせによっては，M↑↑ Ω>M↓↑Ωという観測事実と合致させることも可能であることが解析的にも理解できる。（例えばa=6.0,b=2.0)（図１）

<Radial Gradient>

やはりa とb の値により数%/A.U.という観測値が実現でき，又その場合地球近傍においては，M↑↑ Ω<M↓↑Ωとなり得る。（図２）

<Solar Diurnal Anisotropy>

そのradial,azimuthal componentを調べることにより，phase とamplitude のどちらにもradial gradient の差が影響していること，a，bの値の与え方によってそれらが変化すること，が理解される。　（図３）

講演では以上の事柄についての説明を行なう。

図１，２，３はいずれも　a=6.0,b=2.0 のときの結果を示めす。

図１
外側を1.0 とした
density分布

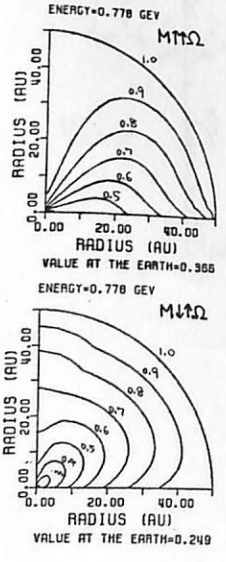


図２
radial　gradient

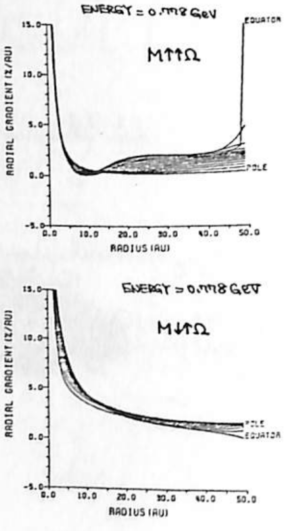
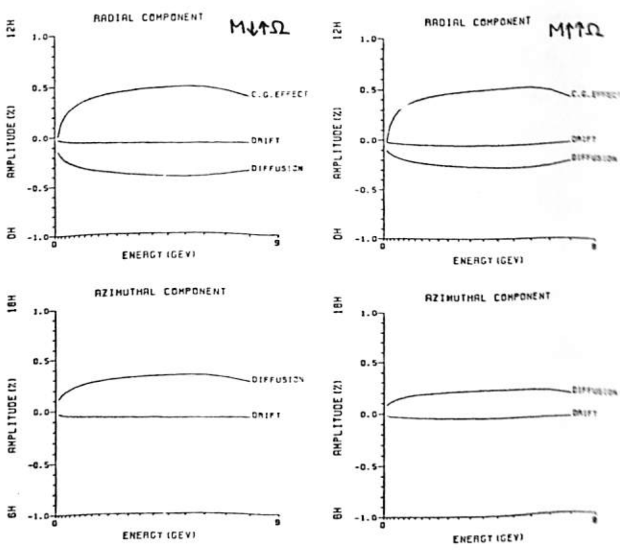


図３
anisotropyの各component を調べると
diffusion の違いが大きい。



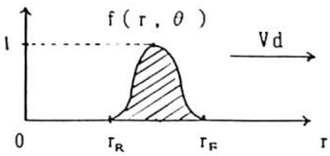
Ⅱ－5

宇宙線嵐の数値モデリング

門倉　昭・西田　篤弘

宇宙科学研究所

あらかじめ求めておいた２次元宇宙線分布の中を下図のような擾乱域を走らせることにより疑似宇宙線嵐を起こすことを考える。



$$f(r,\theta)=(1-A\cos^2\theta)\left(1-\cos\frac{r-r_R}{r_F-r_R}\cdot 2\pi\right)$$

Vd=1,500 km/s

$r_F - r_R = 0.7$ A.U.

擾乱の中では　　平均自由行程の変化　$dr_{\parallel,\perp}$ = -50.0%・f(r, θ)

　　　　　　　　太陽風速度の変化　　dV = 20.0%・f(r, θ)　　とする。

今回は，A=0.0(θ－依存性なし)，A=1.0(赤道域でMaximum,極域でMinimum)という２種類の擾乱を走らせた各結果について発表する。

＜A=0.0 の場合＞

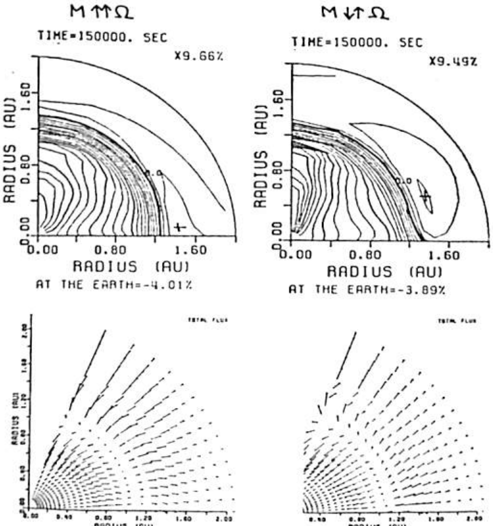
擾乱の前方には密度増加域，後方には減少域が見られる。高緯度域では太陽風速度の絶対値の変化が大きく，低緯度域に比べ密度減少の割合も又絶対値も大きい。そのためその減少を埋めるように低緯度域から高緯度域へ向かう流れが生じていることが判かる。太陽磁場の極性による違いは赤道面近くの密度増加のピークの位置の違いに最も良く表われている。これは，擾乱域内で平均自由行程が減少することによりドリフト効果が落ちたことによるものと考えられる。（図１）

＜A=1.0 の場合＞

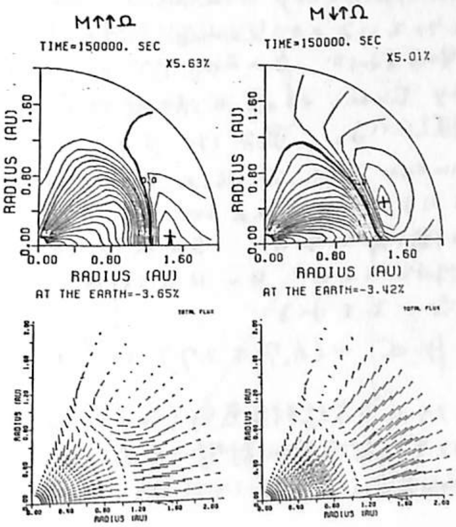
A=0.0 の場合とは逆に低緯度域での密度減少が高緯度域に優り，流れは高緯度域から低緯度域へと向かう。太陽磁場の極性による違いはやはり赤道面近くに顕著に見られる。（図２）

図１，２はいずれも密度変化とflux変化を書いたもの。密度変化の等高線は0.05毎に引き，右上の値は変化の最大値を示す。

（図１）　A=0.0 のとき



（図２）　A=1.0 のとき



Ⅱ−6

宇宙線強度と太陽風

藤本和彦　小島浩司　村上一昭　長島一男
（名大理）（名保衛大）（名大理）（名大理）

宇宙線強度（Day to Day）が太陽風速度と関係があることは太陽風高速流（High velocity stream）に着目して調べられた。
Iucci et al は1964年から1974年までの11年間の太陽風高速流をたんねんにしらべだして CHREE-Analysis をした結果、太陽風が100 km/s 増加すると宇宙線強度（Alert, Deep.R., Goose Bay, Inuvik）は略々0.5%減少することを見出した。この解析は 1 solar cycle の平均であり太陽風の効果は Activity に依存していることが ~~相像~~ される。従って1年単位に区切って宇宙線強度（Kiel, Deep.R. Thule. McMurd Kergulen）と太陽風との相関をとり回帰係数β（% per 100 km/s）が年毎にどのように変わるか調べてみた。長期変動を取去るために宇宙線 Data も太陽風も27 Day の Running Average からの差を用いた。図1は5 station の一年毎に得られたβを示す。5 station 間のβの値は非常に良い一致を示し βは Solar maximum 附近では −0.8 minimum 附近では −0.2 と Solar Activity に依存して Smooth に変わっているのが見られる。1 solar cycle を平均すれば β=−0.5（% per 100 km/s）となり Iucci et al の解析結果とも一致している。図2はβが Sunspot number R と相似の動きを ~~示す様に~~ しているのを示すためにβとRの相関図を示す。βとRは非常に良い直線性を示し βとRの関係は次式で示される

$$\beta \propto -(6.7\pm2.7)\cdot10^{-3}\cdot R$$

このように宇宙線強度変動（Day to Day）に対する太陽風の影響は Activity Dependence を示すことが明らかとなった。

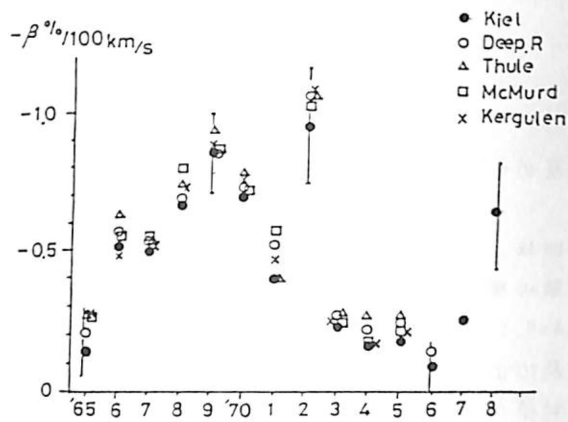


図1　1年単位で得られた回帰係数 β % per 100 km/s

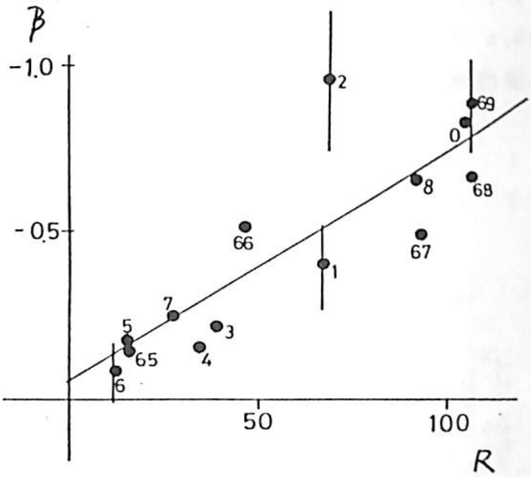


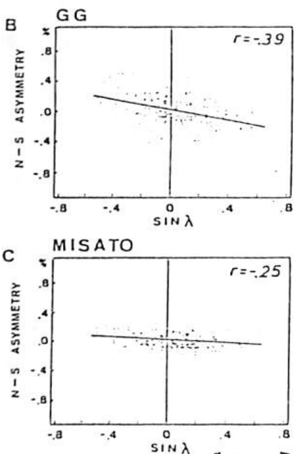
図2　宇宙線強度（Kiel）と太陽風との相関における1年単位で得られた回帰係数βと Sun-spot number との相関図

Ⅱ−7

ニュートラルシートの位置による宇宙線南北非対称性の変動

宗像義教（中部大工），柴田祥一（名大理），袴田和幸（中部大工），森　覚（信大理），長島一男（名大理）

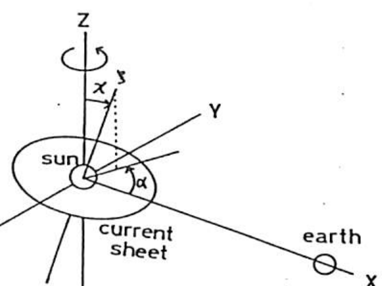
宇宙線の南北非対称性（N-S Asymmetry）の大きさ（ξ）と、IMFのニュートラルシートと地球との角距離（λ）は図1に示すように、$\xi = \sin\lambda$ の関係がある。図1は1976~77年の観測値による相関図である。



【図1】

この解析事実を説明するために、図2に示した電流面を2.5$R_\odot$に考え、これが太陽風によって半径方向にひき出されるとしたIMF中に粒子を飛ばすシュミレーションを試みた。

IMFは、太陽回転による波打ちの他にゆらぎは無いと仮定し、太陽風の速度も一定（400 km/s）とした。この仮定のもとでニュートラルシートは（Θ）次のようになる。



【図2】

$$\Theta = x\sin\chi\cos(\alpha-\Omega t) + y\sin\chi\sin(\alpha-\Omega t) + z\cos\chi$$

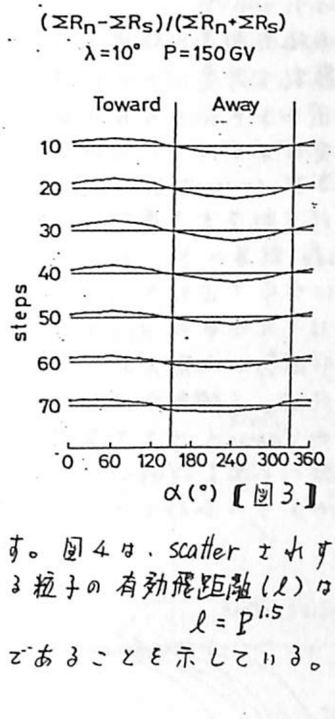
$$t = (r-r_0)/v$$

ここで、Ωは太陽回転の角速度，vは太陽風の速度．α, χは図2に示した。

計算は $v=400$ km/s，IMFの強さを地球で5nTとし、rigidityを15, 50, 85, 110, 150, 300 GV、λを0°, 10°, 30°, 70°とし、Negative, Positiveの両極性で、粒子は真北と真南に打ち出した。宇宙線の密度分布は太陽半径方向だけによる（$n \propto R+\mathrm{const.}$）と粒子の運動方向はいたるところで等方的であると仮定するとN-S Asymmetryの大きさξは、南北の飛跡の太陽からの距離（R_S, R_N）の違いによって

$$\xi = (\Sigma R_n - \Sigma R_S)/(\Sigma R_N + \Sigma R_S)$$

となる。和はルンゲ・クッタ・ギルの方法によるステップ数で取る。1step は 0.05 AU/c．結果の一例を図3に示す。

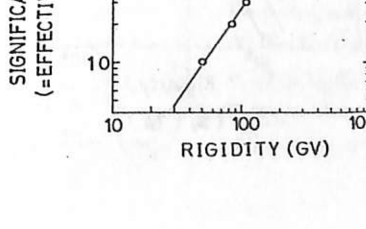


α(°)【図3.】

図3で50step以遠の粒子はscatterされて地球に入って来ないとすると図1の結果を良く説明する。$\sin(\alpha-150°)$との相関係数は0.99である。$\chi=10°$で相関係数が0.99以上になるステップ数とRigidityの関係を図4に示す。図4は、scatterされずに地球に入射する粒子の有効飛距離（ℓ）は

$$\ell = P^{1.5}$$

であることを示している。



【図4】

Ⅱ−8

磁場のゆらぎによる宇宙線の散乱が恒星時日変化に及ぼす影響について

安江新一、　森下伊三男、　長島一男
信大理　　岐阜歯大　　名大理

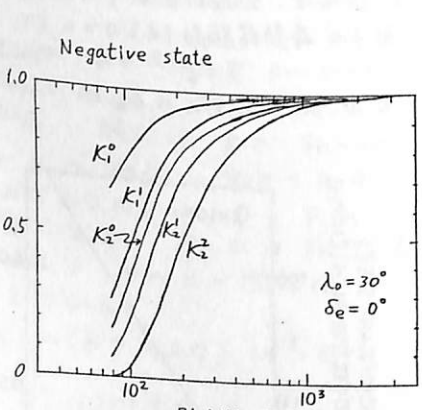
地球に飛来する銀河宇宙線は～10^{13}eV以下のrigidity領域では太陽系磁気圏の平均的磁場構造やそのゆらぎによる影響を受けるため、銀河異方性は種々のmodulationを受けると考えられる。平均磁場による宇宙線の軌道の曲がりによって、銀河異方性の各成分が様々な年平均恒星時日変化や、その季節変化によるside band variationを作り出すことは、*Nagashima et. al.* (1982, 1983)によって指摘され、その特徴が詳しく議論されている。

今回は太陽系磁気圏内の磁場のゆらぎによる宇宙線の散乱を考慮に入れた場合、銀河異方性に起因するそれらの日変化がどのような変化を受けるかについて検討する。宇宙線の散乱によるasymptotic directionのゆらぎは宇宙線の軌道を多重散乱に基づくMonte-Carlo計算によって求めることができ、Gauss分布で近似されることが示される。我々はその分布のdispersionが入射粒子のrigidity、入射方向、平均磁場のpolarity state（磁気中性面の北側がaway、南側がtowardのときをPositive state、その反対のときをNegative stateと呼ぶ）等にどのように依存しているかを調べた。

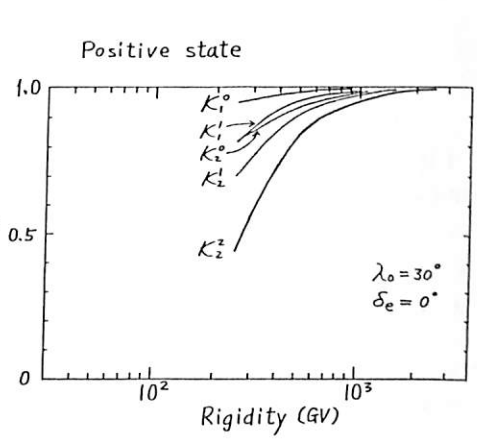
次にそのようなasymptotic directionの分布が銀河異方性に起因する日変化に及ぼす影響について調べた。銀河異方性を球関数展開したとき、そのP_n^m成分によって作られる恒星時日変化（平均磁場によるもの）のi-th harmonic vectorを$\vec{SI}(n,m,i|^c_s)$と表わすと、散乱を考慮に入れた場合のvector $\vec{SI}'(n,m,i|^c_s)$との間には、後で述べる特殊な場合を除いて

$$\vec{SI}'(n,m,i|^c_s) = K_n^m \cdot \vec{SI}(n,m,i|^c_s) \qquad (1)$$

という簡単な関係が成り立つことが示される。(1)式の関係が成立する場合のattenuation factor K_n^mは先に求めたGauss分布のdispersionを用いて計算することができる。第1図と第2図はそれぞれNegative stateとPositive stateにおける一例を示している。(1)式が成立しなくなるのは、asymptotic directionが極方向に接近する場合などで、第2図で250 GV以下が計算できないのはそのためである。そのような場合には散乱の効果は(1)式で表わされるような振幅の減衰だけでなく、位相の変化も伴なうと考えられる。



（第1図）



（第2図）

宇宙線強度日周変化の Higher Harmonics

森下伊三男，森覚，長島一男，上野裕幸，藤本和彦，藤井善次郎
（岐阜歯大）　（信大理）　（名大理）

宇宙線の強度日周変化のなかで半日変化及び1/3日変化について、これまでに多くの報告がなされている。しかし、1/3日変化については、そのReference Axisの方向や変化スペクトル，あるいは太陽活動（11年及び22年変化，太陽風，IMFの極性）との関係について現状ではまだ十分に明らかにされたとは言い難い。ここではNeutron MonitorからUnder Ground μ-on Telescopeまでの広いリジディティ領域にわたるデータを用い、3-rd Harmonicsについての諸性質を明らかにしてゆく。

◎Local Time of Maximum

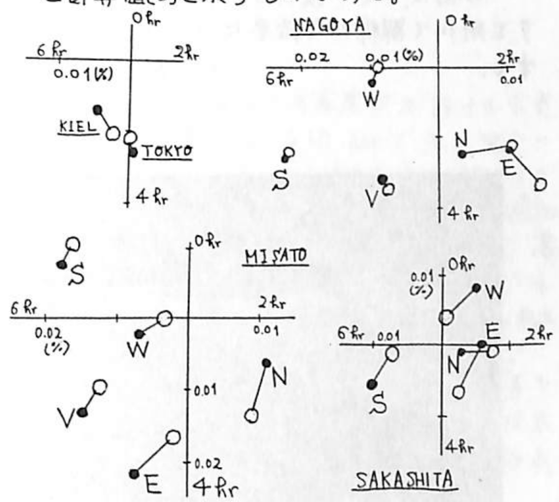
観測される3rd Harmonicsの Phase（° or hr）は、これまでに～1hr あるいは6～7 hr に多くみられている。下図はMISATOのN-S（1974-'75）及び Deep River の Neutron Monitor（1964-'76）の local time of max. のヒストグラムである。これらのヒストグラムには、大きさは異なるが2つの山らしいものが明らかに見られる。MISATO については Space に直して ～1hr と ～7hr であり，Deep R. については～3hr と ～7hr である。Deep R. の場合、年によってかなり異なるヒストグラムの形がみられ、経年変化が問題となるものと思われる。また，NAGOYA の GG 成分についても'71～'74 で MISATO と同じ様な結果が得られた。以上の点についても合わせて議論する予定である。

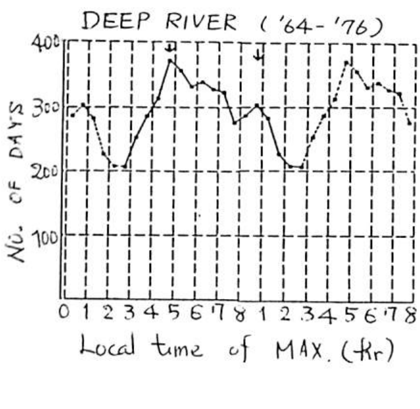
◎変化スペクトル

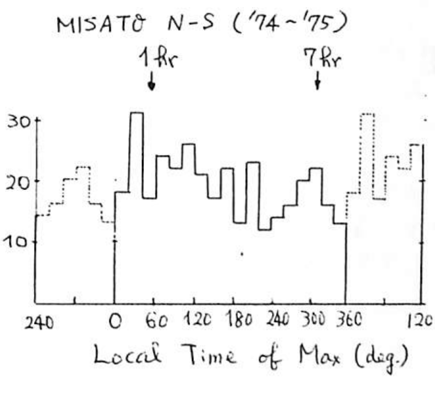
KIEL（P_c=2.29 GV）及び TOKYO（P_c=11.61GV）の Neutron Monitor，Nagoya の μ-on Telescope（V，N，S，E，W，P_m≒60～70 GV），Misato（V，N，S，E，W　P_m≒140～160GV）及び Sakashita（N，S，E，W，P_m≒390～450 GV）のデータを用い，さらに Power Exp. Type のスペクトルを仮定し 1978，'79年の γ 及び P_o の決定を試みた。その結果，γ＝0，1，2，-0.5，P_o＝20～200 GV の範囲に限ると，χ^2 minimum は次のとき現われた。

i) 1978 → γ＝2，P_o＝20，Spaceでの Amp＝0.130，T_m＝7.6 hr
ii) '79 → γ＝1，P_o＝100，Amp＝0.094，T_m＝6.9 hr
iii) '78&'79 → γ＝2，P_o＝30，Amp＝0.120，T_m＝7.3 hr

であった。下図は case iii) について観測値(●)と計算値(○)を示すものである。







◎その他，

3rd harmonics と 2nd harmonics の関係について、例えば両者の Local Time of Max. の相関は，Deep R.（'64～'76，n＝4682）で γ＝0.105 となった。この値は両者を無相関と仮定して得られる相関係数に較べ～7.2σ 離れた値である。

Ⅱ-10

宇宙線中性子計による宇宙線異方性の観測

千葉敏躬，高橋八郎（岩手大教育）

盛岡（岩手大）において，17本のNM64型中性子計数管を用いた中性子計により，かなりの精度で，宇宙線中性子成分の連続観測が続行されている．しかし，盛岡を含む世界各地のすべてのstationにおける中性子成分の測定は全方向でなされ，特定の方向に絞った観測はなされていない．それ故，1 stationに設置されている宇宙線中性子計のパイル構造に独自の工夫をこらし，宇宙線の異方性をさぐることを試みた．

すなわち，標準化されている中性子計のかたわらに平行に，1本の計数管よりなる他の中性子計を南北に配置し，その中央より東側に位置する上面および側面をコンクリートレンガでおおった特異な構造にした．そのコンクリートレンガの厚さは，上面および側面で60 cmおよび30 cmとなっている（図1）．

これら2系列の中性子計によって得られたそれぞれの観測データを別々にフーリエ解析し，宇宙線日変化成分を算出し両者の値を比較し検討した．図2.は，1981-1982年における宇宙線中性子成分の解析結果の一例である．両者のharmonics成分のベクトル差は，一応期待されうる有意な値となっていて，それをDIFFERENCEとしてあらわしている．

今回は，その後得られたより多くのデータを用いて解析した結果について簡単に報告する．

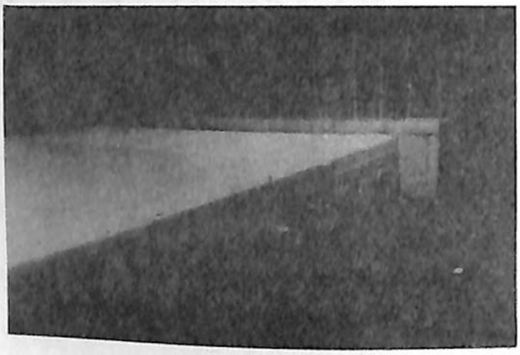


図1.

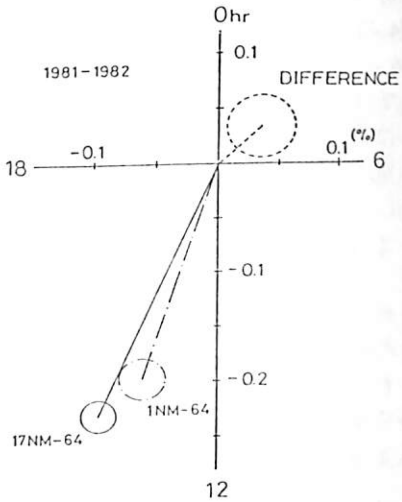


図2.

Ⅱ−11

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)

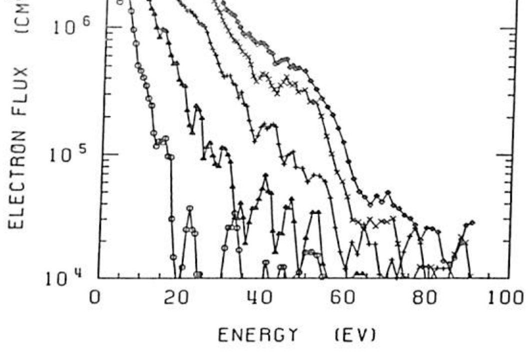
K−9M−76号機は磁気共役点光電子効果の総括的解明を目的として、1983年1月15日　5時40分(JST)に内之浦より発射された。ここでは、低エネルギー電子分析器によって観測された結果について報告する。　なお、搭載された電子分析器は、従来から筆者らが開発してきた半球形静電分析器で、high−μ metal で囲まれ、真空封じされている。　今回の測定エネルギー範囲は 1〜90 eV である。

［1］エネルギー分布

下図はロケット上昇時のいろいろな高度に於けるエネルギー分布を示す。下降時のデータも同様である。　見い出される特徴は以下の通りである。

(a) Apogee 付近のスペクトルは、昼間に従来300km以上で観測されたデータと同様の特徴を有する。即ち、25 eV以下では平坦で、25−40 eV で減っていって再び平坦になり、50〜60 eVで急減する。但し、昼間のスペクトルでは、20 eV以下の勾配はもう少し急であり、23〜24 eV及び27.2 eV にピークがあった(He Ⅱ 304Å による酸素原子の電離に伴う一次光電子)。昼間スペクトルとの若干の違いは、磁気共役点から飛来する途中のプラズマ圏における熱的電子とのクーロン衝突によるものと解釈される。

(b) 高度が下がるにつれて、スペクトルの勾配が急峻になる。これは低エネルギー降下電子が中性粒子との衝突でエネルギーを失っていく様子を示し、300km以下で顕著である。



ロケット上昇時の各高度に於ける
エネルギー分布

［2］高度分布

積分フラックスの高度プロファイルを見ると、降下電子は~210 km でほぼ完全に消滅している。210〜300 km にかけて増大するが、300 km以上でも若干の増加が見られる。各エネルギー毎で見ると、高エネルギー程、高い高度でも増加している傾向がある。数 eV ではむしろ 300 km以上で減少し、280km にピークがある。
また、下降時の方が、上昇時よりも電子フラックスはほんのわずか多いが、これは太陽天頂角の変化と対応しているのかも知れない。

［3］ピッチ角分布

Apogee 付近で調べた所、ほぼ等方的である。しかし、高いエネルギーでは、ピッチ角が立っている(90°の方がフラックスが多い)傾向があり、以前のK-9M−54号機の結果と異っている。この原因については現在検討中である。

Ⅱ-12

南極ロケットS-310JA-7により観測された低周波波動の相互相関解析

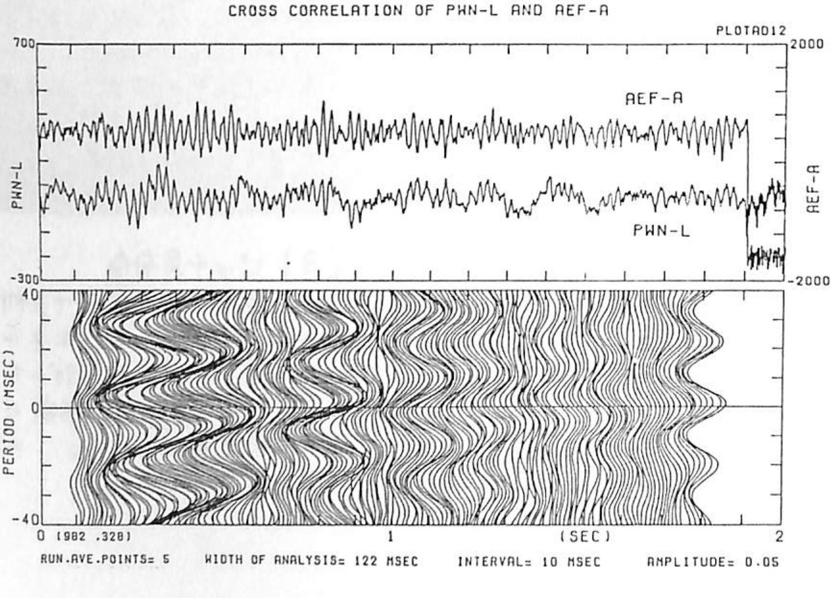
森 弘隆，佐川永一，小川忠彦，小川俊雄
（電波研平磯）（電波研）（電波研）（京大理）

南極ロケットS-310JA-7号機は強いアーク状オーロラ発生時に磁力線沿いに発射され，高度220kmまでのオーロラ電離層中の粒子，波動，及び電場の観測が行われた。

中でも，周波数300Hz以下の低周波波動の観測がファラディカップ測定器（電波研）とダブルプローブ測定器（京大）によって行われたが，共に高度210km付近を中心に40～60Hzの正弦波性の波動を観測した．この波動の特徴は周波数スペクトルが単色的で，イオンサイクロトロン周波数帯にあり，しかも電子密度ゆらぎを伴っていることなどである．これらの事から，この波動のモードとして，オーロラ帯電離層上空で観測される温度異方性分布をしたイオンの成因と考えられている静電イオンサイクロトロン波の可能性が議論されている．

我々は，この波動の性質をさらに詳しく調べるために，今回，両測定器による観測データの相互相関解析を行い，波動が磁力線方向に対して右回りの円偏波の性質を備えていると推定される結果を得た．これが事実とすれば，波動は電磁波的性質と静電波的性質を兼ね備えていると予想される．我々は手始めに，冷プラズマ近似によって該当する波動モードの検討を行った．本講演では，それらの結果について報告したい．

下図は，相互相関解析結果の一例である．図の上部は，ロケット下降時の高度約210Km付近で観測された約1.9秒間の密度ゆらぎ（PWN-L）とAC電場（AEF-A）の波形を示し，下部はそれらの相互相関計算の結果を時間順に並べたものである．図に見られるように，相互相関波形は時間と共に単調に上方に移動しているが，その位相が360°移動するのに要する時間は丁度ロケットのスピン周期に一致している．このことは，PWN-Lの波形に比らべてAEF-Aの波形は見かけ上スピン周波数（0.91Hz）だけ低い周波数に観測されていることを意味している．この性質は，波動がスピン方向に回転する電場を持つ平面波と考えれば説明できる．



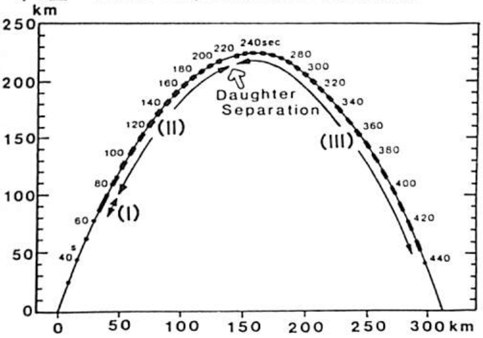
Ⅱ－13

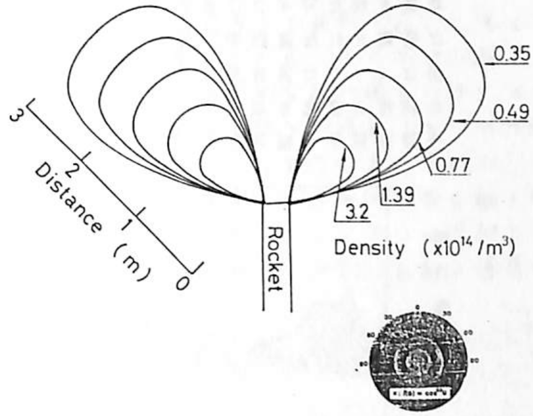
S－520－6号機MINIX実験
―Ohmic Heating―

賀谷信幸，松本 紘，木村磐根，宮武貞夫，松本治弥，長友信人，大林辰蔵
（神大工）（京大超高層）（京大工）（電通大）（神大工）（宇宙研）（宇宙研）

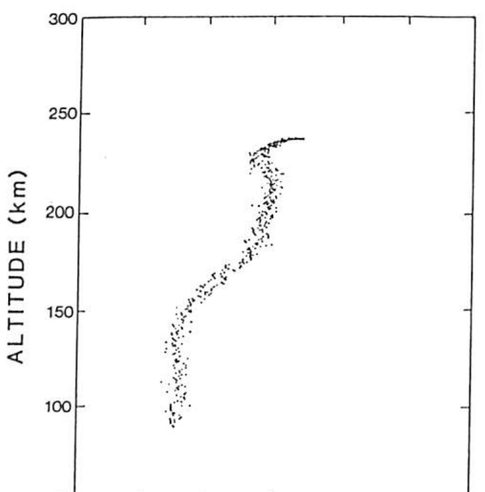
1983年8月29日に打ち上げられたS－520－6号機で，大出力マイクロ波と電離層プラズマの非線形相互作用のロケット実験（ＭＩＮＩＸ）をおこなった。機器はすべて正常に動作し，Ohmic Heating, Plasma Waveの励起を観測した。Ohmic Heatingの実験は第1図の第Ⅰ実験モードで電離層E層のプラズマ加熱実験と，第Ⅲ実験モードで窒素ガスを放出し（第2図），人工的なOhmic Heatingの観測をおこなった。測定は三台のラングミュアプローブ（親ロケット－1台，子ロケット－2台）でおこなった。第3図に上昇時の電子温度プロファイルを示す。第Ⅰ実験モードでは理論計算からも予想された通り，ロケット速度が速いためOhmic Heatingを測定することができなかった。しかしながら，第Ⅲ実験モードにおける窒素ガス放出に伴なう温度上昇が測定された(第4図)。マイクロ波がOFFになった後でも加熱されたプラズマを測定しており，この点は現在検討中である。

第1図 MINIX Experimental Schedule

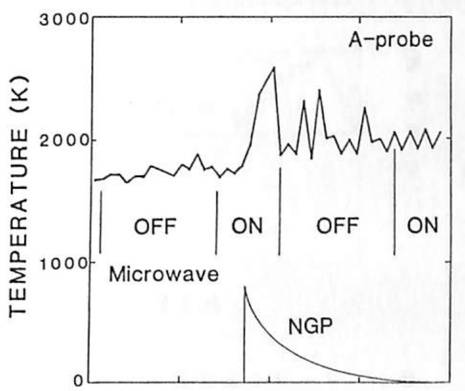




第2図 窒素ガス放出時の窒素密度



第3図 上昇時の温度プロファイル



第3図 窒素ガス(NGP)放出時の電子温度変化

Ⅱ－14

Ｓ－５２０－６　ＭＩＮＩＸ実験

――― マイクロ波による非線形波動の励起 ―――

宮武貞夫、賀谷信幸、　松本　紘、　木村磐根、小菅　理
（電通大）（神大工）（京大超高層）（京大工）（電通大）

太陽発電衛星（ＳＰＳ）からの電力伝送に用いられる大電力マイクロ波が電離層プラズマに与える影響を調べるためのロケット実験－ＭＩＮＩＸ－が，１９８３年８月２９日、Ｓ－５２０－６号機によって行なわれマイクロ波放射に伴う非線形波動の励起が見出されたことは速報で既に報告した。

ここでは導波管切断形アンテナから放射された８３０Ｗのマイクロ波により非線形に励起される高周波帯（≲　１８MHz）のプラズマ波の周波数スペクトルについて述べる。ＭＩＮＩＸは親子ロケットで親ロケットに搭載されたマイクロ波送信機と子ロケットに搭載された波動測定器により、親子分離後はマイクロ波強度の変化に伴う励起波動の特性の変化を測定することが可能だが、今回は親子分離前のデータに議論を限る。

図１はマイクロ波放射に伴うプラズマ波の励起を示すもので、上図（ａ）はマイクロ波停止中、（ｂ）はマイクロ波放射中の電界の周波数スペクトルを示す。これらはそれぞれ約３秒間のスペクトルの平均値で斜線部はマイクロ波の効果を示す。下図は上図（ａ），（ｂ）の差を示したものである。図中f_Hはサイクロトロン周波数、f_Pはプラズマ周波数である。図２はマイクロ波により励起されるプラズマの周波数スペクトルの高度変化を示す。これらの図は

（１）電子サイクロトロン波及びその高調波モード

（２）電子プラズマ波

がマイクロ波の放射に伴い励起されていることを示唆している。

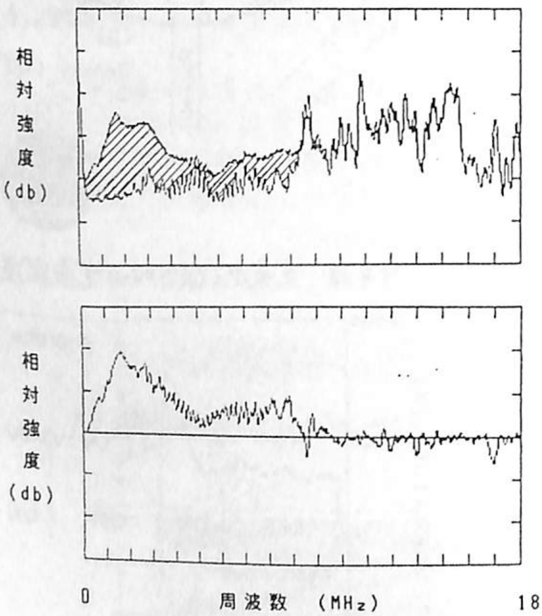


図１　マイクロ波放射に伴い励起されるプラズマ波の周波数スペクトル

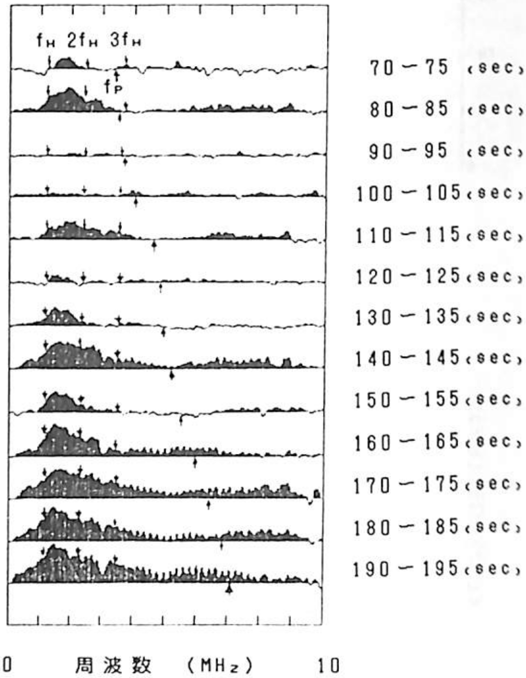


図２　マイクロ波により励起されるプラズマ波のスペクトルの高度変化

Ⅱ－15

S－520－6号機，子ロケットの姿勢測定

遠山文雄，永井孝美，中本政実
（東海大・工）

1．はじめに

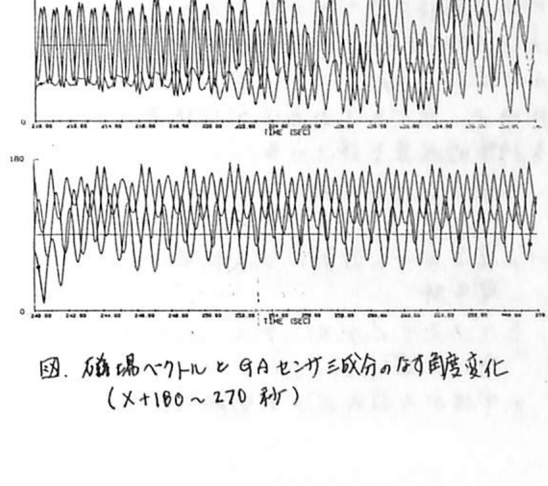
1983年8月29日に打上げられたS－520－6号機のロケットは、マイクロ波と電離層プラズマとの相互作用を観測する実験（MINIX）を主体とする親子ロケットとロケットの基本計器部（CI）を防水回収する回収部から成っている。　高度230 Kmでロケットブースターを切断した直後、MINIX実験のため子ロケット（Daughter部）を分離し，さらにそれから185秒後の高度130 Kmで親ロケット（PI部）と回収部（CI部）を切離して、回収部はパラシュート開傘により回収された。ロケットの姿勢は子ロケットおよび回収部にそれぞれ地磁気姿勢計（GA）と太陽センサ（DSS）が搭載され，子ロケット分離後の姿勢と回収部の大気圏再突入時の姿勢が測定された。　ここでは、子ロケットの分離後の姿勢について報告する。

2．地上較正試験

打上げに先立ち，子ロケット部のGA地上較正が現地で行なわれ，磁気バイアス量のチエックがなされた。　また，フライトデータを用いたバイアスチエックも行った結果，センサ位置で搭載したことによる磁気的影響は感度は各成分とも±2％以内の変化があり，直流バイアスはX，Y，Z成分にそれぞれ＋2000，－3000，＋3000 nT程度のオフセット量であった。　これらのバイアス量は，分離後の子ロケットのみの量で，親子結合時のものに比らべてかなり小さい。　親子結合時の量は，大よそ感度はそれ程違わないが，直流バイアス量は，X，Y，Z成分にそれぞれ，＋4000，－6000，＋10000 nTのオフセット量がのっている。

3．解析結果

子ロケットは発射後209秒でスプリングにより分離された。　分離前のロケットの姿勢は安定で，スピンは1.35 Hz，プレセッションは2°，周期は約80秒であったが分離直後の子ロケットの運動は大きく変化した。　機軸方向は首をふり始め，分離後10秒では約20°，分離後40秒では約40°の首ふりが生じた。　これは，いわゆるプレセッションではなく，それまで機軸まわりに回転していたスピンの軸が機軸からずれ始めたものであることが判った。　そして発射後250秒付近から，このスピン軸のずれが安定して定常的変化に落ちつき，スピン軸そのものは周期5秒位で±6°の方向変化を起こしているものと考えられる。この様な運動は子ロケットの慣性主軸と関係があり，慣性モーメントからの検討と，MINIX班が搭載したVTR画面を借用しての検討　行なった。



図．磁場ベクトルとGAセンサ三成分のなす角度変化
（X＋180～270 秒）

Ⅱ−16

SEPAC／Spacelab−1の実験成果（序報）

大林辰蔵他SEPACチーム
宇宙科学研究所

荷電粒子加速器を用いた宇宙科学実験SEPACはスペースラブ1号機（STS−9）によって1983年11月28日〜12月6日の間に実施された。SEPAC機器は電子ビーム加速器（EBA）、プラズマ・ビーム加速器（MPD）、中性ガス放射器（NGP）及びテレビカメラ（MTV）をふくむ各種計測装置（DGP）から構成されていて、

・電子ビーム放射による飛翔体の帯電現象及びその中和効果
・電子ビームと空間プラズマの相互作用による諸効果
・電子およびプラズマ・ビームの超高層大気内に侵入による発光・電離現象

を目的として科学実験が行なわれた。

SEPAC実験は各機器の機能テスト、ビーム放射テスト及び科学実験の順で行なわれ、MPDによるアルゴン・プラズマの放射実験、EBAによる電子ビーム、レベルⅠ放射実験、およびMTV・DGPの科学観測などが順調に行なわれた。ところが実験後半のEBAレベルⅡ放射実験中のところで、ヒータ電源部に不具合が発生したため、それを使用した実験は中断され、その後はMPD、DGP、MTVなどをのみ使用した諸実験が続行された。

SEPAC実験はこの結果、高出力のビーム放射はできなかったものの電子ビーム（1.5kW／pulse）、プラズマ・プルーム（Ar：2kJ／shot）などの放射実験に成功したほか、次に示されるような諸項目にわたる科学的成果を得ている。

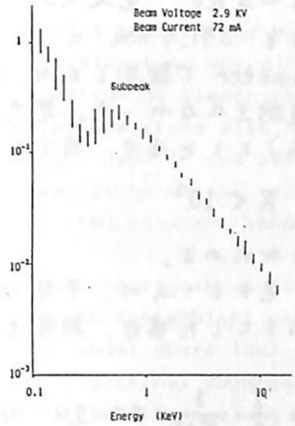
1. 電子ビーム放射によるオービタ帯電現象
2. 電子ビーム放射による放電励起と帰還電子群
3. プラズマ／ガス・プルームによる帯電中和効果
4. 中性ガス放出による電離増大効果

Ⅱ−17

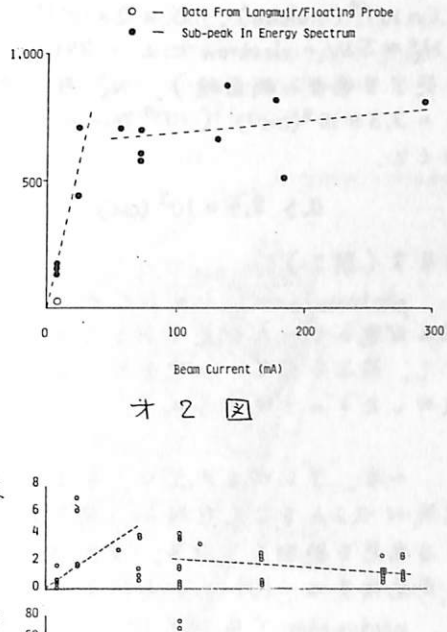
SEPAC実験における帯電と放電現象

佐々木進, SEPAC TEAM
宇宙科学研究所

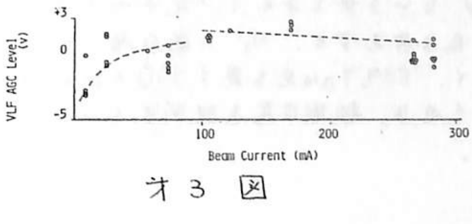
フローティングプローブ、ラングミュアプローブ、電子エネルギー分析器及びモニターTVカメラからのデータを基に、ビーム放射に伴うオービターの帯電を解析した。低電圧帯電の時は フローティングプローブの信号及びラングミュア特性のシフト量から帯電量を知ることができる。電子エネルギー分析器からのエネルギースペクトラムには オ1図に示すようなサブピークを持つものがあり、このサブピークが帰還電子エネルギーを示すものとすれば オ2図に示すような全体像を描くことができる。帯電々圧がキロボルトオーダーに達したことは TVカメラによって観測されたパレットの強い輝きからも知ることができる。オ2図は帯電が 700～1,000V付近で飽和したことを示している。他の計測器信号の電流依存性を見ると（オ3図）ビーム電流100mA以上では増加しないことがわかる。更に中空を見たTVのデータは ビーム電流100mA以上でオービター周辺に白い雲様のものが発生したことを示している。これらの事実は ビーム電流100mA付近以上で オービター周辺に放電が発生したことを示唆している。若しこの放電がオービタの主導電部であるメインエンジン部付近で発生したとすれば パレット部で計測した各測定器の信号が飽和したこと、帯電が飽和したこと、TVで観測された白い雲（放電）の位置を矛盾なく説明できる。この放電のメカニズムはいわゆるBPDの励起というより帯電に伴う放電と考える方が妥当と思われる。ビーム放射中に MPD-AJプラズマ（10^{23}/shot, 1ms）を放出して帯電中和の実験も行われた。プラズマ放出にともなって オービターの帯電は完全に中和され、典型的には、30msでもとの帯電状態に復帰した。このタイムスケールは プラズマが拡散して宇宙空間プラズマ密度程度になる時間に対応している。現段階では 全てのデータは解析されておらず、本報告は速報的解析結果である。



オ 1 図



オ 2 図



オ 3 図

Ⅱ−18

SEPAC電子ビームに伴う発光現象の観測
——photometer による観測——

柳澤 正久，SEPACチーム
（宇宙研）

電圧3〜5 kV，電流0.05〜0.3 A の電子ビームを 391.4 nm のフィルターを通し photometer で観測したが，顕著な発光現象は観測されなかった。発光強度を R (rayleigh) とした場合，図1から，

$$R < 10^1$$

であることがわかる。

一方，電子ビームが，半径 a (cm) の円柱状であるとした場合，期待される発光強度は，

$$R = \frac{I}{e}\cdot\frac{1}{\pi a^2}\cdot\sigma n\cdot 2a\cdot 10^{-6}$$

となる。ここで 電流 $I = 0.3$ (A)，$e = 1.6\times10^{-19}$ (coulomb)，$\sigma = 2\times10^{-17}$ (cm²)（N_2^+ が 5 kV の electron により 391.4 nm の光を発する場合の~~断面積~~），N_2^+ ~~電子密度~~ $n = 3.5\times10^{9}$ (cm⁻³)（10^{-7} Torr に対応）とおくと，

$$a > 8.4\times10^{3}\ \text{(cm)}$$

となる（図2）。

photometer が，シャトルから 10m 程進んだ電子ビームを見ていることから判断して，高エネルギーの電子ビームは大きく拡がったものと考えられる。

一方，テレビカメラは，電子ビームの電流が 0.1 A をこえた時に，図3に示すような発光を観測している。カメラの感度から，発光強度は 10^3 rayleigh 以上と考えられる。photometer では $R < 10^1$ であったことを考えると，この光は，391.4 nm 以外の，たとえば 557.7 nm のものであろう。数 eV という低エネルギー電子が大量に発生したと考えると，N_2^+ の断面積は非常に小さく，557.7 nm 光を発する O の断面積が大きくなり，観測事実を説明することができる。

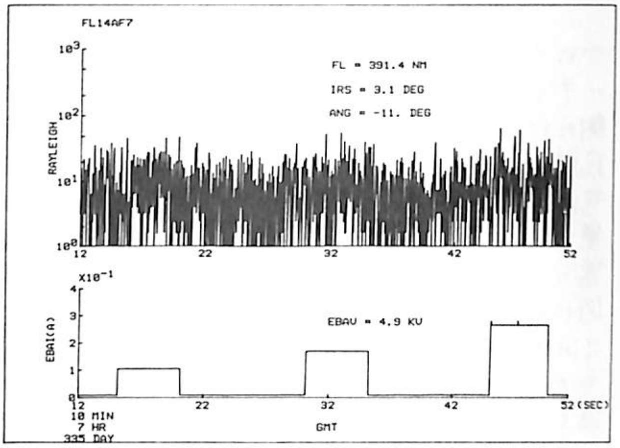


図1：上段，photometer による 391.4 nm 光の観測。 下段，電子ビームの電流，電圧は 4.9 kV。

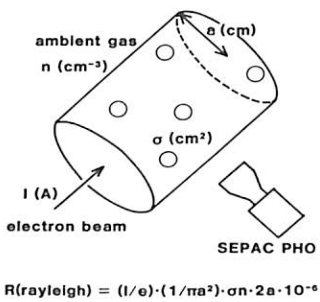


図2：期待される発光強度。

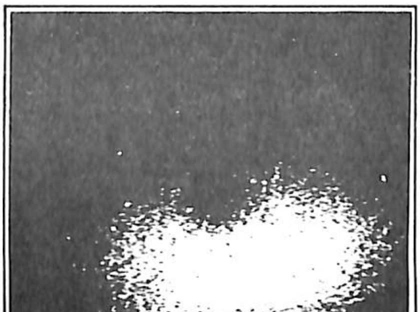


図3：5 kV，0.1 A の電子ビームに伴って観測された発光（テレビカメラによる）。

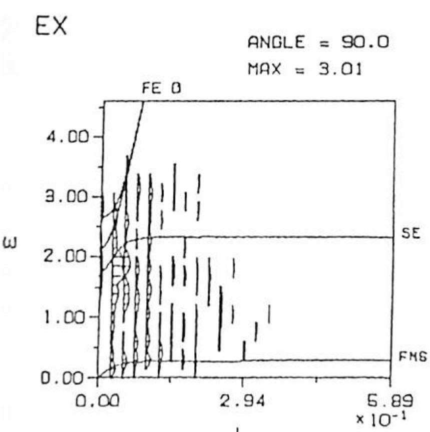
Ⅱ−19

Computer Simulation of Electron Beam Injection Experiment by SEPAC

Hiroshi Matsumoto and Kouichi Fukuchi
Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

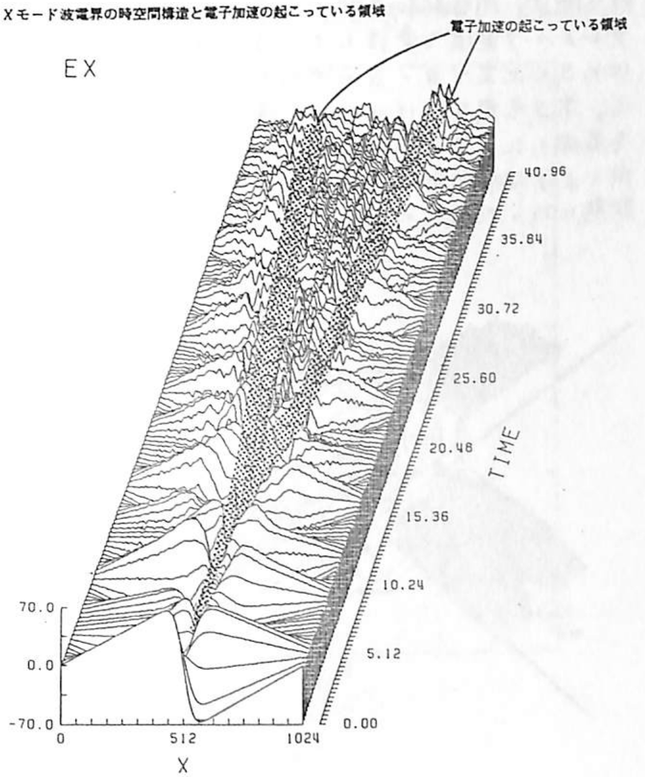
In the SEPAC experiment carried out in November, 1984 onboard the Spacelabl/ Space Shuttle, an interesting phenomenon of particle acceleration was discovered. The particle detector finds that the detected energy spectrum of electrons coming back to the Shuttle has a high energy tail which contains electrons with an energy higher than the acceleration potential of the electron gun used in the SEPAC. We, motivated by this experiment, started a particle simulation of the beam-plasma interaction in a situation that an electron beam is injected into the ionospheric plasma.

The computer simulations gave useful information to investigate excitation of plasma waves by the electron beam and its deformation in the ambient cold plasma. KEMPO code (EM2) was used for a one-dimensional periodic model where ions as well as electrons are treated as mobile particles. Taking the external magnetic field perpendicular to the 1D system, we locally inject the electron beam along the magnetic field. We found excitaion of the slow extraordinary wave with frequencies in the vicinity of the upper hybrid frequency and the fast magnetosonic wave close to the lower hybrid frequency (LHR). We also found that some of the beam electrons are accelerated up to the velocity higher than the initial drift velocity of the beam. The acceleration of the beam electrons took place in the perpendicular direction to the magnetic field due to the strong electrostatic field of the localized lower hybrid waves.



ハイブリッド・モード波の顕著な時空間領域

Xモード波電界の時空間構造と電子加速の起こっている領域



Ⅱ−20

“おおぞら”(ＥＸＯＳ−Ｃ)の打上げと初期運用

伊藤富造，大家　寛，小川利紘，ＥＸＯＳ−Ｃ観測班
(宇宙研)　(東北大理)　(東大理)

第9号科学衛星ＥＸＯＳ−Ｃは，昭和59年2月14日17時00分鹿児島宇宙空間観測所から打上げられた。この衛星の観測目的は大別すると

1) 中層大気の構造と組成の解明
2) 極域や南大西洋地磁気異常帯上空における降下荷電粒子−電離層プラズマー大気の間の相互作用の解明

である。

軌道投入直後の衛星からの電波はＮＡＳＡの各追跡局およびスウェーデンのＥＳＲＡＮＧＥ局で受信され，ＥＸＯＳ−Ｃが軌道に乗ったことが確認された後“おおぞら”と命名された。この時の軌道要素の決定値は，近地点高度　354km，遠地点高度　365km，軌道傾斜角　74.6度，周期，96.9分　であった。

軌道に乗った後“おおぞら”は正常に作動を続け，南極昭和基地でも第4周目からテレメータ電波を受信している。第8周目にＫＳＣ上空でヨーヨーデスピナーを展開し，第29周目には4枚の太陽電池パドルを展開した。その後衛星機軸が太陽方向に向くよう姿勢制御を続け，完全に太陽指向状態になった後スピンを停止させた。

2月18日から観測装置の初期動作チェックに入り，24日から次の6個の観測装置による第1期定常観測に入った。

- 中間圏オゾン観測装置（ＩＲＡ）
- エアロゾル・オゾン観測装置（ＡＬＡ）
- 大気周縁赤外分光観測装置（ＬＡＳ）
- 電子温度観測装置（ＴＥＬ）
- 電子密度観測装置（ＮＥＩ）
- 高エネルギー粒子観測装置（ＨＥＰ）

である。

3月中旬には

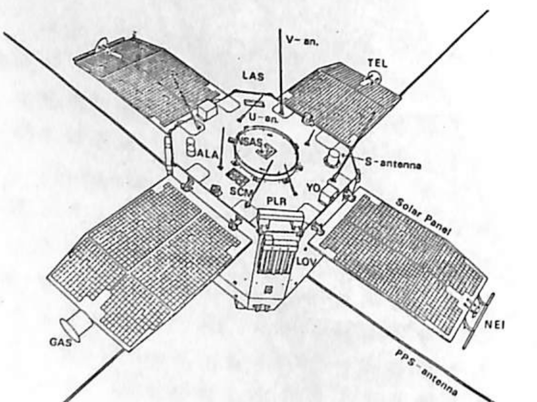
- 中間紫外大気光観測装置（ＢＵＶ）
- 低エネルギー粒子観測装置（ＥＳＰ）

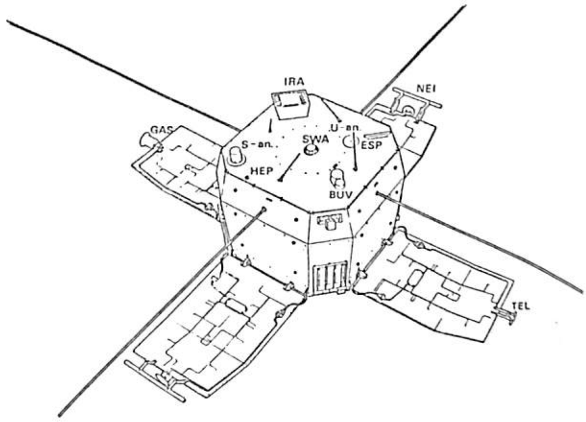
の高圧電源も印加され観測可能となった。3月末現在，上記8個の観測器による観測が順調に続けられている。

5月中旬に長さ20mのアンテナ4本が展張される予定で，その後は

- プラズマサウンダー観測装置（ＰＰＳ）
- パワーライン観測装置（ＰＬＲ）
- ＭＵレーダーモニター（ＭＵＭ）

の3観測器による観測も開始され，すべての観測器による定常観測が行われることになっている。





“おおぞら”の外観図

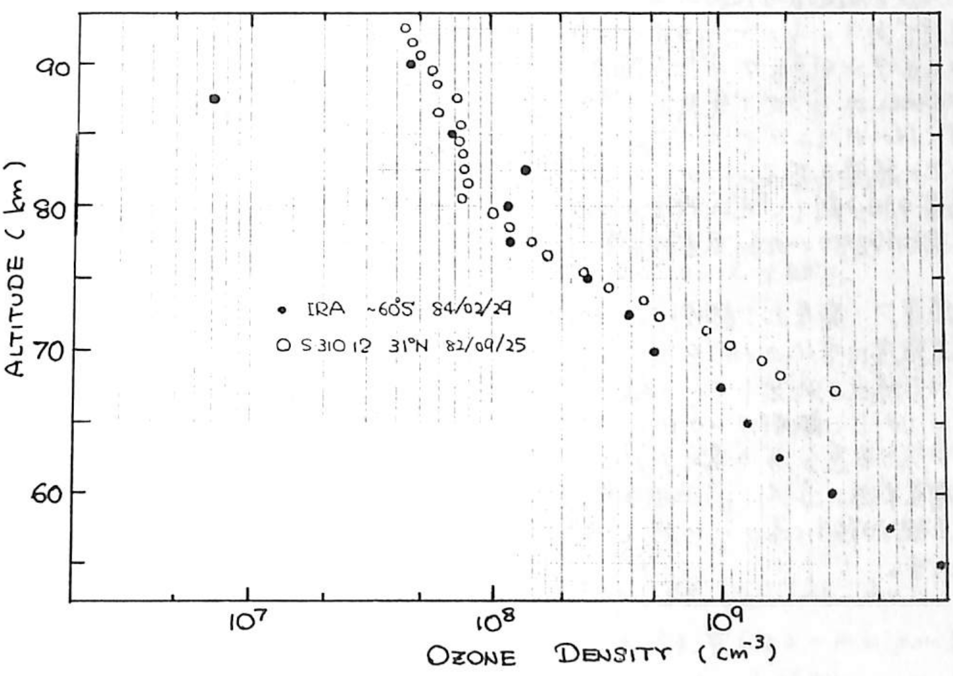
中間圏オゾン（おおぞら速報）

牧野忠男，山本博聖，関口宏之，内藤一郎
立教大・理

中間圏オゾン高度分布の測定を目的とする本装置（IRA）は，おおぞら打上げ後，順調に動作し続けている。オゾンが太陽紫外光で分解され，その結果放射される1.27μm光を測定するこの方法によって，朝方及び夕方の，薄明から平衡状態にかけての分布を得る。同じ手法による米国のSME（Solar Mesosphere Explorer）と比較してIRAは次の特徴を有している。(i)検出素子として縦4個・横5個の20素子から成るPbSアレイを用いているため，分解能4km×4kmでほぼ40km（高さ方向）×50km（水平方向）の空間領域を同時に観測することができる。(ii)ノンスピンの衛星軌道運動を利用して大気外縁を掃査するため対象領域を約1分で測定する。これはSMEに比べて100倍程度の測定時間に相当する。

3月中旬段階までは朝方側は60~70°N領域を観測している。太陽光がまださしこんでいないためオゾン起因の光は検出されていない。夕方側は50~70°S領域からのデータである。地平線センサーとほぼ同時刻に1.27μm光量の変化が観測されていて，PbS視野方向は地表面→大気層→宇宙空間へと移るにつれて出力が減少している。PbSアレイと地平線センサーアレイ個々の出力値の時間推移から視野が大気層をスキャンしている速さと，PbSアレイと大気層との位置関係が得られる。Rev 229データの例では2.5km/秒でスキャンしていた。大気オゾンが球対称分布をしていると仮定して，Rev 229データをもとに高度分布を求めた結果（PbS 1）を図に示す。この図には内之浦のロケット実験で得られた分布も比較のためにあわせて示している。

ロケットに比べ，衛星はより下層（~50km）までの分布が得られ，かつ多くの地域の様相も求められる利点がある。今後，多くの周回のデータ解析から地球各場所の分布を得てゆく。



II−22

成層圏エアロゾル，オゾンの衛星観測
——「大空」観測速報——

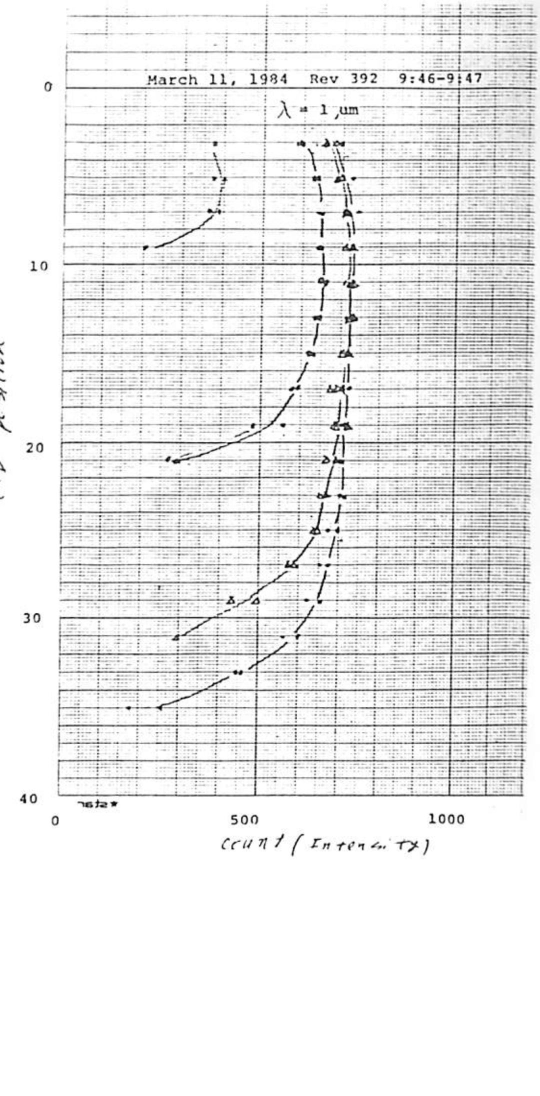
高木増美　近藤豊　岩田晃

名古屋大学空電研究所

序）1984年2月14日に打ち上げられたEXOS−C（大空）衛星の観測器の1つとして可視・近赤外の放射計が搭載されている。日出没時に地球のlimbにおける太陽光の吸収を観測することにより，成層圏エアロゾルとオゾンの密度を測定することがこの測器の目的である。衛星の軌道は近地点が370km，遠地点が880kmであり，近地点は北半球に位置している。衛星の電力事情により，現在日没の観測のみが可能である。'84年3月は軌道上での日出は北半球，日没は南半球でおこっており，3月は南半球の観測を行なっている。4月以降太陽と地球の位置関係により，日没は北半球でおこるため，北半球の観測が行なわれることになる。

〈観測方法〉 測定器は600nm（オゾン用）と1μm（エアロゾル用）の2波長で，太陽光の強度を測定するための2チャンネルの放射計である。ニュートラルフィルター，干渉フィルターを通って来た太陽光をf＝76mmのレンズで集光し，太陽像を焦点面におかれた二次元CCDイメージセンサー上に結像させる。このCCDを用いて太陽像を細分割し，その強度を測定する。太陽面は約35×30の画素に分割される。

〈観測結果〉 衛星上で観測された日没時の太陽光強度の変化の1例を図に示す。時間と共に太陽光の減衰していく様子がよく分かる。しかし，観測データからエアロゾル，オゾンの垂直分布を導くためには，今後 i)衛星本体の姿勢，ii)正確な軌道データ，iii)正確な時刻に基づいた詳しい解析が必要である。



科学衛星「おおぞら」による大気周縁赤外分光観測

松崎章好　中村良治　伊藤富造
（宇宙研）

文部省宇宙科学研究所は、1984年2月14日17:00 JSTに、鹿児島宇宙空間観測所から、第9号科学衛星「おおぞら」（EXOS−C）の打ち上げに成功し、地球周回の楕円準極軌道に投入した。この衛星には、中層大気の組成成分の分布の観測を目的とした大気周縁赤外分光観測装置が搭載されており、現在順調に観測を続けている。

この装置は、1.6−2.4 μm，3−4.8 μm，8.8−10.2 μmの三つの波長領域に於ける太陽光の赤外スペクトルを測定し、特に衛星の日の入及び日出時近傍のtangential heightの変化に伴なう、大気組成成分の吸収スペクトルの変化から、これらの成分の分布を求める。太陽光は、二軸制御追尾装置により分光器に導入され、その分散光は一次元自己走査型焦電型赤外アレイセンサーにより受光される。

観測されたスペクトルの例を図1（第1波長帯）、図2（第2波長帯）、及び図3（第3波長帯）に示す。H_2O，CO_2，CH_4，N_2O，O_3 などの吸収帯が観測されている。またスペクトル全体の赤色化も見られ、上記組成成分の他にエアロゾルの分布も得られる事が期待される。

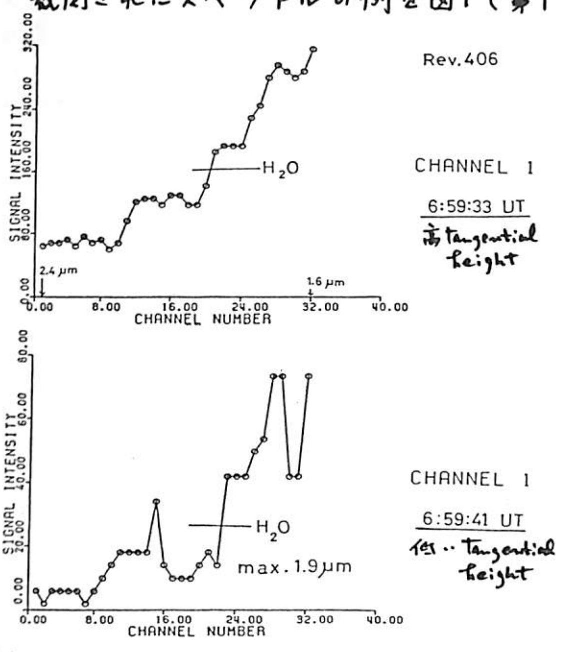


図1. 第1波長帯 (1.6−2.4 μm)
zero level 未補正

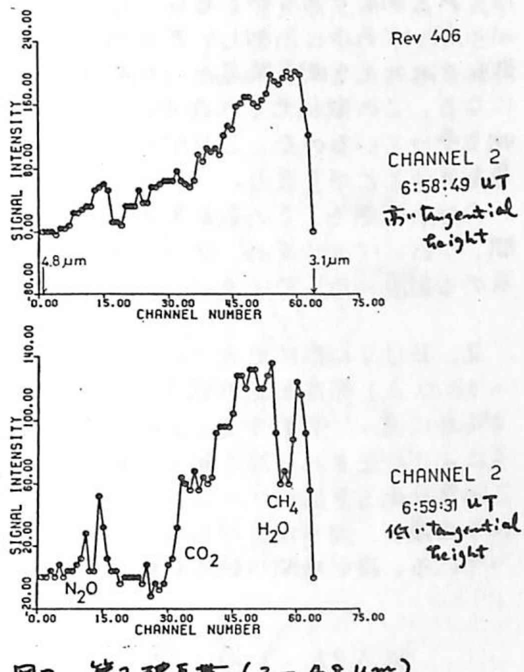


図2. 第2波長帯 (3−4.8 μm)
zero level 未補正

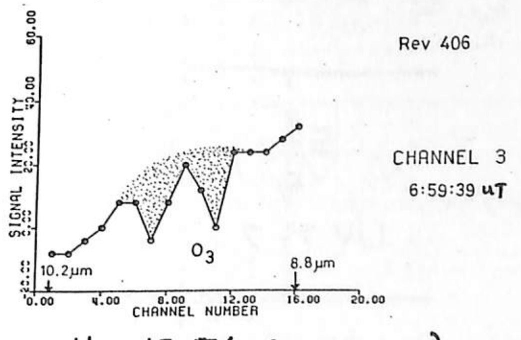


図3. 第3波長帯 (8.8−10.2 μm)
zero level 未補正

EXOS-C衛星による中間紫外大気光観測

鈴木勝久*, 小川利紘**, 門倉真二**
* 横国大・教育　** 東大・理

1．中間紫外大気光測光装置（ＢＵＶ）は、84年２月14日に打ち上げられたＥＸＯＳ－Ｃ衛星に搭載された。従来から内之浦のロケット観測によって、太陽の中間紫外光のオゾン層による吸収を測定して、オゾン層の定量を行なっている。ＢＵＶの測定原理はこれと同じであるが、ＢＵＶでは太陽光が一度、大気中に入射し、大気分子により散乱された光を衛星高度から測定することになる。この散乱光も大気中のオゾンの吸収を受けているので、これからオゾンの定量をすることができる。

今回の観測で、この散乱光の強度を長期間、グローバルに求め、オゾン密度分布を求める計画になっている。

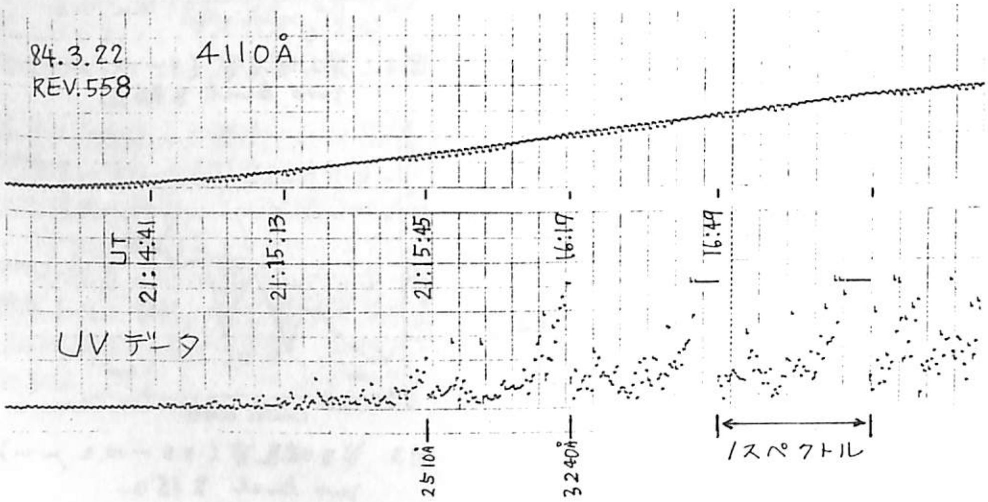
2．ＢＵＶは散乱光のスペクトル（2500～3300Å）強度を回折格子分光器により256点に渡って測定する。入射光は回折格子により分光され、焦点面上に結像される。この焦点面上を出口スリットがモーターにより往復し、波長掃引が行なえるようになっている。掃引時間は約0.6秒で、データ伝送は、HBR, LBRでそれぞれ8秒, 32秒要する。

また干渉フィルターと光電管からなる光電受光器で可視散乱光の測定を同時に行なう。光学系の諸性能を下に示す。

回折格子分光器		光電受光器	
回折格子	1200本/mm	中心波長	4110Å
サイズ	30mm×40mm	バンド幅	130Å
分散	60Å/mm	受光面積	10°φ
スリット	7mm×100μ	視野	10mmφ
視野	10°×14°	光軸	分光器と同一方向
光軸	太陽と反対方向		

3．3月15日に高圧電源の投入チェックを行ない、以後順調に動作している。下に得られた生データの一部を示す。ＢＵＶの視野が端から昼間側を見始めたところである。図では256点のうち４点毎に６４点のデータを表示してある。

今回観測装置の概要と初期運用で得られたデータの特徴について報告する。



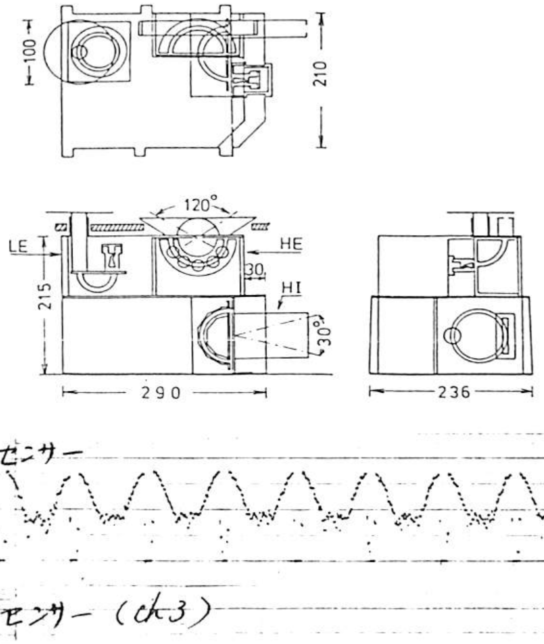
Ⅱ−25

EXOS−Cによる低エネルギー粒子の観測
—速報—

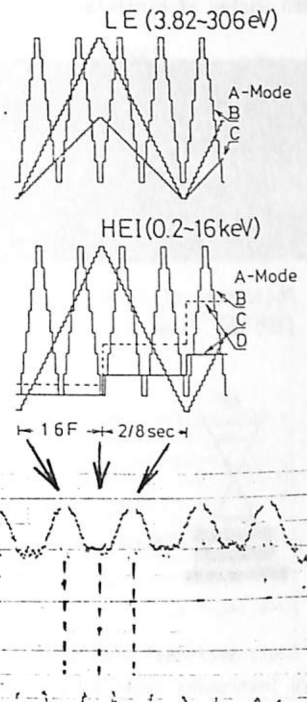
賀谷信幸，向井利典，久保治也，松本治弥，伊藤富造，平尾邦雄
（神大工）（宇宙研）（宇宙研）（神大工）（宇宙研）（宇宙研）

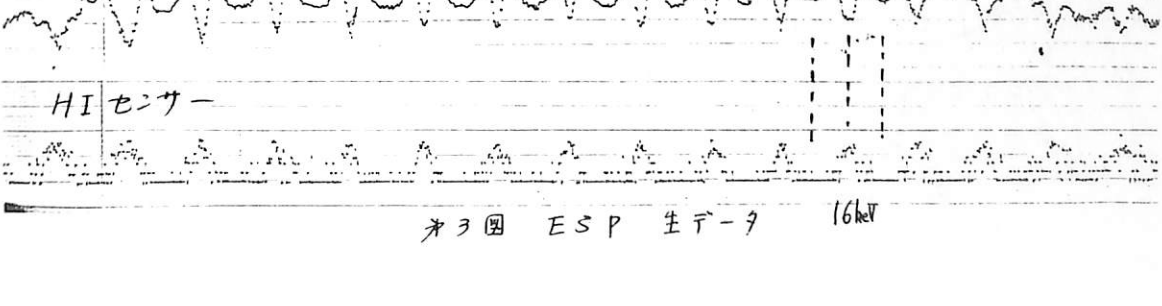
1984年2月14日に打ち上げられたEXOS−C（大空）衛星は，Apogee 865 km, Perigee 353 km, Inclination 75°の極軌道に投入された。搭載された低エネルギー粒子観測器（ESP）は極域及び南大西洋磁気異常帯での降下粒子束の観測が目的である。第1図に示す様にESPは5～300eVの電子測定用半球静電型分析器（LE），200eV～16keVの電子測定用1/4球静電型分析器（HE）と，200eV～16keVのイオン測定用半球静電型分析器（HI）の三台のアナライザーで構成される。エネルギー掃引は第2図に示す様に32ステップを標準モードとし，8ステップの高速掃引モードと，LEの低エネルギーの詳細測定モード，HEとHIの降下粒子束の数Hzの脈動検出モードが用意されている。3月16日から順次高圧が印加され，観測を開始した。ESPの極域通過時の生データを第3図に示す。上図LE，中図HE−ch3，下図HIである。HEのデータはInverted V を示し，Inverted V の外側では，高エネルギーのイオンのふり込みがみられた。

第1図 ESP外観図



第2図 測定エネルギー掃引





第3図 ESP 生データ

Ⅱ－26　　"大空"による高エネルギー粒子観測

"Ohzora" (The sky) high energy particle experiment

K. Nagata (Tamagawa Univ.), H. Murakami, A. Nakamoto, M. Tsukuda (Rikkyo Univ.)
J. Kikuchi, T.Doke (Waseda Univ.), T. Kohno (IPCR) and N. Hasebe (Ehime Univ.)

