

第77回
日本地球電気磁気学会講演会

講演予稿集

- とき／昭和60年4月2日(火)～4日(木)
- ところ／東京大学経済学部

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第77回総会・講演会プログラム

日 時 昭和 60 年 4 月 2 日(火)～ 4 日(木)

場 所 東京大学経済学部
東京都文京区本郷 7-3-1
Tel 03-812-2111

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
4 月 2 日	I		磁気圏構造 I	磁気圏構造 II		極 光	電 離 圏 ・ 磁気圏結合 I	電離圏・磁 気圏結合 II		
	II		SEPAC 実 験	ロケット実験 機器開発		「さきがけ」 太 陽 風	太陽・惑星 I	太陽・惑星 II		
	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 異 常			
4 月 3 日	I	「おおぞら」観測	電 離 圏			特 別 講 演	総 会		懇 親 会	
	II	プラズマ波動	VLF・ ホイッスラー							
	III	太 陽 系	隕石・年代							
4 月 4 日	I	磁気圏嵐	ELF・VLF			U L F				
	II	中層大気・ レーダー観測	中層大気・ 組成放射			宇 宙 線				
	III	岩石磁気	古地磁気			古地磁気				

- * 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は今回に限り設けません。

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏構造 I	SEPAC 実験
	座長 飯島 健 (東大理)	座長 宮武 貞夫 (電通大)
10:00	I-1. 太陽風圧とIMFを考慮した2次元磁気圏のモデリング 田中高史(電波研)	II-1. SEPAC実験の電子ビームによる波動励起 ○鈴木謙吉(電通大), 赤井和憲, 河島信樹, 佐々木進, 矢守章(宇宙研), 宮武貞夫(電通大), 大林辰蔵(宇宙研)
10:12	I-2. 極域沿磁力線電流・プラズマ対流の南北非対称性 飯島 健, ○芝地貴夫(東大理)	II-2. SEPAC実験での中性ガス放射にともなうプラズマ現象 ○窪田伸治(電通大), 佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 大林辰蔵(宇宙研), 宮武貞夫(電通大)
10:24	I-3. 木星磁気圏のIMF依存性とプラズマ対流 西田篤弘(宇宙研)	II-3. SEPAC実験で観測されたビームプラズマ放電現象の解析結果 ○佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 大林辰蔵(宇宙研), 窪田伸治(電通大)
10:36	I-4. Electron precipitation patternとIMF Bz positiveの関係 巻田和男(拓殖大学)	II-4. SEPAC実験で観測された臨界速度放電現象の解析結果 ○佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 大林辰蔵(宇宙研)
10:48	I-5. 人工衛星で見たカスプ領域でのIMF-Byに依存した磁場擾乱の時間変化 ○山内正敏, 荒木 徹, 家森俊彦, 亀井豊永(京大理)	II-5. SEPAC実験期間中のスペースシャトルの姿勢, 太陽の位置とパレット上真空度の関係 ○柳沢正久(宇宙研), SEPAC 研究班
11:00	休 み	休 み
	磁気圏構造 II	ロケット実験・機器開発
	座長 寺沢 敏夫 (宇宙研)	座長 長野 勇 (金沢大工)
11:12	I-6. マグネトポーズに於けるケルビン・ヘルムホルツ不安定 三浦 彰(東大理)	II-6. S-520-7号機イオンビーム実験(電場計測)の概要 ○鶴田浩一郎, 早川 基, 中村正人(宇宙研)
11:24	I-7. 磁気圏境界領域の磁場変動とUpstream Waveとの関係 ○友村 清, 桜井 亨(東海大工)	II-7. S-520-7号機による電場計測 ○早川 基, 中村正人, 鶴田浩一郎(宇宙研)
11:36	I-8. 昼間SSCに付随する正の初期インパルスの性質 ○菊池 崇(電波研), 荒木 徹(京大理)	II-8. S-520-7号機搭載イオン銃の構成及びビーム特性 ○中村正人, 早川 基, 鶴田浩一郎(宇宙研)

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
主磁場・永年変化		
座長 伊勢崎 修 弘 (神戸大理)		
Ⅲ-1. 黒潮の蛇行に伴った三宅島での全磁力変化 ○中川一郎, 笹井洋一, 歌田久司, 石川良宣, 小山 茂(東大震研)		10:00
Ⅲ-2. 八丈島の地磁気変化と黒潮流軸との関係について ○植田義夫(水路部), 東 昇, 大久保秀一(八丈水路観測所)		10:12
Ⅲ-3. 重回帰法を用いた全磁力夜間値の解析 ○土井恵治(京大理), 山口 覚(神戸大自然科学), 住友則彦(京大教養)		10:24
Ⅲ-4. 非双極子磁場の摂動による双極子磁場逆転のモデル ○本蔵義守, 清水 誠(東工大理)		10:36
Ⅲ-5. ガウス係数変動モデルについて 清水 誠, ○本蔵義守(東工大理)		10:48
休 み		11:00
磁気異常		
座長 本 蔵 義 守 (東工大理)		
Ⅲ-6. 銭州海嶺・駿河トラフ周辺の地磁気異常と深部構造 ○植田義夫, 登崎隆志(水路部), 兼子俊郎(第三管区海上保安本部), 高橋満弥(住鉱コンサルタント)		11:12
Ⅲ-7. 沖縄トラフ中部域(軸周辺)における地磁気三成分異常 ○北原康夫, 伊勢崎修弘, 片尾 浩(神戸大理)		11:24
Ⅲ-8. フィジートンガ航海における地磁気異常について(NAT 84) ○上嶋正人(地調), 他乗船研究者一同		11:36

4月2日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏構造 II (続き)	ロケット実験・機器開発(続き)
11:48	I-9. SSC時HFドップラー法により低緯度で観測されたDP電場 菊池 崇(電波研)	II-9. S-520-7号機ワイヤーアンテナの振動解析(速報) 籾田元紀, ○塚本茂樹, 中村正人(宇宙研)
12:00	I-10. 静止衛星で観測されたSCのamplitudeの季節変化について ○永野 宏(岐阜歯大), 荒木 徹(京大理)	II-10. 観測データと計算機シミュレーションデータのカラー画像処理システムの開発 ○松本 紘, 大橋俊和(京大超高層), 賀谷信幸(神大工)
12:12	I-11. Dormant Neutral Line within the Distant Plasma Sheet: A New Substorm Feature A. Nishida, M. Scholer, T. Terasawa (ISAS), S. J. Bame, R. Zwickl (LANL), G. Gloeckler (U. Maryland), E. J. Smith (JPL)	II-11. ハレー彗星観測用真空紫外撮像装置の較正 ○金田栄祐(東大理), 平尾邦雄(宇宙研)

4月2日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	極 光	「さきがけ」・太陽風
	座長 坂 翁 介(九大理)	座長 前 沢 冽(名大理)
13:30	I-12. AURORAL PARTICLES AND IMAGES OBSERVED BY SOUNDING ROCKET AURORA 1, 2, AND 3 AT SYOWA STATION, ANTARCTICA. ○Ejiri, M(NIPR), 25th JARE rocket team.	II-12. 「さきがけ」の概要 平尾邦雄(宇宙研)
13:42	I-13. 南極昭和基地におけるCCDオーロラテレビ観測(速報) ○小野高幸(極地研), 角村 悟(地磁気観), 江尻全機, 平沢威男(極地研)	II-13. 惑星空間のプラズマ波動観測 - 彗星探査機「さきがけ」によるプラズマ波動観測 大家 寛, 森岡 昭, 三宅 亘(東北大理)
13:54	I-14. オーロラX線撮像観測用モザイク型Si(Li)半導体検出器の開発 中本 淳, 村上浩之, 奥平清昭, ○平島 洋(立大理), 山上隆正, 太田茂正, 西村 純(宇宙研), 小玉正弘(山梨医大)	II-14. 「さきがけ」に搭載された太陽風プラズマ観測器 ○小山孝一郎, 平尾邦雄(宇宙研)

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
磁気異常(続き)		
Ⅲ-9. 北東太平洋における地磁気三成分測定 松原由和(神戸大自然科学), ○伊勢崎 修弘(神戸大理), 友田好文, 庄司速人 (東大海洋研)		11:48
Ⅲ-10. マグサットから得られた地球の磁気異 常 D. STRAGWAY, J. ARKANI-HAM- ED		12:00

午 後

テクトノマグネティズム		
座長 植 田 義 夫 (水路部)		
Ⅲ-11. 1940年三宅島噴火に伴った地磁気変 化のピエゾ磁気効果による解釈 笹井洋一(東大震研)		13:30
Ⅲ-12. PROMデータローガーを用いた地磁気 三成分磁力計の柿岡における長期比較観 測 ○歌代慎吉(東京理科大), 関根康弘, 大 西信人(ガウスKK)		13:42
Ⅲ-13. 山崎断層における電気抵抗および磁場 の変化について ○住友則彦(京大教養), 乗富一雄(秋田 大鉱山), 塩崎一郎(神戸大理), 領木邦 浩(京大教養), 大塚成昭(神戸学院大), 土井恵治(京大理)		13:54

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	極光(続き)	「さきがけ」・太陽風(続き)
14:06	I-15. モンテカルロ法によるオーロラX線の 大気中における拡散シミュレーション 小倉紘一(日大生産工学), ○小玉正弘 (山梨医大), 平島 洋, 奥平清昭(立教 大理)	II-15. ハレー彗星探査機「さきがけ」による太 陽風磁場観測 ○斎藤尚生, 湯元清文(東北大理), 青山 巖(東海大工), 平尾邦雄(宇宙研), 瀬 戸正弘(東北工大), 西田篤弘(宇宙研), 国分 征(東大理), 福西 浩(極地研)
14:18	I-16. 昼間側オーロラと入射粒子 ○鮎川 勝(極地研), 巻田和男(拓殖大), 国分 征(東大理)	II-16. 太陽近傍加速領域における太陽風の観 測 ○小島正宜(名大空電研), W. A. Coles, B. J. Rickett (UCSD), J. W. Armstrong (JPL)
14:30	I-17. DEオーロラとサブストーム電流系 ○上出洋介(京産大理), B.-H. Ahn (Ky- ungpook大), J. D. Craven and L. A. Frank (Iowa 大), S.-I. Akasofu (Ala- ska 大)	II-17. 太陽近傍における太陽風パラメータの 空間分布 ○野坂 徹, 前沢 洵(名大理)
14:42	I-18. オーロラオーバル拡大, 縮小の時間ス ケール ○中井 仁(牧野高校), 上出洋介(京産大 理), D. A. HARDY (AF Geophys. Lab.)	II-18. 惑星間空間衝撃波の2次元MHD解析 鷺見治一(名大空電研)
14:54	休 み	休 み
	電離圏・磁気圏結合 I	太陽・惑星 I
	座長 藤 井 良 一 (極地研)	座長 袴 田 和 幸 (中部大工)
15:06	I-19. オーロラプロトンおよび電子降下域の Global Pattern(II) — プロトン降下域の 特性 — 宮岡 宏(極地研)	II-19. 1979年11月27日におけるHalo型C- MEによる惑星間ショック波 渡辺 堯(名大空電研)
15:18	I-20. 脈動性オーロラに伴う電流系 — MA- GSAT衛星による測定 — ○小口 高, 山本達人(東大理), 藤井良 一(極地研)	II-20. コロナ磁場の三次元構造と太陽風速度 分布 袴田和幸(中部大工)
15:30	I-21 沿磁力線電流を通しての電離圏-磁気 圏結合 ○堀 尚子, 玉尾 孜, 三浦 彰(東大 理)	II-21. 鋭い下限周波数を持つType IIIバース ト ○青山隆司(宮城職訓短大), 大家 寛(東 北大理)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
休 み		14:06
電気伝導度異常		
座長 西 田 泰 典 (北大理)		
Ⅲ-14. 北海道東部阿寒湖における地磁気, 地 電位変化特性 森 俊雄(気象研)		14:18
Ⅲ-15. 屈斜路湖周辺の比抵抗分布(Ⅱ) 岩越 朗, ○塩崎一郎(神戸大理), 山 口 覚(神戸大自然科学), 大塚成昭(神 戸学院大), 住友則彦(京大教養)		14:30
Ⅲ-16. 秋田市周辺のELF探査 ○西谷忠師, 乗富一雄(秋田大鉾山)		14:42
Ⅲ-17. 男鹿-宮古測線での比抵抗観測(Ⅰ) ○三品正明, 清水 洋, 小原一成(東北大 理)		14:54
Ⅲ-18. 五城目~普代測線におけるCA観測 ○小川康雄, 村上 裕, 内田利弘(地調)		15:06
Ⅲ-19. 東北日本弧中央部異常 ○瀬戸正弘, 北村保夫(東北工大)		15:18
休 み		15:30

4月2日(火)

(第1日目)

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	電離圏・磁気圏結合 I (続き)	太陽・惑星 I (続き)
15:42	I-22. IMF 極微小時の沿磁力線電流 ○飯島 健, 太田和夫, 芝地貴夫(東大理)	II-22. 重力場下の磁気流体波による α 効果と粒子加速 ○並川富一, 浜端広充, 和田博之(大阪市大理)
15:54	I-23. 沿磁力線電流域の小規模擾乱(1) — 統計的性質 — ○家森俊彦, 池田達哉, 中川晃成(京大理)	II-23. 小規模の磁気流体波と大規模の磁気流体波の相互作用 ○浜端広充, 並川富一(大阪市大理)
16:06	I-24. 昼領域沿磁力線電流の電離層電気伝導度依存性(地磁気静穏時) ○藤井良一(極地研), 竹中 潤(千葉大理)	II-24. 太陽活動の変動と気降の変動 小寺邦彦(気象研)
16:18	I-25. 3次元空間における沿磁力線電流系形成のモデル実験とその空間分布測定 ○筒井 稔, 長谷川公平, 橋本芳樹(京大超高層)	II-25. 太陽活動下降期における地磁気aa-indexの27日変化 ○野坂 徹, 村山 喬(名大理)
16:30	休 み	II-26. 太陽風の特性と磁気圏嵐の発生 恩藤忠典(電波研)
	電離圏・磁気圏結合 II	
	座長 長 井 嗣 信 (気象研)	
16:42	I-26. 極域電離層レベルにおける波動粒子相互作用 ○大家 寛, 森岡 昭(東北大理), 賀谷信幸(神戸大工), 向井利典(宇宙研), 小原隆博(東北大理)	休 み
		太陽・惑星 II
		座長 森 岡 昭 (東北大理)
16:54	I-27. SAR アークとオーロラジェット電流の関連 岡野章一(東北大理)	II-27. 太陽磁気圏内を伝わるEXCURSION 波について ○斎藤尚生, 湯元清文, 田村忠義(東北大理)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>電気伝導度異常(続き)</p>		
<p>座長 笹 井 洋 一 (東大震研)</p>		
<p>Ⅲ-20. 伊豆大島火山三原山での電気抵抗垂直 探査 行武 毅, ○吉野登志男, 歌田久司, 下村高史, 坂下至功, 中川一郎(東大震 研), 田中良和(京大理), 徳本哲男(地 磁気観)</p>		15:42
<p>Ⅲ-21. 伊豆大島のカルデラ壁周辺の電気抵抗 水平探査 行武 毅, 歌田久司, ○吉野登志男, 下村高史, 坂下至功, 中川一郎(東大震 研), 田中良和(京大理), 徳本哲男(地 磁気観)</p>		15:54
<p>Ⅲ-22. 南部フォッサマグナ西部の比抵抗構造 ○茂木 透(京大理), 西田潤一(大谷大), 西村 進, 宇敷文夫, 井上昌浩(京大理)</p>		16:06
<p>Ⅲ-23. 山崎断層北部(栃原)における比抵抗構 造について(Ⅱ) ○塩崎 一郎(神戸大理), 住友則彦(京大 教養), 大塚成昭(神戸学院大), 領木邦 浩(京大教養), 土井恵治(京大理), 山 村耕造(神戸大理)</p>		16:18
<p>Ⅲ-24. Tahiti 島周辺の電気伝導度構造の推定 ○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)</p>		16:30
<p>休 み</p>		16:42
<p>座長 歌 田 久 司 (東大震研)</p>		
<p>Ⅲ-25. 平坦な表面で波うった底面を持った電 気伝導度層が存在する場合の電磁誘導 大志万直人(日大文理)</p>		16:54

4月2日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	電離圏・磁気圏結合 II (続き)	太陽・惑星 II (続き)
17:06	I-28. SARアークと地磁気脈動との関連 ○市川敏朗(朝日大歯), 岡野章一(東北大理), J.S. Kim (SUNY/Albany)	II-28. 外部太陽圏の太陽風 Corotating structure(III): 1974年の構造 前沢 洵(名大理)
17:18	I-29. 北向きIMFに伴うMAGSAT 高度での擾乱磁場のモデル計算 ○山田雄二, 荒木 徹, 竹田雅彦(京大理)	II-29. 木星デカメートル波放射強度変動の微細構造について 今井一雅(高知高専)
17:30	I-30. AEインデックスとMAGSATデータの比較 亀井豊永(京大理)	II-30. 45 m 電波望遠鏡による衛星イオ周辺のSO ₂ 観測 中川直哉(電通大), ○今井一雅(高知高専), 町田 忍(宇宙研), 森本雅樹(東京天文台)
17:42		II-31. High Electron Density Condition Produced by Precipitating Electrons in the Polar Region of Jovian Ionosphere Hiroshi OYA (東北大理)

4月3日(水)

第2日目

	「おおぞら」観測	プラズマ波動
	座長 丸 橋 克 英 (電波研)	座長 三 浦 彰 (東大理)
9:00	I-31. EXOS-Cデータから同定されるVLF Hissの起源 ○森岡 昭, 大家 寛(東北大理)	II-32. 電子ビーム放出に伴うプラズマ波励起と粒子加速 ○松本 紘, 小森憲昭(京大超高層), M. Abdalla (UCLA)
9:12	I-32. 「大空」によって観測された低エネルギー電子の特徴 ○向井利典(宇宙研), 賀谷信幸(神戸大工), 伊藤富造, 平尾邦雄(宇宙研)	II-33. 大振幅電磁波による静電電子サイクロトロン波の非線形励起の物理機構の考察 ○松本 紘, 木村年成(京大超高層)
9:24	I-33. EXOS-C(おおぞら)NEIによって観測された電子密度の不規則構造の出現分布 ○渡部重十, 高橋忠利, 大家 寛(東北大理)	II-34. 多重イオン・プラズマ中の重イオン加熱の物理機構 ○松本 紘, 山田 徹(京大超高層), M. Abdalla (UCLA)
9:36	I-34. EXOS-C(おおぞら)により観測された極域電離層のプラズマ構造と波動粒子相互作用 ○小原隆博, 大家 寛(東北大理)	II-35. 磁気中性面におけるティアリング不安定 ○星野真弘, 寺沢敏夫(宇宙研)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>電気伝導度異常(続き)</p>		
<p>Ⅲ-26. 地磁気・地電流変化の局所的異常と地殻上部の3次元比抵抗構造(1) — 理論的考察 — ○本蔵義守, 久保俊一(東工大理)</p>		17:06
<p>Ⅲ-27. 地磁気・地電流変化の局所的異常と地殻上部の3次元比抵抗構造(2) — 登別地域における観測例 — ○本蔵義守, 久保俊一(東工大理)</p>		17:18
<p>Ⅲ-28. 地磁気・地電流変化の局所的異常と地殻上部の3次元比抵抗構造(3) — 薩南地域における観測例 — ○本蔵義守, 渡辺修夫(東工大理)</p>		17:30
<p>Ⅲ-29. 海底電位差計に用いる銀・塩化銀電極の特性 堀口晶夫, ○田中秀文, 河野 長(東工大理)</p>		17:42

午 前

<p>太 陽 系</p>		
<p>座長 浜 野 洋 三 (東大電研)</p>		
<p>Ⅲ-30. 原始太陽系星雲中での荷電粒子密度と²⁶Al 梅林豊治(京大理)</p>		9:00
<p>Ⅲ-31. 太陽系星雲内でのダストの振舞いとその最終成長サイズ ○中川義次(東大理), 関谷 実, 林忠四郎(京大理)</p>		9:12
<p>Ⅲ-32. 太陽重力場における原始惑星と小天体との衝突 ○西田修三(摂南大), 中沢 清(東大理)</p>		9:24
<p>Ⅲ-33. 潮汐破碎の数値シミュレーション ○中沢 清(東大理), 林忠四郎(京大理)</p>		9:36

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	「おおぞら」観測(続き)	プラズマ波動(続き)
9:48	I-35. Dayside Cusp領域における上部電離層の擾乱 — EXOS-C NEIの結果 — ○高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛(東北大理), 渡辺勇三(宇宙研)	II-36. 大振幅アルフェン波の変調不安定性のシミュレーション ○寺沢敏夫, 星野真弘(宇宙研)
10:00	I-36. 「おおぞら」観測データによる電力線放射域の統計的方法 ○富沢一郎, 芳野赳夫, 樋浦 昇(電通大)	II-37. VLF局電波の電離層中における非線型波動・波動相互作用現象 ○田中義人, 早川正士(名大空電研)
10:12	I-37. 「大空」高エネルギー粒子観測 永田勝明(玉川大工), 河野 毅(理研), 村上浩之, 中本 淳(立教大理), 長谷部信行(愛媛大教養), 竹中哲喜, 菊池順, 道家忠義(早大理工研)	II-38. 低緯度ホイッスラの multiray 効果 ○島倉 信(千葉大工), 早川正志, 田中義人(名大空電研)
10:24	休 み	II-39. イオンホイッスラ及びELF波動の伝搬形態 渡辺成昭(電波研)
10:36	休 み	休 み
	電 離 圏	VLF・ホイッスラー
	座長 橋本 弘 蔵(京大工)	座長 渡辺 成 昭(電波研)
10:48	I-38. HFドップラーによるサブストーム時の中緯度電離圏変動の観測(1) 小川 徹, 筒井 稔, 辻井常男(京大超高層)	II-40. VLF-CIDASSの開発 ○岡田敏美, 早川正士, 田中義人(名大空電研)
11:00	I-39. 太陽活動度による電離層電気伝導度変動に起因する電離層電流の変化 ○竹田雅彦, 山田雄二(京大理)	II-41. VLF-DFのシステム誤差(full wave法と multiray paths法による比較) ○長野 勇, 満保正喜, 新保哲也(金沢大工), 早川正士(名大空電研)
11:12	I-40. 磁気赤道地帯E層電子密度とダイナモ電流 前田憲一	II-42. 低緯度昼間ホイッスラの方角側定結果(II) ○早川正士(名大空電研), 太田健次(中部大工), 田中義人(名大空電研)
11:24	I-41. HFD観測記録のデータベースの試作 齊藤梅朗, 鈴木常彦, ○柴田 喬, 奥沢隆志(電通大)	II-43. 低緯度ホイッスラの偏波の特性(III) ○中村義勝, 恩藤忠典(電波研)

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
太陽系(続き)		
Ⅲ-34. 太陽系星雲と原始木星の相互作用 ○関谷 実, 観山正見, 林忠四郎(京大理)		9:48
Ⅲ-35. 隕石・地球・惑星の形成年代 ○中川義次, 佐々木晶, 中沢 清(東大理)		10:00
Ⅲ-36. 地球型惑星形成時の内部進化 — 鉄・シリケート重力分離と対流熱輸送 — ○佐々木晶, 中沢 清(東大理)		10:12
Ⅲ-37. 流体力学的不安定による地球コア形成 ○井田 茂, 中川義次, 中沢 清(東大理)		10:24
Ⅲ-38. 太陽系における角運動量の輸送について 柴田耕志, 大家 寛(東北大理)		10:36
休 み		10:48
隕石・年代		
座長 兼 岡 一 郎 (東大理)		
Ⅲ-39. ダイヤモンドのK-Ar年代測定(Ⅱ) ○座主繁男, 小嶋 稔(東大理), 仁藤 修(東京農工大工)		11:00
Ⅲ-40. 地球大気脱ガスの時期: Xe同位体比からの制約 ○小嶋 稔(東大理), F.A.PODOSEK (Washington Univ.), 五十嵐丈二(東大理)		11:12
Ⅲ-41. 深海底堆積物中の地球外起源物質 ○甘利幸子(神戸大自然科学), 小嶋 稔(東大理)		11:24

4月3日(水)

第2日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	電離圏(続き)	VLF・ホイッスラー(続き)
11:36	I-42. 中規模太陽フレアによる脈動性電離圏突然擾乱 ○菊池 崇, 大塩光夫(電波研), 越前谷喜松(電波研秋田), 磯辺 武(電波研平磯)	II-44. 低緯度ホイッスラーの電離層・大地導波管効果 ○島倉 信, 椿 昭浩(千葉大工), 早川正士(名大空電研)
11:48	I-43. プラズマバブル中の電子温度 小山孝一郎, 平尾邦雄(宇宙研), 大家寛, 高橋忠利, 渡部重十(東北大理)	II-45. 低緯度ホイッスラーの2点同時観測(序報) ○岡田敏美, 太田健次, 島倉 信, 田中義人, 岩井 章(名大空電研)
12:00	I-44. プラズマ・バブル間の相互作用について - 「ひのとり」による観測とプラズマ・バブルのシミュレーションとの比較 - ○渡部重十, 大家 寛(東北大理)	II-46. LF磁気圏伝搬波の特性(日豪共役点観測) ○早川正士, 田中義人, 岡田敏美, 岩井章(名大空電研)
12:12	I-45. VLF波によるD層の電子密度推定のシミュレーション(入射角未知・相対位相の場合) ○満保正喜, 長野 勇, 深見哲男, 小林智明(金沢大工)	II-47. VLF磁気圏伝搬波の特性(共役点観測) 西野正徳, ○田中義人, 早川正士, 岡田敏美, 岩井 章(名大空電研)

4月3日(水)

第2日目

13:30	特別講演 「バイオコンピュータ」 松本 元(電総研)	
15:00	総 会	
17:30	懇 親 会 (於 好仁会)	

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
隕石・年代(続き)		
Ⅲ-42. Toluca 隕鉄中の clear taenite の磁氣的性質 ○船木 實(極地研), 永田 武(極地研名誉教授), J. Danon (ブラジル科学アカデミー)		11:36
Ⅲ-43. アウエンデ隕石中のウラン濃縮領域 ○山越和雄, 鳥越紀子(東大宇宙線研), 島村 匡(九文機技術部)		11:48
		12:00
		12:12

午 後

		13:30
		15:00
		17:30

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏嵐	中層大気・レーダー観測
	座長 桑島正幸(地磁気観測所)	座長 津田敏隆(京大超高層)
9:00	I-46. 静止軌道近傍でのサブストームの観測 ○長井嗣信(気象研)	II-48. MUレーダによる乱流構造定数の一測定法 ○深尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 若杉耕一郎(京工繊維大工芸), 佐藤亨, 津田敏隆, 加藤進(京大超高層)
9:12	I-47. Synchronous Orbit における Substorm に伴う磁場変動と Electron Flux 変化について ○湯元清文, 斎藤尚生(東北大理), 高橋主衛(Los Alamos Nat. Lab)	II-49. MUレーダによる対流圏気象擾乱の高分解能 VAD 観測 ○若杉耕一郎(京工大), 深尾昌一郎(京大工), 加藤進(京大超高層), 水谷明義, 松尾優(京工大)
9:24	I-48. サブストームに伴う圧縮性 Pc 5 とプロトンフラックス変動 ○国分 征, 樋口知之, 石田十郎(東大理) K. Takahashi · P.R. Higbie (ロスアラモス国立研究所)	II-50. MUレーダー及び京都大学流星レーダーによる中間圏観測 ○山本 衛, 津田敏隆, 加藤進(京大超高層)
9:36	I-49. 静止衛星における Pc 1 地磁気脈動(2) ○石田十郎, 国分 征(東大理)	II-51. 中間圏高度での惑星波による温度と風の擾乱 — “冬期異常”との関連 — ○村岡良和(兵庫医大物理)
9:48	I-50. ストームタイム Pc 5 スペクトル特性 ○樋口知之, 国分 征(東大理)	II-52. MUレーダーとレーウィンゾンデ/気象ロケットによる中層大気風速の比較 ○加藤進(京大超高層), 深尾昌一郎(京大工), 津田敏隆, 佐藤亨(京大超高層), 稲葉基之(京大工)
10:00	I-51. Ps6 の衛星・地上比較 ○北村泰一, 長谷川康生(九大理)	II-53. MUレーダーによる対流圏・下部成層圏乱流の観測 ○佐藤亨(京大超高層), 深尾昌一郎, 森本茂樹, 稲葉基之, 木村磐根(京大工), 加藤進(京大超高層)
10:12	I-52. SSC に伴う磁気脈動の地上における出現の特性について 桑島正幸(地磁気観測所)	II-54. レーダー観測による流星飛跡数の高度分布の年周変化 ○津田敏隆, 加藤進(京大超高層)
10:24	休 み	II-55. MUレーダーシミュレータの開発 ○津田敏隆, 西田肇夫, 佐藤亨, 加藤進(京大超高層), 深尾昌一郎(京大工)
10:36		休 み

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
岩 石 磁 気		
座長 西 谷 忠 師 (秋田大鉱山)		
Ⅲ-44. 沖縄トラフより採取された岩石の K-Ar年代と化学組成 ○兼岡一郎, 久城育夫(東大理), 上田誠也(東大震研), 木村政昭(琉球大理), 木川栄一(東大震研)		9:00
Ⅲ-45. 沖縄トラフ・DELP-1(若潮丸)航海において採取された岩石試料の磁性 ○木川栄一, 上田誠也(東大震研), 木村政昭(琉球大理)		9:12
Ⅲ-46. Phosphorite (Phosphatic nodule) の磁化測定(Ⅱ) ○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)		9:24
Ⅲ-47. 西日本産砂鉄の熱磁気解析 堂面春雄(山口大教育)		9:36
Ⅲ-48. 加熱実験による TRM, ARMの性質の変化 河野 長(東工大理)		9:36
Ⅲ-49. 低温残留磁化について ○百瀬寛一, 永井寛之(信州大理)		10:00
Ⅲ-50. 竜河洞内 stalagmite (石筍)の残留磁化から得られた地磁気変化 ○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)		10:12
休 み		10:24
古 地 磁 気		
座長 河 野 長 (東工大理)		
Ⅲ-51. カーボネシアスコンドライトの古地磁気学:リビュー ○N.SUGIURA, D.W. STRANGWAY (Univ of Toronto)		10:36

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	ELF・VLF	中層大気・組成放射
	座長 佐藤夏雄(極地研)	座長 岡野章一(東北大理)
10:48	I-53. 赤道域での静電波の伝搬特性の解析 ○山足公也, 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工)	II-56. 対流圏NO _x の緯度分布の測定 ○近藤 豊, 岩田 晃, 森田恭弘, 高木増美(名大空電研), 村松久史(気象研)
11:00	I-54. ISIS衛星で観測されたハンド状ELF放射特性の研究 ○斎藤浩明(電通大工), 佐藤夏雄(極地研), 芳野赳夫(電通大工)	II-57. 気球観測から得た成層圏二酸化窒素高度分布の緯度変化 ○小川利紘, 岩上直幹(東大理)
11:12	I-55. ELF-VLF放射の広がりと共に役性 ○佐藤夏雄(極地研), 共役点観測グループ	II-58. JARE 24 大気球実験による極域成層圏NO ₂ 観測 ○柴崎和夫, 岩上直幹, 小川利紘(東大理)
11:24	I-56. アイスランド3点観測によるVLF放射の特性 ○松戸 孝(電通大), 佐藤夏雄(極地研), 芳野赳夫(電通大), 共役点観測グループ	II-59. 太陽吸光法による大気微量成分NO ₂ の地上分光観測 —改善された方法— 渡辺 隆, ○安藤 淳, 高野元春, 中村正年(筑波大物理)
11:36	I-57. アイスランドにおけるノルウェーオメガ局の位相と電界強度の解析結果について ○荒木 喬(弘前大教育), 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研), 菊池 崇(電波研), 国分 征(東大理)	II-60. 夜光強度と下部熱圏の運動学的モデル ○斎藤文一, 宮田佳則(新潟大理)
11:48	I-58. 昭和基地におけるVLF放射強度の曜日依存性 ○樋口浩司, 木村磐根, 橋本弘蔵(京大工), 佐藤夏雄(極地研), 利根川豊(東海大)	II-61. 内ノ浦における酸素赤線大気光の薄明前増光 ○奥田光直(弘前大教育), 嵩地 厚, 田鍋浩義, 宮下暁彦(東京天文台)
12:00	I-59. 中低緯度SCの微細構造と磁気圏内圧縮波伝播 ○荒木 徹(京大理), 菊池 崇(電波研)	II-62. 大気光OH(8-3)帯の強度および回転温度の短周期変動 ○井出一仁, 岡野章一, 上山 弘(東北大理)
12:12	休 み	II-63. 中間圏オゾンと酸素水素大気 ○牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之, 内藤一郎(立大理)
12:24		II-64. 成層圏微量気体遠隔測定の実験 ○岩上直幹, 小川利紘(東大理)