1. Object: The scientific object of high energy particle experiment is to observe electrons and protons in the region of the South Atlantic geomagnetic anomaly and in the auroral zone.

2. Instruments: The experiment includes two ΔE-E telescopes to measure the particle flux and the energy spectrum of electrons (0.19-3.2 MeV) and protons (0.64-35 MeV). Each telescope consists of five silicon detectors. A photograph of a ΔE detector is shown in Fig. 1, and a cross-sectional view of a telescope is shown in Fig. 2. The outputs from each telescope are counted by seven binary counters and the pulse heights are analyzed by three 16-channel pulse height analyzers.

3. Initial Results: Figure 3 is an example of counting rate obtained from the telescopes in the Brazilian anomaly and in the south auroral zone. Upper two panels show electron counting rate, lower two panels show proton counting rate. S-1 telescope is oriented to the anti-sun direction, and S-2 is oriented 90° to S-1. The wave form curves under the panels show the directions of the telescopes to the magnetic field lines.

Observed results show the particles increase in the Brazilian anomaly region and in the auroral zone. The counting rate of S-1 is apparently higher than those of S-2 in the auroral zone. This means that pitch angles of particles in the pole region are ∿ 90°.

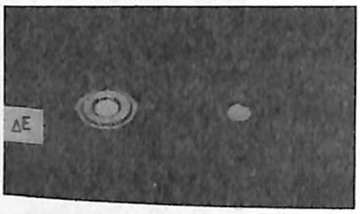


Fig. 1. Photograph of a silicon ΔE detector (100 μm, 10 mm φ).

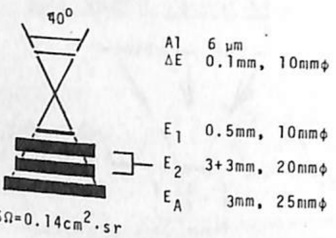


Fig. 2. Cross-sectional view of ΔE-E telescope. The Ohzora Instrument contains two telescopes.

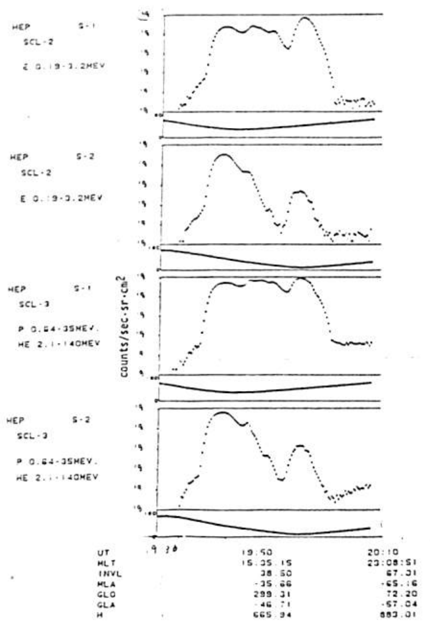


Fig. 3. Observed results of electrons (upper two panels) and protons (lower two panels) counting rate (counts/sec·sr·cm²) over South Atlantic Ocean and in the south auroral zone at Rev. 215.

Electron temperature measurement on board EXOS-C

K.I. Oyama and K. Hirao
The Institute of Space and Astronautical Science,

Electron temperature probe on board 'Ohzora' started to measure electron temperature after 'Ohzora' was launched and the satellite attitude was controlled in good condition. Four probes of 120 mm diameter were put on the end of the four solar paddles. One of the probes, therefore, is always out of the satellite wake and can measure electron temperature in the undisturbed plasma.

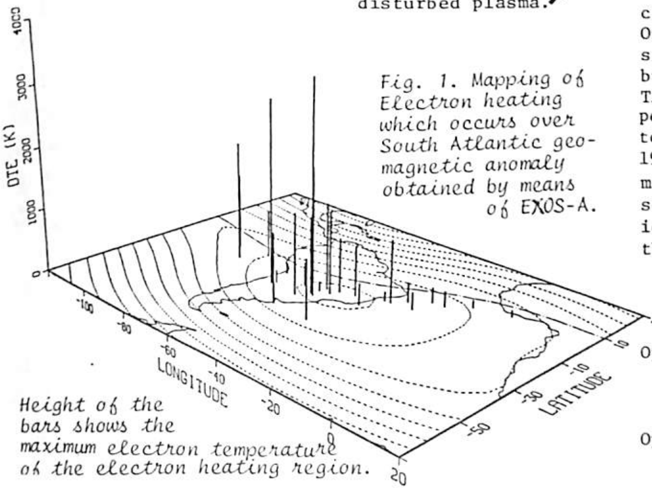


Fig. 1. Mapping of Electron heating which occurs over South Atlantic geomagnetic anomaly obtained by means of EXOS-A.

Height of the bars shows the maximum electron temperature of the electron heating region.

The electron temperature probe has a specific purpose to study in more detail several interesting phenomena which were found during the EXOS-A satellite mission in 1978-1979.
They are;
(1) To study the details of an anomalous electron temperature heating which is associated with plasma waves (Oyama et al., 1984)(Fig.1) (2) To find out the mechanism(s) for the very steep electron temperature gradient near midlatitude trough. One of such example is shown in Fig. 2. (3) to study the electron temperature inside the plasma bubble. Observations from the past 3 satellites, TAIYO, KYOKKO,and OHZORA, shows that electron temperature inside the plasma bubble varies according to the evolution of plasma bubble. (Oyama et al., 1982) Since we have several plasma-related experiments on board 'OHZORA' satellite such as plasma sounder, VLF receiver, energetic particle analyzer, ion and electron energy spectrometer, we hope that more detail study can be done by means of EXOS-C.

References

Oyama K.I., et al. Anomalous electron temperatures above the South American magnetic field anomaly, accepted for publication to P.S.S.
Oyama K.I., et al. Electron temperature probe on board Japan's 7th scientific satellite 'Hinotori' Proceedings 13th ISTS Symposium, 1515, 1982.

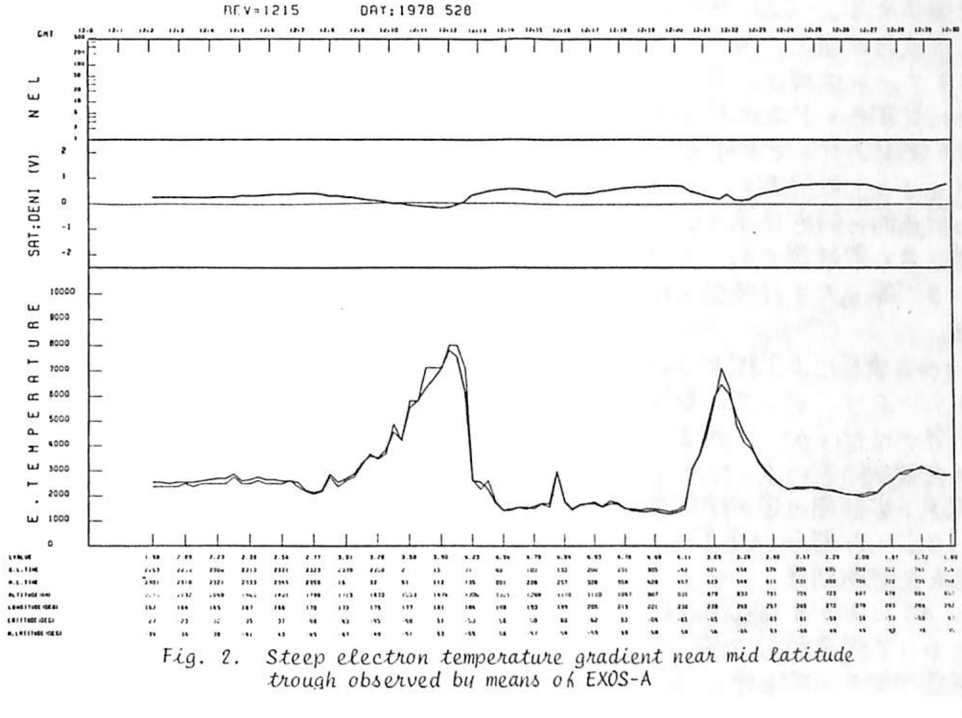


Fig. 2. Steep electron temperature gradient near mid latitude trough observed by means of EXOS-A

II−28

ＥＸＯＳ−Ｃ ＮＥＩによる電離圏F領域の電子密度観測

髙橋忠利、渡部重十、大家 寛、渡辺勇三
(東北大・理)　(宇宙研)

EXOS-C衛星(Ohzora)は、1984年2月14日、KSCより打上げられ軌道傾斜角 .6°、遠地点高度865km、近地点高度353kmの準極軌道に投入された。この衛星には電離層プラズマの計測器として、インピーダンス・プローブ(NEI)が搭載され、電子密度の計測を行っている。本報告では、このOhzora搭載のNEIについて、その装置と機器運用の概要、及び初期の観測結果について報告する。

EXOS-C搭載のNEIは100KHz〜16MHzの掃引信号を20mmφ、470mmLのrod状プローブに印加して、その周波数特性より電子密度を決定する。プローブは太陽電池パドルの先端に取付けられたが、衛星のwakeによる影響を避けるため、対角線上の2本のプローブを交互に切換えながら観測を行っている。EXOS-C衛星での電子密度観測は、(1) Full掃引データの送信により衛星周辺プラズマに関する物理量をより明確に把握出来る。(2) 掃引時間、掃引周波数、周波数の固定/掃引、プローブのPPSアンテナへの切換え、等、いくつかの計測モードを選択出来る。(3) 衛星のオーガナイズドコマンドにより上記計測モードを軌道上に計画的に設定出来る。(4) 極域を含む電離圏を広くカバーしている、等の大きな特徴を持っている。

Ohzora衛星による観測は始ったばかりであり、データの蓄積も未だ充分ではないが、これまでに得られた観測結果によっても、既に興味深い電離圏の姿が垣間見られている。右図に、NEIによって得られた観測結果の一例として、Rev. 68におけるPlay Backデータについて代表的な2波の出力値を軌道パラメータと伴に示している。450KHzでの出力値はシース容量値を示し、電子密度値に対応した変動を示すものである。図中一方のプローブがwake中に入っているためプローブ切換に同期した変動が見られる。図はほゞ1周回の観測結果となっている。この結果は、(1) ▼印はDip Equatorを示すが、この付近の分布はEquatorial Anomalyの構造を示している。(2) UT 20:49付近から密度の急激な減少が認められる。1.39MHzではこの変動が強調されているが、これはこの領域で密度変化がUHR=1.39MHz ($n_e = 1.3\times10^4 cm^{-3}$) の点を横切ることを意味している。これらは、プラズマ・トラフ近傍の電離圏の構造に対応するものと思われる。(3) 図中波線で示した領域は他の領域に比較して、密度変動の微細な構造が顕著である。これらは昼側及び夜側の極域電離層の特徴を示すものとして興味深い。等であるが、今後長期にわたる観測データに基づきこれらの現象について定量的アプローチを進めてゆけるものと期待している。

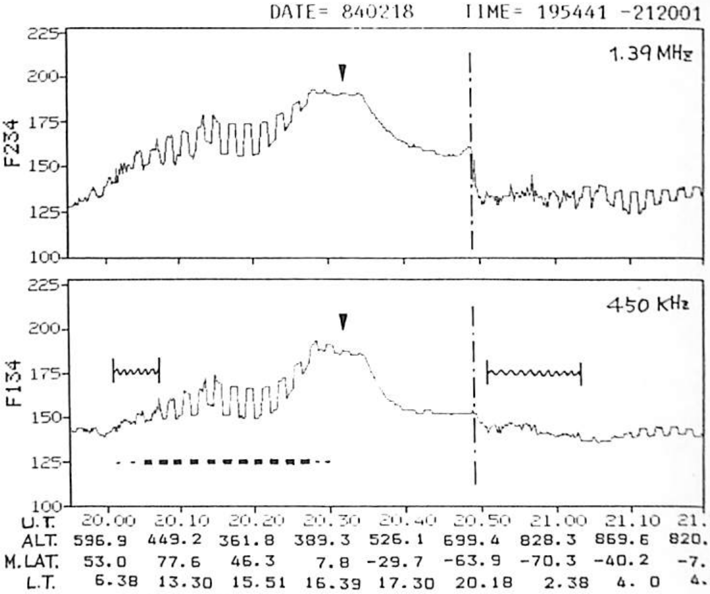


図. Rev 68. Play Back Data

Ⅱ－29

大空衛星搭載インピーダンスプローブのシース容量値特性

渡辺勇三　宇宙科学研究所
高橋忠利　東北大学理学部

Ｍ－３Ｓ－４号機ロケット（１９８４年２月１４日１７時００分フライト）によって衛星軌道に投入された第９号科学衛星ＥＸＯＳ－Ｃ（ＯＨＺＯＲＡ）は近地点３５５ｋｍ、遠地点８７６ｋｍ、軌道傾斜角７５°、周期９９分の準極軌道衛星となった。搭載されたＮＥＩの観測は２月１８日１９時４０分ＵＴより開始された。

インピーダンスプローブのシース容量値の特性から電子密度、電子温度、およびプローブの帯電現象などを知ることができる。Ｒｅｖ．６７（２月１８日）の観測によるとシース容量値特性は次のようであった。

（１）　Ｒｅｖ．６７は全日照軌道で両極域ならびにブラジリアンアノマリーの中心を通過した。

（２）　太陽活動度は上昇期でＦ１０．７は１７７であった。近地点附近の電子密度は２．１Ｘ１０＊６　／ｃｍ³　と高い値となっていた。遠地点附近の電子密度は約２Ｘ１０＊５　／ｃｍ³　であった。

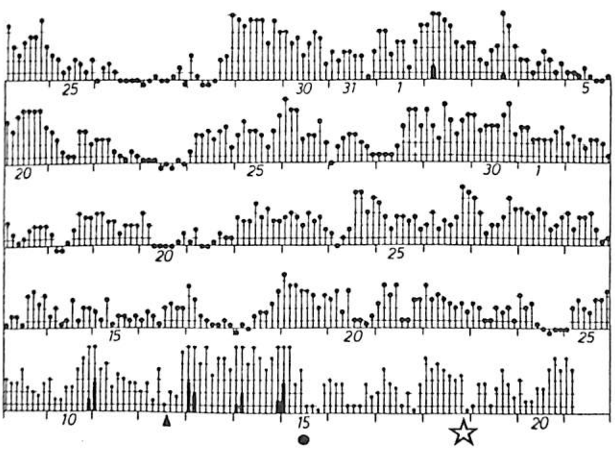
（３）　広い電子密度範囲でシース特性が得られた。縦軸単位は容量値でｐＦとなるが今は８ｂｉｔ出力のまま記入されている。シース容量値は一つの理論曲線の上に良く乗っており地球一周の間ほとんどプローブ系のポテンシャル変化が無かったことがわかる。

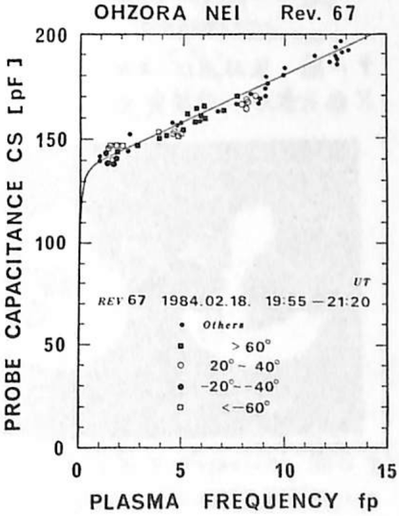
（４）　観測時間帯のＫｐの変化は　１８ｈ～２１ｈで３＋、２１ｈ～２４ｈで１－で地磁気活動度は静穏であった。

（５）　両極域で電子密度の微細なゆらぎ構造が見られているが全日照で地磁気静穏時だったので帯電変化は明確には現われていない。

（６）　南極ロケットの実験結果によると地磁気擾乱時にはシース容量値対電子密度特性の特性領域が変化することが調べられているのでＥＸＯＳ－Ｃの今後のデータに興味が持たれている。

特に帯電現象は夜間のエネルギー粒子降下領域で顕著となるので日陰時の観測結果を集積してＫｐ依存性および緯度変化などを調べていくことが大切と思われる。現在はショートプローブ（２０ｍｍϕＸ４７０ｍｍＬ）のよってのみ測定されているが５月１７日以降にはロングアンテナ（約２０ｍ）のインピーダンス計測も併せて行なわれるので両者のシース特性を調べることになる。

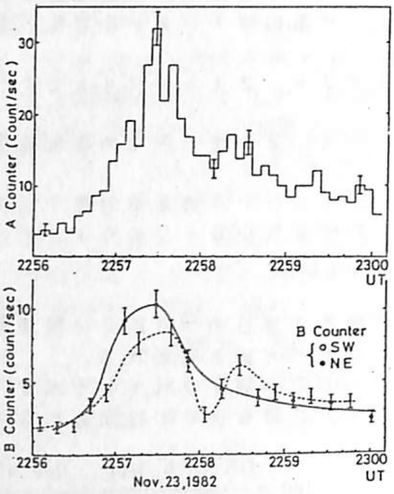




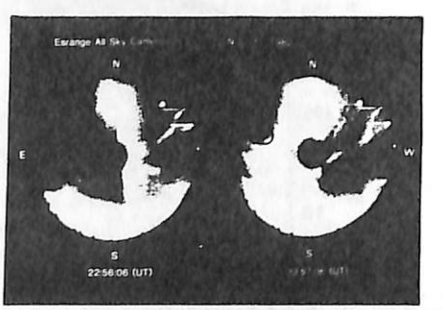
北極域におけるオーロラX線観測

平島 洋*, 村上浩之*, 奥平清昭*, 藤井 正美**, 西村 純**, 山上隆正**, 小玉正弘†, 江尻全機††, 宮岡 宏††, 小野高幸††（*立大理 **宇宙科学研 †山梨医科大, ††極地研）

1982年11月, 12月にスウェーデンのEsrangeにおいて, 大気球B15-2N, B15-4Nによりオーロラ X線の観測を行った。B15-2Nでは視野角, 視線方向の天頂角が異なる4本のX線カウンターを組合せ, 方位角方向に回転させ掃天観測を行った。B15-4Nにはマイクロチャネル・プレートを用いたX線撮像装置を搭載した。視野角44.5°, 4×4画素のものである。これと同時に18keV以上を5チャネルに分けたエネルギー測定カウンターを搭載した。さらにVLF受信機(0.05~10kHz)が搭載されている。



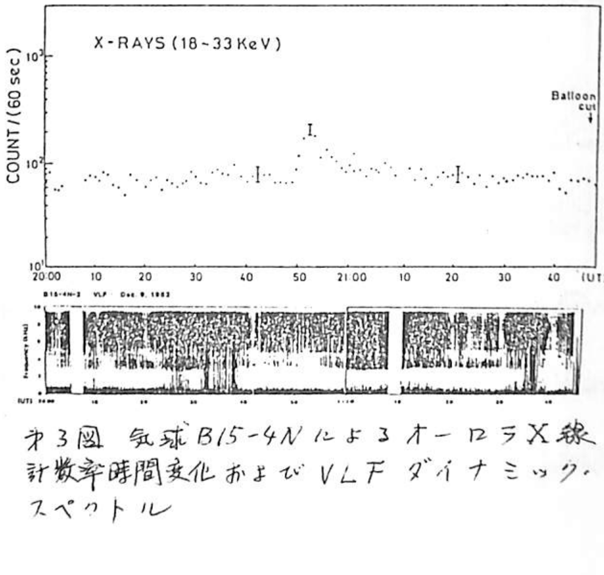
第1図 気球B15-2Nによるオーロラ X線計数率の時間変化



第2図 Esrangeにおけるオーロラ全天カメラ写真(右の写真: X線増加時)

B15-2Nでは11月23日 2256:30~2300:00 UTにオーロラX線の増加が観測された。第1図上図は天頂方向をむいた視野角60°の"Aカウンター"による計数率である。第1図下図は視線方向が天頂角15°で視野角が30°の"Bカウンター"による計数率であり, 2256:50~2257:40UTで南西側から到来したX線が多いことを示している。この時のEsrangeにおけるオーロラの全天写真を第2図に示す。右側の写真(2257:06UT)で左上の円は"Aカウンター"の視野を示し, その南西側でオーロラが光っておりX線との相関がよく, 広いエネルギー範囲の電子降下を示す。

B15-4Nによる観測時に顕著なオーロラはなかったが2050UT頃小さなX線増加があった。同時搭載されたVLF受信機により3~4kHzのコーラスが時々観測されているがX線増加時にはそのコーラスが消失している。電離層による電波の対数吸収率は電離層の電子密度に比例するが, X線増加に伴なう電子降下により電離層の電子密度が増加し, そこでコーラスが吸収されたことを示している(第3図参照)。



第3図 気球B15-4Nによるオーロラ X線計数率時間変化およびVLFダイナミック・スペクトル

Ⅱ−31

Dayside Auroraの形態から見たカスプオーロラについて

鮎川 勝・巻田和男・国分 征
(極地研)　(拓殖大)　(東大理)

太陽風と地球磁場とによって形成される地球磁気圏のuniqueな領域の一つとしてカスプ領域の存在が考えられている(図1)。昼間側に見られるオーロラは、このカスプ領域の情報を含んでいる可能性があることから重要視される。

昼間側のオーロラの振舞に関する報告は、太陽光の問題や観測場所の立地条件の制約から観測記録が夜側に比べて少ないことから必ずしも明瞭化されているとは言いがたい。特にカスプ領域のオーロラについては不鮮明な部分が多い様に思われる。

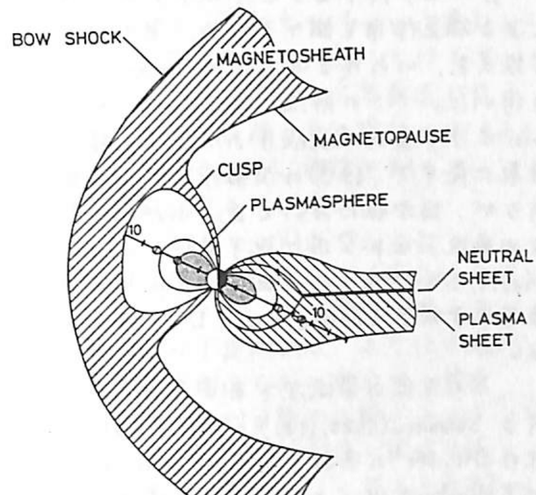


Fig.1

従来のDayside Auroraに関する研究のいくつかは、IMFやサブストーム(AE-index,又は夜側の地上地磁気データ)との関連において、昼間側オーロラの緯度的移動や輝度上昇を調べて報告している(J.L.Horwitz & S-I. Akasofu, 1977; R.H. Eather et al 1979)。

しかしながらこれらの報告は、いずれもその報告の中で実際のauroral imageを提示していない。従がって、その解析結果からカスプ領域の位置、範囲、移動といったことに関し議論することは、やゝ問題があるように思われる。即ち昼間側に見られるオーロラにも、いくつかの形態的特徴があり、その形態的な違いは、単に観測者の位置によって異なるのではなく、オーロラを作り出す粒子のoriginの違いを表現している可能性があるように思える。

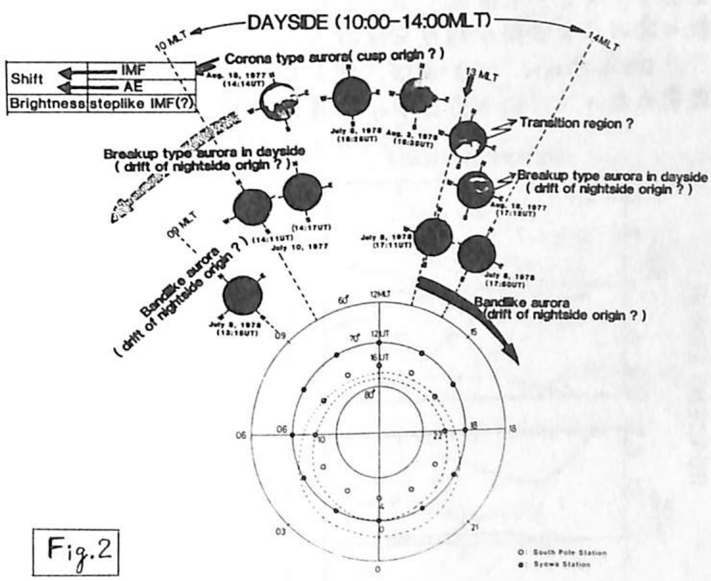


Fig.2

我々は1977年,1978年のSouth Pole Stationのall-sky camera dataのうち、1000−1400 MLT間をDaysideと区分して、その時間帯のauroral↗

↗imageを調べ図2を得た。

今回の講演では図2に示すオーロラの形態の違いから、カスプ領域に出現しているであろうと思われるオーロラ現象と他の関連現象を比較して調べその特徴について報告する。

Ⅱ−32

オーロラ降下電子による中性大気の電離および励起

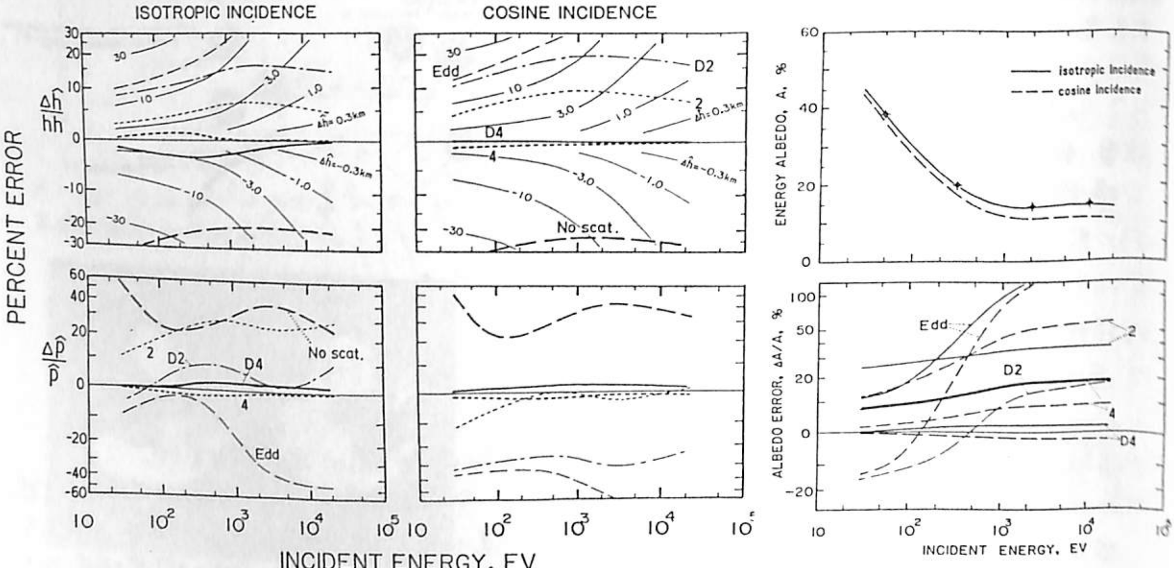
柳田 健，上山 弘
東北大 超高層

オーロラ降下電子と中性大気との衝突による相互作用を調べるため，電子の輸送方程式を，いわゆる discrete ordinate 法で解いた。この解法においては，μ（電子のピッチ角の cosine）の分点（求積点）の数に応じて，任意の次数の近似が可能であるが，同次数においても，Gauss の求積法の適用を全μ空間に施す場合（single Gauss, SG と略）と，正μ，負μ に分けて適用する場合（double Gauss, DG と略）がある。

この近似の最低次である 2-stream に対する Stamnes (1980, 1981) の誤差評価は，上記の SG, DG の区別，さらに 2-stream 特有の Eddington近似との関係等の考慮が不十分であるため，多くの疑義を残している。そこで，先ず簡単のため，単一成分大気（窒素分子大気）を仮定したうえで，近似次数の違いによる解の精度を検討した。

DG 4-stream によれば，ほとんどの物理量において，約3％以下の精度が実現し，SG 4-stream では，backscattered flux error が 10～20％となるが，他は，DG 4-stream とほぼ同様である。しかし，2-stream では，どの種のものも，限られた物理量が，限られたエネルギー範囲，境界条件の下でのみ，10～20％以下の精度を保つだけであり，backscattered flux においては，正しい値の factor 倍に達する場合すらある。したがって，極域電離層の精度よいモデリングのためには，最低 DG 4-stream が望ましく，またそれで十分である。

講演においては，さらに，この手法の現実的な大気モデルへの適用の第一段階として，典型的なオーロラ電子が入射した場合の，各種大気成分のさまざまな励起状態の生成率，電離率の高度分布，およびそれらに伴なうエネルギー配分率の分布等を，報告する予定である。



ĥ；エネルギー配分率極大高度　　p̂；配分率極大値
hh；配分率高度分布における半値幅　　4；SG 4-stream　　D4；DG 4-stream

上図：═══ DG 8-stream　⊕ DG 4-stream

オーロラアークシステムの午後側多重構造－Ⅱ

金田栄祐（東大理学部地物研）． 平尾邦雄（宇宙科学研究所）

KYOKKOによって観測された、オーロラアークシステムの午後側の多重構造に就いて、前回は典型的例を中心に発表を行った。　この解析に於いて使用されたデータは、主として MLT 18時以降の極域上空で撮像されたものである為、アークの昼側領域への進延状態を明確に把握する事が出来なかった。　今回は、主として昼側極域上空からの撮像データによって、午後側アークシステムの昼側領域への進延状態（特に、CUSP オーロラとの相互関係）と、その多重構造との関連に就いて行った解析結果を発表する。

以下にその要点を述べる。

1). 多重構造のうち、少なくとも1本のアークが、その一端を昼側領域内に有し（多くの場合、日照領域内にマージして居る）、他のアークと逆に、夜側に向って延びて居る如き様相を呈する場合を"共存構造"と呼んだが、この共存型は、孤立型サブストームの recovery phase 以後に特徴的に観測される。

多重構造発達のメカニズムを追求する場合には、この傾向と、前回の発表に於いて述べた、高擾乱状態が継続する場合にも共存構造が観測される事実とを併せて考へる必要がある。

2). 多重構造が共存型の場合、MLT ～16時から昼寄りの領域では、アークの周囲に diffuse な発光領域（日陰領域内にある）の存在が多く認められる。　アークは MLT 12時に向って次第に弱まり、この diffuse な発光にマージする。

一般に共存型多重構造の場合、アークは昼過ぎの領域に於いて、余りはっきりしない輪郭を示す事も特徴的な事実である。

3). 一般にオーロラ活動は、AE－index 上のサブストームと良い相関関係を示して変動する。　しかし乍ら、AE－index が数十ガンマの値で殆んど変化を示さないにも拘らず、真夜中でオーロラ擾乱が発生し、真夜中から夕方にかけてアークの"double track"型の多重構造が観測されると云う極端な単独擾乱の例もある。この様な場合でも、低緯度側のアークは昼側領域迄進延して居る。

4). cusp 領域との関連であるが、KYOKKO の軌道条件から、現在迄処理を行ったデータ中、cusp 領域が全く日照の影響を受けず観測され、且午後側領域から真夜中側迄も同一周回中に撮像視野内に入る例は極めて稀である。今回、cusp 領域との関連を調べる為、解析を行った例では、夕方より夜側にかけた領域がブラインドになってアークの多重構造を直接観測出来なかったが、cusp 領域オーロラの様相と、これに連らなる午後側アークの様相との間に特徴的な関係が認められた。　現在迄の解析例では、IMF Bz 成分がこれを制御して居る傾向にある。

II-34

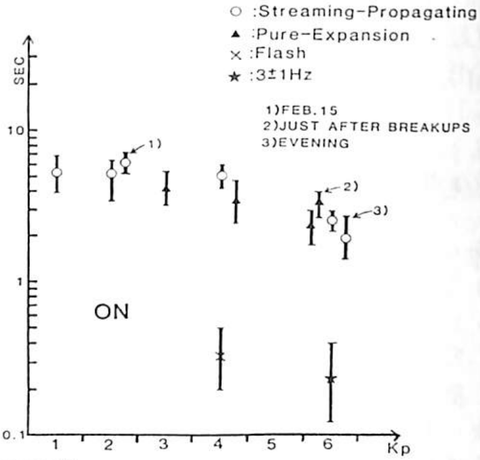
脈動型オーロラの発生機構

山本　達人　（東大理）

真夜中から暁方側の磁気圏内高エネルギー電子の消失過程は脈動型オーロラの発生から分かるように，drizzle-like のものではなく間欠的なものである。従来の研究により，脈動型オーロラの輝度変動は，早い立ち上がりと立ち下がりをもつパルス列として認識され，coherent な変動を呈すパッチの空間サイズは数km 数10kmと比較的小さい事が確認された。また，パッチの点灯している時間（On-time）にまとまりがあり，基本的な特性時間である事を指摘してきた。

右図にモード別に解析した On-timeの統計結果を，下表にモード別の出現特性，並びに関連現象との対応を示す。右図から輝度変動は数秒(pure pulsation,streaming-propagation)と 0.3秒程度(flash,3±1Hz)の２つに大別され，後者は下表より VLF chorus (auroral chorus) と比較的良い対応がある事が分かる。　これは，発生機構に関与する波が whistler mode の波だけではない事を示唆しよう。

本講演では脈動型オーロラの輝度変動を議論する上で必要な基本的な諸観測事実を概説し，発生機構を検討する。将来的には発生領域での衛星による高時間分解能（△t<1sec)の波動・粒子観測が要望される。



			Pure Pulsation	Expansion	Streaming	Poleward Propagation	Equatorward Propagation	Flash
occurrences	active	midnight	common	common	common	common	uncommon ?	common*
		morning	common	common	common	common	common	common
		evening	common	common	common	never	never	never
	quiet	midnight	uncommon	uncommon	common	common	uncommon	never
		morning	uncommon	uncommon	common	common	uncommon ?	never
		evening	never	never	never	never	never	never
	latitude		actvity center	activity center	every-where@	northern part	southern-most part	southern-most part
velocity				10km/s～100km/s	10km/s～100km/s+	10km/s～50km/s	>100km/s	>200km/s
size			1km~50km	1km~50km	10km~100km	~10km:NS ~100km:EW	~50km	~100km
"on" interval			a few sec	a few sec	a few sec#	a few sec#	~1sec	0.2-0.5sec
VLF chorus			sometimes	sometimes	never	never	?	often
ULF			PiC	PiC	PiC	PiC	weak PiC	spike

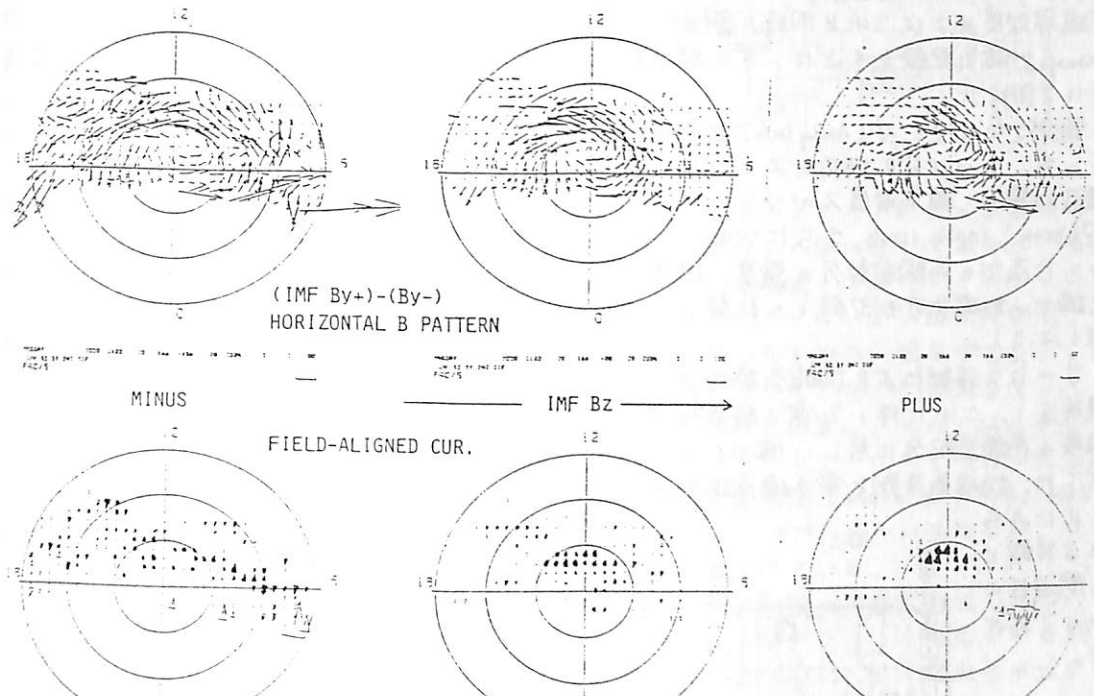
* : overlapping with "on" level of pure-expansion pulsations
\+ : westward streamings are more coherent than eastward streamings
\# : a little bit longer than pure-expansion pulsations
@ : except in the lowermost latitude part

Ⅱ－35

IMF Byに制御される Polar Cap 電流系の性質。

亀井 豊永
(京大 理)

MAGSATで観測された polar capに流れる IMF Byに制御される電流系には、統計的に次の様な性質が見られる。
1) By x V による電場と合う Field Aligned Currentが南北昼間側の Invariant Latitude 85° 付近を中心に、一半球の polar capに入り、他半球より出る様に流れる。
2) この電場による電離層の Hall currentが polar capの地磁気Z成分に Svalgaad effectを生じる。
3) IMF Bzによって、この電流系のパターンは変化する。 IMF Bzが正の時狭い領域に高い電流密度で F.A.C. が流れる。IMF Bzが負の時も低密度ながら広い領域に F.A.C. が観測される。
4) IMF Bzを −2nT から +4nTに限った解析では、この電流系は IMF Bxによらない。
5) この電流系は季節変化が有り、夏の polar capで強い。 この事は、冬の polar capの電離層をバイパスする回路の存在を意味するかもしれない。



II－36

地磁気変動と電力線放射電磁界強度との関連性

冨沢一郎　佐々木勇人　芳野赳夫
（電気通信大学）

近年，地磁気高緯度地方に設けられた電力線に対する地球磁場変動の影響が注目されてきた。こうした地磁気変動の大きな影響が，電力線から放射される50Hzあるいは60Hzの高調波電磁界にも及んでいると考えられる。

今回は，1982年11月23日20^h59^mUTにスウェーデンのEsrangeにて放球したB15-2N大気球に搭載した40Hz〜1kHzの広帯域電磁界強度観測装置により得られた北欧における電力線放射電磁界強度および，これと同時に観測したEsrange地磁気記録をもとに，その関連性について調べた。

観測されたデータ（Analog Data）をAD変換したのち，スペクトル解析をおこない，電力線放射電界・磁界強度スペクトルから基本波（50Hz），100Hz，150Hz，さらに200Hz〜1kHzといった高次の高調波成分の強度一時間変化を調べ，地磁気変動記録との比較をした（図1,2,3）。

オーロラ活動による地磁気擾乱が22^h55^mUT頃発生し，これに伴って電力線放射電磁界強度の高調波成分に著しい増加がみられた。以下に，地磁気変動と，電力線高調波スペクトルにみられる特徴との関連性について述べる。

(1). 基本波（50Hz），100Hz，150Hzの電界・磁界強度が背景雑音強度以下であったのは，地磁気変動による電力線システムの三相周波数における不平衡および電流電圧歪への影響が小さかったためと考えられる。

(2). 150Hzの倍数関係にある300Hz，450Hz，600Hz，900Hzの電界・磁界強度が特に増加したのは，3相電力線システムに歪電流が生じたことによるものと考えられる。しかし，150Hzでは変化がみられなかったのは，林等（1978）の観測結果と相異する点で興味深い。また，150Hzの倍数以外の高調波成分も増加することから電力線システムもわずかではあるが不平衡になっていると考えられる。

(3). 波動インピーダンスが約100Ωとなり，自由空間インピーダンス377Ωより低いことから，放射機構としては電流ループが主であると考えられる。つまり，地磁気変動の影響により電力線には歪電流を生じ，この一部が送電線から放射されたと考えられる。

参考文献

Hayashi, etal. (1978) Nature 275, 627

図1.

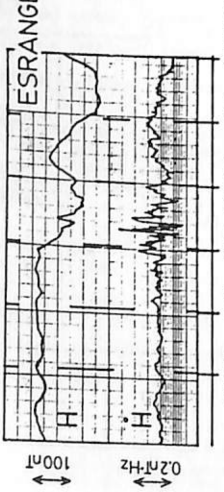


図2. Magnetic Field Intensity

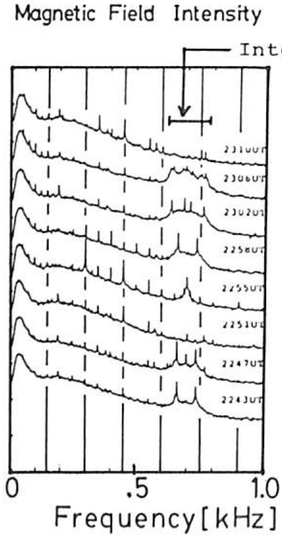
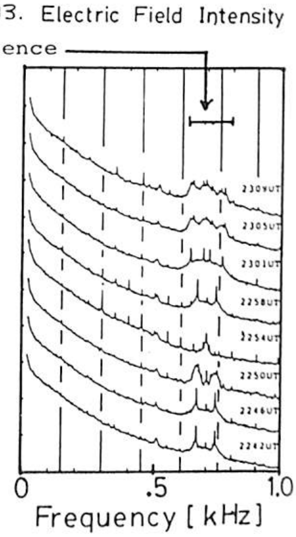


図3. Electric Field Intensity



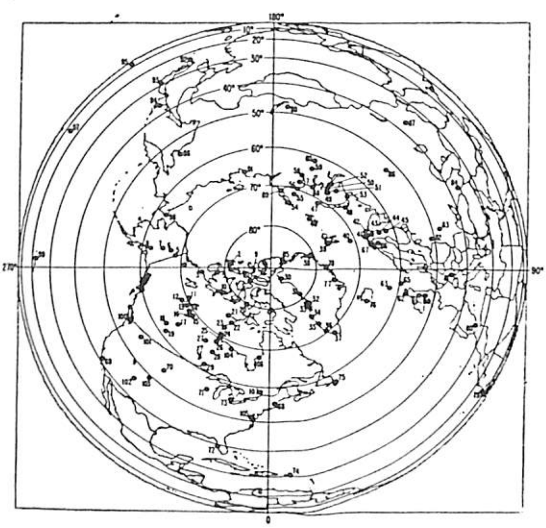
Ⅱ－37

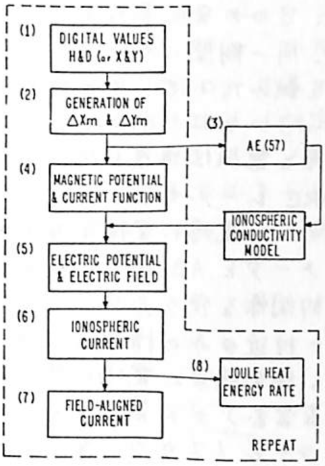
ＩＭＳ磁力計チェーンのデータから推定したサブストーム電場・電流系

上出　洋介（京産大理）＋ＣＤＡＷ磁場グループ

本研究は、米国科学アカデミーとNASAが主催するCDAW（Coordinated Data Analysis Workshop）研究活動の一環として行なわれた7カ国22機関にまたがる35名による共同報告である。数年前から地球表面で観測された磁場データを使って〝外部電流系〟を推定するアルゴリズムの開発とテストが、いわゆる平均データを用いて行なわれてきたが、今回報告するのは、世界中135観測地点での瞬間値をもとに、電場・電流分布のダイナミックスを計算した最初の試みである。計算結果は、サブストームの発達過程をわかりやすく表現するため、16ミリ・カラー映画にまとめた。

下図に示したのは、本研究のために使った磁場記録が得られた観測所である。地図はCorrected Geomagnetic Coordinatesを使ってプロットしてあり、上記アルゴリズムの仮定の制約から、計算結果は60度以北についてのみ有効であるため、中低緯度からのデータは必要最小限にとどめた。さらに、電場ポテンシャルの計算のために使った電離層の電気伝導度は、Spiro et al. のモデルをこの研究のためにRice University





で改良したものである。計算のための全体的スキームは上の図に示してあるが、最終的に①等価電流系、②電場ポテンシャルと電離層電流ベクトル、③沿磁力線電流、④ジュール熱分布をカラー図示する前に、高緯度（50－75° g.m.）データのみを使って、AE（57）指数を計算し、他のCDAWグループの研究のためのサービスも行なった。計算はCDAW全期間（March 22, 1979; March 31－April 1, 1979）について行ない、次のような特徴を得ている。

(1)　CDAW期間には典型的なisolatedサブストームが発生し、この擾乱中には明らかなDP1型とDP2型の電流系が独立して現われるときがある。

(2)　沿磁力線電流の分布は、平均的なパターンとはかなり異なり、多くの局所的変化が存在する。この局所変化の電流密度は10^{-6} A/m^{2}以上に達する。

(3)　オーロラ電流からのジュール熱は、夜側の極光帯に連続的に分布しておらず、いくつかの独立した熱源をもっているように見える。とくに、夕方側の東向きジェット電流からの寄与は、サブストーム全相を通して、大きい。

Ⅱ−38

3つの方法による高緯度電場推定の比較

上出 洋介（京産大理），
K. B. Baker (Johns Hopkins Univ.), and P. H. Reiff (Rice Univ.)

本論文では、3つの全く異なる方法で高緯度の電場を、同一期間について、推定しそれらの比較を試みたので、その結果を報告する。それら3つとは、(1)主として地上の磁場変動分布と電気伝導度モデルを使う方法、(2) STARE レーダーでプラズマのドリフト速度を観測し、電場に変換する方法、(3)太陽風パラメータとAE衛星で観測された電場の統計的関係を使う方法、である。

(2)はレーダー付近のみの情報しか得られないばかりか、観測速度と電場の間に補正（未知の要素を含む）が必要であり、(3)は極冠全ポテンシャル（スカラー量）しか推定できない。これらに対し、(1)では高緯度全域での電場ベクトルが知れ、したがってポテンシャル値も計算できる。しかし、最大の欠点は、電離層電気伝導度モデルを仮定しなければならないことである。もし、適切な方法で電気伝導度の値がcalibrateできれば、(1)の方法により、サブストームや太陽風による電場変動をかなり高い精度でモニターできることになる。

図1と図2aに、それぞれ(1)と(2)、(1)と(3)の方法による比較の例を示している。図1は、STARE レーダーの field-of-view (70.6 − 71.4° corrected g.m.) における比較を drift 速度の大きさと方向で示してある（角度は0°が北向き、+90°が東向き）。サブストームの急始は1055 UTである。

図2aは全ポテンシャルを示し、図2bはさらに、(1)と(3)の方法によって推定されたジュール熱の全量をプロットしたものである。これらの図から、3つの方法とも、第一近似ではほぼ満足すべき一致を示していることがわかるが、時間帯によってかなりの差が見られることもある。

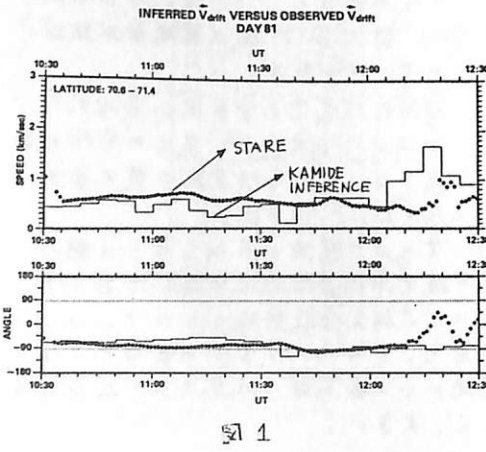


図1

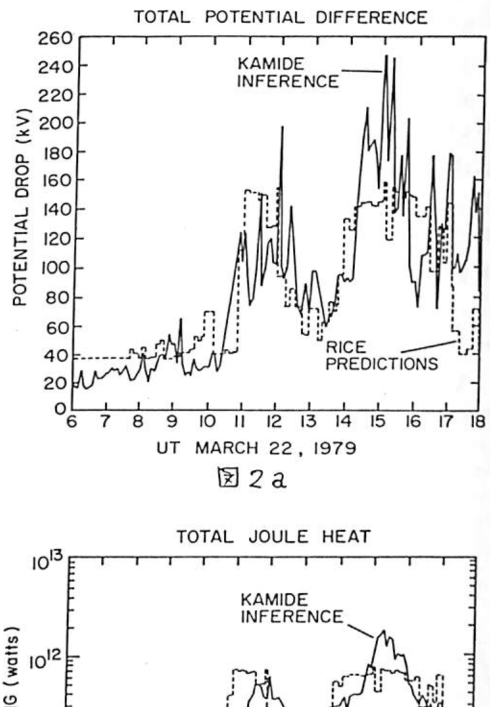


図2a

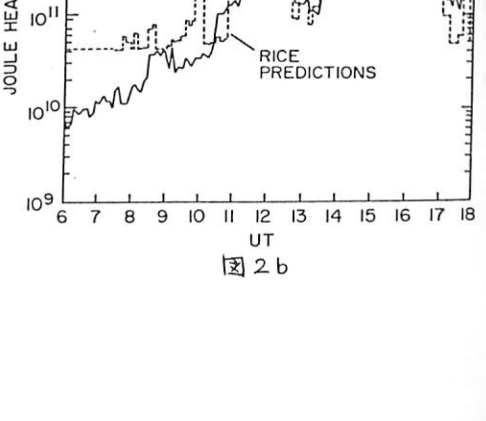


図2b

Ⅱ−39　2次元太陽風プラズマのダイナミックス

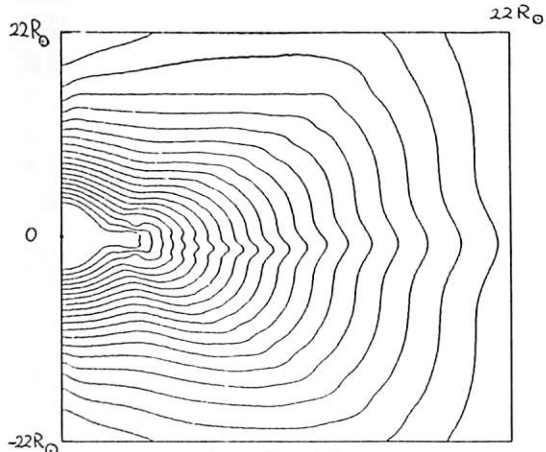
鷲見治一　荻野竜樹
名大空電研

我々は太陽風プラズマの構造とダイナミックスの研究を行うことを目的として，MHDシミュレーション解析を行っている。現在，2次元（軸対称）定常解が得られるようになっている。

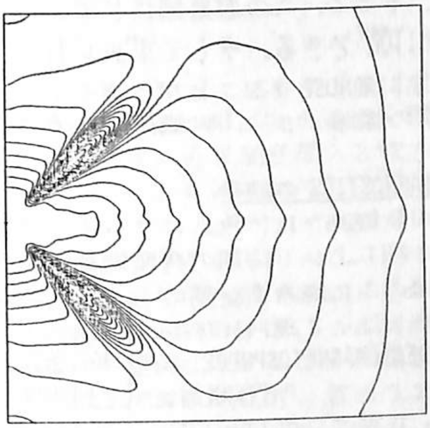
今回は，得られた定常解に人為的に擾乱を与え，これが時間的にどう伝播するかの検討を始めたので，これについて報告する。

例として，22 $R_\odot$ × 22 $R_\odot$ の定常解に，緯度45°帯に，太陽表面付近に速度擾乱を与えた時の，速度の等高線の図を示す。擾乱の大きさは背景速度の5倍を与えている。

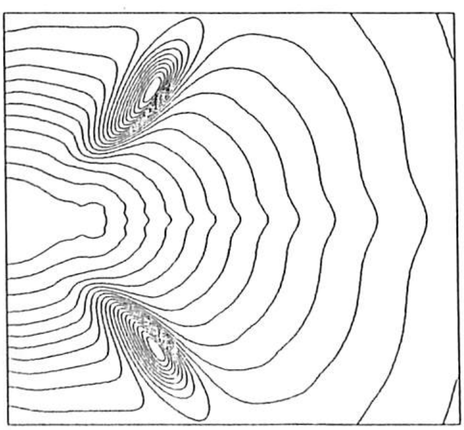
この他，温度変化を与えた場合の擾乱（ショック波）の伝搬の特性等についての討論を行う。



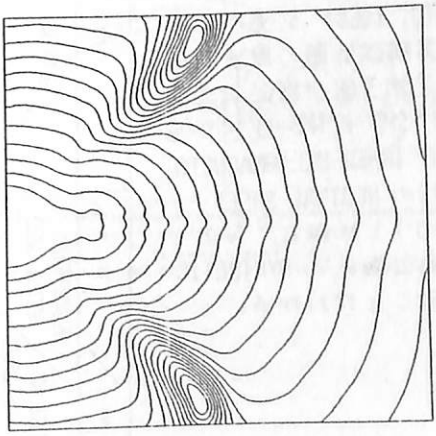
定常解



t = 0 sec



t = 3500 sec



t = 7000 sec

Ⅱ－40

ULF 磁波を用いた太陽磁気圏のDIAGNOSTICS

斎藤 尚生・湯元 清文・田村 忠義

（東 北 大・理）

1. INTRODUCTION

電磁流体波の地球磁気圏内の伝搬機構が明らかになるにつれて、ULF 磁波を観測することによって地球磁気圏の構造とDYNAMICSを調べる研究が、1960年代なかば頃から盛んになってきた．磁波を利用するこの方法は、種々の波動を利用して人体の診断をおこなう医学用語になぞらえて、DIAGNOSTICSと名付けられた．

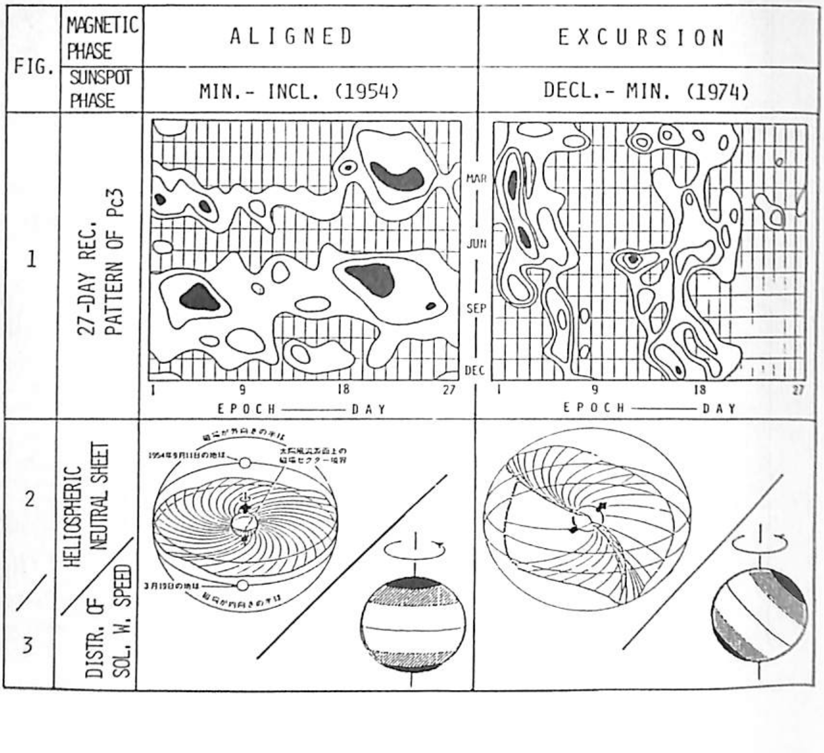
ところで、太陽風のULF 磁波に対する役割が次才に明らかになってきた今日では、ULF 磁波を観測することによって、太陽磁気圏をDIAGNOSE することが可能な時代になってきたと言える．そこで本講演では、DIAGNOSE の方法や診断例について述べる。

2. DIAGNOSTICSの方法

ULF 磁波の中で、Pc3やPi2 の波動特性、即ち振幅、周期、発生頻度等が、太陽風の風速、CONE ANGLE、磁場の強さ、およびその南北成分などに起因していることはよく知られている。そこで、この因果関係を逆にたどると、それらの太陽風 PARAMETER が、ほぼ連続的にMONITOR できる。そして求められたPARAMETER 又はその組み合わせを用いると、太陽磁気圏をDIAGNOSEすることができる．ここではDIAGNOSIS の手始めとして、観測された「Pc3の振幅」から、太陽磁気圏の構造を推定する。

3. DIAGNOSTICSの結果

女川で観測されたPc3 について、振幅の27日RECURRENCE TIME PATTERNの中から、黒点活動極小期および下降期の典型的な例を才1 図に示す．Pc3 のACTIVE な日が、それぞれ系統的な縦のふた筋および横のふた筋となって現われており、HELIOMAGNETOSPHERE の変化によって、PATTERN に際立った差違を生み出していることがわかる。このPATTERNにSCANNING METHOD (SAITO, 1968) を適用すると、太陽磁気圏の風速分布として才3図が推定できる．さきにSMF やIMF などから求めたINNER HELIOMAGNETOSPHEREの NEUTRAL SHEET (才2図）と比較してみると、両者は極めて SYNTHETIC であることがわかる。



Ⅱ−41

太陽近傍での太陽風速度分布と磁場構造

袴田和幸　・　中部大学

袴田−赤祖父（1982）は、太陽磁気圏の三次元構造を描くための太陽風モデルを提唱しているが、彼等のモデルでは、太陽近傍では磁場は単純な双極子型の構造をして居り、太陽風の速度は太陽磁気緯度と共に増加すると仮定されている。しかしながら実際の太陽磁気圏の構造を調べるには、太陽近傍での実際の太陽風速度の分布と磁場の構造を知る必要がある。我々は惑星間磁場が比較的安定した２−セクター構造を持つ1974年の1609〜1620 Carrington Rot. の間のデータを重ね合せることにより、この期間の平均的な太陽風速度の分布と磁場の構造を調べた。ここでは太陽風の速度としてUCSD によりIPS を用いて推定された値（名大空電研、柿沼先生の御好意により使用）を用い、太陽磁場として Mt. Wilson で観測された光球磁場の視線方向成分（Drs. Howard ＆ Yoshimura の御好意により使用）の値を用いた。図１は太陽面上を緯度方向に８つ，経度方向に１６に分けた領域の中での平均の太陽風速度の分布を示している。図より南緯30°，経度180° 付近から約400 km/S の遅い太陽風が吹き出していることがわかる。

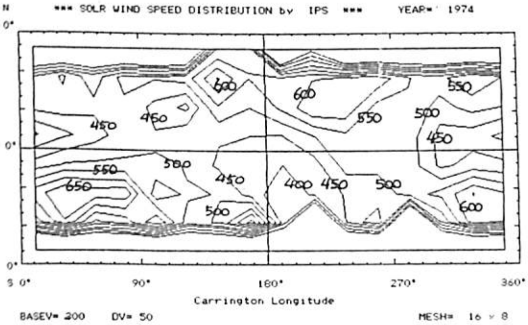


図1

図２は太陽光球磁場の視線方向成分の平均値の分布である。図１で遅い速度の太陽風が吹き出している位置に強い双極型の磁場領域が対応していることがわかる。これは

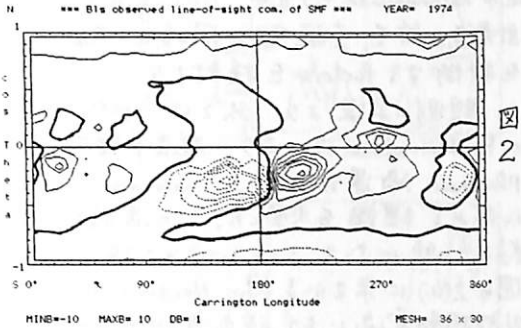


図2

今まで云われてきているように強い双極型の磁場領域では磁力線は表面付近で閉じているため太陽風が惑星間空間へと吹き出しにくくなっているためであろう。

図３はソースサーフェイス上での磁場の動径方向の成分の分布を示している。図中の太い実線は磁気的な中性線を示し、惑星間空間の太陽電流面と対応する。この時期、惑星間磁場は典型的な２−セクター構造をして居り、図３で正弦関数的に変化する磁気的中性線と良い一致を示している。

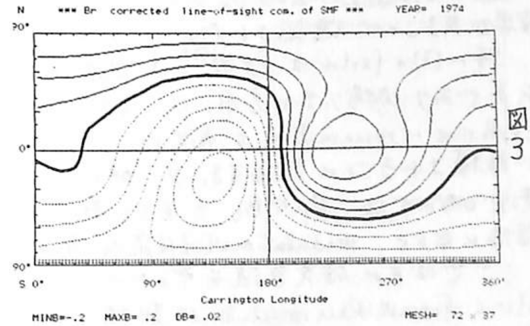


図3

非線形電磁流体波による強制的磁気再結合

坂井純一(富山大.工) T. Tajima, F. Brunel (テキサス大.物理)

磁場の再結合(Reconnection)は電流として蓄積された磁場のエネルギーの解放として宇宙プラズマ，実験室プラズマで重要である。ここでは主に．太陽フレアーのtriggerの説明として．これまでの定常Reconnectionモデルや．Tearing不安定で．説明出来ない所を克服すると同時に．Fast Reconnectionを制御するfactorsを検討する。

観測の示唆[1]より．我々は[2]非線形磁気音波のPonderomotive力により．磁気中性面近傍でPlasmaの渦運動を作り Reconnectionを強制的に早める理論を考察した。この過程をMHD粒子コードによってシミュレーションを行った[3]。図の2(a)に示される様にNeutral sheetの外で外部振動電流により磁気音波を励起する。図2(b)→(e)は．磁力線の時間的発展を示し，磁気音波の振幅が最大の所でReconnectionが生じislandが形成される。X-pointでのReconnecting magnetic flux (Ψ)の時間変化を図1に示してあり．Fig. 2に対応するのは図1(a)の実線に対応する。図1(a)の他は外部磁気音波の振幅や．電流方向の磁場(B_t)を変化させたものである。又．図1(b)は．外部の波のない場合である。これらのシミュレーションより．Fast Reconnectionを制御するfactorとして(1) 外部の波の強度 (2) 外部の波の局所的分布 (3) B_t が Neutral Sheetの電流による磁場 B_p より小さい などが重要であることが確認された。

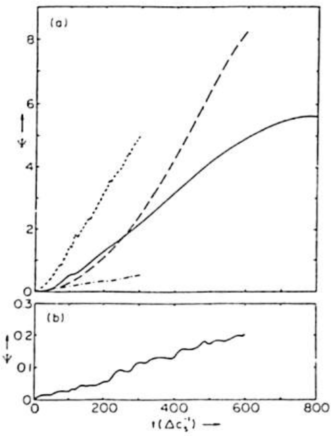


Fig. 1

Reconnecting magnetic flux (Ψ) as a function of time. (a) Dash-dotted curve: $B_t/B_\infty = 3$, $S = 2020$. Solid curve: $B_t/B_\infty = 1.25$, $S = 700$. Dashed curve: $B_t/B_\infty = 0.625$, $S = 300$. Dotted curve: $B_t/B_\infty = 1.25$, wave intensity 10 times larger than above three cases. $S = 700$. (b) No wave: $B_t/B_\infty = 1.25$, $S = 700$.

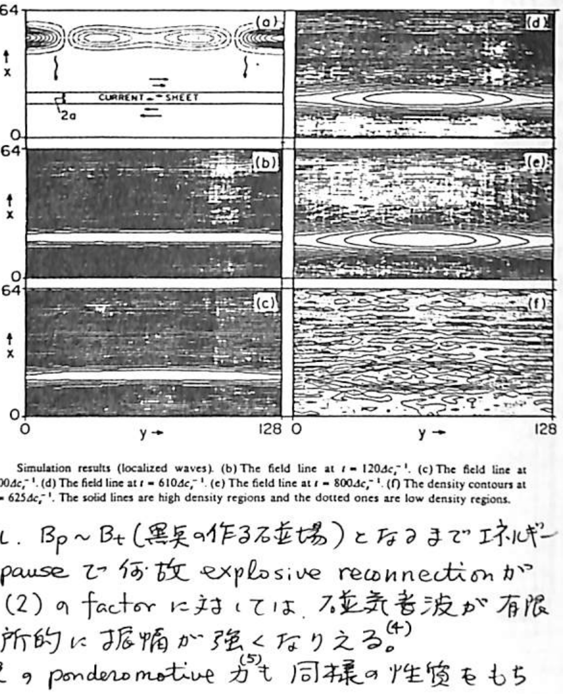


Fig. 2

Simulation results (localized waves). (b) The field line at $t = 120\Delta c_i^{-1}$. (c) The field line at $t = 200\Delta c_i^{-1}$. (d) The field line at $t = 610\Delta c_i^{-1}$. (e) The field line at $t = 800\Delta c_i^{-1}$. (f) The density contours at $t = 625\Delta c_i^{-1}$. The solid lines are high density regions and the dotted ones are low density regions.

特に(3)のfactorは理論[2]では．見逃された点であり．太陽フレアーへの応用には．何故Explosiveにreconnectionが発生するかの疑問に対し．$B_p \sim B_t$(黒点の作る磁場)となるまでエネルギーが蓄積されることに対応する。又．地球のmagnetopauseで何故explosive reconnectionが発生しないかは．$B_p < B_t$ であると考えられる。(2)のfactorに対しては．磁気音波が有限振幅になると．Modulational不安定を発生し．局所的に振幅が強くなりえる[4]。

ここでは主に磁気音波を考えたが Alfvén波の ponderomotive力[5]も同様の性質をもち同じくforced Reconnectionが期待される。

(文献)

(1) Vorpahl, J.A. (1976) Ap. J. 205, 868 : (2) Sakai, J. & Washimi, H. (1982) Ap. J. 258, 823.
Sakai, J. (1983) J. Plasma Phys. 30, 109.
(3) Sakai, J., Tajima, T., & Brunel, F. (1984) Solar Phys. (in press):
(4) Sakai, J. (1983) Solar phys. 84, 109. (5) Washimi, H. (1981) RIA-Report No. 13.

Ⅱ−43

太陽フレアーにおける電流ループの融合と粒子加速

T. Tajima, F. Brunel（テキサス大．物理） 坂井純一（富山大．工） H. Nakajima,
B. Dennis（NASA） 小杉健郎，甲斐敬造（東大野辺山）

"SMM"や"ひのとり"衛星による太陽フレアーの観測によりフレアーのimpulsive phaseで高エネルギー陽子、イオン及び電子が、ほとんど同時に加速されている事が明らかになった。これらの観測[1]（Fig. 1 (a) (b)は、それぞれ電波、Hard Xrayの時間変化で1980年June 7フレアー）は、これまで考えられていたTwo-step粒子加速に対し、新しい電子-陽子の同時加速の再考をせまっている。特に典型的な例としてFig. 1のJune 7フレアーは、粒子が準周期的（〜8秒周期）に加速されている。我々は[2]この準周期的粒子加速は、太陽コロナ中での2つの電流ループの融合（coalescence）で説明出来ることを提案した。特に、野辺山での17GHzの電波にみられるdouble peak構造（Fig. 1(a)の第2、第4のpeakに著しい）は、coalescence中のplasmaのadiabatic compression及びde-compressionで良く説明出来る。Fig. 2は、シミュレーションの結果でdouble-peakがみられる。[2][4]

1980年June 7フレアーでは、観測的に電流ループのcoalescenceの証拠は、積極的にえられなかったが、Fig. 3に示される1982年Nov. 26フレアーは、limbで起こり、電波源がフレアー発生以前に2つあり、下の源が上昇し、上の源とぶつかった時から、フレアーが発生した。この時のループの上昇の速度は30 km/sとAlfven速度にくらべて遅いので、2つの電流ループの作る磁場のReconnectionがそれ程早く進行しないで、磁場の圧力で反射され、3回程振動して1つにcoalescenceしたと考えられる。Fig. 4は シミュレーションの結果で、Fig. 3とよく合うのがわかる。[3] 前者のJune 7の時には、周期は、電流ループの直径をAlfven波が通過するに要する時間（τ_A）で、Fig. 4の場合は、ややのびて $4\tau_A$ となる。この値は、観測と矛盾がない。

以上は典型的なループcoalescenceの例で、実際には、もっと多様なcoalescence過程が可能であり それに伴い、多様なフレアーが観測されるであろう。高エネルギー粒子の加速機構については、別の講演[4]にゆずる。

Fig. 1

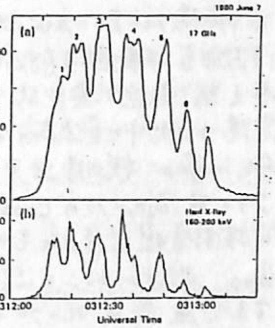


Fig. 2

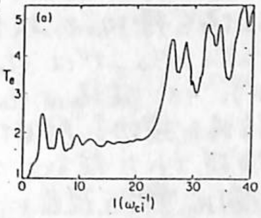


Fig. 3

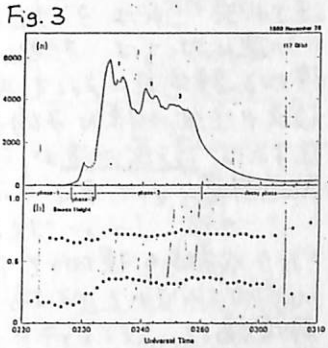
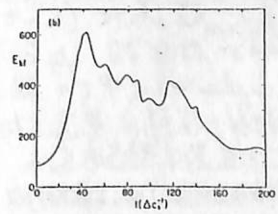


Fig. 4



（文献）

(1) Nakajima, H., Kosugi, T., Kai, K., and Enome, S. (1983) Nature, 305, 292.

(2) Tajima, T., Brunel, F., and Sakai, J. (1982) Ap. J. 258, L45.
Tajima, T., Brunel, F., Sakai, J., Vlahos, L., and Kundu, M.R. (1984) Proc. IAU Symp. No. 107 (Reidel Pub. Co.) (in press)

(3) H. Nakajima, B. Dennis, T. Tajima, F. Brunel, J. Sakai, T. Kosugi, and K. Kai, (1984) Ap. J. (submitted)

(4) J. Sakai, and T. Tajima (1984): 磁気中性面近傍での爆発的静電場とそれに伴う爆発的粒子加速.

II－44

磁気中性面近傍での爆発的静電場とそれに伴う爆発的粒子加速

坂井純一（富山大.工）　T. Tajima（テキサス大. 物理）

太陽フレアー及び地球磁気圏尾での substorm における爆発的(Explosive)粒子加速のモデルを考える。最近、典型的フレアー（1980年June 7）は、太陽コロナ中で２本の電流ループの coalescence で多くの事が説明出来ることが示された(1)。Fig. 1は２つの電流ループの coalescence 中におけるイオンの温度の時間変化を示したものである。電子ー陽子の collisionless シミュレーションの結果で、２つのループが coalescence する丁度前にループの端で強い磁場を横切る静電場が発生する。（Fig. 2）この電場は、磁場を横切って成長する。その時間変化はシミュレーションでは $(t_0-t)^{-2}$ の様に explosive である。一方、磁場は $(t_0-t)^{-1}$ である。もし、この様な磁場を横切る静電場があれば、この電場に捕捉された粒子は、電場と磁場に互いに垂直方向に、電荷の符号によって、互いに逆方向に加速される。これは、ダイナモ加速であり、プラズマ中の加速に対しては、杉原&水野(2)により、磁場を横切る静電波に対して考察された（$\vec{V}_p\times\vec{B}_0$ 加速）。磁気中性面の様な不均一場でも静電波が存在すれば $\vec{V}_p\times\vec{B}_0$ 加速が可能である事は、粒子の軌道計算によって示された(3)。

ここでは、Ion がほとんで un-magnetized されており、磁場を横切って流れ、一方電子は、magnetized されている場合に、Explosive な静電場はシミュレーションと同じく $(t_0-t)^{-2}$ を示し、磁場は $(t_0-t)^{-4/3}$ となる Explosive な解が存在することを示す(4)。又、これらの電磁場(Explosive)の中での粒子軌道を解析し、電場、磁場に垂直方向に Explosive に加速されることを示す(4)。これらは、シミュレーションの結果（Fig. 3. の高エネルギー層の平坦な部分の粒子加速）の理論的根拠を与えると同時に、地球磁気圏尾で主に plasma sheet の boundery での ~Mev proton 加速のモデルとなりえると考えられる。今後、Ion の磁場を横切る flow、磁場を横切る静電場、高エネルギー粒子の３つの相関を観測的に check されることが望まれる。

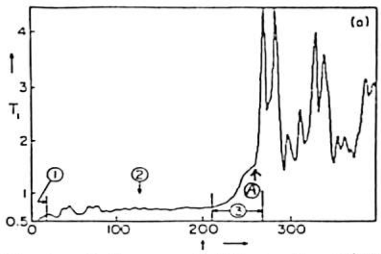
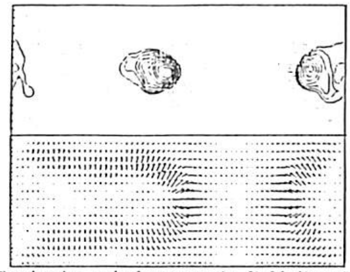


Fig. 1　Coalescence 不安定での T_i の時間変化



The density and electrostatic field distribution just before the coalescence.

Fig. 2　Coalescence の始まる前（上図でⒶ）での静電場(下)と密度分布.

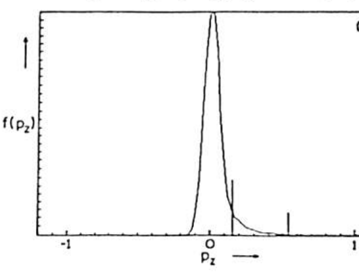


Fig. 3.　イオンの分布関数（Coalescence 後）（電流ループの方向が z 軸）

（文献）
(1) Tajima, T. etc (1982) Ap. J. 258, L45;　Tajima, T. etc (1984) Proc. IAU Symp. No 107.
(2) Sugihara, R, and Midzno, Y. (1979) J. phys. Soc. Japan 47, 1290.
(3) Sakai, J., and Sugihara, R. (1984) Proc. IAU Symp. No. 107 (Raidel Pub. Co.)
(4) Sakai, J., and Tajima, T., (1984) (in preparation)

非定常電流層のモデル

坂井純一（富山大.工）　鷲見治一（名大.空電研）

宇宙プラズマにおける電流層は、そこでの磁場の再結合を介してのエネルギーの解放、粒子加速などに関連して、重要なプラズマ配位である。これまでは、静的な平衡モデル、定常な流れのモデルは多く検討されてきた。ここでは、平衡な状態が外部の影響などで破られた場合の非定常な流れを含む電流層のモデルを考察する。具体的な応用としては、太陽のプロミネンスのモデルを考える。最近の観測[1]によれば、図1に示された様に多くのプロミネンス（約73%）の内部で、水平方向（x軸）にまわりから中心に入ってくるflow（~5km/s）があり、垂直方向（y軸）にゆっくりとした上昇流（~0.5km/s）がある。一方、磁場の観測[2]から図2に示された配位－Kuperus & Raadu[3]モデル（KRモデル）が約2/3、その他は、図3に示された配位－Kippenhahn & Schlüter[4]モデル（KSモデル）が約1/3である。KRモデルはReconnectionを伴う非定常モデルであるが、K.Sモデルはx方向には磁場とプラズマの圧力平衡、y方向には、磁場と重力の静的平衡モデルである。ここでは、K.Sモデルの非定常モデルとして、図1に示される様な流れを含む解が存在することを示す。

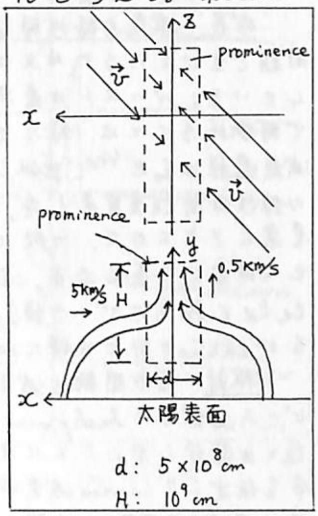


Fig. 1

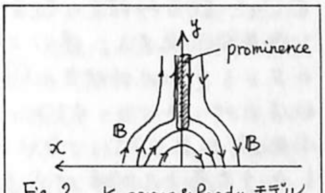


Fig. 2. Kuperus & Raadu モデル

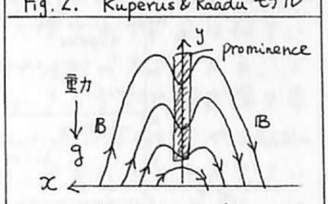


Fig. 3. Kippenhah & Schlüter モデル

基礎方程式は以下のMHD方程式から出発する。

$$
\left\{
\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) = 0\\
&\rho\left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{B}{4\pi}\frac{\partial B}{\partial x}\\
&\rho\frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{B_n}{4\pi}\frac{\partial B}{\partial x} - \rho g\\
&\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v_x B) = 0\\
&\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v_x B_z) = 0\\
&\frac{\partial P}{\partial t} + v_x\frac{\partial P}{\partial x} + \gamma P\frac{\partial v_x}{\partial x} = 0
\end{aligned}
\right.
$$

ここで　$\rho = \rho(t) = \rho_0/a(t)$，$v_x = \frac{\dot{a}}{a}x$，$v_y = v_y(t)$，$B = \frac{B_0}{a^2}\frac{x}{\lambda}$

$B_n = \mathrm{const}$．$B_z = B_{z0}/a(t)$．$P = P_0(t) - P_1(t)\,x^2/\lambda^2$ を仮定する。

$a(t)$を決定する式として　上式より　次式をえる。

$$\ddot{a} = \frac{C_s^2}{\lambda^2 a^\gamma} - \frac{V_A^2}{\lambda^2 a^2}$$

$\gamma = 2$のときは　$a(t) = (9/2)^{1/3}(V_A^2/\lambda^2 - C_s^2/\lambda^2)^{1/3}(t_0 - t)^{2/3}$ となり，上昇流：$v_y(t) = 3\left(\frac{2}{9}\right)^{1/3}\frac{V_A^2}{\lambda}\frac{B_n}{B_0}\frac{(t_0 - t)^{1/3}}{(V_A^2/\lambda^2 - C_s^2/\lambda^2)^{1/3}} - g(t_0 - t)$ を得る。ここで $V_A > C_s$ の時は、prominenceの寿命t_0として　$t_0 \simeq 0.84\times(V_A/C_s)^3(\lambda/V_A)$ をえる。

プロミネンスの形成、崩壊，及び、外部摂動に対しての応答[5]（Flare-induced Eruptive prominence）などのSimulationを計画中である。

（文献）(1) J.M. Malherbe et al. (1983) Astro. Astrophys. 119, 197. (2) J.M. Malherbe et.al (1983) Astron. Astrophys. 123, 80. (3) M. Kuperus, M.A. Raadu (1973) Solar phys. 28, 77. (4) R. Kippenhahn, R. Schlüter, (1957) Z. Astrophys. 43, 36. (5) J. Sakai, K.I. Nishikawa, (1983) Solar Phys. 88, 241.

TypeⅢバーストの成長と減衰

三宅　亘・大家　寛
（東北大・理）

序　「じきけん」衛星の自然プラズマ波動観測により、数多くのTypeⅢバーストのデータが得られ、その周波数ドリフト率からの電子ビーム速度の推定[1]や受信強度のスピン変調を利用したビーム移動方向の決定[2]などの解析が行なわれてきた。今回はバーストを生成する波動粒子相互作用を解明していく上での手はじめとして、バーストの成長・減衰の特性時間，及びピーク強度との関連などに注目して調べてみた。

成長・減衰の特性時間　図１にバースト強度の時間変化の一例を示す。図中ほぼ48秒周期で生じているのはスピン変調で，ノイズレベルを差し引いた真のバースト強度を▲で示している。バーストは素早く立ち上がり，強度のピークを経て減衰してゆく。この強度変化で特徴的なことは、特にその減衰が指数関数的であることである[3]。この強度変化について減衰過程はI_0e^{-t/t_d}で近似し、減衰の特性時間t_dを定義し、成長過程も同様に$I_0'e^{t/t_e}$で成長の特性時間t_eを定義した。図２には18例の現象について、このt_eとt_dを周波数との対応を考慮してまとめた。一般に$t_d>t_e$で，平均値として$t_d/t_e=3.5$程度であり，周波数が下がるとともに両者とも長くなる。１つの周波数でのt_eとt_dの相関は低い。図３には個々のバーストのt_e, t_dと強度のピーク値I_p(対ノイズレベル比)との関連を示した。t_eとI_pは逆相関の傾向があるがt_dとI_pの間には特に相関はない。

検討　指数関数的減衰特性を、太陽風プラズマ中をビーム通過の間はまず強度が増加し、ビーム通過後のbackgroundプラズマ中でのLandau減衰と考えると、I_pはt_eとのみ関連を持ちt_dとは関係しないことになる。一方，ビームの共鳴速度$v_r(=\frac{\omega}{k})$に対して熱速度v_{th}のMaxwell分布を仮定してLandau減衰率を求めると$\omega_i \simeq -0.39\omega_p(\frac{v_r}{v_{th}})^3 \exp(-(\frac{v_r}{v_{th}})^2)$で与えられ，$v_{th}=2\times10^6$ cm/s TypeⅢビーム速度として$v_r=3\times10^7$ cm/s を[1]を用いた時$\omega_i \simeq 10^{-90}$となる。つまり，Landau減衰は存在しない。そこで，数百秒程度のt_dを得るには，減衰に入った時まだ共鳴するビーム成分が多量に存在する必要を示唆する。速いビーム成分ほど先に到着し，遅い成分は後になる速度分散[4]による$\frac{df(v)}{dv}$の正から負への時間変化[5]が重要となってくる。この場合t_d一定が永く持続しているが、この間は数値モデルからは、ゆるやかなプラトを持つ粒子分布が続くことに対応している。この領域では異なる波数から成るプラズマ波の波数空間での積分強度$\int \mathcal{E}_p(k)C(k)dk$（C:電磁波への変換効率）の時間的変化を考慮する必要がある。

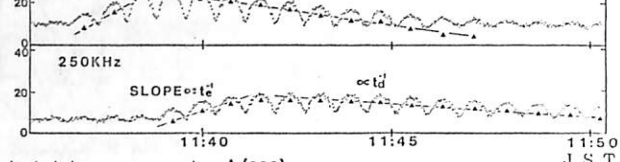


図１.

(1) 宮岡他, 55年度宇宙観測シンポジウムプロシーディング P.403。(2) 三宅他, 58年度宇宙観測シンポジウムプロシーディング P.226。(3) Evans et al. (1973) Solar Phys., 31, 501. (4) Lin et al., (1973) Ap. Letts., 14, 191. (5) Lin et al., (1981) Ap. J., 251, 364.

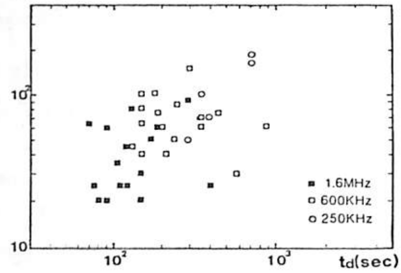


図２

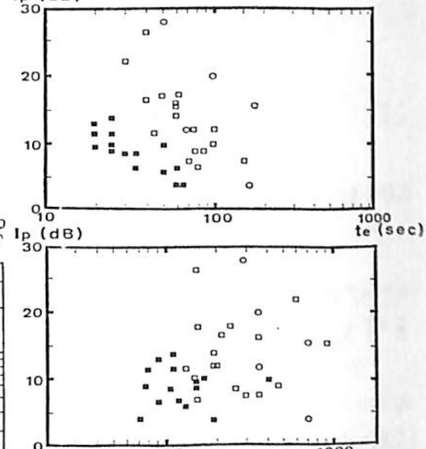


図３　t_eとI_p(上)，t_dとI_p(下)の関連。記号は図２と同じ。

II－47

太陽粒子のコロナ伝播 ―ひまわりSEM―

和田雅美，河野 毅，須田友重
理研　　理研　　気象研

ひまわり，静止気象衛星GMS，に搭載されたSEMにより，陽子，α粒子，電子を測定している。太陽フレアで発生した粒子について調べた。その内，立上りの早い現象をえらぶ。これらは惑星間空間を磁力線に沿い，無散乱で地球に達したと考える。フレア時の発生が瞬時であるとすれば，時間経過はコロナ域伝播を示す。以上の仮定にたって解析した。

コロナ伝播はReid/Axfordによる，拡散と損失を入れた式がある。すなわち

$$I(t)=\frac{N}{4\pi Dt}\exp\left[-\frac{\rho^2}{4Dt}-Ct\right]$$

D：拡散係数，C：損失率，ρ：フレアからの距離。この時間経過をあてはめると，立上りから極大を少し過ぎた時間まで合わせることができる。Table 2のCおよび，B（$=\rho^2/4D$）を与えることができた。しかしB，Cとも距離ρとの関係が必ずしもはっ⇨

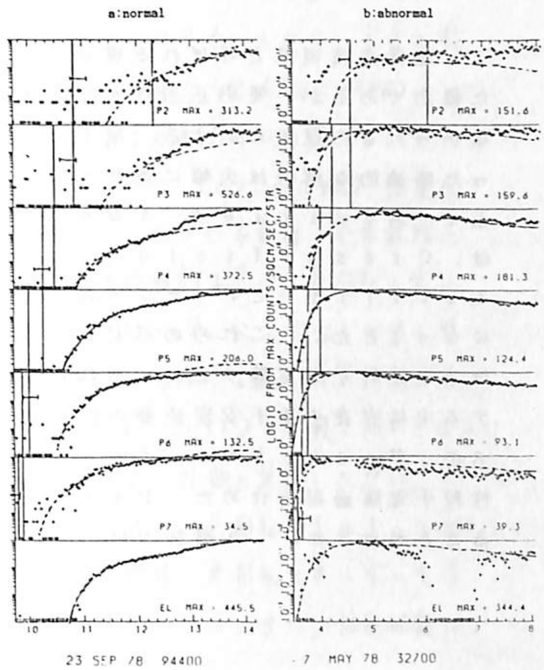


Table 1. Particle components of SEM-1(left) and -2(right)

Comp	Energy (MeV)	Rigidity (MV)	Velocity (β)	Tr.time (min)	Energy (MeV)	Rigidity (MV)	Velocity (β)	Tr.time (min)
P1	1.4-4	50-90	0.055-0.092	164-94	0.8-4	40-90	0.041-0.092	220-94
P2	4-8	90-120	0.092-0.13	94-65	4-8	90-120	0.092-0.13	94-65
P3	8-16	120-170	0.13-0.18	65-44	8-16	120-170	0.13-0.18	65-44
P4	16-34	170-260	0.18-0.26	44-28	16-30	170-240	0.18-0.25	44-30
P5	34-80	260-400	0.26-0.39	28-16	30-68	240-360	0.25-0.36	30-18
P6	80-200	400-640	0.39-0.57	16-8	68-100	360-440	0.36-0.43	18-14
P7	200-500	640-1090	0.57-0.76	8-4				
A1	9-70	130-360	0.069-0.19	128-41	8-66	120-350	0.065-0.19	136-43
A2	30-70	240-360	0.13-0.19	67-41	32-66	240-350	0.13-0.19	64-43
A3	65-170	350-570	0.18-0.29	43-24	64-120	350-480	0.18-0.25	43-30
A4	130-250	500-690	0.29-0.35	28-19	120-240	480-680	0.25-0.34	30-19
A5	320-370	790-850	0.39-0.41	16-15	270-370	720-850	0.36-0.41	18-15
EL	>2	2.5-	1.0	1	>2	2.5-	1.0	1

Table 2. Solar particle events observed aboard HIMAWARI

Date	G-A	Hαonset	Lat.	Long.	Imp.	SIDonset	Imp.	Vw	IMF	ρ	B	C
Sep.19 77	G	0955	N 08	W 57	3B	1028	3	330	69	12	1.6	3
Sep.24 77	G	0539?							55		1.0	0.1
Apr.11 78		1334+8	N 22	W 56	3	1401	3	505	45	30	2.5	10
May 7 78	G A	0327	N 23	W 72	1N	0323	3-	(420)	54	32	0.1	3
Sep.23 78	G	0944+3	N 35	W 50	3B	0945	2+	340	66	32	1.6	1
Feb.17 79	A	1905	N 16	W 28	SB	1905	1-	310	73	50	1.0	10
Aug.21 79	G A	0550*	N 17	W 40	2B	0607	1-	600	38	10	0.4	10
Apr.10 81	G	1632	N 08	W 36	2B	1642	3	380	59	27	1.0	3
Apr.24 81		1346	N 20	W 50	2B	1348	2+	780	29	32	1.3	1
May 10 81		0715	N 06	W 73	1B	0717	1	340	66	11	1.6	10
Jul.20 81	A	1310	S 26	W 75	1B	1310	1	410	55	37	0.6	3
Jan.31 82		0020 E	S 13	E 08	2N	2329)	3	(380)	59	66	1.6	0.3
Mar. 7 82		0308 E	N 17	W 53	2B	0303	2	370	61	25		
Jul.22 82		1648	N 16	W 89	1F	1645	2+		55	35	4.0	3
Nov.22 82		1741	S 11	W 36	1N	1742	2		55	23	1.6	3
Nov.26 82		0230	S 11	W 86	2B	0235	2		55	33	3.0	1
Dec. 7 82	G A	2341	S 19	W 86	1B	2322	3+		55	36	0.6	0.1
Dec.17 82		1820	S 07	W 20	3B	1820	3		55	35	1.6	3

⇨きりしない。Dにしてみても同様であり，Reid/Axfordの機構をうたがわしめるものがある。

一方，上図左の例のように，エネルギーの異なる陽子の時間経過がほとんど同じ場合がある。図の線はP5の線であり，互に似ている。18例中13例がそうである。エネルギーによらない伝播機構を要する。Newkirk et al (1978)やSchatten et al (1977)の模型が考えられてよい。

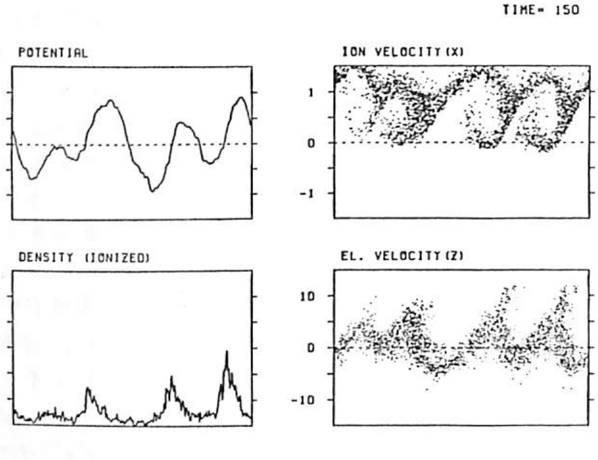
残りの例はTable 2でAとある5例であり，上図右に1例を示す。高エネルギーの立上りが急であることと，低エネルギーの到達が早いことに特長がある。空間での変化を考えねばならない。

Ⅱ−48

Critical Velocity Ionization に関する理論的考察（III）

町田忍、安部隆士、寺沢敏夫
宇宙科学研究所

臨界速度電離と呼ばれる現象は、Alfvenが太陽系形成の仮説の中で導入した概念であるが、その正当性が室内実験等によって確認されるに至っている。しかしながら、この現象に対する Microscopic な Processに立ちいった理論的な解明は大幅に遅れていた。 近年になって、ようやく本現象を理解する上で、Modified two stream instability あるいは、Cross−field ion−ion two stream inst−ability といったプラズマの不安定現象が重要であることが、知られるようになってきた。 これらの不安定性によって励起された波動によって加速された電子は，中性粒子を電離する。 それによって新たに発生するプラズマ・ビームは、システム中に存在する不安定波動の励起に有効に寄与し、不安定波動を介した電離プロセスの Positive feed−back loop を形成することが、 中性粒子電離過程を含めた Particle simulation によって確めることができた。 本講演では、その詳細について報告する予定である。

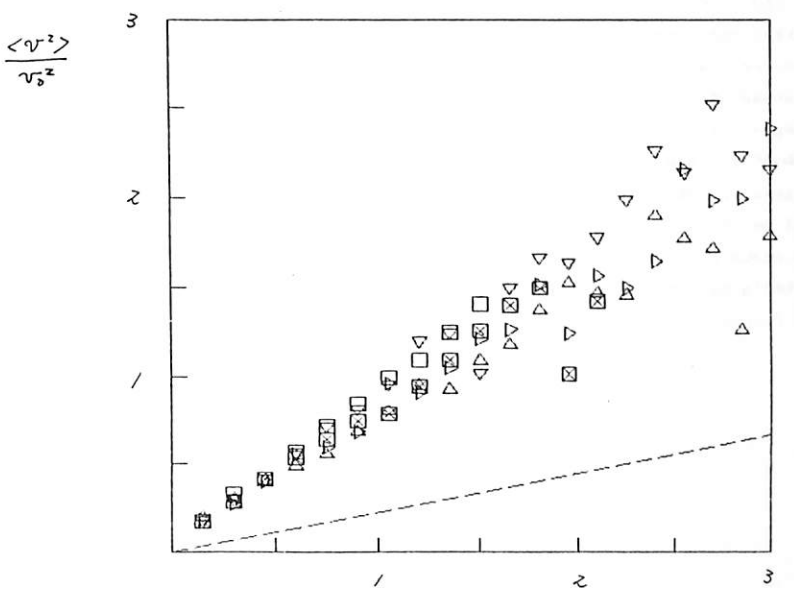


得られた結果の1例。 横軸は、すべて空間のx座標、右上から順に電場ポテンシャル、電離して生成されたプラズマの密度、イオンの位相空間（x−Vx）および電子の位相空間（x−Vz）。 電場が負の値をとる所で、イオンの減速、電子の加速がおこり、この加速電子によって中性粒子が電離され、プラズマの密度が増大しているのがわかる。

Ⅱ−49　木星磁気圏における異常拡散と粒子加熱

安部隆士，西田篤弘
宇宙科学研究所

木星磁気圏は，明らかにイオ起原と考えられる重イオンを含んでいる。これらのイオンの拡散係数は，クーロン衝突から予想されるものよりはるかに大きく，異常拡散が生じていることを示している（Siscoe and Summers, 1981, Nishida, 1982）。一方，Voyagerによる木星磁気圏の観測によれば，これらの重イオンの熱エネルギーは，木星からの距離に比例して，増加し，共回転エネルギー $(1/2)m(r\omega_0)^2$ 程度になっていることがわかっている（Vasyliunas, 1982）。これらの事実は，異常拡散によって，冷たい内側の粒子が，外側に拡散する際，粒子は加熱を受け，共回転エネルギー程度のエネルギーの熱エネルギーを得ることを示している。ここでは，イオンサイクロトロン波を異常拡散の原因とするモデルシミュレーションを通して上記のメカニズムを確認した。モデルは，前回講演（1983, 10/26, I-33）で使用されたものと同じである。図は，初期において原点におかれた粒子が，外側に拡散した後に，共回転エネルギー程度のエネルギーを得る様子を示す。点線は，共回転エネルギーを示す。シミュレーション結果は，波からエネルギーを得る結果，共回転エネルギーを得る結果，共回転エネルギーより多少大きなエネルギーを得ている。また，拡散係数についても，妥当な値を得ている。



Ⅱ−50

An Array for Broadband Observations of Jupiter's Decametric Radiation

KOITIRO MAEDA
(Hyogo College of Medicine)

Planetary radio astronomy experiments made by Voyager 1 and 2 discovered many arc structures, like open or closing parentheses, on the dynamic spectral plots of the Jupiter data. It is important to investigate the origin of such arc structures to understand the emission mechanism and the beaming of Jupiter's decametric radiation. Jupiter's decametric radiation when received on Earth is strongly affected by interplanetary scintillation (IPS). The French group suggested a possibility that we could test the previous theories by studying broadband IPS phenomenon of Jupiter. The broadband observations have become more valuable than before.

We are planning to construct a decametric array for broadband observations of Jupiter. Using this array, we intend to obtain the dynamic spectrum of Jupiter's radiation in a frequency range between 20 MHz (observational limit to avoid natural and man-made interference) and 40 MHz (high frequency cutoff of the source). A conical log spiral antenna, which is a kind of frequency independent antenna, is used for each element of the array. The array is rectangular and consists of 8 elements, 2 EW by 4 NS. The array has a constant gain of about 15 dB, which is greater than those of currently used monitoring antennas (fixed frequency), such as 3 - 5 element Yagis. The NS and EW beamwidths of the array are about 20° and 50°, respectively. The beam of the array is steered by using delay lines, and we will be able to observe Jupiter for about 5 hours around transit. The capability of the array for Jupiter's decametric radiation is shown on a plane of frequency vs. flux density (Fig. 1).

The signal from the array is amplified by a broadband amplifier, and fed into a commercial spectrum analyzer which is a swept-frequency spectrograph with adjustable frequency ranges, bandwidths, and sweep rates. The output of the spectrum analyzer is recorded on a facsimile recorder for a monitoring survey of Jupiter's activity and also on a magnetic tape recorder for a detailed analysis using a computer.

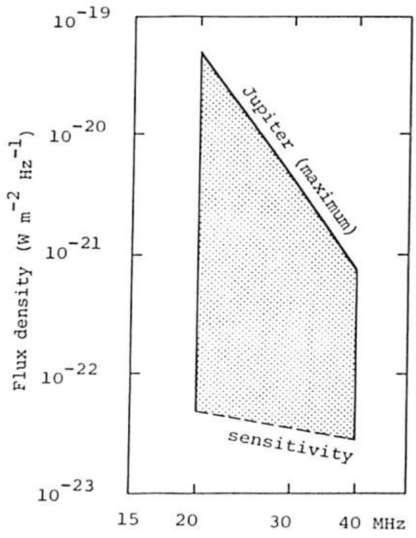


Fig. 1

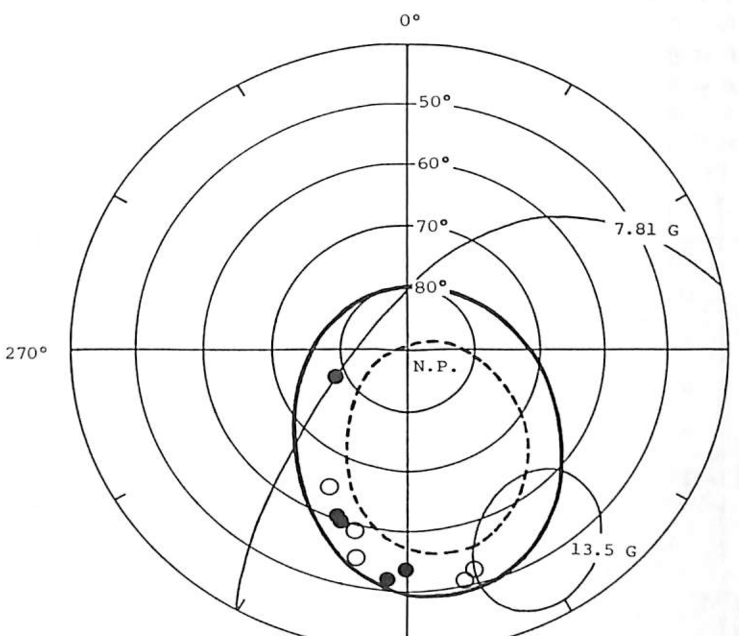
Source Location of Jupiter's Decametric Emission

KOITIRO MAEDA
(Hyogo College of Medicine)

Simultaneous observations were made in early 1979 at 22 MHz from Voyager 1 and 2, and from an Earth based observatory (Mizuho-cho). The Voyager 1 and Mizuho-cho records were compared and several storms were found which exhibited a high degree of correlation. All of these correlated storms were of type non-Io-A. Some of the Voyager 1-Mizuho-cho correlated storms were identified on the Voyager 2 records. Recently, we analyzed the correlated storm observations and concluded that the source A radiation is generally emitted in corotating "searchlight beams" of distinctive cross sectional shape (Maeda and Carr, NATURE, 1984). This shape, a curved sheet that is concave on its higher longitude side, is in qualitative agreement with the conical sheet beams that were assumed in some models accounting for the decametric spectral arcs when such models are applied to the source non-Io-A.

An interesting application of our beam model is to determine the source locations. We assume that the leading and trailing boundaries (storm start and stop) of the curved emission beam are cones, that axes of the cones are aligned with the direction of the magnetic field at the source, and that the emission frequency is close to the electron cyclotron frequency. The GSFC O_4 magnetic field model is used. The half-cone angle of the emission cone, Ψ , is taken as a parameter and the source locations are calculated from the data of the 5 correlated storm observations. An example of calculation is shown in Fig. 1 (Ψ = 50°). In this figure, the Jovigraphic longitude and latitude of the foot point of the activated magnetic line of force (see Fig. 2) are indicated.

We suggest that, in the case of the source non-Io-A, the foot points of the activated magnetic lines of force probably lie in or near the northern Jovian auroral zone in a longitude range of the "active sector" proposed by Dessler and Hill.



○ Storm start
● Storm stop
—— Io footprint
- - - - Tail field auroral zone (Connerney et al.)

Figure 1

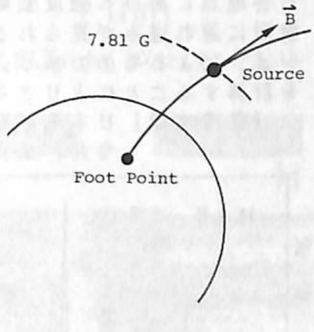


Figure 2

実時間３地点強度変動観測システムによる木星デカメートル波観測

今井　一雅、　里見　尚志
高知工業高等専門学校　電気工学科

１．はじめに

昨年度春の学会で報告したように、木星からのデカメートル波帯の自然電波放射の３地点における強度変動を実時間で観測できるシステムを開発した。この観測システムは、図１のように足摺、新居浜の無人観測点と全データを収集する南国の３地点で構成されている。アンテナは、各点とも４素子八木アンテナを使用しており、観測周波数は21.87MHz、帯域幅は12KHz で、二乗検波された強度変動のDCから40Hzの成分について収集することができる。40Hzまでの帯域があれば、木星デカメートル波の特徴的なＬバーストとＳバーストの両者をカバーすることができる。この観測システムは、1983年当初から定常観測を開始し現在２回目の観測シーズンを迎えている。この間観測システムの改良をいくつか行なっており、また得られた観測データについても解析を行なっているので、これらの結果について報告する。

２．観測システムの改良

この観測システムは、無人で自動的に３地点の強度変動データを収集することを基本としており、ミニコンにより制御される。しかしながら、もっと簡便にする為にマイコン(Z80A)により制御し３地点のデータは多チャンネルデータレコーダに記録し、木星電波であることが確認されたものだけ残し後日ミニコンで波形解析することにした。また、無人観測点に設置してあるデータ収集用通信制御装置のマイコン(Z80A)から発生する雑音が電話線を通して受信アンテナに若干飛び込んでいることが判明したので、CMOSタイプのZ80Aに変更しMODEM とのアイソレーションをフォトカップラーで行なった。

３．強度変動データの解析

現在までに５例の観測データが収集されており、その中でIo-BとIo-Aの代表例について図２、図３に示す。図２よりIo-Bの場合スパイク状のＳバーストであることがわかり、しかも強度のピークの時間的な位置関係は全く同一であることから放射源自身の強度変動であることがわかる。それに対して図３からは電離層シンチレーションの影響から各地点における強度変動のばらつきがあり、しかも変動波形に遅れ進みが見られる。これは惑星間空間シンチレーションによるものであり、３地点のデータの相互相関関数を計算することによりさらに細かい解析が可能となる。

図１　観測点の位置

【参考文献】日本地球電気磁気学会第73回講演予稿集
今井、里見　P3,P4,1983

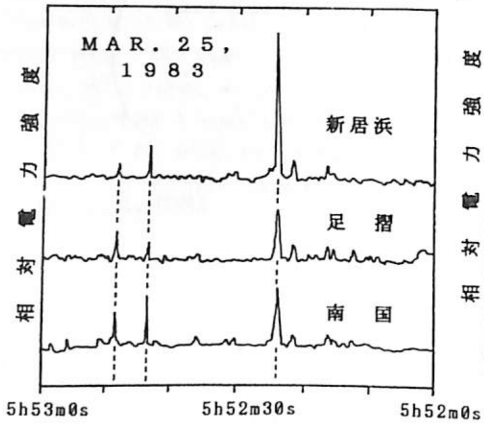


図２　Ｉｏ−Ｂソースの観測例

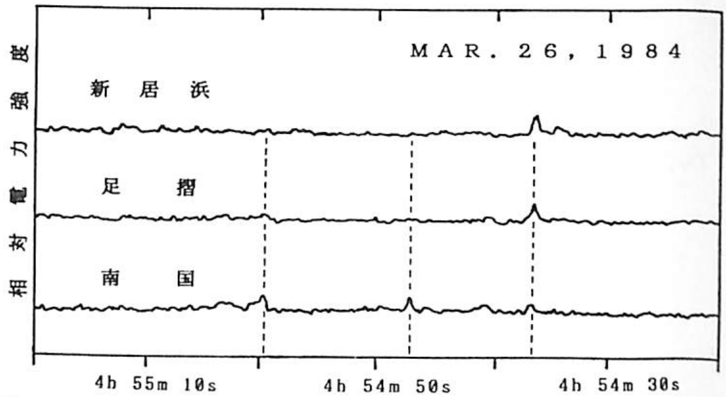


図３　Ｉｏ−Ａソースの観測例

太陽および木星電波観測

― カラーダイナミックスペクトル解析システム―

青山 隆司　大家 寛
（宮城職訓短大）（東北大・理）

1. 序

1982年6月以来、太陽および木星電波（20MHz～40MHz）のダイナミックスペクトル観測を続けて来た。今回新たに、カラーインクジェットプリンターを用いたダイナミックスペクトル解析システムを開発したので、ここに紹介する。

2. ダイナミックスペクトル ディジタル解析システム

観測システムのブロック図を第1図に示す。上半分が既設のアナログ処理系で一度データレコーダーに蓄えられたスペアナ出力を連続写真撮影することによって、ダイナミックスペクトルを得ていた。点線でかこまれた部分が新たに開発されたディジタル処理系で、下記の特徴を持っている。

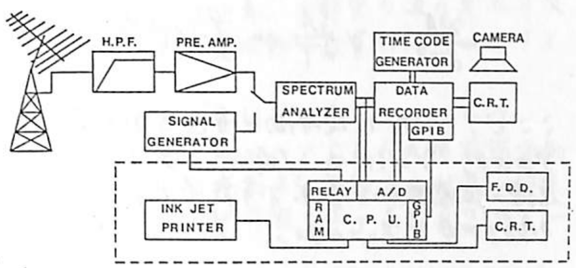
(i) リアルタイムでダイナミックスペクトル（8色 or 16色）が作成可能（スペアナ出力を取り込む）。

(ii) データレコーダーからの再生データに任意の圧縮（間引き）または平均化等の処理を施したダイナミックスペクトル出力が可能（フロッピーディスクへのデータ保存も可能）。

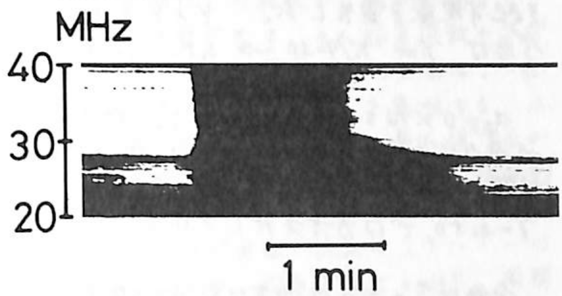
(iii) パーソナルコンピューターによる観測システムの自動化により、無人観測が可能。

3. データ例

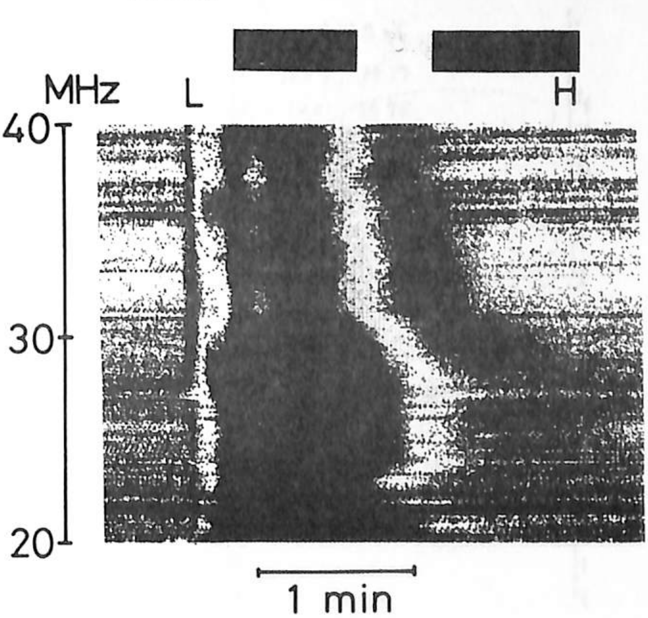
データをディジタル処理する事の最大の利点は、正確な強度情報が得られる事である。従来の写真処理によるスペクトルと、新システムによるカラースペクトルのデータ例を第2図と3図に示す。どちらも1983年10月8日の強い TypeⅢ およびⅤ（太陽電波）のスペクトルである。第2図に示すモノクロ写真のデータに較べ、第3図のカラースペクトルのデータから、バーストの内部構造を、色の変化（強度変化に対応）により明確に知ることが出来る。



第1図　システムのブロック図



第2図　白黒写真によるダイナミックスペクトル



第3図　カラーダイナミックスペクトル
16色モード. 2.8dB/color.

II−54

Lindzen-Grimshaw系の示すカオス(II)

三浦輝夫, 甲斐逸
(大阪市大理)　(大阪市大理)

青天乱流の理論的モデルであるLindzen-Grimshaw系は、次の式で表わされる6自由度の力学系である。

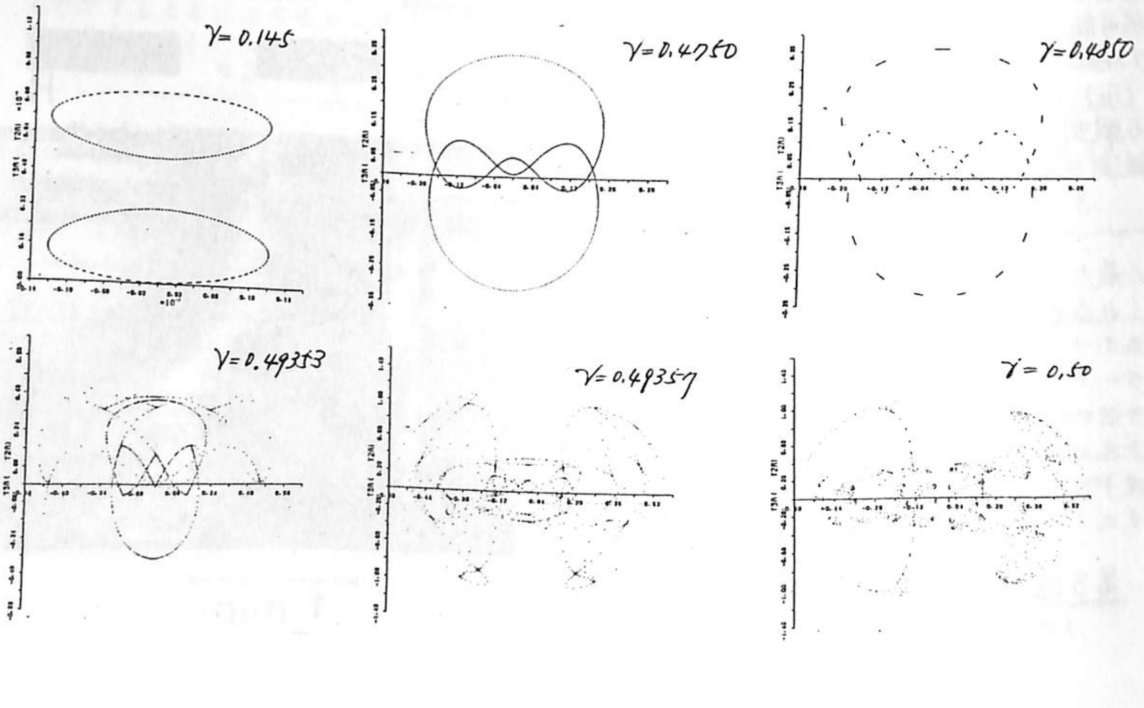
$$-\frac{\partial^3 A}{\partial T^3}+\gamma\frac{\partial A}{\partial T}=\frac{9}{2}|A|^2\frac{\partial A}{\partial T}+2A^2\frac{\partial A^*}{\partial T}, \quad \zeta=\alpha A(T)\exp[i(k_c x-\omega t)]$$

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は微小パラメターで$T\equiv\alpha t$, $\gamma=(k-k_c)/k_c\alpha^2$である。この式はシア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わす方程式である。さらに次のように変数変換する。$A=x_1+iy_1$, $\partial A/\partial T\equiv B=x_2+iy_2$, $\frac{\partial B}{\partial T}=C=x_3+iy_3$。

前回の学会では$\gamma=0.01\rightarrow0.1450$に変化したときのトーラスの基本軌道が倍分岐を起す現象を報告した。そのとき基本振動数が周期倍分岐を起していることを確認した。今回は$\gamma=0.1450\rightarrow0.50$に変化したときの系のふるまいを調べた。

$x_2=0$になるときのポアンカレ断面(y_2, y_3)を相図に示す。まず$\gamma=0.1450$で倍分岐を起しているトーラスが$\gamma=0.4750$では二重になり、$\gamma=0.4850$ではロッキング状態になる。その後$\gamma=0.49353\sim0.49357$では多数の不安定鞍点が出現し、やがて$\gamma=0.50$ではカオス化している。

今後はこのようなカオス状態が現実の青天乱流にどのように対応するかを確かめたいと思っている。



Ⅱ−55

アレシボレーダーにより観測された中間圏短周期振動の鉛直微細構造

前川 泰之[1)]　深尾 昌一郎[2)]　加藤 進[1)]
1) 京大超高層　2) 京大工

中間圏高度（高度60～90 km）において、周期5～数10分、鉛直方向の振幅が数 $m\,s^{-1}$ 程度の大気の振動が常時存在することは、過去各地のISレーダー及びMSTレーダーによる観測[1,2)]によって示されている。これらの振動は、内部重力波に起因すると考えられるが、波動の鉛直構造や鉛直伝搬特性はまだ不明な点が多い。一方近年、内部重力波の果たす役割は、大気大循環モデルにおいても注目されており[3)]、これらの波動の性質を明らかにすることが強く望まれている。

本報告では、1980年8月と1981年3月の2回、アレシボUHFレーダー（18.4°N，66.8°W）を用いて行なわれた中間圏風の長期観測データをもとに、これらの短周期振動の鉛直構造を詳しく解析する。本観測では特に600 m という高高度分解能で2分毎に風速のプロファイルが得られており、従来の中間圏観測では識別不可能であった鉛直スケール1～5 km程度の波動の性質を調べることが出来る。

図1に、1980年8月に観測された高度75～95 kmの領域の風速（天頂から斜15°西向きの視線方向成分）を、時間・高度の2次元でスペクトル解析した結果を、観測期間中の平均値で示す。縦軸は鉛直波数であり、鉛直波長（km）の逆数で示す。また鉛直波数のスペクトル密度は、各周期において平均値以上のレベルについて3dB間隔で描いてある。正（負）の波数は、時間とともに波動の位相が上（下）向きに伝搬することを意味する。点線は、各周期について、大気の粘性が存在する場合理論的に得られる波数の最大値[4)]を表わす。図より観測された内部重力波の鉛直波長は、粘性係数を $100\,m^2s^{-1}$ とした場合、理論的に予想される範囲内にちょうど収まることが明らかである。

また同図より、鉛直波長が5 km以上では、負の波数成分が卓越し波動のエネルギーは平均として下方から上方へ伝わっていることが示される。一方、鉛直波長5 km以下、周期60分程度以下の成分は、正負の鉛直波数がほぼ対称に分布することが分る。本稿では、このスケールの小さい波動についてさらに詳しく検討を加える。

参考文献
1) Fukao et al., J. Geophys. Res., 85, 1955−1957, 1979.
2) Miller et al., Geophys. Res. Lett., 5, 939−942, 1978.
3) Matsuno, J. Meteor. Soc. Japan, 60, 215−226, 1982.
4) Hines, Can. J. Phys., 38, 441−481, 1960.

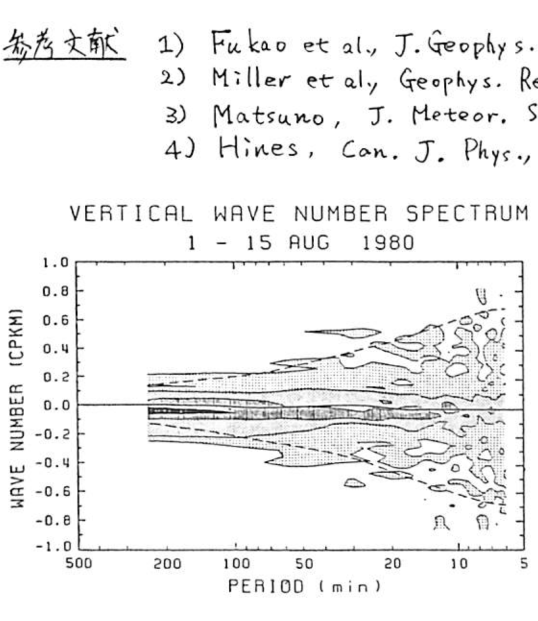


図1．1980年8月に観測された高度75−95 km領域の風速変動分の時間・高度2次元スペクトル。鉛直波数のスペクトル密度は、各周期において平均値以上のレベルについて、3 dB間隔の等高線で示す。

II－56

中層，超高層大気に於ける潮汐波，プラネタリー波の数値モデリング　（6）

麻生武彦（京大工）伊藤　栄　加藤　進（京大超高層）

The goal of the present work is to produce a computer code for the numerical modeling of tides and planetary-scale waves in the middle atmosphere ($\lesssim$ 100 km). In this code, the coupled partial differential equation system is solved which describes the linearized, steady response in the dissipative atmosphere with latitudinal temperature gradient and mean zonal wind. This is basically similar to Forbes(1982a,b)'s work on the comprehensive modeling of tides. Our intentions are, as stated in the previous reports, to produce our codes, to pursue the possibility of calculating the short vertical wavelength modes as the propagating (1,1) diurnal tide directly by this code, and to estimate the effects of the background wind and temperature distribution together with various atmospheric parameters.

Many computer experiments have been carried out to investigate the numerical convergence for various wave modes, especially on tides. The present code has four unknown variables, i.e. velocity vector and temperature perturbations in the latitude-height domain. Reasonable numerical convergence requires appropriate grid size: the order of corresponding matrices used in the analysis might become larger for some wave modes. Typically, the calculation of the diurnal propagating (1,1) mode for the hemispheric modeling requires grid size of $\Delta z = 250$ m and $\Delta\theta = 3°$ or less to obtain acceptable accuracy even when some of the techniques to improve numerical convergence are applied in the algorithm. Full spherical modeling by this grid size is not easy due to the practical computational difficulty. Longer vertical wavelength modes as (2,2), (2,3)$\cdots$ and the evanescent (1,-2) mode can be better calculated by coarser grids. The codes for both the Wilkes equation based on the classical tidal theory and the EGM (Equivalent Gravity Mode) formalism (Lindzen, 1970 et al.) are also used for comparison relating to numerical convergence and results.

Calculations are mostly carried out for the solar thermal and lunar gravitational tides using these codes. Fig. 1 shows an example of the vertical profiles of the northerly wind component of the solar diurnal tide at various latitudes under equinoctial wind conditions. The forcing is conventional (1,1) and (1,-2) modes. Further results of the present calculation will be given at the meeting.

Acknowledgements

Present work has been supported by the Grant-in-Aid for Scientific Research by the Ministry of Education, Science, and Culture of Japan in FY 1983.

References

Forbes, J. M., J. Geophys. Res., 87, 5222, 1982a; ibid, 5241, 1982b.

Lindzen, R. S., Geophys. Fluid Dyn., 1, 303, 1970.

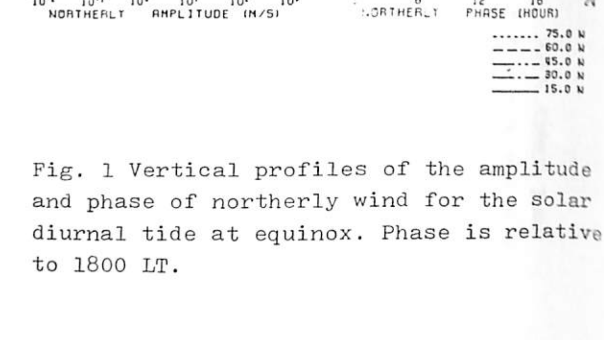


Fig. 1 Vertical profiles of the amplitude and phase of northerly wind for the solar diurnal tide at equinox. Phase is relative to 1800 LT.

Ⅱ－57

ＭＵレーダーによる対流圏短周期重力波の観測

佐藤　亨　・　津田敏隆　・　深尾昌一郎　・　加藤　進
（京大超高層）　（京大工）　（京大超高層）

前回にはＭＵレーダーを用いて最初に行われた１９８３年８月１３～１８日の台風５号通過時の連続観測について、その結果の概要を報告した。今回は同観測中に見られた対流圏上部における短周期重力波動について報告する。

図１は台風に伴うレインバンドの一つがＭＵレーダー上空を通過した際の散乱エコー強度の時間・高度変化を等高線表示したものである。図２はこれと同時刻・高度におけるアンテナビーム視線方向速度の１０分以下周期成分を示す。風速変動には、ほぼブラント・バイサラ周期に対応する約７分周期の振動が卓越していることがわかる。この振動は全般的には高度方向にほぼ同位相であるが、エコー強度に見られる強い散乱層の上昇に伴って、その中心より上で下向き、下で上向きの位相伝般の傾向が見られる。

このことは、最も乱れの強い領域で励起された自由振動が、より安定でブラント・バイサラ周期の短い周囲の領域で伝般性の内部重力波となって伝わる様子を表していると考えられる。さらにこの散乱層の上昇に対応して東西風の構造にも同様の上昇が見られ、平均流のエネルギーが乱流と波動の両方を同時に励起していることを示す。

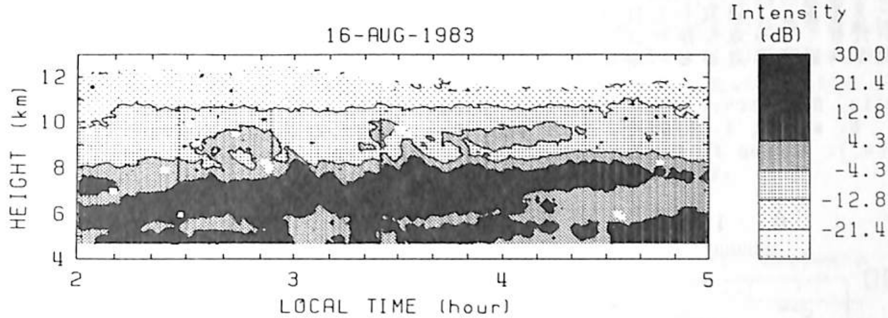


図１．　レインバンド通過時におけるエコー強度の高度・時間変化。

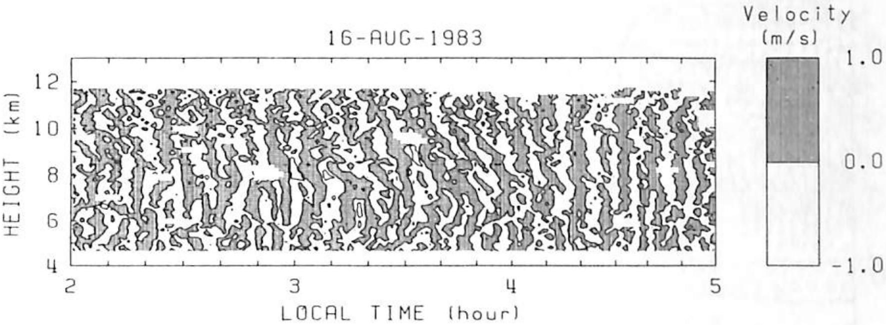


図２．　視線方向速度の１０分以下周期成分の高度・時間変化。

II−58　　海陸分布による一日周期大気潮汐波の励起　（２）

津田　敏隆，　加藤　進

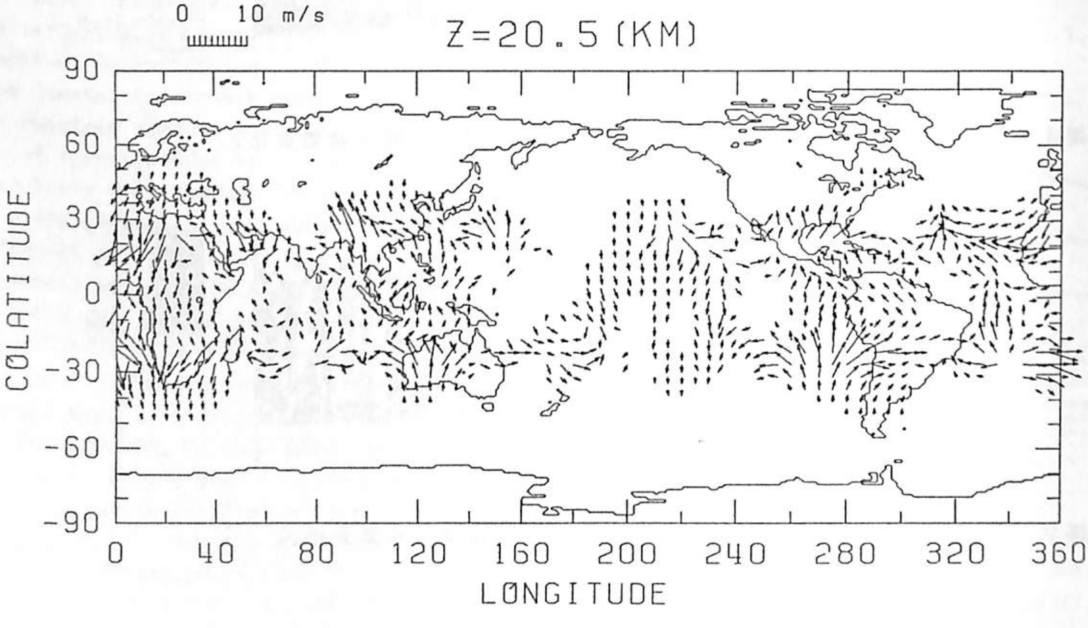
京都大学・超高層電波研究センター

前回の学会で陸地上にのみ熱源が存在する場合に励起される一日周期の大気潮汐波の地表付近の振舞を示した。その結果 Haurwitz (1965)によって得られた地表の一日周期の気圧変動のグローバル分布が良く説明できることが明らかになった。今回は成層圏，中間圏高度の様子を知ることを目的として新たに数値解析を行ったので報告する。Non-migrating tideは従来から盛んに研究されている Migrating componentと異なり，一般に緯度構造や垂直構造が複雑な高次モードの寄与が大きい (kato et al., 1982)。残念ながらこの様に多数のモードを用いなければ表現できない問題（経度方向の波数－２０～２０，各波数について４０程度のモード）については古典大気潮汐理論以外には適用できる方法が見あたらない。高次モードは散逸効果の影響を受けることが予想されるため Blake and Lindzen (1973)が導いた Newtonian cooling modelを考慮し，垂直構造方程式を修正して用いた。

太陽光の吸収体は陸地上にのみ一様に分布し，春分・秋分季を仮定して日射量が余緯度について正弦的に変化するとした。熱源の水平分布は両者の積で表されるが，さらに高度について指数関数的に減少するとし，scale heightを５，３，１ｋｍの３種類に選んで解析を行った。いずれの場合にも高度５０ｋｍ以下では緯度・経度による変化が激しく，垂直波長も数ｋｍ程度の短さであった。上記の３種類の熱源の高度分布の場合に地表での熱源の大きさを５K/dayに規格化したときに余緯度７０°の点で高度４０ｋｍではそれぞれ９，７，２m/secの南北風が得られた。高度４０ｋｍ以上では散逸効果のために振幅の増大が止り，垂直波長も長くなり明らかに高次モードが減衰していることがわかる。しかし，経度・緯度分布を考察するとmigrating tideでは見られない不一様な水平構造が依然として存在することが分る。

下図は熱源のscale heightを５ｋｍとしたとき，高度２０．５ｋｍの０ＵＴに現れる一日周期大気潮汐波の水平風分布である。これを Wallace and Tadd (1974)が rawinsonde のデータを用いて研究したほぼ同高度の０ＵＴの風系と比較すると，数値計算の方が若干振幅が大きくなる点を除けば，この高度でも陸地の影響を大きく受けていると言う点など定性的に共通する点が多い事が分った。

Haurwitz, B., Archiv. Met. Geophys. Biokl., A14, 361-379, 1965.
Blake, D. and R. S. Lidzen, Mon. Wea. Rev., 101,783-802, 1973.
Wallace,J. M. and R. F. Tadd, Mon. Wea. Rev., 102, 795-803, 1974.



京都大学流星レーダーによる長周期波動の解析

中村　卓司，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は、１９８３年５月より現在まで約１１ヶ月にわたる東西方向の長期間連続観測を行っている。今回はこのデータをもとに１日以上の周期の波動について解析した結果を報告する。

解析は、時間については２時間、高度については４ｋｍの格子を設け、各格子に入った流星エコーから２時間平均風速を得て、このデータをもとに各種統計処理を行った。平均風については、まず大気潮汐波成分を減じてから各高度毎に１週間の平均をとり、これに２５日の低域ろ波フィルターを施して、短周期成分を除去している。スペクトル解析は、全高度についての２時間平均風速の自己相関係数を計算し、これを高速フーリエ変換している。さらにスペクトル解析で卓越した周期については、その周期の正弦波近似によって振幅、位相の時間、高度変化を調べた。

解析の結果、平均東西風（図１）は、夏季には、９０～９５ｋｍを中心に２０ｍ／ｓ程度の東向き風となっており、これが８～９月にかけて弱まり、以後はほぼ０ｍ／ｓとなるが１月には低高度を中心に東向き風がやや強くなっており、中緯度の他のレーダーの結果と類似の結果が得られた。また、５～２０ｍ／ｓ程度の振幅の約２日周期、約５日周期、約１５日周期の波動が認められ、約２日周期の波動については、その周期が、夏から秋にかけて次第に短く変化していく様子が認められた（図２）。約５日周期の波動は、４.５日と　６日に２つのピーク周期を有し、夏から秋にかけて高々度の方で強くなっている。約１５日周期の波動は、振幅はそれほど強くならない（５ｍ／ｓ程度以下）が、多少の振幅の変化はあるものの、全期間にわたって安定に存在している。いずれの周期の波動もその鉛直波長はかなり長いようである。また、８月終り～９月初めにかけての平均東西風が弱くなっていく時期に数日周期の波動が強くなっているのが興味深い。この傾向は、８３年以前に行った我々のレーダーによる南北風の観測結果にも見られていた。(Ito et al.,1984)

Ito,Rei,T.Tsuda,T.Aso and S.Kato,J.Geomag.Geoelectr.,now printing.

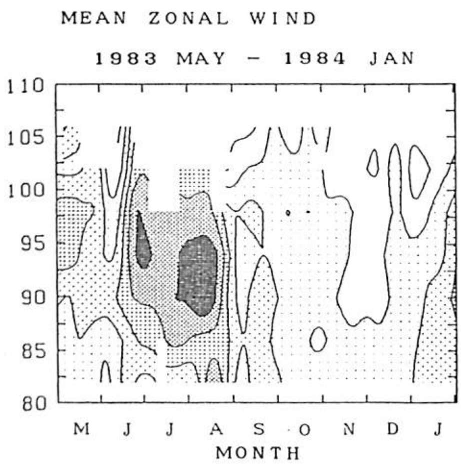


図１　京都大学流星レーダーによる平均東西風。かげの付いた部分は東向き風。等高線レベルは５m/s間隔。

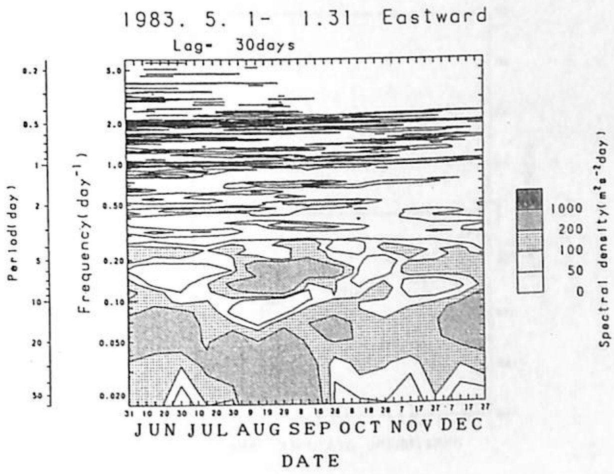


図２　京都大学流星レーダーによる東西風速のダイナミックパワースペクトル。

京都大学流星レーダーによる内部重力波の解析（２）

山本　衛，津田　敏隆，加藤　進　（京大超高層）

京都大学流星レーダーは、１９８３年５月より現在まで東西方向の長期間連続観測を行っている。このデータを重力音波について解析した結果について報告する。

解析は、東西方向に高度８０－１１０km、水平距離７５－２００kmに楕円状に拡がる観測範囲を垂直伝般の解析についてそれぞれ高度３kmと水平距離２５kmの領域に分割して行った。１８時より翌日の１８時まで２４時間について観測範囲全体の平均の風のプロファイルをスペクトル解析して卓越する周期成分を求め、各領域の風のプロファイルにバンドバスフィルタをかけて卓越成分を抽出する。こうして得られた各領域の重力音波のプロファイルの相互相関関数によって位相差を求め、位相速度を決定した。

図１に１９８３年１０月１４日分の解析によって得られた水平位相伝播特性を示す。図の各点は２つの領域の相互相関関数の最大値が０．５以上となるとき、その位相時間差を遅れを正として水平距離に対してプロットしたもので、流星レーダーに最も近い領域を基準としている。各点の大きさは相関係数の大きさに比例している。また最小二乗法により直線近似して位相速度を決定した。直線の傾き、速度が正のとき東向き伝搬でありこの例では約３０m/secの西向き位相速度が得られた。以上の解析を１９８３年５月から１９８４年１月までのデータについて行った結果、１５１例について位相速度が決定された。図２に観測期間に対する位相速度の逆数を示す。各点の大きさは位相速度の逆数に比例している。図より、西向きの位相速度を持つものは全観測期間に亘って見られるが、東向きのものは9月から１１月の間減少する傾向が見える。この期間は流星高度領域で平均風の振幅が小さい時期に対応する。逆に前者は東向き平均風が大きくなる時期に対応する。また垂直位相特性については、同様の解析の結果、全観測期間に亘って位相速度が下向き、即ち上方伝搬のものが卓越している。

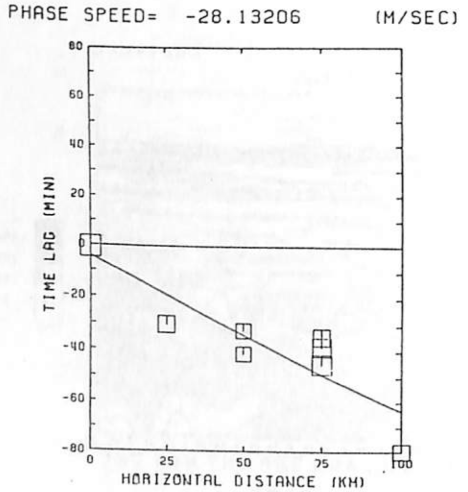


図１　１９８３年１０月１４日の解析によって得られた重力音波の水平位相伝搬特性

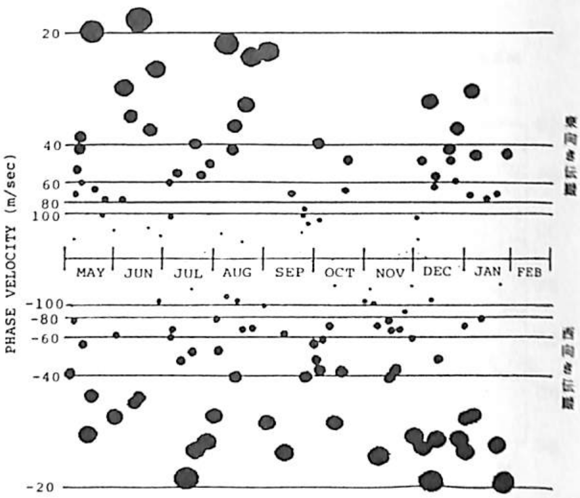


図２　１９８３年５月から１９８４年１月の期間に得られた位相速度の分布

II−61

A consideration on ionospheric wind dynamio to be driven by planetary wave with two-day period.

S. Kato, T. Tsuda, and R. Ito

Rasc, Kyoto University

It is almost established that there exists an atmospheric wave, in the middle atmosphere, with a period close to two days. The wave is fairly stable, enhanced in summer and, very probably, its wave number is three. Since the vertical wavelength is found very long, one could expect that the wave drive an atmospheric dynamo penetrating in the ionosphere. The present work treats with this problem finding a set-up ionospheric electric current system, similar to that of the tidal dynamo, but recurring in two days. For anti-symmetric mode of the wave the field-aligned current is considered in calculation. It is likely that the present current system with the total current of 50000 A produces a fluctuation of the Sq current vortex with a period of two days, a finding which is consistent with some observation. Ionospheric electric conductivity is assumed to vary between day and night depending on the solar zenith angle but symmetric about the equator.

II－62

Gravity Wave による Quasi Periodic Bubbles の生成

渡部重十　大家寛　高橋忠利
（東北大　理）

1.序　「ひのとり」に搭載されたインピーダンスプローブによる電離層上部の電子密度の観測によって、低緯度でのプラズマ・バブルが多数見い出された。これらのプラズマ・バブルは、いくつかのタイプに分けられることが我々によって明らかにされている。その一つとしてQuasi Periodic Bubblesが存在する。ここではこのタイプのバブルの構造について、Seed Mechanismとしての Gravity Wave と電離層の相互作用について考察する。

2. Quasi Periodic Bubbles の観測　Quasi Periodic Bubbles は「ひのとり」によって観測されたバブルの約半数を占め、Pre-midnight と Post-midnight でピークをもつような発生頻度を示す。図1に、「ひのとり」によって観測された Quasi Periodic Bubbles の例を示す。このバブルのくりかえしはバブルの時間変動が衛星の通過時間に比べて、きわめておそいとすることで、変化距離が求められ、その特性波長は、約450kmであり、これらバブルが出現している領域全体は、約4600 km にも及ぶ。Quasi Periodic Bubbles のくりかえしの特性距離（波長に相当）を地方時について調べたものを図2に示す。図2では、その変化の特性距離を磁力線に垂直な方向成分について現わしたものである。くりかえしの特性距離は、数百kmあり、その距離は Post-midnightで大きくなっていることがわかる。

3. Gravity Wave と電離層の相互作用　極域で発生した Gravity Wave は、赤道域までTID現象として伝播することが知られ、また Gravity Wave と磁気擾乱との強い相関が数多く報告されている。磁気擾乱の指数である Kp-index と Quasi Periodic Bubbles の発生頻度の関係を調べたものを図3に示す。Kpの値の増加とともに Morning でバブルが発生しやすくなり Post-midnightで発生がおさえられていることがわかる。さらに重要な事実は、このタイプのバブルは、Kp-index の小さい時にも発生頻度が非常に大きいことである。この結果は、周期的な構造を形成する Gravity Wave は 単に極域で生成され、その後赤道域に伝播するだけでなく、バブルの Seed となるような Gravity Wave が赤道域でも頻繁に生成されていることを示唆している。

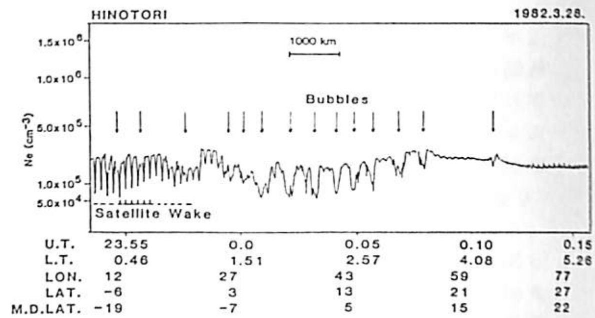


図1. Topside Ionosphere における Quasi Periodic Bubbles.

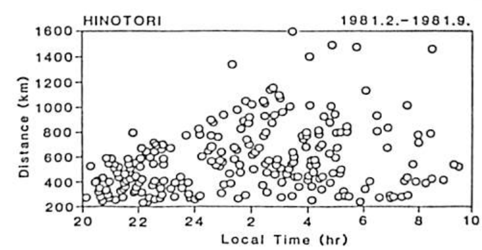


図2. Quasi Periodic Bubbles のくりかえしの特性距離.

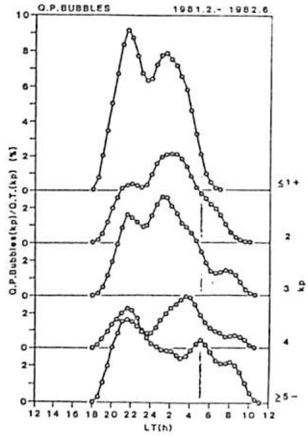


図3. Kp-index と地方時について調べた Quasi Periodic Bubbles の発生頻度.

Ⅱ－63

ＭＵ及び二周波レーダ観測から見たＶＨＦ帯対流圏エコーの性質

若杉　耕一郎[1]・松尾　優[1]・深尾　昌一郎[2]・木村　磐根[2]・加藤　進[3]

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

中層大気（高度１０－１００ｋｍ）をＶＨＦ帯のＭＵレーダで観測すると，電波は乱流による大気の屈折率変動により散乱される。しかし，対流圏の観測では大気中の水蒸気の影響も無視しえない。我々はＭＵレーダ観測と共にマイクロ波帯の二周波気象レーダを用い，散乱特性に対する乱流と降雨等との関係を調べている。

図１は１９８３年８月の台風５号観測時のエコー強度の時間変化である。Ｃバンドレーダ（５．２６５ＭＨｚ，点線）で見られる間欠的なエコーは台風に伴うレインバンドで，雲頂高度の高い積乱雲によるエコーである。対流圏上部ではこのエコーとＭＵレーダエコーに顕著な相関が見られる。しかしＭＵレーダサイトが暴風雨圏に入った１６日夜半のエコーには相関がない。５－８ｋｍではレインバンドのエコーの相関も弱くなっている。

雨滴等からのＶＨＦ帯電波の散乱強度はマイクロ波電波に比べてはるかに小さい。しかし，ＭＵレーダは高感度でありこれらのエコーを検出しうる。事実，乱流強度として晴天時の値を用いると，数ｍｍ／ｈの降雨時にはＭＵレーダでは雨滴からのエコーが卓越する。しかし，我々の降雨時の観測結果からは，ＭＵレーダは乱流エコーを観測していること，Ｃバンドエコーとの相関は降雨の形態によって異なることが明らかとなった。

ＭＵレーダエコーに対する降雨の影響として，ａ）雨滴等の水蒸気が相互作用により乱流強度に直接影響を及ぼす，ｂ）水蒸気の存在により見掛の電波屈折率変動が強調して観測されている等が考えられる。観測結果をもとに対流圏，特に降雨大気からのＶＨＦ帯電波散乱特性・大気と降雨の相互作用について議論する。

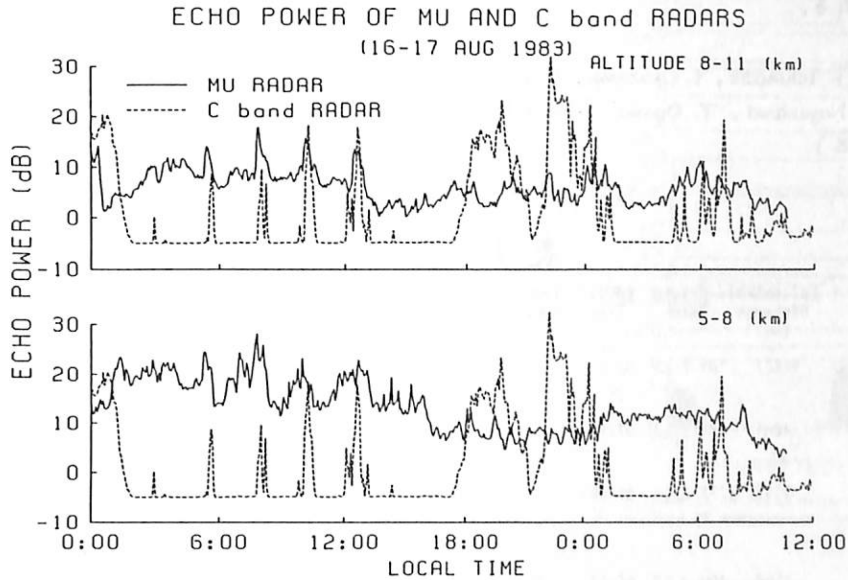


図１．ＭＵレーダと二周波レーダのエコー強度

Ⅱ−64

地震波動の励起音波による電離層変動

一ノ瀬琢美，高木一圭，田中照也，小川　徹
（同大工）　　（東芝）　（京大超高層）

浦河沖地震による電離層じょう乱のData解析から，地表面を伝搬してきた地震波動によって，反射点下付近より上層へ励起Acoustic Waveが大気のFiltering効果を伴って伝搬し電離層に影響を与えている事が明らかになった。[1] これは震央距離が数百kmで同時多点観測の1 eventについての詳細な解析結果であるが，今回は数多くの地震時のDoppler Dataを使い，特に遠距離巨大地震による電離層じょう乱について検討した。

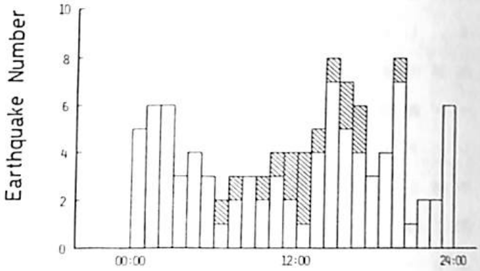


図1.　Local Time Dependence

図1はLocal Time Dependenceを調べたものであるがM6.0以上(理科年表より1968〜1981年，'64年のAlaska，'82年のUrakawa)で102例の地震による。この中でHatch部分がDoppler shift (16例)を起こしているものでほとんど日中のみに電離層じょう乱が起っている。これは日中に数十秒の周期をもったAcoustic Waveが電離層へ到達し易い何らかの伝搬機構があるものと考えられる。

次に図2は遠距離地震によるDoppler Dataであるが表1に時間的相関を示す。MEMによるスペクトル解析より，20〜110秒の卓越周期の波が近距離地震の場合と同じく反射点下付近より上層へ伝搬し電離層へ到達したものと考えるのが妥当のようである。

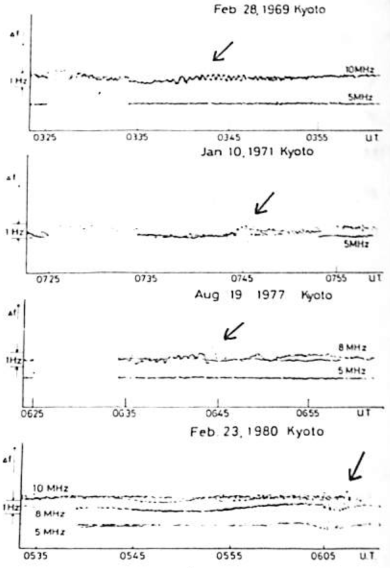


図2　Doppler Data

1). T. Tanaka, T. Ichinose, T. Okuzawa, T. Shibata
Y. Sato, C. Nagasawa, T. Ogawa, JATP,
(in press)

表 1

Epicentral Region	Epicentral Distance (km)	Origin (U.T.) Date	Time	Freq. (MHz)	Duration of Doppler Shift (min)	Predominant Period (sec)	Beginning of Doppler shift (U.T.)	Reflection Height (km)	Travel Time (min)
North Atlantic Ocean (M8)	11427	'69 2 28	02:40	10	18.2	60 〜 34	03:39 〜 03:42	278.4 278.4	59.0 62.0
West New Guinea (M8.1)	4281	'71 1 10	07:17	5	11.7	25 〜 20	07:44 〜 07:45	225.9 225.9	27.0 28.0
South of Sumbawa Island (M8.0)	5543	'77 8 19	06:08	8	27.4	45 〜 60 〜 110	06:41 〜 06:42 〜 06:44	232.0 232.0 232.0	33.0 34.0 36.0
Kurile Islands region (M7.1)	1168	'80 2 23	05:51	5 8	5.9 4.4	20 20	06:05 06:06	155.8 211.8	14.0 15.0

Ⅱ-65

大気電場・電流の応答

牧野雅彦，小川俊雄
(京大・理)

We have constructed the global model of the atmospheric electrical conductivity including the ionization due to the radioactive substances and the attachment to the condensation nuclei or the cloud particles, and have examined the responses of the atmospheric electrical parameters to the variations of the cosmic-ray ionization and the condensation nuclei concentration.
The features of our results are summarized as follows;

[1] The orographic effect can be seen in the distributions of the air-Earth current and the electric field ; the current and the field on Tibet are ×4.5 and ×0.29 larger than on the ocean at the same latitude, respectively.
[2] The latitudinal effect can also be seen in the above distributions; the current and the field on the ocean in the polar region are 24% and 5% larger than those at the equator, respectively.
[3] The 20% decrease of the cosmic-ray ionization enhances the ionospheric potential by 15%.
[4] The electric field increases by 20% above the ocean, and by 7% on the continent as the effect of 20% decrease of cosmic-ray ionization, while the air-Earth current increases by 3% on the continent and decreases by 0.7% above the ocean.
[5] The 20% increase of the condensation nuclei concentration enhances the ionospheric potential by 8%.
[6] The response to the variation of the condensation nuclei concentration depends on the orography.
[7] The global current increases by 0.8% and by 1.3% owing to the above variations of the cosmic-ray ionization and the condensation nuclei concentration, respectively; the global current may be regarded as constant taking the cloud particles into account.