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気 (続 き)		
Ⅲ-52. 諏訪湖の古地磁気(予報) ○村田史之(神戸大自然科学),井口博夫, 安川克己(神戸大理)		10:48
Ⅲ-53. アラスカ, Harding Lake の堆積物コア の古地磁気 森永和子(神戸市立原田中), ○森永速 男(神戸大自然科学), 安川克己(神戸 大理)		11:00
Ⅲ-54. 堆積物の記録した地磁気変化(Ⅳ) —実験的 deconvolution について— 兵頭政幸(神戸大理)		11:12
Ⅲ-55. 瀬戸内海堆積物コアの古地磁気 —古海水準の記録— ○兵頭政幸, 安川克己(神戸大理)		11:24
Ⅲ-56. 東北日本の古地磁気データ ○当舍利行(東大理), 河野 長(東工大理)		11:36
Ⅲ-57. 東北日本弧の反時計回り運動の運動時 期 ○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)		11:48
Ⅲ-58. 秩父盆地中新統の古地磁気による関東 山地の回転と日本海拡大 ○新妻信明, 兵頭 浩(静岡大理)		12:00
		12:12
		12:24

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	U L F	宇 宙 線
	座長 家 森 俊 彦 (京大理)	座長 安 江 新 一 (信大理)
13:30	I-60. アイスランド3点同時観測による ULF波動特性の解析 ○利根川豊, 桜井 亨(東海大工), 佐藤 夏雄(極地研), 国分 征(東大理), 共 役点観測グループ	II-65. 宇宙線超重核の組成と原始太陽系星雲 桜井邦朋(神奈川大工)
13:42	I-61. Pi2磁気脈動とオーロラ ○桜井 亨(東海大工), 佐藤夏雄, 藤井 良一(極地研), 利根川豊(東海大工), 共役点観測グループ	II-66. 中性子モニターにより観測される太陽 系外起源の宇宙線恒星時日変化 ○石田喜雄(福島大教), 長島一男(名大理) 森 覚(信大理), 森下伊三男(岐阜歯大)
13:54	I-62. 磁気圏高緯度で観測されたSC ○家森俊彦(京大理), 杉浦正久, N.C. Maynard, R.A.Hoffman, S.D. Shawhan (NASA), J. D. Winning- ham (SRI), D. Weimer (U. Iowa)	II-67. 松代地下観測による宇宙線強度半年周 期変化 安江新一, ○鷺坂修二, 森 覚(信大 理)
14:06	I-63. カスプ領域でのオーロラ・VLF・ULF 総合観測(速報) ○山本達人, 林 幹治, 小口 高(東大理)	II-68. 深い地下(新松代-象山: 220 mweの 深さ)における宇宙線強度変化の観測 ○森 覚, 安江新一, 鷺坂修二, 茅野基, 赤羽重信, 樋口俊彦, 尾崎牧人(信大 理), 一之瀬匡興(信大教養)
14:18	I-64. マイクロプロセッサをベースにして 高い時刻精度をもたせたデータロガーの 開発 ○坂 翁介, 立原裕司, 北村泰一(九大 理)	II-69. 武山地下観測所における宇宙線日変化 ○和田雅美, 奥谷晶子, 今井加代, 今井 喬, 高橋一億, 西 克夫, 加藤 博(理 研)
14:30	休 み	休 み
	座長 林 幹 治 (東大理)	座長 河 野 毅 (理 研)
14:42	I-65. Pc 4-5 における圧縮成分の特性 村田宏雄(兵庫医大)	II-70. 惑星間空間における銀河宇宙線の三次 元異方性とその起源について 長島一男, ○宗像一起(名大理)
14:54	I-66. 地磁気脈動への高温イオンの影響 ○浜端広充, 並川富一(大阪市大理)	II-71. 宇宙線の南北非対称とニュートラルシ ート ○宗像義教(中部大工), 柴田祥一(名大 理)
15:06	I-67. 高温電子によるULF波動励起 ○浜端広充, 並川富一(大阪市大理)	II-72. 惑星間空間における宇宙線の拡散-対 流から生じるIMF極性依存型異方性 長島一男, 宗像一起, ○龍岡亮二(名 大理)

午 後

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気 (続き)		
座長 新 妻 信 明 (静岡大理)		
Ⅲ-59. 群馬県富岡地域の新第三系の古地磁気 ○林田 明(同志社大工), 鳥居雅之(京大理)		13:30
Ⅲ-60. 日本海拡大にともなう新第三紀日本列島のテクトニクスと越後湯沢の古地磁気 ○広岡公夫, 山田良司, 竹内 章(富山大理)		13:42
Ⅲ-61. 北陸に分布する中新統の古地磁気 ○伊藤康人, 鳥居雅之(京大理)		13:54
Ⅲ-62. 福井県丹生山地からみた西南日本の回転運動 ○中島正志, 山崎氷見子, 奥村 貢(福井大教育)		14:06
Ⅲ-63. 長崎県対馬の第三系の古地磁気学的研究 ○石川尚人, 鳥居雅之(京大理)		14:18
Ⅲ-64. 徳島県阿讃山地西部の上部白亜系和泉層群の古地磁気 ○小玉一人, 野添 誠(高知大理)		14:30
Ⅲ-65. J. 柳ヶ瀬遺跡の考古地磁気学的研究 ○井口博夫, 安川克己(神大理)		14:42
Ⅲ-66. Hiva-Oa 島のPaleosecular Variation ○片尾 浩(神戸大理), 森永速男(神戸大自然科学), 兵頭政幸(神戸大低温センター), 井口博夫, 松田准一, 伊勢崎修弘, 安川克己(神戸大理)		14:54
休 み		15:06

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	ULF (続き)	宇宙線 (続き)
15:18	I-68. 磁気圏内に於ける高ベータ・ドリフト波の特性 ○大谷晋一, 三浦 彰, 玉尾 孜(東大理)	II-73. Forbush Decreaseの rigidity spectrum の変化 ○榊原志津子, 宗像一起, 長島一男 (名大理)
15:30	I-69. サブストームのオンセット時に現かれる pi 1 波動の IPRPの共役性について ○加藤愛雄(東北大理), 利根川 豊(東海大工)	II-74. The solar wind effect on cosmic rays and the solar activity ○藤本和彦(名大理), 小島治司(名保衛大), 村上一昭(名大理)
15:42	I-70. ULFの赤道と極域の関係(速報) ○北村泰一, 竹生政資, 坂 翁介, 下泉政志(九大理), 小口 高(東大理), 荒木徹(京大理)	II-75. ひまわりで観測された Energetic Storm Particles ○須田友美(気象研), 和田雅美, 河野毅(理研)
15:54	I-71. 中低緯度(日本)におけるPc1脈動観測とダクト伝播理論の比較 大和田 毅, ○藤田 茂(地磁気観)	
16:06		
16:18		
16:30		
16:42		
16:54		

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気 (続 き)		
座長 鳥 居 雅 之 (京 大 理)		
Ⅲ-67. 蔵王火山溶岩の古地磁気 掛川巖, 今野幸一, ○斎藤和男, 高岡 宣雄, 今田 正(山形大理)		15:18
Ⅲ-68. 神奈川県西部, 足柄層群の古地磁気 (2) ○小山真人(東大震研), 天野一男(茨城 大理)		15:30
Ⅲ-69. 神奈川県西部, 大磯丘陵の古地磁気 ○小山真人(東大震研), 矢野 享(鉾 研 試錐)		15:42
Ⅲ-70. 九州中西部・新世代岩の古地磁気 (3) ○宗岡 浩(海自小月基地), 堂面春雄 (山口大教育)		15:54
Ⅲ-71. イースター島の古地磁気(予報) ○三木雅子, 大竹雄次, 井口博夫(神大 理), 松原由和, 山口 覚(神大自然科学 学), 松田准一, 伊勢崎修弘, 安川克 己(神大理)		16:06
Ⅲ-72. イースター島の磁気測量 ○井口博夫(神大理), 松原由和, 山口覚 (神大自然科学), 松田准一, 伊勢崎修 弘, 安川克己(神大理)		16:18
Ⅲ-73. 韓半島に分布する Permian Quaternary の堆積岩, 火山岩の古地磁気 ○乙藤洋一郎(神戸大理), 金光 浩(全北 大教育), 井口博夫, 森永速男, 村田 史之, 片尾 浩, 安川克己(神戸大理)		16:30
Ⅲ-74. 韓半島中・南部の古地磁気 — 沃川帯中の先白亜系堆積岩について— ○渋谷秀敏(大阪府大総科), 関 庚徳, 李 允秀(延世大理), 笹嶋貞雄(花園 大), 西村 進(京大理)		16:42
Ⅲ-75. 大陸の成長と地球磁場との関係につい て 横田義夫		16:54

(巻頭) 第 1 号

シンポジウム「日本海の拡大」

開催日：1985年4月5日

場 所：東京大学地震研究所第一会議室

主 催：岩石磁気・古地磁気研究グループ

協 賛：日本地球電気磁気学会
DELP 国内委員会

[9:00-9:20]

日本海の形成と古地磁気学

安川 克己 (神戸大・理)

[9:20-10:00]

日本海の拡大を日本弧の古地磁気から探る

乙藤洋一郎 (神戸大・理)

[10:00-11:00]

コメント：拡大の開始時期について

拡大の期間について

東北日本弧の回転

放射年代からみた拡大の時期

林田 明 (同志社大・工)

鳥居 雅之 (京大・理)

当 舍利 行, 浜野 洋三 (東大・理・震研)

松田 高明 (姫路工大・工)

[11:00-11:30]

日本海の地磁気異常

伊勢崎修弘 (神戸大・理)

[11:30-12:00]

陸上の電磁気観測からみた日本海の電気伝導度構造

歌田 久司, 浜野 洋三, 行武 毅 (東大・震研)

[昼 休 み]

[13:00-13:30]

海洋底の研究からみた日本海の拡大

玉木 賢策 (地質調査所)

[13:30-14:00]

堆積物と化石群からみた日本海沿岸域の新第三紀古地理

鎮西 清高 (東大・理)

[14:00-14:30]

15 Ma 頃に生じた対照的なマグマ活動帯：西南日本瀬戸内・外帯 vs. 東北日本南部

高橋 正樹 (茨城大・理)

〔14:30-15:00〕

日本海の拡大にともなうグリーンタフ地域のNd, Sr 同位体の变化とテクトニクス

能田 成 (京都産業大・教養)

〔15:00-15:15〕

コメント: Back-arc basin basalts について

巽 好幸 (京大・理)

〔休 憩〕

〔15:30-16:00〕

プレート成長モデルからみた日本海の形成(及び日本海の幾何学的考察)

河野 芳輝 (金沢大・理)

〔16:00-16:30〕

日本海拡大と新第三紀テクトニクス

新妻 信明 (静岡大・理)

〔16:30-17:00〕

島弧の変形と古地磁気学

河野 長 (東工大・理)

〔17:00-18:00〕

総 合 討 論

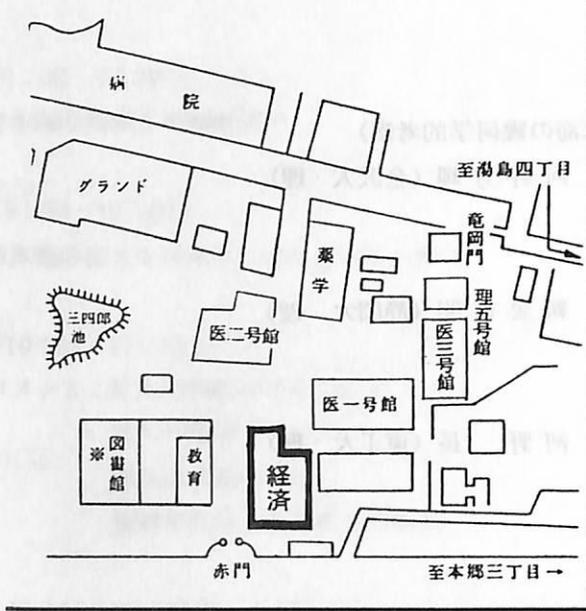
** 地震学会は4月5日(金)~7日(日)の間、東大農学部にて引き続き行われます。

日本地球電気磁気学会会場案内図

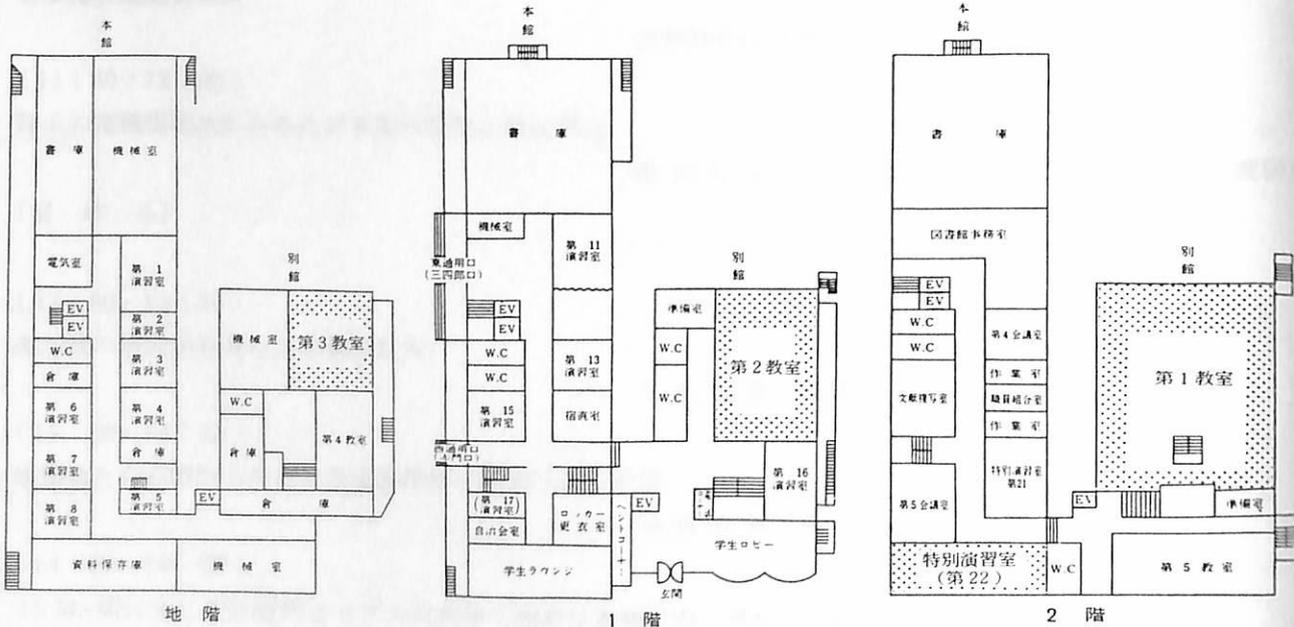
会 場 東京大学経済学部
 東京都文京区本郷7-3-1
 電話番号 03-812-2111

会場への交通

- 営団地下鉄丸の内線本郷三丁目駅下車徒歩3分
- 営団地下鉄銀座線上野駅・上野広小路下車徒歩10分
- 営団地下鉄千代田線根津駅下車徒歩7分・湯島駅下車徒歩10分
- 国電御茶の水駅下車徒歩10分
 (聖橋より東大構内行都営バス有)
- 国電上野駅・御徒町駅下車徒歩10分



- | | | |
|------|-----|----------|
| 第1会場 | 2 F | 第1教室 |
| 第2会場 | 1 F | 第2教室 |
| 第3会場 | 地階 | 第3教室 |
| 控室 | 2 F | 第22特別演習室 |
| 受付 | 2 F | EV前 |



■ 第 I 会場

(I-1~I-71)

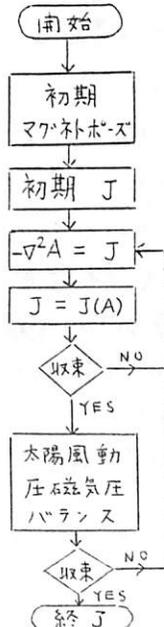
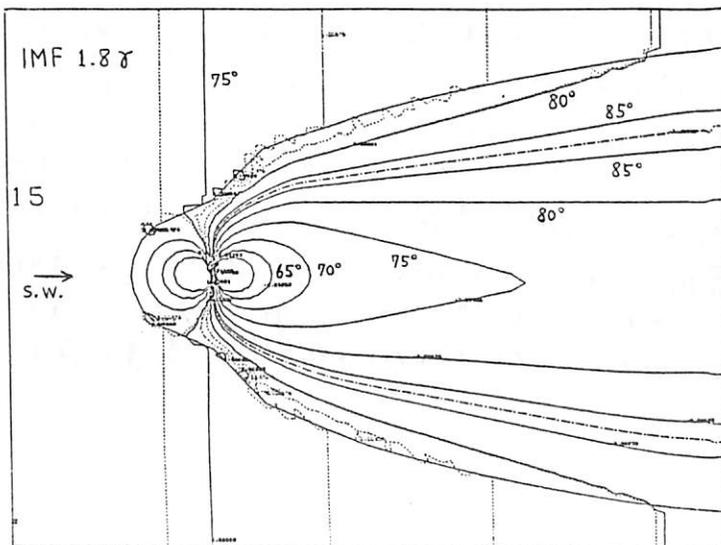
I-1 太陽風圧と IMF を考慮した 2次元磁気圏
のモデリング

田中高史
(電波研)

方程式 $-\nabla^2 A = J$ の解 $A(x, z)$ を知ること、境界上で A および $\frac{\partial A}{\partial n}$ を知することは等価である。よって方程式 $-\nabla^2 A = J$ を解く代わりに、境界上での A , $\frac{\partial A}{\partial n}$ に対する方程式を解く。
 $u = A$ とし、境界上で離散化された u を $\tilde{u} = (u_i)$ と書くと方程式は $A\tilde{u} = B\frac{\partial \tilde{u}}{\partial n} + C$ となり、ベクトル C が J の汎函数となる。ここで境界値 \tilde{u} と $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial n}$ のうち半分は既知であり半分は未知であるが、マグネトポーズ上で $\tilde{u} = \text{定数} \times \mathbf{1}$ とおくと同じ磁気圏に対する解が得られる。一方マグネトポーズ上で $u = u(x, z)$ とすれば、適当な IMF とつながった解が得られる。IMF は 100% 磁気圏内に入るとし、逆に磁気圏磁場は 100% シールドされるとすれば、 u として IMF のベクトルポテンシャルを与えればよい。得られた A は最初に与えた J と $J = J(A)$ の関係を必ずしも満たしていないので、 A から $J = J(A)$ を計算し、再び上記のプロセスをくり返す。このプロセスが収束すれば $\nabla p = J \times B$ を満たす解が得られる。

上記の解法は任意の形状のマグネトポーズに関して解けるということが特徴である。そこで太陽風圧と磁気圧バランスをイテレーションで計算できる。下図にこの方法により $\nabla p = J \times B$ を満たし、かつ太陽風との圧力バランスを満たす磁気圏を計算するためのフローチャートと得られた結果の一例を示す。ここでダイポール磁場はテイルでの磁場を適当な値にするため地表で 2.5×10^5 としてある。

テイル中での赤道面電流密度を大きくすると、全体としてテイル型になるが、この時マグネトポーズが拡大することにより、そうテイルらしくなる。しかしながらマグネトポーズ拡大のためロープの磁場はさほど強くなる。さらに IMF 南向きとするといふそうテイルらしくなり、かつプラスマシートが薄くなる。夜側静止軌道付近では夜側成分はテイル電流増加に伴い減少し、この減少もマグネトポーズ拡大により加速される。カスプ赤道側位置は、真空解では 79.6° であり、下図と同一の赤道面電流を与えた同じ磁気圏では 74.6° であり、下図では 74.3° である。さらに $V = \int \frac{dl}{|B|}$, $\frac{d}{dt}(pV^{5/3}) = 0$, $\frac{dA}{dt} = 0$, $E = -\frac{\partial A}{\partial t}$ とすると磁気圏対流が計算できるが、今後の課題であろう。

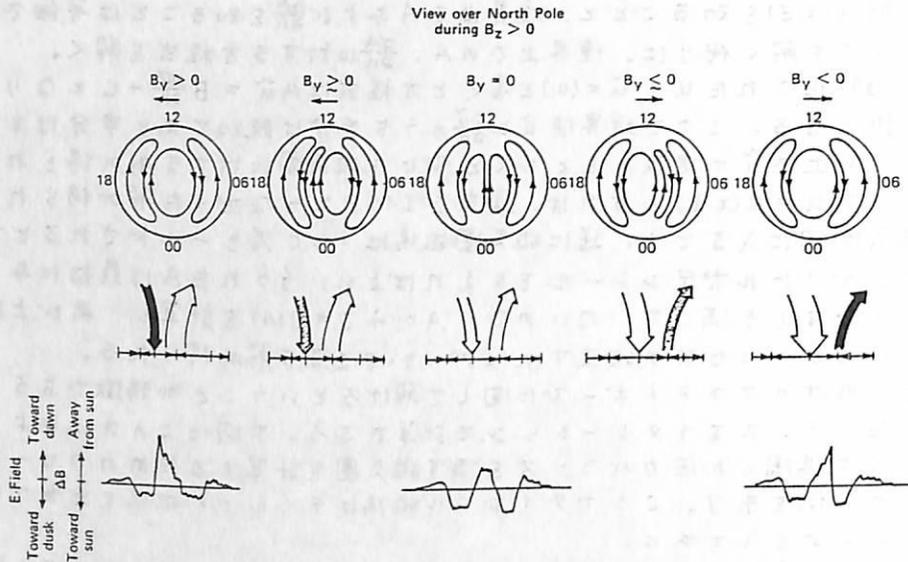


二重イテレーション
のフローチャート

極域磁気力線電流・プラズマ対流の南北非対称性

飯島 健・芝地貴夫 (東大理)

(Potemra, 飯島
他, J.G.R., 89
1984 1-53)

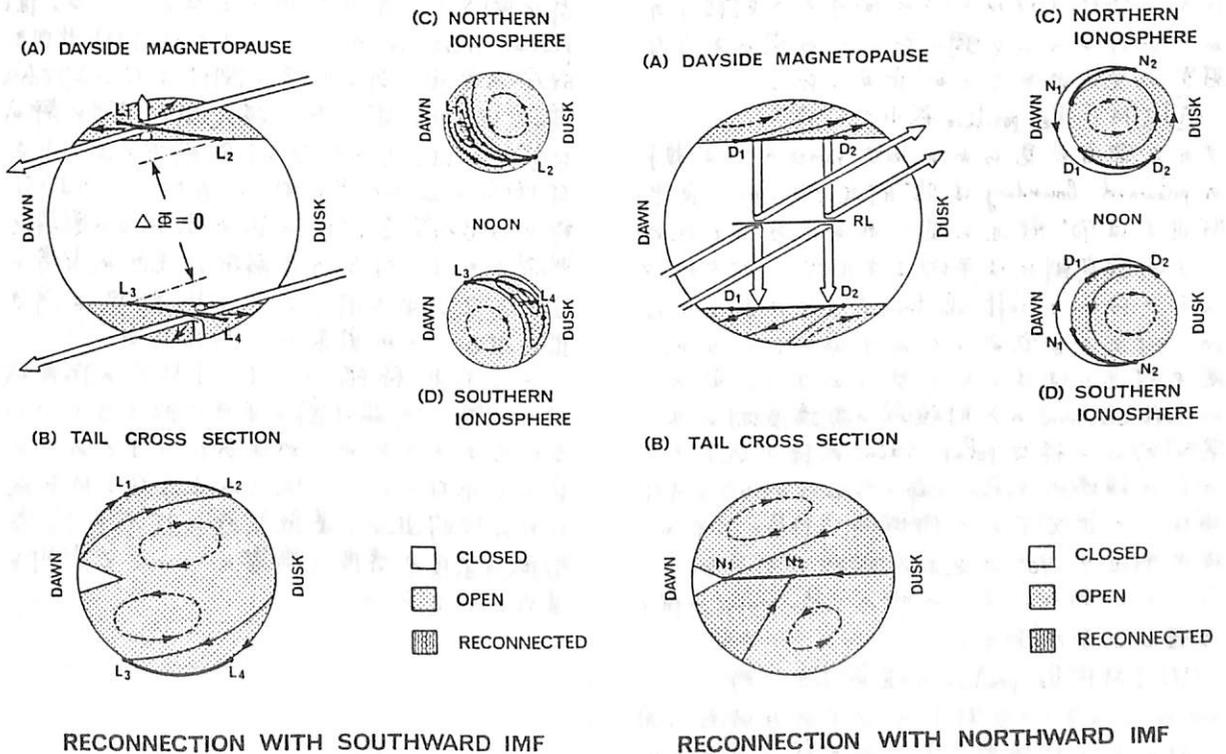


IMF が北向の時に観測される磁気力線電流電場は IMF B_y 成分に依存して一貫したプラズマ対流パターンに合致する(付図)。プラズマ対流(上段), 電場と南北磁気力線電流分布(中段), 朝方-夕方の子午面に沿った人工衛星で観測した主磁場に通角方向の磁場強度と電場プロファイル(下段)の北半球における相関を可視化する。IMF B_z が北向の時とは Region 1, Region 2 磁気力線電流は存在するが(図)には省略されている。IMF B_y が小さい時は、この相関がプラズマ対流電流は真昼-真夜中子午面を境に反対向きになる。IMF B_y が正(下向き)の時、午前側のプラズマ対流電流は午前側に遅延し、午後側の電流は遅延する。このパターンは真昼-真夜中子午面を境に反転して IMF B_y が負の電場パターンとなる。

IMF B_y 成分が正(下向き)の場合、極域対流電流は、磁気力線電流の単一対流電流の方向に一致する傾向がある。南北磁気力線電流パターンは IMF B_y が正(下向き)の時、対流電流の分布は B_y に沿って存在する。午後側は、対流電流の遅延した部分で、南北磁気力線電流強度は最大、対流電場も最大、及右側の電磁層電流が存在し、このプラズマ対流の遅延が原因である。今回の相関性をより多角的に (IMF B_y が長時間にわたって正(下向き)に維持される場合、この相関性がより顕著になる) という仮説を提示し、プラズマ対流の遅延が原因である可能性を考察する。

西田 篤 弘 (宇宙研)

木星磁気圏の活動度が太陽風に影響されていることは、木星の non-Io-related デカメーター及びヘクトメーター放射の強度が太陽風パラメーターに直接又は間接に依存していることによつて示されている(大家・森岡、寺沢ほか、Desch ほか)。太陽風の強い支配のもとにある地球の磁気圏の場合、惑星間空間磁場(IMF) とのリコネクションがエネルギー流入の主要な機構であると考えられている。地球磁気圏に比較して木星磁気圏は回転速度が速く、また電離層磁場強度と IMF強度の比が大きい。しかしこの条件のもとでも、木星磁場と IMFとのリコネクションを準定常過程として取扱えることを示すことができる。下図はリコネクトした磁力線の形状(パネルAの太い矢印)とリコネクションによって生ずるプラズマ対流の流線を描いたものである。パネルAは太陽側からみた磁気圏の表面、パネルBは尾部断面を太陽側からみたもの、パネルC及びDは北と南の電離層である。OPEN 磁力線のなかに not-recently-reconnected のものがあることと、IMF とリコネクトしない内部の磁力線の中にも尾部でリコネクションをおこすものがあることが特徴的である。



巻田 和男
拓殖大学

一般に IMF Bz 成分が正であるとき、地上の地磁気活動は弱く、静かな状況にあると言われている。ところで磁気圏全体から見れば、本当に静かな状態というものは、太陽風がどのような時に起こるのかわからない。そしてまたその時の磁気圏の形状はどのようなものか、このような疑問に答えるため、ここでは一般に静かな状態と思われる例として AE index や Kp index を用いて選り出し、その各々の例について IMF や solar wind と入射粒子との関係について調べてきた。以下解析の一部を述べる。

地磁気活動の弱い例として上のようにして選り出すと、その期間の IMF の Bz 成分は大部分北向きではあるが、その大きさに違いが見られる。すなわち IMF Bz positive の絶対値が大きい場合 (ここでは 5γ 以上と (正) と小さい場合 (3γ 以下) とに分けて入射粒子の降り込みについて調べたところ次のような相違が見られることがわかった。

① IMF Bz positive が小さい時
夕方や朝方に見られる keV range のオーロラ粒子の poleward boundary は 75° 付近に見られ、夜中附近では 70° 付近に見られる。そしてそれより高緯度側には平均エネルギーが 500eV 以下ぐらいの soft electron が夕方や朝方では 60° 付近まで広がって降り込んでいたり、夜中附近ではほとんど見られない。更にこの soft electron の入射領域の高緯度側には、空間的に一様な polar rain が降り込んでくる (この領域が polar cap と考えられる)。すなわちこの状況下での特徴は、polar cap が夜中附近で 70° 付近まで広がっているということである。又この時の polar rain の flux は低いようである。

② IMF Bz positive の値が大きい時
keV range のオーロラ粒子の降り込み領域は①と似たような領域で見られるが、それより高緯度側に見られる soft electron の降り込みに大きな差が見られる。すなわち、このよ

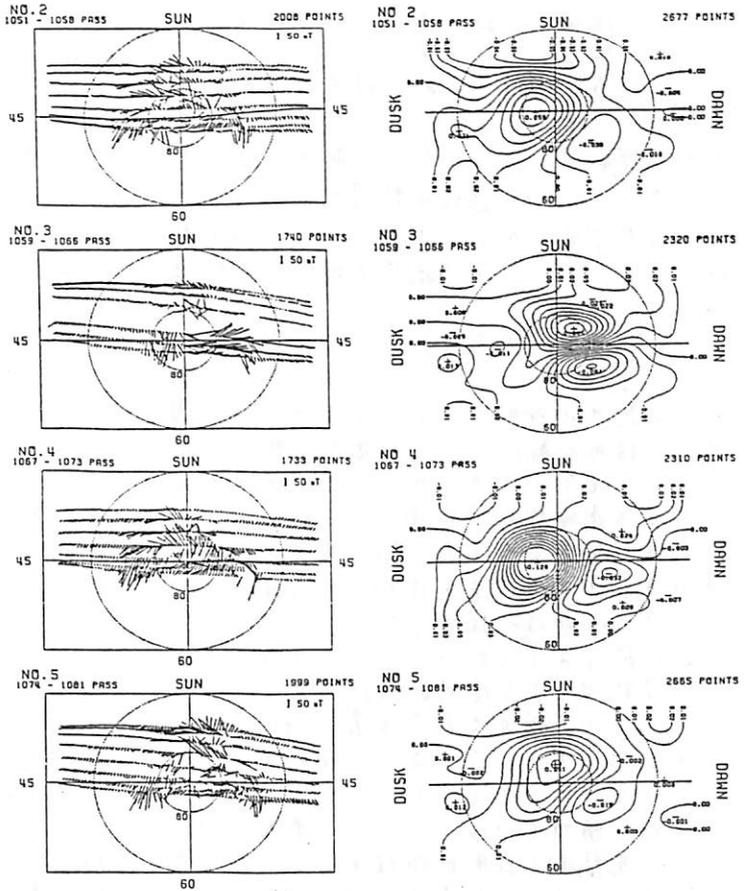
うな時には、polar cap 域をほとんど埋め尽くすように soft electron の入射が見られ、polar rain の降り込み域は、ほとんど見られないか、見られても極附近の狭い範囲に限られる。更にこの soft electron の領域を詳細に見ると、昼間側の cusp 的な粒子 (平均エネルギーが特に低い) がオーロラ帯のすぐ高緯度側に昼から夕方及び夜朝方に向けて見られ、その高緯度側に空間的に変動の激しく、平均エネルギーが非常に高い (~500eV) soft electron の入射領域が見られる。