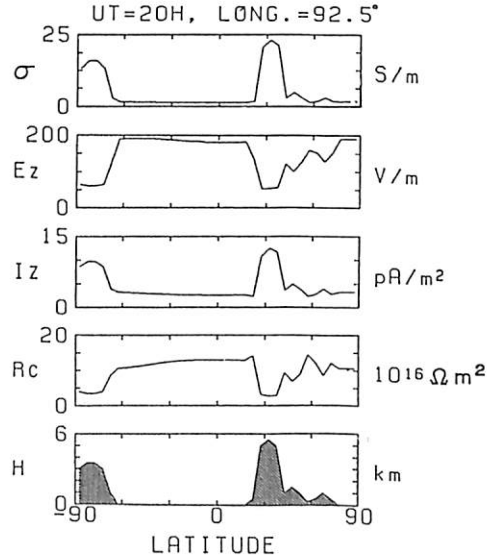


Fig. 1. Calculated latitudinal distributions of the conductivity (σ), electric field (E_z), air-Earth current (I_z), columnar resistance (R_c), and altitude of the ground (H) at the longitude of 92.5°E.

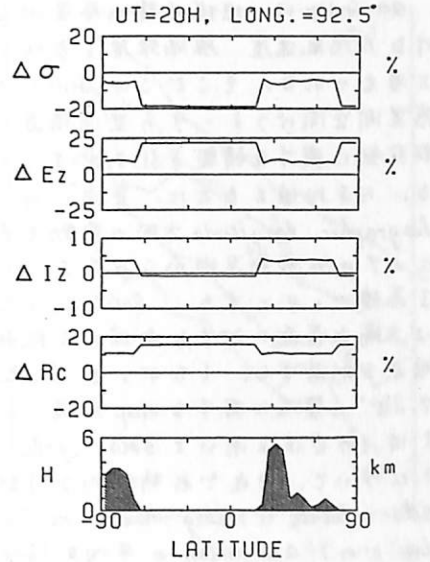


Fig. 2. Calculated deviations of the conductivity (Δσ), electric field (ΔE_z), air-Earth current (ΔI_z), columnar resistance (ΔR_c) due to the 20% decrease of cosmic-ray ionization.

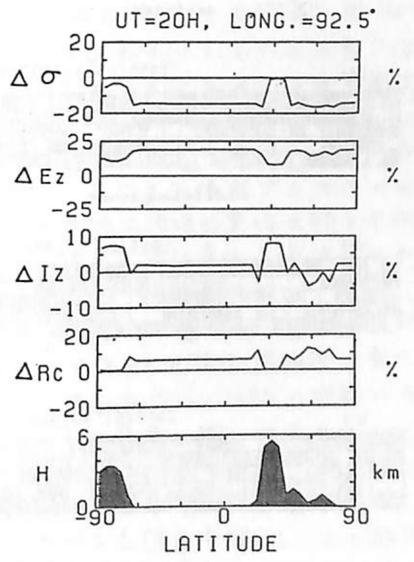


Fig. 3. Same as in Fig.2 except for due to the 20% increase of condensation nuclei.

地磁気aa-indexの長期変動と惑星間空間

野坂 徹
(名大理)

aa-indexは 地球近傍の惑星間空間における太陽風速度、磁場強度を反映していると考えられる。そこでこのindexを用いて惑星間空間パラメータの空間構造やその長期変動に関する情報を引き出すことを試みる。日平均値をもとに、空間における heliographic longitude 方向の変動を見るために27日の移動平均からの差をとり、これを基礎データとする。latitude方向の変動は太陽赤道面に対する地球の公転軌道面の傾きを利用する。したがって latitude で ±7.25°の領域に関する map が得られる。図1はこの手法を用いて solar cycle 19と20について、それぞれ特徴的な時期での(solar activity の rising phase と declining phase での) aa-index の平均的描像を示したものである(index の値の大小に応じて濃淡をつけて示す。濃い方が値が大きい)。

図2は Svalgaard による惑星間空間磁場極性の推定値を、図1に順じる方法で処理したものである。ここに示した期間においては、おおまかな特徴として以下の点があげられる。1) 図1については rising phase では index の値の大きな領域が latitude でほぼ±4.5°の帯状に分布する傾向が見られるが declining phase では longitude の180°及び210°付近を中心にほぼ60°~70°の幅で縦方向に分布する傾向が見られる。2) 図2については rising phase では sector は横割りの傾向が見られるのに対し、declining phase では縦割りの傾向が見られる。aa-index 等のこのような特徴は対応する空間のパラメータの空間構造が、1 solar cycle の中で変化していることを示唆する。同様の手法で19 cycle 以前、20 cycle 以後についても報告する予定である。

図1 aa-index

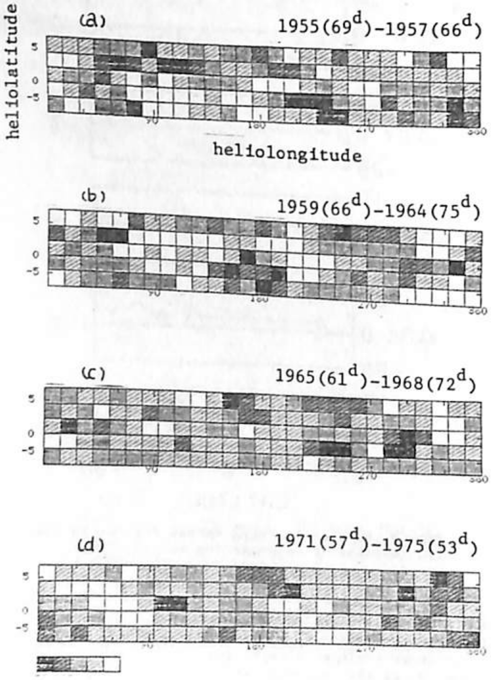
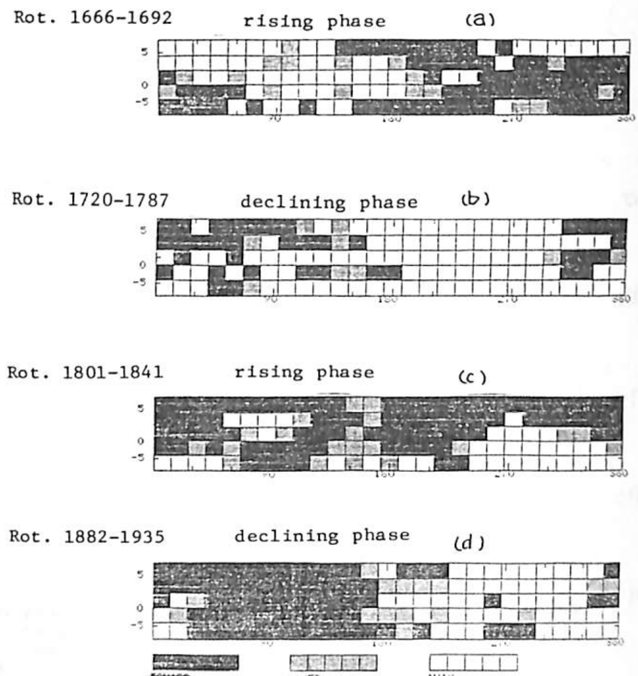


図2 IMF-polarity



太陽風の密度・速度の長期変化

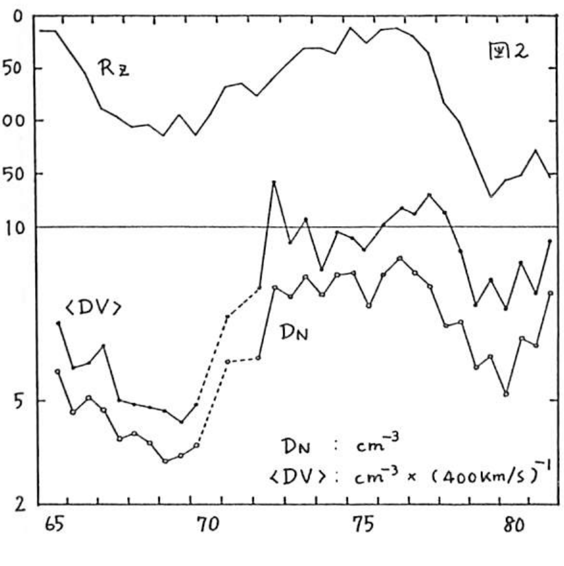
村山 喬 （名大理）

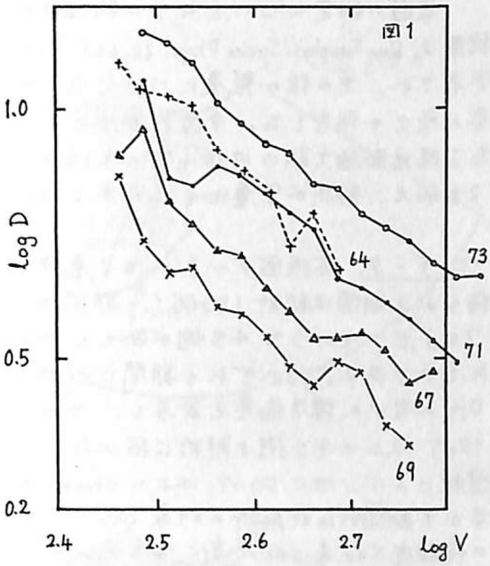
太陽風パラメータの人工衛星等による直接観測の結果は，既に20年近くに亘って集積している。このうち太陽風の密度と速度の長期変化についての解析結果を報告する。

太陽風の密度と速度は，およそ $D=k\cdot V^{-\alpha}$ ($\alpha\simeq1$) の逆相関を持っており，密度と速度を独立に扱うより，両者を関連させて扱うことが好ましい。その観点から，まず logD と log V の相関図を各年ごとに作り，両者の関数関係を年ごとに比較した。図1はその一部を示したものであるが，その時間変化は，年ごとの関数曲線が図上でほゞ平行移動する形で起っていることが大きい特徴である。すなわち上式でαはあまり変化せず，kのみが変る。

図1の曲線を代表する数値として，次の二種の値を各半年ごとに計算した。

(1) V＝350－500 Km/s のデータについて，logDのlogVに対するregression lineからV＝425 kmにおけるDの最確値 D_N を求める。





(2) すべてのデータについて積DVを計算しその算術平均〈DV〉を求める。

図2はV_Nと〈DV〉を太陽黒点数R_Z（逆さにplotされていることに注意）と比較させて示したものである。両者の変化は良く似ており，D_Nの変化の幅はおよそfactor 3，〈DV〉は2.5程度に及ぶ。〈DV〉は地球軌道附近における太陽風プラズマのmass fluxという単純な物理的意味を持っており，それがこの様な大巾な変化を示すことの原因の究明は今後の課題である。

R_Zとの関連では，1964－1969の黒点数上昇期にはV_NとR_Zの間に逆相関の変化があり，この傾向は1976－1980の時期にも見られる。しかし両者の間には大きいレベルのギャップがあり，この較差は1970－72の短かい期間におけるV_Nの急激な上昇によって生じている（図1参照）。この期間が太陽極域磁場反転の時期におよそ一致しているのが気になる。この意味で1982年から次の黒点極小期までのV_Nの動向が注目される。

II－68

太陽風とDst指数の間の結合関数

村山　喬（名大理）

表題の研究についての第一段階の解析結果は Rev. Geophys. Space Phys. 20, 623, 1982 に発表され，その後の発展については，昨年春の学会で報告した。今回は新しく入手した太陽活動極大期の1978－79の太陽風データを加え，解析が質量ともに充実した。

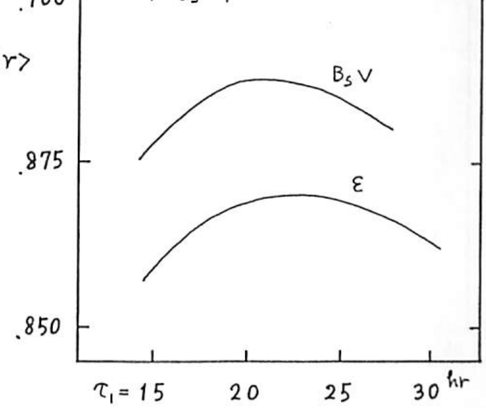
(I) データ　太陽風データがほぼ連続的に得られる期間は総計135例（一期間は5〜7日）で，そのうち45例が新しく加わったものである。それぞれの期間について，Dstの変化の標準偏差を計算し，それが10nT以上の90例を解析に用いた。この選択により，ほぼ50nT以上のstormが含まれる期間のみが解析の対象となり，結果の信頼度が従来に比べ高くなった。

(II) 解析　太陽風速度V，動圧P及びIMFの南向き成分Bsを組合わせた関数$F(L,M,N) = B_s^L V^M P^N$を考え，これに比例して（比例係数＝α）荷電粒子が環電流帯に注入され，また環電流の強さは，関数G(t)で減衰する。以上の前提のもとに，Dstの時間変化の予測曲線を求め，それと実測曲線との比較から最も良いL,M,Nを見出す。G(t)には$ae^{-t/\tau_1}+be^{-t/\tau_2}$の形を用い，$\tau_1$, τ_2, a/b が可変パラメータになる。それぞれの期間について予測値と実測値の間の相関係数rを計算し，得られた90個のrの値の平均<r>を，用いた関数のDst予測能力の指標とする。

(III) 結果　右の図は，Akasofuのε（近似的に$B_s^2 V^1 P^0$），B_sV，$B_sVP^{0.4}$，$B_s^{1.1}V^{1.3}P^{0.4}$に対する結果を示した。何れも a/b 及びτ_1を固定し，τ_2に対する変化として示してある。$B_s^{1.1}V^{1.3}P^{0.4}$と，B_sV及びεとの差は統計的に有意である。

Vasyliunas et al. (1982) の dimensional analysis による理論値は$B_s^X V^Y D^Z$（D＝太陽風密度）として$X=2(1-\alpha)$，$Y=\frac{1}{3}+2\alpha$，$Z=\alpha-\frac{2}{3}$（α＝可変パラメータ）である。我々の得たL,M,Nの最良値を$P=DV^2$を用いてX,Y,Zに変換すると，$X=1.09\pm0.09$，$Y=2.06\pm0.20$，$Z=0.38\pm0.05$となる。理論値は$\alpha=0.6$とした時に最も実測値に近づくが，X,Y,Zとも実測値の誤差の範囲を大きく外れ，我々の結果はこの理論では説明できない。

(IV) 季節変化　前述の環電流への荷電粒子注入に関する比例係数αは，90の期間について独立に値が得られているが，それらの値について季節変化の有無を調べると，4月初めに極大を持つ振幅(12.4±3.8)%の半年変化が見られる。これは地磁気指数に見られる半年変化と共通の原因を持つものと解釈される。他に，統計的に有意ではないが，1月に極大を持つ5.1%の一年周期の変化が見られる。

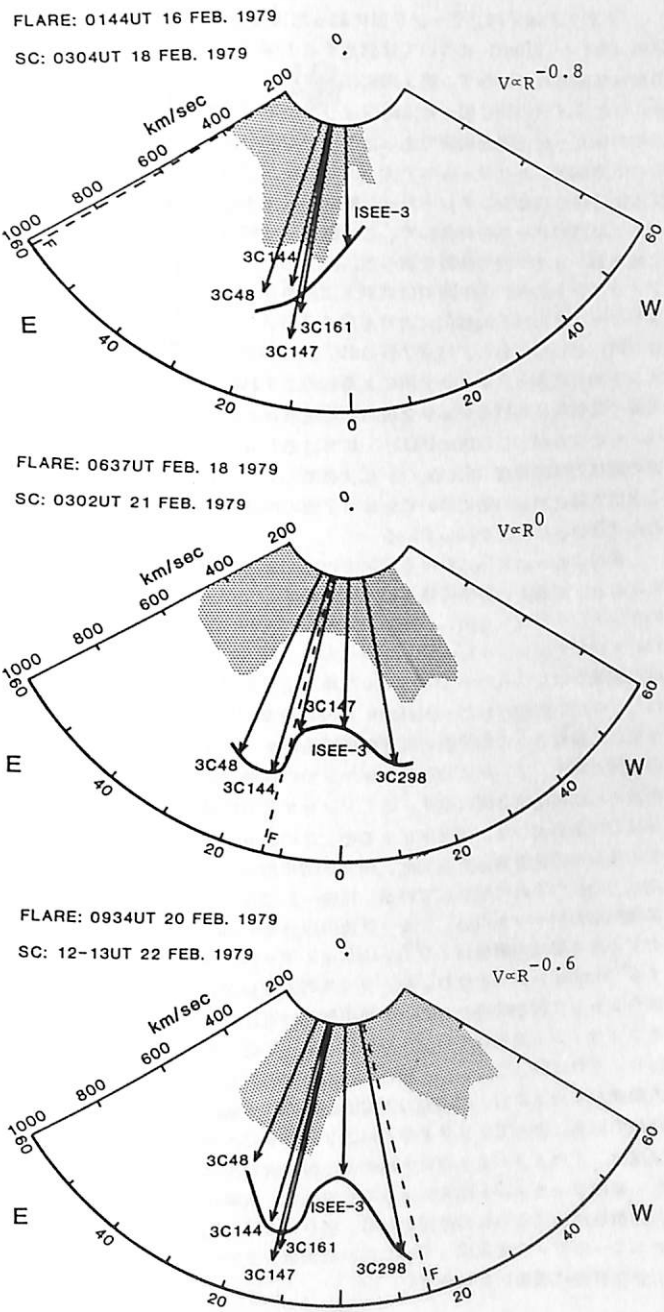


Ⅱ－69

１９７９年２月における惑星間ショック波のシンチレーション観測

渡辺　尭、柿沼隆清
（名大空電研）

１９７９年２月中下旬にかけてMcMath領域No.15380が高いフレア活動を示した。フレア発生の日面経度による惑星間ショック波の性質の変化や、ショック波の伝搬に対する太陽風のストリーム構造の影響等を調べるのに好適であったので、シンチレーション観測や人工天体による太陽風のデータを用いて解析を行った。フレアは数多く発生しているが、ここでは特にⅡ型バーストを伴ったフレアに注目した。シンチレーション観測では人工天体による太陽風観測と異なり密度を求めることができないので、流体力学的な方法によりショック波の速度を決めることはできない。そこで太陽から電波源の視線までショック波が伝搬する時間を基にして平均速度を求めることが良く行われているが、この方法だとショック波の到達時刻に最大２４時間の不確定さがあるため求めた平均速度は大きな幅を持つ。そこで一つの経験的方法として、観測されたpost shock flowの速度の1.2倍をショック波の速度とする。この方法はpost shock 領域の流速が多くの場合10〜20時間にわたってほぼ一定であることを利用している。観測された場所の日心距離は色々であるため、個々のショック波の力学的性質を考慮して、例えば1AU での値に正規化して方向性等を調べる必要がある。そこでショック波の速度 Vが日心距離Rに対して、$V \propto R^{-\alpha}$の形に表わされるとし、地球近傍における人工天体による観測から求まる1AU におけるショック波の速度と太陽－地球間の伝搬時間とからαの値を求め、それを用いて正規化を行うこととした。右にこの期間に観測された３例を示す。比較のため1AU におけるambient solar wind のストリーム構造を「ボカシ」で示す。それによると、これらの３例の場合ショック波の速度分布は太陽風のストリーム構造を反映していることが分る。これは、惑星間ショック波は本質的には太陽風の外向きの流れによっと運び出されていることによる特に最上段の例のように高速ストリームが地球のすぐ東側にある場合、shock normal の観測のみではcorotating shockと区別出来ないことが分る。



※図注：Fはフレアの太陽面経度を示す。

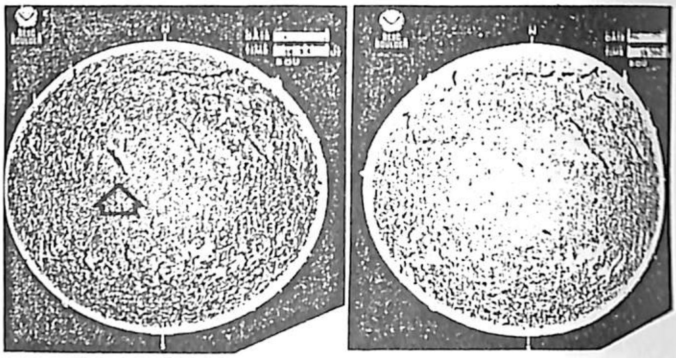
Ⅱ－70

１９７８年８月23～24日の太陽フィラメント消失に伴う惑星間ショック波

渡辺　尭、柿沼隆清
（名大空電研）

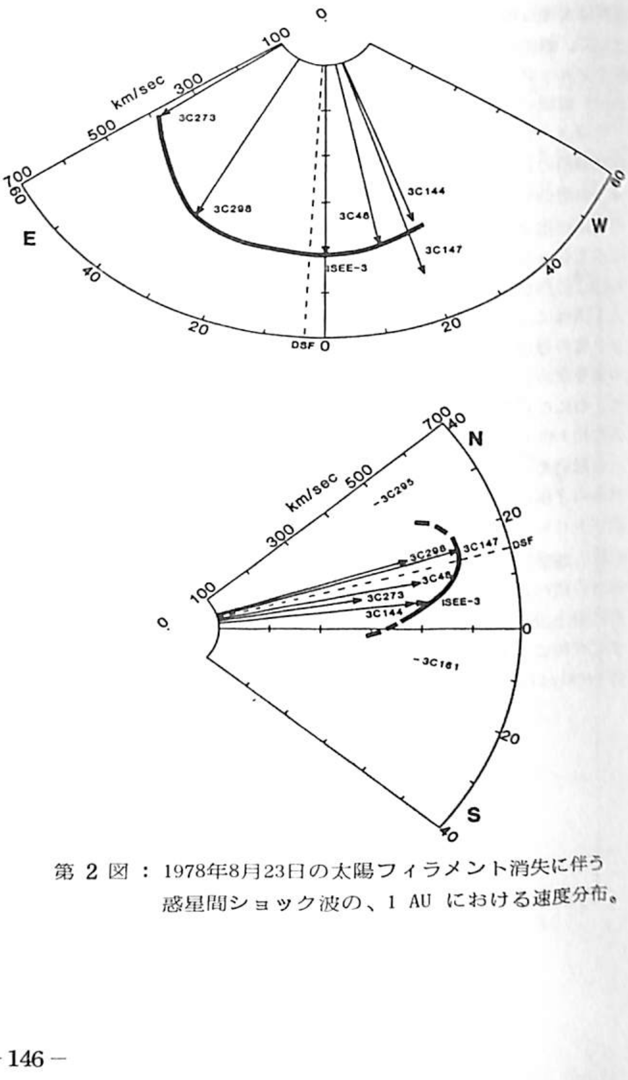
１９７８年８月２７～２９日に起った大きな磁気嵐（Dst＝－ 210nT）については該当する太陽フレア活動は観測されておらず、第１図に示すような８月２２日と２３日の間に起った太陽フィラメントの消失のみが目立った太陽面現象であったことで有名である。そこで空電研、カリフォルニア大（UCSD)、ケンブリッジ大にて得られたシンチレーション観測や人工天体による太陽風のデータを総合して、この磁気嵐に関係した惑星間ショック波の性質を調べた。第１図に示したフィラメント消失の発生時刻は東京天文台やサクラメントピークにおけるHα観測により８月２３日１１±３時（UT）とした。もし８月２７日のSSC がこのフィラメント消失に伴ったショック波によるものとすれば、太陽一地球間におけるショック波の平均速度は480±17 km／s となるが、この値はISEE- 3 におけるショック波の流体力学的速度（510km／s）に大体等しい。このことは太陽と地球の間においてショック波の減速がほとんど無かったことを示している。

８月２６～２７日におけるシンチレーション観測によると、太陽より東側の電波源（3C273,3C298）が強いシンチレーションを示し、西側の電波源（3C48,3C144,3C147)ではシンチレーションレベルの上昇はそれほど顕著ではなかったが transient な速度上昇が見られた。そこで観測された post-shock flowの速度に1．2を乗じた値を各々の電波源の視線を横切るショック波の速度と考え、１ AUにおけるショック波の速度分布を求めた結果を第２図に示す。ここでショック波の減速は０であるとした。第２図によると、このショック波の主要部の大きさは東西50度、南北20度程度のやや南北方向につぶれた形をしている。ISEE- 3 による太陽風密度のデータを用い、ショック波の厚さを0.2AUとすると主要部の質量は10^{16}g、全エネルギーは大体10^{31}ergのオーダーとなり、3＋ クラスの大フレアに伴うショック波と同等となる。太陽子午線付近におけるフィラメント消失は８月２４日にも引続いて起っており、それに伴って生じたと思われる高密度の乱れた太陽風が８月２８日、磁気嵐の主相時に対応して観測されている。従って１９７８年８月２７～２９日の磁気嵐は、８月２３～２４日に太陽の子午線付近で生じた一連のフィラメント消失によって示された　太陽からの質量放出によるものと思われる。終りに太陽のHαモニターのデータを提供していただいた東京天文台守山史生教授に感謝いたします。



Aug. 22,1978　14:32UT　　Aug. 23,1978　14:36UT

第１図：1978年8月23日に起った太陽フィラメント消失



第２図：1978年8月23日の太陽フィラメント消失に伴う惑星間ショック波の、1 AU における速度分布。

第 Ⅲ 会 場

（Ⅲ－1～Ⅲ－62）

Ⅲ−1

結合円板ダイナモにおける磁場逆転の統計的性質（２）

清水誠・本蔵義守
東工大理

地球磁場の極性逆転の物理的意味を考える重要なモデルに、力武モデルとよばれている結合円板ダイナモがある。我々は結合円板ダイナモを、もう少し一般的に扱い、去年の春の学会では、多くの結合円板ダイナモが、力武モデル，Bullard モデルに帰着できることと、逆転を起こすモデルは近似的にポアソン過程に従っていることなどを報告した。図１に、各モデルの系全体の磁場の振舞を示す。aが非均質N円板ダイナモ、bがN円板ダイナモ（N=5）c,d,eがパラメータを変えた力武モデルである。

今回の解析では、逆転についての統計的性質を得るために、図２の様にデータを矩形波パルスになおし、Walsh直交関数を用いて、Walsh-power-spectrum を求めた。結果を図３に示す。これをみると、モデルaは地球磁場と同様に $1/f^2$ のスペクトルをもち、逆転がほぼポアソン過程に従っていることをうかがわせる。

図 1

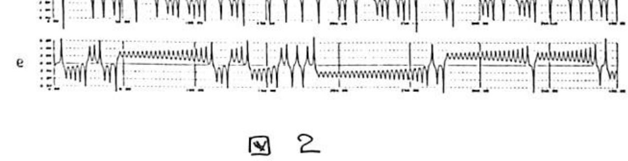
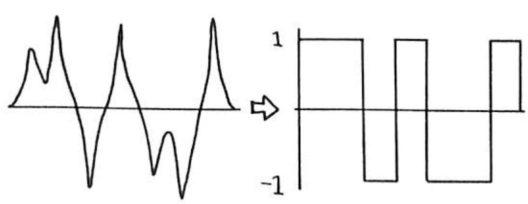


図 2



同様のデータから、Fourier-power-spectrum を求めると、さらになめらかに同様のスペクトルを得ることができるが、モデルbの小さなピークは、はっきりと現われない。しかし、全体的にはフーリエスペクトルの方がきれいな結果がでるようであり、このデータでは、特に Walsh-function を用いる必要はないようである。

次に、このデータの自己相関を求めた結果を図４に示す。モデルaは、地球磁場と同様、ほぼ指数関数的な相関の低下がみられ、これからも、ポアソン過程に従っていることをうかがわせる。

図３

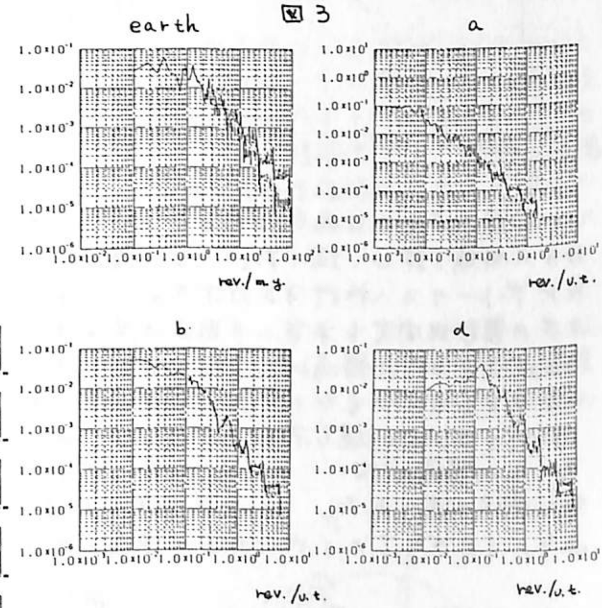
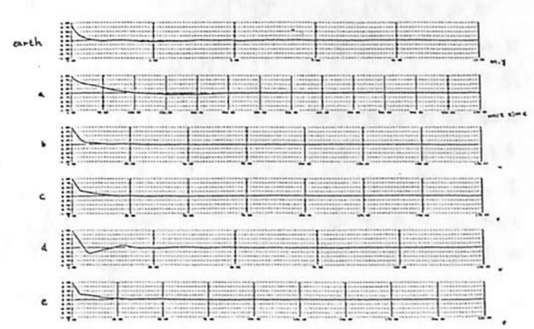


図４



III−2

Nディスク・ダイナモ系の示すカオス（III）
—ハイパーカオスとリヤプノフ次元—

三浦輝夫，甲斐進
（大阪市大理）　（大阪市大理）

Nディスク・ダイナモ系は①式で表わされる2N自由度の力学系である。パラメター A を $1.1615 \to 1.1649$ に変化させたときのT^2-トーラスからカオスへの遷移領域については，前回の学会で報告した。カオスへのルートは $T^2 \to$ ロッキング $\to$ カオス $\to$ ロッキング $\to$ カオス $\to \cdots$ なる過程をくりかえして，やがてトーラスがくずれてカオス化している。図1にリヤプノフ数（$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$），図2にリヤプノフ次元 d_L を示す。この領域のカオスのリヤプノフ数スペクトルは（$+\ 0\ -\ -\ -\ -$）であり，リヤプノフ次元は $2 < d_L \lesssim 3.1$ である。

$$① \begin{cases} \dot{x}_n = -A x_n + x_{n-1} y_n , & x_0 \equiv x_N,\ y_0 \equiv y_N \\ \dot{y}_n = 1 - x_{n-1} x_n , & n = 1, 2, \cdots, N \end{cases}$$

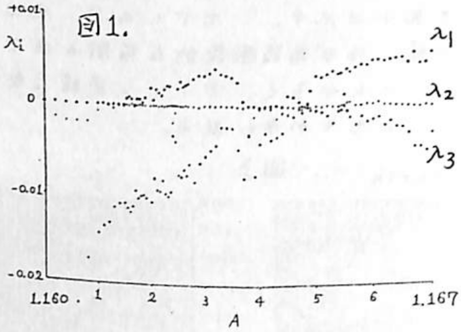


図1.

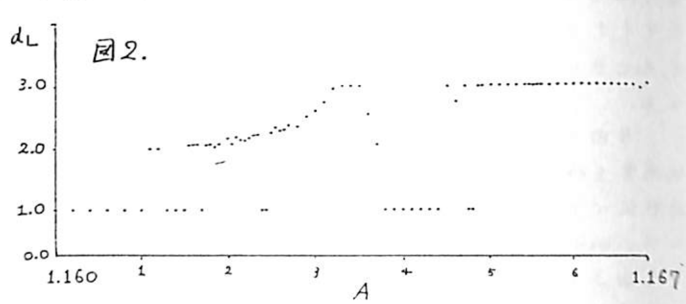


図2.

今回は A が 0 に近い領域でリヤプノフ数スペクトルが（$+\ +\ 0\ -\ -\ -$）となるハイパーカオス領域を詳しく調べた。この領域のハイパーカオスは $0.27 \lesssim A$ では長い時間のうちにT^2-トーラスへ移行するカオテック・トランジェントである。図3に A を変化させたときの遷移時間τを示す。図より次のような関係が予想される。$\tau \propto \dfrac{1}{e^{\alpha(A-A_c)}-1}$
$0 \le A \lesssim 0.27$ の領域のハイパーカオスがカオテック・トランジェントかそれともカオテック・アトラクターかの判定には成功していない。したがって A_c の値も不確定である。図4にハイパーカオスのリヤプノフ次元 d_L を示す。この領域では $4 < d_L \lesssim 6$ であるが，$A \simeq 0.2$ の両側で勾配の異なる区分線形な関係が得られた。$A \to 0$ にすると $d_L \to 6$ に近ずく。次元数6はこの系の自由度であり，したがってハイパーカオス領域の軌道は位相空間をフラクタルにうめつくしている。

さらにパワースペクトル密度，全パワー，T^2-トーラスの半径の変化などと比較することによって得られたハイパーカオスの性質を報告する。

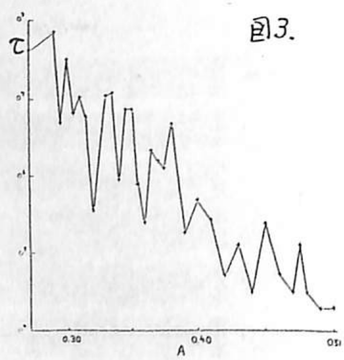


図3.

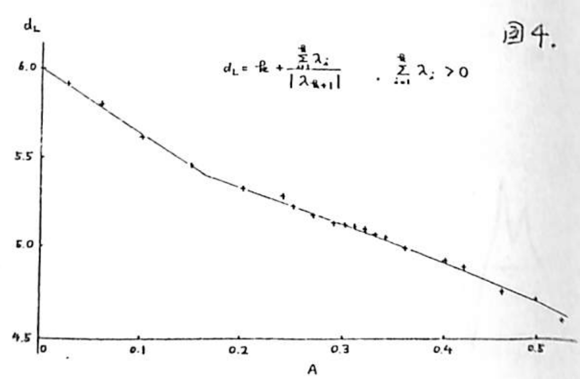


図4.

Ⅲ−3

Gauss 係数の永年変化

行 武 毅
東京大学地震研究所

過去数百年の地磁気永年変化を調べると，地球磁場は移動性磁場と停滞性磁場とからなるように見える．磁気ポテンシャルを V として，

$$V = a\sum_n\sum_m V_n^m P_n^m(\cos\theta) \qquad (1)$$

とすると，V_n^m は停滞性磁場（F_n^m）と移動性磁場（K_n^m）を用いて，

$$V_n^m = F_n^m\cos(m\lambda + \varphi_n^m) + K_n^m\cos m\{\lambda + v_n^m(t-\tau_n^m)\} \qquad (2)$$

と書ける。この式からGauss係数 g_n^m, h_n^m は

$$\left.\begin{aligned} g_n^m &= F_n^m\cos\varphi_n^m + K_n^m\cos m v_n^m(t-\tau_n^m) \\ -h_n^m &= F_n^m\sin\varphi_n^m + K_n^m\sin m v_n^m(t-\tau_n^m) \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

と表される．こゝで v_n^m は移動速度である。

g_n^m を横軸，h_n^m を縦軸にとってGauss係数の時間変化を図示すると，例えば (g_1^1, h_1^1) については図のようになる．停滞性磁場 (g_S, h_S) は (3) 式より

$$g_S = F_n^m\cos\varphi_n^m, \quad h_S = -F_n^m\sin\varphi_n^m$$

であるが，図の上では，原点から点 (g_S, h_S) にひいたベクトルで表現される．これに対して，西向きに移動する移動性磁場は (g_S, h_S) を中心として時計廻りに回転する半径 K_n^m のベクトルで表される。

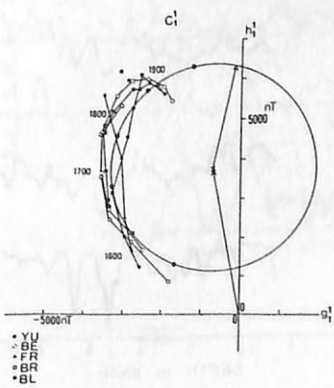
図を見ると，(3)式で表現される移動性・停滞性磁場モデルは，第一近似としては過去数百年間のGauss係数の時間変化をよく近似している．しかし詳しく検討するとモデルからのずれも無視できない．例えば図の (g_1^1, h_1^1) の軌跡は，(3)式の第2項で表現される円軌道というより，楕円軌道に近い．同じような傾向は (g_2^2, h_2^2)，(g_3^3, h_3^3) についてもいえる．

楕円軌道を説明するには，二通りの考え方がある．ひとつは，移動性磁場の，振幅と移動速度が時間的に変化するとする考え方である．振幅と移動速度を適当に変化させてやれば，観測されたGauss係数の楕円軌道型変化を説明することは可能である．

もうひとつの考え方は，(3)式の磁場に振幅，移動速度ともに時間変化しない成分を，さらに追加することである．例えば東向きに回転する振幅一定，移動速度一定の磁場を付け加えれば，図に示した1600年以降の (g_1^1, h_1^1) の変化はかなりよく説明できる．

上に述べたふたつのモデルのいずれがよいかは，今後のデータの蓄積と，磁場発生の物理機構の如何によって決定されることになろう．しかし現時点では，停滞性磁場に，2種類の移動性磁場を考える定常モデルの方が，より任意性が少ないと考えられる．

以上は数百年の変化であるが，1900年以降の変化に関しては，振幅および移動速度の微小変動を考える必要があるように思われる．



III−4

堆積物の記録した地磁気変化(III)
―― 磁化記録の診断法 ――

兵頭政幸 ・ 安川克己
(神戸大・理)

湖底あるいは海底に堆積している軟泥の磁化を測定した結果、同一層準内での方向のバラツキ(精密度パラメータ K)と縦に連続した方向変化曲線の微係数(dA/dz)との間に強い負の相関(a)が、さらにKと飽和残留磁化で規格化した磁化強度(OBS. INT.)との間に正の相関(b)があることがわかった。図1にコアOS2の磁化データ、図2にその相互相関係数を示す。6本のコアのデータについて計算した結果、相関(a)は6本全てのコアに、相関(b)は6本中4本のコアについて見られた。この性質は、堆積物の磁化は地磁気を積分した結果の合ベクトルであるというモデルからの予測と一致する。磁化の偏・伏角のデータを使って、地磁気を積分した結果ベクトルの打ち消しによって起こる磁化強度減少を計算した(図1.d)。この計算磁化強度(CAL.INT.)とKとは、さらに強い相関を示すことがわかった。half fixing depth $Z_{1/2}$ をパラメータにして、CAL.INT.を計算し、Kとの相関係数を計算したところある $Z_{1/2}$ で最大値をとることがわかった。そのような $Z_{1/2}$ と磁化方向の平均振巾 $\overline{A_m}$ との関係を各コアについて調べた(図3)。$Z_{1/2}$ が大きくなるにつれて $\overline{A_m}$ は指数関数的に減少している。この現象は、フィルター理論から予想されている通りである(Hyodo, 1983)。これは、各コアの平均half fixing depth $\overline{Z_{1/2}}$ を出す方法になるかもしれない。

相関(a)のパターンを示すものは、磁化方向曲線が一致し、相関(b)のパターンを示すものは、磁化強度もほぼ一致した曲線を示す。これは、これらの相関を持っているコア試料は同じ磁場の中で、同じ機構で磁化を獲得し、それがそのまま保持されてきていると解釈するのが最も妥当であろう。堆積物の磁化から永年変化を出す研究は近年増えてきているが、その際、その磁化が何らかの擾乱あるいは2次磁化を受けていないかどうかはこれらの相関によって診断できる。また、平均half fixing depth $\overline{Z_{1/2}}$ は、元の地磁気がどれくらい変形(振巾減衰, 位相の遅れ)を受けて磁化として記録されているかの目安になる。

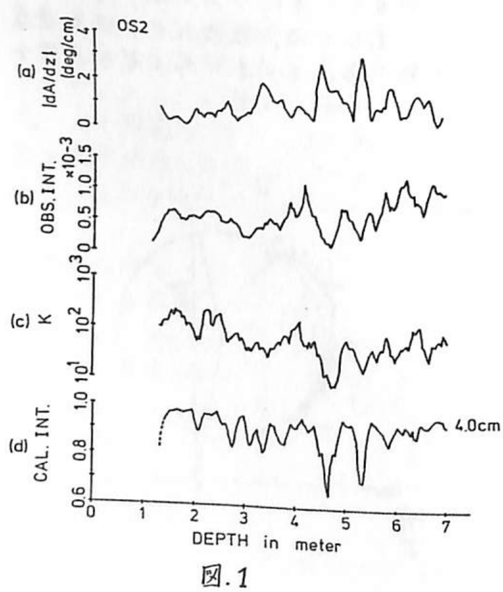


図.1

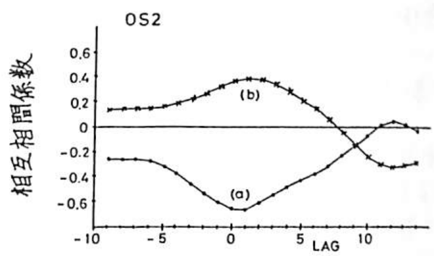


図.2

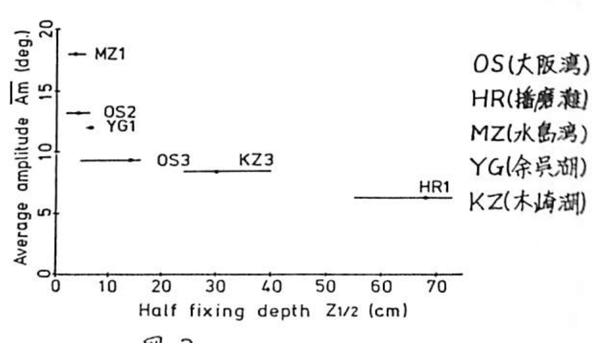


図.3

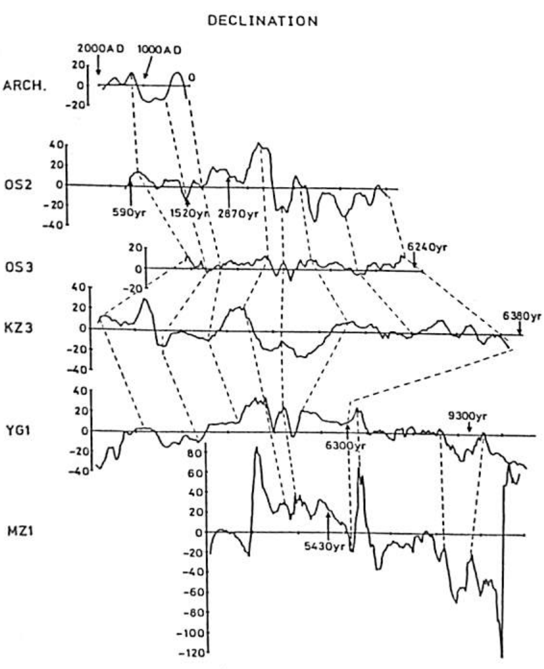
Ⅲ−5

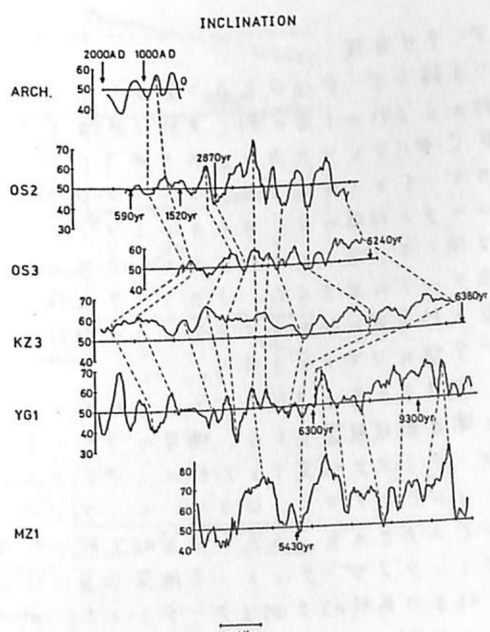
西南日本付近における 過去11000年間の地磁気永年変化

兵頭政幸・安川克己
（神戸大・理）

軟泥堆積物の残留磁化から地磁気の永年変化を得ることに成功した。試料は、木崎湖・余呉湖・播磨灘・水島湾各1本，大阪湾2本の計6本のコア試料である。全て直径20cmの大径コアであるため同一層準から4～5個のスペシメンが採取でき、各深さで磁化の統計処理が可能である。平均half fixing depth $\overline{Z_{1/2}}$が小さく見積られる。5本のコア(OS2,OS3,KZ3,YG1,MZ1)は、ほぼ一致した偏角・伏角カーブを記録しているのがわかった。各コアのカーブを対比した図を下に示す。全てのカーブは、各深さの平均の磁化方向を用いている。2000年前以降は、考古地磁気学から出されたカーブ(広岡,1971)と、年代のずれもなくほぼ一致している。変化(swing)の振巾の違いは、堆積物の$\overline{Z_{1/2}}$の違いから出ているものと考えられる。平均伏角は、KZ3とMZ1がそれぞれ58.5°と66.7°で少し高いが、他のコアは全て52°～54°で地心双極子磁場を仮定して計算した伏角54°に近い。

過去11000年の地磁気変化の大きな特徴を見てみる。11000年前から大きく西に振っていた偏角は、除々に東に向かい、4000年前に最も東に振る。その後はまた西に向かう。伏角は、10000年前に70°位の高伏角になり、それが除々に低くなり、7000年前に50°位に落ちつく。それ以降は、50°の線を上下する。





III−6

ソロモン海における地磁気異常について

上嶋正人　他乗船研究者一同
地質調査所

1983年12月～1984年1月にかけて、日本、オーストラリア、パプアニューギニア、国連機関によりソロモン海において国際共同研究が実施された。調査項目はマルチチャンネル音波探査、磁気探査から採泥にいたるまで多岐にわたるが、ここでは地磁気異常の測定とデータ処理について述べる。

調査には海洋科学技術センターの「しんかい2000」の母船である「なつしま」が使用され、地磁気異常の測定にはジオメトリクス社のG801型海上プロトン磁力計が使用された。センサーは船尾から約200mはなして曳航されている。

測線図を図1に示す。図ではビスマルク海における測線（北部）も含まれているがビスマルク海ではプロトン磁力計は使用されておらず関係するのは図中のソロモン海における測線（南部）だけである。

データの処理

全磁力データはG801型プロトン磁力計から6秒に1回の割で更新されながら、BCDパラレル出力に出力されている。このデータをYHP9835マイクロコンピュータと付属のBCD入力インタフェースを用いて1分ごとに取り込み、カセット磁気テープに出力した。このデータは後に大型の計算機に転送して5分ごとの時刻とデータ値のファイルを作る。

測位データは30分ごとにNNSS（人工衛星航法装置）から、衛星のフィックスデータ（決定位置）とともに、PC8201（NEC）マイクロコンピュータにハンドで入力された。入力ミスを取り除いた後フィックスデータによって推定位置の修正を行ない最終的な測位データとした。図1はこのデータを上記マイクロコンピュータによりXYプロッターに船上で出力したものである。

上記5分ごとの時刻、全磁力値データのファイルと測位データのファイルは大型計算機によって結合され、同時にDGRF80（国際標準地球磁場）値を計算して差し引くことにより、時刻、緯度、経度、全磁力値、磁気異常値のファイルを作成した。地図上での磁気異常値のプロファイルは大型計算機により自動的にXYプロッター上に出力されるようになっている。（図2）

地質調査所では時刻、位置、速度、水深、重力、磁力等のデータをCR80フォーマットという形での航海ファイルとして作成しているが、今回はそのような完成された形にまではいたらなかった。

図1. PC8201にハンド入力した測位データ。

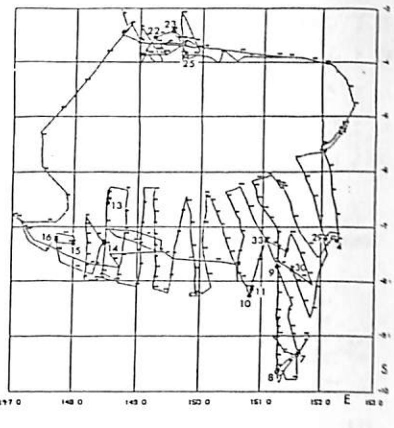
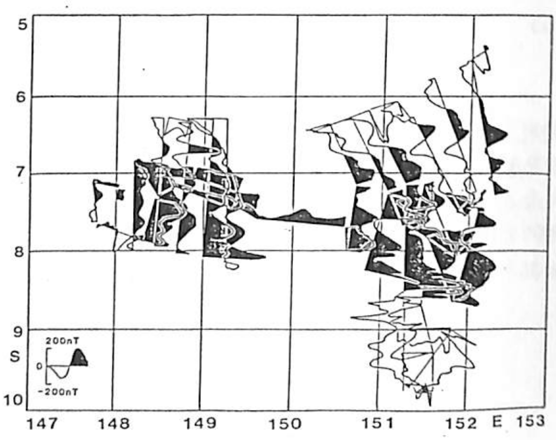


図2. 自動的にプロファイル出力された磁気異常



Ⅲ−7

南海トラフ周辺の地磁気3成分測定

松原由和
(神戸大 自然科学)

今吉隆，伊勢崎修弘
(神戸大 理)

海工丸1983 7/23～8/6，白鳳丸KH382航海において、南海トラフ周辺の地磁気調査を、船上に設置した3成分磁力計によって行った。

船体による磁気的なノイズを取り除いて得られた測線5，9-2(図1)での磁場の3成分を図2,3に示す。ここで、X，Y，Z，Tはそれぞれ 北向き成分、東向き成分、鉛直下向き成分、全磁力を表し、また、図中に示した直線はIGRFの勾配である。

この2測線は、どちらも南海トラフを横切っているが、X，Z成分に着目すると南海トラフから陸側に向って水深が浅くなっていく地点で値がシフトしているように見える。この付近で全磁力は、さほど大きく変化していない。このような変化は、トラフを横切る他の測線においても観察でき、プレートの沈み込みと何らかの対応を示しているのではないかと考えられる。

また、トラフの南側の測線4では、磁気異常のリニエーションが見られるが、トラフ北側の測線7-2では、ほとんど変化はないようである。

図3はトラフ軸上をトラフに沿って進んだDSDP航海の測線で得られた水深である。中央付近に約200mほどの高まりがあるが、これは紀南海山列の延長線上にあり、水深図では読み取れないほどの低いリッジが南海トラフにまで及んでいるのではないかと考えられる。

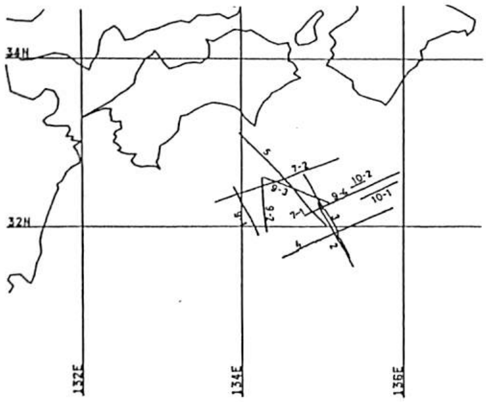


図1

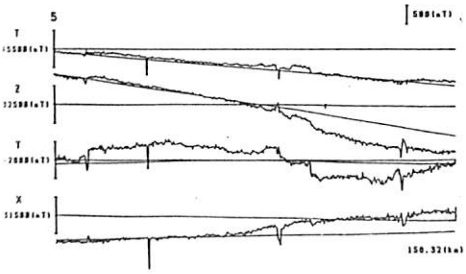


図2

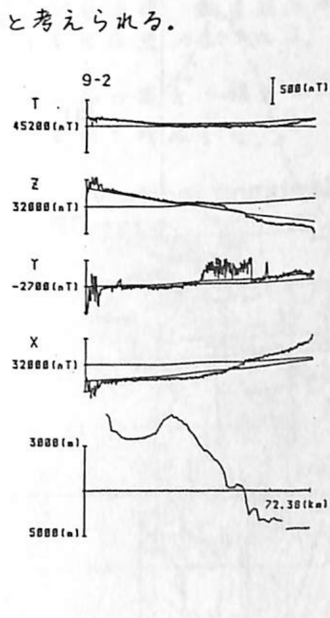


図3

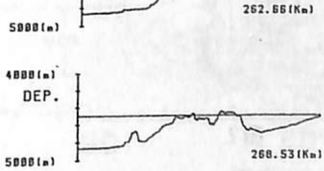


図4

Ⅲ−8

北アナトリア断層帯西部域における全磁力異常と岩脈モデル（1）

渡辺修夫　本蔵義守　田中秀文（東工大理）　大志万直人（日大文理）　A.M.Ishikara（イスタンブール大）

我々は1981年，1982年の両年にわたり，北アナトリア断層帯西部域において電磁気観測をおこなったが，その結果については数回報告している。今回は全磁力データの解析が終わったので，磁気異常の解析と磁気的構造について若干考察してみたい。

図1はÇerkesliにおける磁気異常の解釈である。幅900m程度のdike状のものが深さ200mの所に存在する。活断層はdikeの南端に位置しているらしい。図2はMekeceにおける磁気異常の解釈である。同様に幅800mぐらいのdikeが深さ100mにあると考えられる。ここも活断層はdikeの南端に位置している。図3はÇardakにおける磁気異常の解釈である。ここも似たようなdikeが存在するが，ÇerkesliやMekeceに比べて深い所に存在する。ここは堆積層におおわれた場所であり，断層地形などは調べられないが，磁気異常のデータからdikeの南端が活断層の位置であると考えられる。上記3地点は近接した地域であり，モデルの磁化の強さが1.5×10^{-3} emu程度であることから，dikeは一連のものであると考えられる。

図4はKaynacaの磁気異常の解釈である。幅45mのdikeが深さ40mの所に存在する。ここはÇerkesliの西方で，一度磁気異常がみられなくなったあと再び磁気異常が観測されたという点で，上記3地点とはそれほど離れていないところではあるが，同一のdikeとは考えにくい。

これらのdikeモデルにおいては，観測データからinversionによってパラメータを決めたが，どのパラメータがsensitiveであるかという点についても考察してみたい。

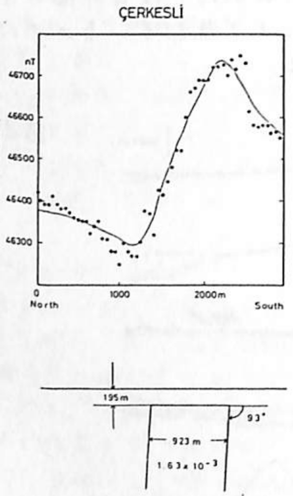


図1

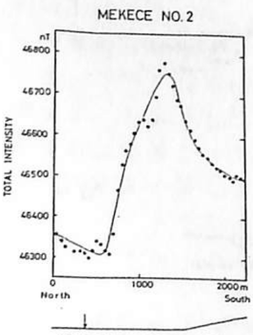


図2

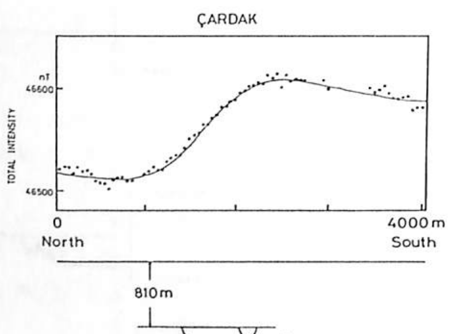


図3

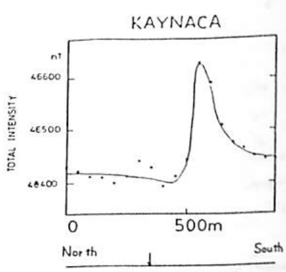


図4

Ⅲ−9

MAGSATデータから求めた磁気異常図Ⅱ

柳澤 正久，河野 長
（宇宙研）　（東工大理）

local time が同じであれば，その子午線に沿って，電離層起源の磁場は定常的であり，地理的経度などに依らないとして，平均電離層磁場（ＭＩＦ）を求め，これを取り除く，平均電離層磁場補正法（ＭＩＦＣ）を開発してきたが，図１に示すように若少の経度依存性もある。今回は，これを考慮して，図2,3にあげた2つの地域について，地殻および上部マントルの磁化の様子を反映する磁気異常図を作成した。

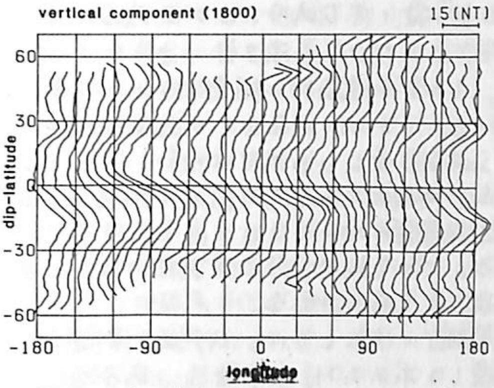
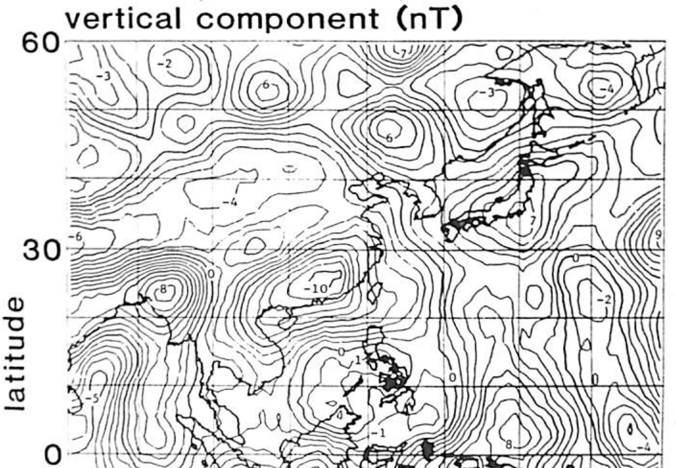


図１：local time 18:00 における平均電離層磁場，鉛直成分の経度変化（平均高度 420 km）。



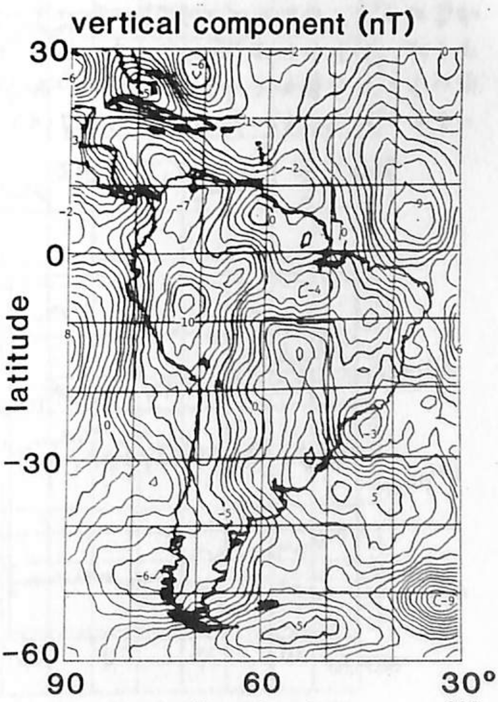


図２：ＭＩＦＣによる東南アジア，オセアニア地域の鉛直成分磁気異常図（平均高度 420 km）。

図３：同じく南アメリカの磁気異常図。

Ⅲ−10

DIF計による地磁気3成分絶対値連続観測の試み（2）

本蔵義守，久保俊一，渡辺俊文
東工大理

DI計とよばれる新型フラックスゲート磁力計によってD成分およびI成分の絶対値を，またプロトン磁力計によってF成分を，それぞれ連続的に観測することを試みている。しかし，現在までの結果は残念ながらあまり芳しいものではない。DI計設置点が傾斜地にあるため，とくに降雨によって設置台が傾くことがその主たる原因である。この長期的ドリフトを除けば，結果は概して良好といえる。

最終データとしては，D，I，F値から変換して求めたH，D，Zを3成分値としている。基準データとして柿岡地磁気観測所のデータを使用させていただき，静岡県藤枝にある観測点でのデータとの差をとっている。こうして求めたΔH，ΔD，ΔZ，それにΔFには，みかけ上の変化が現われるので，いわゆるクリーニング操作を施す必要がある。クリーニング法にもいろいろあるが，われわれはTransfer function法を用いることを考えている。つまり，あるデータセット $x_i(t)$ に対し，予測値 $y(t)$ を

$$y(t)=\sum_i\int_{-\infty}^{\infty}a_i(\tau)x_i(t-\tau)d\tau$$

で表わすとする。この両辺のフーリエ変換をとると

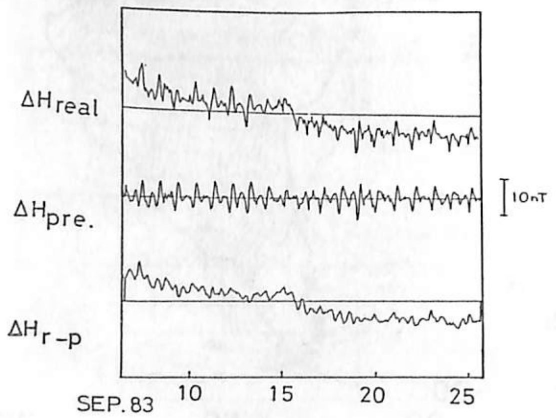
$$Y(f)=\sum_i A_i(f)X_i(f)$$

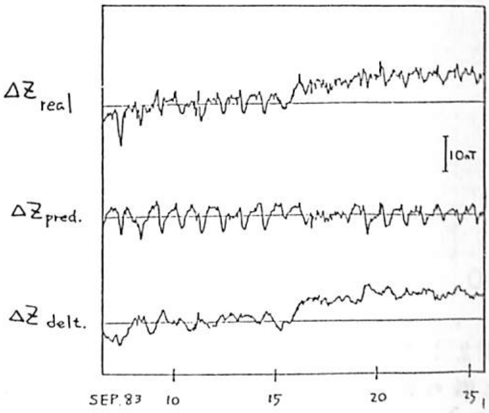
となる。A_i はいわゆるTransfer functionである。この A_i から逆フーリエ変換により，a_i を

$$a_i(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}A_i(f)\,e^{2\pi i f\tau}df$$

によって求める。実際上の問題点としては，A_i を適切に推定すること，および上記積分をいかに適切に行うかということがあげられる。

クリーニングの1例を図1，図2に示す。データとして9月のものを使用した。最上段の観測値ΔH（図1），ΔZ（図2）にはドリフトがみられるが，A_i を推定するときにこの影響を考慮している。入力データとして柿岡地磁気観測所のH，D，Z値を使っている。2段目はΔH，ΔZの予測値であり，3段目がクリーニングの結果である。規則的な日変化の影響はかなり除けてはいるが，まだかなりの変動が残っている。現在，この原因を調べている。





Ⅲ-11

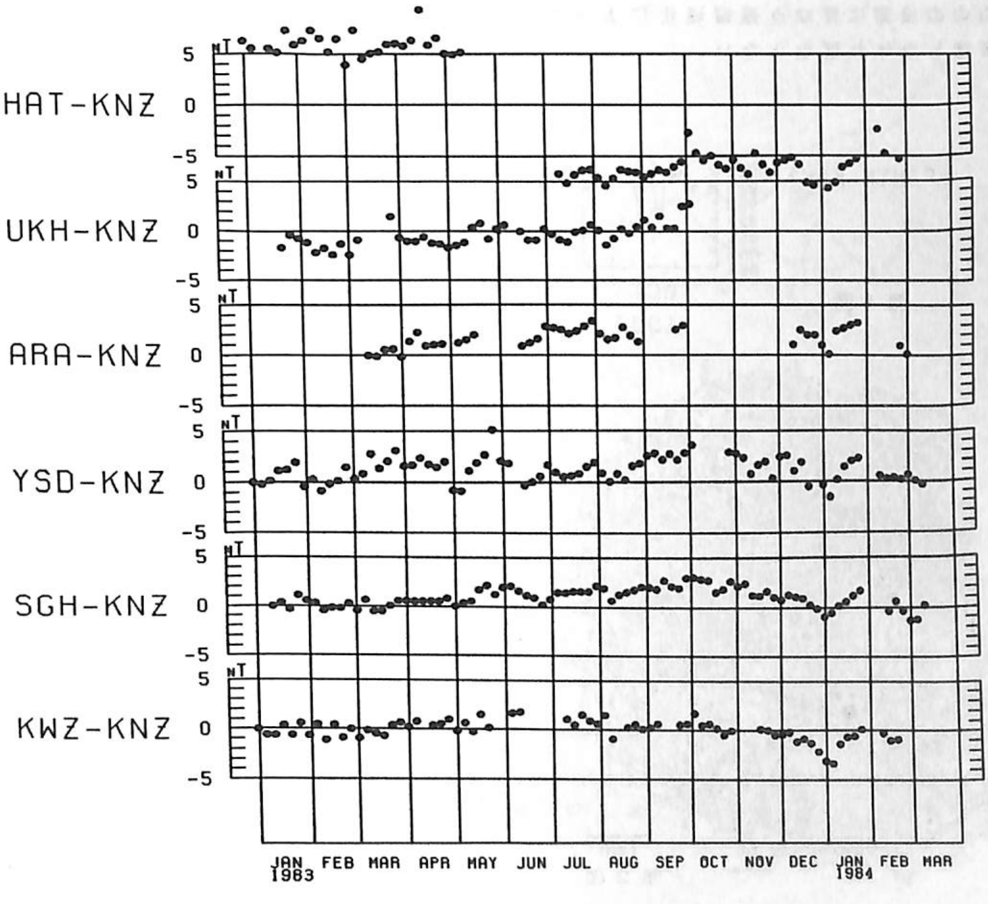
伊豆半島東部地域の全磁力観測

－1983年4月～1984年3月－

石川良宣・笹井洋一
東京大学 地震研究所

前報（笹井・石川 1983）に引続いて、伊豆半島東部地域の全磁力観測結果を報告する。1983年1月の川奈崎沖群発地震を最後に、伊豆半島では一年以上、静穏な状態が続いている。東海岸で1981年から82年にかけて再度活性化した隆起活動は、1983年夏頃にはほぼ頭打ちになった。第1図に1983年1月から本年3月までの、連続観測結果を示す。これ等は夜間5ケデータの単純差の5日平均である。初島の段差は、センサーの近くに建物が建てられたためである。1982年9月に吉田（YSD）で、又同年11月に初島（HAT）で、全磁力の急増が観測され、川奈崎沖群発と関連する可能性を指摘しておいた（前報）。初島については、再調査した所、人為的擾乱の疑いが出て来た。吉田の変化は本物と思われる。

伊豆地方ではこの一年間、特に異常な地磁気変化は無く、むしろ基準とした鹿野山と伊豆地方の地域差による変動が目立つ。とりわけ昨年暮から本年始めにかけて、鹿野山の全磁力変動が大きい。この現象は、1981年，82年にも認められた（笹井・石川 1982）。伊豆半島では1976年の観測開始当初から異常地殻活動が続き、これ等と対応するような地磁気変化が検出されて来た。活動静穏期の観測によって、今迄の異常変化が地殻活動に起因するものかどうか、検証できるものと期待している。



Ⅲ－12

三宅島噴火に伴なう全磁力変化

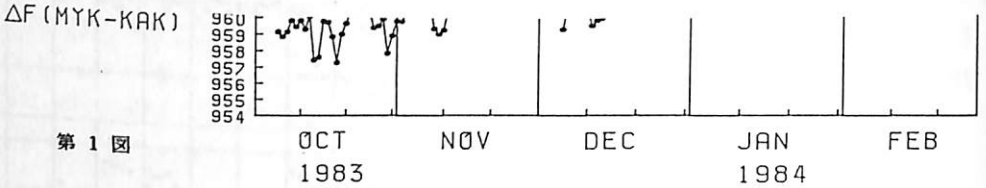
中川一郎、笹井洋一、歌田久司、石川良宣、小山茂、大地洸、徳本哲男
東京大学地震研究所　　　　　　　　　　　　　　　　気象庁地磁気観測所

１９８３年１０月の三宅島噴火後、全磁力連続観測、地磁気測量、噴火割れ目北端部での全磁力繰り返し測定を行った。

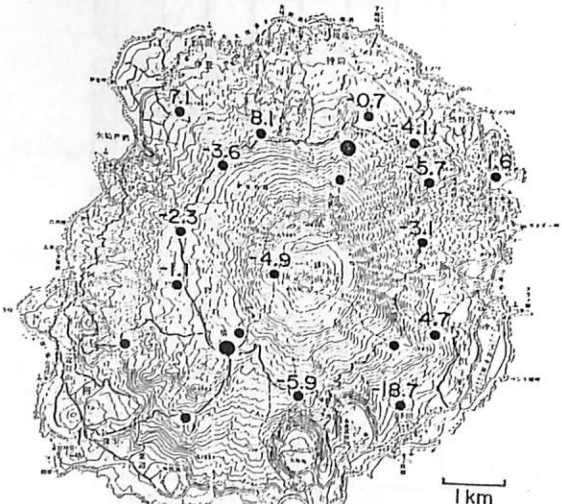
島の北部に位置する全磁力観測点では、柿岡を基準点とした時に、噴火後約３ヶ月の間に数ｎＴの微増が認められる（第１図）。もし、この原因を山体内部に求めるならば山体中心部の消磁された領域の拡大を意味する。

噴火直後の磁気測量では、噴火前の１９８０年１０月の結果と比較すると、全体的に見れば減少した測点が多い（第２図）。これは、１９６２年の三宅島噴火前後の地磁気変化量に比べ圧倒的に小さい。また、１９８４年２月の磁気測量では、噴火直後と比較して、特に島の南西部で１０ｎＴ近い全磁力の減少が見られる（第３図）。これは、噴火後に山体内部の消磁された領域が拡大した事になる。

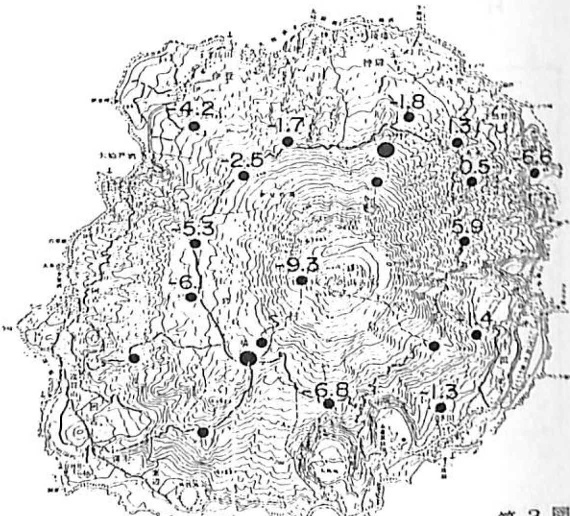
噴火割れ目北端部では、全磁力繰り返し測定を実施した。噴火後約１ヶ月の間で１０ｎＴにも及ぶ全磁力の減少が見られた。モデル計算の結果、表層噴出物と噴火割れ目そのものの冷却に伴なう残留磁化によって説明可能であるが、ピエゾ磁気効果による影響も考慮しなければならない。



第１図



第２図



第３図

Ⅲ−13

地殻活動域における自然電位の時間変化
—— 山崎断層及び鳥取県中部域 ——

宮腰潤一郎
鳥取大学教養部

山崎断層においては1977年以来地震活動に先行或は随伴して生ずると考えられる電位変化の検出を目的として，断層破砕帯の中の地下壕に設けられた電極間（距離：40m）及び野外に設けられた電極間（NS；300m，EW；650m）の自然電位の観測が行われている。そして1979年12月には附近に発生したM＝4.9の地震に先行して生じた壕内電極：約100mV，野外電極；約20mVの変化を観測した。変化を生じた原因は地震発生に先行する地下水流動に伴う流動電位或は断層面の界面電位の変化によるものと解釈されるが当時の降雨の影響の存在の可能性も全く捨て去ることはできない。野外に設けた電極に関してはその後ケーブル断線等の事故によってしばしば観測の中断を余儀なくされた。

一方最近の地震活動はおおむね平穏でありわずかにM≈2.5の地震しか発生していない。Fig.1にこれまでの結果を示す。

ところで，昨1983年10月31日，鳥取県中部の三朝温泉附近を震央とするM≈6.3の地震が発生した。山陰地方の被害地震に関しては従来からその双発性が指摘されており地元でも関心が高い。そこで地震発生後約1週間の11月7日から余震域内の三朝及び東郷において地磁気・地電流の観測を開始した。観測は現在継続中でありCA関係の問題については後日纏めることとして，今回は顕著な余震の発生と自然電位の変化の関連性に着目して調べてみた。（Fig.2）

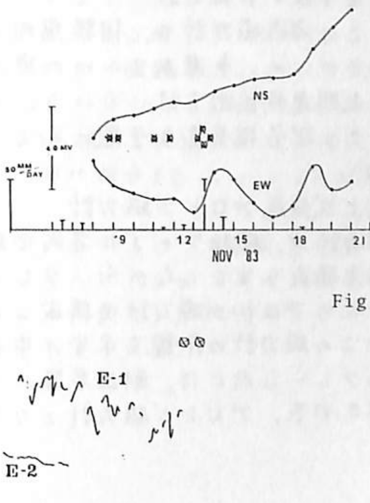


Fig.2

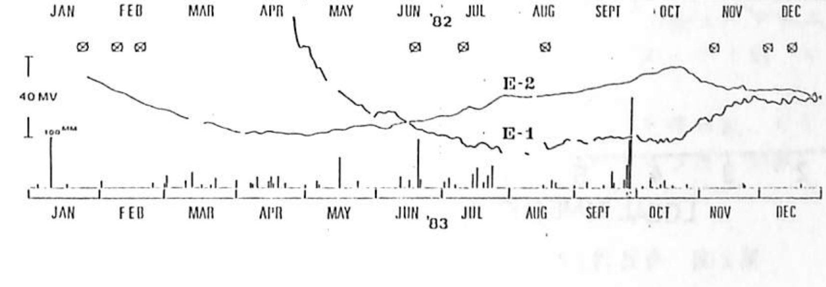


Fig.1

Ⅲ－14

海底プロトン磁力計の開発

中埜岩男，江村冨男
海洋科学技術センター

海底プロトン磁力計は，科学技術庁の地震予知計画，「海底地殻構造及び海底地殻活動に関する総合研究」，これに続く「フィリピン海プレート北端部の地震テクトニクスに関する総合研究」の一環として，海底の造構運動に伴う地殻中の磁力変化を計測することを目的として，開発を進めてきた。これまでに，ケーブル伝送方式のリアルタイム観測用海底プロトン磁力計ならびに自己浮上方式のノンリアルタイム観測用海底プロトン磁力計を開発したので，その概要を報告する。

(1)ケーブル伝送式海底プロトン磁力計

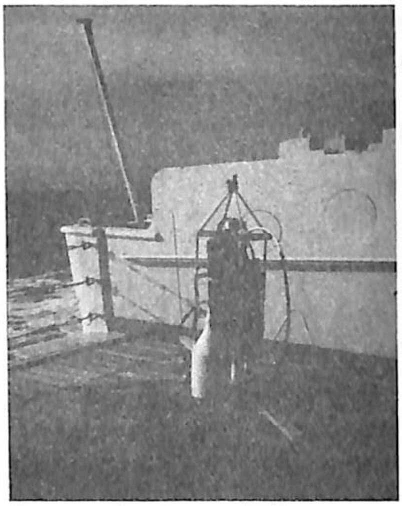
この磁力計については，第６８回講演会で東大海洋研の内山が発表したものと殆んど同じである。構造等詳しいことは，文献１又は２を参照されたい。

現在，この海底磁力計を，相模湾内の初島沖合約３００ｍ，水深約３０ｍの海底に設置し，長期連続観測を行っている。データがまとまり次第報告する予定にしている。

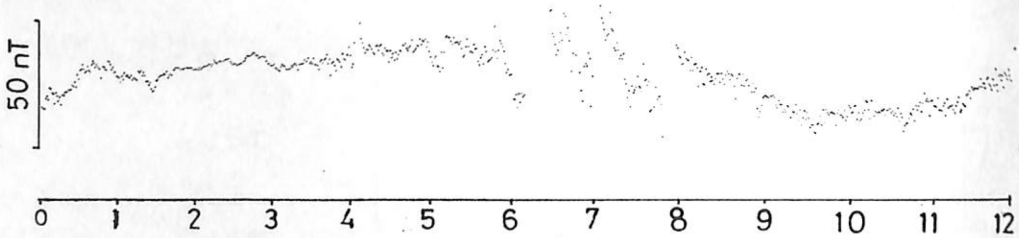
(2)自己浮上式海底プロトン磁力計

この磁力計は，同軸ケーブル方式で確立された基本構成を生かしながら，クローズドシステムのプロトン磁力計を構成した。第１図にこの磁力計の外観を示す。中央のアルミのフレーム内には，耐圧容器にそれぞれ収容された，プロトン磁力計とリチウム電池と音響トランスポンダを収めてある。架台は，アルミフレームに約11kgのコンクリート板を６枚取付けている。この他に，ガラス球またはシンタックチックフォームの浮力材を必要とする。

プロトン磁力計の動作テストは昨年夏若狭湾で行い，正常に動作することを確認した。続いて，今年の３月，東大海洋研究所淡青丸のＫＴ－８４－２次研究航海を利用して，設置回収試験を行い，相模湾江の島沖水深９６ｍの海底から無事回収できた。この時の観測記録の１部を第２図に示す。これによると，水深９６ｍでも陸上の人工雑音の影響が著しいことが分かる。



第１図 自己浮上式海底プロトン磁力計の外観



第２図 自己浮上式海底プロトン磁力計による観測記録（１例）

Ⅲ−15

ＥＬＦ−ＭＴ用データ処理装置について

東大震研　　歌田久司　中川一郎　小山茂　行武毅
ガウス（株）　大西信人　関根康弘

1982年秋の講演において（歌田・小山，1982），ＥＬＦ−ＭＴ観測におけるインピーダンス推定の信頼性について議論した。そして実測値にもとづいた解析の結果，ノイズの混入がなければ，数％程度の誤差範囲内でインピーダンスの推定値が得られる事，さらに，測定時刻によるバラつきもおよそ10％以内におさまる事を示した。その際，ＥＬＦ−ＭＴ法を地下の比抵抗変化を監視する手段に適用する場合の記録法として，各成分のパワーおよび各成分間のクロススペクトルとして記録する方法を提案した。

今回我々はこの方針に従い，増巾された波形記録をFourier変換し，さらに平滑化処理をした上で，スペクトルを記録する装置を開発した。この装置は，固定点において比抵抗変化の観測をするという，本来の目的に加え，移動観測用としても充分機能するものと考えられる。

装置は，ＦＦＴなどの処理や記録・表示などをする主演算部と，タイマーおよびモード設定などを行なう制御部からなり，それぞれがCMOSのCPUを有している。制御部の機能は表１の通りである。使用法の一例としては，あらかじめ開始時刻・モード・各パラメータを入力しておく事により，測定・解析・記録を自動的に行なう事ができる。

主演算部には４つのモード（ＦＦＴ，RECORD，OSCILLO，REVIEW）がある。RECORDモードは，A/D変換されたデータを単にカセットテープにそのまま記録するものである。OSCILLOモードは，選択された波形（２４チャンネル）をCRTディスプレイに表示する。又，REVIEWモードは，テープを読み込み，記録されたスペクトル（および位相差）をＣＲＴに表示する。これにより野外においても，ある程度のデータのチェックを行なう事ができる。

ＦＦＴモードは，指定したパラメータ（表２参照）に従い，演算を行ない，その結果をカセットテープに書き込む。くり返し数１回につきテープに書き込むので，約70回の書き込みが可能である。RECORDモードを用いると，時系列データが得られるという利点はあるが，テープ一本には約５分間のデータを記録できるにとどまる。一方ＦＦＴモードでは，NAV＝10の場合約24分間，NAV＝20とすると約47分間のデータを用いた事に相当するスペクトル記録が得られる。

講演においては，この装置を用いて行なった，インダクションコイルのキャリブレーションの例や，実測例などについても紹介する予定である。

表１　制御部の機能

1　時計（週０〜６，時０〜23，分０〜59，秒０〜59）
2　主演算部・電源のON/OFFとそのプログラム
3　主演算部のモード設定（４種類）と各パラメータの設定
4　ＣＲＴの画素選択

表２　ＦＦＴモードのパラメータ

1　ポイント数　ＮＰＴ：128又は256／２秒
2　平滑回数　ＮＡＶ≧１
3　くり返し回数　ＮＲＰ≦70

Ⅲ－16

山崎式比抵抗変化計の製作と御前崎における試験観測

大志万 直人・本蔵 義守・田中 穣
日大文理　東工大理　地理院

山崎によって，地震に関連する大地比抵抗の研究が，油壷において行なわれてきた。すでにCoseismic変化の報告は，1968年5月14日より1982年7月31日の期間で，64例（preseismic変化の例はそのうち34例）におよんでいる。（例えば，山崎1980；山崎1983）。

一方，藤森（1982）によると，御前崎で採取した頁岩の増倍率（比抵抗変化率／歪）の大きさは，油壷における凝灰質頁岩のものより約1ケタほど大きいことがわかった。このことは，御前崎においても地震に関連する大地比抵抗変化を検出できる可能性を示す。一点における観測のみでは，preseismic変化から時間についての予知は比較的容易であるといえるが，場所についての予知は比較的困難といえる。御前崎において，観測を行なえば，coseismic，preseismic変化の同時記録がとれる可能性が出るわけで，それぞれの出現の特性から地震発生場所推定のためのなんらかの情報を得られるものと思われる。

そこで我々は，山崎式比抵抗変化計の製作にとりかかり，国土地理院の御前崎観測場において，大地比抵抗変化観測の試験的観測を始めた。

電極配置はWenner方式で電極間隔は，1.4mに設定してある。当初は，自作の変化計にトラブルが多く，感度はあまり高くなかったが，現在では相当改善されている。

図1に感度校正の結果を示す。変化計にダミー抵抗をとりつけ疑似的に10^{-4}の変化を発生させたものである。油壷において報告されているcoseismic変化は10^{-4}程度であり，変化計自体の感度としては充分である。

しかしながら，実際に電極を接続すると大きなノイズが現われ，10^{-4}以下の変化は検出が不可能と思われる。図2は30分間程度のテストランの結果である。

今後，ノイズをおとすことが緊急な課題であるが，ノイズ源は今のところ不明である。電極の配置等を検討する必要があるであろう。

藤森 義彦 1982. 東京工業大学修士論文 136ページ

図 1

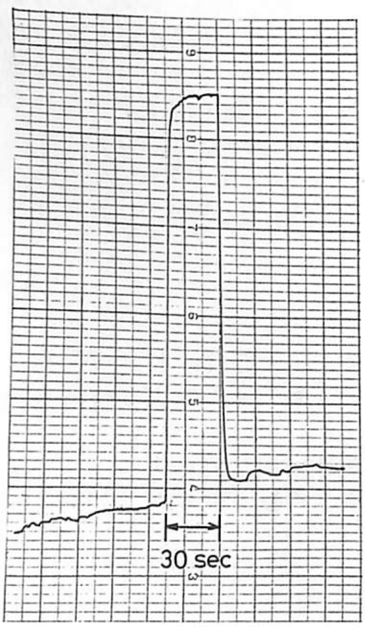
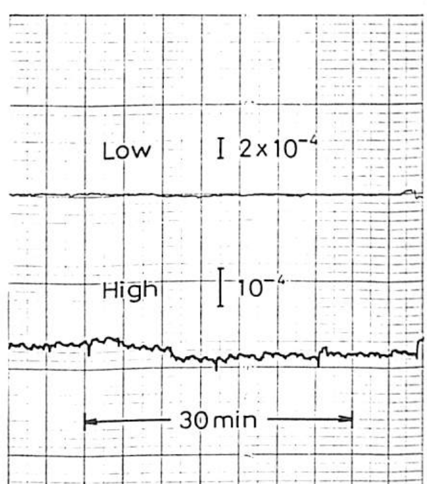


図 2

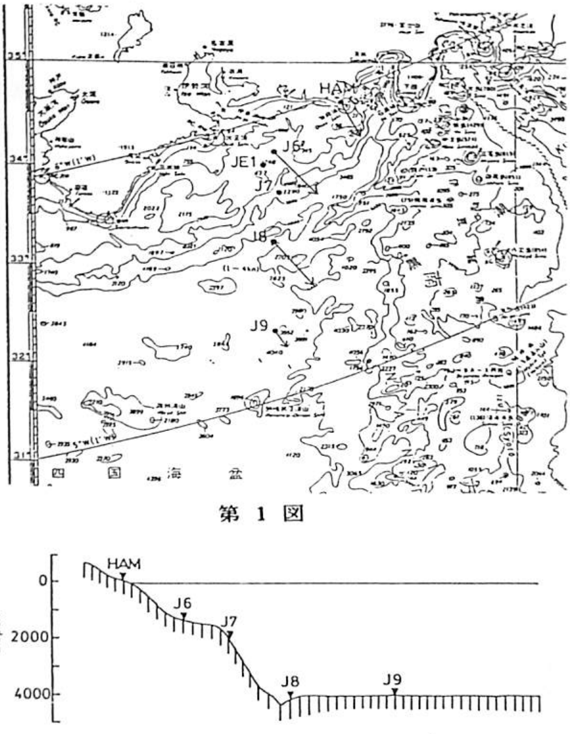


山崎 良雄 1980. Bull. Earthq. Res. Inst. Vol.55, 755-774
1983 Bull. Earthq. Res. Inst. Vol.58, 497-525

Ⅱ－17　　　東海沖での海底地磁気観測結果の解析

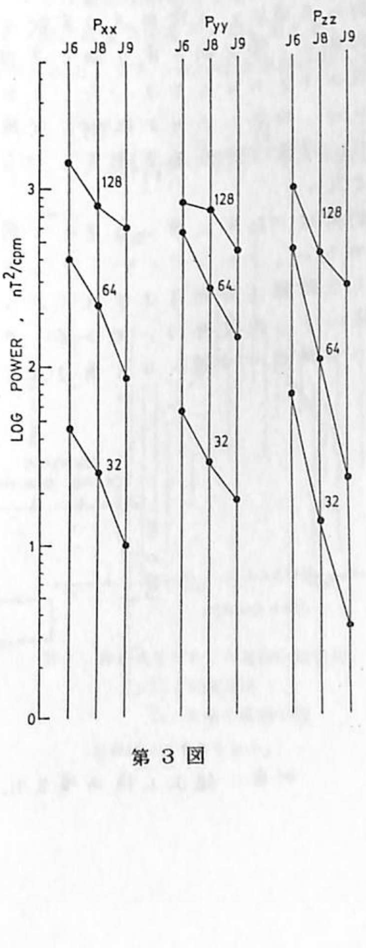
浜野洋三、行武毅、瀬川爾朗、浅岡達史、歌田久司、中川一郎、笹井洋一
（東大震研）　　　（東大海洋研）　　　（東大震研）

前回の学会で報告したように１９８３年４月－５月に東海沖海底で地磁気三成分変化の連続観測を実施した（第１図）。この観測ではＪ６、Ｊ８、Ｊ９の３点で約２２日間の観測記録が得られている。第１図にはこのうち４月２４日～２６日、４月２９日～５月１日の各３日間について計算された周期６４分の地磁気変化に対するインダクションベクトルを示す。ベクトルの方向は各観測点とも南東向きに近く、陸上の観測点である浜岡（ＨＡＭ）ともほぼ同じである。ベクトルの大きさはＪ６点で最も大きいが、Ｊ８点でも同程度の大きさを持つ。以上の結果は各観測点での地磁気変動がいわゆる海岸線効果だけでなく、海底下の地下電気伝導度分布の影響を受けていることを示す。第２図には観測点付近の海底地形の南北断面を示すが、Ｊ６点は大陸斜面の平になった部分、Ｊ８点は駿河トラフの軸上、Ｊ９点は平な海底に位置する。各観測点での地磁気三成分の周期１２８分、６４分及び３２分でのパワーを第３図に示す。観測点による違いには海岸線効果と地下電気伝導度分布の影響が含まれている。今回の観測では第１図に示すＪＥ１点で３日間の電位差変化の観測も行われているが、残念ながら地磁気変化と観測期間が重複しないので、ＭＴ法による解析は出来ない。本報告では浜岡での地磁気、地電流の同じ期間の観測を利用して、各海底観測点下の見掛け比抵抗を推定する試みについて述べる。



第１図

第２図



第３図

三宅島におけるＥＬＦ・ＶＬＦ－ＭＴ観測結果

東大震研　　歌田久司・笹井洋一・中川一郎
石川良宣・次野洋三

1983年10月3日，三宅島火山が島の南西部山腹から典型的山腹割れ目噴火を行なった。我々は，この噴火によって地下の比抵抗分布がどのような変化をしたか，また噴火後に予想される加熱・冷却過程に伴なう比抵抗変化を調査する目的で，ＥＬＦ・ＶＬＦ－ＭＴ法の観測を実施した。

三宅島では，1980年10月に火山集中観測が行なわれ，その際に島内の16点において，ＥＬＦ・ＶＬＦ－ＭＴ観測が行なわれた。この時に得られた地下比抵抗分布をもとに，今回2度にわたって実施した再測結果との比較から，比抵抗変化を調べた。

観測期間は，1983年11月3～8日および1984年2月4～9日である。第1回目の観測では，悪天候が続いたため，主として噴火割れ目周辺と山頂付近の合計5点における再測と，噴火割れ目の極く近傍に1点の新設ができたにとどまった。しかし，2回目には，14点における再測を実施するとともに，7点の新設点で測定を行なうことができた。

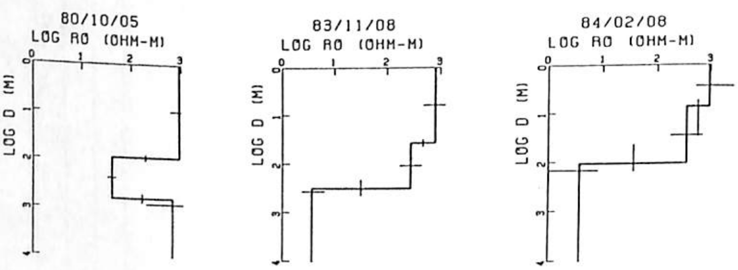
測定は1980年に用いたものと同一の測器で行ない，アナログ・データレコーダに集録した記録を解析する手法によった。この手法による再現性は，センサーや電極を固定した場合には確かめてあるが，今回のようにそれらを再設置する場合については，なお検討を要する。こうした点を調べる目的もあって，島内のほぼ全ての測点で再測を実施したものである。

再測の結果をまとめると次のようになる。

1) 噴火割れ目近くの測点では，深部の比抵抗が増大する傾向の変化が見られた。
2) 雄山山頂部の噴気孔近くでは，深部の比抵抗が噴火後著しく減少した（附図参照）。
3) 上記以外のほとんどの測点では，1980年当時と比較して有意な変化は無い。

1)・3)の結果から，噴火割れ目近傍に現われた比抵抗異常域の水平的な広がりは，高々1km程度であろうと推定された。

84年2月に行なった新設点における測定は，83年11月に見られた雄山山頂部の異常の広がりを確かめる目的で実施したものである。その結果から，山頂部の変化も水平方向には極めて狭い範囲に限られることが判明した。附図に見られるような変化は，噴火後に深部から熱水等の供給が行なわれたためである可能性が考えられる。噴気孔周辺では，10月末に地表温度が高まり，さらにその領域の拡大が観測されている。上記の解釈はこの事実とも矛盾しない。



附図：雄山山頂の噴気孔近く（測点No.6）で得られた比抵抗分布変化

Ⅱ－19

電磁気学的手法による阿蘇火山の地下構造の研究（Ⅱ）

田中良和，半田　駿・鈴木　亮
（京大・火山研），（佐賀大・教養）

九州中部地域の地下比抵抗構造の解明を目的としてフラックス・ゲート型磁力計による観測を始め，昨年度は計６ケ所について観測を実施した。なお，ＭＴ観測も同時に行なったが，当初，炭素棒電極を使用したためドリフトが大きく，解析に耐えうるデータは得られなかった。ＹＵＤ測点では，観測後半期に硫酸銅ポットを電極に採用し，一応問題のないと思える地電流データが得られた。地電流アンプの利得は６１４，６１１倍あり，ＹＵＤでの電極間隔は，ＮＳ　23.5m，ＥＷ　24.5mである。地磁気・地電流データはマイコン制御により，一定の範囲以上のドリフトは自動的に打ち消し，Ａ／Ｄ変換する方法を採用した。集録はカセットのヘッドを直接ドライブする方法で，５成分，１０秒サンプルで約２週間の連続録音が可能である。なお，今回の観測対象地域ではノイズが非常に小さい（ＹＵＤで夜間のＺ成分で，０．２ｎＴ以下）ので，１０秒サンプルは無意味ではないのではないか。　解析に用いたデータは主として substormによる擾乱であり，解析区間は1067ｘ10秒＝2.96時間，event数は23~42個であり，変換関数はこれらの平均として求めた。なお，ノイズと温度ドリフトの影響を避けるため，全て夜間のデータを用いた。変換関数はSchmucker(1970)，Everett and Hyndman(1967)の方法を用いた。なお，Ｈ，Ｄ成分のパワーがある基準以下の周波数成分については解析から全て除外した。これはＭＴ法による解析でも同様であり，Ｅｘ，Ｅyについても同様の考慮をする。ＭＴ法の場合は更にＥx，Ｅy と磁場成分のマルチ・コヒーレンシィがそれぞれ0.８ 以下の場合はその周波数成分については除外し，解析の信頼性の向上を計っている。　図１に2.６，26分周期のインダクション・ベクトルを示す。約3分周期 以上のインダクション・ベクトルは解析した全ての観測点でその方向が極めて安定しており，ほぼ南西方向を向く。一方，３分以下では値が0.１以下となり方向も異なる。北の２点のベクトルは豊肥地熱地帯を向いているように見える。一方，阿蘇周辺のそれは予想に反してカルデラ内を向かず，火口瀬の延長方向を向く様に見える。　ＹＵＤのＭＴの結果を図２に示す。見掛けの比抵抗の異方性が大きい事が分かる。また，skewは全周期に渡って0.2より大きく構造が３次元的であることを示唆している。

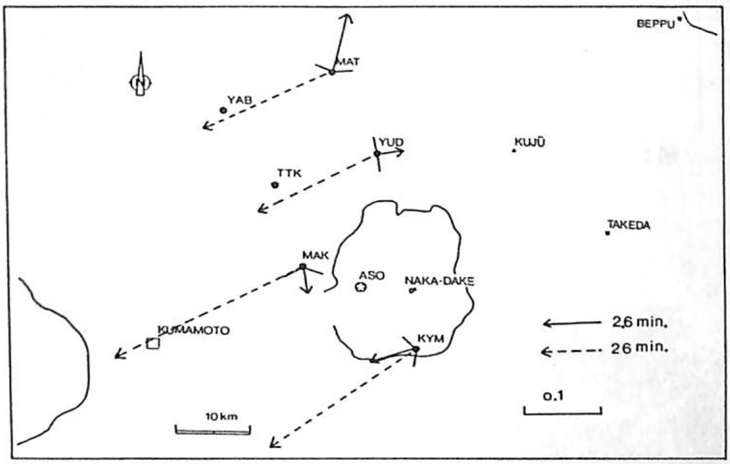


図１．2.6分，26分周期に対するインダクション・ベクトルの方向。↙ は2.6分周期のベクトルの誤差の範囲を示す。図中に0.1のベクトルの大きさを └─┘ で示した。偏角は６°Wとした。

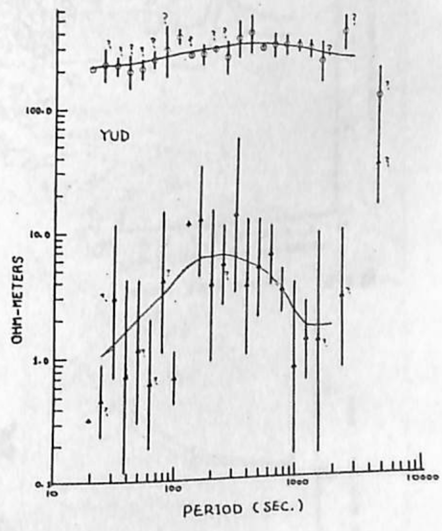


図２．測定点ＹＵＤでの見掛け比抵抗。
○：主軸方向
△：主軸に直角方向
縦線は±１ＳＤを示す。

Ⅲ−20

ＥＬＦ－ＭＴ法による活断層探査
――― 西山断層，中央構造線 ―――

下泉　政志，山田　雄一，北村　泰一
九大理

比抵抗構造が異なると推定される２つの活断層についてのＥＬＦ－ＭＴ探査結果を報告する。両者の特徴的な差異は，断層破砕帯に伴う低比抵抗層の存在の有無である。

(1)　西山断層は、福岡北東部に位置し、NW－SE走向の右横ずれ断層で、地質学的には花崗閃緑岩より成る三郡変成帯に属する。

＜観測結果＞

・断層破砕帯に伴う低比抵抗層は存在せず、風化の著しい花崗閃緑岩より成る表層部の比抵抗は高い（$\rho_a(20Hz) = 10^3 \sim 10^4\ \Omega\cdot m$）。[図3-a]

・断層近傍では、深部にまで異方性が見られる。[図3-b,c]

(2)　中央構造線(四国中央部，池田町周辺)は、E-W走向の右横ずれ断層で、その北側には砂岩、泥岩からなる和泉層群、南側には変成岩よりなる三波川帯という地質構造を有する。

＜観測結果＞

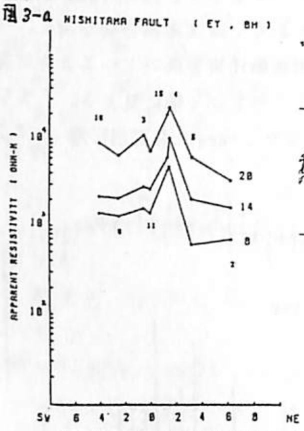
・$\rho_{//}$ の水平分布からも、低比抵抗層の存在は明らかであり、比抵抗の谷以外でも，$\rho_a = 10^2 \sim 10^3$ [Ω·m] と西山断層に比して低い。[図4]

四国での観測結果は，九州での中央構造線探査への有用な参考資料となる。

本講演では、中央構造線(四国)について，再測した結果についても報告する。

(ref) 半田他(1981)　九十九地学，16，1-5

図3-a



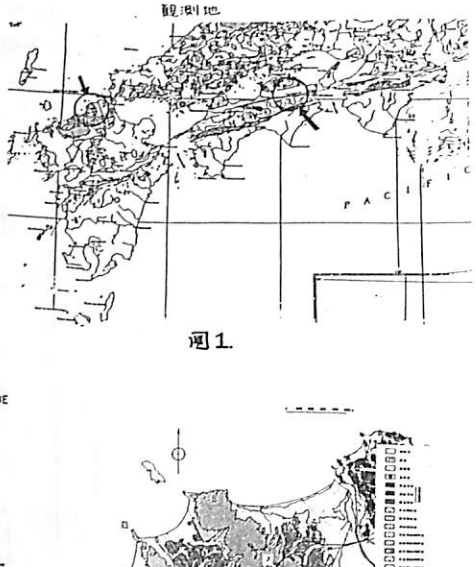


図1.

図4.

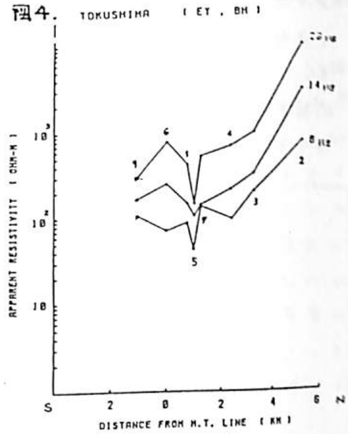
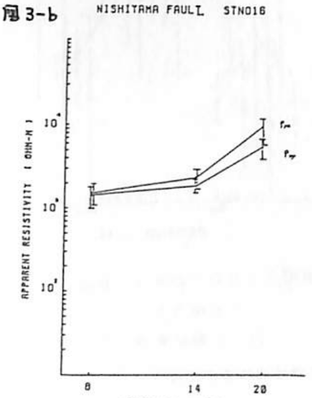


図3-b



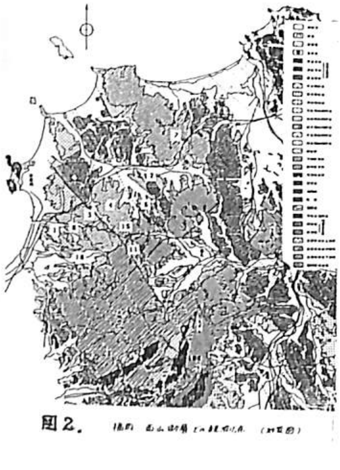
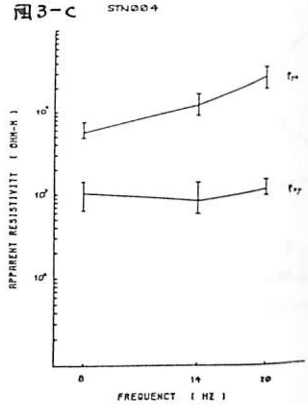


図2.

図3-c



Ⅱ-21

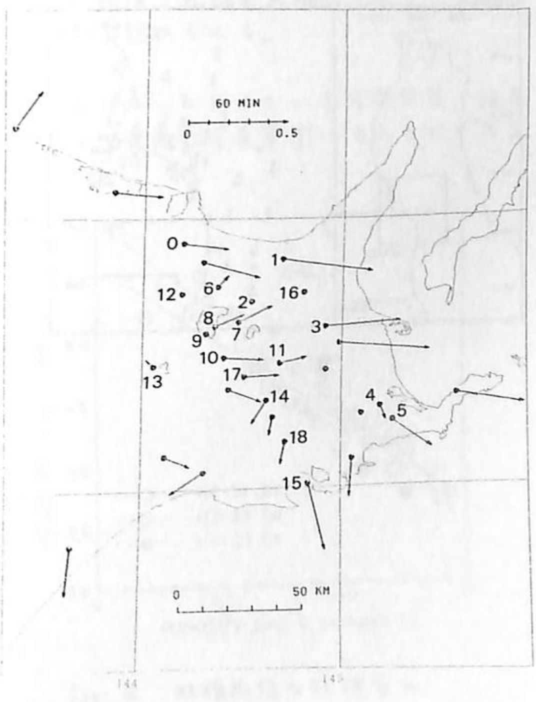
北海道東部地域における電磁気観測
ー地磁気変化ー

地殻比抵抗研究グループ
森　俊雄（気象研究所）

1983年北海道東部で行なわれた電磁気共同観測では，18の地点で地磁気，地電流変化の観測が行なわれた。データは現在集約中で，地点相互間の地磁気変化はまだ十分には比較されていないが，現在までに得られた周期10分から数時間の地磁気変換関数を中心に話をする。同地域における電磁気観測は，森（1975）その他によっても行なわれており，変換関数やパーキンソンベクトルが求められている。下図は周期60分のパーキンソンベクトルを表示したものである。測点番号0は女満別地磁気観測所で，1－18までが，今回観測が行なわれた地点である。ただし，測点5（厚床），13（阿寒湖）では，以前にも同一地点で観測が行なわれている。今回の測点の他，数地点のベクトルは，変換関数の実部をパーキンソンベクトルで表示したものである。

川湯（7），池の湯（8）は屈斜路カルデラ内で，ほぼ同じ周期特性である。弟子屈（10）と南弟子屈（17）では，周期20－120分のパーキンソンベクトルがほぼ東向で，Buの値はほぼ－0.2である。その南の標茶（14），新拓（18）では，あまり良い記録は得られていないが，奥行臼（4）も含めて周期によってAu，Buの値がかなり変化するようである。厚床（5）から厚岸（15）にかけての太平洋岸は，高重力異常地帯であるが，それから内陸に入るに従って重力が急激に小さくなっていく。地磁気変化特性でも，その付近を境にして急激に変化しているようである。斜里（1），中標津（3）のBuは同地域では比較的大きい方で，周期による変化もあまり見られない。また，東洋（6）は，A，B共非常に小さく，周囲の地点と異った周期特性をもっており，千島火山帯を境に地下構造に大きな相違があることを示している。阿寒湖（13）は周囲に比較する測点がないが，やはりA，B共に非常に小さいが，周期による変化も大きそうである。歌田（1984，CA研究会）によると阿寒湖では，ELF，VLF測定の解析から，100m以下に極めて比抵抗の低い層のあることが推定されている。

上記のようなことから，今回得られた地磁気変化特性からも，地質，重力，地磁気分布等と比較させて，地下構造を推定するのに大いに役立つものと思われる。



周期約60分のパーキンソンベクトル

III−22　　宮城県における地磁気短周期変化異常について

瀬戸正弘・北村保夫
（東北工大）

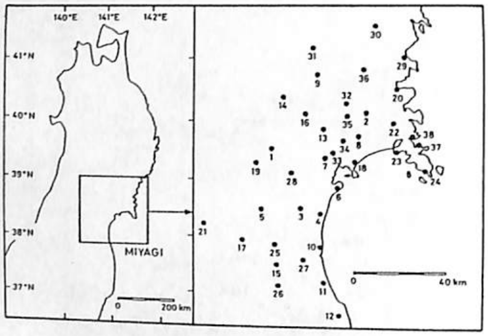
東北日本においては，過去にいろいろな機関により地磁気観測が行われ，電気伝導度分布について議論されてきた。

しかし，東北日本の南部に位置する宮城県においては，東北大学女川地磁気観測所の地磁気変化以外はほとんど知られていなかった。また，太平洋岸にある女川でのパーキンソン・ベクトルが，通常の海岸線効果と異なり海の方に向かずに南の方に向いている事の原因なども不明であった。

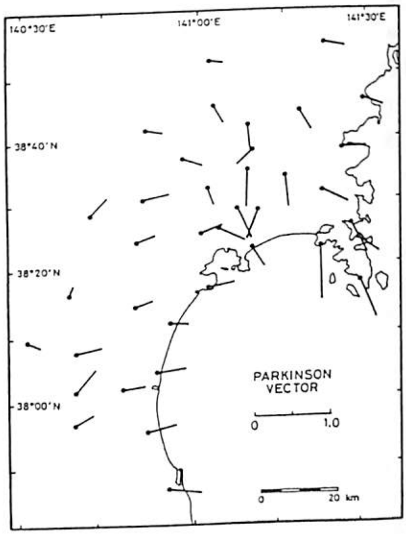
そこで，我々は宮城県における地磁気変化の様子を調べるために，第1図に示す様な30ヶ所以上の観測点で地磁気短周期変化の観測を行なった。

先ず，宮城県における地磁気短周期変化の様子を調べるために，周期5分～60分の位相の合った三成分変化の振幅を読み取り，パーキンソン・ベクトルを求めた。第2図にその結果を示す。図からわかる様に，ベクトルの特徴は西部（奥羽山脈側），中部（仙台平野）そして東部（北上山地・太平洋側）の3つのグループに分けられると思われる。

地磁気観測と並行してVLF，ウェナー法により比抵抗測定も実施しており，また，全磁力の測定も行なったので，これらとの関連も含め宮城県における地磁気短周期変化異常の特徴について報告する。



第1図



第2図

Ⅱ−23

秋田県北鹿地域における試錐岩芯の比抵抗測定について（その2）

奥山良俊（秋田高専）乗富一雄（秋田大鉱山）

秋田県北鹿地域の古遠部，青橅両地区の試錐コアに加えて北鹿北地域の久吉地区における試錐コアの比抵抗測定を行なったので得られた結果を次に報告する。

1. 測定方法

岩石試料は真空減圧吸引法により完全湿潤状態とし，室温の下で直流四極法により比抵抗値を測定した。なお，加電圧への依存性を示すことから，すべての試料について加電圧を5Vに統一し，測定値の相対的比較検討を図った。

2. 測定結果

(1) 古遠部，青橅両地区の試錐コアにおけると同様に，久吉地区の岩石試料に関しても比抵抗値と深度，岩相，飽和含水率及び孔隙率との間に良好な有意性が認められた。

(2) 比抵抗値 $\log \rho$ ($\Omega \cdot cm$) と飽和含水率 X (weight %) 並びに孔隙率 $\log \phi$ (volume %) との関係は各々次の(1), (2)式で示される。

$$\log \rho = A - BX \quad (1)$$

$$\log \rho = K - n \log \phi \quad (2)$$

ここでA，B及びK，nは岩相に関係した定数で岩質の相異を示している。

(3) 久吉地区における玄武岩類の地域性による比抵抗値の相異は地質学的課題として興味ある問題を提起している。

(4) 測定値の例

図1はKH−3における玄武岩(B_1-2)の比抵抗値と飽和含水率の関係を示し，この場合は特に深度との関連が特徴的である。図2は石英安山岩類(D_1), (D_0)及び(D_3)の比抵抗値と孔隙率の関係を示し，良好な直線性が認められる。

以上において用いている岩相区分，記号はすべて金属鉱業事業団によるものである。

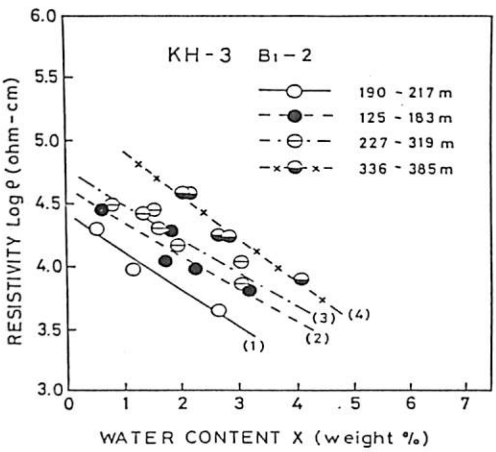


Fig. 1 比抵抗値と飽和含水率の関係.

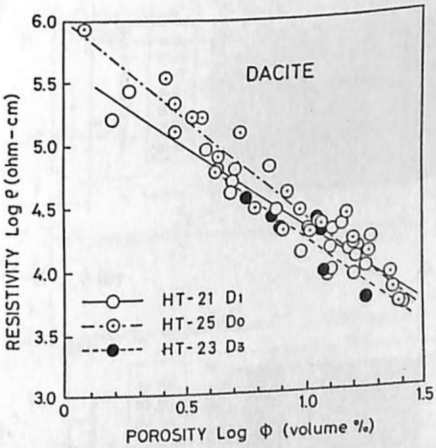


Fig. 2 比抵抗値と孔隙率の関係.

Ⅲ−24

北アナトリア断層帯西部域の電磁気的構造（1）

本蔵義守，田口善弘，渡辺修夫，田中秀文，大志万直人，A.M. Işikara
（東工大理）　（日大文理）　（イスタンブール大）

1981年と1982年に行った北アナトリア断層帯西部域での電磁気観測の結果，全磁力や比抵抗に異常がみられたことについては，すでに数回にわたって報告した通りである。今回，全磁力異常やELF-MTの解析がほぼ終ったので，その結果をまとめ，活断層近傍の電磁気的構造について考察したい。

まず比抵抗構造であるが，活断層線付近では表層比抵抗が周辺に比べて確かに低くなっているが，低比抵帯の幅は狭く，高々100〜200mしかない。深部構造に関してはELF-MTから推定できるが，表層比抵抗分布の影響が予想外に大きく，詳細な構造は求めにくい。図1には，Mekece測線に対する比抵抗構造モデルを，図2，3には計算結果を示した。右から2番目の測点付近が断層位置であるが，低比抵抗層は必ずしも必要とされない。同様の結果をÇerkesli測線に対して図4，5，6に示した。この図で右から3番目の測点付近を活断層が通っているのであるが，その北側にやや抵抗の低い層が認められるのみである。したがって，この活断層近傍では顕著な低比抵抗層はみられないと結果できるが，幅の狭い低比抵抗層の存在は図3，6に示唆されているようにも思える。

磁気的構造には興味深いものがある。断層の北側に幅が1kmに近い岩脈状物体が認められ，この物体が強く帯磁しているために全磁力異常が現われるのである。この岩脈状物体は，断層の位置の推定および断層面の走向の推定に対して情報を与える。

図1.

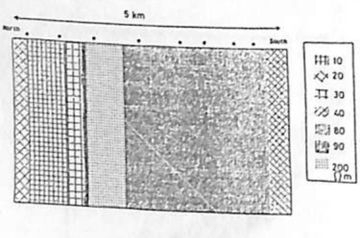


図2. B−polarization (8Hz)

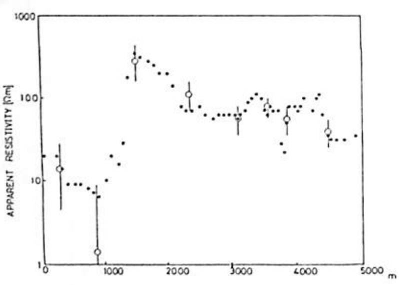


図3. E−polarization (8Hz)

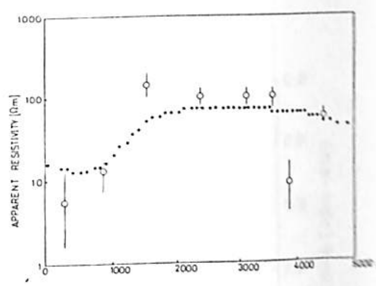


図4.

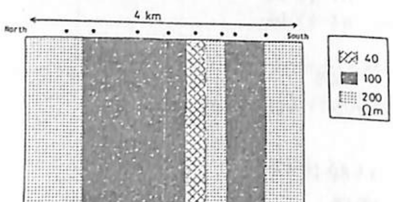


図5. B−polarization (8Hz)

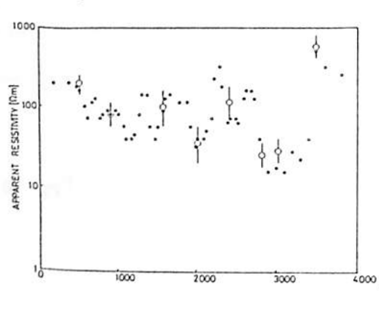
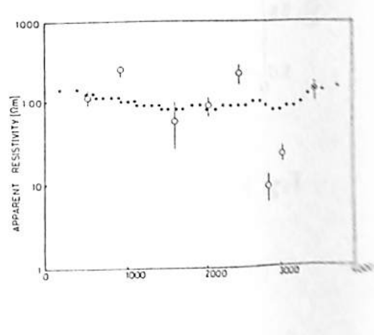


図6. E−polarization (8Hz)



II-25

タヒチ島における地磁気変化異常の観測

山口 覚 松原 由和 井口 博夫，松田 准一，伊勢崎 修弘，安川 克己
（神戸大 自然科学） （神戸大 理学部）

本蔵，笹井らによって，離島効果を使って各島の地下電気伝導度構造を推定する手法の有効性が明らかにされた。海洋地域の地下電気伝導度構造を推定するためにはこの手法は重要であり，海底での磁場観測と比べて，簡単に観測が行なえるという利点がある。しかし，実際に太平洋プレート上の島で観測が行なわれた例は少ない。

1983年9月末～10月下旬に，タヒチ島（南緯17°40′，西経149°20′）において地磁気3成分の連続観測を行なった。Fig.1に示すように島の南北2ヶ所の海岸近くに磁力計を設置した。また，図中の×印は，フランス政府の観測所であり，ここでも地磁気3成分の観測を行なっている。磁力計は島津製作所製の三軸海底磁力計（MB－170）を使用した。

この磁力計は，本来深海底で使用するように設計されているので，計測部，記録部，電源部がすべて，球形の耐水圧ガラス器中にセットされている。今回のように観測条件の悪い所でも，電源の確保や記録装置のメインテナンスなどを心配することなく高分解能（0.1nT）の観測を行なうことが可能である。

島の南部の観測点（No.2）からは24日間，北部の観測点（No.3）からは28日間の良好な記録が得られた。Fig.2に記録の一部を示す。北部の観測点と南部の観測点での短周期のZ成分の変化は逆転しており，離島効果がはっきりと認められる。また，長周期のZ成分の変化では，北部の観測点の変化量がかなり少ないことが目立っている。

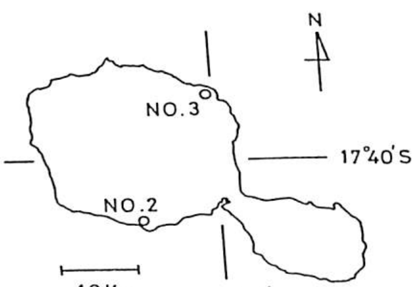


Fig. 1

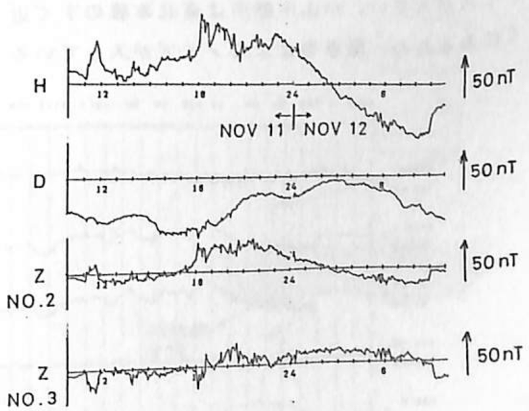


Fig. 2

III－26

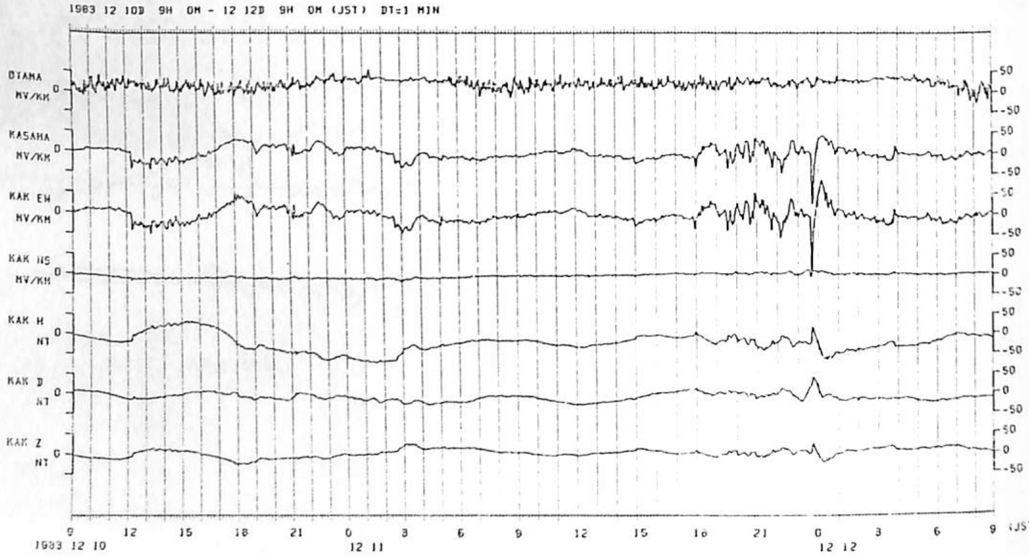
電々公社の地中埋設ケーブルを利用した地電位観測

森　俊　雄　（気象研究所）

現在、日本における陸上での地電位観測の電極間隔は、長くとも数 km で、通常は数100m以下で行なわれているが、より大規模の構造を求める場合には観測基線の長い方が望ましい。

電々公社の施設を利用して、電話中継所間の長スパンの地電位変化を観測する機会を得た。関東平野北部の小山、下館、笠間の各中継所内のアースにケーブルを接続し、小山－下館間(15.7 km) および笠間－下館間 (26.7km) の電位変化をペンレコーダーに記録させた。下図の OYAMA は小山－下館間、KASAMA は笠間－下館間の地電位変化で、300秒のローパスフィルターを通して得られた記録である。また、柿岡地磁気観測所(KAK)の地電位、地磁気変化もプロットした。これから、笠間－下館の地電位変化が、柿岡の地電位ＥＷ成分と非常に類似していることがわかる。小山－下館の変化は夜中の１～５ｈを除いて非常にノイズが大きい。小山中継所は東北本線のすぐ近くにあるため、電車等によるノイズが入っていると考えられる。笠間－下館は予想以上にノイズが少く、非常に良い記録が得られた。地磁気変化に対応する誘導電位変化は、笠間－下館に対して、小山－下館は非常に小さい。地電位変化には一般に異方性があり、一方向だけでは結論はだせないが、両者共ほぼ同じ方向（東西）の電位変化を測定していることから、堆積層の厚さ等に関連した浅層電気伝導度構造の相違が地電位変化の振巾に現われていると思われる。

電話中継所は都市の中心部にあることが多いため、地電位測定の際には人工ノイズの大きいことが予想されることから、どの程度自然の電位変化を記録するかを確認することも目的の一つであった。事実、フイルターを通さない場合には１Hz ノイズやその他の短周期ノイズが非常に大きい。しかし，今回のように、フィルターを通すことにって数10km離れた電話中継所間の地電位変化も容易に観測でき、地下構造の解析や地震予知等に関連した研究に役だてることができる。



II−27　電車ろうえい電流の性質について（II）

土井　恵治（京大理）・住友　則彦（京大教養）

近年ELF−MT，VLF−MTなどマグネト　テルリック法による活断層調査が盛んである。これらの方法において，しばしば障害になるのは，都市近郊における電車ろうえい電流によるノイズである。このろうえい電流は，一見，複雑に見えるがその中にも，ある程度規則性が見られることもあるので，この性質を調べている。今までに明らかになった性質の一，二をあげると，

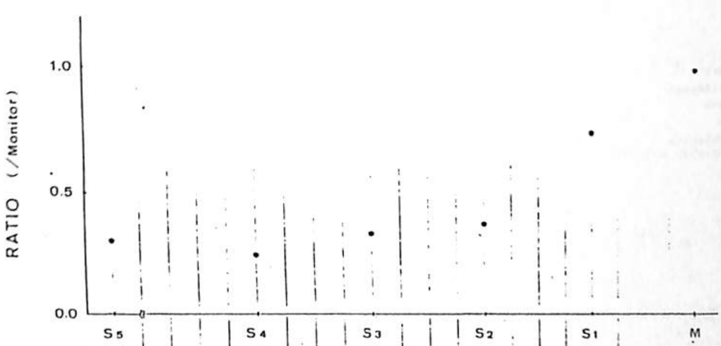
イ）ろうえい電流は数秒〜数分の幅広いスペクトルを有する。

ロ）電車軌道から充分離れる（数Km）と，電流は場所に固有な方向に流れ，その方向は時間に余り依存しない。

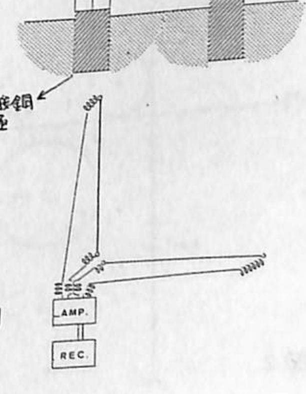
ハ）数100m以上離れた2地点でも，ほとんど同期した波形が観測される。

ニ）変化電位差の絶対値は場所毎に異なる。

このような性質の中で，ハ），ニ）は特に興味深い。ろうえい電流が主に堆積層内を集中して流れるとすれば，堆積層の厚さに依存して電流密度が変化すると考えられる。従って，もし，断層によって基盤がずれていたり，破砕帯など存在すると，これらを反映した電流分布（実は電位差分布）が観測される可能性がある。才1図は，宇治黄ばく断層（被覆断層で，かぶり約50m，基盤の落差約150mと地震探査等で推定）を横切って，電位差分布を調べたもので，モニター点と移動点とで同時に観測した電位差波形のパワー比をとったものである。S_2を境に比が変化している。右側の方が堆積層は厚い。地震探査等によれば，S_2とS_3の間を断層が通っているとのことであるから，これを検出している可能性がある。別の測線についての調査結果および，2，3の点で観測したろうえい電流の性質について報告する。才2図は，測定方法の概略を示したもので極めて簡単な手法である。



才1図



才2図

Ⅲ−28

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, [A]近藤一郎, [B]A.G. Fenton, [B]R.M. Jacklyn 他
名大理, [A]東大宇宙線研, [B]タスマニア大学

乗鞍岳における空気シャワー観測とコンジュゲイトな南半球における観測として、1981年末より観測を開始した、オーストラリア・タスマニアにおける空気シャワー連続観測の現状、及び観測結果について報告する。観測は、約半年のテストランの後、1982年6月に定常観測を始めたが、その後、1983年12月に 1 m²・4フォールド空気シャワーディテクターアレイの一部拡張をおこない、観測精度の改良をはかった。観測データは、現在、83年11月までの約1年半の結果が、処理出来ている。図2に、定常観測開始後一年間のデータにより得られた、恒星時、太陽時、反恒星時一日変化を ハーモニックダイアルに示す。最終的な結論を得るには、これからの観測によるデータの蓄積が必要であるが、現時点までの結果では、南半球における恒星時一日変化は 北半球の観測に比較して小さく、このことは、南北非対称日変化成分（P_2^1）の存在を示唆していると思われる。（図3）

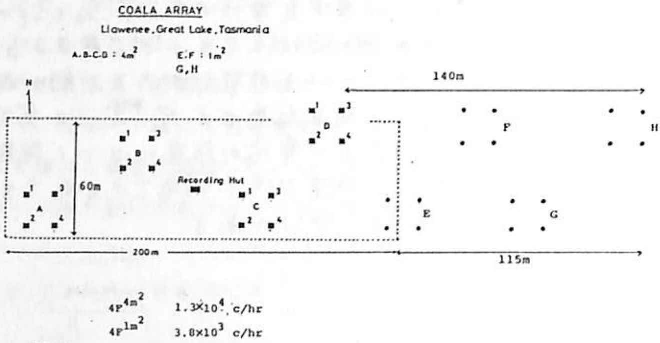


図1.

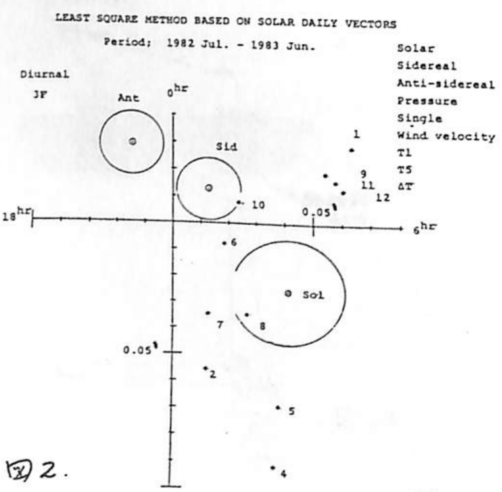


図2.

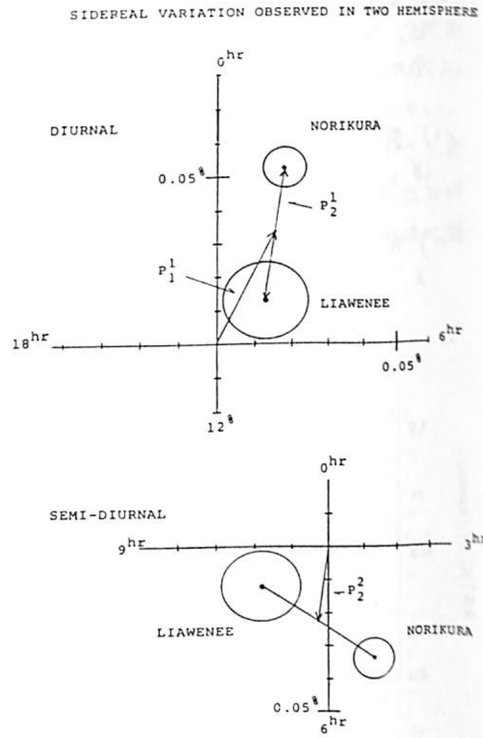


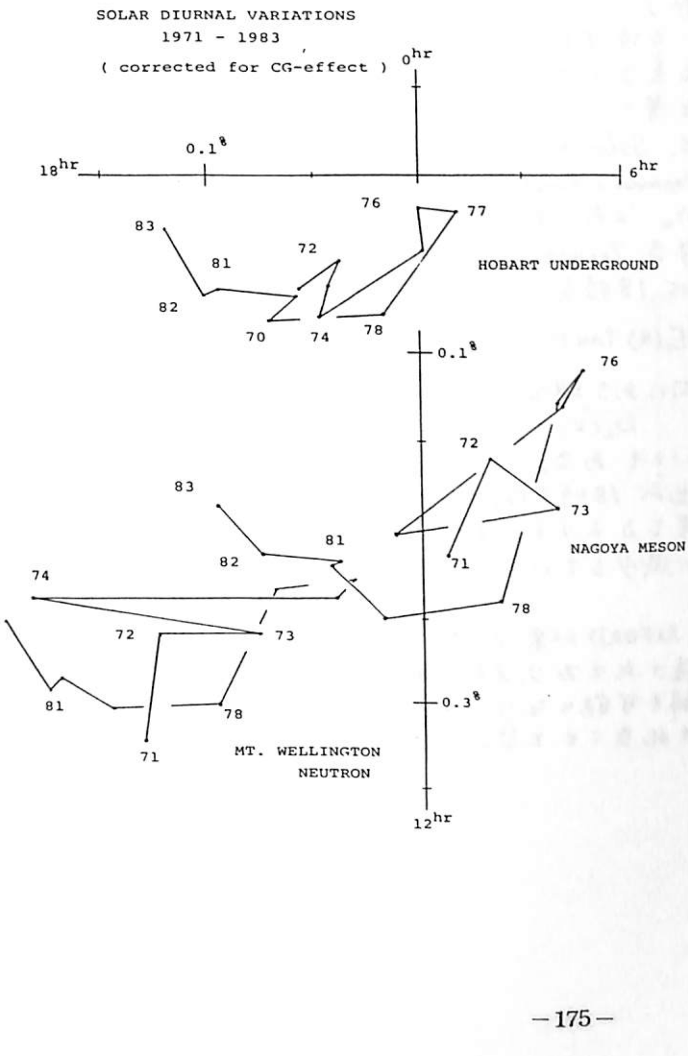
図3.

Ⅱ－29

ポジティブソーラーサイクルにおける宇宙線太陽時一日変化

藤井善次郎，長島一男，[A]J. Humble
名大理，[A]タスマニア大

宇宙線強度太陽時一日変化の長周期変動について報告する。太陽時一日変化については，これまで多くの観測・解析結果が報告されている。現在，この一日変化は，太陽系内における宇宙線の拡散・対流のバランシングによる宇宙線の軸方向の流れ（18^{hr}）として理解されている。又，観測は，この宇宙線の流れが，太陽ダイポールフィールドの逆転周期の22年の周期で その位相18^{hr} が12^{hr}側に大きく動くことが明らかにされており，この一日変化の長周期変動が，太陽ダイポールフィールドの極性と，密接な関係を持つことが示されている。一方，太陽時一日変化をその長周期変動を含め，宇宙線の太陽系内における拡散・対流にもとづく理論的説明もおこなわれている。今回，この一日変化の長周期変動を，メディアンエネルギーにして20GeV～200GeVに対応する中性子・中間子・地下中間子のデータを用い，そのフェイズが大きく変動するポジティブソーラーサイクルである1971－82年にわたって調べたので，その結果について報告する。

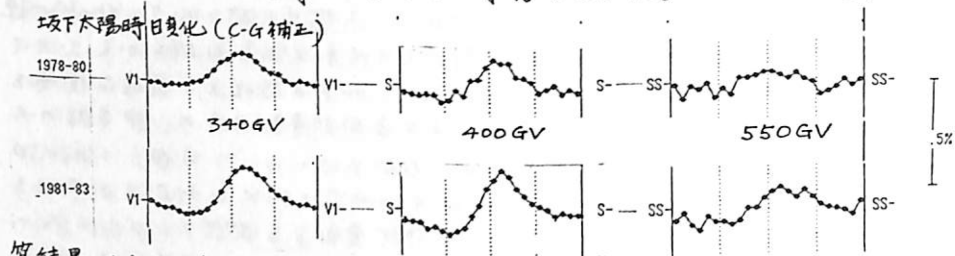


Ⅲ−30

なぜ、坂下太陽時日変化が 1981~83年に増大したか？

名大理　上野裕幸　藤井善次郎　藤本和彦　長島一男

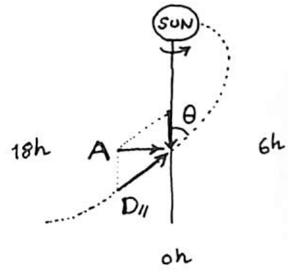
坂下地下宇宙線観測は 1978 年以来すでに6ヶ年を経過し、1978~80年（太陽活動極大期）の太陽時日変化は方向が 16時、Upper Cut-Off Rigidity : $P_u = 170$ GV であった。その後太陽活動が減少するので、この P_u も徐々に小さくなり、100 GV以下になれば、坂下では、恒星時日変化のみが観測されるものと予想していた。しかしながら、この期待は実現が遅れ、



1981~83年の平均値は図のように増大しており、特に平均エネルギー 550GV の SS 成分では著しく、坂下 10成分の計算結果では、その方向は 17時, $P_u = 300$ GV である。坂下の増大に対して、名古屋（60GV）では減少、Embudo (130GV), 三郷 (145GV) では変化なし。Hobert (175GV), London (250GV), Socorro (300GV) ではやゝ増大しており、100GV 以下では減少、200GV 以上では増大していることは、もはや疑問の余地はない。今後坂下太陽時日変化は太陽活動の減少に伴って急速に小さくなり、極小期には、やはり消え去るものと確信しているが、この増大は、重要な情報を提供しているものとし、次のような考えで、データ解析を進めようとしている。

Convection-Diffusion 流に考えると、Solar Wind による 12時方向の Outwards Convection [$(2+\gamma)V/C \cdot C(R)$, $C(R)$: Rigidity Dependence Function] は、ほとんど一定か、むしろ小さくなっていると考える方がよく、増大はない。なお、極小期には Scattering が減少して Cut-Off Rigidity は~50GVになる。これと平衡する Inwards Diffusion は、21時方向から IMF に沿って流入するもので、Diurnal Anisotropy が 18時方向の場合

$$A_{obs}(R) = D_{//}(R) \sin\theta(R) = (2+\gamma)\frac{V}{C} \cdot C(R) \tan\theta(R)$$



となり理解しやすいが、12~18時方向にある場合、22年変化とも関係して考え方がいろいろある。$D_{\perp}(R)$ の流入があれば、方向が前進し、振幅が減少することもある。

このように考えると、1981~83年が、より単純で、その増大を考えるよりも、むしろ $D_{\perp}(R)$ の流入が顕著な、1978~80年が減少していた。と考えた方が妥当である。

太陽時日変化の説明については、AXFORD 以来 20年間、進展していないが、その間、宇宙線観測、惑星間空間の情報が蓄積されており、又計算機の急速な発達により、3次元空間の数値シミレーションによる本質的理解も可能となり、このような一見、学識を破るような現象が契機となって、それが実現されることを望むものである。

II-31　　宇宙線中性子強度恒星時日変化の長期変動

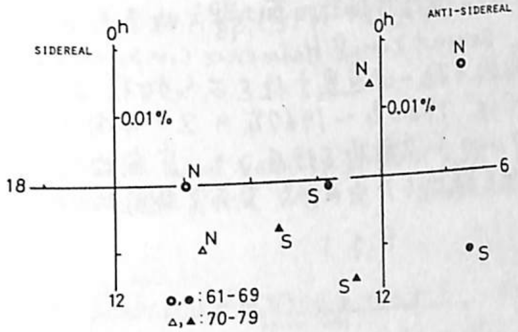
長島一男　　石田喜雄　　森　覚　　森下伊三男
名大理　　福島大教育　信大理　　岐阜歯大

宇宙線中性子強度の world-wide data を用いて、1958〜79年までの恒星時、反恒星時変化（1st，2nd）について報告してきた。一方、中間子の data 解析の結果から、太陽活動極小期には極大期とは異なった異方性が見られるという報告がある（森等）。また太陽磁場の逆転期 1969/70 を境いに、ロンドン地下の中間子 data の解析から、1961〜69年と1970〜78年のそれぞれの期間で恒星時日変化に差が見られるという報告もある（Thambyahpillai，1983）。

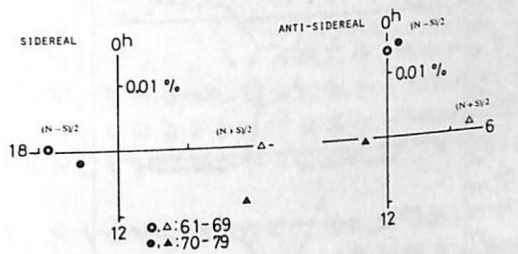
今回、中性子強度 data を上記の期間に分け、北半球の station（N）と南半球の station（S）毎に恒星時、反恒星時日変化を求めた。前に報告した平均的な値（1958〜79）に比して明瞭な差が見られることがわかった（第1図）。

また、南北両半球に共通な変化 (N+S)/2 と南北非対称成分 (N−S)/2 を求めたが、反恒星時日変化 (N+S)/2 に統計的に有意な変化が見られる（第2図）。

使用した data の年毎のバラつきをなくするよう data を増し、年毎の傾向を調べ、太陽磁場の逆転時期との関連を報告する。



第1図



第2図

参考文献

◦森・安江・一の瀬
日本物理学会 第38回年会報告

◦Thambyahpillai
Proc. 18th Int. C.R. Conf. (MG9-3)

Ⅲ−32

宇宙線三次元球調和解析における第一次帯球調和成分及び第二次帯球調和成分の時間変化

高橋八郎 岩手大・教育　　矢作直弘 岩手大・人社　　長島一男 名大・理

世界数十ケ所の宇宙線観測所よりの宇宙線中性子成分データを用いて，長島によるSpherical Harmonic Analysis Methodにより，そのSecond Zonal Harmonic Componentまで求め，宇宙線の三次元異方性の解析を続行してきている。前に何回も述べてきているように，first Zonal Harmonic Component a_1^0は宇宙線の南北異方性をあらわし，Second Zonal Harmonic Component a_2^0は宇宙線の極−赤道異方性をあらわす。前回までは，1966年〜1967年の2ケ年間のデータについて解析を行なって，宇宙線の異方性を議論してきたが，なお，現象的にも不明確なところ無きにしもあらずというところだったので，今回は更に2ケ年間(1968〜1969年)のデータを追加し，同様の解析結果を求め，今までのものに，これらを追加して，4ケ年のデータで，今までの結果を再確認し，更に長期的な(半年及び年)変化も調べる。なお，惑星間空間データとの関連も調べ，これらの異方性のメカニズム並びにそれらの時間変化のメカニズムの手掛りをさぐる。Fig. 1及びFig. 2に今回の解析結果の例を示す。大体，今までに示してきたものと同様になっていることが認められるであろう。

Fig. 1

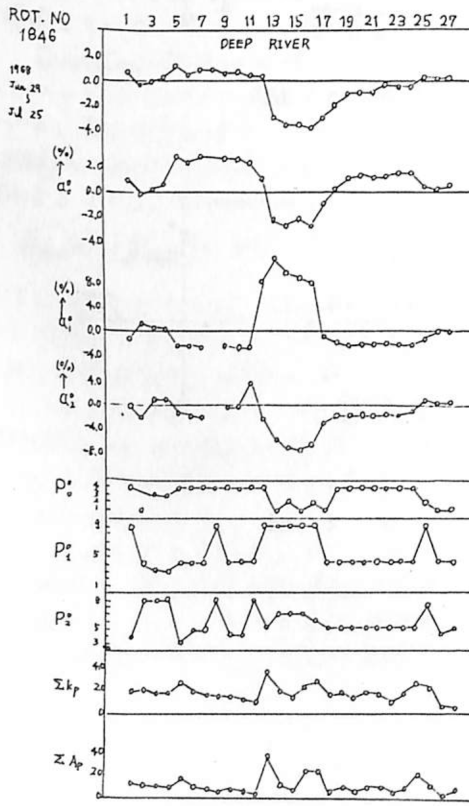
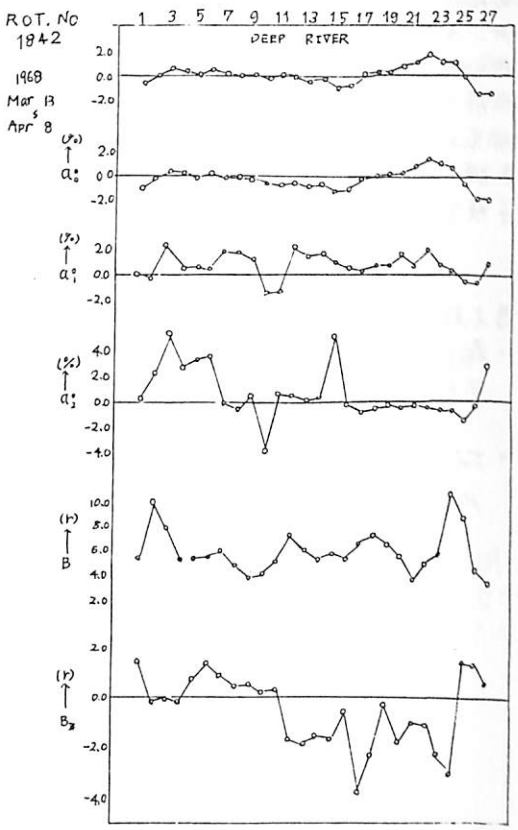


Fig. 2



Ⅱ-33

拡散-対流理論から見た宇宙線強度の太陽時半日変化について

長島一男，宗像一起
名大理

地上で観測される高エネルギー銀河宇宙線の強度変化には，1/2日を周期とする成分が存在していることが報告されている。　今回はこの成分の起源を，1日変化及び宇宙線密度の空間分布を支配すると考えられている“拡散-対流”理論によって説明することを試みる。

宇宙線の密度（等方成分）と1日変化（1次の異方性）は，拡散-対流理論によると次のように与えられる。

密度 U ： $$\nabla\cdot(CU\mathbb{V}-\hat{K}\nabla U)=-\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{1}{3}p\mathbb{V}\cdot\nabla U\right) \qquad -(1)$$

1日変化 $\mathbb{S}$ ： $$\mathbb{S}=CU\mathbb{V}-\hat{K}\nabla U \qquad -(2)$$

ここで，C は Compton-Getting factor，$\mathbb{V}$ は Solar wind velocity，$\hat{K}$ は2階の拡散テンソルである。　また，この理論を更に押し進めて半日変化（2次の異方性）に対する方程式を求めると次のようになる。

半日変化 $\hat{T}$ ： $$\hat{T}=\hat{J}^{c}-\hat{D}\hat{J} \qquad -(3)$$

$$\hat{J}^{c}=\frac{1}{5}vp^{4}\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{1}{vp^{3}}\overset{\circ}{\overline{\overline{(CU\mathbb{V}-2\mathbb{S})\circ\mathbb{V}}}}\right]$$

$$\hat{J}=(\overset{\circ}{\overline{\overline{\nabla\circ\mathbb{S}}}})+p^{3}\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{1}{vp^{3}}\left(\frac{1}{3}pv\overset{\circ}{\overline{\overline{\nabla U\circ\mathbb{V}}}}\right)\right]$$

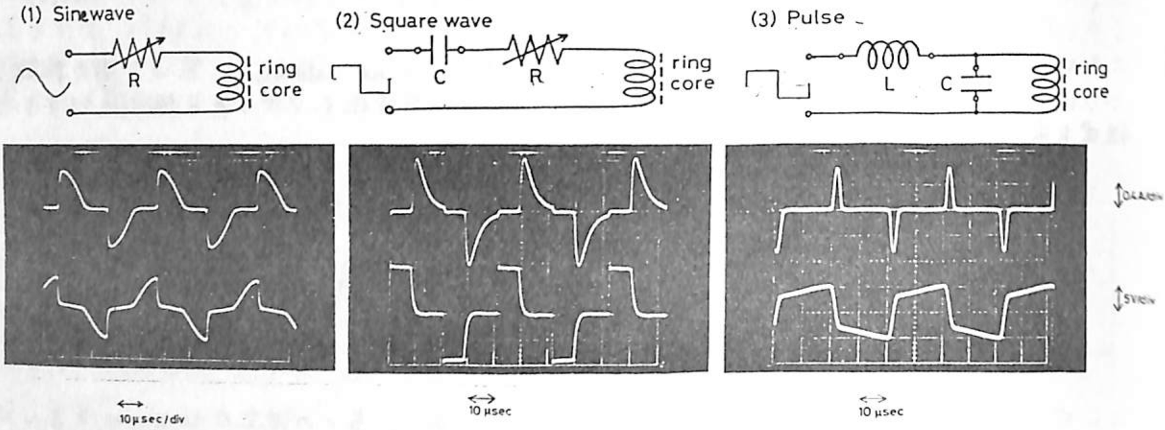
ここで $\hat{T}$ は半日変化を表わす2階の圧力テンソルであり，5つの独立な unknown を含んでいる。　また記号（$\overset{\circ}{\overline{\overline{\nabla\circ\mathbb{S}}}}$）は2つのベクトル ∇，$\mathbb{S}$ の dyadic積を対称かつ traceless にしたものを表わす。　$\hat{D}$ は4階のテンソルで，(3)式から分るように $\hat{T}$ は $\mathbb{S}$ の gradient に $\hat{D}$ をかけたものになっており，このことは(2)式で $\mathbb{S}$ が U の gradient から導かれることと対応している。

さて我々は過去に(1)，(2)式の数値解 U，$\mathbb{S}$ を求めて来たので，それらを用いて(3)式から $\hat{T}$ すなわち半日周期の異方性を得ることができる。　今回はその結果を報告し観測結果と比較して議論する予定である。

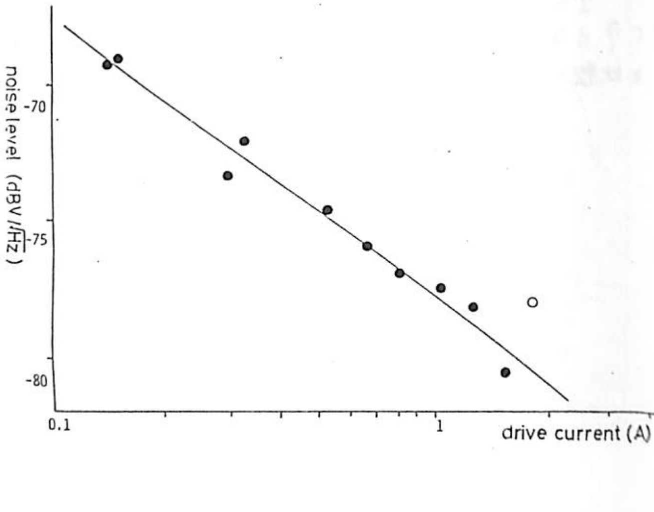
III−34　　フラックスゲート磁力計の駆動方式とノイズレベル

山口公治・河野長・小柳政彦
(東工大理)

フラックスゲート磁力計は励磁波形に対して2次の高調波を出力として取り出す方式なので、原理的には2次高調波を含まないどのような波形で駆動してもよい。ここでは、同じリングコア・センサーを(1)正弦波、(2)矩形波、(3)パルスで駆動し、入力波形の諸パラメータ(ピーク電流、電力、etc.)とノイズレベルの関係を調べた。下図は3つの駆動方式の回路、電流波形、ドライブコイルでの電圧降下の順にならべた。正弦波や矩形波では、コアが飽和するまでインピーダンスが高く、飽和するとインピーダンスが急減して電圧降下が小さくなっている。



ノイズレベルはスペクトラムアナライザを用いて解析した。下図はパルス方式の場合のもので、noise power ∝ (peak drive power)$^{-1}$の関係がよくなり立つようである。正弦波や矩形波の場合にもピーク電流値とともにノイズが下がる傾向が見られるが、パルスの場合のような単純な関係ではない。またピーク電流値を一定に保って電流の流れる時間を増して全体のパワー消費を増してもノイズレベルには殆んど変化がなく、パルス駆動方式による省電力効果がすぐれていることがわかる。各ドライブ方式の優劣を言うには検出系の性能をそろえてくらべる必要があり、現在準備している。



ペルー土器片へのShaw法の適用

河野 長・上野直子
(東工大理)(東洋大文)

ペルー先インカ時代土器片にThellier法に続きShaw法を適用し、古地磁気強度を求める実験を行った。Thellier法の場合と異り、結果の解釈は一本道ではない。そのことを図の例によって示す。実験では加熱による変化の影響を見るために、300°Cから600°Cまで100°おきにTRMとARMの消磁曲線を求めて

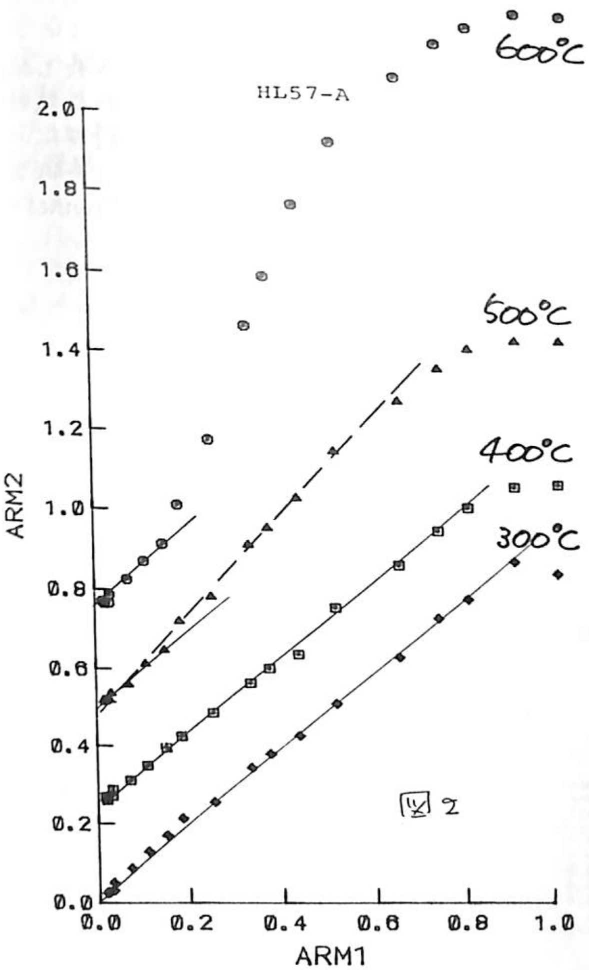


図2

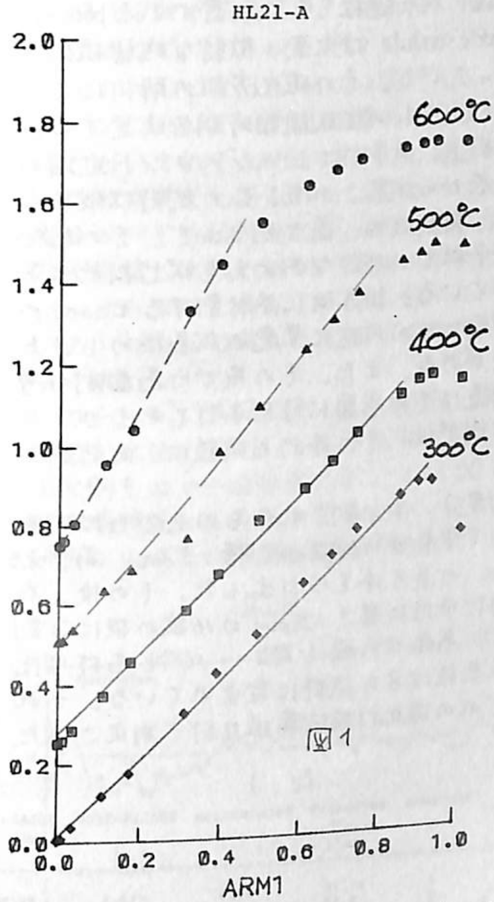


図1

いるが、ARMの勾配は400°Cまでは1であるが、500°C以上では明らかに1と異る(破線)。300°, 400°Cでも"PTRM"の消磁結果は得られるが、勿論TRMについてはわからない。図2のように高Hc成分のみをとれば勾配1が成り立つというのが原著者の主張であるが、このことは必ずしも一般性がないようである。これらのデータとThellier法の結果との比較によってShawの方法の信頼性について論じる。

Phosphatic nodule の磁化測定

森永速男　井口博夫　安川克己　池谷元伺
（神大・自然科学）　（神大・理）　（山口大・短期工学部）

（目的）　Manganese nodule と同様の生成・成長過程をもつと思われるphosphatic nodule は大変、微弱な残留磁化を持っている。その磁化方向の解析により、そのnoduleの生成開始時期を決定する。

（試料）　南半球ニュージーランド近海の海底から採集された。この試料は縦約4cm、横約3cm、高さ約3cmで、その底面が平坦でいびつなおわんを伏せた形状をしている。縦方向に半分割すると、その断面の中心付近に黒色の成長核らしきものがある。また、その核から底面側の層構造はその底面にほぼ平行であるが、反対側では、その外形と同様に、曲線的である。

（測定）　半分割されたものをさらに切断して中央から縦2cm、横1.5cm、高さ2.5cm の直方体を作り出した。その後、底面に平行に厚さ1.5mmの16枚の板に分割し、底面から順に1,2,…,16 と名付けた。成長核は8の試料に含まれている。それぞれの磁化は超伝導磁力計で測定された。

表 1.