このように IMF Bz positive 成分の大きさの違いにより入射粒子のパターンに顕著に異なっていることが明らかになり、この点について筆者は、IMF 北向き成分の増大は磁気圏の cusp や polar cap 域の形状を大きく変えるという点で磁気圏の擾乱に関与するものがあると考えている。但し plasma sheet のダイナミクスは IMF 北向き成分の変化とあまり強い関係はないようである。従ってはじめに述べた、磁気圏が本当に静かな状態とは、IMF Bz 成分が正より小さい場合に近いと思われる。もちろんこのような時には Bz 成分以外の Bx や By 成分の影響を無視できなくなるので解析上注意が必要となる。又それを用いて Bx や By 効果を浮き出させることが出来ると思われる。

ともあれ極限的には、IMF の強度が 0 の状態こそ磁気圏の基底状態を示していると言えよう。これはあたりまえのことかもしれない。今後このような IMF が 0 に比較的近い、基底状態の状況下で、太陽風の密度や速度の影響についてと解析を進めていく。

山内正敏、若木徹、森森俊彦、亀井豊永
 京大・理学部

IMF-By に依存した昼側 CUSP 領域における磁場擾乱の半日変化を、MAGSAT(1979年11月-1980年5月)の観測値を用いて調べた。その際、半日分の DATA を同時に用いて、Vector potential の1つの図を得た。用いたdataは、MAGSAT,INTESTIGATOR-B の tape に収納されているものである。解析の結果、(1) CUSP 領域での磁場擾乱が、IMF-By の正の時と負の時とで対称でなく、(2) この擾乱が刻々の IMF-By の値に依存し、(3) 地磁気座標で見ると、北磁極が午前側にある時と午後側にある時とでは磁場擾乱のパターンが異なる、ということがわかった。



1/9 (0510 UT) - 1/11 (0405 UT)

↑ IMF-By が正の値で連続した時の、典型的な磁場擾乱のパターン。左図は擾乱場をそのままPlotしたものの、右図は左図をもとにして算出したベクトルポテンシャルの等ポテンシャル線。左図では見えにくい、1つとびのパターンの類似が、右図では見やすくなっている。

← 解析結果のまとめ。By が変動していたり、負の値をとったりした為に、極域が大きく擾乱した直後でも、By によるパターンが見えてくる例がある。さらに、北磁極が、地理的に午前の時と午後の時とでパターンが異なる例がある。

日付	By	total	Byのパターンの見えた数	Byのパターンが見えなかった例	擾乱のあとにパターンが見えた例	午前と午後の差のある例
(a) 11/12~11/13	+	3	1			
(b) 11/14~11/15	-	3	2		○	
(c) 11/21~11/23	+	4	4			○
(d) 11/25~11/26	-	3	2	×		○
(e) 11/26~11/28	+	7	6			○
(f) 11/30~12/3	+	7	3		○	
(g) 12/14~12/16	+	5	2			
(h) 1/9~1/12	+	7	6			○
(i) 1/14~1/17	+	7	2	×	○	
(j) 1/29~2/2	-	10	6	×	○	○
(k) 2/9~2/14	+	9	7		○	

ケルビン・ヘルムホルツ不安定

三浦 彰
東大理

太陽風から磁気圏内の運動量・エネルギー輸送の過程を考えた上でマグネトポーズ境界で生起する動的現象の理解が欠かせない。現在までの所、太陽風から磁気圏内の運動量・エネルギーを輸送する過程として主に二つの過程が提唱されてきた。一つは昼間側マグネトポーズ上での磁気再結合でありもう一つは磁気圏境界での粘性相互作用である。

今まで磁気圏境界に存在する速度シアーによ、ケルビン・ヘルムホルツ不安定が励起され運動量・エネルギーの磁気圏内の粘性の輸送に一つの重要な役割を果たすことを示して来たが、今までのモデルでは磁気圏境界内で磁場とプラズマの分布は一様と仮定して来た。然しなから現実のマグネトポーズ境界を横切、この磁場とプラズマの分布は一様ではなく、マグネトポーズに於けるケルビン・ヘルムホルツ不安定の可能性のより現実的な評価とマグネトポーズ近傍で観測される現象の解釈の上で現実的なマグネトポーズでの磁場とプラズマの分布に対してケルビン・ヘルムホルツ不安定の解析を行なうことが必要である。

昼間側で比較的低緯度のマグネトポーズ領域では、磁気圏側で磁場はマグネトシースの流れにほぼ垂直であり、マグネト

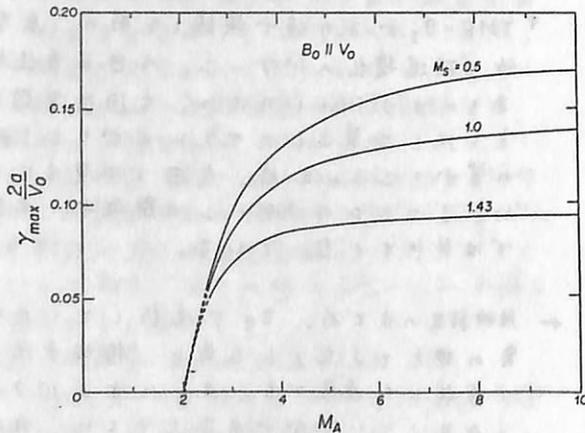
シース側では磁場はIMFの変化と共に変化する。そこでマグネトポーズを切線不連続面と仮定し、速度シアーは

$$V_{0y}(x) = V_0 \tanh(x/a)$$

で与えられるものとする。

一様なプラズマ中では下図の成長率 (γ_{max}) - アルフベンマッハ数 $M_A (=V_0/v_A)$ の曲線に示されているように磁力線の張力による安定化のためにケルビン・ヘルムホルツ不安定は速度に平行な磁場の成分によ、定義されたアルフベンマッハ数が2を越えないと起こらない。現実の昼間側低緯度マグネトポーズ境界付近では磁気圏側の磁場が強くマグネトシースの流れが磁気圏内の磁場と平行な大きな成分をもつモードは磁力線の強い張力によ、安定化される。

そこで磁気圏側では磁場がマグネトシースの流れに垂直、マグネトシース中の磁場がIMFによ、決まる場合についてケルビン・ヘルムホルツ不安定のMHDのシミュレーションを行な、た。一般に流水が磁場と厳密に垂直でない場合には、不安定モードでは高速磁気音波成分と低速磁気音波成分が結合しているが、今回のモデルでは磁気圏側では流水が磁場と垂直なために高速磁気音波的な成分が卓越しマグネトシース側ではIMFと流水の方向の相互関係により磁場が流水と平行な場合には低速磁気音波的な成分が卓越し磁場が流水と垂直な場合には高速磁気音波的な成分が卓越する。



友村 清 , 桜井 亨
(東海大、工)

前回の秋の学会では、低緯度 Magnetosheath での磁場変動 (0.01~0.06 Hz) の空間的特性について述べ、その発生機構として、Magnetosheath における温度異方性 ($T_{\perp} > T_{\parallel}$) による不安定性が考えられることを示した。しかしながら、地上や磁気圏内で観測される Pc3-4 帯の脈動は、太陽風パラメータ (V_{sw} , $\theta \times B$, B_{IMF} etc.) との相関関係より、その Source として、Upstream Wave があげられている。従って、その伝播経路である Magnetosheath の Source としても、Upstream Wave の存在は重要になってくる。

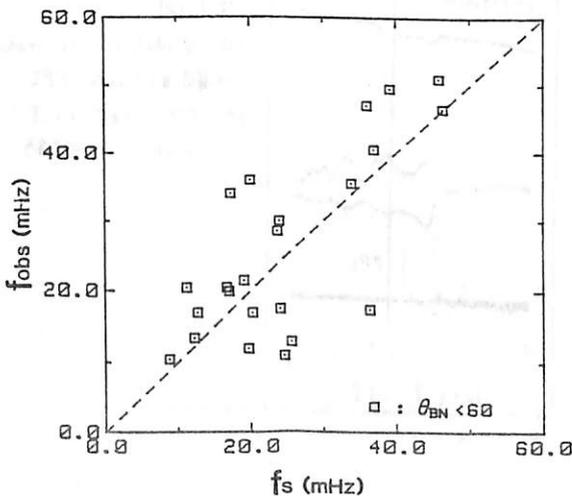
今回は、IMP-5 の昼側での Magnetosheath における磁場データ (2.56秒値) と、惑星空間磁場として Explorer-35 (月周回軌道衛星) の磁場データ (82秒値) を用いて、Upstream Wave と Magnetosheath の磁場変動との関係を明らかにした。太陽風プラズマデータ (速度、密度、温度) として、1時間値 (Interplanetary data bookより) を用いた。解析では、Upstream Wave と Magnetosheath の磁場変動を直接比較するのではなく、Watanabe and Terasawa (1984) Takahashi et al. (1984), Yumoto et al. (1984) によって用いられた共鳴モデルから予測される Upstream Wave の周波数を求めて、これらと Magnetosheath で観測された周波数とを比較した。その結果は、図1および2に示す。 θ_{NB} は、Bow shock normal vector と IMF とのなす角、横軸の f_s は Upstream Wave の共鳴モデルより求めた周波数で、縦軸 f_{obs} は Magnetosheath で観測された周波数である。Upstream Wave は、一般に $\theta_{NB} < 50-60^\circ$ 、すなわち quasi-parallel shock で発生しやすいことが言われている。図1は、共鳴モデルより求めた周波数とよく一致しており、また $\theta_{NB} < 60^\circ$ であることから、Source として Upstream Wave と考えられる。図2では、モデル周波数と相関がないことから発生機構が異なり、Magnetosheath origin と考えられる。

(参考文献) Takahashi et al., J.G.R., 89, 2770, 1984.

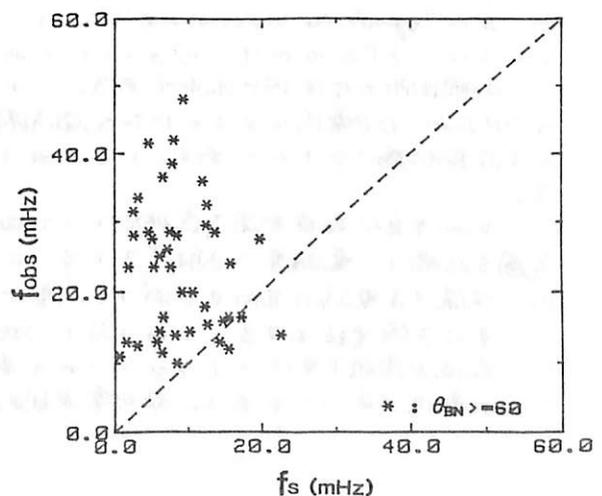
Yumoto et al., J.G.R., 89, 9731, 1984.

Watanabe and Terasawa, J.G.R., 89, 6623, 1984.

[図1]



[図2]



菊池崇* 荒木徹**

*郵政省電波研究所 **京都大学理学部

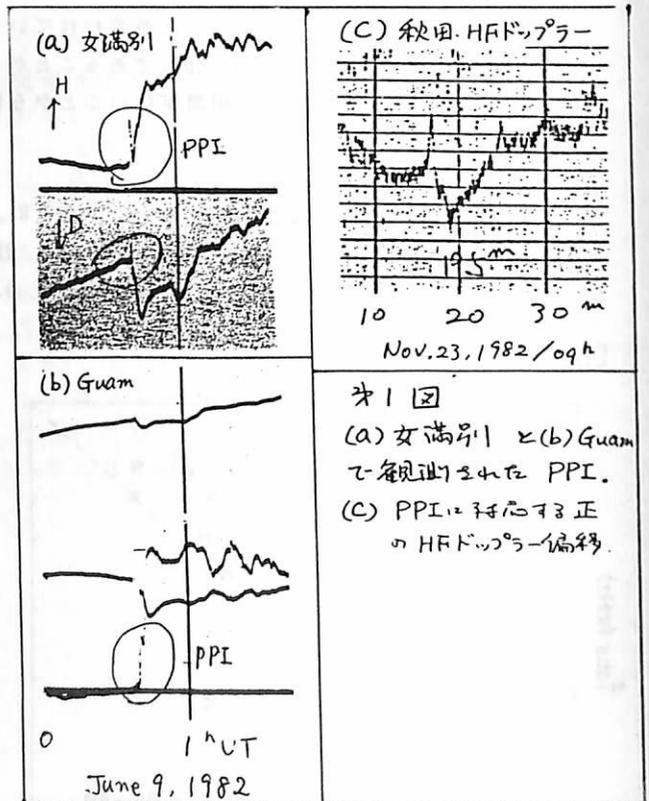
前回の本講演会で紹介したように、女満別において昼間、SSCの立ち上がり部分で、継続時間が約1分のインパルス状磁場増加がしばしば現れる。正負の違いを除くとSSCのPRI (Preliminary Reverse Impulse) と似た現象を呈するのでPRI同様に電離層電流によってつくられる可能性を指摘した。しかし、今回、この正の初期インパルス(PPI: Positive Preliminary Impulse)がGuamでも同時に出現した例について"equatorial enhancement"の有無を調べ、また、秋田電波観測所でのJJYのドップラー観測に現れたインパルス状周波数偏移により、PPIに付随する電場を調べた結果、PPIが電離層電流によるのではなく、磁気圏から磁気流体波によって伝えられたものであることを示す。

1982.4月~1983.5月の1年あまりの間に女満別において10例のPPIが観測された(※1図(a))。このうちの2例においては、Guam (4.4°GML)でも観測された(※1図(b))。もし、PPIが極域電離層に電流源を持つDP電流系によってつくられるならば、昼間赤道において、その振幅が中低緯度と比べて顕著に大きくなるはずである。PPIがGuamにも現れた2例において、DP電流の向きがあるMain ImpulseのGuamと女満別との比は1.6と1.8であり、明らかに"equatorial enhancement"がある。しかるに、PPIの比は1.09と1.03であり、両観測所でほぼ同じ振幅である。これはPPIがDP電流によるのではなく、磁気圏から直接伝播したものであることを示唆する。

北向に変化磁場が磁気流体波として磁気圏を伝播し、電離層へ入射すると、これに付随する電場は南向きであり、F層プラズマは下降運動をする。これに対し、北向磁場が電離層電流によりつくられる場合には電場は東向きである。秋田電波観測

所でのHFドップラー観測データには、PPIに対応して、10例のうち8例にインパルス状ドップラー偏移が観測され、うち7例が正のドップラー偏移であった。その1例を※1図(c)に示す。正のドップラー偏移は南向電場によるF層プラズマの下降運動が原因であり、PPIが磁気流体波によって磁気圏から伝播したことを示している。

結論: "equatorial enhancement"は見られないうえ、付随する電場が南向きであるという性質によって、昼間の女満別とGuamで観測されるPPIは磁気圏境界電流により、あるいは、SSCの磁気圏伝播の過程でつくられたもの、中低緯度電離層へ入射し、地上で観測されたものと考えられる。



I-9 SSC 時 HF ドップラー 法により低緯度で

観測された DP 電場

菊池 崇

郵政省電波研究所

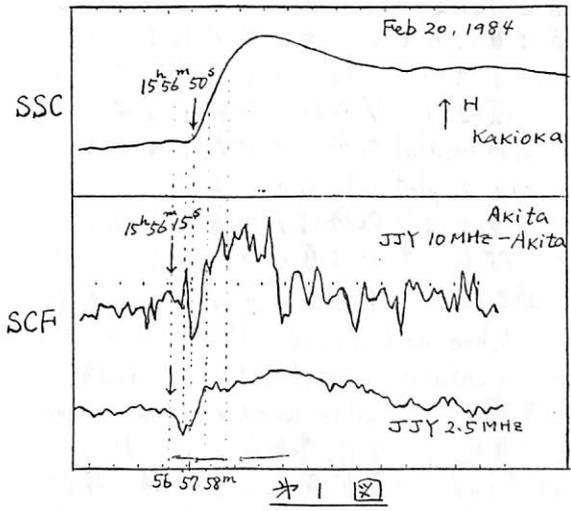
SSC に付随する電場は磁気流体波によって直接低緯度へ、あるいは、磁力線沿いに極域へ伝えられたのち、DP 電流系を伴って同時に低緯度及び赤道へ伝えられる。低緯度マグネトグラムには PRI (Preliminary Reverse Impulse) などの DP 場はほとんど現れず、磁気流体波によって伝えられた DL 場のみが観測される。しかし、HF ドップラー観測によって、DL 場に伴う電場 (誤り) のみならず、DP 場に伴う dusk-to-dawn (PRI) や dawn-to-dusk 電場 (MI) の存在が指摘されている (Kikuchi et al. 1985, JGR)。

今日、低緯度へ伝わる DP 電場の性質を詳しく知るために、秋田電波観測所において 10 秒の精度で観測した HF ドップラー 偏移と、稚田地磁気観測所で 1 秒の精度で観測した SSC を比較した。本 1 図に SSC とこれに対応する HF ドップラー 偏移 SCF (+) の例を示す。SSC は 15^h56^m50^s に開始したが、SCF の負の PFD (Preliminary Frequency Deviation) は 3.5 秒前の 15^h56^m15^s に開始し、SSC 開始時刻付近で最大値となる。磁場の急激な増加に対応して HF ドップラー 偏移は正となり、磁場がピークに達したあと正のドップラー 偏移が継続する。本 2 図に、SSC に対応してドップラー 偏移が (-) (+) (-) と変化した例を示す。磁場は 11^h01^m45^s に増加し始めたが、負のドップラー 偏移はその前の 11^h01^m に開始し、11^h01^m20^s にピークに達した。磁場の急激な増加に対応してドップラー 偏移は正となり、11^h02^m20^s にピークに達し、以降は大きく減少している。この例の場合には、SCF (+) の正の PFD の前にもう一つの負の PFD が発生したと考えられる。

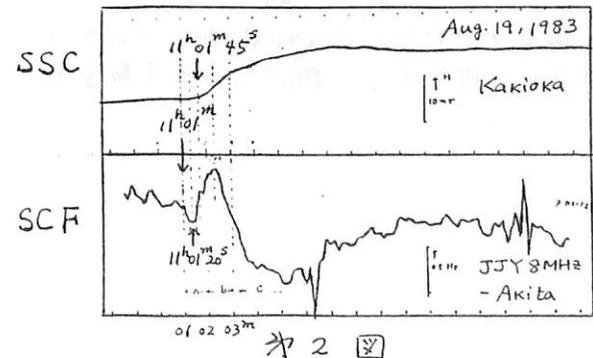
以上の結果、負の PFD は SSC の磁場増加 (MI) の前には出現していることから PRI 電場に、また、急激な磁場増加に対応する正のドップラー 偏移は 磁気誘導電場に起因すると結論できる。また、PFD のあと数分間継続する MFD (Main Frequency Deviation) は DP_{MI}

の電場は起因すると考えられる。これら 3 種類の電場の到達時刻の差は電場の発生と伝播に因して次の事を示唆する。磁気圏が圧縮されたとき磁気圏境界内側にできる dusk-to-dawn 電場は Alfvén モードで磁力線沿いに極域へ、また fast モードで低緯度へ伝えられるが、Alfvén 速度の違いにより極域へ先に到達し、かつ、地球電離層導波管モードによって急速に低緯度へ伝えられるために、磁場増加が開始する前に観測される。DP_{MI} 電場の遅れと継続時間の長さは、磁気圏対流電場が強められたことを示唆する。

謝辞 稚田の地磁気データを使用するにあたり、桑高正幸、上井哲夫両氏の助力があったことを記し、謝意を表します。



本 1 図



本 2 図

静止衛星で観測されたSCのamplitudeの季節変化について

永野 宏、荒木 徹
(岐阜大) (京大理)

前回の講演では、我々は、SMS-GOESシリーズの静止衛星で夜中に観測されたSCのamplitudeについて顕著な季節変化が見られることを明らかにし、これらの季節変化は McPherron and Barfield (1980) により提唱された磁気圏尾部での季節効果による model で説明できることを明らかにした。今回は、昼間にSMS, GOESで観測されたSCのamplitudeの季節変化について調べた結果を報告する。

図1は、LT 0930 から 1430 迄の間に静止衛星で観測されたSCについて、地磁気座標でのH成分のamplitudeをHonoluluでのH成分のSC amplitudeで normalize した値を Julian day で plot したものである。その値は夏に大きく、次に冬が大きくて、equinoxでは小さくなっている傾向が見られる。図2は、V成分(地磁気座標での地球方向のradial成分)の初動の変化を、Julian day で plot したものである。この図から、夏ではV成分は正の変化を示しているのに対し、冬では負の変化を示し、全体的に明らかに季節変化があることがわかる。Choe and Beard (1974) の magnetopause surface current より求めた磁場の model を用いて、solar wind の dynamic pressure の変化による磁場変化と、これらのSC amplitudeの季節変化とを比較、検討をする。また同時に、朝方、並びに、夕方観測されたSCのamplitudeについての季節変化に対しても、調べた結果を報告する。

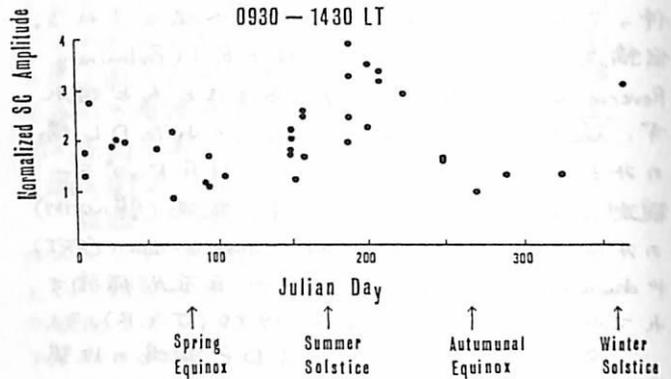


図 1

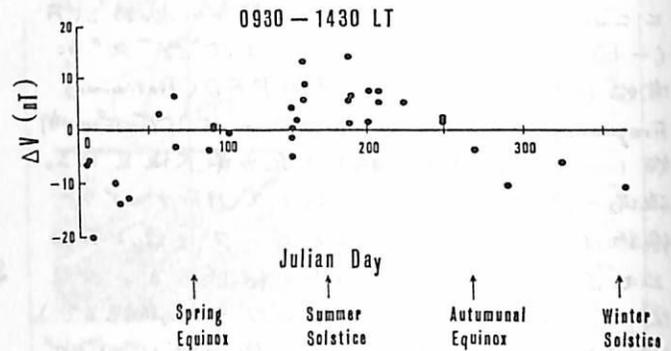


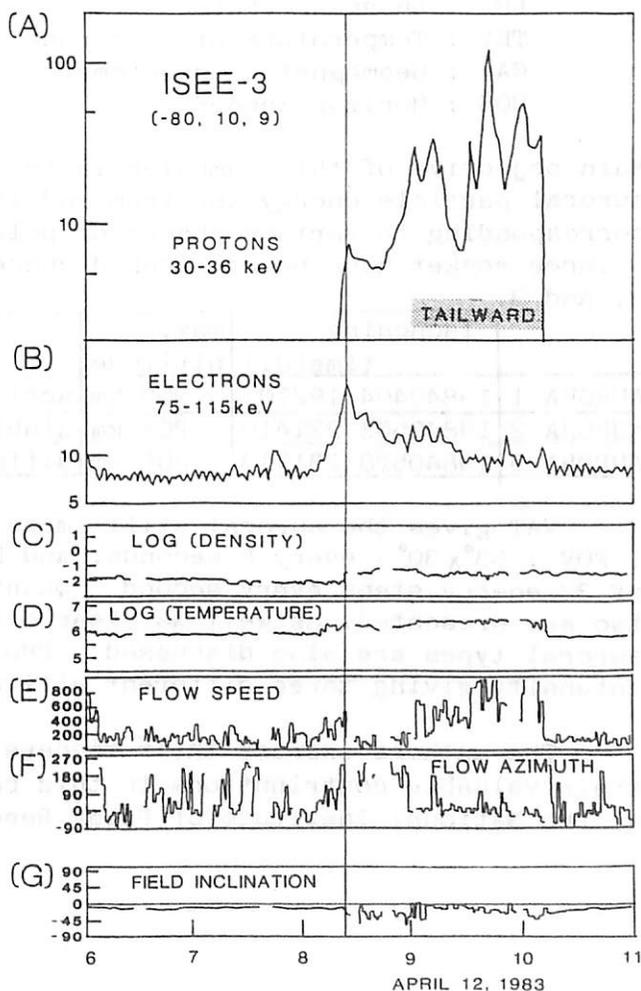
図 2

A. Nishida, M. Scholer, T. Terasawa (ISAS), S. J. Bame (LANL),
 G. Gloeckler (U. Maryland), E. J. Smith (JPL) and R. Zwickl (LANL)

Basic signatures of reconnection in the Earth's magnetotail are the southward polarity of the magnetic field and the tailward flow of plasma. Analysis of these signatures has led to a widely accepted view that reconnection occurs at two places, namely in the near tail (radial distance R : about $15 R_e$) and in the distant tail (R : 100 to $200 R_e$). The former is transient and substorm associated, while the latter is a more persistent feature.

This paper reports that there exists one more kind of reconnection in the magnetotail. Figure presents ISEE-3 data obtained at R of about $80 R_e$. Starting from the time indicated by the vertical line, the field inclination (G) turned deeply southward demonstrating that reconnection has taken place earthward of the observing site, but, unlike reconnection signatures documented in the past, the flow speed (E) did not increase. Count rates of energetic particles (A and B) increased, however, and the energetic electron flux peaked at the time of the deep southward turning of the magnetic inclination. Start of the tailward flow was recorded about 30 minutes later (E) when the tailward directed ion anisotropy (A) was also detected.

Reconnection signatures of this kind are observed quite frequently when ISEE-3 was earthward of about $100 R_e$ but not beyond. Our interpretation is as follows. A neutral line of the third kind is produced somewhere between $40 R_e$ and $90 R_e$. Tailward flow from this neutral line cannot develop as it is blocked by the backpressure from the distant neutral line. This neutral line is almost dormant with regard to the generation of the fast tailward flow. Then about 30 minutes after the initiation of the above, the near-tail reconnection begins and the blocking effect of the distant neutral line is overcome. The onset of the tailward flow corresponds probably to the onset of the substorm expansion phase as identified by the near-tail observation. We have also found by simultaneous ISEE-1 observations that the plasma sheet at R of less than $15 R_e$ expands when the strong tailward flow disappears at R of 80 about R_e . This supports the association of the plasma sheet expansion with the substorm recovery phase.



AURORAL PARTICLES AND IMAGES OBSERVED BY SOUNDING ROCKET AURORA 1, 2, AND 3 AT SYOWA STATION, ANTARCTICA.

Ejiri, M (NIPR), 25th JARE (Japanese Antarctic Research Expedition) rocket team.

The 25th wintering party of Japanese Antarctic Research Expedition has been assigned to perform three sounding rocket experiments using S-310JA-8, 9, and 10 rockets. Installed instruments are :

VAT : Visible Auroral Television
 PHO : Photo-multiplier
 ESP : Energy Spectrum of Particles
 NEL : Number of Electrons (Impedance Probe)
 LP : Langmuir Probe
 TEL : Temperature of Electrons
 GA : Geomagnetic Aspectometer
 HOS : Horizon Sensor

Main objective of this campaign is to clarify the causality between auroral particle energy spectrum and its images of auroral emission, corresponding to various phases of polar substorm activities.

Three rocket have been launched successfully and named as AURORA 1, 2, and 3.

	launching time(UT)	max. altitude	aurora	substorm phase
AURORA 1	19840404 192701	202 km	active aurora($\sim 30\text{kR}$)	break up
AURORA 2	19840503 221410	204 km	stable arc ($\sim 2\text{kR}$)	pre-break up
AURORA 3	19840528 231713	209 km	diffuse aurora($\sim 2\text{kR}$)	post-break up

VAT gives the auroral still images of 100×100 pixels (FOV : $53^\circ \times 30^\circ$) every 6 seconds, and ESP observed particle fluxes of 32 energy steps every second. Quantitative relations of these two are presented, as well as clear differences between different auroral types are also discussed. PHO measures 427.8 nm emission intensity giving three different altitude profiles of the emission.

The authors express their sincere thanks to all co-workers for their valuable contributions to this campaign. All data are available at the National Institute of Polar Research in Japan.