	SPECIMEN	INTENSITY ($\times 10^{-11}$) [Am^2]	DECLINATION [°]	INCLINATION [°]	POLARITY
(a)	1	11.70	20.5	-43.1	Normal
	2	6.80	0.0	-53.9	Normal
	3	4.12	14.0	0.0	??
	4	5.85	30.9	-4.9	Normal
	5	1.11	0.0	-26.5	Normal
	6	2.69	-116.5	33.8	Reverse
	7	5.09	161.5	51.6	Reverse
	8	2.06	180.0	14.0	Reverse
	9	3.60	180.0	33.6	Reverse
	10	2.23	90.0	63.4	Reverse
	11	23.95	-112.2	-7.1	??
	12	3.20	-161.5	-8.9	??
	13	7.28	0.0	74.0	??
	14	5.22	0.0	-16.6	Normal
	15	7.34	8.1	-15.7	Normal
	16	5.31	168.6	16.3	Reverse

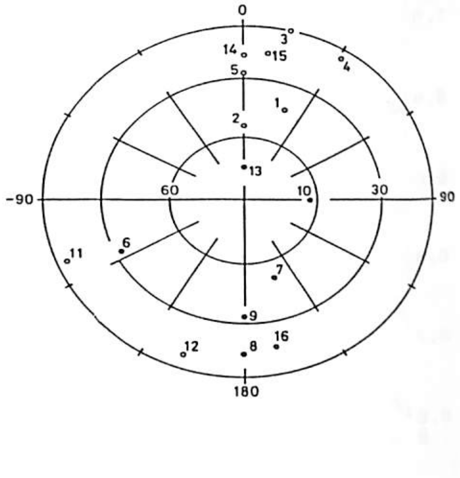
(Progressive alternating-field demagnetization)

	SPECIMEN	INTENSITY	DECLINATION	INCLINATION	POLARITY	DEMAG. LEVEL [mT]
(b)	1	16.30	5.1	-47.3	Normal	5.0
	1	13.68	-26.5	-80.5	Normal	10.0
	1	11.57	-30.9	-59.7	Normal	20.0
	1	10.40	0.0	-54.7	Normal	30.0
	1	8.12	-14.0	-59.5	Normal	40.0

（結果）　表1と図1に示す通りである。NRM強度は10^{-10}～10^{-11} A/mであり、偏角は任意の方向からの、伏角は底面からの角度を示している。強度は小さいが、表1の(b)で示しているように、交流消磁を行なっても、その極性が変わることはない。図1でわかるように、それぞれの方向データは相反する2グループに分離する。もし、この試料が常に回転しながら成長したのなら、それらのデータはランダムに分布するはずである。この分極は試料がほとんど回転しないで成長したことを示している。偏角・伏角を参考にして正帯磁、逆帯磁を決定した（表1のコラム5）。この試料が現在まで成長し続けてきたと考えると、成長核のある試料8は逆帯磁であるので、この試料は松山の逆帯磁期に成長を始めたと考えられる。また、試料5と6の間ぐらいがBrunhes-松山境界に対応すると思われる。

なお、ESR（電子スピン共鳴）年代決定法による研究も進められているのでより正確な生成開始年代がわかるだろう。

図 1



Ⅱ-37

鍾乳洞内二次生成物の磁化から推定した地磁気の相対強度と安定同位体比から推定した古気温

森永速男（神戸大 自然科学）　　井口博夫・安川克己（神戸大 理学部）

昨年の秋の本学会で山口県秋吉台こうもり穴で採取されたflowstoneの残留磁化から求めた過去4千年の偏角・伏角の経年変化、さらにその磁化の獲得機構がDRMのそれに似ていることを述べた。今回はflowstoneの磁化から過去の磁場の相対強度の推定について報告する。

flowstone試料のNRM強度の大小を決定する要因は大別して次の2つが考えられる；(1)磁化獲得時の地球磁場強度、(2)試料中に含まれる磁性粒子量。つまり、この(2)の磁性粒子量を決定すれば、NRM強度とその比によって過去の磁場の相対強度を推定できる。Levi & Banerjee (1976)によれば、粒子量の推定のためのパラメーターにはIRM, SIRM, ARMなどの人工的磁化や帯磁率があり、パラメーターとしての最適条件をNRMの保磁力スペクトルと同等のそれをもつパラメーターであることとしている。

flowstoneのIRMは200mT程度の直流磁場で飽和するので、450mTの磁場中でSIRMを獲得させ、NRMと同様に段階交流消磁を行った（図1）。NRM, SIRMの消磁曲線はほぼ同じ傾向で減衰する。つまり、ほぼ同等の保磁力スペクトルを持つことがわかる。

以上のことからflowstone試料K15のスペシメンに450mTの直流磁場中でSIRMを獲得させ、それでNRMを規格化し過去の磁場の相対強度変化を求めた。図2の上から三番目が、その経年変化で、測定値5個の移動平均値で示してある。横軸の年代はflowstoneから求めた偏角・伏角の変化とHirooka (1971)の考古地磁気のそれらとの比較によって決めた。

さらに同じ試料を使って、酸素・炭素の安定同位体比を測定し求めた相対的な古気温変動を上から四番目に示している。

磁場強度と古気温の関係について、この研究からは正の相関が認められた。

図1

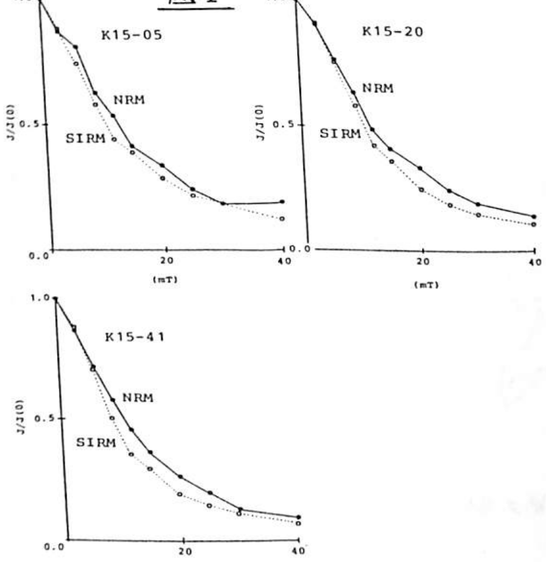
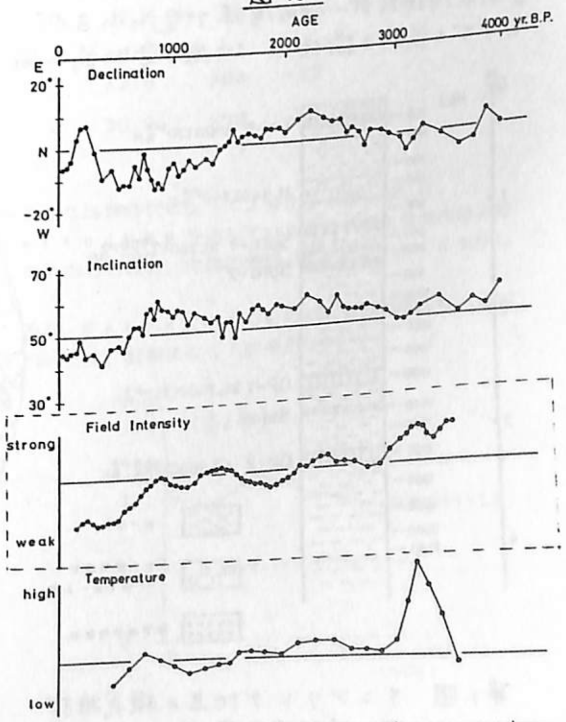


図2



III−38　支笏降下軽石堆積物に見られる更新世後期の地磁気エクスカーション

広岡公夫　石原昭夫
（富山大 理）

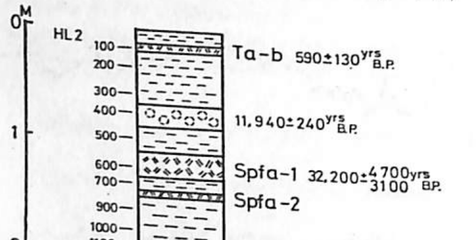
テフラの古地磁気測定は，大山，御岳，立山，八ヶ岳等の火山が起源のものについて行われており，数万年前に2度の連続するエクスカーションのあったことが報告されている。今回は，北海道十勝平野に分布する支笏カルデラ起源のテフラの古地磁気測定を行なったので，その結果を報告する。

サンプリングは大樹町無願の坂の露頭で，厚さ約4mの部分から20層準について行なった。この中には，中世の樽前B火山灰から^{14}C年代で4.3万年になるオレンジ2降下軽石（OP-2）まで，顕著な軽石層が6枚認められる。各層準から10〜12個の試料をプラスティック・キューブを用いて採取した。サンプリング地点の模式柱状図と試料採取層準は第1図に示してある。

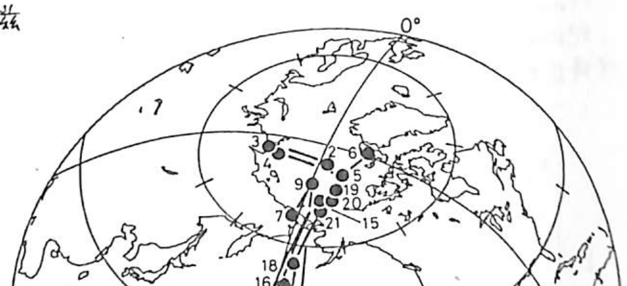
今回の露頭では寒冷期の凍結によって，地層が波打つインボリューションと呼ばれる周氷河地形が一部の層準で見られるが，そこでの試料の磁化は，地層の変形前の磁化方向を保っていることが判明し，古地磁気学的研究に充分耐え得る安定性を持つものであることが確められた。

各層準から数個の試料を選んで，12.5，25，50，75，100，150，200 Oeの7段階で交流消磁を行ない，最もよくまとまる段階のものを古地磁気データとして採用した。その結果，3.5万年以前の層準で2つのエクスカーションが見つかり，先に報告されているエクスカーションが北海道でも存在することが確められた。V.G.P.軌跡は第2図のようになり，他の地域で得られたものとよく似ている。

また，このような時代の地磁気エクスカーションが真に存在するならば，旧石器包含層の年代対比に非常に良いタイムマーカーとして用いることができよう。



第1図　サンプリング地点の模式柱状図と試料採取層準。



第2図　支笏降下軽石堆積物の古地磁気測定によって求まったV.G.P.軌跡。

Ⅱ-39　九州中西部・新世代岩の古地磁気（2）

宗岡　浩　・　堂面春雄
海自・小月基地　　山口大・教育・物理

前回（本会73回講演会・1983年4月），九州中西部，特に天草諸島を中心にした地域の新世代火山岩類について，それらの自然残留磁化：NRMの測定結果，ならびに熱磁気分析の結果に関して，それぞれの一部を簡単に示した．

今回は，ひきつづきサムプリング地点を拡げて，長崎地方のものを含めた地域の，新世代火山岩類について，NRM，交流消磁，及び熱磁気分析の結果をまとめて示す．

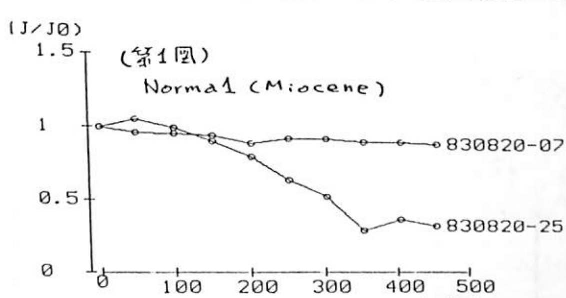
第1表に，NRM及び，交流消磁後のRMに関するおおまかなデータをまとめておいた．

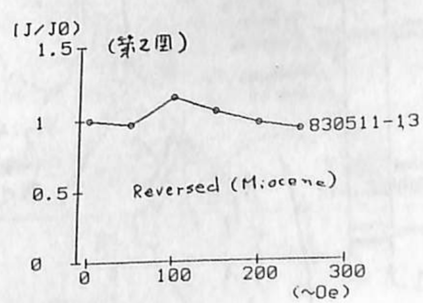
第1表　Paleomagnetic data of the westcentral Kyushu Island

	N	D(E)	I(D)	$I\times10^{4}\frac{emu}{g}$	K	A_{98}%	VGP Long.	VGP Lat.
Pleistocene								
NRM	39	-4.5	43.1	5.31	9	8.1	1E	78N
cleaned (100-200 Oe)	31	9.8	38.3	7.37	2	22.9	291	78
Pliocene								
(1) NRM	52	36.6	32.5	3.58	6	8.6	241	58
150-200 Oe	34	18.4	36.5	2.84	3	18.8	264	73
(2) NRM	21	-192.0	-57.8	5.78	10	10.4	248	-75
150 Oe	19	-169.3	-45.5	6.27	21	7.5	90	-83
Miocene								
NRM	52	-186.7	-61.0	21.9	3	12.6	268	-77
50-150 Oe	22	-186.2	-63.8	22.6	3	20.8	279	-74

詳細はポスターに示すが，供試々料を，それぞれのおおまかな地質時代によって3分する（第1表）と，Plioceneの1部，及びMioceneのものがReversed NRMを示している．これらは交流消磁に対して，かなり安定であった．また，Pleistoceneの1部のものに，交流消磁後，Reversedを示した試料も見出された（第1表には含まれていない）．

第1，2図に，Miocene試料中の，Normal及びReversedのものの，交流消磁曲線（磁化強度変化曲線）の例をそれぞれ示しておく（熱磁気曲線の例については，前報にごく1部を示した）．





III−40

フィリピン海プレート北縁地域の第四紀火山岩の古地磁気

☆木川 栄一　　木下 肇
千葉大理（☆現東大震研）

筆者らはフィリピン海プレート北縁地域の第四紀火山岩について古地磁気学的岩石磁気学的測定を行い本学会や他の学会等でその結果を発表してきたが、今回は他の古地磁気データ等とも合わせた総まとめを行う。

Fig.1は得られた古地磁気方位の正帯磁逆帯磁を地球磁場編年史に対比したものであるが、ほとんどの火山が1Ma.より若いところに対比されることがわかる。

Fig.2は古地磁気方位の概略である。愛鷹火山については火山体の中心を北東−南西に流れる須津川を境にしてその北西側と南東側では偏角が28°ずれていて、南東側が比較的安定な北西側に対して反時計回りの回転運動をしたように思われる。より細かい考察にあたっては試料採取点を増やすことが必要であり、また年代測定がまたれるところである。大島の筆島火山の古地磁気方位は21本の岩脈の結果であり、ほぼ地球中心の磁気双極子から期待される磁場方向と一致する。このことから大島におけるpost-cooling movementはなかったと結論できる。伊豆半島については正逆両帯磁とも西伊豆（井田、達磨、棚場火山）では東偏の、中・南伊豆（長九郎、蛇石、南崎火山）では西偏の偏角を示す。これは東伊豆の古地磁気データと良い相関を示す(Fig.3)。この偏角の違いを水平面に垂直な軸をもつ回転によって説明しようとすると、比較的小さな連続した地質単元内での相対的に反対方向の回転運動を考えなければならずこれは考えにくい。代わりに水平面内に軸をもつ傾動運動として解釈した結果がFig.4である。この運動は地殻の運動として充分考えられるものである。この時地球中心の磁気双極子から期待される磁場方向に帯磁したものが、傾動運動をして測定された古地磁気方位になったとして傾動軸、傾動角を求めた。Fig.4にみられる西伊豆の西への傾動は、この地域のT軸への傾動である。またこの地域にはN−Sの西落ちの正断層がみられることから、この傾動は西伊豆ブロックの駿河トラフへの沈み込みを示していると思われる。東・中・南伊豆の東〜南東への傾動はこの地域のσHmax方向への傾動である。この地域では右横ずれ断層が卓越している。これは北方でのcollisionによるものと考えられているが、この地域がσHmax方向へ引きずり込まれるように傾動している結果とも言い換えることができるであろう。

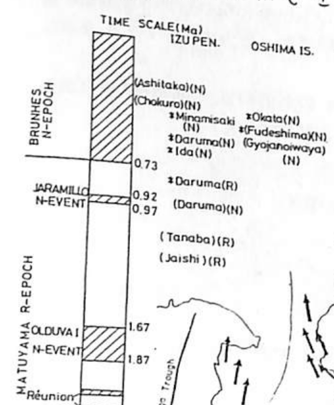


Fig.1

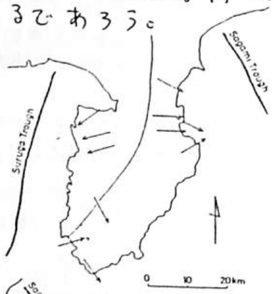


Fig.4 傾動による解釈の結果

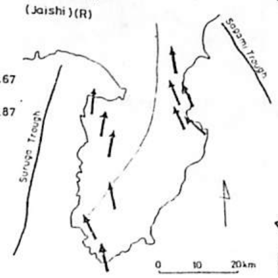


Fig.3 偏角のプロット

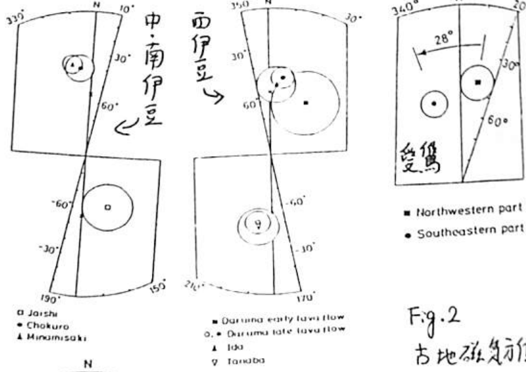
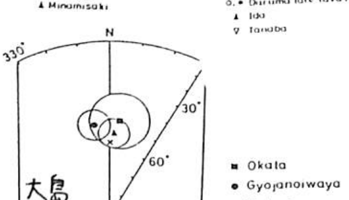


Fig.2 古地磁気方位



中国黄土層のM/B境界

西田潤一(1)、鳥居雅之(2)、岳楽平(3)、孫卫(3)、河村善也(4)、笹嶋貞雄(2)
(1)大谷大、(2)京大・理、(3)西北大学・地質系、(4)愛知教育大、

中国黄土層の年代は古地磁気学的方法によって、Heller & Liu (1982) 及び鳥居等 (1983) が報告している。彼等は黄土は強い二次磁化を持っていること及びこの二次磁化は300°C前後の熱消磁によって効果的に除去できることを示し、かつそれ以前の黄土層の古地磁気年代は大幅に変えねばならないことを指摘した。上記2つの報告は大体に於て一致しているが、微妙な異りのあることが知られている。特にM/B境界が、Heller & Liu では第8古土壌の上面であるのに対して鳥居等の結果（以下Luochuan 1）では第6'古土壌直下の黄土中に認められる。黄土・古土壌系列が第4紀気候変動に対応するならば、この異りは1 glacial cycle に亘ることになる。

この不一致がなぜ起きたのかを明らかにするために、洛川地域の黄土断面にTrenchを切り、簡易測量を行い乍ら古地磁気試料を採取した。簡易測量の結果、第6古土壌上面より第8古土壌下面までの厚さは、Heller & Liu のそれと一致したが、Luochuan 1 とは大きく異っていることが判った（図1）一方洛川以外の地域から平行断面として、河南省陝県及び甘粛省西峰の黄土断面からも古地磁気試料を採取し（岳、孫）その残留磁気測定を行った。

試料の消磁はHeller & Liu 及び鳥居等の結果を参考にして熱消磁により行った。その結果、1)新しい洛川の断面（以下：Luochuan 2）に於てはM/B境界は第7古土壌直下の黄土層に見出された。2)陝県の断面では第8古土壌直下の粉砂層の上面にN/Rの境界が見出される。ただしこの断面では第8古土壌及びその上部の黄土の試料は採取されていない。3)西峰ではM/B境界は第7古土壌直下の黄土層に見出される。

以上の結果のM/B境界附近を第1図に示す。ここでLuochuan 2 はLuochuan 1 とほぼ同一地点であるにも拘らず、断面の厚さが大きく異なること。黄土層は殆んど水平に堆積し、事実約4Km離れた地点でのボーリング断面（Heller & Liu）とLuochuan 2 がほぼ同じ厚さを示すことからLuochuan 1 に何等かの問題があると考えられる。ここでLuochuan 2の断面に何等かの垂直な地滑りがあったと考えるならば（図2）この厚さの異りを説明することができる。このように考えるとM/B境界は第7古土壌直下の黄土層にあると考えられ、ほぼ全ての断面で一致すると考えられる。

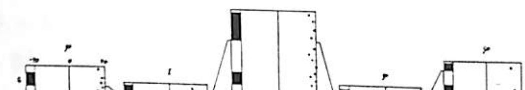


図1

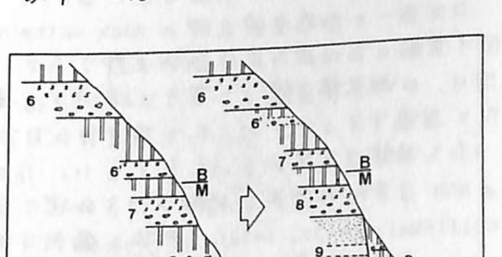


図2

Ⅲ−42

東北地方の第三紀溶結凝灰岩の古地磁気
― 東北日本弧の反時計回り運動について ―

乙藤 洋一郎・松田 高明・長尾 敦介・能田 成
(神大・理)　(姫路工大・工)　(岡山理大・理)　(京都産大・教養)

日本列島の白亜紀の古地磁気のデータは，東北日本では西振り，西南日本では東振りの偏角で特徴づけられる(KAWAI et al., 1971)。この結果は，東北日本弧は反時計回り，西南日本弧は時計回り運動を白亜紀以降被ったことを示している。近年，西南日本弧の回転は約15Maにおこったことが示された(OTOFUJI & MATSUDA, 1983; TORII, 1983; HAYASHIDA & ITO, 1984)。東北日本弧の回転運動が西南日本弧の回転の時期と同期しているかどうかは興味ある問題である。東北日本弧の反時計回り回転運動のおこった時期を推定することを目的として，東北地方に分布する第三紀の火成岩類の残留磁化測定と年代測定を行った。

Early Miocene-Paleogene(20Ma-60Ma)の年代をもつ岩石を東北地方の広い範囲から採取した。研究の対象岩石に溶結凝灰岩を選んだ；次の理由による：(1)地層面が明瞭にわかる，(2)キュリー点が高く安定な残留磁化をもつ，(3) Fission track 法による年代測定が可能である。男鹿半島，湯沢，朝日山地北部，朝日山地西部を研究対象地域とした。試料は各サイトで10個以上を採取，残留磁化は spinner magnetometer (Schonstedt SSM-1A)で測定した。熱消磁を各試料について行い，各試料の残留磁化のstable end point の方向を求めた。Folding testを行い，各岩石の残留磁化が初生磁化か否かの判定を行った。

初生磁化として判断できる信頼できるNRM をもつ岩石は21サイトでみつかった。西振りの偏角値を次の3地域の Rock unitsが記録していた：男鹿(台島[22Ma]; D=-28, I=57),湯沢(湯の沢川層[Paleogene]; D=-46, I=58; 雄勝川層[Early Miocene]; D=127, I=-48), 朝日山地北部(東大鳥川層[21Ma]; D=151, I=-51; GD*[61Ma]; D=118, I=-48)。一方日本国−三面構造線の南側近傍の朝日山地西部の Rock units は東振り偏角を記録していた：(朝日流紋岩W.T.[48-54 Ma]; D=52, I=49; 北小国層[19-34 Ma]; D=23, I=63; 天井山層[15Ma<]; D=53, I=49)。((*)を除くすべてのデータは tilt correction後)。ここで得た西，東振り偏角値を示すデータは共に正逆両極性をもつので，その方向が地球磁場起源のexcurtionの結果でない事を強く示唆する。

山形県南部〜男鹿半島で見つかった西振り偏角値は，東北日本弧の白亜紀のデータと調和的である。このことは，この領域において反時計回りの運動は，Early Miocene(21Ma)までおこらなかったことを示唆している。

日本国−三面構造線近傍の Rock units には，東北日本弧でおこったと予想される反時計回り運動の古地磁気学的証拠が残されていない。この地域のRock units の東振り偏角の原因は，(1)棚倉構造線より南方の領域は西南日本弧の一部であり時計回りの回転運動を被ったと推論するより，(2)この地域は東北日本弧の一部であり局地的なブロック回転運動を被ったと推論する方がもっともらしい。なぜなら，この地域の南の飯豊，足尾のgrano dioriteのNRM は東北日本弧を特徴づける西振り偏角を示すからである (GD[92Ma]; D=-51, I=50; GD[116Ma]; D=-35, I=58)。東振り偏角は棚倉構造線の北方延長の一つ日本国−三面shear zoneの右横ずれ運動に伴う局地的時計回り回転運動かもしれない。

以上のことから東北日本弧の反時計回り回転運動について次の結論に達した。(1)反時計回り回転運動を行った領域は，飯豊〜男鹿半島までほぼ東北地方全域である。，(2)回転した時期は白亜紀より新しくEarly Miocene以降の可能性を示唆する，(3)東北日本弧の反時計回りの回転運動のProcess をより詳細に求めるには，棚倉構造線の横ずれ運動の影響を受けない地域の Rock Units を対象に古地磁気学的研究を行わねばならない。

I-43

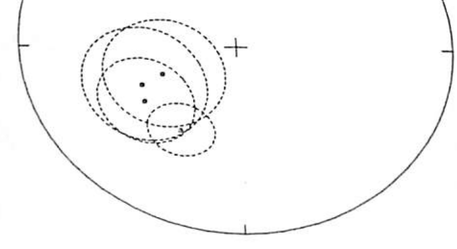
西南日本弧の時計回り回転運動の開始時期
― 師崎層群・瑞浪層群の古地磁気 ―

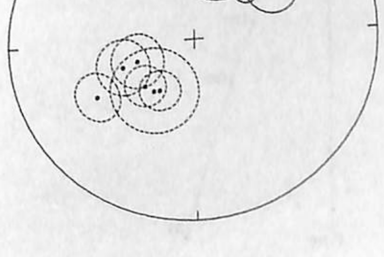
林田 明 ・ 鳥居雅之

(同志社大学) (京都大学)

愛知県知多半島の師崎層群、および岐阜県瑞浪盆地の瑞浪層群についての残留磁気測定結果について報告する。これらの地層は、西南日本の内帯に点々と分布する第一瀬戸内累層群の一部である。最近の古地磁気学的研究の結果、西南日本は中期中新世に時計回り方向の急速な回転運動をおこなったと考えられるようになった。この回転運動の開始時期は、同じ第一瀬戸内累層群のひとつである一志層群の資料から、約16Maよりも新しいと推定された(HAYASHIDA & ITO, 1984)。一志層群は古地磁気年代表のEpoch16(16.8~15.2Ma)に対比されるが、残留磁気の偏角が約45°の東偏を示すことから、この時期には、まだ日本海は拡大を始めておらず、西南日本はアジア大陸に隣りあった位置に存在していたと考えられる。浮遊性有孔虫などの微化石の検討によると、一志層群がBlowのZone N7~N8(前期中新世の末期)に対比されるのに対して、師崎層群と瑞浪層群の上部は、より新しいZone N9を含むとされている。したがって、これらの第一瀬戸内累層群においてN9層準の残留磁気方位を測定しN7~N8層準の方位と比較することは、西南日本の回転運動の開始時期をより詳しく知るためにも重要であろう。

測定試料は、師崎層群の15層準、および瑞浪層群の8層準から得た。各サイトでは、凝灰岩または泥岩の地層より 6~10個の定方位試料を採集した。残留磁気の測定は超伝導磁力計とスピナー磁力計をもちいておこない、交流消磁・熱消磁によって残留磁気の安定性を検討した。パイロット試料の段階交流消磁の結果、400~6000eの交流消磁によって不安定な磁気成分が除去され、初生的と考えられる成分が見出すことができた。また、この安定な磁気成分の方位は、200°C程度の熱消磁の後に得られる磁気方位とよく一致しており、各サイト内でもよい集中度を示した。400~6000eの交流消磁、または200~300°Cの熱消磁によって得られた磁気方位をもとにして求めた各サイトの平均の古地磁気方位とその95%信頼円を図に示した。この結果によれば、N8層準のサイトの残留磁気の偏角が50~60°時計回り方向へのかたよりを示すのに対して、N9層準のサイトでは偏角のかたよりが約30°と小さくなる傾向が見られる。このことは、第一瀬戸内累層群の上部が堆積した中期中新世の初期に西南日本の回転運動がすでに始まっていたということを表しているのかもしれない。





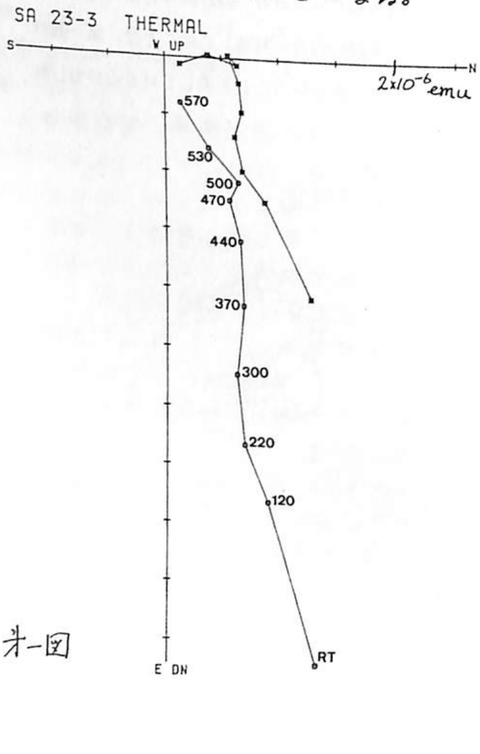
Ⅲ－44　篠山層群．酸性凝灰岩のF.T.年代と古地磁気

渋谷　秀敏　　笹嶋　貞雄
（大阪府大、総合科学）　（京大、理）

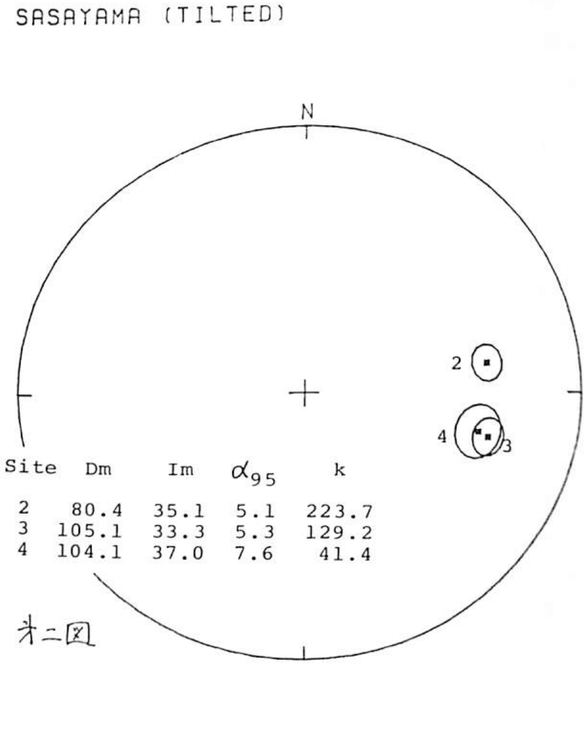
西南日本において前期白亜紀の古地磁気データはあまり多くない。美濃丹波帯の付加がジュラ紀末であったとすれば，それが起こった位置を明らかにする上から，下部白亜系の古地磁気測定は重要である。そこで演者らは兵庫県篠山盆地に分布する篠山層群最下部の緑色凝灰岩の古地磁気測定を試みた。

篠山層群は硯石層群に対比され（坂口，1959）下部白亜系と考えられている。今回報告する試料については，京都フィッショントラック㈱に年代測定を依頼し，122±8Maという値が得られた（ジルコン粒子の外部面によるgrain-by-grain，外部ディテクタ法）。この年代は弘原海他（1983）による篠山層群のF.T.年代（128±14，135±22 Ma）と調和的である。古地磁気試料については4つのsiteから計27個のハンドサンプルを採取し，それぞれから数個の直径，高さとも約2.5cmの円柱状の試料を用意した。残留磁化の測定にはSCT社の超電導磁力計を用いた。また，二次磁化の消磁は熱消磁によった。

4つのsiteの内，下位のsite 1，2については，低温で消磁される不安定な成分を除いては単成分の磁化であった。site 1については，その磁化方位が現在の磁場に近いので，全部が二次磁化の可能性が強い。site 3，4については，才1図のように2つの比較的高温まで消磁されない成分を持っているものが多く見られた（これらを高温側からA，Bと名付ける）。A成分はB成分の方向と現在の磁場の方向との間に分布する傾向があるので，二次磁化の可能性が強いと考えられる。Field testを行なっていないのでB成分が一次磁化である確証はないが，傾動補正後の磁化方向は才2図のようになる。site 2も含めて伏角はいずれも30°～40°と多少浅い。これが一次磁化とすれば，当時の極の位置から考えて，篠山層群はかなり南方で形成されたこととなる。



才一図



Site	Dm	Im	α_{95}	k
2	80.4	35.1	5.1	223.7
3	105.1	33.3	5.3	129.2
4	104.1	37.0	7.6	41.4

才二図

Ⅲ−45　奄美大島，徳之島の花崗岩の古地磁気

時枝克安，陶山浩二，伊藤晴明
（鳥大.理），（　同　），　（　同　）

奄美大島のタサイトから135個，徳之島のタサイトから129個の花崗岩を採取した。K-Ar 年代は，徳之島について，61m.y. 又奄美大島について，47, 54, 55m.y. の報告がある。NRM強度は少数のものを除いて非常に弱く $10^{-6}\sim10^{-8}$ emu/gr であった。交流消磁をして，スムースに方向がまとまったのは徳之島の二例のみである。これらの方向は，ほとんど現在の地磁気の方向にある。キュリー温度を測定してみると，上記徳之島の二例はマグネタイトであり，又他はピロタイトであることがわかった。このピロタイトは，温度がキュリー温度を越しても簡単に分解しないという特徴をもつことがわかった。粉砕した試料からハンドマグネットで磁性鉱物を取り出した残りをブロモホルムで処理をして重鉱物を取り出し，X線解析を行った。メインのピークはバイオタイトとクロライトであった。クロライトが多い程ピロタイトの量も増しK-Ar年も若くなっているという相関関係が見られた。徳之島のマグネタイトはバイオタイトが卓越した，一番古い年代のところである。これから，61 m.y. にオリジナルな貫入があり Magnetite が磁化をした。そして，その後〜5 m.y. たって熱水反応が起き，バイオタイト → クロライト 又マグネタイト → ピロライト に変化すると同時に，K-Ar 法の年代値がガスヌケのために若くなったと考えている。なお，熱水反応 熱水変成 によるクロライトとピロタイトの共存は良く認められていることである（特に鉱床関係）
ピロタイトは交流消磁によって，スムーズには方向がそろわなかったけれども，いくつかの基準をもうけて（決して作意的ではない。）みると 方向がかなりよくそろった。極性はリバースであり 現在の地磁気の逆方向と比べると約24°反時計まわりに回転している。

マグネタイトとピロタイトのオリジンの時間差が，ここでも磁化方向の差として，はっきり出ている。

III−46

四国西部の中央構造線周辺地域における古地磁気学的研究

伊藤晴明・西山慶尚・徳山明
島根大（理）・兵庫教育大（自然系）

四国西部の中央構造線周辺地域に分布する領家花崗岩類・岩脈類および中新世の火山岩類の自然残留磁化を測定した結果，次に示す中央構造線の構造運動に関するいくつかの知見を得たので報告する。

(1) 本地域の領家花崗岩類の磁化方向は，中国地方の白亜紀の岩石から求められた磁化方向（安川他，1973）と大きくずれている（Fig. 1）。この磁化方向のずれは，本地域が中央構造線の構造運動に伴って中国地方に対いて相対的に動いたためにもたらされたものと解釈できる。

(2) 領家花崗岩類の伏角は，本地域北部ではおよそ60°，南部ではおよそ20°を示し，南北方向で顕著に変化する（Fig. 2）。このことから，領家花崗岩体は，その南側が下方に湾曲した大規模な湾曲構造を形成していると考えられる。またこの湾曲構造は，三波川帯のUnderthrustによって形成されたと考えられる。

(3) 和泉層群堆積前に貫入したとされる岩脈類の伏角は，南北方向の変化をほとんど示していない。このことは，領家花崗岩体の湾曲構造が和泉層群堆積前に形成されされたことを意味する。

(4) 中央構造線の断層面上およびその周辺部に分布する中新世の火山岩類の磁化方向は，現在の地球磁場方向とほぼ一致している。このことから，中央構造線は中新世以降は活動していないものと考えられる。

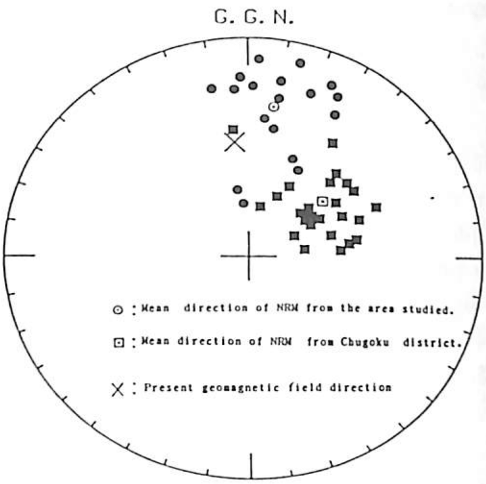


Fig.1

Site-mean directions of NRM obtained from the Cretaceous rocks in the Chugoku distrct (after Yasukawa et al. ,1973. closed squares) and the granitic rocks in the area studied(closed circles).

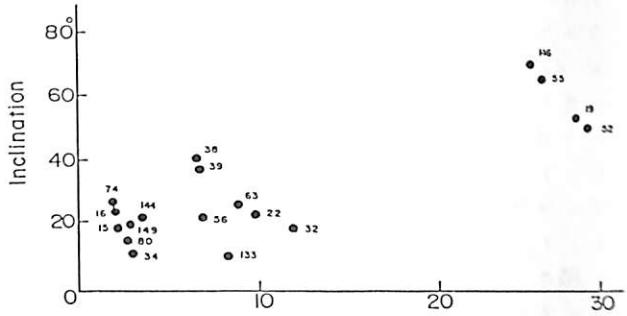


Fig.2

Change in inclination of NRM of the granitic rocks with distance from the northern boundary of the Izumi Group.

四国四万十帯堆積岩類の磁気帯磁率異方性

小玉一人
（高知大 理）

四国四万十帯の古第三紀から下部白亜紀の堆積岩類を対象として、約20サイトから試料を採取し、それらの磁気帯磁率異方性を測定した（主な試料採取地点を図1に示す）。古第三紀の岩石は、高知県安芸市から室戸岬にかけての海岸線に分布する、中新世から始新世の砂岩、泥岩及び一部のはんれい岩岩脈を対象とした。白亜紀岩石は、下部白亜系メランジェ帯中の岩石類（赤色頁岩や石灰岩など）や中〜上部白亜紀の砕屑岩類から試料を得た。

測定の結果、最小磁気帯磁率主軸の方向は、一部の例外を除いて、岩石の種類や年代を問わず、地層の層理面にほぼ平行であること、最大磁気帯磁率主軸の方向は地層の走向方向に平行な場合が多いことが判明した（図2、3参照）。一方、一部の砂泥互層に貫入する砕屑性岩脈（砂岩岩脈）では、最小主軸方向は、被貫入砂泥互層と同様の層理面内にあるが、最大主軸方向は岩脈の貫入方向にほぼ平行である。これらの結果は、堆積岩類の帯磁率異方性について一般的に期待される結果（最小主軸方向は層理面に垂直）と異なる点で興味深い。講演時には、可能性のある原因のいくつかについても議論する。

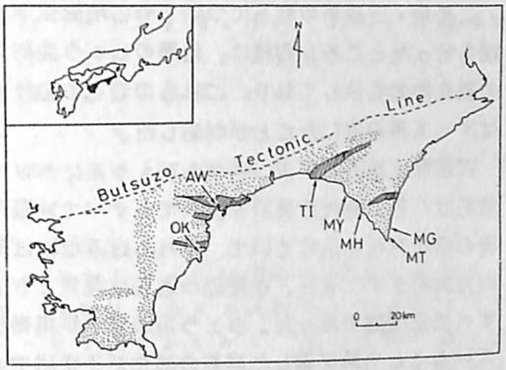


図1. 主要な試料採取地点.

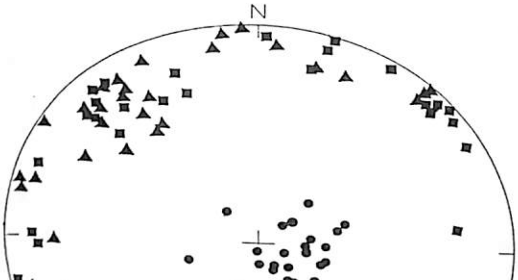


図2. 室戸岬域泥岩の帯磁率異方性測定結果の一例.
●: 最小主軸方向, ■: 最大主軸方向,
▲: 中間主軸方向. （下半球等積投影）

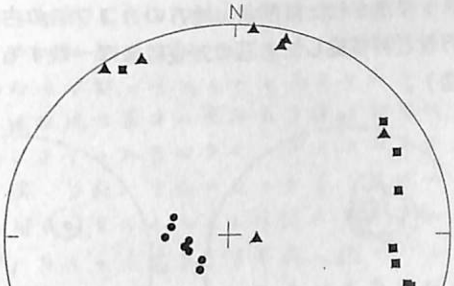


図3. スランプ褶曲内の泥質マトリックスの帯磁率異方性の一例.
記号は図2と同様.

Ⅲ－48

南部北上地方の古地磁気

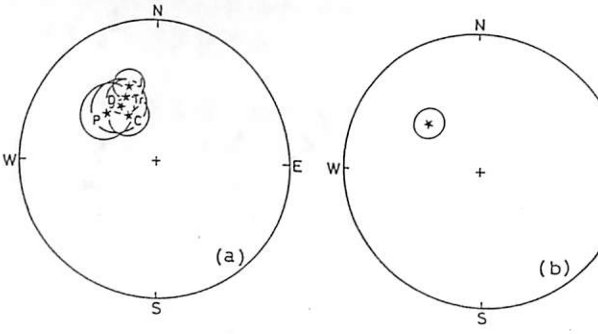
～再帯磁した岩石の示す方向～

当舎　利行　（東大　理学部）

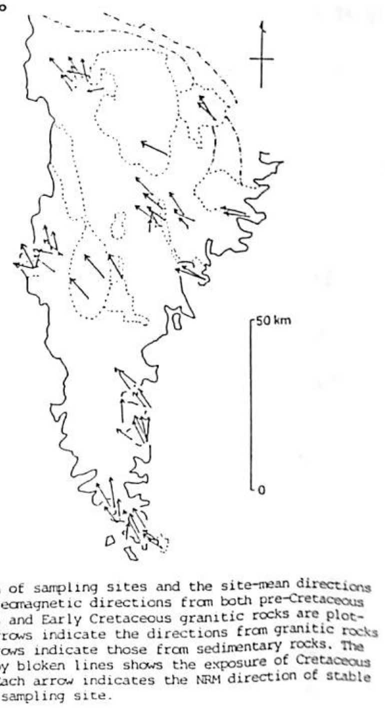
南部北上地方ではシルル系から始まる古・中生界の連続した地層の分布がみられる。したがって、岩石中の磁性粒子が岩石形成時の磁化方位を維持していれば、この地方の岩石をつかうことによって古・中生代のＶＧＰを求めることができる。しかし、下部石炭系及びジュラ系の岩石中の磁性粒子はしゅう曲テストに合格しない方向を維持していた（昭和５７年春・５８年春；本学会講演）。他のデボン系・二畳系・三畳系の岩石についても古地磁気学的測定を行ったところ、同様に、地層のしゅう曲形成後の磁化方向を示しており、これらの岩石の磁性鉱物はすべて再帯磁したことが判明した。

南部北上地方のデボン系からジュラ系にかけての岩石は、どの時代の岩石を調べてもすべて地層形成後の磁化方位を示していて、それらはみなほぼ同一の方向をさす。また、逆帯磁の岩石は発見できず、すべて正帯磁であった。ジュラ系の岩石が再帯磁していることや再帯磁した岩石の磁化が正帯磁であることを考え合わせると、このような再磁化は白亜紀カコウ岩類の貫入にともなってひきおこされた可能性が強い。事実、Ｉｔｏ　ｅｔ　ａｌ．（１９８０）によって示された南部北上地方のカコウ岩の古地磁気方位と再帯磁した岩石の方位はほぼ一致する（左下図）。

従来、深成岩類は古水平面の推定がつかないためにその古地磁気方位についてはさまざまな解釈がとられてきているが、それらは水平軸回りの回転運動によって現在の古地磁気方位が得られたとするものであった。しかしカコウ岩類のみならず周囲の再帯磁した堆積岩類も同一の方向を示すことから、カコウ岩類だけを回転させることは不可能である。ジュラ紀以前の堆積岩類の古地磁気方位を岩石採取地点上に、カコウ岩類の古地磁気方位とともに図示すると右下図のようになる。採取地点は南部北上地域のほぼ全域を覆うことから、南部北上地方全体を２０－４０°回転させるモデルも現実的ではなく、たまたま同一走向をもつ白亜紀以降の断層間で同じ角度だけ傾くことも可能性が低いと思われる。したがってカコウ岩類と堆積岩類の古地磁気方位を考え合わせると、南部北上地方は白亜紀以後、古地磁気方位を大きく乱すような構造運動は起っておらず、古地磁気方位はそのまま白亜紀の磁極の方向を示していると考えられる。



Mean NRM directions of (a)pre-Cretaceous sedimenaty rocks and (b) granitic rocks (Ito et al., 1980)with 95% confidence circles: Each mean directions averaged within one system is shown as an asterisk with a 95% confidence circle. Mean NRM directions are close to each other.



Distruburion of sampling sites and the site-mean directions in the site ; Paleomagnetic directions from both pre-Cretaceous sedimentary rocks and Early Cretaceous granitic rocks are plotted. The large arrows indicate the directions from granitic rocks and the small arrows indicate those from sedimentary rocks. The area surrounded by bloken lines shows the exposure of Cretaceous granitic rocks. Each arrow indicates the NRM direction of stable component at the sampling site.

Ⅱ-49

大陸移動と地球磁場との関係について

横田　義　夫

本会会員　（昭和１１年　京大電気工学科卒）

地球磁場は地球の中心に、地球の回転軸と平行な磁軸を持つ磁気双極子のつくる磁場で近似され、地球表面につくる磁場の強さは、$\frac{M}{r^3}(1+3\sin^2\lambda)^{\frac{1}{2}}$　（但しM：磁気双極子のモーメント、r：地球の半径、λ：地球表面の緯度）なる式で表わされている。従って、地球表面の磁場の強さは、$\sin^2\lambda$の項が示す様に、南北に不均一な磁場で、地球表面にある磁性体は偶力、すなわち、回転の力と、極へ向けての並進の力、すなわち、極へ向けての移動の力をうける。一方、地球上の大陸は、磁化された火成岩、変成岩、及び誘導磁化をうける水成岩から成り立って居り、大陸は一つの大きな磁性体と考えられる。それ故大陸とその大陸の古地磁気極との間の偏角と距離が年と共に減少する時はその大陸が地球磁場の力をうけて古地磁気極に向けて回転、移動したことを示すと考えられる。そこで、北アメリカ大陸を用いて、図１に示す様に球面上に現在の地理学的極G、古地磁気極P、大陸の中心デンバー（４０N－１０５W）Oの三点を設け、この三点間の角及び距離を図の記号の様に定め、各時代の古地磁気極に対する角Aと距離C（単位は何れも度）を球面三角法によって求めた結果の表１では角A、距離Cが共に減少を示している。この中で古生代には表２に見られる様な地球磁場に逆転があり、図２に示されている古地磁気極の南磁極は極性が逆転して北磁極（以下逆北磁極という）の時が多く、この逆北磁極の作用圏（９０度）内にある北アメリカ大陸は地球磁場の力をうけてこの逆北磁極へ向けて回転、移動の結果、ユーラメリカ大陸を形成し続いてアフリカ大陸に接合の状態となり、この間、同様に逆北磁極の作用圏内にあった他の大陸も、この逆北磁極へ向けての回転、移動の結果ゴンドワナ大陸を形成した。この大型化した大陸は回転、移動がおそく、移動する逆北磁極におくれて、あとから移動して来る逆南磁極に接近した結果が表１の距離Cの減少となり、他方角Aはゴンドワナ大陸の逆北磁極へ向けて回転した角の対頂角で減少を示している。その後中生代以降は、地球磁場は正常の状態が多く、その正北磁極の作用圏内に在るため、他の大陸と同様、ゴンドワナ大陸から離れ単独の回転、移動を行い角A、距離Cは共に減少している。この事は北アメリカ大陸の回転、移動が地球磁場の力によることを示すと共に、ゴンドワナ大陸の接合、崩壊が同様、地球磁場の力によることを示すものと考えられる。

次に、これまでの大陸の回転、移動の可能性について考えて見ると、大陸はプレート、すなわち、リソスフェアの上に在り、そのリソスフェアは周辺の温度が上昇すると、流動性に富んだ低粘性のアセノスフェアに変るとされており、火山活動や造山運動によって、周辺の温度が上昇する時は大陸の回転、移動も可能になると考えられる、そして、古生代のゴンドワナ大陸の接合は図４に見られる６億５４万年前から１億８４万年前までの火山活動や造山運動の活発であった時に当り、この事が各大陸の回転移動を可能にしたものと考えられる。次に地球磁場は表２に見られる通り中生代に入ると正常の状態が多く、ゴンドワナ大陸の崩壊、分散の方向にありながら、実際の分散は図４に見られる火山活動や造山運動が活潑になった１億８４万年前以後のジュラ紀以後になっている。この事は大陸の回転、移動はアセノスフェアの発達の如何によるものと考えられる、又その粘性抵抗は移動する物体の速度に比例することから、速度の遅い大陸の移動に於ては、その抵抗も小さく、微弱と考えられる地球磁場の力によっても回転、移動の可能性はあるものと考えられる。

III−50 結晶−メルト間の希ガスの分配実験 ── すべての希ガスを用いて ──

比屋根 肇
（東大理）

希ガスをトレーサーとして用いることにより、地球内部からの脱ガスとそれによる地球大気の形成について多くの研究がなされてきた。そのひとつの結論は、地球大気は地球形成後かなり早い時期に地球内部からの脱ガスによってその大半が形成されてしまったということである。しかし、大気の形成にかかわる具体的なプロセスについての研究はほとんどなされていない。

本研究では、部分溶融→希ガスのマグマへの濃集→マグマによる希ガスの地表への輸送→脱ガスというプロセスを考え、希ガスのマグマへの濃集の割合を分配係数という形で実験的に求めようとするものである。

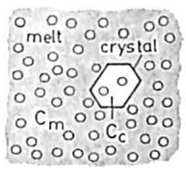
実験方法： A. 常圧下、希ガス雰囲気中で玄武岩メルトをつくり（～1350°C）その中でかんらん石の結晶を成長させ、（～1300°C）その後急冷した。

B. 白金チューブに試料をつめ、完全にシールした後、2 kbar ～ 15 kbar、1050°C ～ 1360°C の条件でメルト−結晶のペアをつくり、急冷した。

A. B. いずれの場合にもできた試料を鉱物分離し、ガラス（メルト）と結晶のおのおのについて質量分析計で希ガス濃度を測定した。

結果： A.の結果を図2に示す。包有物のないかんらん石については分配係数が Ar ～ Xe で 0.1 前後，He・Neでは 0.001 ～ 0.1 と小さかった。図3に示すように結晶中の希ガスはガス組成の希ガスをそのままとり込んでいるわけではない。

B.の実験は継続中であるが、表1にディオプサイドを用いた結果を示しておく。結晶構造の違いが反映しているようにみえる。



$$D = \frac{C_c}{C_m}$$

Distribution Coefficient

$$= \frac{\text{noble gas concentration in crystal}}{\text{noble gas concentration in melt}}$$

図1. 分配係数の定義

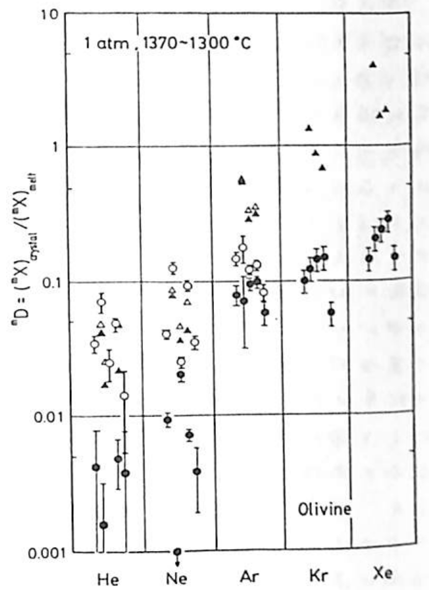


図2. 大気圧、混合ガス（He ～ Xe, H_2, CO_2）雰囲気中で作ったかんらん石結晶と玄武岩メルトとの間の希ガスの分配係数

▲,△ …包有物を含むもの

●,○ …包有物を含まない（もしくは非常に少ない）もの

結晶は段階加熱（800°C と 1800°C）によりガスを抽出。

open symbol ..... total
closed symbol .... high T. fr.
により計算。

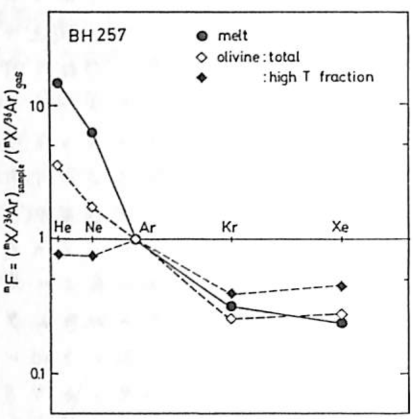


図3. もとのガス組成に対するメルト及びかんらん石中にとり込まれたガスのパターン（包有物のないかんらん石の場合）

2 kbar, 1200~1050°C, 26 hrs

	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$D_{Di/melt}$	−	0.51	0.64	0.14	<0.55

表1. 高圧装置を用いて求めた分配係数の一例（結晶はディオプサイド）

III−51　　岩石中の稀ガス存在パターンから固体地球内の稀ガス存在パターンを復元する試み

齋藤和男
山形大理

岩石の中には、時間とともに岩石中で^{238}U, ^{40}Kから生じたと考えただけでは説明できない、過剰な^{4}He, ^{40}Ar, ^{136}Xeを含むものがある。これらの過剰な放射性の稀ガスは、岩石形成時に捕獲されたものと考えられる。

これらの過剰ガスは、岩石形成に先立って、放射崩壊の産物として固体地球内に蓄積されていたものであるから、この領域内からガスは逃げ出さないと仮定し、K, Th, Uの存在比を適当に与えてやれば、発生する^{4}He, ^{40}Ar, $^{136}Xe_f$の量の割合いを見積もることが出来る。蓄積時間は蓄積量には大きく影響するが、その相互の割合いにはあまり大きく影響しない。

固体地球のある部分から新たに岩石が作られる時、稀ガスは分別を受ける。分別は固体地球が溶融してマグマを作るような場合にも生じるであろうし、マグマから岩石が固化する時にも生じる。従って岩石中の^{4}He, ^{40}Ar, $^{136}Xe_f$の割合いと、初めに固体地球内にあった^{4}He, ^{40}Ar, $^{136}Xe_f$の割合いは一般に異っている。岩石中における割合いを1：X：Y，固体地球内での割合いを1：x：yとすれば、Ar, XeのHeに対する分別の度合はそれぞれX/x, Y/yと与えられる。これは岩石中の過剰な放射起源稀ガスの分析から、稀ガスの種類による分別の情報が得られたことを意味する。

固体地球内に存在する非放射起源の稀ガスも放射起源の稀ガスと同じ分別を受けると考えられる。従って岩石中に存在する非放射起源の稀ガスを分析すれば、過剰な放射起源の稀ガスから得られる分別の度合のデータと組み合わせて、固体地球内での稀ガスの存在パターンを推定することが出来る。

今回はミネソタ産のアノーソサイト，サウスダコタ産のベリル，石英の稀ガスデータ，また海底ガラス（Allegre et al. 1983, Nature, 303, 762−766）のデータに対して、上の計算を試みた。試料中では3桁以上ばらついていた$^{130}Xe/^{36}Ar$の比が，固体地球内では，1桁程度のばらつきに押えられることが示された。この結果は上記の試みが有効なものであることを示している。

III－52

グリーンランド産コーディエライト中の太古のキセノン

斎藤和男
山形大理

グリーンランドのFiskenaesset岩体から得られたコーディエライトの稀ガスを調べたところ，大気のXeの同位体組成に対して，重いXeの同位体が不足していることが見られた。この同じ岩体から得られたアノーソサイトのXeの同位体組成について，^{130}Xeに対して規格化すると，重いXeが濃縮しているように見えるという報告がなされている（Jeffrey 1971）。しかし，このデータを^{136}Xeに対して規格化し直してみると，^{130}Xeが異常に小さく，それを除けば，コーディエライトのデータによくあうことがわかった。Fiskenaesset岩石から得られた2つの鉱物がともに重いXeが不足しているパターンを与えたことになる。

このXeの同位体組成はPepinとPhinneyが隕石のデータの解析から導いた，地球形成時のXeの同位体組成とよい一致を見せる。PepinとPhinneyは，この初原的なXeに^{129}Iの放射崩壊による^{129}Iと^{244}Puの自発核分裂による重いXeが加わって現在の大気のXeの同位体組成が作られたとしている。

これに似たXeの同位体組成はDowning等（1977）により，Josephiniteに対して報告されている。以上のデータ，および大気のXeの組成を表に示す。

コーディエライトのXeは，重いXeには^{244}Puおよび^{238}Uの自発核分裂の寄与が全くないのに，^{129}Xeには^{129}Iの寄与があることを示している。もし全地球の平均的なU，Puがコーディエライトの母体となった領域に含まれていたとすると，Xeの量は非常に大きくないと重いXeへの^{244}Puの寄与を消すことができない。しかしこうなると，Iは地球の平均的値よりずっと大きくなくてはならない。一方，高い$^{4}He/^{3}He$，$^{40}Ar/^{36}Ar$比は，少くとも^{3}He，^{36}Arは平均的地球の値よりかなり小さくなっていたことを示している。あまり大きな矛盾を起こさないためには，母体領域のXeが地球形成後3500万年位でI，Puと分離したと考えればよいが，地球形成後こんなに早い時期に分離が生じ，しかもそれが維持されるか否かは，疑問である。

サンプル	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe	^{131}Xe	^{132}Xe	^{134}Xe	^{136}Xe
コーディエライト（2回目）	0.231 14	3.097 84	0.492 17	2.491 69	3.146 79	1.192 38	≡1.000
アノーソサイト	0.211 9	3.100 48	0.441 4	2.470 43	3.182 42	1.184 19	≡1.000
ジョセフィナイト（II）	0.224 3	3.121 23	0.474 8	2.455 16	3.094 13	1.191 8	≡1.000
初期地球	0.227 1	2.917 23	0.482 3	2.500 16	3.141 21	1.190 10	≡1.000
現在の大気	0.217	2.985	0.459	2.395	3.036	1.178	≡1.000

注）　コーディエライト（1回目），ジョセフィナイト（I）は現在の大気とほぼ一致する。

References

Jeffery (1971) Nature, 233, 260-261
Downing et al. (1977) Geochem. J., 11, 219-229

レ・ユニオン島およびグランド・コモル島からの火山岩・超塩基性捕獲岩の希ガス同位体比

兼岡 一郎，高岡 宣雄
（東大・理）　（山形大・理）

レ・ユニオン島およびグランド・コモル島はいずれもインド洋に位置し，その地学的特徴からいずれもホット・スポット的特徴をもつとされている．特にレ・ユニオン島においては現在でも激しい火山活動が起り，その様相は太平洋におけるハワイ島に類似している．一方，グランド・コモル島はアフリカ大陸とマダガスカル島の間に位置しており，数10万年程度の若い火山岩が見いだされているが，その規模はレ・ユニオン島に比較するとやや小さい．これまでにハワイやアイスランドのような典型的なホット・スポット地域では，その火山岩中に含まれるかんらん石斑晶や火山ガス中の希ガス同位体比分析から，$^{3}He/^{4}He$比がMORB（海嶺玄武岩）の示す値（$1\sim1.4\times10^{-5}$）よりやや高いことが知られている．一方で$^{40}Ar/^{36}Ar$比はMORBの値（25,000）に比べると系統的に低いことも分ってきている．しかし同じホット・スポット的な地域でも，Tristan da Cunha島などのように$^{3}He/^{4}He$比がMORBの値よりも低い値を示すところも見いだされており，ホット・スポットと言われている地域が必ずしも$^{3}He/^{4}He$比がMORBの値よりも高いことによって特徴づけられるのではない可能性もでてきている。これらの点について，更にインド洋におけるホット・スポットと呼ばれる地域についての特性を明らかにするために，レ・ユニオン島およびグランド・コモル島の試料についての希ガス同位体比測定を試みた。

試料としては，レ・ユニオン島からのOceaniteより分離した3種類のかんらん石斑晶，1種のかんらん岩捕獲岩，グランド・コモル島からはankaramiteから分離した1種のかんらん石斑晶である．分析は山形大の高分解能質量分析計を用いて行なった。表面に吸着している2次的な大気中の希ガス成分などの影響を取り除くため，700℃および1800℃の2段階加熱を行ない，同位体比に関しては1800℃における値が試料形成時の値に近いものと見なした。結果は下図に示す通りで，レ・ユニオン島からの試料はいずれも$(1.8\sim2.1)\times10^{-5}$程度の$^{3}He/^{4}He$比を示すが，グランド・コモル島の試料の$^{3}He/^{4}He$比は$0.9\times10^{-5}$となって両島の間にはっきりした差がある．$^{40}Ar/^{36}Ar$比は，レ・ユニオン島からのかんらん岩のみが約5,000とかなり大きい値を示すが，他はいずれも2,000以下である。これらの結果からみる限り，レ・ユニオン島のマグマ源はハワイ，アイスランドと類似しているが，グランド・コモル島のマグマ源には地殻性物質の影響が予想され，Tristan da Cunha島の様子に似ている。これらの差は，プレートのもぐりこみによって生じた上部マントル内の不均一性の存在，マントル・プリュームの活動度の違いなどの組み合わせによって生じている可能性がある．

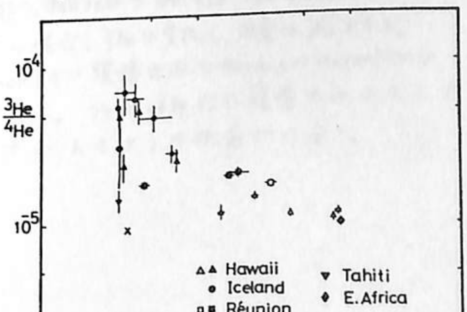


図1．ホット・スポット地域における火山岩中の斑晶，超塩基性捕獲岩の希ガス同位体比分析より得られた$^{3}He/^{4}He$－$^{40}Ar/^{36}Ar$の関係。
白ぬきの印は，超塩基性捕獲岩，他はかんらん石および輝石斑晶を示す。

Ⅲ－54

海洋底堆積物中に発見されたHe－同位体比異常
──地球圏外物質の混入？──

小嶋稔・高柳昌弘・座主繁男・甘利幸子
（東大・理）

太平洋および大西洋深海底でコア採取された36ヶの堆積物につき、その$^3He/^4He$同位体比測定を行った。試料としては約100 m.g. を用い、ダブルコレクターを持つ質量分析計で測定を行った。$^3He/^4He$比は10^{-7}～1×10^{-4}に分布し、その大部分は10^{-5}より高い。

ダイヤモンドを除き、地球物質中に観測される$^3He/^4He$比は、$<5\times10^{-5}$である(1)．又、地球環境下では、^3Heの生成は無視してもよい(2)．他方、隕石や宇宙塵などの地球圏外物質は$^3He/^4He>10^{-4}$の値を持つのがふつうである。従って、今日堆積物中に見出された$^3He/^4He>5\times10^{-5}$という値は、堆積物中に、なんらかの地球圏外物質の混入を仮定することが必然と思われる．事実、^3He－$^3He/^4He$はきわめて良い相関を示し、^3He－含有量および$^3He/^4He$比がきわめて高い物質（地球圏外物質）と、これらが低い物質（例えば堆積物中に混入した大気He）の混合として容易に理解することができる。

こうした地球圏外物質としては、隕石の破片又は、宇宙塵のいずれかと考えられよう．しかし、$^3He/^4He$異常値の出現が、かなり一般的に見出されること、又、隕石の破砕片の場合には熱衝撃のためHeの保持が難かしい、等を考えると、混入物質としては宇宙塵のようなものを考えるのがより妥当のように思われる。

もし汎世界的にほぼ一様に落下する宇宙塵が原因だとすると^3He－濃度は近似的に堆積速度と逆比例するはずである。事実、堆積速度と^3He－濃度の間には近似的に逆比例関係が認められる。因みに宇宙圏外物質としてBrownlee Particle (3)を想定し（$^3He\sim10^{-1}$～10^{-2} cm^3 STP/g），又He同位体比は太陽風の照射により$^3He/^4He=4\times10^{-4}$の値を持つとすると、高々1 ppm程度のBrownlee Particleの混入で堆積物中の^3He－濃度，$^3He/^4He$比を説明することが可能である。又，1 ppmに相当するBrownlee Particleの地球への落下量は約1000 tonである。この値は、U－2機による観測値　（約1600 ton）とよく一致する。

文献

(1) Ozima, M. and F.A. Podosek (1983) Noble gas geochemistry, Cambridge Univ. Press.

(2) Tolstikhin, I.N. (1974) Earth Planet. Sci. Lett., 22, 75.

(3) Rujan et al. (1977) Nature, 267, 133.

II−55　マルテンサイト変態と残留磁化の変化

百瀬寛一[1]・永井寛之[1]・村岡芳俊[2]
信大.理[1]　信大.教養[2]

隕石の残留磁化は主として自然ニッケル鉄に依存するが，これら鉱物中には化学成分によってマルテンサイト変態(fcc→bcc)を生ずるものが含まれている。隕石の残留磁化特にCosmic Paleointensityを推定する場合この変態によってfcc相に付加された残留磁気がbcc相になった時に引き継がれるか否かを調べておく必要があると思われる。
筆者らはこの実験をFeNi alloyのblock及びPowderを耐熱レンガ中に封入して行なった。
この実験をするのに適した条件

(1) The curie temperature (T_c) of fcc phase is higher than room temperature (T_r).
(2) The martensitic transformation temperature (T_{Ms}) is lower than Tr.
(3) The fcc phase changes to bcc phase at 77K.

にかなったものは29at% NiFe alloyのblockと25at% NiFe alloyのPowderである。
AlloyにTRMを付加しこれをgeomagnetic field中とmagnetic free space中とで77Kまで冷却しその磁化方向と強度を調べた。実験結果の1部を下記に示した。

Direction and Intensity	Original (TRM) 29at%NiFe	cooling at 77K in magnetic free space			
Declination	24.73°W	91.24°			
Inclination	58.92°	8.30°			
Magnetization J ($\times 10^{-3}$ emu/gr.)	11.494 (= J_0)	1.846			
J/J_0		0.161			

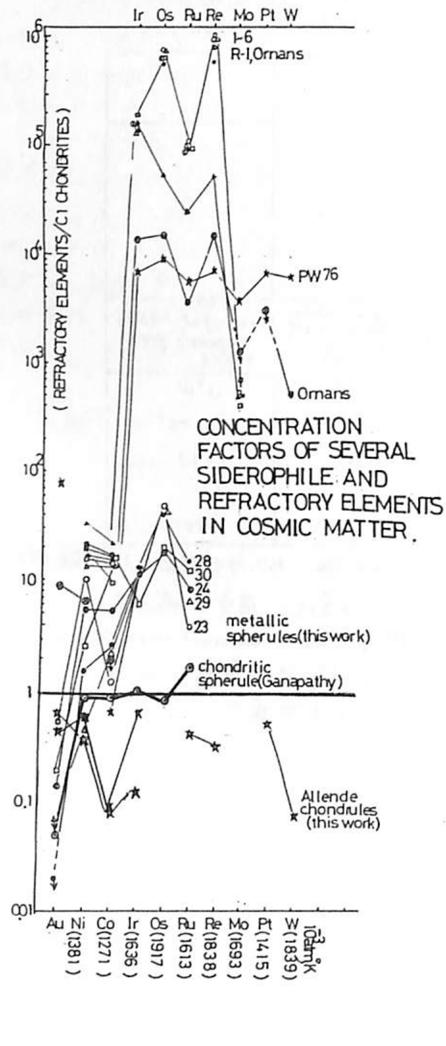
Declination and Intensity	(0) Original (TRM) 29at%NiFe	(1) Cooling at 77K in geomagnetic field	(2) Cooling at 77K in magnetic free space (77K→300K)	(3) Cooling at 77K in geomagnetic field, field ← ↑R.M (2)	(4) Cooling at 77K in magnetic free space
Declination	33.54°W	3.08°W	0°	1.14°W	11°W
Inclination	54.01°W	49.02°	52.49°	58.27°	52.74°
Magnetization J ($\times 10^{-3}$ emu/gr)	5.107	10.256	9.551	10.392	9.013
J/J_0		2.01	1.87	2.03	1.76

以上の結果より
TRM → in geomagnetic field 77K coolingの場合：field方向にR.M.付き強度は2倍程度増加。
TRM → magnetic free space 77K coolingの場合：方向は変化し，強度は減少する。
また，他の実験結果より77K cooling (300K→77K→300K)中に獲得されるRemanent Magnetismは77K→300Kへの温度変化中に獲得されたものではなく，77K冷却時に獲得されたもので Titanomagnetite の Isotropic point に対するHcの減少によるような現象ではない。

原始太陽系星雲に於ける高温凝縮金属

山越和雄（東大宇宙線研究所）・本間浩一（東大理系大学院，宇宙線研究所）

太陽系の初期状態に於ける物質の攪拌は不完全だった、ことが、いくつかの元素の同位体比異常などを通じて知られてきているが、それは、原始太陽系星雲での場所による上昇温度が異なること（地球軌道で2000−1500°K，）木星軌道で1000−600°K）や、凝縮後の物質の集積過程や、力学的運動に基ずく混合作用が不完全だったことを意味している。最高到達温度が太陽系の場所によって異なることは、特に、高温凝縮物



CONCENTRATION FACTORS OF SEVERAL SIDEROPHILE AND REFRACTORY ELEMENTS IN COSMIC MATTER.

が始原的な物質の中でどのような元素組成を持っているかを調べることが大きな手がかりを与えてくれる。

この研究は始原的な物質と考えられる炭素質コンドライトや惑星間塵を用いて，その中の，特に，高温凝縮金属組成が，平均的な太陽系化学組成（C-I コンドライト）と比べてどのように異っており，それが，原始太陽系星雲での，どのような事件や状況を反映したものであるか，を調べるものである。

同時に，元素合成のプロセス（従って，その合成された場所）の異る，同位体比に異常がないか，当面，活用できる（非破壊）中性子放射化分析法を用いて調べた。特にオスミウムは，Os-184（p-プロセス），Os-190（r, sプロセス），Os-192（r-プロセス）の三核種が，定量可能であり，系統的な分析を準備している。

文献：

山越，本間
月刊 フィジクス #4 (1984) 印刷中

Ⅲ-57

惑星間塵の宇宙線照射年代

山越和雄
東京大学宇宙線研究所一次線研究部

地上で入手できる惑星間塵の実物試料としては、Brownlee粒子と、深海底で堆積物より分離される、いわゆる、cosmic spheruleがある。

NASA及び宇宙研のballoonを用いた試料の入手が遅れているので、ここでは従来から、研究の対象として、長い経験を持つ、深海底堆積物より回収したcosmic spheruleを用いた。

鉄質のもの、及び、石質のものについて又、堆積物中に、これら宇宙塵が入っていることを前提として求めた値も示してある。

宇宙物質について、宇宙線照射年代を求める方法は、大別して二つある。

特定のターゲットに、高エネルギー宇宙線が衝撃して、破砕反応から作られる安定同位体の蓄積量を、単位時間当りの生成率で割ると得られるものと、特定のターゲットから作られる複数の放射性核種の放射能を求めて、その比から

$$R=\frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 N_2}=\left(\frac{g_1}{g_2}\right)\frac{(1-e^{-\lambda_1 T})}{(1-e^{-\lambda_2 T})}$$

より共通の照射年代(T)を求めるものである。下表に、現在までに得られているデータを示す。

測定技術として、AMS(加速器質量分析)や、$^{53}Mn(n,\gamma)^{54}Mn$法や、^{59}Niの微弱な放射能を測る方法などが総動員されている。

ここでは、惑星間塵の運動パターンとしてのPoynting Robertson効果を用いて逆算した、これら宇宙物質の、<出発点>(起源)についても言及する。

COSMIC RAY EXPOSURE AGE DETERMINATIONS OF COSMIC SPHERULES FROM DEEP SEA SEDIMENTS < 惑星間塵の宇宙線照射年代 >

CODE	SPHERULES SIZE (μm)	NUCLIDES	METHODS	EXPOSURE AGE (MY)	AUTHORS
1.	TOTAL SEDIMENT	Ni 59 Mn53	low level detections & (n,gamma)	0.30	Yanagita, Yamakoshi, Imamura('79)
2.	METALLIC 180~330	Be 10 Al 26	AMS	3.9	Raisbeck, Yiou, Klein & Yamakoshi('82)
3.	CHONDRITIC (300), 490	Be 10 Al 26	AMS	7.3 2.9	Raisbeck, Yiou, Klein, Middelton, Yamakoshi & Brownlee('83)
4.	METALLIC 180~260 260~340	Ni 59 Mn53	low level detections &(n,gamma)	0.01	Yamakoshi, Ohashi & Imamura('82)
5.	METALLIC 360 340 300 300	K isotopes	mass spectroscopy	21±15 3.4±2.9 19±8 52±23	Ohki, Kobayashi & Ohashi ('82)

III−58　原始太陽系星雲中でのガスの電離率と ^{26}Al

梅林豊治（京大理），中川義次（東大理）

Alfvén や Hoyle をはじめとして，多くの人々が，太陽系の形成において磁場が本質的な役割を果したのではないか，という指摘を行っている．しかし，現在詳しい研究が精力的になされている惑星形成論では，常に磁場の効果が無視されている，といってよい．そこで，惑星の形成過程における磁場の影響を明らかにするため，まず，原始太陽系星雲中でガスがどのようにして電離されるか，という問題を調べてみる．

惑星形成論が想定している原始太陽系星雲（林，Safronov）では，原始太陽の最近傍を除いて，ガスの温度は低い（$\lesssim 500$ K）．従って，ガスの主な電離源は，太陽系星雲に入ってくる 1 GeV 以上の高エネルギー宇宙線である．この宇宙線は，ガスの'厚み'が増加するにつれて，ガスを透過しにくくなり，ガスは次第に電離されなくなっていく．そこで，ガスの'厚み'の増加と共に宇宙線 flux が減少し，その結果ガスの電離率がどのように減衰していくかを調べた．

地球大気とは異なり，太陽系星雲では水素が主要な成分である．ガスに入射した宇宙線の陽子成分は，ガスの電離だけでなく，水素原子との非弾性散乱によってもエネルギーを失う．この非弾性散乱によって生じた π-on，μ-on 等の不安定な粒子は，大気中とはちがい，すぐに崩壊して，電子や光子になる，とみなせる．従って，二次的な成分としては，電子と光子が物質中をどのように伝幡していくかを考えればよい．

輸送方程式を解いてガス中での陽子，中性子，電子，光子の伝幡を調べ，宇宙線の flux とガスの電離率を求めた．はじめは，核子成分が主成分であり，これらの flux 強度とガスの電離率は $70\,g\,cm^{-2}$ の特徴的厚みで指数関数的に減衰していく．二次的な電子，光子成分は，はじめの $100\,g\,cm^{-2}$ の厚みで急速に生成され，厚みが $200\,g\,cm^{-2}$ を越すと，核子成分よりも大量に存在するようになる．これ以降，電子と光子はカスケード過程をくりかえし，flux，ガスの電離率とも，約 $100\,g\,cm^{-2}$ の特徴的厚みで指数関数的に減衰していく．

ガスの厚みがさらに増加すると，宇宙線はほとんど入れなくなり，ガス自体が含んでいる放射性同位元素の崩壊がより重要な電離源になる．Cameron の太陽系の元素組成を用いて，放射性元素によるガスの電離率 ζ_R を求めると，$\zeta_R \simeq 6.9\times10^{-23}\,s^{-1}$ という値を得た．主要な寄与は ^{40}K である．ガスの厚みが約 $1000\,g\,cm^{-2}$ を越すと，放射性元素の方が宇宙線より重要な電離源になる．

ところで，原始太陽系星雲中には，より短い半減期をもつ放射性元素が存在した可能性がある．Lee 他（1977）は，Allende 隕石から，原始太陽系星雲に，^{26}Al が存在したらしい証拠を見出している．この Allende 隕石で見出された程度の存在量の ^{26}Al が太陽系星雲全体にあったとすると，その電離率は $\zeta \simeq 6\times10^{-18}\,s^{-1}$ となる．この値は，星間空間での宇宙線によるガスの電離率 $10^{-17}\,s^{-1}$ と同程度である．太陽系星雲中では，常に ^{26}Al が主要な電離源であり，電離率はほぼ一定であったことになり，上述の場合と全く異なった状況になる．他の隕石における ^{26}Al の存在量をはっきりさせることが望まれる．

Ⅱ−59

太陽系星雲内での原始木星の形成

関谷実，観山正見，林忠四郎
（京大理）（京大理）（京大）

惑星の中でも最大の質量を持つ木星の形成過程を明らかにすることは、太陽系形成論の中でも最も重要な課題の一つである。木星の質量が0.001 $M_\odot$（$M_\odot$：太陽質量）であることや、木星の主成分が水素とヘリウムであり中心に岩石又は氷のコアがあるという事実は、惑星の母体となった太陽系星雲の質量，組成及び進化に対して重要な束縛条件を与える。また、小惑星帯において惑星の成長が十分に進まなかった原因を究明するためにも、小惑星帯のすぐ近くの軌道にあり、巨大な質量を持つ木星が、いつどの様にして生まれたかという問題は，非常に興味深い。さらには、木星のガリレイ衛星が系統的な密度の違いを示すことも，木星の形成過程と関係するかもしれない。

太陽系星雲のモデルとしては0.01〜0.04 $M_\odot$程度の質量の星雲を考える'minimum mass model'と1 $M_\odot$のオーダーの星雲を考える'massive model'がある。後者の場合は、星雲自身が重力的に不安定であり巨大な惑星に分裂するために，小惑星の様な小天体を作るのは極めて困難である。我々は'minimum mass model'を基礎に置く。この場合，星雲自身は安定である。星雲中のダストが赤道面に向かって沈澱し、重力不安定を起こして、まず微惑星になる。この微惑星どうしの衝突合体により，岩石や氷から成る原始惑星が形成される。水野らは原始惑星の質量が10 M_E（M_E：地球質量）程度になると周りの星雲ガスが安定に存在出来なくなることを示した。この時の原始木星のヒル圏（重力圏）内のガスの質量は、10 M_E 程度である。重力不安定を起こしたガスが収縮するにつれて、さらに周囲の星雲ガスがヒル圏内に流入し、原始木星はついには現在の木星質量（318 M_E）まで成長したものと考えられる。こうすると、中心にコアを持ち、回りを水素やヘリウムが取囲む層構造が、量的にも理解される。

我々はこの最後のステージでの木星の成長時間が何で決まりどのくらいであったか，又，何故現在の木星質量以上に成長しなかったか，などを明らかにするために，数値シミュレーションにより，木星のヒル圏へのガス流入率を調べた。計算法としては、流体を広がりを持つ粒子で代表させる'Smoothed particle method'と呼ばれる方法を用いた。その結果，ガス流入率は十分大きく，10^4年のオーダーで木星質量にまで成長し得ることが分った。ただし、この計算においては，等温ガスを仮定しているため，中心部の収縮を必ずしも正しく表していない。むしろ中心の高密度な部分の進化はKelvin-Helmholtz timeで決っていると考えられる。このtime scaleは10^5年程度なので、これが木星形成時間を決めたであろう。中心部の収縮に従い，徐々にガス流入が起ったと予想される。

原始木星に降着するガスの元の軌道は，原始木星の軌道からおよそ$\pm 2h$（hはヒル圏の半径）の範囲内に限られる。原始木星の成長とともにhは増大するが，$h \propto m^{1/3}$（m：原始木星の質量）であり，増加率は小さい。それで，mが現在の木星質量程度になると、$\pm 2h$ 内のガスはほとんど消費され尽くしてしまい，原始木星の成長は押さえられる様になる。また同時に原始木星の強い重力のためにヒル圏付近の星雲ガスにショックが生じ，星雲ガスが移動する。これらの効果のために原始木星の成長は現在の質量で止まったと考えられる。なお、土星，天王星，海王星についてはこの様な機構で質量が決ったのではなく，むしろ成長速度が遅かったため，十分成長する前に太陽系星雲が散逸してしまい，以後の成長が進まなかったものと考えられる。

Ⅲ−60　　　月の起源

中沢　清，林忠四郎*)
東大理，*) 京大理

京都グループにより発展させられた惑星形成論にそって，新たな月の捕獲過程が示される。京都グループの惑星形成論によれば，地球は原始太陽系星雲の中で成長した。そのため，原始地球は原始大気と呼ばれる濃いガスにとりかこまれていた。原始太陽がT Tauri段階にある頃，強いUV輻射や太陽風によってこの原始大気は原始太陽系星雲とともに散逸した。

このような惑星形成論に立脚すれば，月の起源は捕獲説の立場から容易に説明できる。すなわち，散逸しつつある原始大気に覆われた地球重力圏に飛来した天体が，重力圏内に捕獲され，衛星として安定に存在できることを示すことができる。月の起源を考える際，次の2つの条件が満たされなければならない。1つは，正のエネルギーをもって飛来した天体が，エネルギーを失ない束縛軌道に入らなければならない。もう1つは，捕獲された天体が地球と衝突したり，地球潮汐によって破砕されることなく，安定に存在できなければならない。

第一の条件，すなわち，捕獲条件は地球重力，太陽重力，原始大気からのガス抵抗力を考慮した軌道計算から導かれる。非束縛軌道にあった天体がガス抵抗によるエネルギー散逸で捕獲されるには，原始大気の密度が大気散逸開始前の 1/50 にまで減少するまでに重力圏内に突入すればよい。大気密度が1/50以下の希薄なものではガス抵抗力が弱すぎて，十分なエネルギー損失が起こらないのである。

しかし，余りに大気が濃い場合，ガス抵抗が強すぎて，捕獲された天体の軌道半径はどんどん小さくなり，ついには地球と衝突してしまうだろう。この第二の条件，すなわち，安定条件は，地球重力，大気ガス抵抗，潮汐力を考慮して調べられた。その結果，大気密度がもとの 1/5 より希薄になった後，重力圏に突入すればその天体は地球との衝突がさけられ，衛星として安定に存在しうることがわかった。

第一及び第二条件は互いに調和的であり，月を捕獲説の立場から説明しうることを示している。

他の可能性，例えば潮汐力のみによる捕獲についても言及される。

Ⅱ−61

隕石固化の相対年代幅と小惑星の起源

中川 義次（東大理）・ 林忠四郎（京大理）

^{129}I が β 壊変してできる ^{129}Xe の含有量から，隕石が最終的に固化した時期は、相互に 2×10^7 年以内のずれしかないことが知られている。この事実は、隕石あるいは隕石の母天体の起源に関して重大な手掛を与えるものであるが，太陽系の形成過程におけるこの事実の位置付け，そのさし示す意味については必ずしも明確にされていない。そもそも隕石とは何者なのか。

現在のところ，隕石の母天体の候補としては，火星軌道と木星軌道の間に多数分布する小惑星が有力視されている。その根拠は，1つには，落下軌道を決定できた2，3の隕石について，その軌道を逆にたどると小惑星帯に至ること。また実際，地球軌道と交叉したり近接したりする軌道をもつ小惑星が現実に存在することが知られている（アポロ・アモール群）。さらに有力な根拠は，小惑星のアルベドのスペクトルが隕石のそれとかなり相似していることである。

他方、小惑星の起源についても，これまでのところ，太陽系形成過程の中での明確な位置付けはなされていない。主要惑星に比べてみて，小惑星は力学的にも様々なきわ立った特徴をもっている。そのような力学的特徴が太陽系形成過程のいつの時代に，どのようにして作られたものなのか。さらに，小惑星を隕石の母天体と見るならば，先に述べた隕石固化の相対年代幅 2×10^7 年は，過去の小惑星帯における如何なる出来事に対応しているのか。

我々は，これまでの一連の太陽系形成過程の研究の中から，小惑星の起源についてのモデルを展開した。そして，原始太陽系星雲内の物質分布・温度分布から，現在の小惑星帯の位置には大きな惑星は出現し得なかったこと，また固化の相対年代幅 2×10^7 年は，星雲散逸の後、木星の摂動によって小惑星帯にひき起こされる高速衝突時代に対応させて理解できることを示した。これらの結果について報告したい。

Ⅲ−62

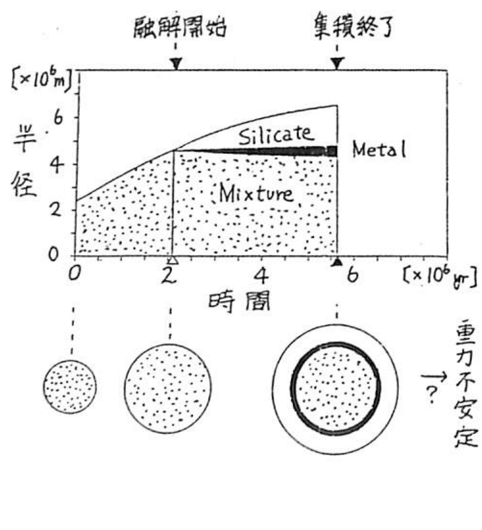
地球の初期進化　Ⅰ
── 集積，融解とシリケイト−金属重力分離 ──

佐々木 晶，　中澤 清　（東大理）

地球の初期進化について様々な研究が，今までなされてきた。しかし，それらはいずれも，熱伝導方程式以外は単純な次元解析に頼るものであり，重力エネルギーの解放という非線型現象を扱うには，全く不十分なものである。また，以前の進化研究では，集積完了後の地球を初期状態とし，近年の惑星形成論の成果はとり入れられていない。

我々は，恒星の研究で使われている進化計算の手法（Entropy method）を改良し，層構造を持つ惑星の進化を計算するプログラムを開発した。エントロピー，圧力，密度，温度という熱力学諸量の内部分布は，時間の関数として求められる。最大の難点は，状態方程式（星の場合は，理想気体を考えて簡単な形で書くことができる）を熱力学を満たす形で記述することであったが，Murnaghan-Birch状態方程式を改良して適用することで解決した。我々のプログラムでは，内部の各層の質量変化も考慮されている。そのため，集積，重力分離の効果も正確に組み入れることができる。

図1.　地球の成長



今回，我々は，開発した手法を用いて，集積時の原始地球の内部構造変化を計算した。集積する微惑星は，シリケイトと金属（主として鉄）の混合物と仮定し，地球の表面温度は原始大気の保温効果を考えて境界条件として与えた。

表面温度が融点を越えた後，原始惑星は中心部の未溶融部，融解金属層，融解シリケイト層に分かれた層構造を持つ（図1）。金属，シリケイトの重力分離に伴うエネルギー解放は莫大で，最大4000Kの温度上昇を引き起こすが，（図2），実際は対流で発生したエネルギーの大部分は放出される。密度の逆転（図3）は，コア形成の直接の要因となる。カタストロフィックなコア形成が生じるかどうかは，物性，特に，金属物質の融点，粘性に依存する。

図2.
温度構造の時間変化

対流による熱輸送を考えぬ場合

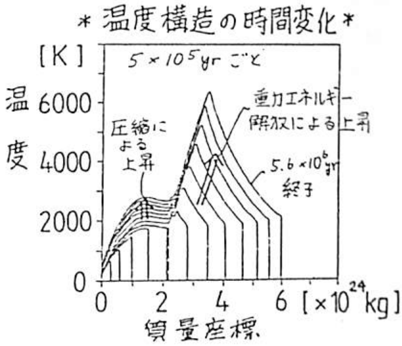
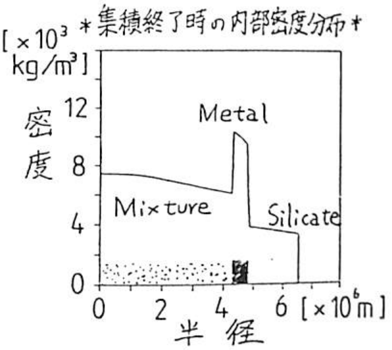


図3.
最終的な内部密度分布



ポスターセッション

（Ｐ－１～Ｐ－37）

P−1　　　　　　　　　プラズマ速度分布函数の最小二乗法による推定

西田　篤弘（宇宙科学研究所）

OPEN-J衛星に搭載するプラズマ測定器を設計するための一資料として、イオンが複数の成分から成っている時、様々なエネルギーや入射方向を持つイオンの測定値から、各イオン成分の分布函数を推定することを想定し、十分な精度を得るためには測定のエネルギー範囲やエネルギーと角度の分解能をどのように選ばなければならないかを考えた。

最初のステップとして、速度分布函数は複数のMaxwell分布の重ね合せであるとし、分布函数の値が速度空間の有限個の点のみで与えられていると仮定して、夫々の分布函数を規定するパラメーター（N,T,V)の推定を試みた。「推定値」が「モデル値」と一致すれば上の有限個の点のとり方は適当であると云っても良いことになる。即ち、「測定点」のエネルギー範囲、分解能などの選び方は妥当である。しかし、もし「推定値」が「モデル値」と異なるならば、「測定点」のエネルギー範囲、分解能などが不適当であって、さらに測定範囲をひろげるか、測定間隔を狭めるかの改良を加える必要がある。

推定には、SALSプログラムを用い、非線型の解法はFletcherの修正Mayquardt 法によった。

○分布函数のモデル　　　$F = F_{11} + F_{12} + F_{21}$

$$F_{11} = N_{11}\left(\frac{m_p}{2\pi k}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{T_{\parallel 11}^{0.5}\, T_{\perp 11}} \exp\left[-\frac{m_p}{2k}\left\{\frac{(v_\parallel - \bar{V}_{\parallel 11})^2}{T_{\parallel 11}} + \frac{(\vec{v}_\perp - \vec{\bar{V}}_\perp)^2}{T_{\perp 11}}\right\}\right]$$

$$F_{12} = N_{12}\left(\frac{m_p}{2\pi k}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{T_{\parallel 12}^{0.5}\, T_{\perp 12}} \exp\left[-\frac{m_p}{2k}\left\{\frac{(v_\parallel - \bar{V}_{\parallel 12})^2}{T_{\parallel 12}} + \frac{(\vec{v}_\perp - \vec{\bar{V}}_\perp)^2}{T_{\perp 12}}\right\}\right]$$

$$F_{21} = N_{21}\left(\frac{m_{O^+}}{2\pi k}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{T_{\parallel 21}^{0.1}\, T_{\perp 21}} \exp\left[-\frac{m_{O^+}}{2k}\left\{\frac{(v_\parallel - \bar{V}_{\parallel 21})^2}{T_{\parallel 21}} + \frac{(\vec{v} - \vec{\bar{V}})^2}{T_{\perp 21}}\right\}\right]$$

分布函数は、粒子のエネルギーEと速度方向（θ，φ）の函数。

○推定すべき変数

$N_{11},\ N_{12},\ N_{21}$

$T_{\parallel 11},\ T_{\parallel 12},\ T_{\parallel 21},\ T_{\perp 11},\ T_{\perp 12},\ T_{\perp 21}.$

$\bar{V}_{\parallel 11},\ \bar{V}_{\parallel 22},\ \bar{V}_{\parallel 21},\ \bar{V}_{\perp x},\ \bar{V}_{\perp y}$　　　（$\bar{V}_{\perp z}$ は $\vec{\bar{V}}\cdot\vec{B} = 0$ から）

○粒子検出器の方向

θ = 22.5°，37.5°，52.5°，67.5°，82.5°，97. 5 °，112.5 °，127 .5°，142 .5°，157.5 °

spin軸をはさんで対称な位置に、一対がおかれている。

P－2　　　　　MUレーダーシステムの現状

MUレーダーワーキンググループ　（代表　加藤　進）

（京大・超高層，京大・工）

京都大学が滋賀県甲賀郡信楽町に建設中のMUレーダー（Middle and Upper Atmosphere Radar）は、我国最初の中・超高層大気観測用大型VHFレーダーである。すでに昭和５８年度迄に敷地の造成、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７５％が完成し、中層大気の試験的な観測を開始した。

このレーダーは、高度１０～１００ｋｍの中層大気領域では大気乱流による屈折率変動から、又高度１００ｋｍ以上の超高層大気領域では自由電子からの後方散乱波を受信する。　大気乱流からの散乱波を受信するためには周波数は低い程有利であるが、限られた開口面積で良い指向特性を得るには高い周波数が有利である。　また電離圏上部を観測するためには、最大の臨界周波数より十分高い周波数を選ぶ必要がある。　これらの理由から４６．５ＭＨｚの中心周波数が選定された。

レーダー方式は、各アンテナ素子を固体送受信機で駆動するアクティブ・フェーズド・アレイ方式を用いたモノスタティック・パルス・レーダーである。　１台の送信機の尖頭空中線電力は２．１ｋＷであり、４７５台の送信機により１ＭＷの尖頭電力を得る。　各アンテナ素子には３素子八木アンテナを用いている。　表１にMUレーダーの完成時の主要諸元を示す。

Parameters	Specifications
Radar system	monostatic pulse radar active phased array system
Operational frequency	46.5 MHz
Transmitter	
peak power	1 MW　(2.1 kW X 475)
average power	50 kW　(duty ratio of 5% max)
pulse length	1-500 μsec　(variable)
inter pulse period	0.4-64 msec　(variable)
Antenna	
configuration	3-element crossed Yagi X 475
polarization	linear and circular
aperture	quasi-circular (108 mϕ)
beam width	3.6° (full antenna)
beam steering	electronical zenith angle ≦30°
Receiver	
dynamic range	≧70 dB
IF band width	1.65 MHz max (variable)
Master oscillator	rubidium vapor

表１　MUレーダーの主要諸元

主な特徴としては、

1）この種のレーダーとしては初めて分散型送受信方式を採用し、アンテナビームの高速走査やアンテナの自由な分割使用を可能にしたこと、

2）アクティブ素子の完全固体化とマイクロプロセッサ・アレイ制御方式の採用による自己診断・校正機能により信頼性と運用性の向上をはかっていること、

3）多量のデータを専用の高速前処理装置とアレイプロセッサによってリアルタイム処理し、ホストコンピュータと二次処理の負担を軽減していること、

等があげられる。

システムの制御は、　レーダー制御器から各部にパラメータを設定しておき、高速の基準信号発生器のタイミングに同期して動作させる方法により行う。　この方式によってレーダーの持つすべての機能がソフトウェアにより制御可能になり、利用者は端末との会話を通じてあらゆる複雑な観測を行うことができる。図１はMUレーダーの全体の構成を示すブロック図である。

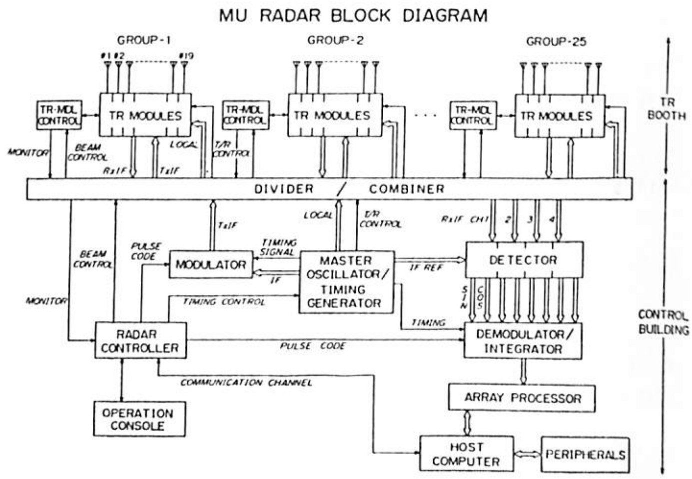


図１　MUレーダーのシステム系統図

P−3

Faraday Cup on board Japan's 1st interplanetary Satellite MS-T5

K.I. Oyama , K.Nakazawa, K. Akai and K. Hirao

The Institute of Space and Astronautical Science

The Faraday cup which is to be on board MS-T5 will measure the bulk velocity, density and temperature of solar wind ions with the accuracy of 10 %. The cup consists of 4 grids and a collector as shown in Fig. 1. The 1st and 3rd grid are grounded to satellite wall. 400 Hz square wave high voltage is applied to the 2nd grid to modulate the incoming ion flux. The 3rd grid is very important to block the high voltage leakage to the ion collector which is located behind the 4th grid. The 4th grid is used to suppress the secondary photoelectrons which come from the collector. When the energy of the velocity component normal to the electrode plane of Faraday cup, 1/2 m/e $(V_b \cos\theta)^2$ becomes equal to the 2nd grid voltage V_G, as MS-T5 spins around the spin axis, modulating ion current appears at the collector.

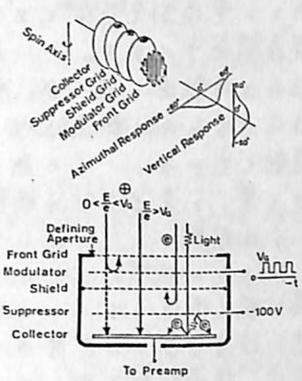


Fig. 1. Configuration of 5 electrodes of Faraday Cup

What we did so far during 3 year's developing phase on the Faraday cup, starting from the basic physics of ion response to the rapidly changing high voltage are; (1) To check the possibility to measure 3 parameters mentioned above even in the strong sunlight. (2) To get theoretical description on the ion current response with respect to the satellite spin angle which is derived as

$$i_{out} = \sqrt{\alpha/\pi}\, n_o S_o e \{ V_o \xi \int_{-V_o \xi}^{W-V_o\xi} e^{-\alpha t^2} dt + 1/2\ \alpha\ (e^{-\alpha V_0^2 \xi^2} - e^{-\alpha (W-V_o\xi)^2}) \}$$

where $\alpha = m_i/2kT_i$, $W = 2eV_G/m_i$, $\xi = \cos\theta$, and S_o collecting area, k Boltzmann's constant, V_G amplitude of square wave which is applied to the 2nd grid. (3) To check the above equation by carrying out laboratory experiment. One example is shown in Fig. 2. We have a good feeling that eq.(1) expresses the behaviours of ions quite well. (4) To check measurement accuracies which are degraded by some of instrumental parameters such as fluctuation and the shape of the high voltage. One of such findings is shown in Fig. 3 which shows the difference of the characteristic curve when V_G changes from 1000 V to 960 V. We can conclude that measurements can be done within the accuracy of of ±10 % when V_G varies from 1000 V to 960 V. (5) To check te effect of electrode contamination upon the evaluation of 3 physical quantities. We conclude that electrode contamination is very serious in laboratory plasma but not in space plasma.

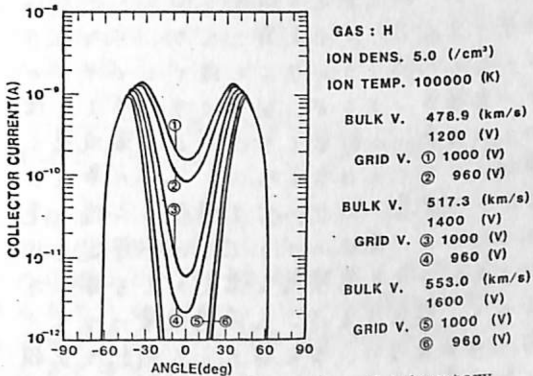


Fig. 2. one of examples of laboratory experiment and theoretical curve fitting

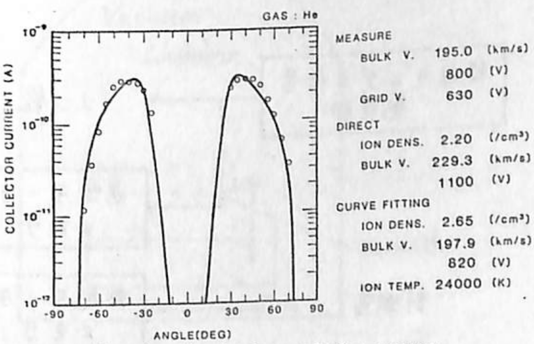


Fig. 3. Variations of the curves which result from the 40 V fluctuation of 1 kV grid voltage

After we checked these items, we proceeded to make soft ware for data analysis which should be done after MS-T5 launching. The soft ware is now being combined with overall system software. Finally we express our sincere thanks to Meisei Electric Company for the designing and manufacturing of Faraday cup.

P-4

疑似ランダム信号によるイオンビームのコーディングと時間測定

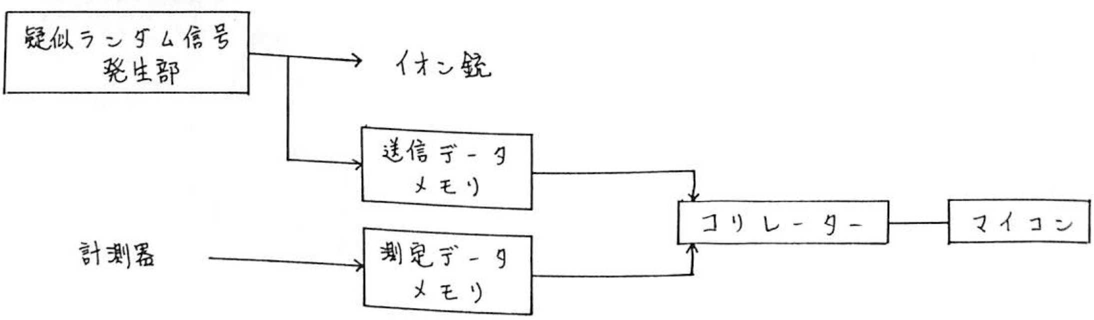
早川 基・鶴田浩一郎・中村正人
(宇宙研)

我々は従来までのダブル・プローブ法に変わる新しい電場測定技術であるブーメラン法を現在開発中である。 一般に磁場中の荷電粒子は円軌道を描くが、電場や磁場勾配が存在するとその軌道は少し変形しドリフト運動を生じる。 この為に粒子を射出してから戻って来るまでの時間はその粒子のジャイロ周期から少しズレを生じる。ブーメラン法はその時間のズレから周辺の電場，磁場勾配を測定するものであるために時間測定の精度が高い事が要求される(一般的に電場，磁場勾配を求めるにはジャイロ周期の$10^{-3}\sim10^{-4}$の時間精度が必要とされる)。 時間測定の精度を向上させるにはデータのS/Nを上昇させる、すなわちビームの回帰フラックスを増やしてやるのが一番簡単であるが、回帰フラックスを増加させる為には射出するビームの電流量を増加させなくてはならない。 この事はロケットや衛星の対プラズマ電位を大幅に変化させたり、周辺のプラズマに不安定を生じさせたりする危険性を増大させる事になるので、射出するビームの電流量はあまり多くは出来ない。また射出した時刻を正確に知る事も必要となるが、一様なビームを射出していたのでは連続的な観測を行なう事は出来ない。 この為に時間測定の方法には、

1) 必要な時間精度が少ない回帰フラックスで得られる事（すなわちS/Nの悪いデータからでも高い時間精度が出せる事）
2) ビーム自身が時刻の情報を運んでいる事

の2つの条件が必要となる。

情報工学の理論によれば、ビームに疑似ランダム信号をコーディングすると、測定データと送信データとのコリレーションをとる事により、回帰フラックスの平均的時間間隔よりも一桁程度良い時間精度がS/Nが-20dB程度でも得られる事が期待される。 ロケット実験や衛星にこの方法を利用する為の基礎実験を現在小型チェンバー内にて計画中であるので、その実験結果について報告する予定である。



ブロック ダイヤグラム

-5

リシウムイオン銃の寿命延長の試み

中村正人、鶴田浩一郎、早川基
宇宙科学研究所

Boomerang 法による電場測定を行なう時、地球近傍の磁場の強い領域ではリシウムイオンをtest particle として使用する。リシウムイオン銃は使用電力、ビーム出力及びビーム口径においては一定のレベル（4Wの電力で±1°、200nA のビームが放出可能）まで開発が進んでいるが、その寿命は現在のイオンソースの形態では短かく、ビーム出力が半減するまでの時間が一週間程しかない。これは今まで主にロケット実験を目標に銃の作成を行なっていた事に起因するが、装置の衛星搭載を考え、イオンソースの長寿命化を試みている。

現在のイオンソースはモリブデンのmeshにβ－eucryptite($Li_2O \cdot Al_2O_3 \cdot 2SiO_2$)をcoating したもので、これを約1100°Cに熱する事によって200nA のbeam currentを得ている（図1）。イオンソースはmeshの全面に一様にcoatされているのではなく、顕微鏡で観察するとmeshの穴のすみに所々ついている事がわかる。我々の第一の目標はこれをmeshの全面に厚く一様にcoating する事である。もしイオンソース中のリシウムがすべて放出可能であるとすると100mg のβ－eucryptiteで100nA のbeamを一年間維持できる事になる。この為に我々は今までmeshの上にβ－eucryptiteの原材料をのせ、これを加熱してcoating するという方法をやめ、溶解したβ－eucryptite中にmeshをひたし、これを引き上げて冷却し、多量のイオンソースをcoating する実験を4月から開始する（図2）。詳しい結果は学会で報告する予定である。

上記の方法が困難である場合、我々は次の方法を試みる予定である。

i) リシウム超微粒子をβ－eucryptite中に多量に混入させ、リシウムイオンの放出率を上昇させる。
ii) 真空蒸着あるいはspatteringによりβ－eucryptiteを厚くcoating する。
iii) β－eucryptiteにかわり、金属リシウムをそのままイオンソースとする方法を開発する。

イオンソースの長寿命化は同時に省電力化に結びついている。多量のイオンソースから多量のイオンを取り出せると言う事は、逆に低い温度で現在と同じ量のイオンを長時間取り出すという事に他ならない。我々の目標はヒーター温度800°C（消費電力2W）で現在と同じ200nA のbeam currentを得る事である。100mg のβ－eucryptiteがcoating できれば、これは実現可能な値である事が今までの実験からわかっており、この事は衛星搭載において多くのmerit を与えると考えられる。

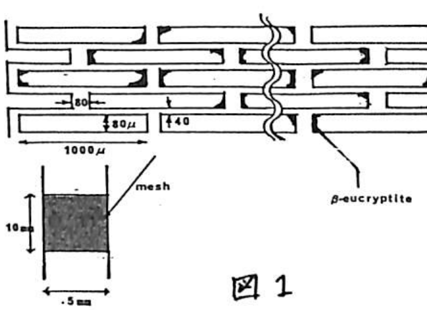


図1

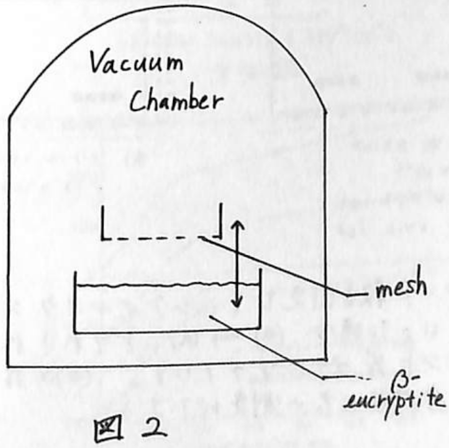


図2

P−6

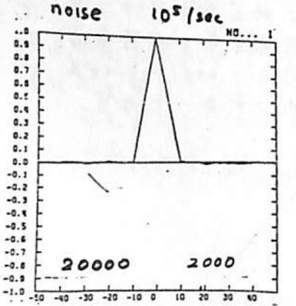
ロケットによる電場計測の計算機によるシミュレーション

鶴田 浩一郎　　早川 基　　中村 正人
（宇宙科学研究所）

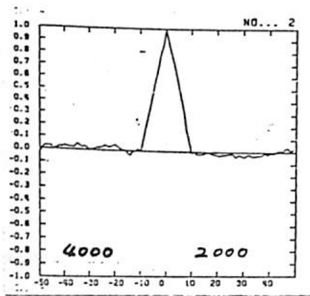
1984年第二期（1985年1月）ロケット実験に於いて、リチウムイオンビームを使った電場計測の基礎実験を行う。実験の目的は、リチウムイオンの打ち出し方向の制御と正確な飛翔時間の測定（これにより電場及び磁場の計測が行える）を行うことである。実験に先立ち、計算機を使った実験のシミュレーションを行っているので、今回はその途中経過を報告する。正確な時間測定には、イオンビーム自体にマークをつける必要があるが、我々は疑似ランダム信号でビームを変調することによりこれを実施する予定である。変調ビームと回帰ビームとの相関を取ることによりS/Nの大巾な改善、時間の測定精度の向上が期待されるが下の図に示したのは実際に計算機でシュミレートした結果である。

シグナルの平均カウント数が所用時間精度の逆数に比して 1/25程度におち、更にノイズカウントがその数倍ある場合でも十分の時間測定精度が得られることがわかる。正確な打ち出し方向制御にはやはり相関を使ったビーム方向の閉ループ制御を行うことを考えているが これについてのシュミレーションは現在準備中である。

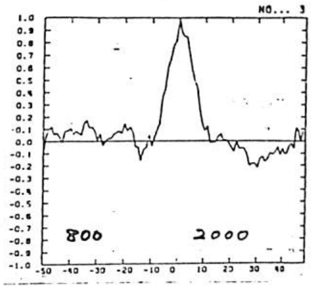
TOTAL DATA 2×10^4 （Tav = 20 msec）
Δt : 1μs
ret. Flux 10^6/sec
noise 10^5/sec



(a) データ数 2×10^4
$\Delta t = 10^{-6}$
シグナルカウント 10^6
ノイズカウント 10^5

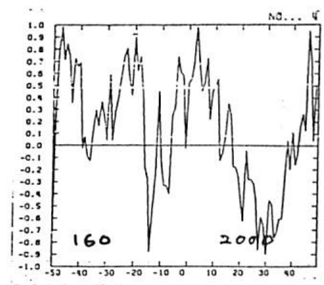


(b) シグナルカウント 2×10^5
ノイズカウント 10^5



(C) シグナルカウント 4×10^4
ノイズカウント 10^5

データ数を固定して、シグナルカウントを減らしていった場合 (a)→(d) でそれぞれシグナルカウント1/5づつになっている。(C)の程度までなら十分精度の良い測定ができる。



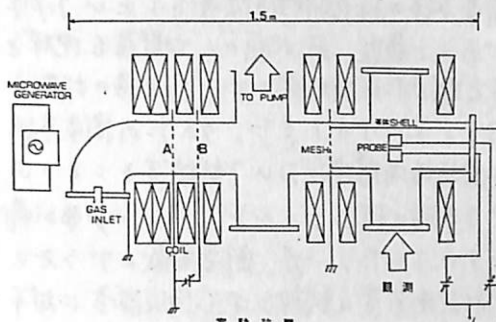
(d) シグナルカウント 8×10^3
ノイズカウント 10^5

P－7

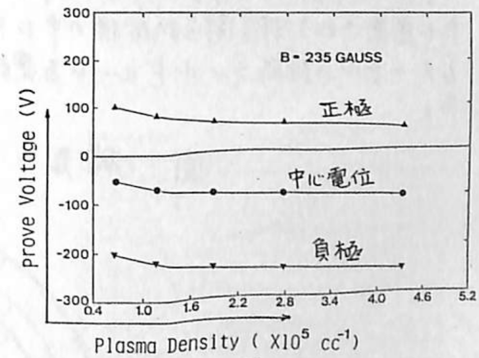
起電力を持つ天体の電気的性質に関する実験的研究

佐々木進，長井孝[A]，河島信樹，堤井信力[A]
宇宙科学研究所，武蔵工大工電工[A]

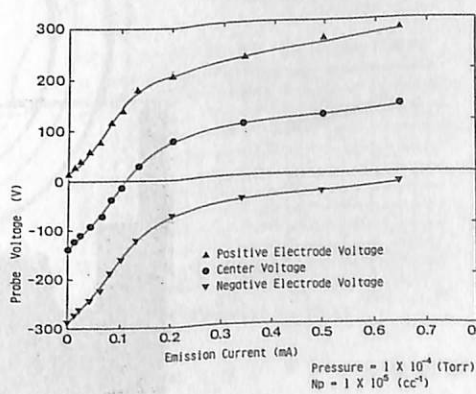
起電力を持った物体がプラズマ中に孤立している系は実験室プラズマ実験の場合非常に特殊な配位であるが、宇宙空間においては比較的よくある配位と考えられる。その身近でよく知られた天体は木星イオ衛星である。イオ衛星は木星磁気圏内で公転しており、その速度と木星磁場によるダイナモ作用のため数百KVの起電力を持っていると見積もられている。この起電力は木星磁気圏プラズマを負荷として強いエネルギー放射作用を行っていると考えられている。又最近天文の分野で次々と発見されている強力なX線源・電波源には連星を構成しているものがあり そのエネルギー放射のメカニズムの候補のひとつとしてダイナモ起電力を考えることができる。本実験ではこれらの問題に関連して、プラズマ中に存在する起電力体の周囲プラズマに対する電位を様々な条件のもとに測定した。起電力体が電子放射能力を持つ場合（電離層を持つ場合）を模擬するため起電 体に電子エミッターを装着した実験も行った。オ１図に実験装置を示す。プラズマは電子サイクロトロン共鳴加熱で定常的に発生させ実験領域に双電極円柱プローブを挿入した。電圧印加電源及びエミッター電源は、グランドと完全に絶縁し両極のプラズマに対する電位を計測した。オ２図に各プラズマ密度に対するプローブ系の電位を示す。印加電圧は正負両極に等分されず全体として強く負側にシフトすることがわかる。このことは、一般に起電力体はプラズマ中で負側に沈んでいることを示している。オ３図に負極側に電子エミッターを点灯した場合の電位変化を示す。この場合は逆に起電力体の電位は平均として正側に移行することがわかる。木星イオ衛星のように電離層を持っている天体の場合、その公転による日照日陰にともなう電離層密度変化が平均電位の公転変化に反映され それに伴う電流系ひいてはエネルギー放射の公転変化が存在しうることを示している。本実験結果はV×B起電力を発生する地球周回大型建造物も一般に負側に強く沈みこむことを示しており その電位制御には、電子エミッターが使用できることを示している。



オ１図



オ２図



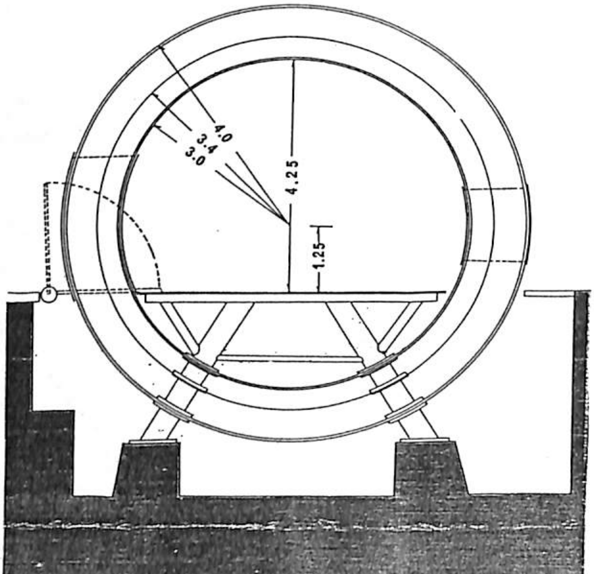
P−8 衛星試験用磁気シールドルームの建設

平尾 邦雄（宇宙研）　鶴田 浩一郎（宇宙研）　斉藤 尚生（東北大・理）　磁気シールドルーム建設ワーキンググループ
東北金属 株式会社

科学衛星に搭載する磁力計の性能をあげるには、磁力計単体での性能向上の他に衛星本体の磁気特性を改善するという必要がある。最近、我が国の人工衛星も地球を遠く離れた微弱磁場の中での磁場の計測を行うようになってきた。そのため衛星本体を微弱磁場環境において試験することの出来る大形の磁気シールドルームの必要が痛感されていた。一方、衛星搭載のプラズマ波動計測装置の試験には低周波雑音に対するシールド効果も必要であった。この二つの要請を満すため、宇宙科学研究所では新たに建築された科学衛星試験棟の中に内径6メートルの球形シールドルームを建設した。

ルーム形状を球状としたために、従来の多角形シールドルームにはみられない長所として、内部残留磁場の均一性がある。また球形としたため構造が簡単になるといった利点の他に、各シールド層を電気的に絶縁することが容易で、AC成分のシールド効果を上げることができた。

図. 磁気シールドルーム構造図.



P−9　　　　　斜めイオノグラム観測装置の試作

阿保 真，長沢親生，金木利之
（東京都立大学　工学部）

最近、郵政省電波研究所により斜入射法による電離層観測システムが開発された。これは国内５電離層観測所のイオノゾンデを、観測所毎に３０秒づつ時刻をずらし、周波数の変化率、パルス繰返し数が一定となるように運用するもので、送信周波数に同期する受信機を用いることによって日本国内及びその周辺において即時的に電離層情報を取得する事が可能となった。我々は、比較的簡易な装置で斜めイオノグラムを得る事ができたのでここに報告する。

斜めイオノグラム観測装置は図１に示すように、市販のアマチュア用短波受信機の受信周波数をイオノゾンデに同期させて掃引し、出力をマイクロコンピュータにより処理している。同期をとるための基準は、5×10^{-8}／Dayの安定度を持つ安定な水晶発振器を用いた時計をＦＭ放送の時報により校正して使用している。図２に斜めイオノグラムの観測例を示す。Es層及びＦ層反射によるトレースが現れている。但し、国分寺のイオノゾンデには未だ同期装置が付加されていないようでイオノグラムは得られていない。

この斜めイオノグラムは観測点をふやす事により、より広範囲の電離層情報が得られる事になり、Es層などの局地的な現象の研究などにも有効な観測手段となる。

◇参考文献

栗城，竹内：”斜入射法による電離層観測”
第65回電波研研究発表会予稿（1983）

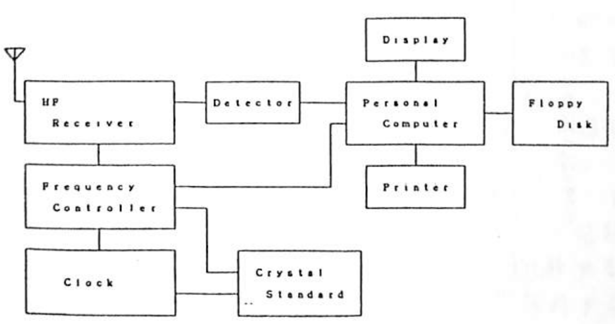


図１　斜めイオノグラム観測装置のブロックダイアグラム

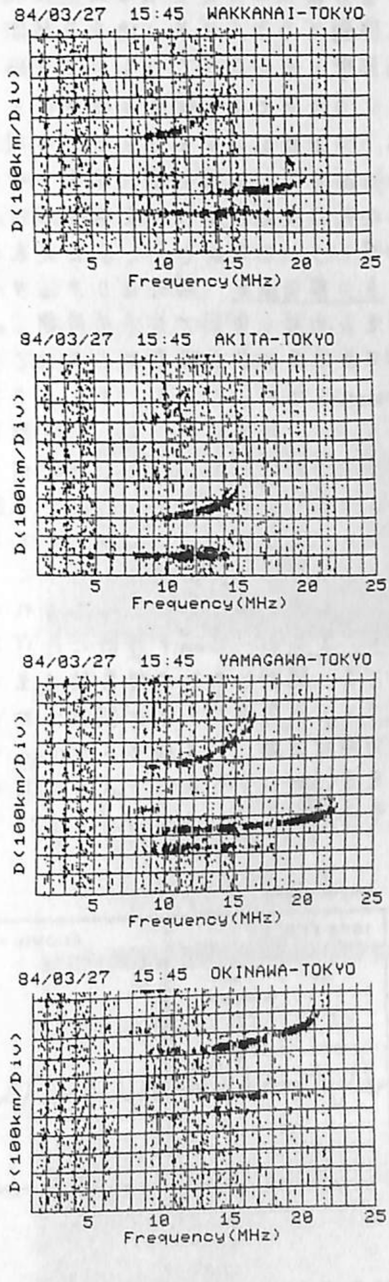


図２　斜めイオノグラムの観測例

P−10 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 (III)受信強度の相互相関解析

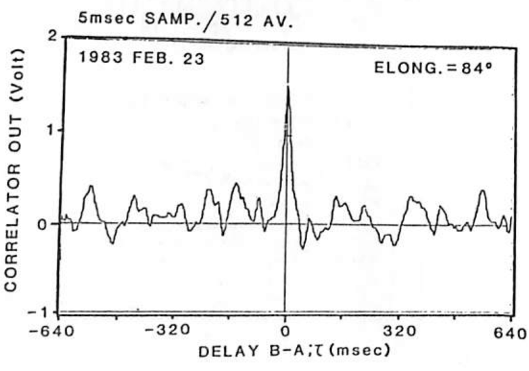
徳丸 宗利，大家 寛，森岡 昭
(東北大理)

§. 序 木星デカメータ電波を2地点で受信した時，その2信号の位相差には発生源の位置の情報に加えて伝播路の情報が含まれており，両者の分離は干渉計観測に於ける重要な課題である。従来，地上で観測される木星デカメータ電波は惑星間空間シンチレーションの影響を強く受けていることが知られ，特に長基線干渉計では，相互相関値（フリンジ出力）の低下として顕著に現われることが報告されている（Slee & Higgins, 1968）。しかし，75km干渉計観測によると，7つの現象例に於いてフリンジ・パターンは明瞭であり，2地点に於いて非常に相関の良い信号が受信されたことが示されている。そこで，今回の学会では2地点の受信強度の相互相関解析から，75km干渉計に対する惑星間空間シンチレーションの影響について検討し，さらに従来の観測結果との対比を行なった。

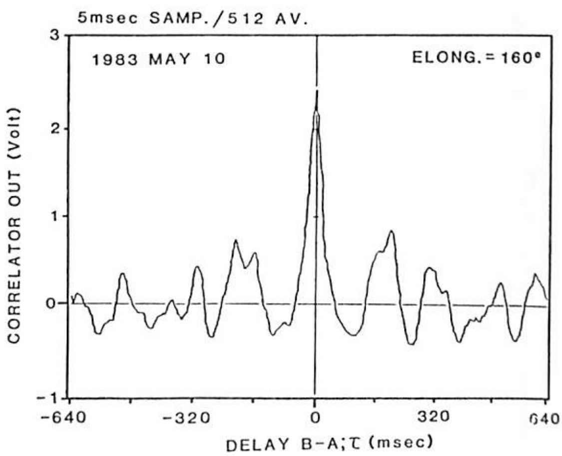
§. 解析結果 解析はリアルタイム・コリレータを用い，A，B両地点の受信強度の相互相関を求めた（サンプリング周期5msec，平均個数512サンプル）。図1及び図2に'83年2月23日と5月10日の現象例について解析結果を示す。いずれの現象も I_o − B source に属し，S-burstより成っている。また，2月23日と5月10日の太陽離角(Elong.)はそれぞれ84°，160°である。この解析結果より，太陽離角の大きく異なる2つの現象例に対し，いずれも遅延時間(τ)が0のところで最も相関値が高くなっており，目立った遅延は全く存在していないことがわかる。これは，75km干渉計で観測された木星デカメータ電波強度に対し，惑星間空間シンチレーションによってもたらされる2地点の相対的変動は小さく，即ち伝播路の2地点間の相対的変動は小さいことを示しており，75km干渉計に於いて同一伝播路上の変動をとらえているものと結論される。

§. まとめ 75km干渉計に於いて，2地点に到達する信号の伝播路は同一とみなすことができ，観測された位相変動は主に発生源の位置に帰着することができる。一般に，木星デカメータ電波の干渉計観測に於いて，惑星間空間シンチレーションの影響をさけるには，1)南北基線，2)基線長〜100km以下，3)太陽離角80°以上，4)数10 msecの時間変動までとらえる，といった条件が基本的なポイントとなるといえる。

[参考文献] Slee & Higgins (1968) Aust. J. Phys., 21, pp 341−368



[図1.]



P−11

木星デカメータ電波 S-バーストの観測
(Ⅲ) 微細構造の解明

永井智広　大家寛　森岡昭
(東北大・理)

1.序 木星デカメータ電波には，時間-周波数空間で特徴を持った変動現象が観測される。これらの内，時間・周波数共に，最も微細な構造を示す現象に，S-バーストがある。この現象は，数ms～数10msで激しく変動し，時間と共に周波数が下がる負のドリフト構造を示すのが最大の特徴である。しかし，この様な典型的な例のみならず，複雑なダイナミックスペクトルを示す現象も多数存在しており，今回さらに，変動のスケールはS-バーストに近いが，特徴的なドリフト構造を示さない現象が発見されたので報告する。

2.Active Region U字型をした変則バースト(図1)，及び，ほぼ一定の周波数で分岐・併合する変則バースト(図2)は，U字点や分岐併合点がIo Flux Tube (IFT)内での加減速作用や，電子ビームの各種相互作用を起こす点に対応する事を示して来た(※)。特に後者は，IFT内の特定の領域でプラズマ不安定が生じ，波動粒子相互作用が起こり易くなっている事が考え得る。両者の出現頻度は，U字型が極くまれなのに対し，分岐・併合型は頻繁に観測される。これは，S-バーストの発生する過程で，前者は特異な，後者はかなり普遍的な状況に対応すると考えられる。本研究では，この分岐・併合を生ずる領域をActive Regionと呼ぶ事にするが，出現頻度が高い他，グループ全体にわたって続く傾向があり，また同時に複数個，数100kHz～2MHzの間隔をおいて出現することもある。

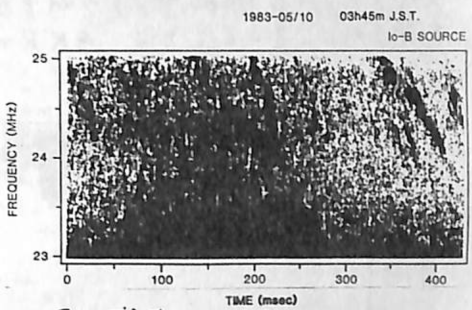


図1 U字型をしたバースト

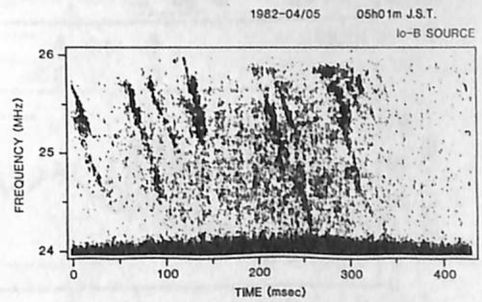


図2. Active Regionを伴なうバースト

3.S-バーストを伴なわないActive Region 負のドリフト構造を示すS-バースト群とは別に，これらを含まず，比較的無秩序な変動をする現象が見られる(図3)。これらは，S-バースト群とは独立に，又は，S-バースト群の前後に出現し，その強度は比較的弱い。この現象も一種のActive Regionだと考えられるが，電子ビームを伴わない点が他の放射と異なる。これは，S-バーストを放射する電子ビームを形成するエネルギーが，数10秒程度のグループに対応して間歇的に供給され，その合間にあたる時，この様な現象が観測されると推定される。

4.結論 S-バーストは，本来，イオ衛星の発電現象が，磁力線(IFT)を介して木星電離層に何らかの形で輸送される事が原因と考えられる。本論では，このS-バーストと共存し，Active Regionと呼ばれる波動粒子相互作用を行う特殊な領域の様相を調べた。これは時として，S-バーストを伴なわないActive Regionが出現する事も認められた。いずれも，イオ衛星による電磁効果が，IFT内の特殊な領域に集中する事を示している。この特殊な領域の成因等については，今後共，研究を続行する必要があると考える。

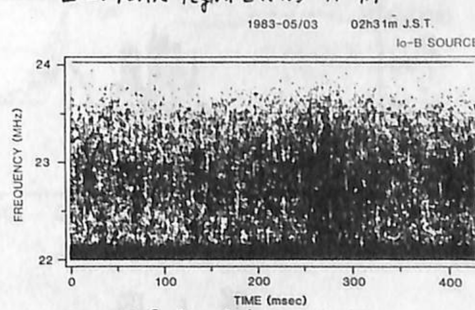


図3. 不規則に変動するバースト

(※)(参考文献) 大家他，日本電気磁気学会 第74回講演会予稿集，p194，1983.

P－12

AKRのスペクトラム構造

— fineスペクトラムとbroadスペクトラム —

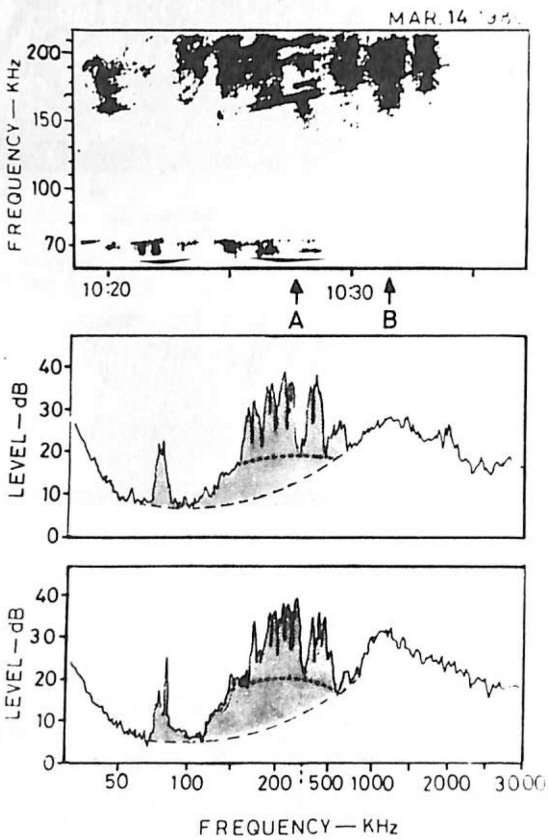
森岡　昭　大家　寛
（東北大・理）

AKRのスペクトラムの変動を特徴づける微細構造については，ISEE及びEXOS－B衛星によって観測され，その詳細な様相が明らかにされてきている。一方AKRのスペクトラムは，このfineスペクトラムの他に強度の弱いbroad-bandスペクトラムをバックにもっていることが，EXOS－Bの観測によって指摘（第1図参照）されているが，このスペクトラムの特性については，これまでほとんど注目されていなかった。しかしこのAKRのbroadスペクトラムとfineスペクトラムとの関連を明らかにしていくことは，AKRの放射とオーロラ粒子の加速の過程及び加速域の構造を明らかにしていく上で重要な鍵をもっていると思われる。すなわち両スペクトルの

i) スペクトラム中の差異
ii) 強度比
iii) 強度変動の相関

を調べることにより２つのスペクトラム成分を生み出す放射域の高度分布及び放射にあずかる加速粒子のエネルギー状態やコヒーレント性，更に加速域の多重構造性を議論できることになる。今回はこの点に着目し，EXOS－B衛星によって観測されたAKRのスペクトラムの詳細な検討を行った。現在までに得られた主な結果は次のとおりである。

i) fineスペクトラムとbroadスペクトラムのレベル差は20dB，時には40dBに及ぶことがある。
ii) 両スペクトルの強度の変化は一般に相関をもっている。
iii) broadスペクトラム成分の放射はfineスペクトラムの放射域より高い高度までひろがっていることが多い。



第１図

P－13

速度不均一性モード変換による オーロラキロメートル波放射の起源

大家寛　飯島雅英（東北大理）

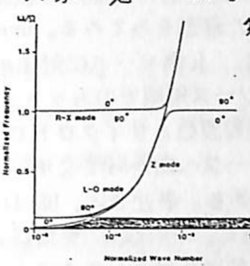
地球の極域上層プラズマ中からオーロラ現象に付随して放射されるAKR（Auroral Kilometric Radiation）は，その発見以来，典型的な惑星電磁波放射現象の1つとして観測・理論の両面から注目を集め多くの研究が進められてきている。
本論は静電的プラズマ波動がオーロラ粒子を加速する加速域内で波動粒子相互作用の結果励起され、それがモード変換によって電磁波に変換されるという立場に立ってAKRの起源を説明するものである。

加速域内部ではそのプラズマ密度が低く，存在する電子beamは、相対的に多種の速度をもって磁力線方向に運動しているプラズマとしてふるまう。この場合プラズマの運動速度の非一様性によって相隣接するビームプラズマを介して伝播するプラズマ波はドップラー効果を受け波動の周波数が

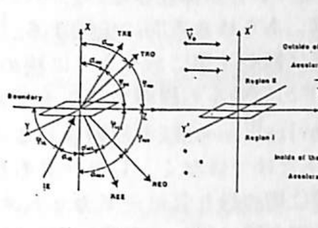
$$\omega' = \omega - \vec{k}\cdot\vec{V_0}$$

のように変化する。この周波数変化はω－k図上では相接する分散曲線間が接合することに対応して，対応するモード間で大きなエネルギー変換が期待される（図1のR-X，L-θとZモードのブランチを参照）。

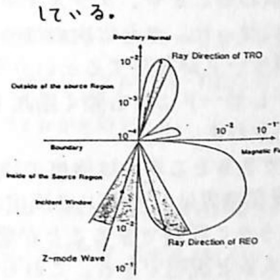
ここではエネルギー変換率を，加速域の近傍で運動しているプラズマと周囲のプラズマとの接面をsharp boundary modelで表現して計算を行なった。（図2）周波数変化の効果を取り入れ、Z mode waveからL-θあるいはR-X mode waveへのエネルギー変換のようすを検討し、その結果、媒質のプラズマの速度の非一様性によって生じる変換の効果が、媒質のプラズマの密度の非一様に原因する変換の効果と相まって静電的なプラズマ波動が有効に電磁波に変換されることが明らかとなった。（図3.4）特に速度の不均一性が強い場合にはL-θ modeとともにR-X modeの放射も可能であることが示された。



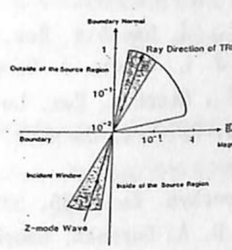
第1図　$\omega_P/\Omega = 0.1$の場合（ω_P，プラズマ角周波数；Ω，電子サイクロトロン角周波数）のプラズマ中電磁波の各モードに対応する分散曲線。（Zモード と L-θモード，及び電子サイクロトロン周波数近傍のR-X modeとZ modeの接近に注意。）



第2図　本論で扱ったモデル。互いに速度V_0で相対運動しているRegion IとIIの境界をsharp boundaryとし入射Z mode wave（IE）が，周波数変換を受けてTRE，TRθ等に変換していくエネルギーを計算している。



第3図　エネルギー変換率のポーラーダイヤグラム。斜線をほどこしたZ mode waveの入射領域に対応してTRθ（L-θ mode放射）へのエネルギー変換率を磁力線（$\vec{B}$）に対する角度の関数として示す。



第4図　第3図と同様のエネルギー変換率のポーラーダイヤグラムをR-X mode放射（TRE）に対して示したもの。

P−14

ＡＫＲの伝搬モード

橋　本　弘　藏
（京都大学工学部）

Auroral Kilometric Radiation(AKR)の伝搬モードについて考察する。まずAKRがR-Xモードであると信じられるようになった経過をみてみる。Greenら[1]はHawkeye 1, Imp 6, Imp 8衛星の観測に基づいてAKRの受信領域を求めＬ，Ｒ両モードに対するレイトレイシングとの比較からＲモードと結論した。ほかにHawkeye 1によるソース領域でのカットオフ周波数の測定,[2] Voyager 1,2による偏波測定,[3] ISIS 1で観測されたAKRの下限周波数とサイクロトロン周波数のギャップの解析[4]等がある。さらにAKRの到来方向を測定し，逆にソースへ向かってＲモードとしてレイトレイシングを行ない，AKRは下向きに励起されるとした解釈[5]もある。最近では，DE-1による偏波観測で，Ｒモードであることが報告[6]されている。しかしＬモードAKRも，Jikiken[7]やISIS 1[8]のみならず，DE-1でも観測されている。

従来のＲモード説の根拠を見直してみると，不変緯度70°の磁力線に沿ってソースがあるとするほかに，次の仮定をおいている。

1) AKRは単一のモードしか存在しない。[1)~3)5)]
2) ソースからは，あらゆる方向に伝搬する。[1)2)]
3) ソースの高度は観測結果にあうように決める。[1)]

そこでＬモードの観測をも説明できるモデルを提案する。ISIS 1による観測[4]や，電子密度の少なくなったPlasma Cavity[9]からAKRが放射されることを考慮して次の仮定をおく。

1) AKRはＲモードだけではなく，Ｌモードも存在する。
2) ソースの位置は周波数とＲモードカットオフ周波数の比から定まり，1.01~1.1とする。
3) ソースからは磁力線に対して直角に近い60°~90°で伝搬する。

こうして三次元レイトレイシングを行なうとソース近傍での屈折が少ないＬモードの方が，Ｒモードよりも広い範囲に伝わることや，プラズマポーズの影響が相対的に少ないＬモードの方が低緯度まで伝わることが明らかになった。さらに次の二つの条件を加えるとＲモードのみであるとした今までの観測にたいして[1)~3)]両モードが存在するという立場から説明できる。

1) Ｒモードの方がＬモードよりも強く励起される。
2) 上方にのみ励起される。

両モードが到達できるところでは強度の強いＲモードが受かるので，オーロラ域ではＲモードが観測されるが，AKRの受信境界はＬモードで決定される。また低緯度域ではＬモードが観測されることなど，今までの観測をうまく説明できることが明らかになった。Jones[5]の結果も，主としてＬモードが受信されていたと考えると説明できる。これらの仮定はロスコーン不安定にもとづく Cyclotron Maser Mechanism[10]とconsistentである。

1) J. L. Green et al., J. Geophys. Res., 82, 1825, 1977.
2) D. A. Gurnett and J. L. Green, J. Geophys. Res., 83, 689, 1978.
3) M. L. Kaiser et al., Geophys. Res. Lett., 5, 857, 1978.
4) R. F. Benson and W. Calvert, Geophys. Res. Lett., 6, 479, 1979; W. Calvert, J. Geophys. Res., 86, 76, 1981.
5) H. G. Jones, J. Geophys. Res., 85, 3367, 1980.
6) S. D. Shawhan and D. A. Gurnett, Geophys. Res. Lett., 9, 913, 1982.
7) H. Oya and A. Morioka, J. Geophys. Res., 88, 6189, 1983.
8) R. F. Benson, Geophys. Res. Lett., 9, 1120, 1982; in press, Radio Science, 1984.
9) W. Calvert, Geophys. Res. Lett., 8, 919, 1981.
10) C. S. Wu and L. C. Lee, Astrophys. J., 230, 621, 1979; L. C. Lee and C. S. Wu, Phys. Fluids, 23, 1348, 1980; N. Omidi, et al., J. Geophys. R., 89, 883, 1984.