南極昭和基地におけるCCDオーロラテレビ観測 (速報)

小野 高幸、 角村 悟、 江尻 全織、 平沢 威男
 (国立極地研究所) (地磁気観測所) (国立極地研究所) (国立極地研究所)

序) 第25次日本南極地域観測隊では、CCDを用いた新しいオーロラテレビカメラを使用し、種々のオーロラ輝線によるオーロラ画像の観測を実施した。観測は、ロケット(S-310JA-8、9及び10号機)との同時観測、人工衛星(EXOS-C及びISIS-2)との同時観測、アイスランドとの共役点同時観測、及び立体観測について集中的に行われ、貴重なデータを大量に取得することができた。ここでは、これらの観測の概要について速報したい。

観測装置) CCDオーロラTVは、イメージ増倍管とCCDを用いた超高感度のオーロラテレビカメラシステムであり、特に光学系に干渉フィルターを用いて、オーロラ輝線によるオーロラ画像を得る特徴がある。更にデータの記録方式として、VTRを用いたアナログ記録は補助的に使用するにとどめ、PCMデジタル記録を主体とする方式が採られており、再現性の高い画像データの高速処理が計られている。観測は5577 Å、6300 Å、4278 Å、4861 Å (Hβ)、及び6300~7400 Å (N₂バンドの一部)のオーロラ輝線及びバンドについて行われ、3台のカメラを使用した場合オーロラの疑似カラー画像が得られることとなる。また、カメラを2地点に配して同じオーロラをとらえ、オーロラの高度分布を得る立体観測も実施される。

観測) 25次隊では2月22日のオーロラ初視認以後、観測器のパラメータ調整が行われ、3月20日より9月30日まで、通算76夜のオーロラテレビ観測が実施された。546例のイベントの内訳はそれぞれ、

1、 Faint Diffuse	85 例
2、 Pulsating Eveningside	27 例
3、 Stable Arc	134 例
4、 Stable Arc with Intense 6300 Å	28 例
5、 Breakup, Active	115 例
6、 Post Breakup Diffuse	17 例
7、 Post Breakup Pulsating	55 例
8、 Pulsating Dawnside	85 例

である。また、3例のロケット同時観測、14夜の共役点同時観測、16例のEXOS-C及びISIS衛星との同時観測、及び7夜の立体観測を実施する事ができた。

オーロラ X 線撮像観測用モザイク型 Si(Li) 半導体 検出器の開発

中本 淳, 村上浩三, 奥平清昭, 平島 洋(立大), 山上隆正,
太田茂雄, 西村 純(宇宙科学研), 小玉正弘(山梨医科大)

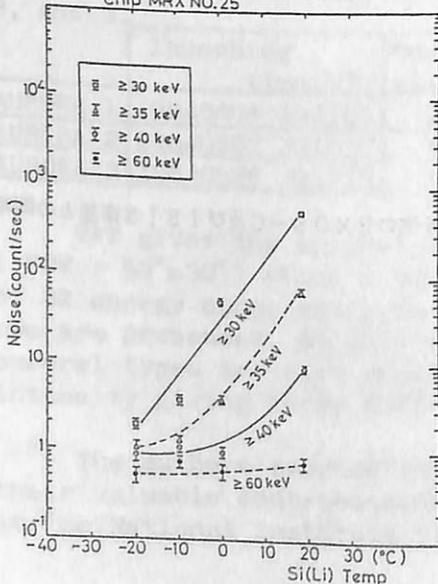
オーロラの可視光領域, 紫外領域の撮像については盛んに行われ, その *metamorphology* も進んでいる。しかしながら, 磁気圏深部の高エネルギー現象を良く反映していると考えられるオーロラ X 線については, その撮像観測はほとんど行われていない。われわれはオーロラ X 線の撮像を行うために新たにモザイク型 Si(Li) 半導体検出器の開発を行った。

Si(Li) 検出器は従来, 素粒子, 原子核, 宇宙線の分野で, 検出器のエネルギー損失が大きい(オーガーとして約 1 MeV 以上) 荷電粒子の測定に用いられて来た。オーロラ X 線の観測を行う場合, 比較的大きい Si(Li) 検出器で測定エネルギーを 10 keV オーガーまで引下げなければならず, 製作上多くの困難を伴った。オーロラ X 線撮像用として 5x5 pixels のモザイク型 Si(Li) 半導体検出器の開発製作を行った。1 pixel

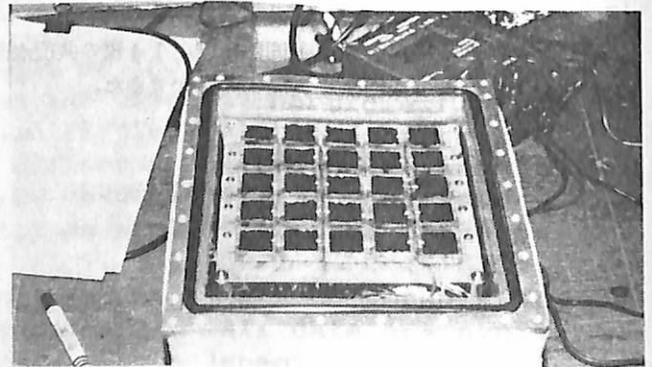
に対応する Si(Li) 検出器素子は有効面積が 18 mm x 18 mm で厚さが約 5 mm のものである。X 線に対するコレクターはピンホール型のもので角分解能が全角で 15° であり, 視野角 (FOV) は 62.3° である。観測し得るオーロラ X 線のエネルギー下限は Si(Li) の冷却効率に依存するが, -10°C まで冷却できるとして 35 keV である。本 1 回に Si(Li) 検出器の温度特性を示した。また本 2 回にモザイク型に配列した Si(Li) の写真を示した。大気 X 線による flux に比べて数 10 倍以上の flux を与えるオーロラ X 線バーストがあれば, 約 1 秒の時間分解能で撮像観測をすることが可能である。

1985 年 6 月 ~ 7 月にノールウエー, アイスランドでの気球観測が予定されており, 約 60 時間の飛行が行われる。この時, 8 管の NaI(Tl) シンチレーション検出器による撮像, 単管の NaI(Tl) シンチレーション検出器によるエネルギー, スペクトルの観測を同一気球によって行う。

Characteristics of Si(Li) Solid State Detectors for Auroral X-Ray Imaging
Chip MRX NO.25



本 1 回 Si(Li) 半導体検出器の温度特性



本 2 回 オーロラ X 線撮像観測用モザイク型 Si(Li) 半導体検出器

小倉紘一(日大生産工学), 小玉正弘(山梨医大),
平島 洋, 奥平清昭(立教大理)

気球高度で測定されたオーロラX線の空間分布像は、100Km 付近のオーロラ高度で発生した制動放射X線のそれを、必ずしもそのまま反映しているわけではない。発生点から気球高度に到達するまでに、大気中における光電効果、コンプトン散乱、トムソン散乱などのために、最初の放射方向から拡散し、いわゆる撮像ボケ(out of focus)を生ずる。このボケの程度は、発生X線のエネルギーや放射方向だけでなく、大気深度や測定方法によって左右される。更には発生源の大きさや形にも影響されるだろう。従って観測によって得られたX線像を発生高度における生の姿に焼き直すためには、このボケの程度を種々の条件に対して数量的に求めておく必要がある。

このような大気中におけるX線(光子)の伝搬過程を解くには解析法と統計法の2つの方法がある。前者は基本の反応方程式をパラメータを変えて数值的に解いていく方法であり^{1),2)}、後者は個々の光子の一生を1つ1つ追跡して、それらの統計から全体像を浮かび上がらせるモンテカルロ法である^{3),4)}。しかし、ここで目的とするのが空間分布のパターン認識であることを考えると、後者の方がよりボケ表示に適していると思われる。モンテカルロ法自身はこれまでもX線スペクトルなどの決定に利用されてきたが、パターン認識への応用例はまだ報告されていない。

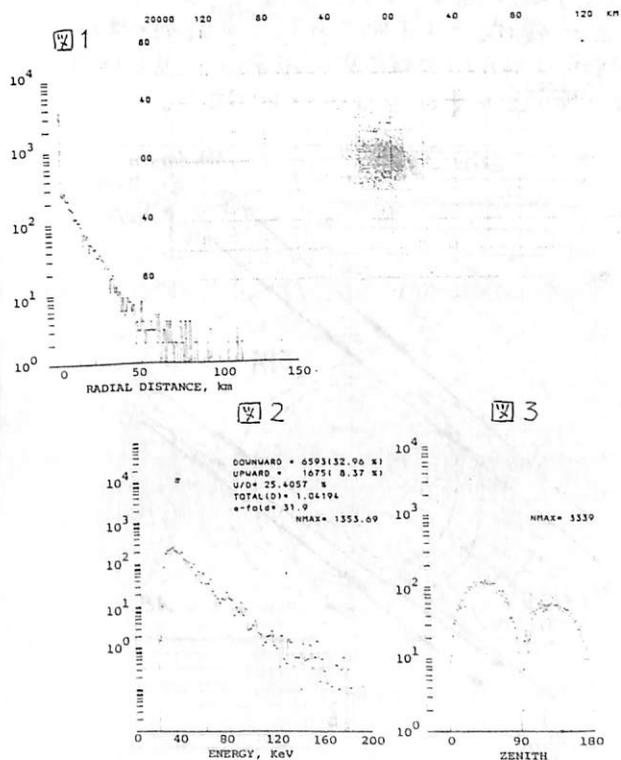
われわれは以前に、人工衛星高度と気球高度で同時に得られた太陽X線データを相互比較することによって、大気中における光子の伝搬過程をモンテカルロ法で解く方式を確立した⁵⁾。今回はこのシミュレーションをオーロラX線の場合に適用し、上記撮像ボケの程度を source function, detector response function の関数として求める。同時に、われわれが北極圏で使用する予定のX線撮像装置の場合に予想さ

れるX線強度空間分布のボケについて述べる。

下図は計算結果の1例で、100 Km 高度でE⁻² スペクトルで発生させた光子を天頂角30°で入射させた場合、6 g/cm² 高度における水平方向への拡がり(図1)、エネルギースペクトル(図2)、入射天頂角分布(図3)である。

文 献

- 1) Rees, M.H. (1964), Planet. Space Sci., 11, 1209
- 2) Kamiyama, H. (1966), Rep. Iono. Space Res., 20, 171
- 3) Pilkington, G.R. and Anger C.D. (1971), Planet. Space Sci., 19, 1069
- 4) Berger, M.J. and Seltzer, S.M. (1972), J.A.T.P., 34, 85
- 5) 小倉紘一、小玉正弘(1980), 南極資料, 69, 137



昼間側オーロラと入射粒子

鮎川 勝
(極地研)

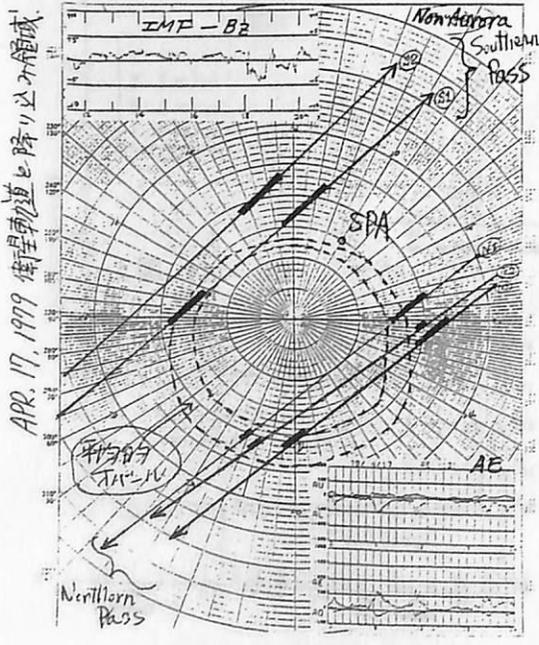
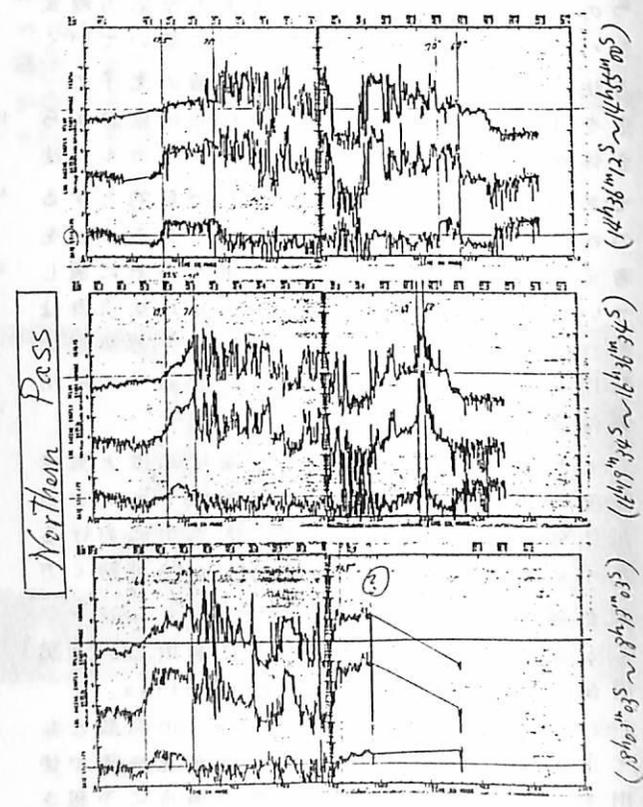
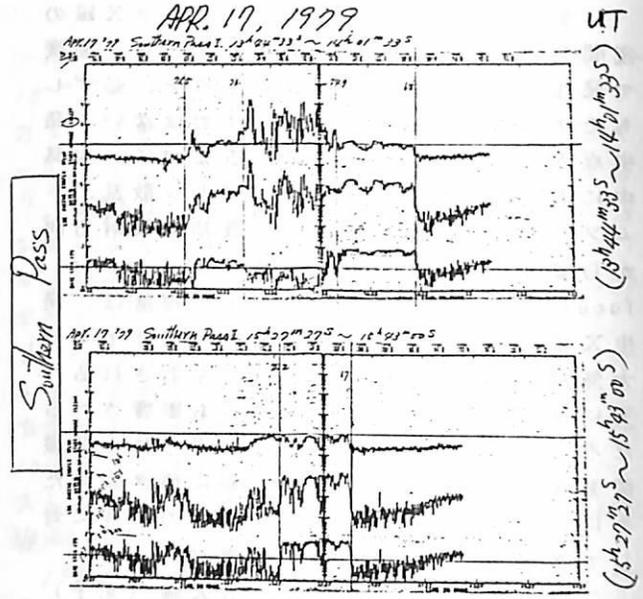
巻田 和男
(拓殖大)

国分 征
(東大理)

APR. 17, 1979

南極基地 (SPA) の全天カメラデータの多くは、10~14 MLT 間に何にかのオーロラ現象 (dayside aurora) を観測している。このことは SPA のこの時間帯にほぼ平均的オーロラ帯の近傍を周回していることから容易に理解される。

しかし midnight を中心に前後2時間の昼間側の4時間の間、SPA 全天カメラ記録上にオーロラ発光現象を全く認めることができない観測例も存在する。これらの観測例は SPA 全天カメラの視野外に Particle の入射領域が移動したために起こったのか、粒子の降り込み量の不足に起因するものなのか確かには報告はされていない。本講演では SPA 全天カメラと DMSP satellite の electron data を用いて dayside aurora の発光と降り込み粒子入射領域、入射粒子の数、エネルギーとの間にどんな関連があるのか調べて報告する。右図は SPA 全天カメラにオーロラが見えない時の electron data の例。また下図はその粒子データに基づき、降り込み領域を予測例である。昼間側の降り込み領域は SPA より低緯度側に存在するように見えると同時に降り込み量が少ないことが目立つ。



上出洋介 (京産大理), B.-H. Ahn (Kyungpook大), J. D. Craven and L. A. Frank (Iowa大), S.-I. Akasofu (Alaska大)

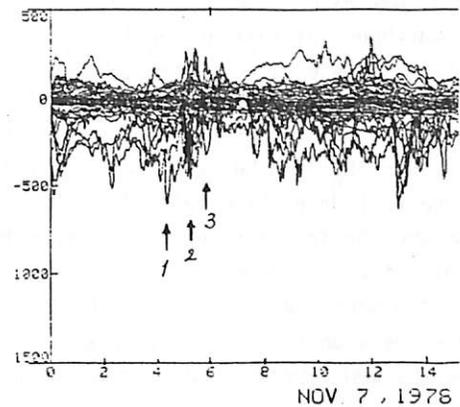
Frank et al. [1981, Sp. Sci. Instr. 5, 369]にあるように、Dynamics Explorer-1 (DE-1) 衛星は、3.65 RE を遠地点にする極軌道衛星で、最高5時間にわたって、約12分ごとに、地球の高緯度領域のオーロラ強度分布をモニターできるようデザインされている。本論文では、グローバルな電流系とオーロラ分布の関係を調べるため、1981年秋にDE-1で観測されたUV オーロライメージのデータと、地上約60カ所から得られた磁場変動データを用い、さらに前者は電離層の電気伝導度の推定に、後者はKRMアルゴリズムへのインプットとして用いる。

KRMアルゴリズムでの電流等の計算には、電離層の電気伝導度を与えることが本質的要素である。本研究では、伝導度をオーロラ強度の1/2乗に比例すると仮定している(比例係数はオーロラの波長によって異なる)。

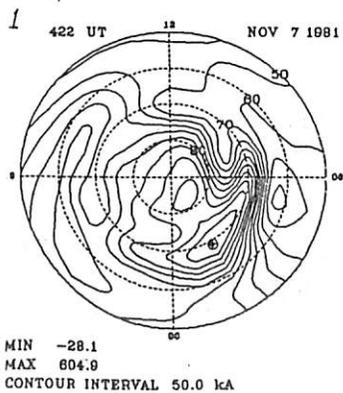
図に示したのは、使用したデータのサンプルであり、左からサブストームの直前、直後、回復期に相当する(それぞれ、1, 2, 3と番号がつけられている)。特徴的なものは、1, 3 epoch では、西向きジェット電

流の中心地方時が、真夜中ではなく、04~06 MLT になっていることで、とくに1期で、AL指数の値が最大になっていることは注意を要する。即ち、ALのみではオーロラサブストームの急始をとらえることは難しいことを示す好例である。

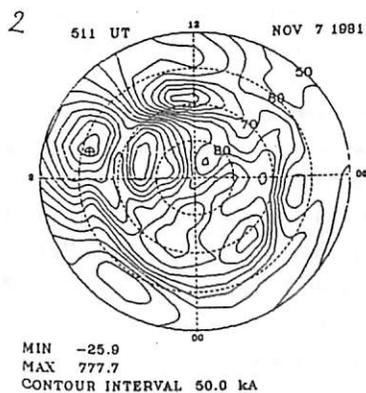
また、詳細な計算の結果、上向き(電離層から流れ出す向き)の沿磁力線電流は、一般的に明るいオーロラの中にあるが、電流密度とオーロラ強度は必ずしも比例関係にはないことがわかった。



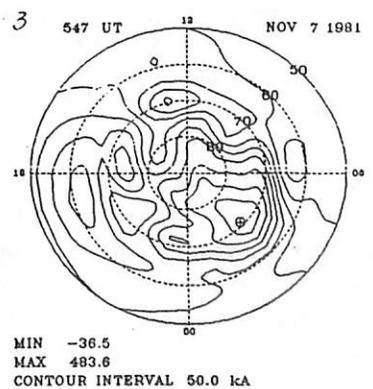
EQUIVALENT CURRENT SYSTEM



EQUIVALENT CURRENT SYSTEM



EQUIVALENT CURRENT SYSTEM



H. NAKAI (Makino High Sch.), Y. KAMIDE (Kyouto Sangyou Univ.), and
D. A. HARDY (AF Geophysics Lab. Hanscom Air Force Base)

The auroral oval expands and contracts dynamically in association with variations of the substorm activity and of the interplanetary magnetic field (IMF). It is widely accepted that the B_z component of the IMF primarily controls the location of the auroral boundary (Kamide and Winningham, 1977; Hardy et al., 1981). The correlation coefficients of the equatorward boundary of the auroral oval with B_z , however, is rather low, falling between 0.4 and 0.7 in each nightside local time. Nakai and Kamide (1983), using DMSP auroral imageries, showed that the auroral boundary location represents an integrated effect of IMF variations over several hours. Our purpose in this paper is to examine quantitatively the dynamics of the auroral oval in response to detailed IMF variations.

We utilized the Auroral Boundary Index (Gussenhoven et al., 1983). It is derived from the equatorward boundary of the precipitating electron observed in the evening sector by DMSP/F2 and F4 by being projected to the midnight meridian along the averaged auroral oval boundary classified by Kp. Thus the auroral boundary index can be regarded as the equivalent equatorward boundary of the auroral oval at midnight.

The expansion and the contraction of the auroral oval is able to be represented by the earthward and the tailward movement of the inner edge of the plasma sheet, respectively. It is assumed that with change in the polar cap potential drop, the inner edge of the plasma sheet moves earthward or tailward until an "equilibrium" condition is satisfied. Here, "equilibrium" is defined as the plasma sheet inner edge being coincident with the zero energy Alfvén layer (see Harel et al. (1981)). The shape of the Alfvén layer depends on the strength and the distribution of the magnetospheric electric field. We assumed that the zero energy Alfvén layer at midnight (L_A) can be expressed in the form; $L_A = \alpha \Phi_{pc}^{-1/6}$ (1), where Φ_{pc} refers the polar cap potential drop being related to the solar wind parameters by $\Phi_{pc} = a_0 + a_1 B_s V \eta$ (2), where $B_s = -B_z$ when B_z is negative and $B_s = 0$ when B_z is positive, V is the solar wind speed, and a factor η , indicating the compression effect of the magnetic field in the geomagnetic sheath, is defined as 12 nT/B when the magnitude of the IMF (B) exceeds 12 nT , and is replaced by $\eta = 1$ when the ratio exceeds unity (see Reiff et al., 1981). In (1) and (2) α , δ , a_0 , and a_1 are constants. Before the equilibrium condition is reached, the inner edge of the plasma sheet moves toward the zero energy Alfvén layer given by (1) and (2) through variations of $B_z V$. We assumed that the rate of the inner edge movement is proportional to the distance between the inner edge and the zero energy Alfvén layer; $dL(t)/dt = (1/\tau)(L_A - L(t))$. Then we obtain $L(t) = (1/\tau) \int_0^t L_A e^{-(t'-t)/\tau} + L_1 e^{-t/\tau}$ (3), where τ is a time scale of the inner edge movement, and L_1 is a radial distance of the inner edge at $t=0$.

We have used the auroral boundary index from January 1, 1978 to May 1, 1978. Using the least squares method, we found the following results: a) combining (1) and (2), the radial distance of the Alfvén layer at midnight is represented by $L_A^{-2.5} = 5.7 \times 10^{-3} B_s V \eta / 400 + 7.6 \times 10^{-3}$ (4); b) the time scales for the expansion and for the contraction of the auroral oval are 45 minutes and 8 hours, respectively. Using (3) and (4), we could predict variations of the auroral boundary index. A correlation coefficient between measured and predicted boundaries is 0.85. Figure 1 shows an example of variations of the predicted auroral oval position (a solid line in the lower panel) along with the values of the auroral boundary index (closed circles). Variations of the solar wind parameter $B_z V / 400$ (nT km/s/400) are shown in the upper panel.

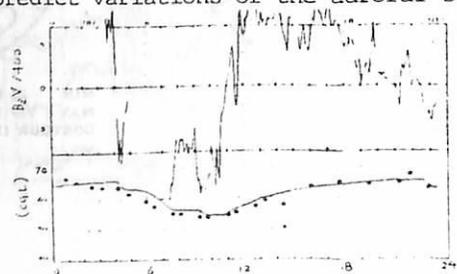


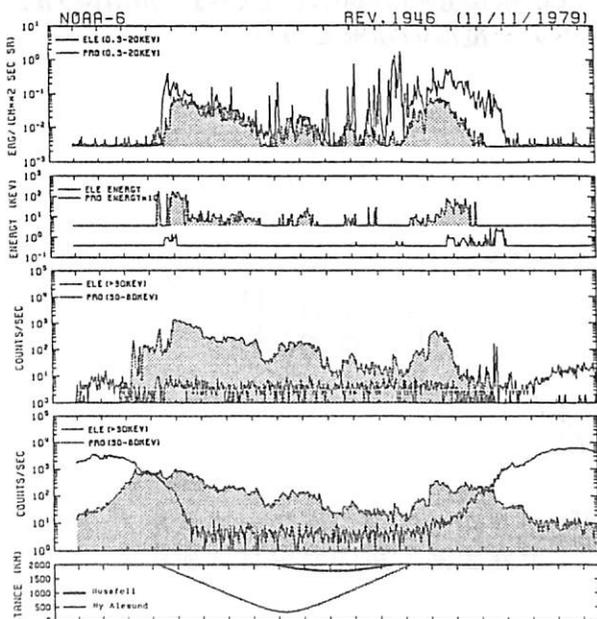
Fig. 1

— フォトン降下域の特性 —

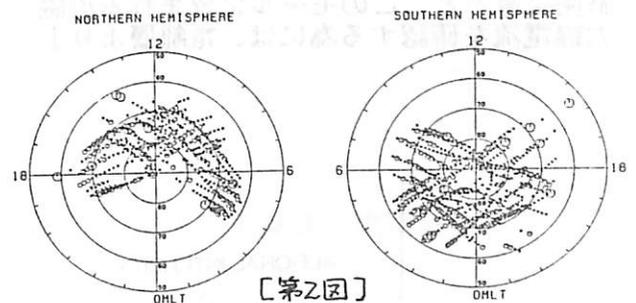
宮岡 宏
(極地研)

極域電離圏への荷電粒子の降込みは、オーロラを始めとする様々な極域擾乱現象を引き起す直接要因の一つであり、従ってその空間分布の特性を明らかにすることは、極域現象全体を理解する上で極めて重要となる。我々は、降下電子に比べて解析が遅れている降下イオン(主にフォトン)のGlobalな降下領域分布とその基本的特性について明らかにするため、アメリカの極軌道衛星TIROS-N/NOAA-6, 7, 8 によって観測された降下粒子データ(電子およびイオン, エネルギー=0.3~20 keV)の解析を進めている[文献1]。

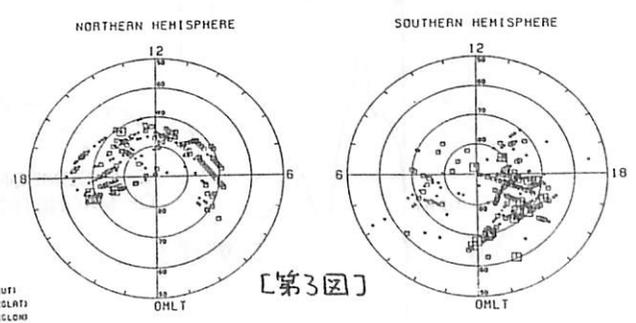
今回は、特にイオン降下領域と電子降下領域との位置関係、ならびにこれらの外部パラメータ(太陽風磁場等)に対するレスポンス等の特性に注目して解析を行った。第1図は、太陽風 B_z が約1日に亘り北向きで持続した典型的な静穏時に北極域にて観測された降下粒子データのサマリ-プロットである。上から、それぞれ0.3-20 keV電子およびフォトンの流入エネルギーフラックス、最大のエネルギーフラックスを担う粒子エネルギー、 >30 keV電子およびフォトンのカウント値(ピッチ角 0° および 90° 近傍の成分)、そして北極域にある観測所 Husafell (Iceland) および Ny Alesund (Svalbard) との位置関係を示す。この図から静穏時の特徴として、①オーロラオーバルの他に極冠域内およびカスプ領域付近で数keVのフォトン降下がある、②午前側のオーバルに対応した降下領域では、フォトン降下が電子降下域の高緯度側に存在する、③フォトン降下域は、 >30 keV電子(ピッチ角 90°)の Trapping Boundary の高緯度側に存在する、等が認められる。第2図および第3図は、TIROS-N および NOAA-6 による約1日分の同時観測データを用い、それぞれ0.3-20 keV電子の降下領域($>10^{-2}$ erg/cm² sec. str), およびフォトンと電子フラックスの差分(従って net のフォトンフラックス)のホラープロットを示す。それぞれ、特徴的な分布の様相を持つことが明らかとなった。



[第1図]



[第2図]



[第3図]

[文献1] 第8回極地研シンポジウム「オーロラ降下イオン」, 44p (昭和60年2月)

脈動性オーロラに伴う電流系 —MAGSAT衛星による測定—

小口 高、山本達人、藤井良一
(東大理) (極地研)

明け方の極光帯に見られる不規則な地磁気脈動(PiC)とオーロラ脈動との関係は、古く1961年頃から知られるようになり、その因果関係は主として二つの方面から考えられて来た。一つはオーロラ粒子の変調にかかわる磁気圏内のULF波動が地上の地磁気脈動に対応するという立場であり、他の一つは、磁気圏内でオーロラ粒子の変調を引き起こす原因が何であれ、粒子の入射に変調があればその結果電離層の電気伝導度が局所的に変調を受け、電流にゆらぎを生じ、地磁気脈動が起こるとする立場であった。

小口他(1984)、小口、林(1984,1985)は脈動性オーロラの各部分の明るさの変動によって地上での地磁気脈動を表現する回帰モデルを立て、回帰モデルに因って決められる地上での磁場変動が、脈動性オーロラバッチ周辺に誘起される電流によってほぼ完全に理解できる事を示し、PiC脈動が電離層起源である事を結論した。しかし、厳密に言うと、このモデルに含まれる沿磁力線電流を確認する為には、電離層より上

での磁場変動もまた同じモデル電流で説明できることを示さなければならない。本論文では、先に藤井他(1985)の示したオーロラ脈動とMAGSAT衛星での磁場変動の対応関係を詳しく調べ、

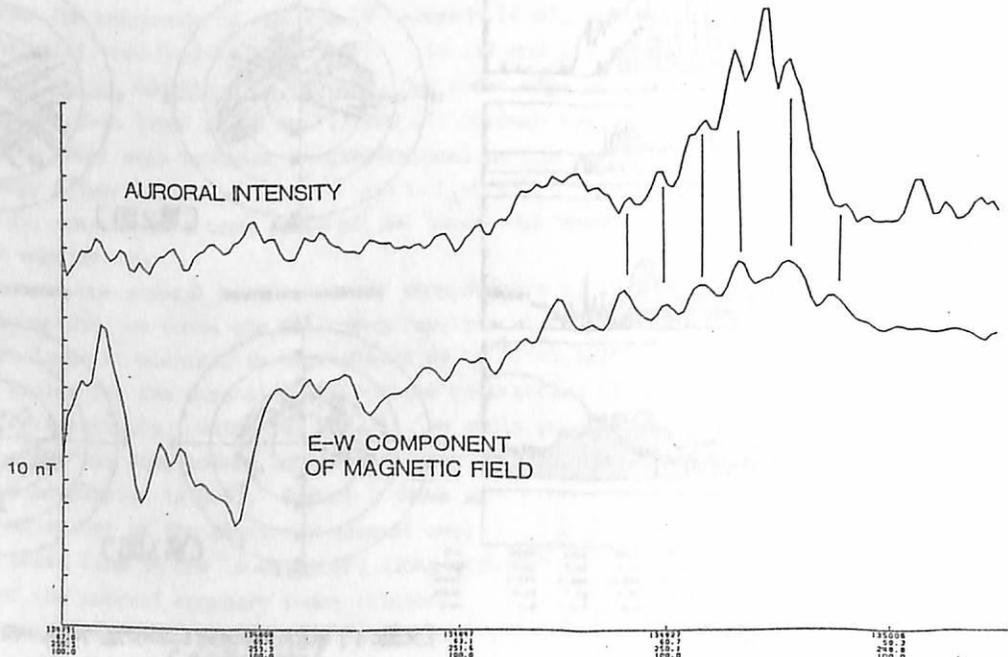
(1) MAGSATでの磁場変動も地上での磁場変動と同じくオーロラバッチに伴う電気伝導度増大域周辺に流れる沿磁力線ベアー電流で理解できること

(2) オーロラ粒子の入射が運ぶ電流の効果は上記の沿磁力線ベアー電流の効果に比べて小さいこと

(3) 電離層内で閉じる双渦型電流の効果はMAGSATレベルでは殆ど無視できることを明らかにした。

これらの結果、PiC地磁気脈動の電離層起源について最終的な結論が得られた。

図はMAGSATで観測された磁場変動と、そのMagnetic Foot Pointでの脈動性オーロラの明るさ変動の対応を示す。オーロラの明るい所(電気伝導度の高い所)に東向き(西向き)の磁場変動の対応しているのが沿磁力線ベアー電流の効果である。



堀 尚子, 玉尾 孜, 三浦 彰 (東大理)

電離圏—磁気圏結合系において、エネルギーの流れは主に磁気圏から電離層へ向かう方向である。しかし、電離層の電気伝導度が一様でない場合は、電離層内に起電力ができ、ポインティングフラックスの形でエネルギーが部分的に磁気圏に向けて出ていく。

そこで、電離層の電気伝導度が非一様、非等方的であることの効果が、電離層のポテンシャル分布、電流の流れ方、プラズマ密度の変化にどのように現れるかについて考察した。その結果、

電離層の電場は、西向きの一様な電場をかけた場合には電気伝導度が非一様、非等方的ために、その方向と大きさは大きく変化する。その割合は、電離層の電気伝導度が磁気圏に比べて高いほど大きくなる (図1)

電離層電流と、磁気圏の媒質を支える電子の運ぶ沿磁力線電流による電離層の電子密度の変化はあまり大きなものとはならないが、ミラー磁場に捕捉されているエネルギーの高い粒子の降り込みにより電離層で新たにイオン対が作られる効果で、電離層の電子密度は大きく変化する (図2)

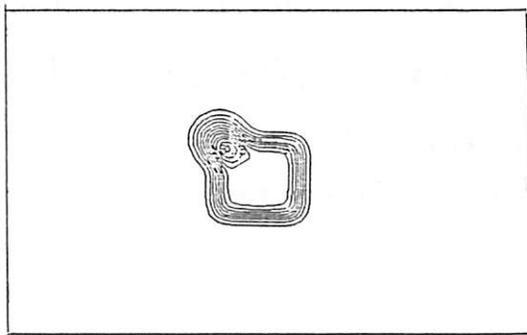


図2. エネルギーの高い粒子の降り込みを考慮した場合の電子密度変化

- 上向きの沿磁力線電流の流れ方として
- 電離層起源—電離層に二次的に生じた空間電荷を解消するために流れる場合
 - 磁気圏起源—磁気圏のポテンシャル構造が局所的に谷を持つために電子の降り込みが起こる場合

の二通りが考えられるが、それぞれの場合に、電離層から沿磁力線電流が流れ出る場所での電場分布は

- 電離層起源—発散
- 磁気圏起源—収束

となる (図3)