P－15　　VLFトリガード・エミッション理論の展望

大村善治　・松本　紘

京都大学超高層電波研究センター、工学部

我々は、長年にわたりVLFトリガード・エミッションの発生機構を明らかにしようという目的で、非線形ホイッスラー波動－粒子相互作用の理論的・シミュレーション的研究を進めてきた。　本ポスター・セッションでは、最近のVLFトリガード・エミッションの理論およびシミュレーションのレビュウと我々のこの問題に対する考え方を発表する。

VLFトリガード・エミッション（以後、VTEと略）は地球磁気圏の不均質磁界中を運動する高エネルギー電子群がホイッスラー波と非線形波動－粒子相互作用を起こして作りだされる放射であると殆どの研究者が考えている。　我々は均質な磁界中のホイッスラー非線形波動－粒子相互作用のシミュレーションを行い、トリガー波が初期にどのようにエミッションを発生させ、その周波数がどのような初期変化を示すかを明らかにした（１９８２年春の地球電気磁気学会：松本　紘、大村善治　）。　しかし、均質磁界中の相互作用ではいかに非線形効果を考慮に入れても、観測されるようなトリガード・エミッションの大幅な周波数変化は説明され得ない事が明らかにされた。

そこで、我々が計画している研究のステップを示し、シミュレーションのモデルを議論する予定である。　それらは箇条書きにすると以下の通りである。

1.　速度分布関数に充分な広がりを持つプラズマをモデルとし、大規模な粒子シミュレーションを実行し、ホイッスラー・モードの不安定性の線形理論、準線形理論、非線形理論と比較・検討を加える。　特にシングル・モード波に対して確立されているトラッピング理論が多重モードが存在するプラズマ系では、どのような非線形発展を示すかが目的である。

2.　トリガー波によって位相バンチングを受けた共鳴粒子が元のトリガー波の束縛から逃れた場合に示すであろう不安定性について詳細な非線形時間発展をシミュレーションによって明らかにする。　このプセスは昔 Sudan and Ott によって研究された事があるが、当時のモデルはデルタ関数を用いた原始的なもので、その後 Denavit and Sudan によってシミュレーションも行われたが、これも非常に狭い速度空間に閉じ込められた電子ビームを対象にしていて　VTE　の発生機構を説明できていない。　我々のモデルは上記１の場合と同様、速度空間で充分広がりを持った電子群を対象としてシミュレーションをおこなう予定である。

3.　均質シミュレーション・モデルで磁気圏中の不均質磁界中の非線形波動－粒子相互作用をシミュレーションする方法として、外部磁界を時間的にゆるやかに変動させて実現を計る計画である。　これによって、等価的に共鳴電子群が経験する磁界背景をうまくシミュレーションする事が出来る。

P−16

沿磁力線イオン流のシェアが駆動する負抵抗型静電イオン波不安定

谷口治幸
(東大理)

オーロラ磁力線に沿い磁気圏尾部BPS領域で、数100 km/sの速さの地球方向のイオン流が観測されている(Lui et al., 1977; DeCoster & Frank, 1979; Williams, 1981)。低高度でもこれに対応すると考えられるイオン落下があり、落下帯の高緯度境界ではオーロラ活動を伴う(Lyons & Evans, 1983)。観測と理論は、このイオン流がBPS領域で10〜100 ρ_{Li}(イオン・ラーマー半径)程度のスケールのシェアをもつことを示唆する。この超音速イオン流のシェアは、流体的不安定により解消されようとするだろう。流れはアルベン速度より遅いから、電磁的KH不安定は生じない。そこで本講演では、イオン音波(およびEIC波)に対する安定性を吟味する。

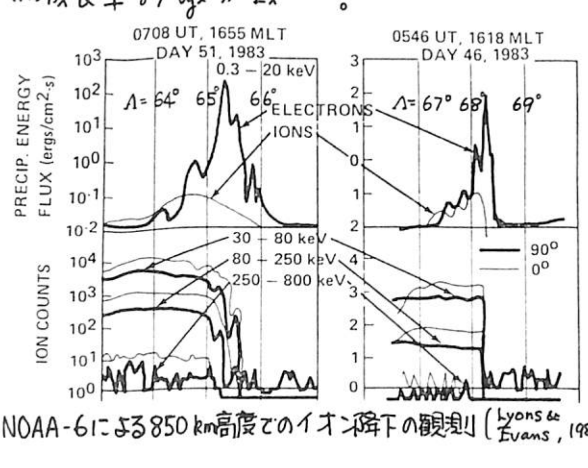
不安定の機構は、(1)負容量型(D'Angelo, 1965)と、(2)負抵抗型がある。イオンの運動方程式で、力 $-m_i v_{ix}\,\partial\bar{v}_{\parallel i}/\partial x$ が負性復原力となる(1)の場合(v_{ix}は電場ドリフト)と、負性散逸力となる(2)の場合(v_{ix}は分極ドリフト)があるわけである。 解析の仮定は:

(i) x方向にイオン流と密度の勾配があり、y, z方向は一様で、磁場は $\mathbf{B}_0 = B_0\hat{z}$ 。

(ii) 低βプラズマ中の静電的イオン波。

(iii) 非一様スケール $L_x \gg$ 波長 $k_\perp^{-1} \gg \rho_{Li}$ or $\simeq \rho_{Li}$;
局所波長の変化のスケール長 $(\frac{d}{dx}\ln k_x)^{-1} \gg \rho_{Li}$。

(iv) 成長率 $\gamma/\bar{v}_{gx} \gg L_x^{-1}$ 。



NOAA-6による850 km高度でのイオン降下の観測 (Lyons & Evans, 1983)

局所分散式は、

$$1 + \sum_{\text{species}} \frac{k_D^2}{k^2}(1+g) = 0\ ;$$

$$g \equiv \sum_n I_n(b)e^{-b} Z\cdot\left[\left(\alpha_0 - \frac{k_y\bar{v}_d}{k_\parallel \bar{v}_{th}}\right) - \xi\frac{k_y}{k_\parallel}\left(\alpha_n + \frac{1}{Z}\right) + \left\{\frac{n}{b}\frac{k_y\bar{v}_{th}}{\Omega} + i\frac{k_x\bar{v}_{th}}{\Omega}\left(1 - \frac{I_n'}{I_n}\right)\right\}\left\{\alpha_0\frac{\bar{v}_d}{\bar{v}_{th}} + \xi\left(\alpha_0\alpha_n - \frac{1}{2}\right)\right\}\right],$$

$\xi \equiv \Omega^{-1}\partial\bar{v}_\parallel/\partial x$, $b \equiv k_\perp^2\bar{v}_{th}^2/2\Omega^2$, $\alpha_n \equiv (\omega - k_\parallel\bar{v}_\parallel - n\Omega)/k_\parallel\bar{v}_{th}$, その他は標準的なnotation 。

ランダウ・サイクロトロン減衰が無視できる程 $\bar{v}_{th,e}$ が大きく $\bar{v}_{th,i}$ が小さい場合, $k_\perp\rho_{Li} \ll 1$ の領域では2流体理論よりえられるイオン音波−EIC波の分散式

$$-\left(1+\frac{k^2}{k_D^2}\right)X^4 + \left(1+\frac{k^2}{k_D^2}+\frac{k^2}{k_s^2}\right)X^2 + \frac{k_y\kappa_N}{k_s^2}X - \frac{k_\parallel^2}{k_s^2}\left(1 - \xi\frac{k_y}{k_\parallel}\frac{1-4X^2+X^4}{1-X^2}\right) = i\frac{k_x}{k_s^2}\left(\kappa_N - \xi k_\parallel X\frac{3-X^2}{1-X^2}\right)X^2,$$

$X \equiv (\omega - k_\parallel\bar{v}_{\parallel i})/\Omega_i$, $k_s \equiv \Omega_i/\bar{v}_s$

に移行することが示される。ドリフト波への変形と、負容量型不安定(if $1 \lesssim \xi\frac{k_y}{k_\parallel}$)の可能性、負抵抗型不安定(右辺 $-i\xi k_\parallel k_x X^3$)が認められる。

成長率の特徴は、

①負容量型は $\xi k_y/k_\parallel$ への閾値があるが、負抵抗型にはない。負容量型は $k_y\to$大とともに $k_y\rho_{Li} \ll 1$ の領域でも密度勾配により成長率が抑えられる。負抵抗型は流体的安定化因がなく $k_x\rho_{Li} \sim 1$ で有限ラーマー半径効果で抑えられると予想される。

②負抵抗型の成長率は $\propto \xi k_\parallel k_x X^2$ であり、直角伝播に近いイオン音波以外ではかなり大きい(仮定(iv)を十分満たす)。

これらから、$k_\perp\rho_{Li} \simeq 1$ の短波長モードでは負抵抗型不安定が重要であると結論される。これにより不安定波はx(南北)方向の$\mathbf{k}_\perp$ベクトルをもつ。オーロラ・アーク($k_x \gg k_y$)の構造と関連している可能性もある。

★このテーマを示唆して下さった玉尾先生に謝意を表します。

Bow Shock 上流域における低周波波動の励起と "Gyrophase Organized" Ion の起源

星野　真弘・寺沢　敏夫（宇宙研）

先の学会で低周波現象（$\omega \ll \omega_{pe}$）の取扱いに適したシミュレーション・コードの開発について報告した。現在、このコードを種々の現象に適用し、能力の評価を試みている。今回は、Bow Shock 上流域の低周波波動（0.01～0.03HzのMHD 波）励起現象を取扱った例について述べたい。

Bow Shock 上流域では、Bow Shock （もしくはMagnetosheath ）起源の "reflected" イオンのビームがサイクロトロン共鳴条件 $\omega - kV_b = -\Omega_i$ を通じ Rモードの低周波波動を励起していると考えられている。この波動はPc3 脈動の起源として考えられているもので、極めて大振幅（$\delta B/B_0 \sim 1$）であり朝側の上流域を特徴づけている。

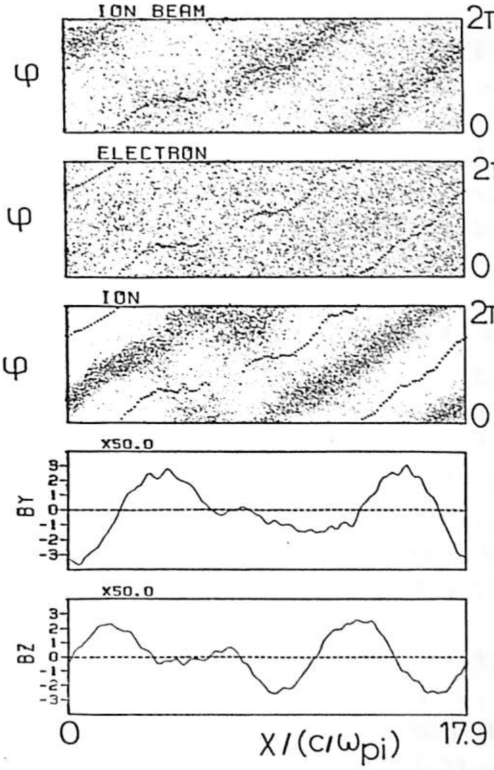
我々のシミュレーションでは初期条件としてイオン・ビームを置き、以後の系の発展をSelf-consistent に追跡する。はじめに上記の共鳴条件をみたす Rモード波の励起が観測された。成長率は線型理論の予測とよく一致している。興味の中心は非線型段階のふるまいであるが、シミュレーション結果の検討により、

1. 励起された波動によるイオンの位相空間トラッピング
2. 線型不安定成長の飽和後の波の非線型不安定性（Modulational 不安定）

が見出されている。

左図に位相空間トラッピングの例を示した。ビーム・イオンは波の磁場とほぼ同位相にトラップされている（最上段）。三段目のプラズマ・イオンは波とは180 °位相が異なっているが、これは MHD波の分散関係 $\delta \vec{V} = -\delta \vec{B}/\sqrt{4\pi\rho}$ を満していることを示し、非線型現象ではない。

我々はこのトラッピングが、いわゆる "Gyrophase Organized"イオンの起源ではないかと考え、検討中である。



図の説明

位相角 ϕ は $\tan^{-1}(Vz/Vy)$ もしくは $\tan^{-1}(Bz/By)$ として定義されている。

（+印が波の位相角、ドットが粒子の位相角）

P−18

飛翔体で観測されるLHR現象（1）
―観測の形態の分類とその考察―

倉橋克典
名大　空電研究所

1．序

LHR（低ハイブリッド共鳴）現象は、飛翔体による波動観測において非常にしばしば観測されている。観測領域は電離層から惑星間空間に至るまでの広い範囲に及んでおり、観測のパターンも多様である。そこでこれらの各種観測の形態を分類し、励起の基本条件及び観測のパターンを決める要因、等について検討してみたので報告する。

2、観測の形態の分類

LHR現象は主にイオンが豊富でその効果が明瞭な電離層で観測されているが、最近の衛星観測では磁気圏の境界領域（例えば磁気圏尾部及びカスプ）や沿磁力線電流と相関を持つauroral field line上、及び太陽風中でも広帯域の静電雑音の中に包含された形で観測されている。これらの各領域（電離層，磁気圏，惑星間空間）で観測されているパターンの特徴，他のactivityとの関係，緯度効果、等を分類，整理していくとLHR波が励起するための基本条件，ならびに運動系の下での観測のパターンを決める要因について調べることができる。

3、励起の基本条件

LHR波の不安定性は様々な形で生じるが、観測結果の分類から想定される励起の基本条件として、少く共次の2つの事柄があげられる。（1）磁場に沿う電子の流れ（電流、ビーム）が存在すること、（2）磁場と垂直方向にイオンを駆動させる力が作用すること。この場合、（2）は例えばnonducted whistlerのような大きなwave normal angleを持つ波によって与えられても、磁気圏の境界領域での媒質の不均質性に起因する電場によって与えられてもよい。又電離層では飛翔体の運動による擾乱によって与えられる可能性もある。

4．観測のパターンを決める要因

LHR現象は本質的には静電波現象であり、共鳴点近くでの波の群速度は通常飛翔体の速度よりも遅くなっている。そのため観測されるパターンは一般に飛翔体の運動の効果を強く受けていると考えられる。このことは観測される波の強度が一般に飛翔体のスピンによって変調を受けていることからも理解できる。又共鳴点近くでの波の波長は大変短かくなるので、電離層では波が飛翔体のwake内にtrapされる可能性がある。一方、電離層では時折長い持続時間を持つLHR現象（Sタイプ）が観測されているが、これは従来から説明されているようにLHR ductによるtrappingに起因する可能性がある。しかしこれにはLHR波の電磁成分を確認する必要がある。

5、今後の方針

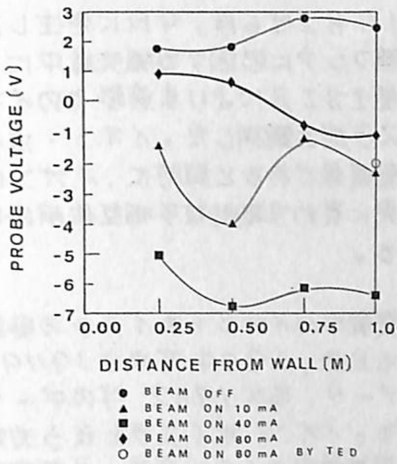
LHR現象の観測は従来は電離層だけに限定されており、しかも観測されるパターンが多様のためその本質がよく理解されていなかったように思われる。しかし最近では、飛翔体の運動の効果が少ないと思われる磁気圏や惑星間空間でも観測されるようになり、したがって双方の結果を比較することにより双方の現象がかなりよく理解できるようになって来たと思われる。今回の講演では上記の2．の項目に主眼におくが、今後3、及び4．の項目についてもさらに詳しく追求していく方針である。

日米共同テザーロケット実験データ解析結果

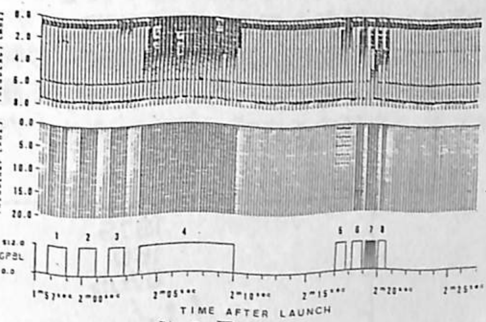
小山孝一郎　西尾幸治[A]　佐々木進　河島信樹　平尾邦雄
宇宙研　武蔵工大工電工[A]

昨年8月、米国ホワイトサンズで日米共同のワイヤ連結型親子ロケット分離実験が実施された。宇宙研が提供した機器は　波動受信器　展出型プローブ類、カメラ及びテザーワイヤ繰り出し装置である。米国側の主要機器は　電子銃，チャージプローブ，フォトメーター及び親子間高電圧印加装置である。実験は　親子ロケット分離直後に発生した高圧電源用集中電源不具合のため　予定した電子ビーム放射のかなりの部分と　親子ロケット間への高電圧印加が不能になったが、ワイヤーは予定通り（400m）伸展し　各種のデータが得られた。

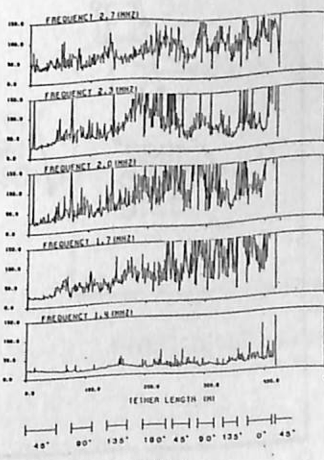
1m長の支柱に4ケのフローティングプローブを装着した計測器を展出し　ビーム放射時の空間　電位分布を測定した（オ1図）。ビーム電流を10mAから40mAに増加した時　プローブ電圧は予期通り下がったのに対し　80mAの時逆に急上昇していることがわかる。更にこの時　ロケット周辺が急に明るく輝いたことが　光学観測器によって検出された。又この時　同時に　強い高・低周波帯の波動が励起されている（オ2図）。これらの事実は　ビーム電流80mAでロケット周辺に　放電現象が発生したことを示唆しており　以前から話題になっているBeam Plasma放電が励起された可能性が強い。オ2図中　No.1～4は定常ビーム放出であり　5～8はパルスビーム放射である。パルスビーム放射の場合　その変調周波数に対応した波動が強く励起されている。オ3図にテザーワイヤ伸展にともなう各周波数帯での受信波動の変化を示した。ワイヤーが長くなるにつれて　その波動強度の増加が見られる。同様の現象がVLF帯の信号についても見られた。これは　ワイヤーが波動を励起したというより　ワイヤーそのものがアンテナの役目をして　その長さが伸びるにつれ　インピーダンスが下がり　受信効率が相対的に上昇したものと解釈される。



オ1図



オ2図



オ3図

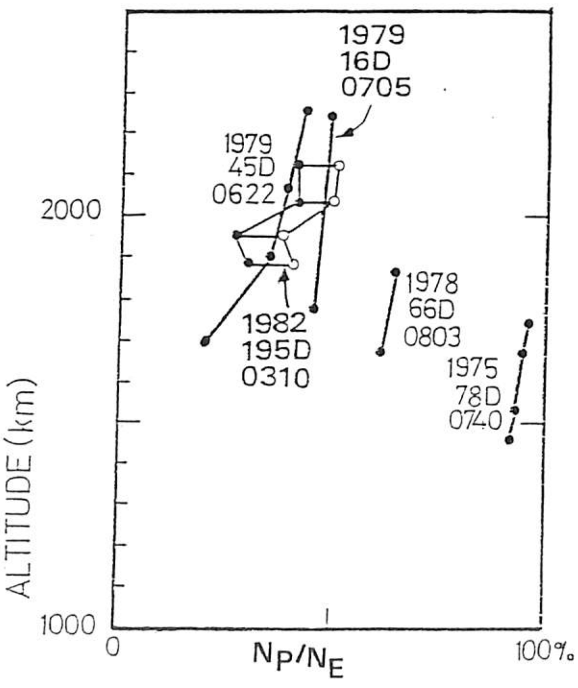
P－20

ISIS衛星によって観測された磁気嵐中の赤道越えイオン・ホイスラ

渡辺成昭，恩藤忠典
電波研究所

1982年6月，9月に発生した大型の太陽フレアに起因する磁気嵐中に，極軌道衛星ISISにより赤道越えのイオン・ホイスラ群を観測した。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。

磁気嵐中のイオン・ホイスラの異常さを知るため，1974年から1979年までのデータ，及び1982年のデータと比較する。イオン・ホイスラと云う波動を通して磁気嵐中のイオン分布，上部電離圏，下部磁気圏の様子を探るとともに，嵐中のイオン・ホイスラの伝搬形態，微量な粒子の興味ある振舞を探る。この時期は1979年末の太陽活動極大期から静穏期への移行期にあたる。イオン・ホイスラは，太陽活動に強く依存するので，とくに第21太陽活動周期の上昇期におけるデータと比較する。



1982年7月14日に観測したデータを基に，赤道上の陽子／電子の比を重水素イオン，α粒子の効果を考慮して計算したところ，この時期にしては，低い密度比を持つことがわかった。この時の嵐の原因と思われるフレアは7月13日16時に生じている。下左図は，7月14日（195日）UT3時10分の，磁気赤道上の陽子と電子の密度比である。

9月6日には，異常なイオンホイスラのパターンが観測された。これは重水素ホイスラにあたる所が2つに分かれている。又，観測された高緯度限界が異常に高緯度へ伸びている。非常に微量な$^3He^+$粒子によるものの効果ではないかと考えられ，さらに掘り下げた議論が必要である。

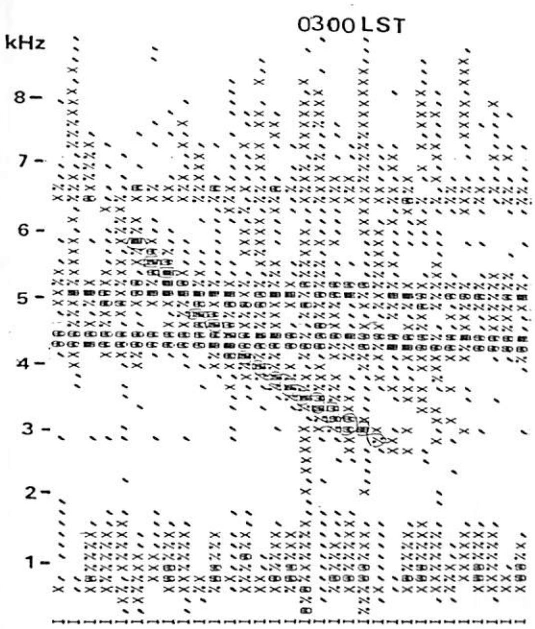
P−21

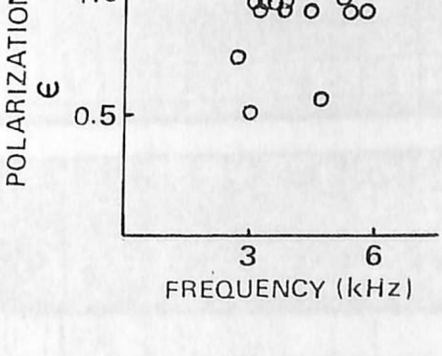
低緯度ホイッスラーの偏波の特性

中村義勝　恩藤忠典　渡辺成昭　村上利光
電波研究所

１９７９年から沖縄で行っているホイッスラー到来方位の冬季観測においてホイッスラーの周波数成分に左廻り偏波が観測されることは既に発表した（第７２回講演会予稿集）。　下図に示すホイッスラーの例ではすべての成分が左廻り偏波を示し偏波率も円偏波に近い値を示している。本講演においては１９７９年〜１９８２年に観測されたS／N比の良いホイッスラーを左廻り偏波の卓越するもの、右廻り偏波の卓越するもの、左右偏波の交ざったものに分類し、それぞれの到来天頂角、強度及び周波数に対する偏波率の関係について調べた結果を報告する。　なお偏波率εは到来信号の右廻り円偏波成分の振巾をA_R、左廻り円偏波成分の振巾をA_Lとしたとき$\epsilon=-(A_R^2-A_L^2)/(A_R^2+A_L^2)$なる量であり、$\epsilon=-1$が右廻り円偏波、$\epsilon=+1$が左廻り円偏波、$\epsilon=0$が直線偏波を示す。

FEBRUARY 7 , 1981





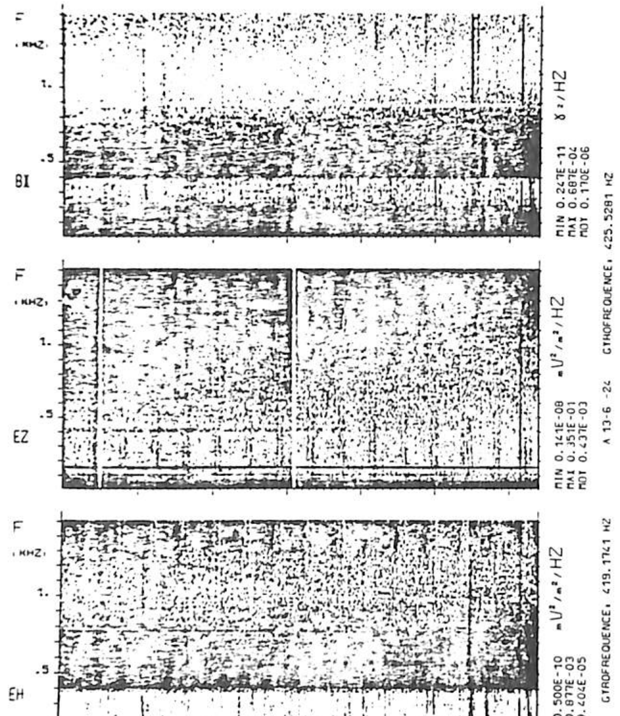
P−22

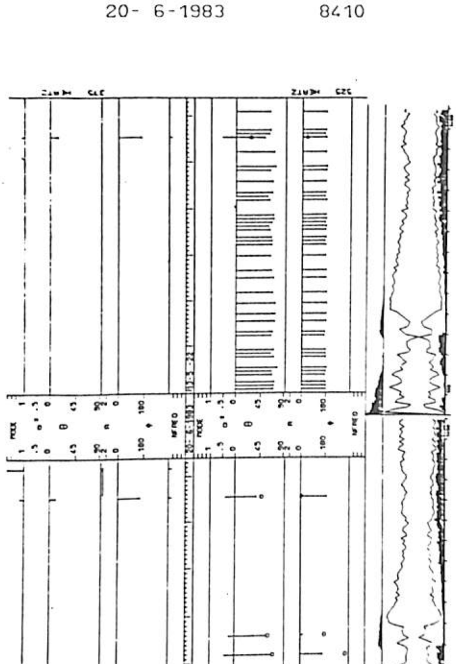
ARCAD 3 衛星による Plasmaspheric ELF ヒスの方位測定

早川 正士　田中義人　F. Lefeuvre
（名大 空電研究所）　（LPCE, CNRS, 仏国）

ARCAD 3衛星による波動観測に関しては、地球電磁気学会や宇宙研シンポジウムにて数回報告しているが、衛星の諸元としては、(1) 近地点＝400km，遠地点＝2000km，(2) inclination＝82.5°，(3) 周期＝109分で，1981年9月21日に打ち上げられ，現在も良質のデータを送って来ており、大量のデータが蓄積されて来た。衛星には二つのモード，C1及びC2がある。C2モードでは0〜16kHzまでの広帯域受信を5ケのセンサー（B×3，E×2）をあるサイクルで切換えている。他方，C1モードでは総合的観測が行われ，(1) プラズマ計測，Ne，ΔNe/Ne，Te，ΔTe/Te，(2) 荷電粒子計測，(3) 静電場計測 及び (4) 波動観測である。波動観測では、前述した5ケのセンサーにて，10Hz〜1.5kHzまでのELF波形をアナログ伝送して来る。地上での信号処理により、方位測定を行う。この方位測定では，従来のmeansの方法では解析不可能な、複数個の波が混在している際には、その各々の波動伝搬方向を決定する。

これまでのC1モードの観測結果の予備調査から，(1) Plasmaspheric ELFヒス，(2) コーラス，(3) 極光帯での広帯域雑音 等が受信されているが，本報告では，(1) plasmaspheric ELFヒスの方位測定の数例を詳しく紹介する。即ち、スペクトルの緯度変化，色々な周波数での方位測定を紹介する。一例を下に示す。





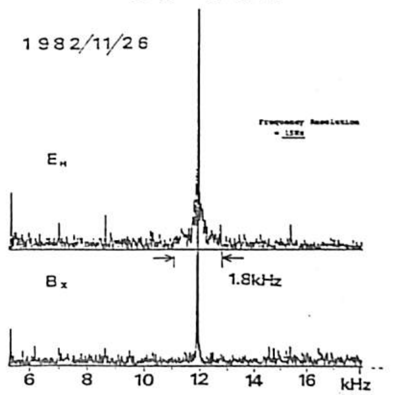
P－23

アーカード3号衛星上でのVLF局電波のDoppler Broadening及びside band構造

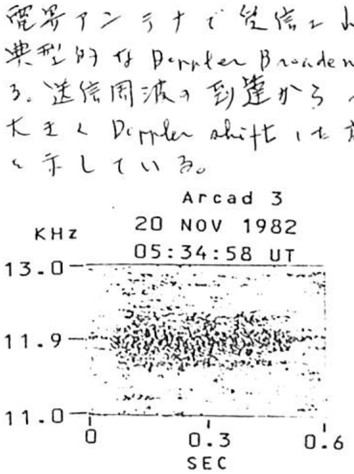
田中義人　田島真二，早川正士
名古屋大学空電研究所

1981年11月から1982年12月までの若平（電気通信大学宇宙電波観測所）で受信したCモード（0〜16 kHz）データの26パスのうち，13パスにVLF航行無線局（コムソモリスク，50.5°N，137.0°E）の電波（14.88, 12.65, 11.90 kHz，各々0.4sec継続）が受信され，3パスにDoppler Broadening現象が確認された。Broadening現象は，電離層の擾乱時に電界アンテナで受信され，周波数の広がりは最大±数百Hzにも達した。

図2－28 代表的なDoppler Broadeningのパワー・スペクトル

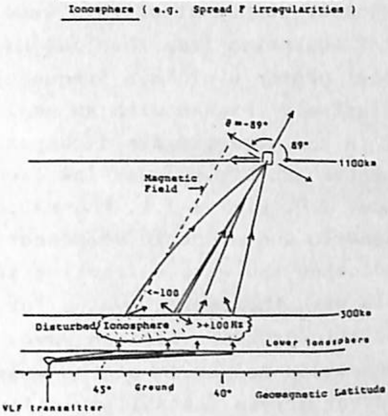


下図は電界アンテナで受信された"Chevron"型を示す典型的なDoppler Broadening現象を示している。送信周波の到達から〜数10 msec遅れて，大きくDoppler shiftした成分が到達することを示している。

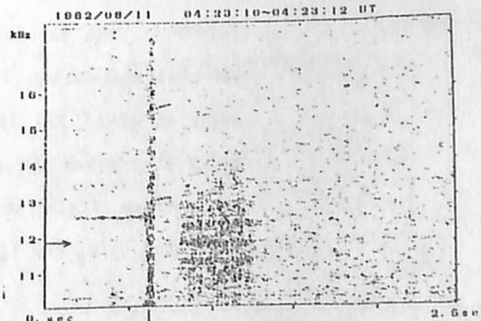


Ray paths, Group delay time の検討の結果 (1) F層領域での field-aligned 不規則性による散乱によって，$\vec{k}$ が様々の方向を向き，それ等が衛星上で同時に受信されるため，送信周波数の周りの広がり，"Doppler Broadening" 現象として観測される。(2) 最大数百Hzにも達する広がりは $\vec{k}$ と $\vec{B_0}$ のなす角が〜90°に近くなり，Quasi-Electrostatic wave である。(3) 従って電界アンテナ（E_H，⊥$\vec{B_0}$）で検出される。

Scattering of VLF waves in the Disturbed Ionosphere (e.g. Spread F irregularities)



電界アンテナで受信されたデーターの中に，送信周波数の上下にプロトンのジャイロ周波数又はELF放射周波数に相当する周波数差を有するside-band成分を有するものが数例確認された。この周波数は送信電波と静電イオンモードのモード結合により生じた可能性がある。



送信電波とその side-band 成分

P-24

ELF Electromagnetic Waves Observed by ISEE-I in the Low Altitude Polar Cusp

I.Nagano*, B.T.Tsurutani**, E.J.Smith** and R.R.Anderson***
(Kanazawa Univ.) (J.P.L. in U.S.A.) (Iowa Univ. in U.S.A.)

Abstract

A new type of ELF electromagnetic waves was observed when the ISEE-I spacecraft passed near the dayside polar cusp/boundary layer at a relatively low radial distance, between 1.5 and 2.0 R_E. The event was detected during the recovery phase of an extremely large magnetic storm of $K_p=8^+$ on April 13,1981. The magnetic component of this wave is present at frequencies less than 100 Hz, below the local proton cyclotron frequency. The wave is relatively intense with an amplitude of 0.5 nT in the magnetic field component. The spectra exhibit a power-law frequency dependence, f^{-n}, with n=2.1. The ratio between the magnetic and electric components, which indicates the wave refractive index, agree well with theoretical value for an electromagnetic proton cyclotron wave, A possible generation mechanism of the emissions by a current driven instability will be discussed.

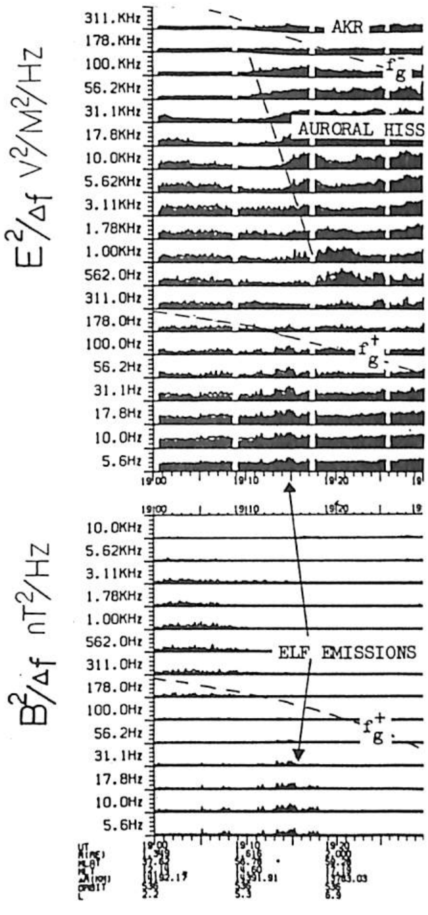


Figure 1. The electric and magnetic wave components. An intense ELF emission was observed during low altitude a pass over the northern polar cusp/boundary layer on April 13, 1981. The dynamic range for each channel is 100 dB. The solid line gives the peak field strength whereas the solid black area indicates the average field strength. The electron and ion cyclotron frequencies are indicated by f_g^- and f_g^+, respectively.

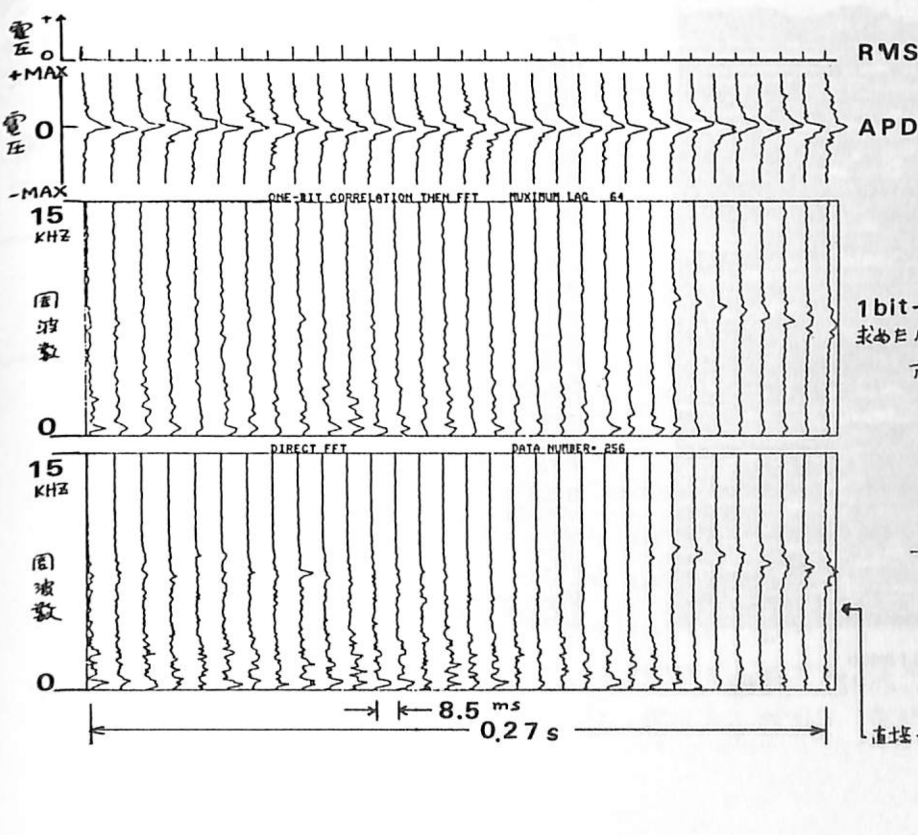
P－25

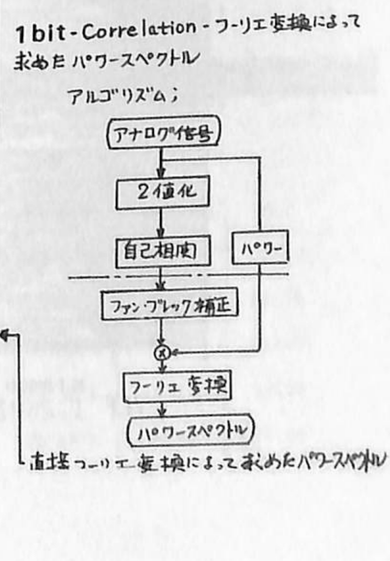
1ビット相関によるVLF電波スペクトルの推定

岡田 敏美，鰀目信三
名古屋大学空電研究所

振幅確率分布がガウシアンである雑音のスペクトルを推定する方法に入力を1ビット（あるいは小数ビット）で表現し相関をとりフーリエ変換をするという手順がある。但しフーリエ変換をする前にファンブレック補正をほどこす必要がある。この方法は電波天文に於いて，スペクトルの推定，空間的相互相関（及びフーリエ変換して像形成）の推定等に使われている。その利点は計算時間の短縮である。例えば，通常の測定には10ビット程度の精度が使われるが，加減算では1ビットに比べ10倍，乗除算で約100倍の演算時間を要するからである。1ビット相関法の別の効用は情報圧縮である。つまりスペクトル情報を送信するためにはディジタル波形伝送に比べて10分の1のデータで良いことになる。この情報圧縮という観点から1ビット相関法が使用された例を筆者等は具体的には聞いていない。ここではVLF帯のアナログ記録を利用してその有効性を検証したので報告する。

下図はISIS-2衛星で受信したVLF信号の解析例で，上から電圧のRMS値，振幅確率分布，1ビット相関－フーリエ変換によるパワースペクトルおよびフルビット直接フーリエ変換によるパワースペクトルを示す。時間は横軸にとってあり左から右向きで0.27秒間を示す。VLFアナログ信号は30 kHzでサンプリングし，フルビット・直接フーリエ変換のサンプル数は256としている。また1ビット相関－フーリエ変換法の場合のサンプル数は256，最大遅延は64として自己相関関数を求め，要素128の対称アレイをつくり，それをフーリエ変換している。1スペクトルは8.5 msecに対応する。また解析周波数範囲は0－15 kHzである。図から分るように振幅確率分布が完全なガウシアンでなくとも図に示す程度の分布をするならば十分な信頼度でもってパワースペクトルが再現されると言える。猶，この図ではファンブレック補正はしていない。





P－26

ＥＬＦ－ＶＬＦ放射の統計的特性

伊藤 弘道*) 浜谷 仙吉*) 前沢 潔*) 佐藤 夏雄**)
*)山形大学理学部 **)国立極地研究所

序

地上ＶＬＦエミッションの統計的特性に関する今までの研究は、対象となるデータが短期間であったり、あるいは記録媒体がチャート紙などであったため、季節、年、あるいは数年間に及ぶ解析結果の報告は少なく、それも定性的な傾向を知るにとどまっていた。

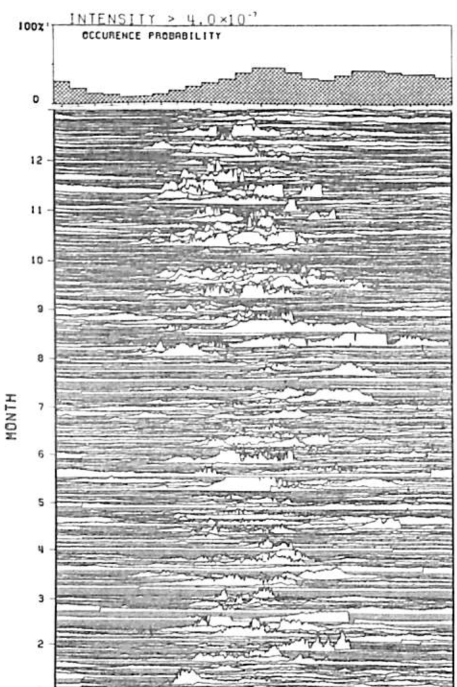
現在、昭和基地では電算機をベースにした、データ収集がおこなわれており、これは同一システムによる、継続的な観測であるため、このデータを用いることにより、今まで困難であった定量的な解析が可能となった。

解析方法

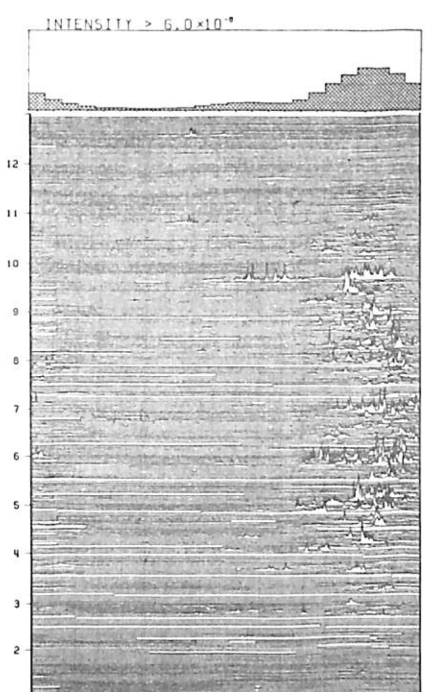
昭和基地のＥＬＦ－ＶＬＦ強度データは、350，750，1.2K，2K，4K，8K，30K，60K，90K の9 band を２秒サンプンリグ値で収録している。 解析にあたっては、空電の影響を取り除くために、6秒間にわたり最小値をとり、さらにその60秒間の平均値を解析データの最小単位とした。 1981年6月から1983年1月までのデータを解析対象とし、各周波数帯での日変化、季節変化、強度分布、Kp依存性等の統計解析を行なった。

解析結果例

1982年の1.2KHzと4KHzについて電界強度の日変化の様子と出現確率について調べた結果を図に示した。 これを見ると、出現頻度は、1.2KHzでは12時（MLT）と18時付近に、4KHzで20時付近にピークがあることがわかる。 なお、4KHzに現われるＶＬＦは主にオーロラヒスである。 さらに詳細な結果については講演にて報告する。



VLF 1.2KHZ 1982



VLF 4K HZ 1982

P－27

ＥＬＦ－ＶＬＦ放射の広域共役点・多点観測

佐藤夏雄(極地研), 極地研超高層グループ, 共役点観測グループ
松戸　孝　(電通大), 鎌田哲夫(名大空電研), J. A. Holtet (オスロ大)

地上で観測されるELF-VLF放射が、どこの領域で発生し、どのような経路で南北両半球に伝搬しているかを明らかにするために、IMS以降も南極と北極域での観測を進めている。現在、解析を進めている観測点の位置の座標を表1に示めした。

これまでの解析結果から、南北両半球で最も大きな特性の違いは、同じ地磁気緯度であっても季節に関係なく、北半球側の受信周波数が昭和基地よりかなり高いことである。この原因として、地磁気のdip角の差によって、昭和基地では、より高緯度側で発生したエミッションを受信していることが山岸・他により明らかになりつつある。

多点で同時観測を実施することは、多くの困難をともなうことから、今迄に得られたデータは断片的であり、解析が進むにつれ、共役点の多点での同時データが切望されてきた。そこで、1984年のアイスランド－昭和基地共役点観測に呼応して、ノルウェーのオスロ大学と共同で、Andøya (ノルウェー), Ny Ålesund (スバルバード)において同時データを収録する計画を進めつつある。

今回の報告は、新たに解析したSyowa－Esrange (スエーデン)の結果を中心にし、これまで報告済のSyowa-Andøya (ノルウェー), Syowa-Husafell (アイスランド), Husafell-Esrange, Syowa-Ny Ålesund (スバルバード), Syowa-Mizuho 等の結果を加味しながら、ELF-VLF放射の発生、伝搬特性の全体像を明らかにする。

図1:　Syowa-Andøya の例

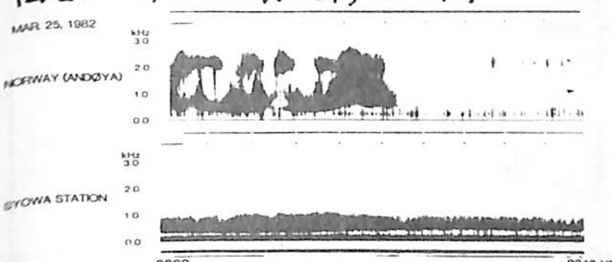
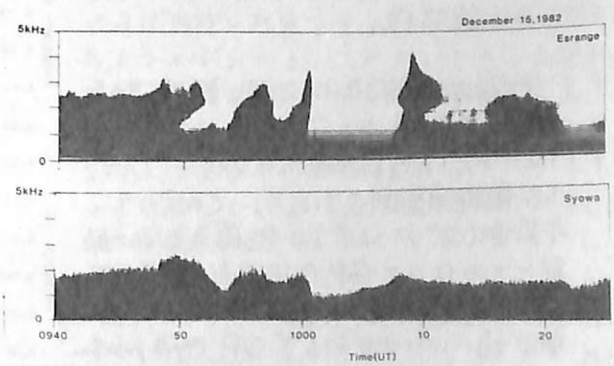


図2:　Syowa-Esrange の例



Station	Geographic		Geomagnetic(Dipole)		Geomagnetic(IGRF)		L-volume	MLT
Esrange	67°53'N	21°04'E	64°50'N	117°08'E	64°19'N	104°56'E	5.3	02:13
Andøya	69°17'N	16°01'E	66°58'N	114°47'E	66°07'N	102°19'E	6.1	01:56
Stamusund	68°09'N	13°46'E	66°22'N	111°34'E	65°10'N	99°39'E	5.7	01:45
Ny Ålesund	78°54'N	12°00'E	75°11'N	131°15'E	75°37'N	113°58'E	16.2	02:59
Syowa	69°00'S	39°35'E	69°58'N	80°11'E	66°07'S	70°48'E	6.1	00:06

P−28

QPエミッション, 地磁気脈動, CNAパルセーションのダイナミック変動

佐藤夏雄　　　利根川豊
（極地研）　　（東海大・工）

QPエミッションとその関連現象について、詳しい解析を進めており、その定性的な性質について明らかになりつつある。

今回は昭和基地の電算機データを用いて、次のようなダイナミックスペクトル解析を行なった。

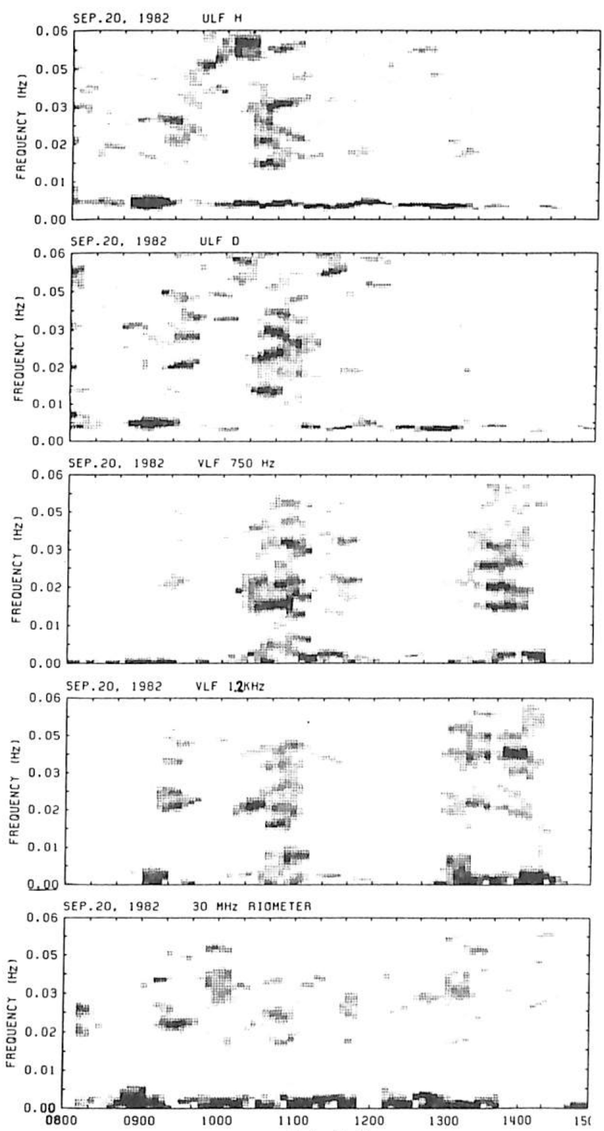
i) 卓越周波数の時間変化.
ii) コヒーレンシイの良い周波数の時間変化、および、現象間の関係.
iii) 現象間の位相差の時間変化.
iv) コヒーレンシイの良い卓越周波数の強度比の時間変化.

上記の解析により、次の物理的特性を明らかにしたい。

i) VLFエミッションをmodulationする地磁気脈動とmodulationしない脈動のモード.
ii) Modulationの振巾の定量的解析結果より、波動−粒子相互作用の定量的考察。
iii) Modulationを起こす領域と、波動,粒子の伝搬特性。

右図には、1982年9月20日に観測された地磁気脈動(H,D), QPエミッション(0.75, 1.2kHz), CNA Pulsationのダイナミックスペクトル解析結果例を示めす。この図から、午前側(12ʰUT以前)は地磁気脈動の励起にともなってQP, CNA pulsationが強まっている。一方、午後側では地磁気脈動が弱いにもかかわらず、QP, CNA pulsationが励起されている。さらに、図を詳細に調べると、各々の現象のPc 3-4帯における卓越周期は1対1になっていない場合が大部分であることがわかる。

ダイナミックスペクトル例



P-29

北極域気球観測によるX線マイクロバーストと地上(ノルウェー,昭和基地)VLF放射との相関

山岸久雄、小野高幸、福西浩(極地研)、小島年春(電通大)
小玉正弘(山梨医大)、山上隆正(宇宙研)、村上浩之、平島洋(立教大・理)

[序] 磁気圏昼側に卓越するVLF放射(ポーラーコーラス)は磁気赤道面付近でのサイクロトロン型波動粒子相互作用により発生すると考えられている。この場合、相互作用する波動と粒子は逆方向に進行するため、本現象を地上観測面から研究するためには、南北両半球の地磁気共役点で、VLF放射と降下粒子を高時間精度(~10msec)で同時観測することが必要となる。極地研では、南極昭和基地と、その地磁気共役点であるアイスランド、及びその周辺に位置するスカンジナビアにおいて気球観測を含む共役観測を実施している。本講演では1982年3月、ノルウェーにおける気球観測で得られたX線マイクロバースト現象と、ノルウェー、昭和基地で観測されたVLF放射の到来時間の関係について述べ、降下粒子の散乱領域について考察したい。

[観測結果] 気球は1982年3月19日0630UT, スタムスン(68.1°N, 13.4°E)より放球され、フィンランド中央部まで飛翔した。搭載されたX線観測器はL=5.4~5.0の領域で高エネルギー電子(20~100 keV)のマイクロバースト状降り込みを観測した。これと、アンドヤ(69.2°N, 16.0°E)及び昭和基地(69.0°S, 39.6°E)でのVLF放射の時間波形を比較したものを図1上段に示し、X線データを基準とした、アンドヤ及び昭和VLF放射の相互相関波形を下段に示す。X線, VLFともに約4秒の周期性を示しており、X線と昭和基地VLF放射は同相に近い変化を示すのに対し、X線とアンドヤVLF放射は逆相を示していることがわかる。相関波形のピークにより示されるTime lagは相互作用領域から極域地上(または電離層)へ至る、波動と粒子の到達時間差を示すと考えられる。このTime lagをたて軸にとり、気球の飛翔時間を横軸にとりプロットしたものが図2である。図中×印はX線と昭和基地VLF間の、○印はX線とアンドヤVLF間のTime lagを示し、シンボルの大きさは相関係数の大きさに比例する。気球X線と昭和基地VLFがほぼ同時に到達することが一般的傾向であることがわかる。L≃5における高エネルギー電子とVLF波動の速度差を考慮すると、上記関係は、粒子散乱域が必ずしも赤道面上ではなく、むしろ南半球側にずれている可能性を示唆するものと考えられる。

図1

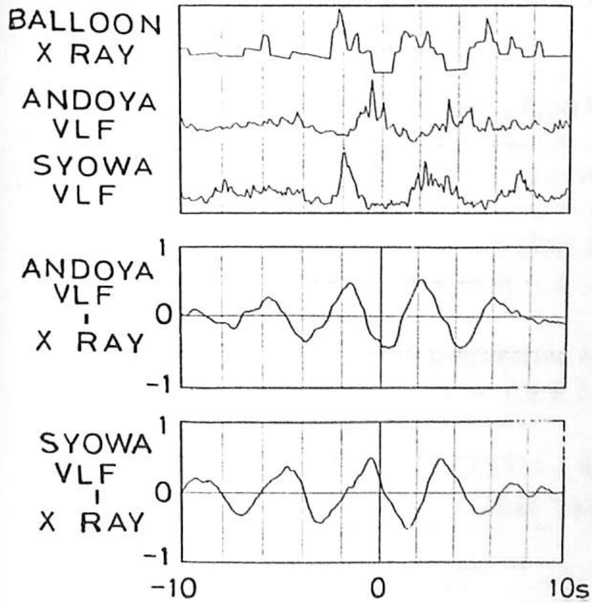
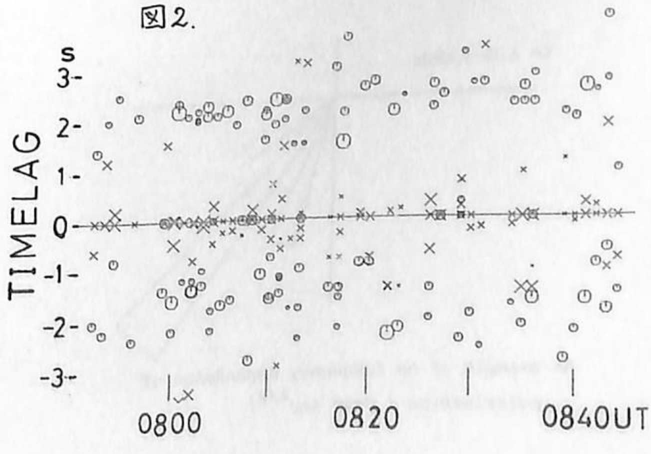


図2.



P−30

ホイッスラの偏波特性 II

島倉信　岡田敏美　田中義人　早川正士
（千葉大工）　　　（名大 空電研）

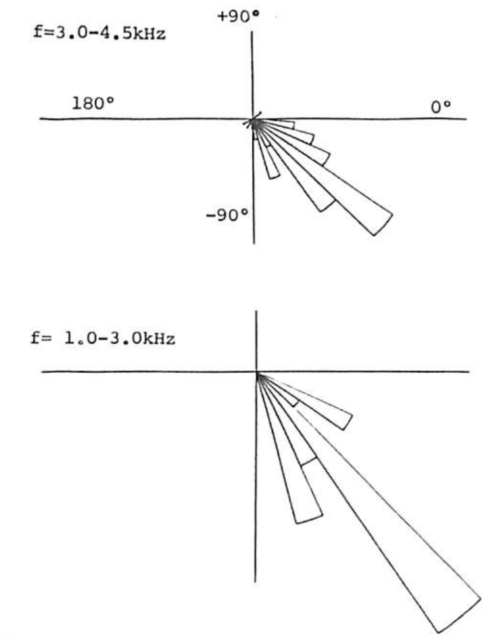
昨年の地球電磁気学会において，母子里で観測されたホイスラの偏波特性について報告した。その主な結果は，(1)分散40 sec$^{1/2}$の，母子里近傍にて電離層を透過したとおぼしきホイスラの偏波はおおむね右廻り偏波である。(2)それに比し，分散が40 sec$^{1/2}$よりもかなり大きく，明らかにより高緯度にて電離層を透過し，電離層・地表導波管を伝搬して来たと考えられるホイスラの偏波状態は，右廻りであったり，左廻りであったりするが，平均的には直線偏波に近い事。

本報告では，更に詳細な解析を行った結果を報告する。用いたデータは1983年1月14日の19時24分 J.S.T.からの二分間のデータで，母子里観測所での観測データである。ホイスラ偏波の周波数依存性に特に重点を置いて解析した。その結果，以下の如き新しい事実が見い出された。特に，(ii)(iii)の事実はダクト構造に関する新しい情報をもたらす。

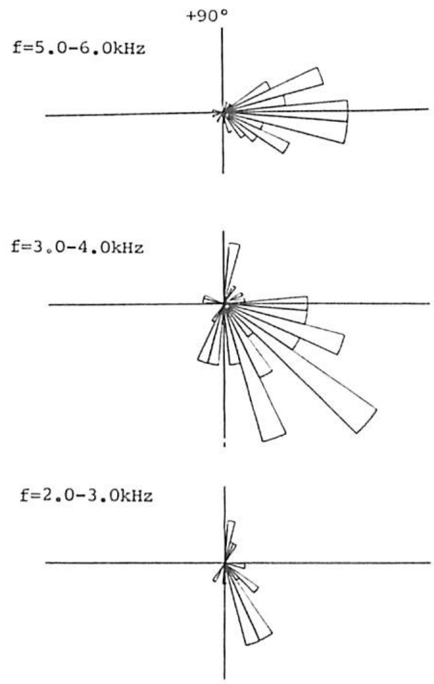
(i) 2分間の如き短かい時間でも，ホイスラ偏波特性には色々な変化がある。

(ii) 最も優勢な分散値40 sec$^{1/2}$のホイスラについても，あるものは全周波にわたって同様な偏波特性（右廻り）を示すものもあれば，偏波に明らかに周波数依存を示すものも見い出された。

(iii) 同一の分散（40 sec$^{1/2}$）でも，どうも電離層出口から観測点までの伝搬距離が異なるものがある。この事は，(ii)とも関連する。即ち，ホイスラの周波数成分のうち，Tweekのcutoffやその高調波附近にて，偏波特性が明らかに変化する（導波管伝搬の効果）ものがある。この点は，従来のスペクトル解析ではわからず，偏波測定によってのみ理解出来る。



An example of no frequency dependence of polarization (D=40 sec$^{1/2}$)



An example of frequency dependence of Polarization (D=40 sec$^{1/2}$)

日本海溝深海掘削試料の残留磁気

新妻信明
（静岡大学理学部地球科学）

本掘削試料の残留磁気を検討したところ、下部では地層が傾動後、現在の地球磁場方向に再帯磁していることが分ったのでその解析結果について報告する。

掘削地点 八戸沖日本海溝陸側斜面下部。Site 584（Leg 87）。水深 4078m。

試料採取 上部：プラスチックケース押込
下部：2.5cm コアドリル

測定 静岡大リングコア型フラックスゲート回転磁力計（小山・新妻，1983）

消磁 三軸交番磁場消磁装置（小山・新妻，1983）

地層面傾斜 中部以下では 25°～75° 傾斜している。

残留磁気

強度 1×10^{-4}～1×10^{-3} A/m がほとんどで、限られた層準では 1×10^{-2} A/m 以上のものもある。

安定性 AF消磁に対して安定であり、15mT で不安定成分を除くことができる。

古地磁気層序 中部・上部では地層の傾斜補正後の伏角を用いて正逆交互する磁極期を認定できる。

再帯磁 下部では地層の傾斜補正前に現在の地球磁場の伏角を持つ試料がある。

解析 掘削試料は方位の決定が行なわれていないので伏角しか用いることができない。そこで偏角についての検討を行なうため地層の傾斜方向を用いる。

1］地層傾斜方向の決定

①逆帯磁試料から地層の傾斜方向を求めたところ傾斜方向は 90°（真東）であった。

②完全に再帯磁している試料から地層の傾斜方向を求めても、傾斜方向は 90°（真東）であった。

2］解析のための仮定

①地層は東に傾斜している。

②再帯磁方向は現在の地球磁場方向と同じである。

3］解析結果

中間的な伏角を持つ試料の地層の傾斜方向から求められた偏角の間には上記の仮定により予想される関係が認められた。

この解析により、下部の層準の再帯磁前の残留磁気方向を知ることができ、古地磁気層序を確立できた。

再帯磁機構 再帯磁試料には数mm間隔で網目状に面無し断層，割れ目，脱水脈が発達している。これらは地層傾動後形成されたことがその方向分布の解析から知られている。

再帯磁はこれらの断層，割れ目，脱水脈形成時に起ったと考えられる。

このような再帯磁は房総半島の中部中新世天津層の試料についても認められており（新妻，1976），熱消磁によっても除去できないことからも，上記の機構が支持される。

備考 これらの結果は DSDP Initial Report vol. 87 にて出版される予定である。

P−32

サスペンジョン法による磁性粒子のキャラクタライゼーション

─深海底堆積物中の磁性粒子の含有量と磁気モーメント分布─

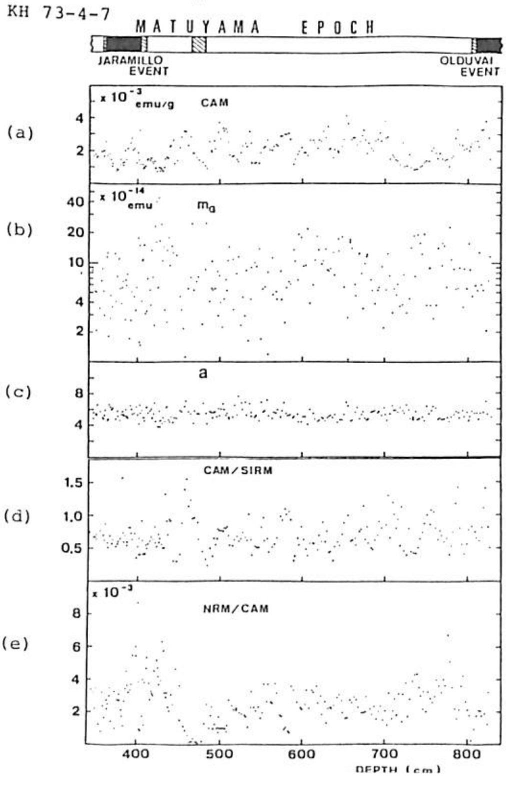
吉田彰二・桂 郁雄・笹嶋貞雄

（京大・理）

前回('83秋)、サスペンジョンの磁化をLangevin関数を用いfittingすることでサスペンジョン中の磁性粒子の含有量(complete alignment moment; CAMと略)とその磁気モーメント分布が得られることを報告した。この方法(サスペンジョン法と呼ぶ)の特長は、弱磁場中での磁化測定のため粒子の磁気的状態を何ら変えることがない点である。今回、この方法を深海底堆積物に適用してみた。試料はメラネシア海盆で採取されたKH73-4-7ピストンコア堆積物で、主としてcalcareous oozeから成る。このコアにはすでにNRM, SIRMの測定がうす切り法でなされている(Kawai et al, 1977; Sueishi et al. 1979; Sato, 1980)。そのうちupper JaramilloからOlduvai eventに至る約5mから220試料を得て実験を行なった。

サスペンジョン法の概略は次のとおり。

(1) 堆積物を十分ときほぐし、脱イオン水中で分散させ、粒子間相互作用が無視できるだけうすいサスペンジョンをつくる。これは、サスペンジョンの磁化緩和が指数関数型減衰を示すようになることでわかる。



(2) 0.11Gまでの8段階の強度の磁場中でサスペンジョンの平衡磁化(M(H))を測定する。超伝導磁力計の測定位置にflux-compensated solenoid coilを設置して行なう。

(3) 8ケのH−M(H)データについてLangevin関数を用いた最小二乗fittingを行なう。その際粒子数が磁気モーメント(m)の対数($\log m$)について正規分布しているとする。用いるfitting式は、

$$M(H)=N\cdot\int_{-\infty}^{\infty} f(\log m)\cdot m\cdot L\left(\frac{mH}{KT}\right)d(\log m) \quad \cdots\cdots(1)$$

で、ここにNは倍率、$L\left(\frac{mH}{KT}\right)=\coth\left(\frac{mH}{KT}\right)-\frac{KT}{mH}$ (Langevin関数)、$f(\log m)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\log a}\cdot\exp\left(-\frac{(\log m-\log m_G)^2}{2\cdot(\log a)^2}\right)$ (密度関数、平均$\log m_G$、分散$(\log a)^2$)である。磁性粒子が完全に配向したときの磁化(CAM)をM_0と書くと(1)式は

$$M(H)=\frac{M_0}{\int_{-\infty}^{\infty} f(\log m)\cdot m\cdot d(\log m)}\cdot\int_{-\infty}^{\infty} f(\log m)\cdot m\cdot L\left(\frac{mH}{KT}\right)d(\log m) \quad \cdots\cdots(2)$$

となる。実際のfittingは(2)式について、最小二乗法プログラムSALS(中川・小柳,1982)を用い、積分は$\log m_G$を中心に$\pm 5\log a$幅の有限区間数値積分として行なった。

結果は左図に示す。(a)はCAM(per dry g)で1~4×10^{-3} emu/gの分布を示し、(b)・(c)はm_G, aで粒子の68.3%が$m_G/a<m<a\cdot m_G$の磁気モーメントを持つことを表わす。さらに(d)・(e)に佐藤氏(阪大)よりいただいたデータを使ってCAM/SIRM比とNRM/CAM比を求めた。NRMとSIRMはwet g当りのため誤差を含むが、CAM/SIRM比はSDの集合体なら2 (Stoner&Wohlfarth, 1948)、MDなら$\frac{1}{1000}$ぐらい(Collinson, 1965)となることを考えれば、SDないしPSD粒子が主体と考えられる。これは、m_Gをもとに球として480 emu/cm^3(飽和磁化)を使って直径を求めると、m_Gが2×10^{-14}~3×10^{-13} emuに対し0.04~0.11 μmとなることからも支持される。また、NRM/CAM比にみられるように、post-DRMと考えられる堆積物の磁化が、磁性粒子のわずか1%以下の粒子により担われていることを示すデータは、post-DRMの磁化機構を考える上で大いに役立つ。

P−33

南極氷の残留磁気（I）

船木　實　　永田　武
極地研　　極地研

南極大陸の表面は雪で覆われているが，山脈周辺や海岸付近には裸氷が露出している。この氷は多くの気泡を含む雪が圧縮することによって形成される，いわゆる半透明な青氷である。裸氷域には，場所によって数センチメートル〜30センチメートルの厚さの黄着色氷層が含まれる。西尾によると，着色の原因は，火山ガラスを主体とする数十ミクロン以下の塵によることから，氷中に火山灰が含まれていると考えられる。

1978年南極，Southern Victoria Land, Allan Hill で採集した着色氷について，自然残留磁気の有無と，その安定性について調べた。試料の氷塊は方向付けて採集したが，測定時にはマーキングが不明瞭となり，今回は各ブロック毎に任意の座標系で測定した。なお採集の対象となった青氷層の走行は N40°E，傾斜は10°N で厚さは12 cm である。

採集された氷塊は6個で，5個は着色氷，1個は無着色氷である。これらの氷塊から13〜49 gm の立方体試料を採集し，SQUID で NRM を測定した。その結果次に示すような結果が得られた。

1. 実験方法

イ)試料はバンドソウで切断した後，水洗し表面の汚染を除去した。

ロ)二重底の容器の下底に液体チッソを入れ，上底に試料を置くことにより，試料の解凍を防いだ。

ハ)交流消磁は 50 Oe 毎に 500 Oe まで行なった。

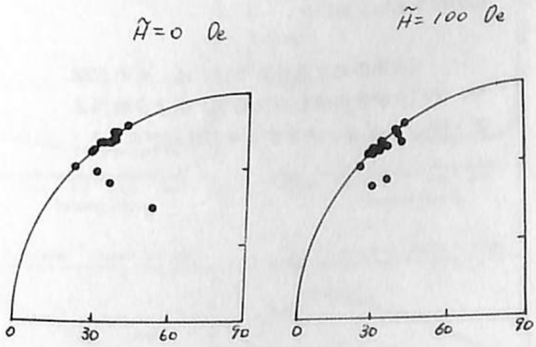
2. 実験結果

イ)各着色氷から採集された5個の試料は，MDF が 450 Oe 以上の安定な NRM を持つ

ロ)同一ブロックから採集された13個の試料は，図1に示されるように，同一方向の NRM を持つ。

ハ)着色氷の NRM 強度は，2.3×10^{-7}〜1.0×10^{-7} emu/gm であるが，無着色氷のそれは，2×10^{-9} emu/gm 以下で NRM を持っていないと考えられる。

第1図　13試料のNRMの方向



P－34　　島根県益田市・飯浦（いいのうら）''じしゃく石''の磁性（ 2 ）

堂　面　春　雄
山口大学・教育・物理

筆者は，前報（本学会　73回講演会・1983年4月）において，首題の''じしゃく石''に巡り合わせた経緯を簡単に述べ（科学するものの心構えについてふれた），本試料についての，熱磁気解析の結果をおおまかに報告した．

試料は，岩体の上部，中腹部，及ぶ基部の3部分から，それぞれ採取したが，上部と基部よりえられた試料は，いずれも，熱磁気解析において，ふん囲気によらず，ほぼ可逆的な変化曲線を示した．一方，中腹部のものは，原岩の変成度が高く，不可逆的な熱磁気特性を一般に示すことを，前報で述べた．

本報告では，上述の試料について，更に詳細な熱磁気分析を続行し，前回に示した，岩体の各部分による熱磁気特性を確かめえた結果を示す．

また，これら試料の自然残留磁化，及びその交流消磁による磁化ベクトルの変動を測定した．更に，強磁場中での比磁化率（みかけの帯磁率）を測定，比較した．

自然残留磁化方位については，上部試料は転石と考えられ，問題とならぬが，中腹部のものは分散し，基部のものは，現地磁場よりやや東偏して，まとまっている．交流消磁後の磁化方位は，必ずしも集中せず，岩体全体の磁化がむしろ，本来複雑であったことを示唆している．

自然残留磁化強度は，上部のものは異常に強く，本地区隣接の山口県・高山（こうやま）磁石石と同程度（ 10^{-3} emu／g）であり，''じしゃく石''の名に値するといえるが，中腹部，及び基部のものは，上部のものの強度の，それぞれ100～1000分の1 及び10分の1 程度にすぎない．

また，いずれの試料も，交流消磁においては，ピーク値 200　Oe 程度の交流磁場によって，オリジナルの磁化強度の2 分の1 となる（MDF ～200Oe）．

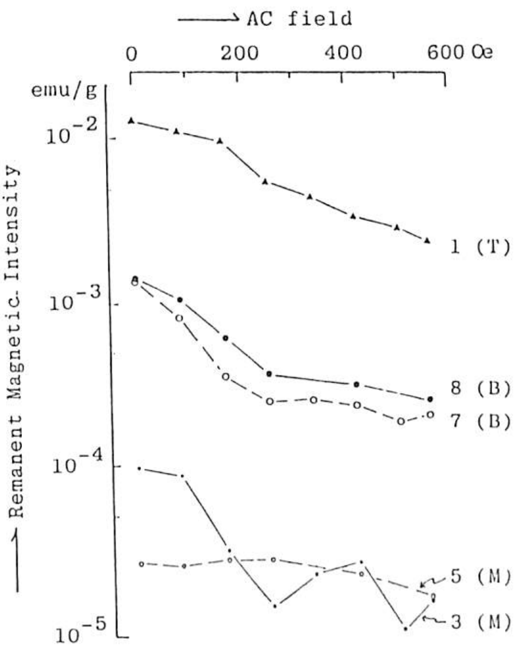
主なキュリー点については，中腹部の試料では，おおまかにいって300°C 及び500°C 前後の2つの固相に分離しているのがみられるが，上部と基部のものについては，ほぼマグネタイトに近い相を示す．

比磁化率についても，中腹部試料は，その他の部分のものに比して，極めて小さいことが確認された．

以上より，本試料・飯浦（いいのうら）''じしゃく石''の異常磁化も，前述の高山（こうやま）磁石石の成因とほぼ同様のもの（落雷!?）によると考えられる。

なお，第1図に，供試々料の自然残留磁化強度，並びに交流消磁によるこれらの強度変化曲線を示しておいた．

（本報告の大部分については，その詳細を，山口大学教育学部研究論叢・第33巻第2部・PP.1～15，1983年　に述べた．）



第1図　飯浦・じしゃく石：AF demag. curve.

P−35

Thellier法における統計誤差の見積り

河野 長・田中 秀文
(東工大・理)

古地球磁場F_A中で獲得したNRMを持つ岩石を、磁場F_L中で温度Tまで加熱した後の残留磁化のNRM成分とTRM成分をそれぞれY(T)、X(T)とすると、

$$Y(T) = Y(0) - (F_A / F_L)\,X(T) \quad \cdots\cdots ①$$

が成立し、Arai diagram 上の直線の傾きbからF_Aを求めるのがThellier法の原理である。ここで扱うのは純粋に数学的な誤差の議論である。①の関係をみたすべきデータの組(X_i、Y_i)は両成分に誤差を含むのでYork(1968)やWilliamson(1968)の方法を用いるべきであることがCoe et al.(1978)によって指摘されたが、彼らは両成分のvarianceが温度によらず一定で、$S_{X_i}^2 = (F_L S)^2$、$S_{Y_i}^2 = (F_A S)^2$ (Sはconstant)と仮定したが正確な扱いとは言えない。また彼らはデータの信頼性のindexとして、S_bの他に、直線部分の割合やデータ点のバラツキ具合を考慮したquality factorなるものを採用したが、数学的には意味があるとは言えない。

そこで、各データ点のvarianceを正確に求め、Thellier法の3つのversion(Thellier & Thellier、1959；Coe、1967；Kono & Ueno、1977)についてどの方法が最もすぐれているか考察した。図1は計算のために仮定した、$Y(T) = (1-T)^{1/n}$ のグラフで、黒丸は実際の例である。ただし、Tは $0 \leq T \leq 1$ と規格化してある。図2は各点のvarianceで、測定誤差が1番大きいことや、nが大になるとキューリー点付近で誤差が急増することがわかる。図3は各点の誤差S_x、S_yを3つのversionについて示したもので、温度依存性がかなりあること、オリジナルなThellier & Thellierのversionが比較的小さい誤差で$S_x=S_y$でもあり、すぐれていることがわかる。

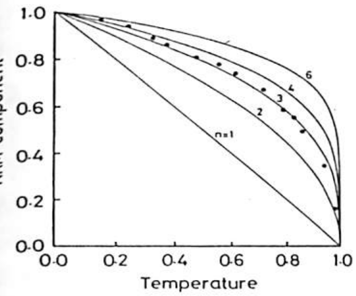
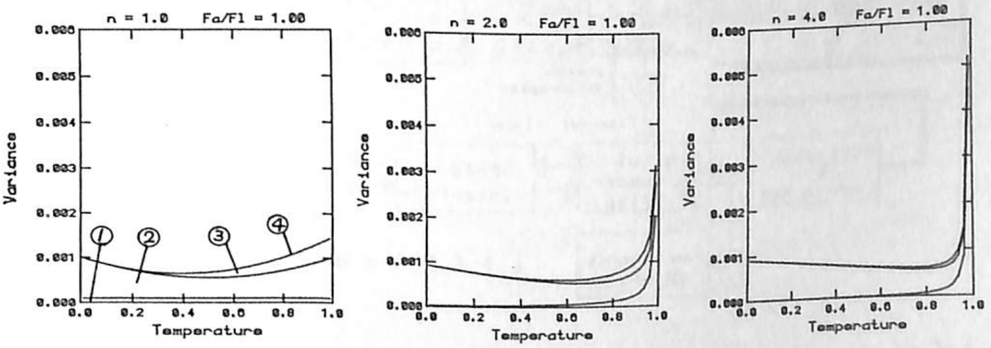
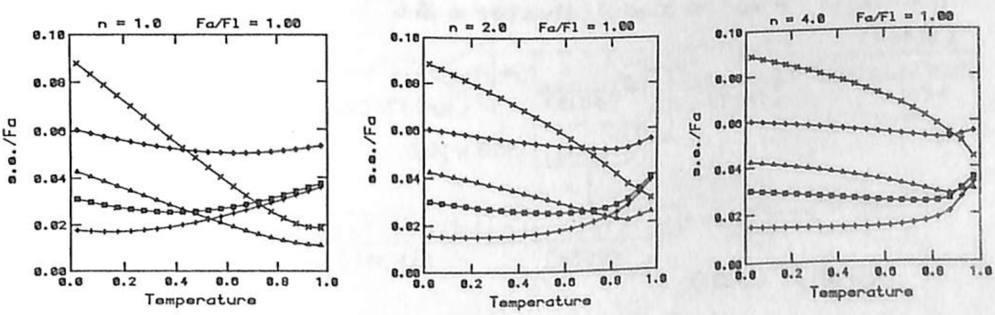


図1



①温度誤差による
②測定誤差による
③磁場設定誤差
④total s^2

各点のvariance
図2



■ $S_x=S_y$ Thellier & Thellier
◆ S_x ▲ S_y) Coe
× S_x + S_y) Kono & Ueno

各点の誤差
図3

P－36

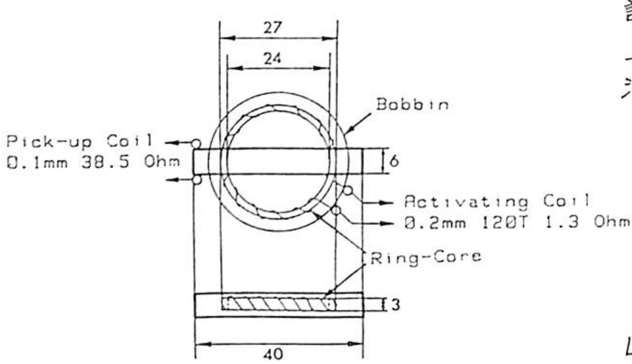
リングコアを用いた岩石磁気測定システム

小山真人・新妻信明
（東大震研）（静岡大理）

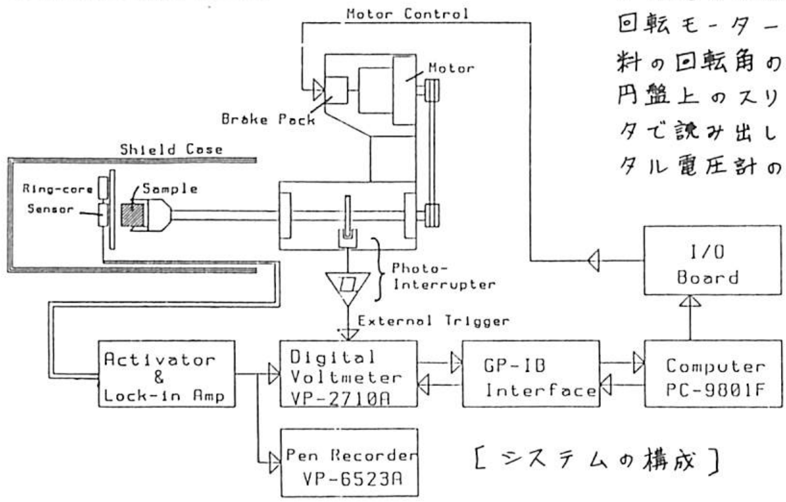
リングコア型フラックスゲート回転磁力計（小山・新妻，1983，静大地球科学研報，8）の構造・性能・製作費用等について，演者らはすでに3回の報告を行なってきた（1982夏の研究会，1983春・秋の本学会）。今回は演者の一人（小山）が東大震研において製作した同様のシステムを紹介する。

本システムの本質的な構造はすでに報告した静岡大におけるものと同じである。Lock-in Ampから出力された測定シグナルは，ナショナル製のデジタル電圧計VP-2710A（5½桁，サンプリング速度毎秒200回）でA/D変換され，GP-IBインターフェースを通じて計算機PC-9801Fに送られ計算処理される．計算機は試料回転モーターのON/OFFも制御する．試料の回転角の検出は，試料回転軸と同心の円盤上のスリット位置をフォトインタラプタで読み出し，パルス信号に変換してデジタル電圧計の外部トリガー端子に入力することによって行なっている．シールドケースおよび試料回転軸・軸受はSchonstedt社スピナー磁力計SSM-1のものを流用した．

Ring-Core Sensor

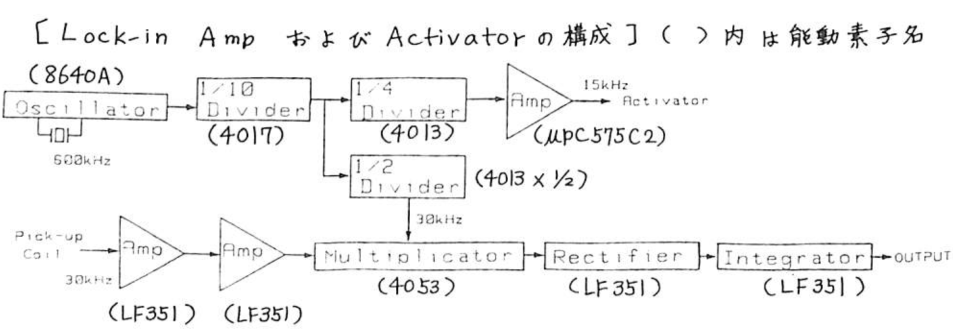


［リングコアの外観］



［システムの構成］

［Lock-in Amp および Activator の構成］（ ）内は能動素子名



P－37

Titanomaghemite相の残留磁化

近藤洋一・百瀬寛一
信州大・理

Titanomaghemite相（α相）の残留磁化が，初生的なTitanomagnetite相（β相）の残留磁化にどのような影響をおよぼすか，を調べる目的で，α化していない正帯磁溶岩（池の平溶岩），α化していない逆帯磁溶岩（八千穂溶岩Ⅰ），α化している逆帯磁溶岩（八千穂溶岩Ⅱ）を用いて次のような実験を行なった。

1. それぞれのOriginal試料について　熱磁気分析，段階的熱消磁を行ない J_s－T曲線と J_{Tc}－T曲線の比較を行なう。また残留磁化方位を測定しどのような温度で変化がはじまるのか調べた。

2. それぞれの試料に現在の地球磁場でTRMを付加し，Original試料と同様な実験を行ない比較した。

その結果，α化していない溶岩の場合，Original試料は J_s－T曲線と J_{Tc}－T曲線は一致するか，あるいは相似形をなす。キュリー温度以下で付加した試料は J_{Tc}－T曲線は J_s－T曲線に相似するが，キュリー温度以上で付加したものは上にふくらんだ J_s－T曲線がえられる。これらのOriginal試料の磁化方位は，熱消磁に対して安定である。α化した溶岩の場合　Original試料では　J_s－T曲線と J_{Tc}－T曲線は　350°C～400°Cまで一致するが350°C以上から分離しはじめる。残留磁化方位も350°Cまで集中していたものが350°C～400°Cでいろいろな方向にバラツキはじめる。このように　α化している溶岩はα化していない溶岩と顕著な違いがみられた。この違いについて　次の3つの可能性が考えられる。①α相はβ相の残留磁化と同じ方向の残留磁化を獲得しており，350°C～400°Cの温度でα相の化学組成がβ相とmixingをおこし初生的なβ相の残留磁化が破壊された，②α相にはきわめて小さいβ相とは異なった方向の残留磁化が獲得されており，熱消磁によってβ相の残留磁化が小さくなるにしたがって全体の方向に影響があらわれた，③α相には，残留磁化が獲得されず，たんに化学組成が熱によって変化しβ相の残留磁化が破壊された。

いずれの場合でも，α相の残留磁化は初生的なβ相の残留磁化に大きな影響をおよぼすものではないであろうと考えられる。