Westward Travelling Surgeの頭の部分で沿磁力線電流が上向きでしかも電場は収束しているという観測事実を説明するためには、モデルに磁気圏のポテンシャル構造が局所的に谷を持つ効果を取り入れる必要がある。

ということが明らかになった。

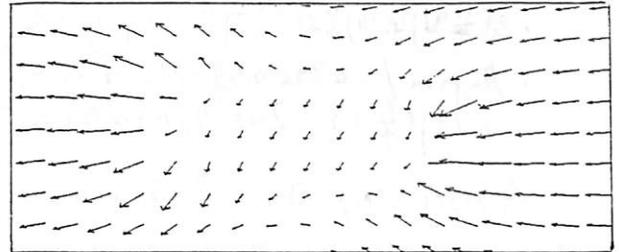


図1. 電離層の電場分布

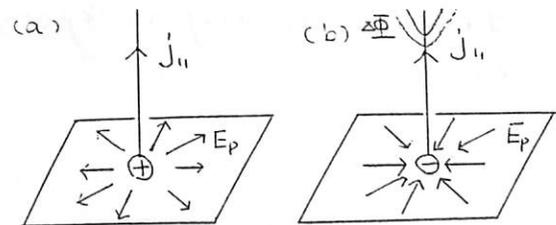


図3. 電離層に二次的にできる電場分布

IMF 極微小時における磁気圏電流

飯島 健・太田和夫・芝地寛文 (東大理)

大規模な磁気圏電流の基本要素として認識されたことは Substorm 時 (全地球 IMF B_z 南向の時) に顕著な Region 1, Region 2 磁気圏電流系と全地球 IMF B_z 北向の時期に類似した電流系が形成されることを示す。この磁気圏電流系と磁気圏空間磁場の関係を定量的に解析する。(Iijima-Potemra, 1982; Iijima et al., 1984)

Region 1 磁気圏電流

- 磁気圏空間磁場成分は $(B_y^2 + B_z^2)^{1/2} \cos(\theta)$ (θ は IMF 方向と地球磁場方向との角) が最も相関している。
- 衛星軌道 (600-1200-0800 MLT) の観測から Region 1 電流の駆動源として南向 IMF と地球磁場の向きに一致する割合が磁気圏に取組む反方向の反方向運動量 (MNV) が最も重要な (相関が最も) と知られた。
- 地球磁場成分は南向 IMF 成分が相対的に小さい時 $2 \mu A/m^2$ 程度の Region 1 電流の向きが逆転する。

NBZ 磁気圏電流

- 磁気圏空間磁場成分は $(B_y^2 + B_z^2)^{1/2} \cos(\theta)$ と最も相関している。
- Region 1 磁気圏電流系が存在するが、その分布は Region 1 電流系と関連している。IMF B_y は存在した。午前-午後不均一性も存在する。

今回は IMF 成分が長時間にわたってほぼ一定に保たれる。NBZ, Region 1, Region 2 磁気圏電流系は同時に存在する。つまり反方向の電流系が、IMF B_z が負 \rightarrow 0, 正 \rightarrow 0 の場合、IMF B_y , B_z 成分が相対的に小さい時 (磁気圏) の ground state (?) に移行する。同一方向の電流系は地球の磁場方向に一致する。反転する可能性がある。

(1) - 統計的性質 -

家森俊彦・池田達哉・中川晃成 (京都大学・理学部)

磁気圏プラズマの大規模対流を反映する沿磁力線電流領域の小規模擾乱は、大規模構造に比べて観測され、ときに大規模構造に比べて変動が大きいこと、及び、朝側で上向き、夕側で下向き電流の領域(即ちRegion-2?)で値が大きくなる傾向がある。しかし、それ以外は特に相関を示さない。

このような小規模擾乱の分布と磁気圏対流、粒子降下、オーロラ、サブストームなどとの関係について議論する。

図1は、 σ をAL指数で分類し、四方のメッシュ毎に平均したもので、Cusp領域とは異なり、夜側では σ の大きさが地磁気活動度により大きく変化することがわかる。

用いたデータは、1979年11月-1980年5月のMAGSATにより得られた磁場観測値で、主に5秒間の各成分毎の標準偏差値(1/16秒値#30点) σ と、5秒毎の平均値3点から計算した磁場の変化率(即ち大規模構造の平均電流密度のようなものに対応)を地磁気指数等と組み合わせて調べた。標準偏差 σ は、空間的スケールにして約500m-35km、時間的スケールにして約0.1秒-5秒の現象に対応し、5秒平均値から計算した変化率はそれぞれ約100km以上、約15秒以上の現象に対応する。

図2は、大規模構造の電流密度と σ の相関をとったものであるが、電流密度が大きい場合は σ も大きいこと、及び、朝側で上向き、夕側で下向き電流の領域(即ちRegion-2?)で値が大きくなる傾向がある。しかし、それ以外は特に相関を示さない。

MAGSAT $J_{||}$ - σ CORRELATION

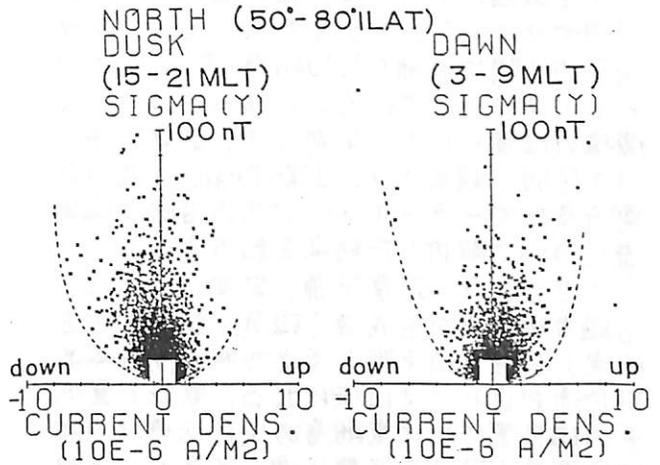
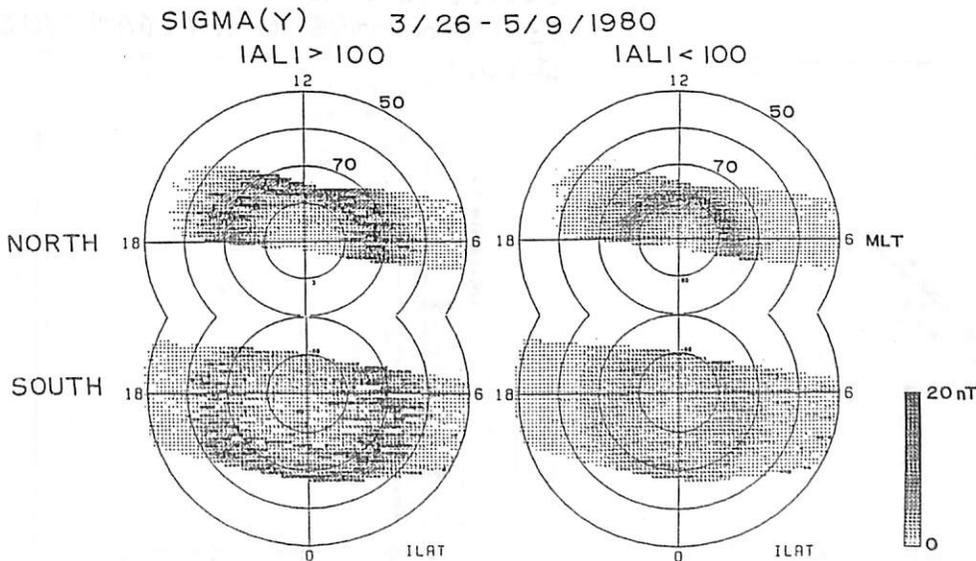


図2 電流密度と小規模擾乱の相関

図1 小規模擾乱のAL指数依存性



(地磁気静穏時)

藤井 良一 · 竹中 潤
(極地研) (千葉大・理)

地球磁気圏と電離層の間を流れる沿磁力線電流は、Region 1 及び 2 と呼ばれるオーロラ帯高緯度側及び低緯度側に出現する電流系とカスプ及びポーラーキャップに出現する 3 種類に大別されることが分かってきた。

発生機構については、磁気圏内の大規模対流やリコネクション及び磁気圏尾の荷電粒子の空間的分離(Alfvén層)等がその源として挙げられている。本講演では、発生機構の性質として、定電圧源、定電流源という区別の観点から、上記 Region 1 及び 2 電流及びポーラーキャップ内の沿磁力線電流について解析した結果を報告する。

ここで言う、定電圧源、定電流源とは、沿磁力線電流の生成源(磁気赤道面附近を仮定)を通る磁束管を考えた時、南北両半球に流れ込む(又は流れ出る)電流全量が、その磁束管の南北電離層の電気伝導度の和に比例する場合を定電圧源と定義し、上記伝導度によらず一定の場合を定電流源と定める。本解析に用いた仮定としては

1) 沿磁力線電流源強度は場所 (MLT, INV) 及び種類, 地磁気活動度 (K_p 等) を定めれば一定である。

2) 電離層電気伝導度は、solar UV と降下粒子によりつくられるが、場所及び地磁気活動度を定めれば、降下粒子による寄与は一定である。特に地磁気活動度が低ければ、

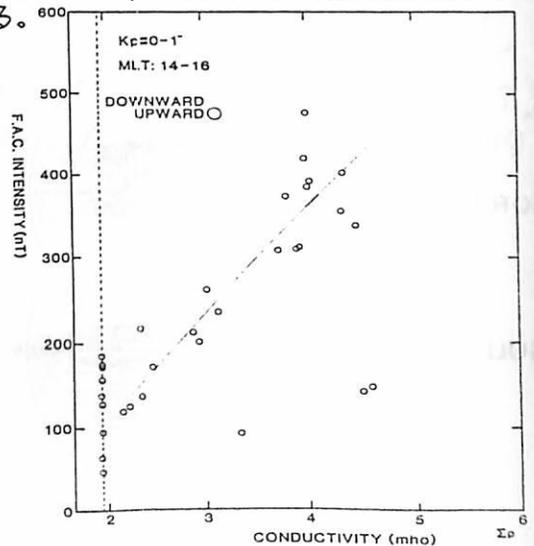
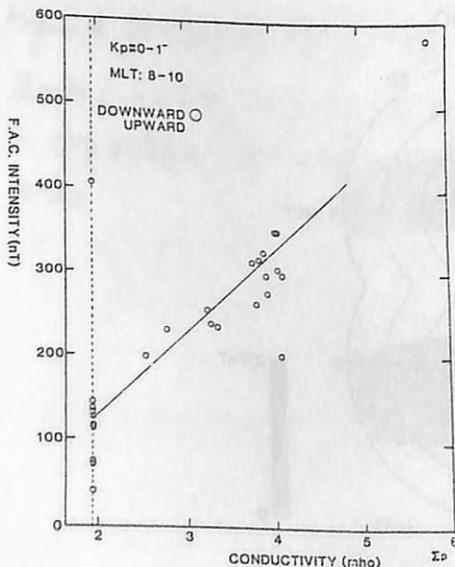
$$\sigma_p = 12.58 - 0.112 \alpha \quad (\alpha: \text{天頂角}) \quad (\text{N. Mehta})$$

のように表わされる。

以上の専柄を考慮して、地磁気活動度の低い時 (ここでは $K_p \leq 1$) の沿磁力線電流強度とその電流が電離層に流れ込む場所での電気伝導度との関係を探る。

使用したデータは MAGSAT 衛星により得られた電離層 E 層より上部の地球磁場に直交する成分の磁場データである。期間は 1979 年 11 月より 1980 年 4 月までの約 800 個の event である。

例として午前及び午後の Region 1 電流についての結果を示す。図からも分かるように、両者とも電流強度は、伝導度とほぼニアの相関を示し、いずれも定電圧源であることを示している。講演では、その他に Region 2 の特性及び polar cap 内電流の伝導度依存性について述べる。



3次元空間における沿磁力線電流系形成の モデル実験とその空間分布測定

筒井 稔、長谷川公平、橋本 芳樹
(京都大学 超高層電波研究センター)

オーロラ発生に寄与する電子の極域電離層への流入は沿磁力線によるものである事は周知の事実である。しかしそのオーロラ粒子の加速機構については今迄明確な結論は得られていない。

我々京都大学のスペースプラズマグループはこのオーロラ粒子加速機構を明らかにする事を目指し、モデル実験を続けている。

実験が宇宙現象と実験的に調べるためには、その系は本来マクスウェル及びブラウソフ方程式の無次元量不変性に基づいた相似則を満足していなければならぬ。この事を考えれば、これらの実験は不可能に近い。しかしそのような現象のうち基本的な物理過程に注目すれば、その実験的研究は可能である。

オーロラ粒子の加速機構の有効候補として考えられている一つにケルビンレイアがあり、その研究として二次元における電流系の実験がプラズマ物理の人々により行なわれている。しかし観測結果から明らかでない

うに、地球磁気圏の構造やそこでの粒子の挙動を考えると、これら3次元空間での電流系を形成している。これらの現象の根本を考えると、3次元空間でのモデル実験が重要である。

地球磁気圏が巨大な発電機でありそこでのプラズマ粒子が磁力線に沿って極地方に流入し負荷としての極域電離層を考えると図1に示す系で実験を行なう。図中破線で示した領域が電流の空間分布を測定を行なう範囲である。この測定には新たに開発した装置を用いた。図2は二次元探極面内を通過した電子流の分布を示したものである。この装置で測定した電流経路と磁力線方向との関係を図3に示す。この結果から、外部電界がこの電流形成に重要な役割を演じている事が明らかとなつた。更に実際の経路は全く磁力線に沿ってはいらず、 $E \times B$ ドリフトにより変化している事も確かめられた。更に模擬電離層(図1中測定領域の左端部)からの帰路電流の可能性もこの実験から明らかとなつた。

これらの実験の状況について報告する。

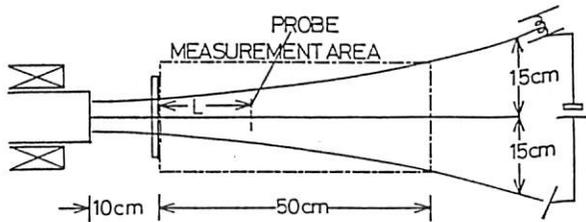


図1

図2

Scale for Figure 2: X: 0 5 10 15 cm

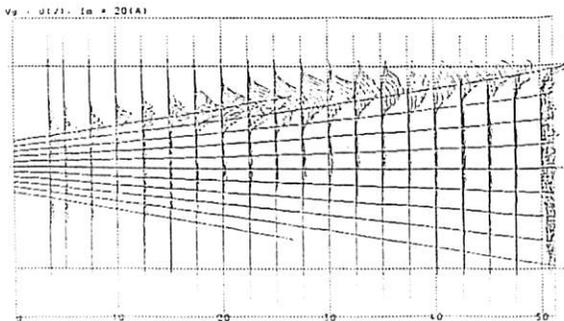
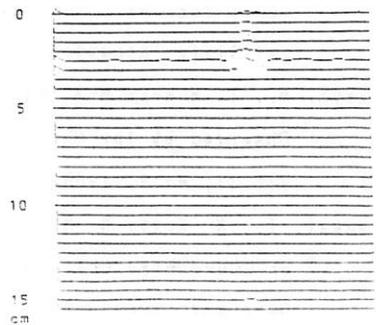


図3

大家 寛*、 森岡 昭*、 賀谷 信幸**、
向井 利典***、小原 隆博*
*東北大理、**神戸大工、***宇宙研

1. 序

おそら (EXOS-C) では、PPS (Planetary Plasma Sounder) 装置により自然波動から、Active実験にいたるまでプラズマ波動現象を総合的に観測している一方、ESP装置は降下粒子エネルギースペクトルを電子及びイオンについて20 keVまで高い分解能で計測している。

2. 成果の概要

地球周辺での波動現象や、粒子現象の観測の歴史は長く、多くの描像が得られているが、新しく高分解能を持って計測する波動現象からさらに新しい現象を見いださせてくれる (Oya et al., 1985, Morioka and Oya, 1985) 1) 電離層上層部ヘクトメートル波の存在 2) 極域電離層レベルでのUH波の励起、といったものがその代表例である。さらに今回のEXOS-Cによる観測では、波動と粒子 (Kaya et al. 1985, Mukai et al, 1985)が同時に観測されることが特徴で、定量的に波動粒子相互作用の様相が明らかにされる素地が作られた。

3. 波動現象と粒子現象の対応

こうした波動粒子相互作用をより明確にするため、極域波動現象に粒子降下現象を一対一対応をつける型で解析した結果、ランダウ型共鳴現象が最もポピュラーで大きなエネルギーを開放している事実が明らかになった。宇宙空間プラズマ中で波動の励起現象を考慮する際、ともするとサイクロトロン型放射を大きく取り上げる傾向があるが、Landau型で発生する静電的プラズマ波が電磁波に変換する過程の寄与は非常に大きいことが判明する。

Oya, H., A. Morioka and T. Obara, New evidences discovered by planetary plasma sounder experiments on board the Ohzora (EXOS-C) satellite---instrumentation and observation results of plasma wave phenomena; accepted in J. Geopomag. Geoelectr., Vol.37, No.3, 1985.

Morioka, A., and H. Oya, Emissions of plasma waves from VLF to LF ranges in the magnetic polar regions---new evidences obtained from the data of the Ohzora (EXOS-C) satellite; accepted in J. Geopomag. Geoelectr., Vol.37, No.3, 1985.

Kaya, N., T. Mukai, H-A. Matsumoto and T. Itoh, Characteristics of Auroral Particles Observed by the Ohzora (EXOS-C) satellite; accepted in J. Geopomag. Geoelectr. Vol.37, No.3, 1985.

Mukai, I., N. Kaya, H. Kubo, H-A. Matsumoto, T. Itoh, and K. Hirao, Initial observation of Low-energy charged particles by the satellite Ohzora (EXOS-C); accepted in J. Geopomag. Geoelectr. Vol.37, No.3, 1985.

岡野章一

東北大理

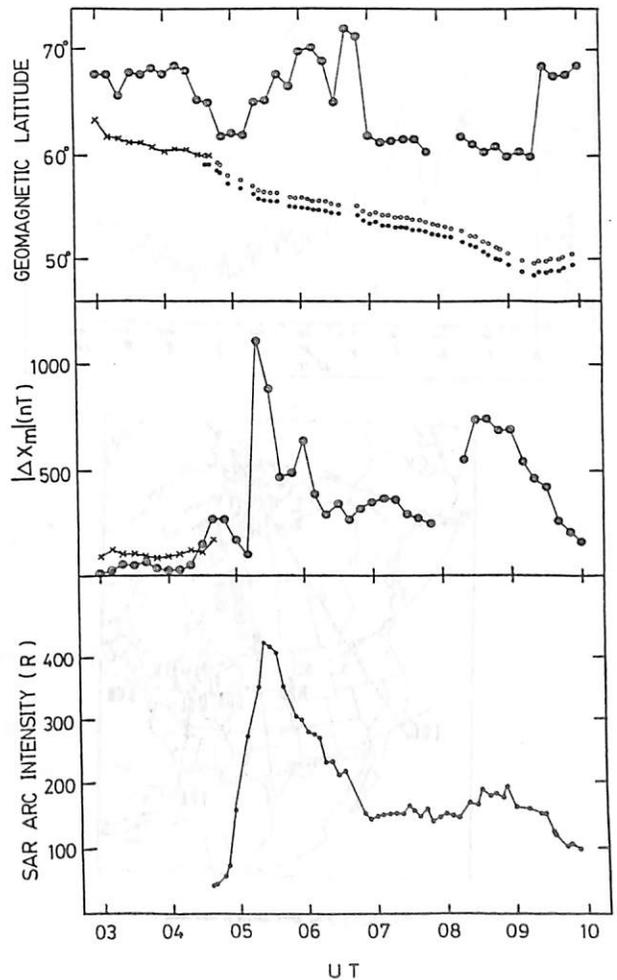
SAR (Stable Auroral Red) アークは電離圏・磁気圏結合を光学的に観測することが可能な典型的な現象である。通常 SAR アークはミッド極側に、地磁気緯度で数度は離れたオーロラ活動を作る。両現象ともそのみなもとは磁気圏に存在するので、SAR アークとオーロラサブストームと関連して調べることが磁気圏の morphology および dynamics を研究する上で有用であると思われる。しかしながら、この観測での SAR アークの研究は現在までほとんどなされてはいない。ここでは 1975 年 9 月 26 日 (UT) に出現した SAR アークの光学観測と、地上の磁場変動記録から求めたオーロラジェット電流との比較を行ない両者の関連について述べる。

光学観測は米国東部 ニューヨーク州 Albany で multicolor meridian-scanning photometer を用いて行われた。オーロラジェット電流の強度と位置は IMS Fort Churchill meridian stations で得られた磁場変動記録の解析から求められた。

本図に解析の結果を示す。図は上段よりオーロラジェット電流および SAR アークの地磁気緯度の時間変化 (◎: 西向きオーロラジェット電流, X: 東向きオーロラジェット電流, ○: 高度 400 km を仮定した SAR アークの位置, ◦: SAR アークを通る磁力線が高度 110 km の面と交わる点の位置)、中段はオーロラジェット電流の最大強度の時間変化 (◎: 西向きオーロラジェット電流, X: 東向きオーロラジェット電流)、下段は SAR アーク強度の時間変化である。

この結果から次のことがいえる。

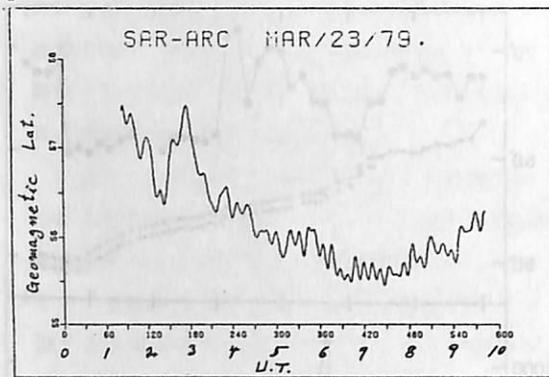
- (1) 地方時真夜中付近に SAR アークが出現したとき、SAR アークを通る磁力線が高度 110 km の面と交わる位置には東向きオーロラジェット電流が流れていた。
- (2) SAR アークが出現したとき、西向きおよび東向きオーロラジェット電流は強まりつつあった。
- (3) 0520 LT 以後、SAR アーク強度が次第に弱まる期間、アーク強度の時間変化は西向きオーロラジェット電流強度の時間変化に 10~20 分の遅れを伴って対応している。
- (4) SAR アークは全体として赤道向きの変位を示したが、西向きオーロラジェット電流が急激な緯度変化を示したときには SAR アークも、程度は小さいが、同じ方向に移動している。



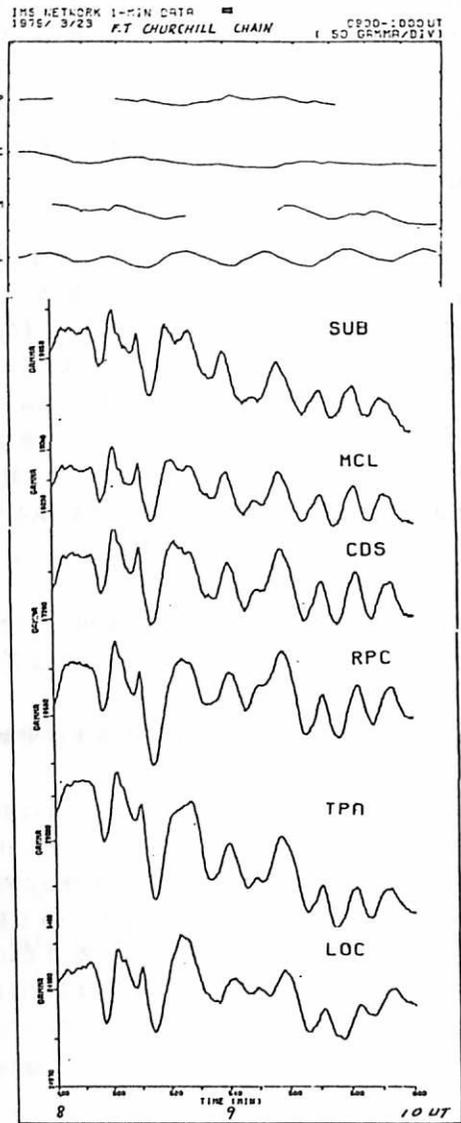
市川 敏朗 岡野 章一 J. S. Kim
 朝日大-歯 東北大-理 SUNY/Albany U.S.A.

1979年3月22/23(L.T)に Albany New Yorkで観測した Stable Auroral Red (SAR) arc は、その出現位置が図のように周期 9~11分で南北に変動している。59年春の学会では GOES 2 の磁場変動との関係を論じたが、今回は地上で AFGL Magnetometer Network と IMS network の F.T. Churchill ケーンを用いた。図に示したように AFGL 全ステーションで、周期 9~10分の脈動が見られ、F.T. Churchill ケーンでは高緯度 (>68°) 側にはこの周期の脈動が現れていない。このような、プラズマホースあたりから内側で

広域に同期した長周期の脈動が見られ、それとともに SAR の位置が変動する現象は特異な場合であると思われるが、磁気圏と、電離層の現象である SAR-Arc との関連を考える上で非常に興味ある事実と思ひ報告する。



Relationship of the AFGL network to other arrays



AFGL 3/23/79. X

北向き IMF に伴う MAGSAT 高度での 擾乱磁場のモデル計算

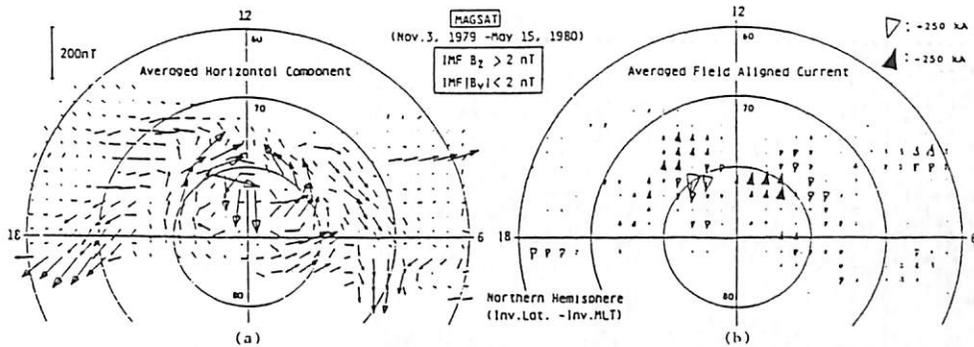
山田 雄二, 荒木 徹, 竹田 雅彦
(京大理)

惑星間磁場 (IMF) が北向きの成分を持つ場合 ($B_z > 0$) に特有な Field-aligned current (FAC) の存在が, 極軌道人工衛星による磁場・電場・粒子等の観測によって間接的に証明されている。

例えば Araki et al. (1984)* は IMF が北向きの時に人工衛星 MAGSAT が観測した平均磁場パターン (図 (a)) から, 図 (b) のような FAC 分布を見出した。その FAC は Region 1 電流シートの高緯度側に位置し, その方向は Region 1 電流と逆向き (夕方側で電離層に入り 朝側で出る) であることがわかる。

この解析結果から得られた FAC のパラメータを使えば, 現実的な電離層電気伝導度モデルと組み合わせることによって電離層電流分布を計算することができ, さらにその3次元電流系による人工衛星高度での磁場を知ることができる。我々はこうして得られた磁場のモデル計算結果と個々の観測とを比較し, 異なる点があるとするればそれが何によるのか詳細に検討してみる。

* Araki, Kamei and Iyemori,
Geophys. Res. Lett., 11, 23-26, 1984



(a) IMF が $|B_y| < 2 \text{ nT}$, $B_z > 2 \text{ nT}$ のときに MAGSAT が観測した磁場水平成分を平均したもの。

(b) それによって得られた鉛直電流分布。

(Araki et al., 1984)

A E インデックスと M A G S A T データの比較

電井豊永

京大 理

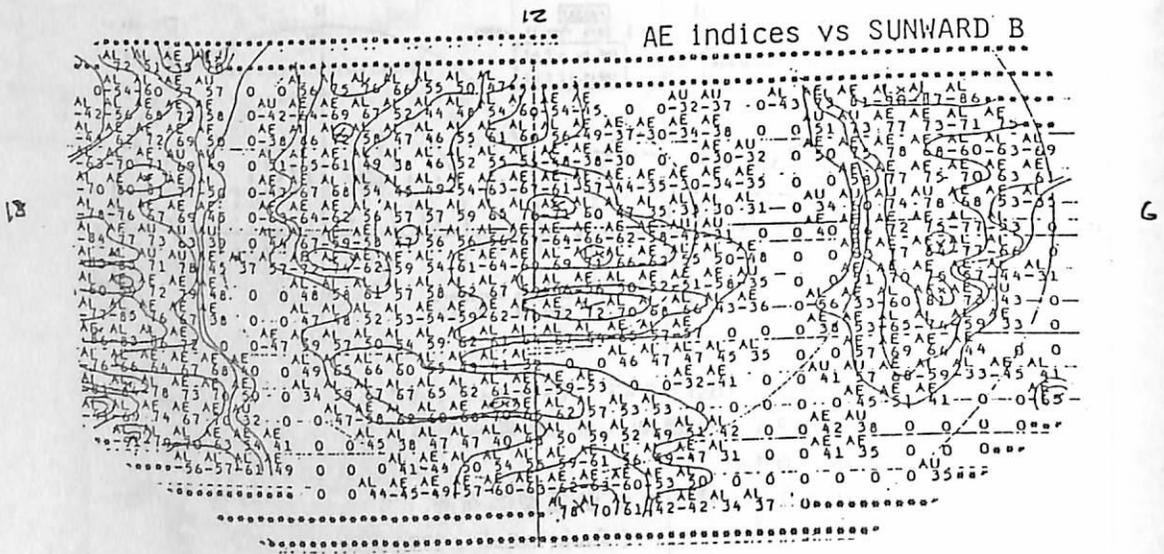
MAGSAT衛星データは、IMF By・Bz+・Bz- と、電離層上空の磁場変動の関係、F.A.C.の様相等を明らかにするのに大変役立つている。

一方、地上でのコンスタントな観測としてのAE インデックスはいわゆるオーロラル・ゾーンの電離層電流の指標であり、良く識られている様に、IMF Bz- との相関が良い。これらを比較する事により、AE インデックスがどのあたりの極域の現象を表わす指標なのかを知る手掛かりが得られる。

又、MAGSATの南半球でのデータとALインデックスとの相関を見ると、南北両半球とも非常に似ている事が分かる。AUインデックスとの相関は、南北でやや異なり朝夕の反対称性が有る様であり興味深い。

又、AE インデックスが小さい値の時、真昼間のAEステーションが AL インデックスを与え、又カサブ領域から侵入したと思われる振動的な変動が卓越する事が多い。

これは、静穏時に於いて、IMF Bz- 以外の効果もAE インデックスを用いて知る事が出来る事を示して並び、我々の作成しているAEインデックスが、その為の使用に充分使い得ると言える。



森岡 昭、 大家 寛 (東北大理)

1. 序

準極軌道衛星EXOS-Cは100 Hzから20kHzにわたるVLF帯での観測をHF帯と同時に実施している。このデータで、VLF Hissの起源を示唆する様相を明示するダイナミックスペクトルが得られた。

2. 現象

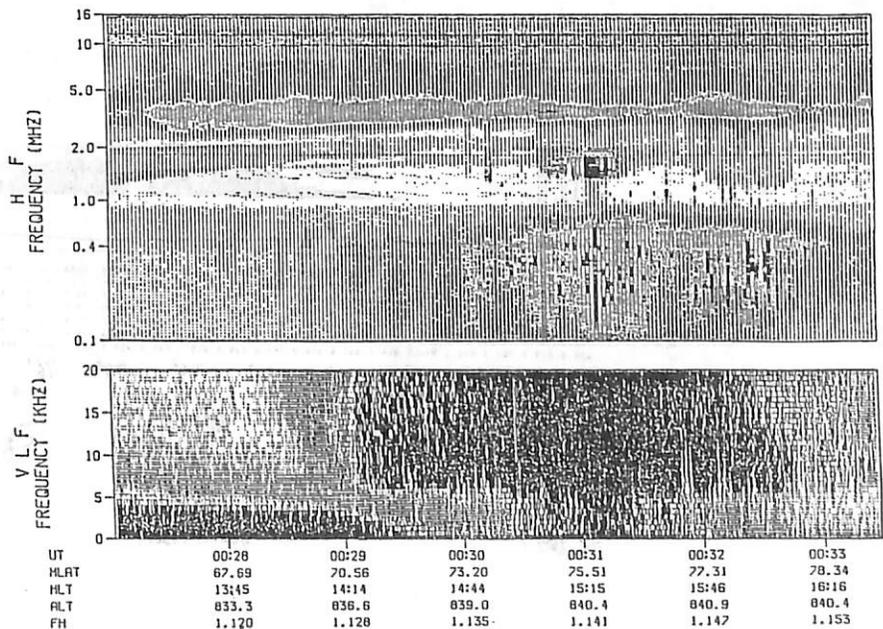
第1図にその一例を示すがBreak up aurora現象と対応する粒子降下現象が続くとき、VLF帯のスペクトルは一つの特徴を示す。それは、Main portionと呼ぶことができる1kHz以下にまでスペクトルがのびる部分と、ここでWingと呼ぶことにした二つの両側帯部分から成り立っていることである。このWingの部分では、そのスペクトルが通常5kHz以上の周波数でcut offを示すためこうした様相が明確になる。

3. 物理

このVLF Hiss現象のmain portionはHF帯でも様々な波動が励起されていて明らかにオーロラ粒子降下の中心域であることを示している。そしてWing域にこの波動が連続している。Main portionからWingへと明瞭な変化を示す様相からVLF Hissの源においてLow Hybrid Cutoffを受けていると断定する時、これは、AKRの発生域にMain portionがあることが判明する。

Wingはこの放射が加速域の縁の部分で起こる事になるが、ここはCavityの外縁部にあたり、電子密度がMain portionよりかなり上昇している事を示している。

第1図
EXOS-Cにより極
で観測されたプラズマ
波動のダイナミック
スペクトル



「大空」によって観測された低エネルギー電子 (≤ 300 eV) の特徴

向井利典* 賀谷信幸** 伊藤富造* 平尾邦雄*
(*)宇宙科学研究所 (**)神戸大・工

EXOS-C (大空) ESP (低エネルギー粒子観測器) は3ヶのセンサから構成されているが、今回はLEセンサ (10~300 eV電子測定) で得られた結果について報告する。

LEセンサ主部は半球形静電分析器とチャンネルترونであるが、低エネルギー電子測定の為の特別の設計を行った。即ち、

- (1) high- μ metal シールド
- (2) 外球に高エネルギー粒子トラップ
- (3) チャンネルترونの radiation shield
- (4) チャンネルترون入口の前に二次電子除去用グリッドを設け、その電位制御により background の測定とする
- (5) コリメータ入口電位の制御。

これらが効を奏したか、Brazilian anomaly 上空でも信頼できる良好なデータが得られている。

下図は地球周回データの典型的な例であって、LEデータは主に電離層光電子と極域における降下電子で生成される二次電子から成る。

(A) 電離層光電子の特徴

- ・ 60 eV 付近の sharp cut off
- ・ 20~30 eV に peak が存在。但し、このエネルギー範囲の分布の形は、LT, 緯度等で大きく変化する。
- ・ 太陽天頂角が 94° 以上で急速にフラックスが減少する。

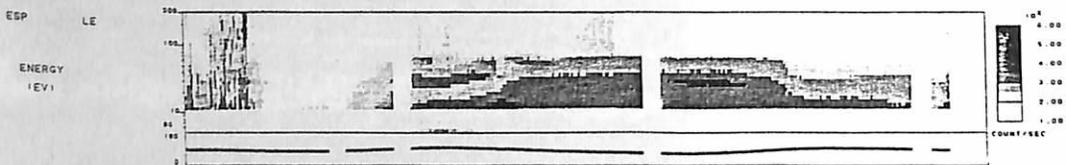
(B) オーロラ帯に於ける特徴

- ・ HEデータ (0.2~16 keV) と相関があり、二次電子成分や inverted V の低エネルギー部になっている。
- ・ 変動が非常に大きい。

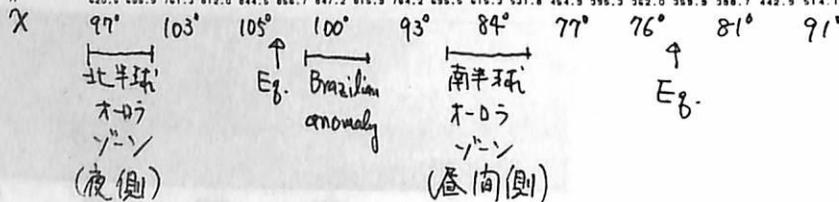
(C) Brazilian anomaly 上空

時々、20~30 eV に非常に大きなピークが現れる。下図の例でも、太陽天頂角から見て光電子とは思われない。降下粒子の存在と関係ありそうであるが、頻度はとう多くない。

EXOS-C SUMMARY PLOT REV.00953 84/04/18 08:56:00 2-1



UT	08:00	08:05	08:10	08:15	08:20	08:25	08:30	08:35	08:40	08:45	08:50	08:55	09:00	09:05	09:10	09:15	09:20	09:25	09:30	09:35	09:40	09:45	09:50	09:55	10:00	10:05	10:10	10:15	10:20	10:25	10:30	10:35
MLT	00:50	02:28	04:15	04:40	04:58	05:15	05:33	05:55	06:20	07:40	10:28	12:55	15:27	16:11	16:40	17:05	17:30	18:07	18:19	22:24												
INVL	77.6	66.3	51.9	38.7	28.9	25.3	30.4	41.0	53.5	65.2	72.4	65.9	51.2	30.4	1.6	8.3	32.2	51.0	65.9	74.0												
MLA	76.8	65.2	49.0	32.2	15.3	-1.6	-19.4	-35.2	-51.6	-66.7	-74.7	-65.6	-49.0	-30.6	-11.5	7.8	26.8	45.2	61.7	72.1												
GLD	254.2	276.7	285.6	290.6	294.3	297.7	301.8	308.0	320.7	356.3	56.6	82.6	92.8	98.5	102.7	106.9	112.6	123.1	150.6	213.0												
GLA	49.2	54.4	37.9	21.0	4.1	-12.7	-29.4	-45.9	-61.6	-73.4	-70.6	-56.0	-38.3	-19.6	-0.4	19.0	38.0	56.1	71.0	73.0												
H	620.5	659.9	761.3	812.0	844.5	866.7	847.2	815.9	784.2	695.5	615.9	531.8	454.9	395.3	362.0	359.9	388.7	442.9	514.1	592.8												



EXOS-C (おおぞら) NEIによって観測された
電子密度の不規則構造の出現分布

渡部重十、高橋忠利、大塚寛 (東北大理)

1.はじめに 極軌道衛星であるEXOS-C(おおぞら)に、インピーダンスプローブが搭載されている。このプローブを用いることにより、赤道域から極域に至る、あらゆる領域での電子密度の不規則構造の観測が可能である。これらの不規則構造は、数十mから数千kmに至るさまざまな空間スケールとして観測される。本講演では、特に数十km以下の比較的小さなスケールの不規則構造について考察する。

2.電子密度の不規則構造の観測 インピーダンスプローブに数百kHzの交流を印加し、プローブの周囲に生成されるイオンシースの等価容量を時間的に高い分解能で測定することにより、小さな波長をもつ電子密度の変動を得ることが出来る。この方法は、大塚らによるロケット実験ですでに確立されている。この手法を、EXOS-Cに搭載されたインピーダンスプローブで行なうことにより、数十mの

波長をもつ電子密度の変動が観測されている。EXOS-Cに搭載されたプローブは424kHzの交流を印加した時のシースの容量値を図1に示す。衛星は、中緯度からトランプをよこぎりオーロラ・オーバル上空まで観測している。トランプ内及びその低緯度側、オーロラ・オーバル上で電子密度の変動をとらえている。このような密度変動が出現した領域を図2に示す。ここで上図は、インピーダンスプローブを用いて電子密度の観測を行なった領域を示している。一方下図は電子密度の変動が観測された領域を示している。電子密度の変動は、主にオーロラ・オーバル付近に集中しているが、中緯度及び磁極付近にまでびていているものもある。中緯度付近に出現する電子密度の変動は、明らかにトランプ領域の赤道側にある。また、磁極付近で観測される現象は、常に大規模な電子密度の上昇領域(空間スケールで数百km)と対応している(本講演)。磁極付近における密度の上昇領域はオーロラ・オーバル領域で見られる密度の上昇領域のように必ずしも降下粒子との対応がない。この結果は、極域における電子密度の不規則構造が、すべて降下粒子に起因するものではないことを示唆している。磁極付近における電子密度の不規則構造は、大規模な電子密度の上昇領域と対応していることから、赤道域で観測されるプラスマ・バブル及びブロッブのように、極域のF層領域で電子密度の大きな勾配があるためにプラスマの不安定が起り、小さなスケールの電子密度の変動が生成されると考えられる。

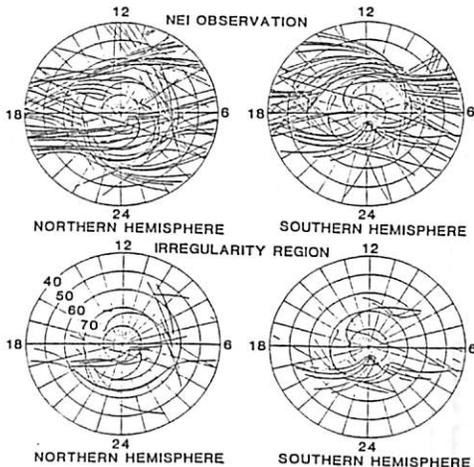
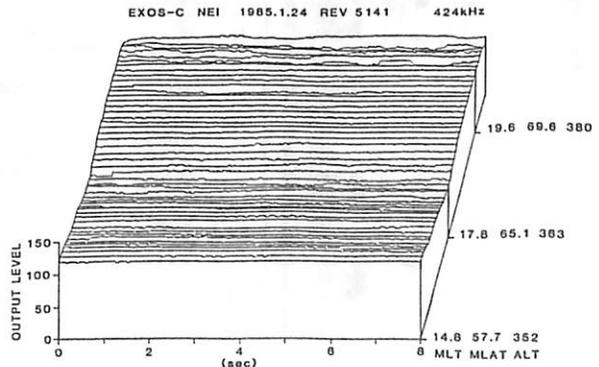


図2. ↓

図1. Dataは8秒ごとにくりかえし7°ロッドされている。17.8 MLT(14時)トランプに对应し、19.6 MLT付近はオーロラ・オーバル上空である。



EXOS-C(おおぞら)により観測された、極域電離層のプラズマ構造と波動粒子相互作用

小原 隆博、 大家 寛
(東北大学・理学部)

1. はじめに、科学衛星EXOS-C(おおぞら)に搭載されたプラズマサウンダー(PPS)観測の目的は、降下粒子とプラズマ大気の相互作用の解明にある。現在までの観測により、極域における波動粒子相互作用の結果生ずる現象として、

(i) LH波の励起、

(ii) ホイスラーモード波の励起⁽¹⁾⁽²⁾が確認され、

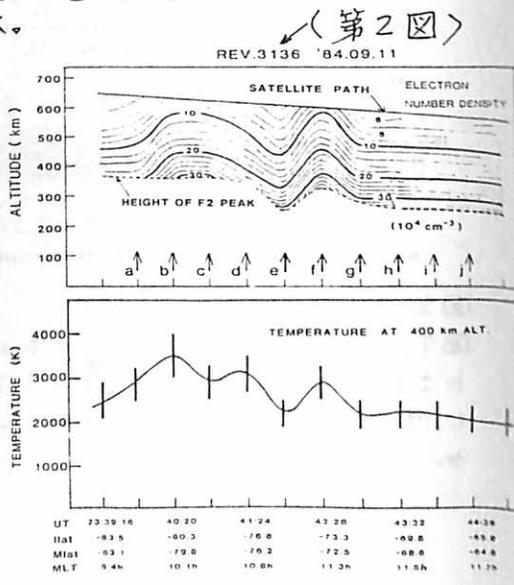
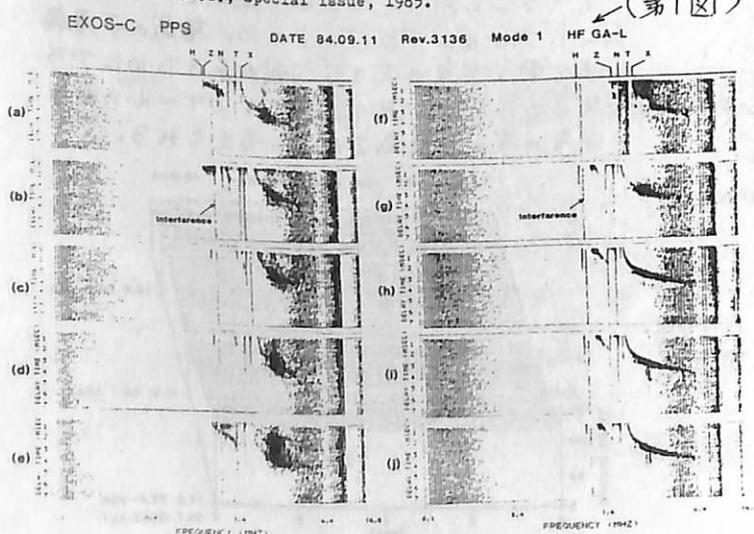
(iii) 漏洩型AKRの生成⁽¹⁾が新たに発見され、一方、降下粒子が、プラズマ中に微小スケールの密度のゆらぎを同時に生成していく過程が、スプレッドFの観測から明らかになった⁽²⁾が、これは波動粒子相互作用がプラズマ中に擾乱構造を作っていく事実を見出したものとして重要である。この様に、降下粒子は、その途中でプラズマと激しく相互作用を起こすが、究極的には多量のエネルギーを電離層中に注入する。本報告では、プラズマサウンダーによるプラズマの立体構造の観測に基づき、この電離層中に、注入されたエネルギーが引き起こす極域電離層の構造変化について議論する。

2. 観測結果と考察 極域電離層中で観測されたイオノグラム⁽¹⁾の1例を第1図に示すが、この中で特にイオノグラム(f)にはプラズマ周波数(N)から、高域混成共鳴周波数(T)にかけて強い自然プラズマ波動が観測されているが、これはイオノグラム(f)が得られた時点に対応して、粒子が降下している事をしめすものである。更にイオノグラム(f)に於ては、パルス発射直後から非常に激しいスプレッドFが受信されているが、この事は、衛星のごく近傍まで、微小スケールのゆらぎが生じている事を示すものであり、この観測例は、従来のEXOS-C(おおぞら)により明らかにされて来た事⁽²⁾と、同一の結果を与えている。これらのイオノグラムから電離層のプラズマの分布を求めたものが、第2図であるが、降下粒子が観測された領域(f)で密度並びに温度が増加している事が見出され、又電子密度の最大値をしめす高度はこの領域(f)を高くなっている。これは降下粒子による加熱が行われ、その結果電離層(F層)が持ち上げられている事を明瞭にしめている。他のひとつの電子密度の大きな領域(2図のbからdに相当)に対応するイオノグラム(b)から(d)の中には、顕著な波動現象は見られないが、この領域で温度が高くなっている事がこの領域のプラズマが加熱されている事をしめすものであり、何らかの加熱機構が存在する事をしめすことになる。

以上のような結果は多数例観測されているが、これは降下粒子が、重要な電離源、熱源である事を明瞭に示すことになった。

Reference

- (1) Oya, H., A. Morioka and T. Obara, New evidence discovered by planetary plasma sounder experiments on board the Ohzora (EXOS-C) satellite — Instrumentation and observation results of plasma wave phenomena, Submitted to J.G.G., special issue, 1985.
- (2) Obara, T. and H. Oya, Plasma condition in the polar and equatorial ionospheres observed in SPW experiments of PPS system on board the Ohzora (EXOS-C) satellite, Submitted to J.G.G., special issue, 1985.



Dayside Cusp領域における上部電離層の擾乱

— EXOS-C NEIの結果 —

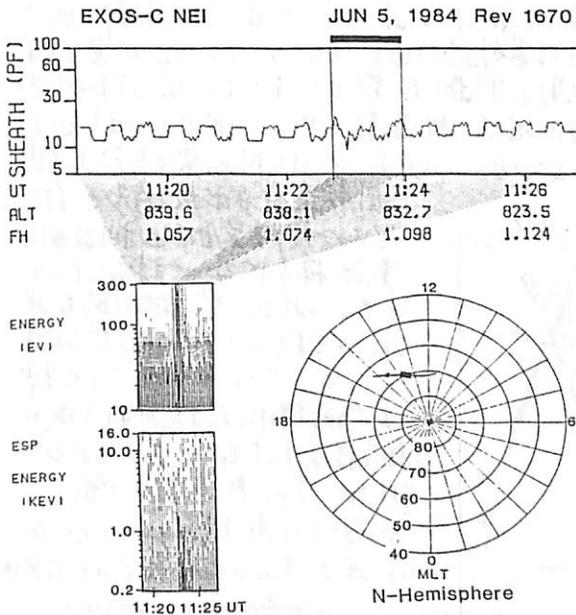
高橋忠利 疫部重十 大家 寛 疫迎勇三
(東北大理) (宇宙研)

我々はEXOS-C搭載のインピーダンスプローブにより極域を含む電離層の電子密度計測を行っている。これらのデータの解析により、トラフ領域から極冠域に至る極域電離層現象の種々の側面が明らかにされつつあるが、ここではこれらの現象のうちDayside Cusp域に観測された上部電離層の擾乱現象について報告する。

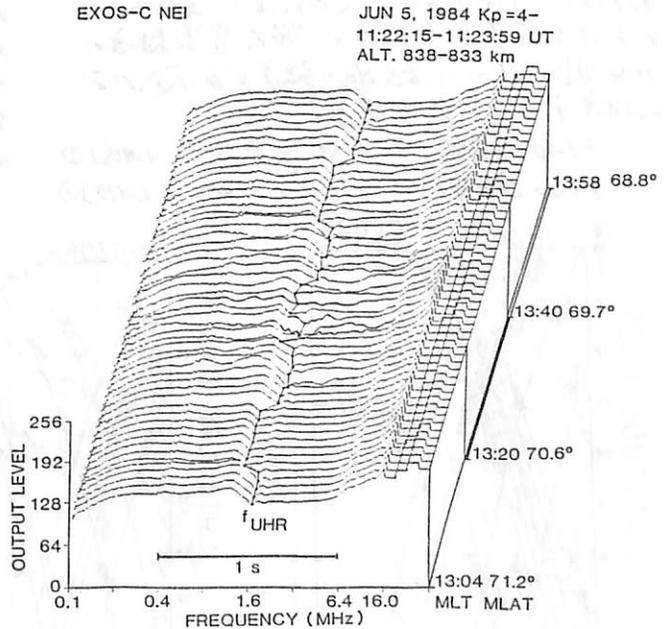
第1図は1984年6月5日の極域Daysideにおける観測例である。図には、450 kHzでのプローブ等価容量値(Σ)、ESP観測結果のsummary plot (下左)、Magnetic Latitude - Magnetic Local Timeの極座標に投影した軌道を夫々示してある。図の上部に太い実線で示したシーヌ容量値の値しれが観測された領域が、Dayside Cusp領域に位置し、energy 1 keV以下の低エネルギー電子の降下領域に明確に対応している様相

が示されている。第2図はこの領域における掃引波形をプロットしたものであり、擾乱域において掃引波形全体に数secから数10msecの出力レベル変動が重畳している。そのゆうぎの分布はさらに擾乱域の中で強いlocalityを持っている。

観測された掃引波形における出力レベルの乱れは、プラズマ・パラメータの擾乱の他、降下粒子によるインピーダンス計測への影響、electro static waveによるspace potentialの乱れ等、複雑なプロセスの係る問題であり、インピーダンス・プローブによるこれらの観測はDayside Cusp領域の低エネルギー粒子降下域における粒子とプラズマの相互作用、及びプラズマの擾乱についての重要な手懸りを与えるものである。



第1図



第2図

「おおぞら」観測データによる

電力線放射域の統計的推定方法

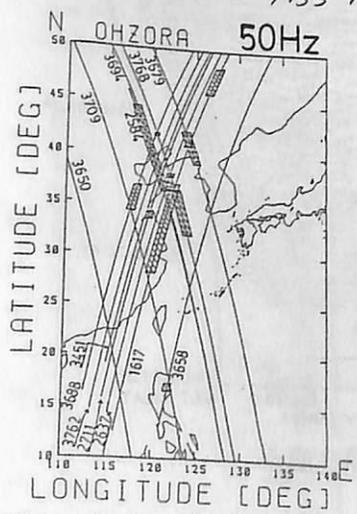
昌沢一郎・芳野雄夫・樋浦昇
(香通大)

科学衛星「おおぞら」に搭載した電力線放射観測装置(PLR)により観測した50, 60 Hzの磁場強度は、-125~-140dB (dBは0dB=1A/m)となり、55Hzの背景雑音強度とほぼ同じくらいとなる。この背景雑音強度は、打上げ前の予測値より大きく、また、電力線放射の予想強度が、この背景雑音強度とほぼ同じくらいであるため電力線放射の抽出が難しい状況にある。ここでは、観測データを統計的に処理することにより、電力線放射強度を表している可能性の高い部分を抽出する一つの方法を述べる。

ELF帯の背景雑音であるELFノイズは、過去の衛星観測から⁽¹⁾推定すると、50~60 Hz付近では強度が周波数の増加とともに大きくなるようなスペクトル構造を有していると考えられる。ELFノイズは、広帯域の放射であるので50~60 Hz付近では、いつもほぼ一定のスペクトルの傾きを有していると考えられる。この仮定を行うことにより、50, 60 Hzにおける背景雑音強度と、電力線放射の強度とを推定して55 Hzの強度から次式のように推定することができる。

$$H_{50}(\text{雑音}) = H_{55} - 0.525 \text{ [dB]} \quad \text{①}$$

$$H_{60}(\text{雑音}) = H_{55} + 1.250 \text{ [dB]} \quad \text{②}$$



永田勝明（玉川大工），河野毅（理研），村上浩之，中本淳（立教大理），
長谷部信行（愛媛大教養），竹中哲喜，菊池順，道家忠義（早大理工研）

『大空』衛星による高エネルギー電子（0.19-3.2 MeV），陽子（0.64-35 MeV）の観測は
打上げ1年経過した現在も順調に続けられている。粒子の計数率，エネルギー分布の他
に，1984年4月の衛星スピニング時（0.7rpm）のデータからピッチ角分布を求めることができた
ので，これらについて述べる。

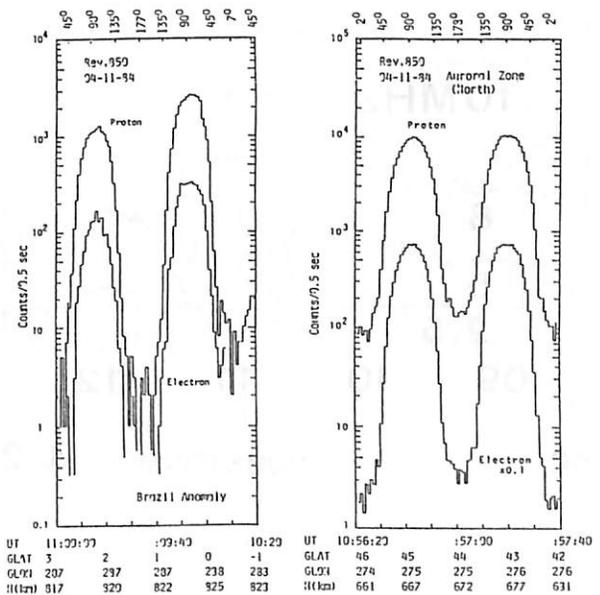
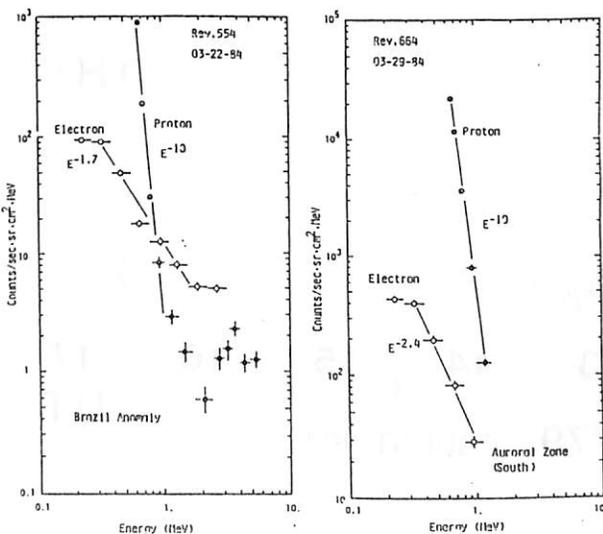
電子，陽子のエネルギー分布 Brazil Anomaly と Auroral zone の電子，陽子のエ
ネルギー分布の測定例を第1図に示す。Brazil Anomaly では電子のスペクトルのベキ
が -1.7 で変化し，1 MeV 以上では陽子より数が多くなっている。陽子は 1 MeV 以
下ではベキが -10 であるのに対して，1 MeV 以上のベキが異なっている。この結果
は Crifo & Mozer (1967) のデータと同じ傾向を示している。10 MeV 以上の陽子は
我々の測定器では観測できない程数が少ない。Auroral zone (南極) では電子のスペク
トルのベキは -2.4 ，陽子のベキ -10 であったが，1 MeV 以上の粒子は観測にかか
らなかった。

ピッチ角分布 Brazil Anomaly と Auroral zone (北極) におけるピッチ角分布の測
定結果を第2図に示す。両地域において磁力線に 90° 方向に運動する粒子が多く，平
行な成分は非常に少ない。このことは粒子が捕捉性であることを示している。peak
to valley ratio が Auroral zone では $\sim 100:1$ ，Brazil Anomaly では ~ 1000
:1 程になっていることから，Auroral zone では 磁力線に平行に運動する粒子の成
分が Brazil Anomaly より若干多いことが分かる。

Low latitude zone, Mid-latitude zone 北緯 $\sim 30^\circ$ と 南緯 $\sim 30^\circ$ 付近に南北に幅
1000 km 位で，東西に長く帯状に粒子が降下しているのが観測されている。ピッチ角分
布の測定は 粒子が $\sim 90^\circ$ 方向に多く存在していることを示している。北緯 $\sim 30^\circ$ は
KSC 上空にあたり，その存在がロケット観測により予測されていたが，『大空』衛星
でもこのことが確認されたので，この結果についても述べる。

第1図： エネルギー分布

第2図： ピッチ角分布



HFドップラーによるサブストーム時の中緯度電離圏変動の観測(1)

小川 康, 筒井 稔, 辻井 常男
(京都大学超高層電波研究センター)

サブストームの際にHFドップラーによる中緯度電離圏の変動観測の結果は、相関はある程度良いことが分っていたが¹⁾、特定の現象についての明確な対応は不明であった。最近、1979年3月のサブストームについてエネルギー移動の問題などを目的としてCDAW (Coordinated Data Analysis Workshop) によるデータ集積が進みつつあるので²⁾、それと対応してHFドップラー観測のデータ解析を試みた。

CDAWによるデータ集積は1979年3月22日と31日を中心として行なわれている。3月22日には0830(UT)のSCに始まる磁気嵐が23日1800頃まで続いている。この間22日に2回のサブストームのonsetが報告されている。

HFドップラーの観測結果は図1の通りでSCに伴うインパルス状の変動はDP電場によるドリフトと考えられる³⁾。一方1320及び1610より始まる大規模擾乱はそれぞれ1055及び1436のonsetに発生したTIDが北緯まで伝搬してきたものである。伝搬距離を6000kmとすれば速度はそれぞれ0.7km/s, 1km/sである。

一方1010に始まる擾乱については対応するサブストームのonsetは報告されていない。これはSCの際のshockにより極地域に発生したTIDの伝搬によるものと考えられる。

3月31日の2回のサブストームに対応するTIDはHFドップラーでは観測されていない。この理由は明らかではないが、i) これらのサブストームが磁気嵐で発生したものではない、ii) サブストームの規模が小さくドップラー観測点が昼間であったために、電離圏反射点の高度変動が小さかったなどが原因と考えられる。

文献

- 1) T. Ichinose et al., Summary of Jan. IMS Observations, p.42, May, 1978, Innsbruck.
- 2) R. H. Manka, CDAW Announcement, April, 1981.
- 3) 菊地他, 地球電気磁気学会第74回講演予稿集 p.30, 1983.



図 1

竹田雅彦・山田雄二 (京大・理)

前回の学会では太陽活動度の変化に伴って、特に夜側F層の電気伝導度が大きく変化することを示した (Takeda and Araki, 1985)。今回は、R (太陽黒点数) = 35, 200 のそれぞれの場合の電気伝導度分布を用いて、(1, -2) モードの潮汐風によって作られる電離層電流を求めた。その結果、東向き赤道ジェット電流は R = 200 の場合のほうがより夕方側まで延びること、R = 35 の場合には逆向きの赤道ジェット電流が 16 LT 付近に現われることがわかった。この結果は Rastogi and Iyer (1976) によるデータ解析の結果と傾向的に一致する。学会時には沿磁力線電流による電離層電流分布の太陽活動度変化も発表する予定である。

文献
Rastogi, R.G. and K.M. Iyer, J. Geomag. Geoelectr., 28, 46 1-479, 1976.
Takeda, M. and T. Araki, J. Atmos. Terr. Phys., 1985, in press.

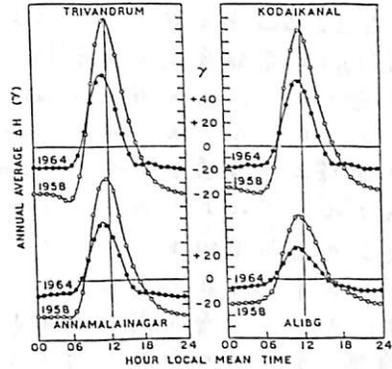


図2. Rastogi and Iyer (1976) による太陽活動度極大 (1958年) および極小 (1964年) 時のTrivandrum (伏角緯度 0.3°S), Annamalai Nagar (2.6°N), Kodaikanal (1.7°N), Alibag (12.8°N) での $Sq(H)$ 。

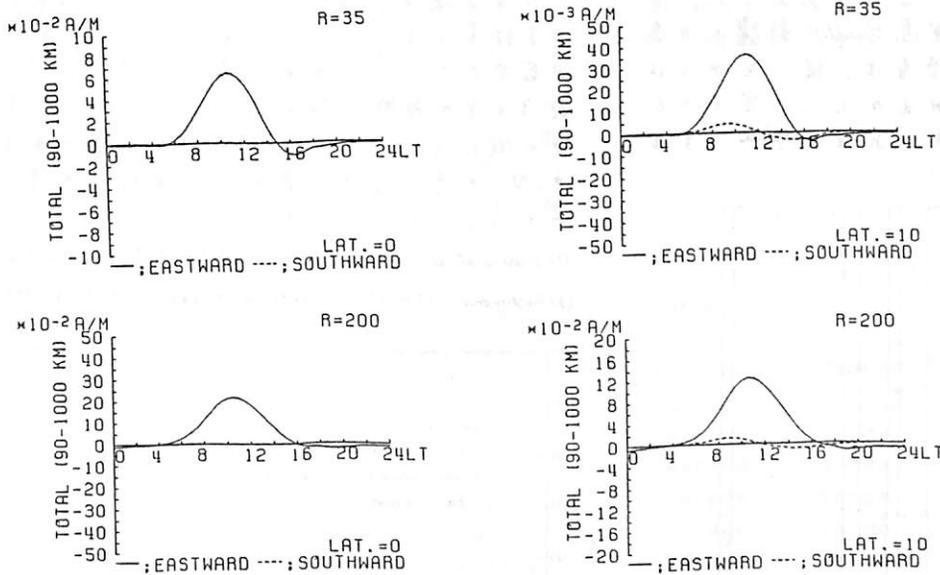
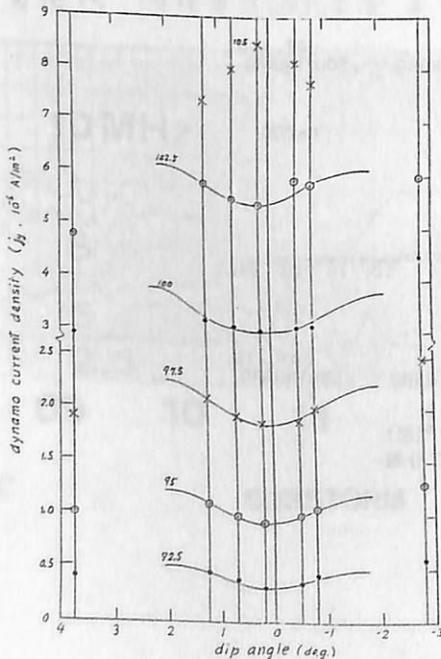


図1. R = 35 (上) および 200 (下) の時の緯度 0° (左) および 10° (右) での高さ積分された電離層電流の LT 分布

前田 憲一

1965年3月Peru沖ロケットによるダイナモ電流⁽¹⁾(j_y)と電離層電子密度⁽²⁾(N)の高度分布が測定された。 j_y の観測はdip equatorの南北にわたって行なわれたので、高さ(z)とdip(I)の座標上に j_y 値をplotしたcontour mapが発表され、これよりある一定の z における j_y 対 I の分布を知ることができた。左下図の○, ⊙, ×等がそれぞれである。ここで注目すべきは、ダイナモ層下部の各高さで j_y は $I=0^\circ$ で最低となりその南北で増大していることである。これの解釈の爲には、 N 従ってconductivity(σ)が $I=0^\circ$ で最低になることが好都合である。

これと符節を合するものが、前記 N profileの实测とRichmondの指摘⁽³⁾(1973)である。彼は別の目的で作ったE層 N profileモデルが实测のものより若干大きいことを見出した。彼のモデルの作成には垂直driftの影響が考慮されていないので、筆者は、彼のモデルは $I=0^\circ$ とはなれた地帯のものとし、实测のものは $I=0^\circ$ でdriftを取り入れたprofileとする



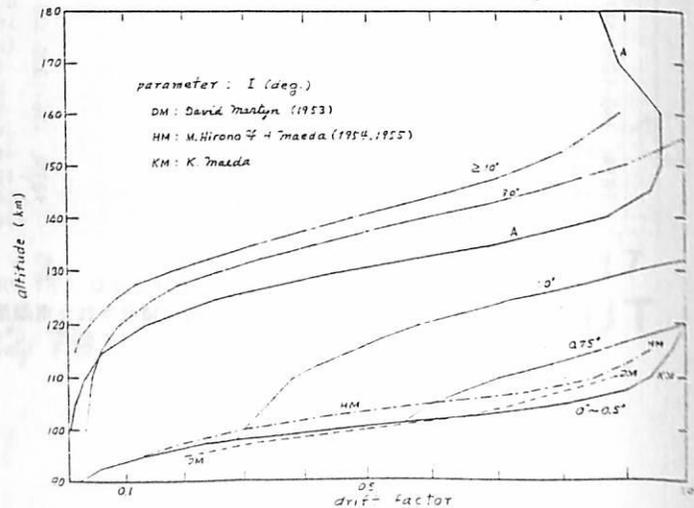
は定性的に説明がつくことを指摘し⁽⁴⁾E(1977)。従来垂直driftはF層生成論に利用されE層では無視されてきた。東向き電場 E_y 、磁束密度 B_z で E_y/B_z にあるfactorを掛けたものが垂直drift速度 W であるが、そのfactorを右図に示す。 I の値をparameterとして附記する。これらの曲線は垂直電流 $j_z=0$ とした場合のもので $I=0^\circ$ ではE層生成論で無視できない。図中Aと附記したのは $j_z=0$ の条件をはずした場合である⁽⁴⁾(1977)。 $|I|=12^\circ$ では $j_z=0$ の条件は無理なのでこのA曲線によるとして、driftは殆どをいとする。

電子生成率 Q 、再結合係数 α 、正午前後で $\partial N/\partial t=0$ とし、連続の式

$$Q = \alpha N^2 + \partial(WN)/\partial z$$

を用い、初め实测 N と α, W より Q を求め、この Q を使って $W=0$ として $I=0^\circ$ の外の地帯の N を計算する。この N は $I=0^\circ$ の实测の N より若干大きい筈である。従ってのも $I=0^\circ$ で最低でその外側で増大していることに着る。その傾向を示したのが、左下図の曲線である。○, ⊙, ×等の j_y 値の尖がこの曲線に大体沿っていることがわかる。

- (1) Davis et al, JGR, 72, 1845, 1967 (2) Aikim et al, JGR, 73, 1617, 1968
(3) Richmond, JATP, 35, 1105, 1973 (4) Maeda, JATP, 39, 1041, 1977



斉藤梅朗、鈴木常彦、柴田喬、奥沢隆志
(電気通信大学)

我が国におけるHFD観測網は、MAPを契機として、質・量ともに整備され、とくに、デジタルデータ集録装置¹⁾の採用とデータフォーマットの統一により、現象が、空間的にも時間的にも広いレンジで高密度にモニターできるようになった。しかし、データ蓄積量の増大に伴って、その管理・検索にかなりの労力を要することになり、所望のデータの所在を知ることさえ困難になりつつある。そこで、迅速かつ容易な検索を可能にするデータ管理を確立すべく、HFDデータベースの構築を試みた。

データベースの構築は、電気通信大学情報処理センターのHITAC M-180(VOS 3)上の情報検索システム"ORION(Online Retriever of Information)²⁾"を利用し、TSS環境下でおこなった。

ORIONのデータベースは、レコードを基礎としており、それは、ORIONで扱う情報の最小単位であるフィールドで構成されている。表1に、HFDデータベースにおいて採用したフィールド構成を示す。観測で得られた原データをそのままデータベースに取り込むことは、容量の上からも検索手続きの上からも冗長で非現実的である。そこで、原データを変形圧縮することが要求される。今回筆者らは、原データのある区間毎に分割し、各区間のデータの特徴をある統計値で代表し、その数値データを検索要素とすることにした。データ区間としては、10分間、20分間、および40分間の3つをとり、代表値として、区間内のデータ平均値と標準偏

差を採用した(表1中のフィールド7, 8, 9)。

現在のところ、プロトタイプ of データベースが完成し、レコード数の増加を図っている。データベースの運用効率(検索能力)が、レコード内に定義した数値データの物理的意味の軽重に深くかかわっていることは言うまでもないので、標準偏差を数値データとして採用することが妥当か否か、それ以外の適当な数値パラメータは何か検討することが今後の課題である。

今回試作した、ORIONによるデータベースは、TSS環境下での対話型検索に優れており、利用者に対して、計算機の細部にわたる知識を必ずしも要求しないのが利点である。HFD以外のルーチン観測データの管理・検索についても、有効なモデルになると考えられる。

参考文献

- 1] Tsutsui, M., T. Horikawa, and T. Ogawa, Solar Terr. Envi. Res. Japan, 7, 18, 1983.
- 2] HITACプログラムプロダクトVOS3
情報検索システム ORION概説
8090-6-501
" ORION利用の手引
8090-6-502
" ORION建設と運用
8090-6-503

表1 フィールド構成

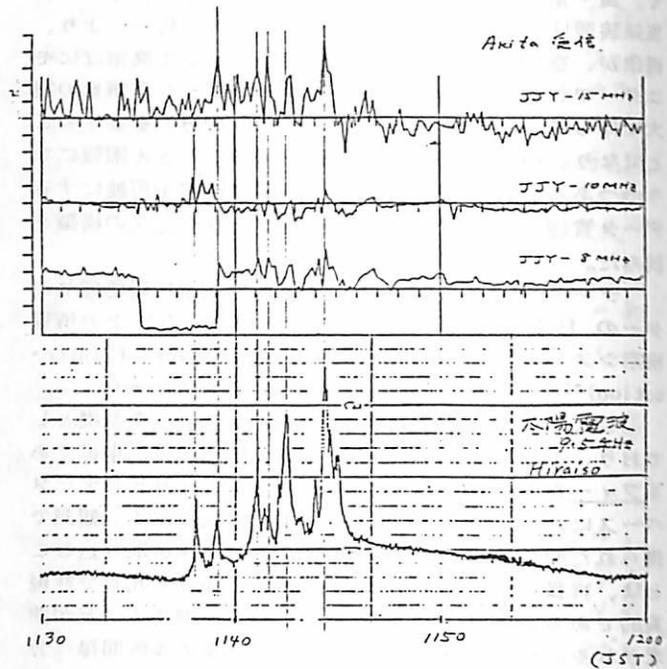
Field No.	Field Name	Label	Attribute	Search	Size (byte)
1	SC	Station	string	index	12
2	CHNO	Channel	string	index	40
3	SDATE	Start Date	integer	range	8
4	EDATE	End Date	integer	range	8
5	STIME	Start Time	integer	range	8
6	ETIME	End Time	integer	range	8
7	IT10	Data of Interval Time 10 min	real	range	9216
8	IT20	Data of Interval Time 20 min	real	range	9216
9	IT40	Data of Interval Time 40 min	real	range	9216
10	REM	Remarks	string	index	80

菊池 崇* 大塩 光夫* 越前谷 喜松** 磯辺 武***

*電波研究所 林電波研秋田 ***電波研平磯

前回の本講演会で、1984年4月24日に発生した大規模フレア時に脈動性HFドップラー偏移が発生し、2分遅れて脈動性の地磁気変動が発生したことを報告した。脈動性変化の原因として、電離圏・磁気圏内に磁気脈動や大気波動が励起された可能性は小さいことを指摘し、太陽放射そのものに脈動性があることを示唆した。脈動性は9.5GHz太陽電波強度の増加の初期に見られたが、急激な増加のために測定可能範囲を越えてしまい、HFドップラーや地磁気の変動との対応付けが困難であった。太陽X線束やVLW位相も急激な変化をしたため変化分をとり脈動性を確認したもののそのまの形で脈動性を見ることは不可能であった。

今回、観測は前回を下まわす。1984年2月11日に観測された脈動性HFドップラー偏移と9.5GHz太陽電波や太陽X線との対応がよい例を報告する。第1図に秋田で受信したJJY-8, 10, 15MHzのドップラー偏移と、平磯で観測された9.5GHz太陽電波強度の時間変化を示す。縦線を示すように、太陽電波強度の6個のピークに対応して正のドップラー偏移が見られる。マイクは波帯の太陽電波放射はF層を電離するEUV放射と密接な関係があるとされている。したがって、前回の4月24日のフレア事象の解明で指摘したように、脈動性電離圏突然擾乱の原因は電離圏であるEUV、X線束の変化にあるといえる。



第1図

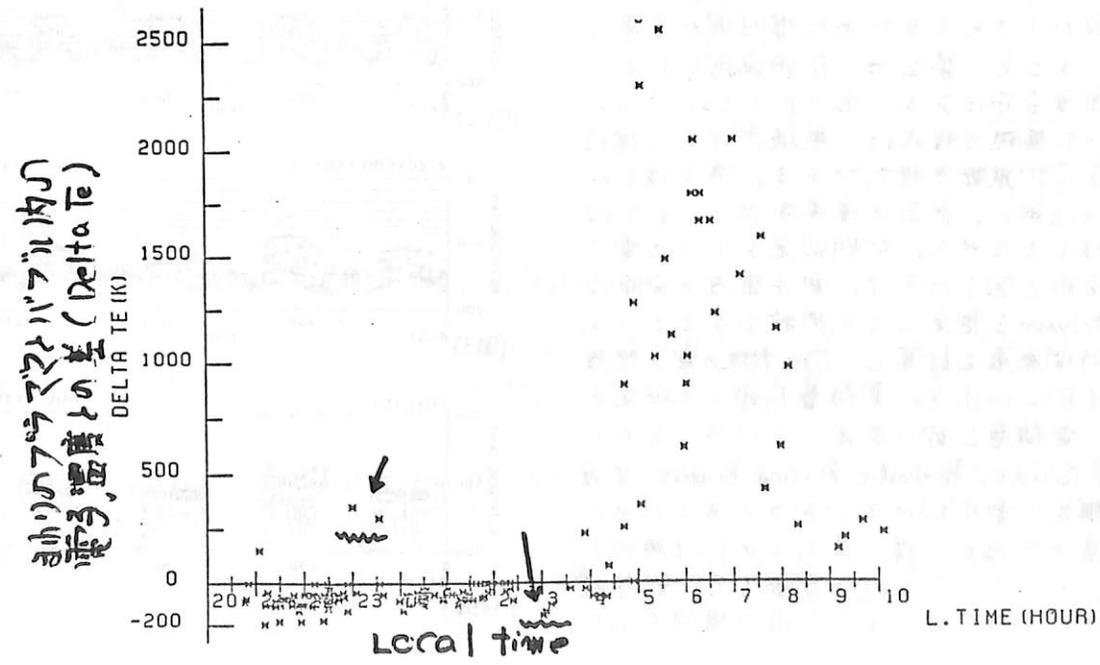
小山孝一郎, 永井光浩, 平尾邦雄 (宇宙研), 瘦部重十, 高橋忠利
 大家寛 (東北大)

ほぼ高度6000 Kmの円軌道をとった「ゆのとり」衛星によって得られた電子温度の解析をプラスマバブルに乗出して行った。これから得られた結果は以下のようである。解析はプラスマバブル内「電子温度とまわりのプラスマ電子温度をさす」地方時に関して統計的に処理して、その関連をみた。

1. 地方時夜8時ごろから12時ごろまでバブル内の電子温度はまわりより平均して約100°K低く、1~2時ごろにはまわりのプラスマ温度と等しくなる。朝方になるにつれバブルの温度はまわりはじめ、朝7時ごろにはバブル内の電子温度はまわりより2000°Kも高くなる。朝8時ごろにはプラスマバブルは消えてゆきが同時にバブル内の温度はまわりと等しくなる。

2. 上記の傾向よりはずれて夜23時ごろまわりの^{プラスマの}電子温度より200°K高くなる例が一例みられたが、このデータのとられた日はマグネトグラムに擾乱がみられる。さらに23時ごろに一般的傾向よりはずれて200°K低くなっているバブルがみられたが、この時にはまわりのプラスマ密度が普通より高い。

3. 朝方のバブル内の電子温度が高いのは、F層にできた光電子による加熱が考えられる。



渡部重十・大冢寛 (東北大・理)

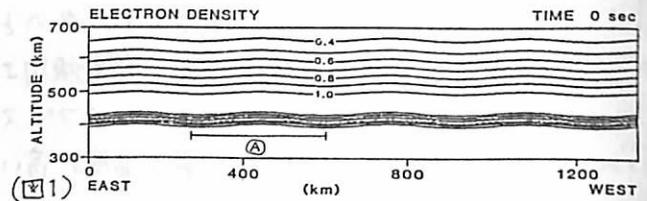
1.はじめに 科学衛星「ひのとリ」に搭載されたインピーダンスプローブを用いて赤道域で観測されるプラズマ・バブルの構造及び発生メカニズムが明らかになってきた(1)。その結果の一つは、高度約600kmで観測される Quasi Periodic Plasma Bubbles のバブル間の距離が平均約50kmあり、その距離はバブルの発達段階で異なっていることを見出した。この現象は、F層下部で生成されたプラズマ・バブルがF層上部にまで発達する過程でプラズマ・バブル間の相互作用が存在していることを示唆している。そこでプラズマ・バブルのシミュレーションも実行しバブルの発達過程を考察してみた。

2.プラズマ・バブルのシミュレーション Rayleigh-Taylor Instability を基礎としたプラズマ・バブルのシミュレーションは Ossakow のグループにより行われ、その結果は、レーダーによる観測とよく一致を示している。しかし「ひのとリ」が電離層上部で観測するプラズマ・バブルは Ossakow et al. の理論で説明できないところがある。その原因は第一に電離層上部でのプラズマ・バブルを扱うには、プラズマの衝突回数が小さくなるために慣性項が重要になってくること、第二は、初期設定としての電子密度分布にある。我々がシミュレーションに用いた基礎方程式は、連続方程式と慣性項を含んだ運動方程式である。準中性近似 ($n_i \approx n_e$) を用い、東西の境界条件については周期性をもたせた。初期設定としての電子密度分布を図1に示す。電子密度の分布は、Gravity Wave を想定し \sin 関数で与えている。その時間発展を計算し、1784秒後の電子密度分布を図2に示す。電離層下部で不安定が起り、電離層上部へ発達していることがわかる。Quasi Periodic Plasma Bubbles は、全体の構造が数千kmに及ぶものであるために、電離層の状態が一様と考えるのには無理がある。そこで、図1(A)の変動を1.5倍振幅を大きくとることによって非一様性をとり

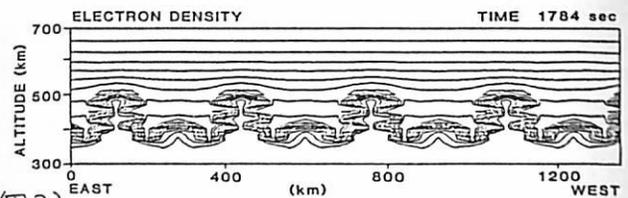
入れてみた。その結果を図3に示す。成長の早いプラズマ・バブルによって生成される強い電場(図4)が他のプラズマ・バブルの成長を妨げていることがわかる。この結果はプラズマ・バブル間の相互作用が、バブルの発達過程で非常に重要であることを示すと共に電離層の状態によってバブルの発達及び構造が大きく左右されることを示している。

参考文献

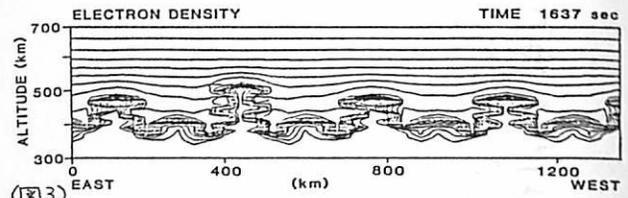
- (1) 渡部・大塚・高橋, 第75, 76 学会.
- (2) Ossakow et al., J.G.R., 84, 17, 1979.
Zalesak et al., J.G.R., 87, 157, 1982.



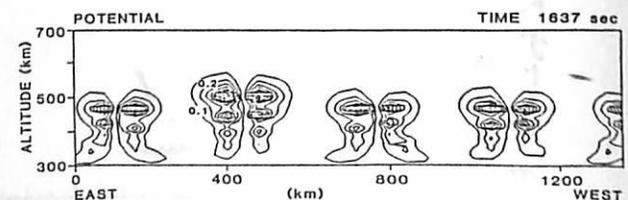
(図1)



(図2)



(図3)



(図4)

満保 正喜

長野 勇

深見 哲男

小林 智明

金沢大学工学部

1. 緒論 筆者等は前に、VLF反射係数の絶対位相によりD層電子密度の推定法⁽¹⁾を発表した。今回対馬オメガ波の金沢での受信を想定し、入射角が未知、受信アンテナ出力電圧の相対位相が既知として計算機シミュレーションにより電子密度推定を試み、よい結果を得たので報告する。

2. 平面波の入射角 図1のように、送受信点間距離D、電離層下端高度 z_0 、電子密度分布 $N^S(z)$ が与えられるとVLF波の入射点と出口位置の間の距離 X_p ($P=1,2$ は反射波の電界がそれぞれ入射面に平行および垂直なものを示す。)は反射係数 R_p の位相 ϕ_p と入射角 θ で次のように表わされ、 N の分布が与えられると、これより θ_p を求めることができる。

$$X_p = -\frac{1}{k \cos \theta} \left. \frac{d\phi_p}{d\theta} \right|_{\theta_p} = D - 2Z_0 \tan \theta_p \quad (1)$$

3. 電子密度分布の推定法 簡単化のため、大地を含まない伝搬モデルで電離層一回反射のみを考える。アンテナ出力は送信側の平面波の入射電界を1に規格化して、

$$V_p = -jknS(\cos \theta)^{P-1} R_p \exp[-jk(D \sin \theta + 2z_0 \cos \theta)] \Big|_{\theta_p} = A_p R_p(\theta) \Big|_{\theta_p} \quad (2)$$

今、図1のように高度 z における $N(z)$ が $\delta N(z)$ だけ変化すると、全高度範囲にわたる $\delta N(z)$ が V_p, A_p, R_p の値に変分 $\delta V_p, \delta A_p, \delta R_p$ を生じさせ、

$$\delta V_p = \delta A_p R_p + A_p \delta R_p \quad (3)$$

となる。また δV_p は、 V_p^S を N^S より計算したアンテナ出力電圧、 V_p^I を相対位相の誤差 $e^{j\varphi}$ を含む観測値とすると、次式のように表わせる。

$$\delta V_p = V_p^S - V_p^I e^{-j\varphi} \quad (4)$$

また文献(1)より、

$$\delta R_p = \int_{z_0}^{z_n} K_p(z) \delta N(z) dz \quad (5)$$

式(4),(5)を式(3)に代入すると、 $P=1,2$ に対して、

$$V_1^S - V_1^I e^{-j\varphi} - \delta A_1 R_1 = \int_{z_0}^{z_n} A_1 K_1 \delta N(z) dz \quad (6)$$

$$V_2^S - V_2^I e^{-j\varphi} - \delta A_2 R_2 = \int_{z_0}^{z_n} A_2 K_2 \delta N(z) dz \quad (7)$$

を得る。式(6),(7)より $e^{-j\varphi}$ を消去すると次式を得る。

$$V_1^S V_2^I - V_2^S V_1^I - V_2^I \delta A_1 R_1 + V_1^I \delta A_2 R_2 = \int_{z_0}^{z_n} (A_1 V_2^I K_1 - A_2 V_1^I K_2) \delta N(z) dz \quad (8)$$

式(8)の左辺が小さい値に収束するまで繰り返す計算を行なう。 N^S, N^I として図2に示す指数電子密度分布を想定し、10.2, 11.33, 13.6kHzについて8回の繰り返す計算を行なって得たシミュレーション結果を図2に示す。図より62~77kmの範囲の N^S が N^I によく収束していることがわかる。

4. 結論 大地を含まない伝搬モデルで、入射角を求め、VLF反射波の相対位相の場合の電子密度を求める方法を述べた。具体的シミュレーションの結果、部分的によく収束する結果を得た。

文献 (1)満保,長野,岡田,深見,「VLF反射係数による下部電離層密度分布推定法の改善」信学論 J67-B.2 pp147-154

(2)Budden,K,C [Radio waves in the ionosphere] Cambridge Univ. Press, Lond. 1961

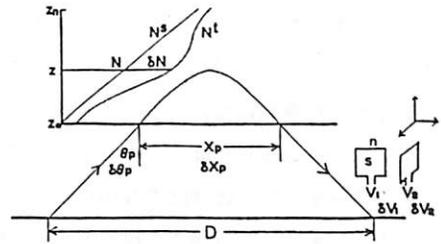


図1 伝搬モデル

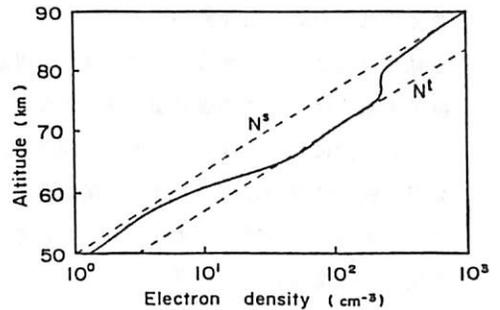


図2 シミュレーション結果

長井嗣信

気象研究所

サブストームを理解するうえで、磁気圏尾部での磁場とプラズマの観測は、重要な役割をもっている。静止軌道については、いくつかの衛星による研究がある。サブストーム中における磁気圏の構造のダイナミクスが磁場の観測から明らかにされてきている。粒子の観測では、磁気圏の構造変化に起因する粒子フラックスの変動をとらえている。また、新しいプラズマの静止軌道への流入も観測されている。さらに、沿磁力線電流によると考えられる特有の変動が磁場の経度方向成分(D)にあることがわかってきている。これらのことは、おもに一つの静止衛星により観測されたことからわかってきたことである。次に、経度方向に離れた二つ以上の静止衛星による同時観測によりサブストーム中のこれらの変動をとらえることにより、サブストームの空間的なひろがりや時間発展をとらえられるようになってきた。この経度方向の同時観測により、サブストームの開始領域が初期には経度方向にかなり狭い領域に限定されており、時間発展とともに領域が東西方向に拡大していくようすが明らかになっている。さらに沿磁力線電流によると考えられる磁場変動は、広い経度方向の領域で同時に始まるが、そのピークはサブストームの領域の発展に対応した規則正しい振舞をすることがわかってきている。さて次への研究の発展としてここでは、動径方向に二つの衛星が並んだ時の同時観測によりサブストームをとらえた事例について解析をする。

サブストームとしては、1979年7月5日におきたものを選ぶ。この時、静止衛星GOES-3と1979-053とはほぼ真夜中にあり、衛星SCATHAはほぼ同経度の静止衛星軌道の外側にあり、 $L=6.6$ と $L=7.7$ 近傍での磁場と粒子の同時観測がえられた。サブストーム開始前の磁場ベクトルの傾きは、両地点でほぼ同様な動きを示すことがわかる。この時点で外側にあるSCATHAで、沿磁力線電流によると考えられるD成分の変動がある。サブストーム開始にともなう磁場ベクトルの動きには、両地点で時間差を見つけることができる。これは、擾乱が 90 km/s 程度で地球向きに伝播していくと考えれば説明できる。粒子の観測は、この磁気圏の構造の変化の時間的な発展を裏付けている。沿磁力線電流によると考えられるD成分の変動については、両地点で同時に始まるものもあるが、時間発展とともに、変動は異なっていく。従来D成分の変動については、尾部電流と電離層とを沿磁力線電流で結ぶ大規模電流回路によるものとされてきた。両地点で同時に始まるものについては、このモデルが有効であろう。時間発展とともに磁気圏の構造が変化し、電流の流れる磁力線が全体として地球向きに移り、二つの衛星付近からさらに二つの衛星の間を電流が流れていくと考えられるようになることがわかる。そして外側のSCATHAでは、D成分にほとんど変動はないが、GOES-3のみでD成分の変動が見られるようになる。このことは、サブストームに伴う電流が、プラズマシートのかかなり内側にも存在することを示している。

Synchronous OrbitにおけるSubstormに伴う磁場変動 とElectron Flux変化について

湯元 清文・斎藤 尚生・高橋 主衛

(東北工理学部)

(Los Alamos Nat. Lab.)

Pi 2 地磁気脈動の発生機構は substorm の発生機構と深く関係しており、substorm に伴う 3 次元電流系の形成時に励起されるのか、それとも transient な earthward flow によって励起されるのか未だ結論に達していない。又、auroral field line 上に発生源があると考えられている Pi 2 脈動がどの様な mode で何処を通過して低緯度まで伝播してきているのか、その伝播機構も永年の未解決の問題として残されている。

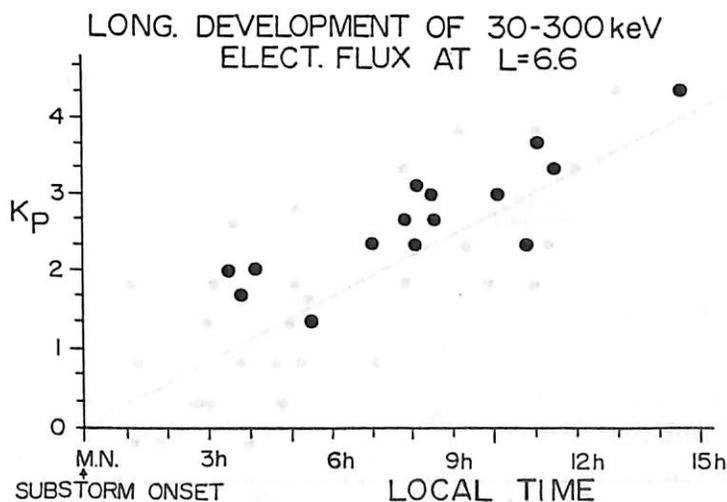
我々研究 group はこれらの問題を解決すべく、1981年1月-2月に環北太平洋多点観測 [COL (L=5.6, $\lambda=147.9^{\circ}W$), SGC (1.8, $118.0^{\circ}W$), EWA (1.15, $158.1^{\circ}W$), ONW (1.3, $141.5^{\circ}E$)] を行なった。本研究では、これら地上磁場 data に Alaska chain data, SGC の子午線面に近い静止軌道の GOES 2 (L=6.67, $106.7^{\circ}W$) の磁場 data それに 2112 (L=6.6, $68.7^{\circ}W$) と 3151 (L=6.6, $68.9^{\circ}E$) の静止衛星で観測された low energy electron flux (30~300keV) data を用い、Pi 2 の発生及び伝播機構解明の手懸となる、磁気圏内の substorm に伴う磁場変動及び粒子変化の dynamics について先づ調べた。

解析の結果以下の事が明らかにされた。

[A-1]. substorm に伴う沿磁力線電流 (FAC) は、 $K_p \sim 3$ 以上の磁気活動度になると $L=6.6$ 以遠の外部磁気圏に形成されるものと推察される。特に、 K_p が 1 以下になると synchronous orbit では substorm に伴う electron flux の変動も観測され難くなる。

[A-2]. substorm に伴う electron flux (30~300 keV) の変化領域は、朝方側に $\sim 6^{\circ}/MIN \sim 74 km/sec$ の平均速度で $v \times B$ drift し、その経度方向への拡がりは K_p に比例していることが確認された (オ 1 図)。

以上のことから、substorm の発生と深く関わる圏尾の沿磁力線電流 (FAC) 及び加熱域磁気に関連する磁気圏内の構造は K_p の大きさに逆比例して動径及び経度方向に容易に収縮・膨張するものと推察される。substorm に伴う磁気圏内の加熱領域の経度方向の拡がりに K_p 依存性が存在するか否かについては、今後の ground-satellite 及び multisatellite 観測により更に確立される必要がある。



(オ 1 図)

国分征、樋口知之、石田十郎 (東大理)

K. Takahashi and P.R. Higbie (Los Alamos National Laboratory)

静止衛星 GOES 2, 3, ロスアラモス 国立研究所の3つの衛星のデータを用いて、いわゆる stormtime Pc 5 と energetic particle injection の関係を調べた。圧縮成分が大きく、ほぼ磁気子午面で振動するこの型の Pc 5 は、最初は ATS-1 の観測から Barfield et al. (1971) によって見出された。最近では Kremser et al. (1981) が GOES 2 の energetic particle のデータを用いた解析を行ない、正午付近を中心として、継続時間の長い圧縮性 Pc 5 が観測される事を見出した。この継続時間の長い Pc 5 については、その後の研究で磁気嵐の回復期や、1-2日後に出現することが報告されているが、この解析でも確かめている。

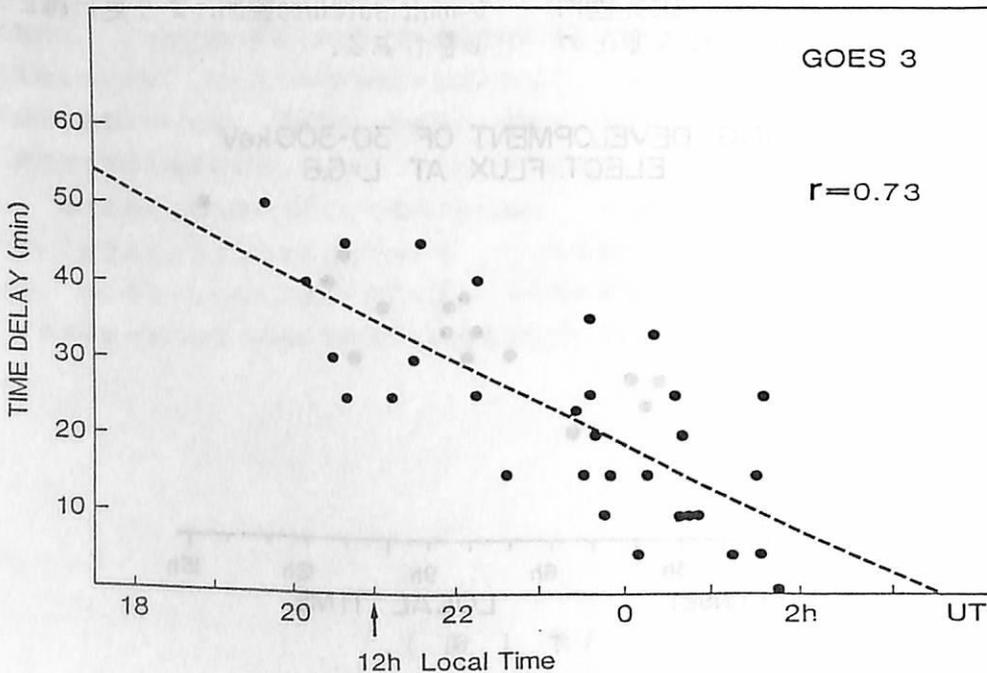
ここでは午後側で卓越する1時間程度の継続時間をもつ Pc 5 とサブストームの開始との対応関係や energetic particle との関係を中心に調べた。下に示した図は GOES 3 で観測された Pc 5 のうちサブストームと1対1に対応づけられたものについて、サブストーム開始からの Pc 5 の遅れ時間をプロットしたものである。横軸には衛星位置の地方時をとっているが、サブストームからの遅れは地方時が早いほど大きいことが見られる。

図の直線は、回帰直線であるが、この勾配が Pc 5 発生源の経度方向のドリフトを表わすとすると、50 keV 程度のプロトンの赤

道上でのドリフト速度に対応する速さになる。Pc 5 の発生源が西向きにドリフトすることを示唆する事実は、GOES 2 と GOES 3 で Pc 5 がほぼ同じ時刻に出現する場合、東側に位置する GOES 2 で常に早く観測されるということを示される。

また、ロスアラモスの3つの衛星のデータを調べた所では、GOES 3 とほぼ同じ位置にあった 1977-007 と 1979-053 の2つ衛星については GOES 3 の Pc 5 出現と同時にプロトンフラックスの増大が見られた。サブストームに伴う粒子流入と考えられるプロトンフラックスの増大は西側の衛星ほど遅れることも Pc 5 の傾向と同じである。プロトンフラックスの変動にはしばしば Pc 5 による modulation も見られる。このような事実は、圧縮性 Pc 5 がサブストームに伴うプロトンの注入に密接に結びついていることを示している。しかしながら、Pc 5 の発生がプロトンフラックスの増加を伴わない場合もあり、どんな条件のときこのようなことが起こるか、5つの衛星のデータをもとにして議論を行なう。

Substorm \rightarrow Stormtime Pc 5



石田 十郎, 国分 征
(東大・理)

静止衛星 ATS-6の磁場データを用い、Pc 1地磁気脈動の特性について報告する。

Pc 1地磁気脈動は磁気圏赤道面で、温度異方性を持った高エネルギー粒子による ion cyclotron instability によって発生していると考えられている。また最近では、波動の発生・伝搬機構に対する重イオン（ヘリウム・酸素）の効果について、観測・理論の両面からの研究が行われている。

Pc 1の発生機構を議論する上でPc 1の出現とSubstorm activity との対応をつける事は、発生領域での磁場の方向・大きさの変化、プラズマの組成・密度の変化と共にエネルギー源となる高エネルギー粒子の生成との関連から重要である。また、波動の伝搬方向・偏波特性を明らかにすることは最近行われている理論計算・計算機シミュレーションとの比較を行う上で重要な点である。

解析を行なった期間は1975年 6-9月でこの期間衛星は東経36度の静止軌道にあり地磁気緯度は約-3度である。このうち主に午後側のSubstormに伴って観測された現象の解析を行なった。

これまでの解析で次のような点が明らかになった。

- (1) 周波数は(Nyquist周波数=1Hz)0.2-0.7Hz であり、特に図1に示すように衛星の磁場の値がSubstormの影響により小さくなっている($B_t < 80$ nT)場合にヘリウムのジャイロ周波数以下に集中している。
- (2) 偏波は図2に示すように左回りがほとんどであり、ほぼ発生領域で観測していることを示している。また、振幅は0.1-1nT程度で伝播はほぼ磁力線方向であるが、特に振幅が10nT程度の大振幅の現象には磁力線に対して30度程度の伝播角のものも存在する。

さらに地上の磁場観測によるSubstorm activity との対応関係については夜側ではほとんど時間差がなく、午後ではSubstormから遅れて発生しておりこの点についてさらに詳しく解析を行ない結果を報告する。

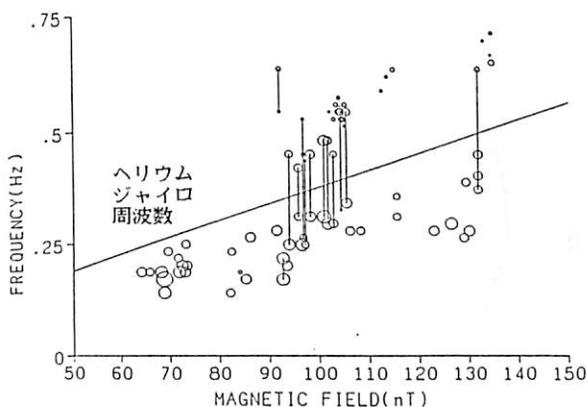


図1. Pc 1の周波数と磁場強度の関係

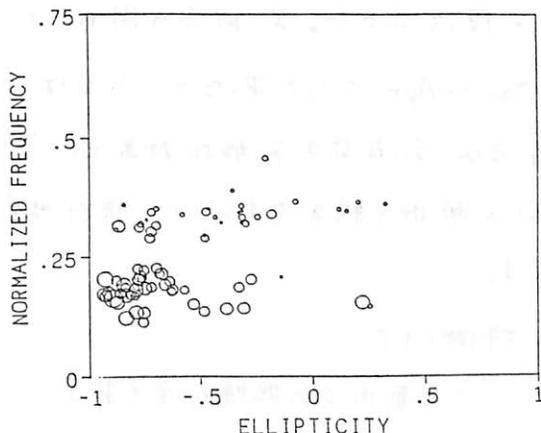


図2. ヘリウムジャイロ周波数で規格化したPc 1の周波数と偏波の関係

(図中の○の大きさは振幅を表わす)

ストームタイム Pc 5 のスペクトル特性

樋口 知之・國分 征 (東大 理)

ストームタイム Pc 5 の解析は、今まで 10 数個のイベントをもってなされてきたが、ここに 79 年、80 年の GOES 2, 3 のデータを用い、イベント数として 100 にものぼる解析を行なった。この解析の統計からストームタイム Pc 5 のスペクトル特性を明らかにする。

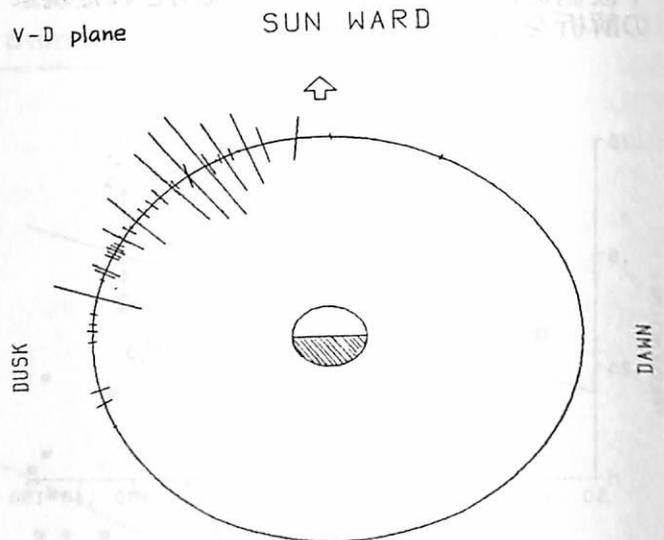
今回は、前回行なった解析 ~ パワー・スペクトル、コヒーレンシー、フェイズの他に、偏波特性を示す各パラメーター ~ 主軸の方向、R-L モード、楕円率 ~ についても前回と同じスペクトル法 (3次元 AR 法) を使って求めた。又、前回の解析は 79' Jan ~ Apr だけであったが、今回は 79 年 及び 80 年 前半を解析対象とし、各イベントの解析の結果をもとにした統計結果を示す。

特徴として

- (1) 子午面内での振幅が主である
- (2) 楕円率 は せいぜい 高くても 0.5 (ほぼ リニアに近いものが多い)
- (3) 出現は LT で 12 ~ 18 に多い。

昨秋 圧縮性成分の周波数が 動径方向の 2 倍の周波数をもつ波について報告したが、はっきりとこのような特徴をもつイベントは 79.1.5, 79.1.24, 80.1.13, 80.1.14 の 4 つが得られた。他のストームタイム Pc 5 との差違をスペクトル解析のパラメーターから示す。

又、解析は GOES 3 を使用したが、GOES 3 より 磁気赤道 から 離れてゐる GOES 2 の同時刻のデータも使... GOES 3 と対応させる。



線分の長さは、パワー 方向は主軸の向きを示す。V-D 平面では、ほぼ 子午面内にあることがわかる。

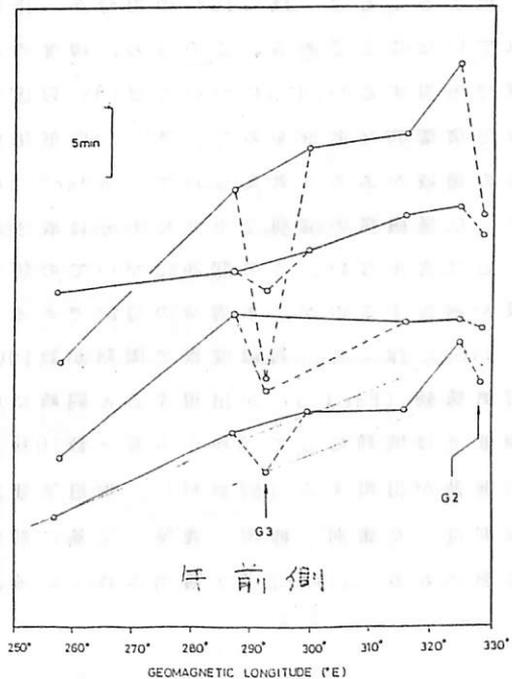
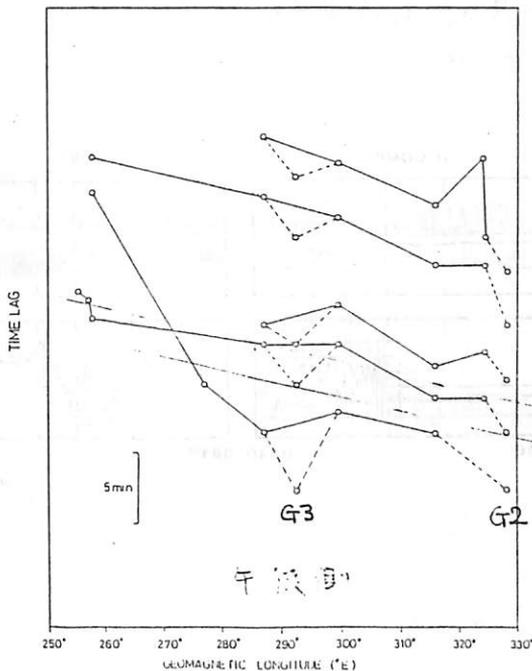
磁気圏サブ・ストームに伴う巨大長周期地磁気脈動 (Ps 6 または Pi 3) は、振幅数十ガンマ～数百ガンマ、また周期も数分～数十分に及ぶが、その波形がしばしば不規則なことから、果たして物理的意味をもつ現象であるかとの疑いさえ持たれてきた。今回、このカテゴリに属する地磁気脈動の変化の地上と静止衛星との対比が出来たので報告する。

地上データとしてはIMS地上データ、衛星データとしてはGOES 2とGOES 3のものを用いた。解析期間は1979年9月～12月である。

結果

- (1) 地上のPs 6に対応してGOES 2にもGOES 3にもPs 6が存在する。
- (2) GOES 2とGOES 3とが、ともに朝側にあるような場合、Ps 6はGOES 3に早くGOES 2に遅く出現する。夕方側はその反対である。この事から、Ps 6波動は真夜中の領域で発生し、朝側及び夕方側に伝播する。
- (3) GOES 2はGIM (Gimli), GOES 3はFSP (Fort Simpson) / FSM (Fort Smith) の磁力線上の位置に対応するが、これらの地上と衛星とを比べると衛星の方が5分～10分早い。
- (4) 東西にならぶ地上観測地では、互いに位相差がみられる。朝側では西方向へ、夕方側では東方向へ現象が伝播する。この伝播速度と、衛星高度での伝播速度を比較すると、Fig. 5のようになって、両者の角速度 (経度/秒) は等しい。
- (5) この速度は、前に坂によって出されたPc 5の東西伝播速度に等しい。

以上のことから、Ps 6 (またはPs 6的現象) は、磁気圏サブ・ストームにともなって磁気圏深部に発生する秩序のある現象であり、地上でみられる波動の伝播は見掛け上のもので、磁気圏における発生領域の伝播 (または移動) にともなって地上に現われるもと考えられる。



I-52 SSCに伴う磁気脈動の地上に於ける出現の特性について

桑島 正幸 (地磁気観測所)

SSC 及び SSCに伴う種々の現象についての研究は IGY 以来日本の研究者を中心にして精力的に進められてきた。またIMS 以後は地上の観測点網がさらに整備されるとともに、人工衛星による観測で磁気圏で発生する現象を直接観測することが可能になり、SSCに関連した現象の解明が急速に進みつつある。

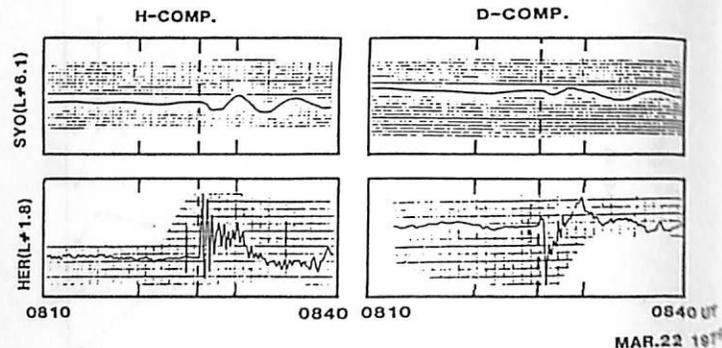
最近のSSCに関する研究の主流は、静止—軌道衛星での観測資料を使ったものに集中している。特に、SMS/GOESシリーズでは常に複数の静止衛星が異なる Local Time で並行して観測を実施しているので、Local Time 依存性、緯度依存性はもとより、Dipole 軸の傾きを考慮した季節依存性等が明らかにされてきた。

一方では、解明されつつある事実を feedback させてもう一度地上の SSC に伴う観測資料を見直すことも意義のあることである。SSCに伴い長周期 (Psc4-5) から短周期 (Psc2-3) の種々の磁気脈動が地球上の広い領域で出現することは、既にIGYの当時から指摘されていたことである。このうち、緯度の高い領域で出現するPsc4-5についてはIMS以後の研究で飛躍的な進歩をみた。然し、中低緯度に発生の領域があると考えられているPsc2-3の発生・伝播機構の解明は未だに十分に成されているとは言えない。この問題についての研究の結果を報告するのが、本講演の目的である。

SSCに伴って、高緯度帯で周期が数100秒の磁気脈動 (Psc4-5) が出現すると同時に中—低緯度では周期にして5秒から高々数10秒の磁気脈動が出現する (図参照)。地磁気観測所の観測点、女満別、柿岡、鹿屋、父島に於いての観測でも多くのPsc2-3が観測されている。

勿論、中低緯度のPsc2-3を引き起こすSource Disturbance は高緯度から伝播して来ていることが予測されるので、本研究では中低緯度に限らず、高緯度に於いて観測されるPscとの比較も実施している。日本と同じ経度上に位置する高緯度の観測点は少ないので、高低緯度の比較には、日本の女満別とほぼ同じ磁気緯度にあり、且つ高緯度での観測網が発達しているヨーロッパとほぼ同じ経度にある、南アフリカの Hermanus の磁気脈動の資料を使う。

これまでの定性的な研究から一步踏み込んでより定量的な研究へと発展させるうえで注意することは、地上で観測する限り、必然的に超高層の情報とともに地下の電気伝導度に関する情報 (CA効果) も合わせたものとして観測しているということである。従って CA 効果についての検討も実施することが必要である。本講演では観測点網における磁気脈動の資料に見られる CA 効果についても言及したい。



山足公也 橋本弘藏 木村磐根
(京都大学工学部)

地球の磁気圏で観測されるContinuum Radiationの発生に関する理論として Linear Mode Conversionがある。これは不安定性によって生じた静電波が、まずZモードの波となり、その後、伝搬中にその周波数とローカルなプラズマ周波数とが等しくなる点(Radio Window)を通過する際に、その一部がL-Oモードに変換され磁気圏外へと放射されるというものである。またその発生源である強度の大きい静電波が磁気赤道域に集中しているという観測例がある。したがって、静電波の伝搬特性を解析することは大変興味深いといえる。

赤道域での静電波の Ray Path の研究は、Lembegeらによって行なわれている。しかし、彼らは、Poevlerin's Constructionを用いて図形的に Ray Pathを計算している。そのため、ダイポール磁場を用いず、電子密度勾配と外部磁場とは互いに直交しているという仮定を行っている。これに対して、静電波近似分散式を導入したRay Tracing の方程式を計算機を用いて解くことにより、更に詳しく静電波の解析を行った。図1に示すLembegeらと同じ電子密度モデルを用い、磁場としてダイポールモデルを用いた場合と、Lembegeらの仮定を行った場合とのRay Pathの比較を図2に示す。図中 ψ は磁場とkベクトルとの間の角である。また、周波数 f は $28.015\text{kHz}(f_c < f < f_p < 2f_c)$ 、温度は 12000K 、打上げ位置は地心距離 $3.25R_e$ (R_e :地球半径)、磁気緯度は 2° としている。

図2のように、我々の計算したRay Path(実線)はLembegeらの結果(破線)とかなり異なる。特に、 $\psi = -89.8^\circ$ の場合には、全く反対の方向に進んでいる。図3はダイポールモデルを用いて、 ψ を -89.4° から -90.6° まで変化させたものである。図のように、最終的には磁気緯度 $\pm 2^\circ$ 以内にトラップされていることが分かる。このようにダイポール磁場の下ではLembegeらの場合と比べて更に、広範囲の ψ を持つ静電波が赤道域にトラップされていることが明らかとなった。これは Linear Mode Conversion 理論におけるConversion Rateにも大きく貢献するものと考えられる。

参考文献

Lembege, B., and D. Jones, J.G.R., 87(A8), 6187-6201, 1982

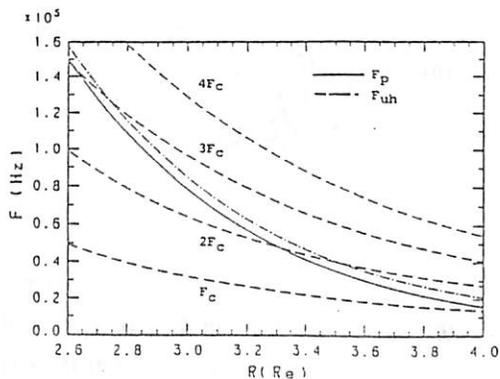


図1 電子密度モデル

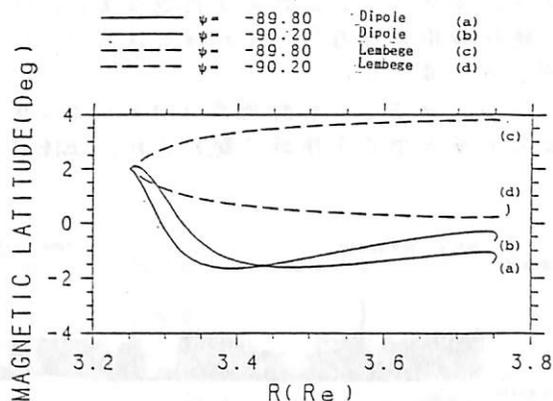


図2 dipoleモデルとLembegeとの相違

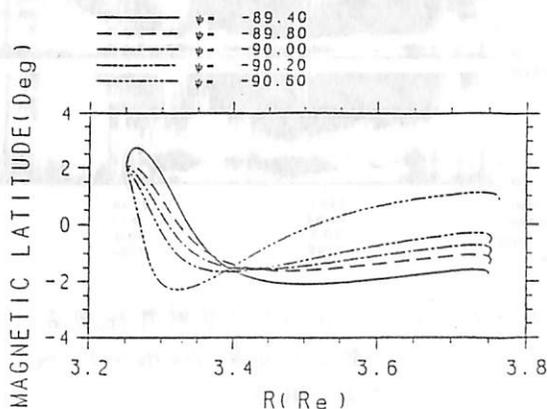


図3 ψ を変化させた場合

ISIS衛星で観測されたバンド状ELF放射特性の研究

斎藤浩明¹⁾, 佐藤夏雄²⁾, 芳野勉夫³⁾
¹⁾電気通信大学 ²⁾国立極地研究所

はじめに

ISIS衛星のVLFデータから、図-1のf-オスワクトルド示すように、ELF帯(100~500 Hz)にバンド構造を持つ現象が観測された。この現象を注目し、磁気地方時、磁気緯度、周波数、季節変化、Kp依存性について解析した。

解析方法・結果

観測基地で受信したISIS衛星のVLFデータは1976年から1984年まで1122軌道に及ぶ。これらのデータから図-1に示すようなバンド構造を持つ現象を選り出した。この現象は108軌道、235 EVENT観測された。またISIS衛星の軌道位置の計算から統計解析を行ない、その結果以下のことが明らかになった。

i) バンド状ELF放射現象はほとんどV型とスの座にあたる領域で観測され、継続時間

間は数秒から長くとも3分以内である。

ii) 中心周波数は100~500 Hzの間であり、ローカルプラズマとヘリウムプラズマの周波数の間であった。

iii) 観測位置を不変磁気緯度-磁気地方時でプロットしたものを図-2に示す。この図から明らかになるように、不変磁気緯度で60度から75度にかけて、磁気地方時で16時から24時の間に多く観測された。

iv) 季節的には、4月から7月にかけて発生確率が高く存る。

v) Kp 指数的には、Kp 指数が大きくなると在緯度側で多く観測される。

vi) 観測領域を詳しく解析してみると、秋季は春より朝・夕方側で、冬季は夜間側で発生確率の最大値をとる。

以上のことより、このバンド状ELF放射現象は加速領域でオーロラ電子ビームにより励起される可能性が非常に高いといえる。

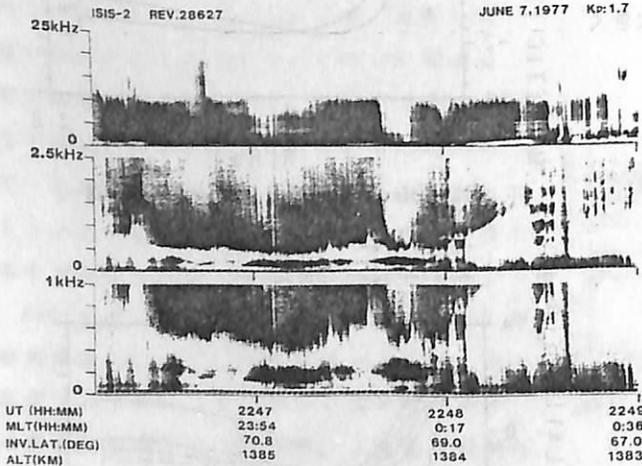


図-1 バンド状ELF放射特性現象
 V型とスの座 110 Hz ~ 330 Hz
 にみられる

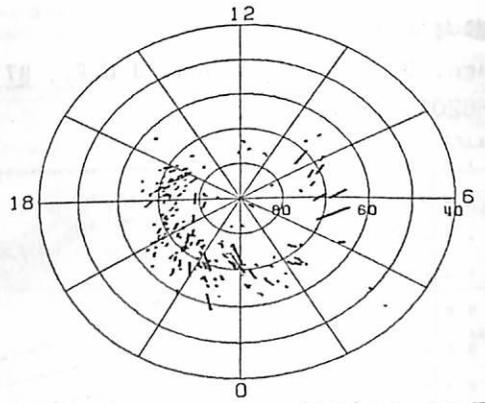


図-2 ISIS衛星で観測された
 バンド状ELF放射特性の
 分布図

佐藤夏雄 (極地研), 共役点観測グループ

I M S 以来, 極域で発生している E L F - V L F 放射の発生・伝搬特性を明らかにするために, 断片的ではあるが, 南極, アイスランド, スカンジナビヤ, スピッツベルゲン等で広域の多点観測, 共役点観測を実施してきた。これらのデータをもとにして今迄に得られた polar chorus, auroral hiss の特性の概要を以下に示す。

i) P o l a r c h o r u s (E L F h i s s)

放射周波数はアイスランド側の方が高い。つまり, アイスランドの方が昭和基地より低緯度で発生している放射を受信している。この特性は, アイスランドとほぼ同じ地磁気緯度であるスカンジナビヤでも同じである。カस्प領域に位置する Ny Alesund とアイスランドとの同時観測によると, 磁気経度が 45 度離れていることもあり, 同じ現象が同時に観測される例はきわめて少ない。また, Ny Alesund で発生頻度が統計的に最大となる時刻は, 11 ~ 12 時 M L T にあり, オーロラ帯と同じ特性を示す。高緯度地域で受信される polar chorus の発生・伝搬特性をまとめると, 発生源は昼間にあり, 中心周波数は高緯度ほど低くなる。同じ現象が観測される範囲は約 2,000 km 程度である。

Polar chorus の放射強度の季節変化も興味深い結果が得られている。昭和基地で観測されたデータの統計によれば, 春・秋で最も発生頻度が高く, 冬が最も低い。アイスランドにおいてもこの特性が現れているかどうかの解析をすすめている。

ii) A u r o r a l h i s s

Auroral hiss はオーロラ帯において夏期を除いた季節の夕方～真夜中にかけて出現することは良く知られている。しかし, Auroral hiss の共役性は polar chorus に比べると悪く, 昭和基地側での受信頻度が高い。共役点での通年観測データが得られつつあるのでこの特性の原因が何かを探ることは興味深い。

また, Auroral hiss はオーロラ帯とカस्प領域とで大変異なる性質をもつことが明らかになった。つまり, カस्प領域では午後の 14 時 M L T ころから impulse 性 hiss が出現し, 18 時 M L T 頃に発生頻度が最大になる。一方, オーロラ帯では 20 時 ~ 23 時 M L T に集中して発生する。さらにカस्प領域では polar chorus と auroral hiss が同時に観測された例も得られている。

アイスランド 3点観測による VLF 放射の特性

松戸 孝⁽¹⁾, 佐藤 夏雄⁽²⁾, 茅野 越夫⁽¹⁾, 共役点観測グループ
 (1) 電気通信大学, (2) 国立極地研究所

1. はじめに

1984年8月から9月にかけて、アイスランドの Husafell (HL と略記), Isafjörður (IS と略記) 及び Tjörnes (TJ と略記) の3地点で、VLF 自然電波等の同時観測が行われた。今回は、9月16日 1200-1400 UT に観測された、Periodic VLF 放射と ELF ヒスに注目し、3地点でのパワースペクトルの比較を行った。なお各地点の不変磁気座標は以下のとおりである。

1) 各地点の位置

- IS ... 67.80 (緯度), 69.59 (経度)
- TJ ... 66.92 ("), 74.56 (")
- HL ... 66.04 ("), 70.24 (")

2) 各地点間の地表大円距離

- IS ~ TJ : 約 270 km
- TJ ~ HL : 約 230 km
- IS ~ HL : 約 180 km

2. 解析結果

1) 図1に3地点で観測された VLF 放射のフーリエスペクトラムを示す。中心周波数が約 1.5 kHz で周期が約 4 秒の Periodic 放射と

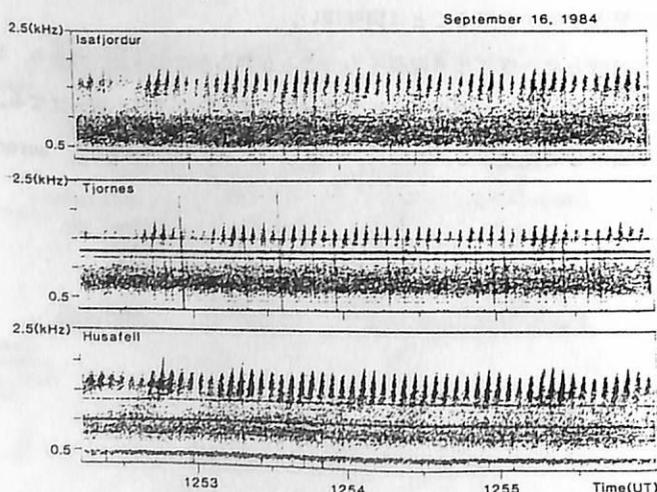


図1 アイスランドの3地点で同時観測された、Periodic 放射と ELF ヒスのフーリエスペクトラム。

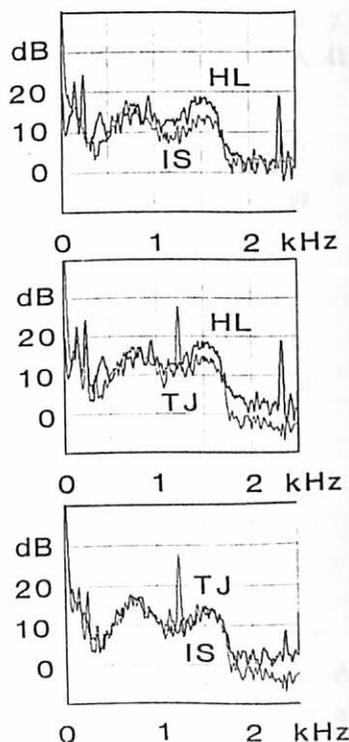
中心周波数が約 750 Hz の ELF ヒスが、同時刻に受信されている。

2) 図2に計算機処理したパワースペクトルを示す。1.5 kHz 付近では HL が最大値を示し、IS で最小値を示している。この結果から Periodic 放射は低緯度方向より到来していると思われる。また各地点間の強度差は、HL ~ IS 間で HL が約 5 dB 強い、HL ~ TJ 間では HL が約 4 dB 強い、IS ~ TJ 間では TJ が約 1 dB 強いことがわかる。750 Hz 付近では各地点間の強度差は少ないが、強度は IS が最大で TJ は IS とほぼ同じであり、最小は HL で、IS より約 2 dB 小さいことがわかる。これにより ELF ヒスは高緯度側より到来していると思われる。

3) さらに3地点間の Periodic 放射と ELF ヒスの絶対強度差から発生領域の推定を行う。

図2 計算機処理 1254:08-1254:09 UT したパワースペクトル

* 0 dB = $10^{-15} \text{ W/m}^2\text{Hz}$



アイスランドにおけるノルウェーオメガ局の 位相と電界強度の解析結果について

荒木 喬(弘前大・教), 佐藤 真雄, 藤井 良一(極地研), 菊池 崇(電波研), 国分 征(東大・理)

1. はじめに

ソビエトの基地 Molodezhnaya の地磁気共役点に当たるアイスランド北部 Tjörnes において昭和59年9月8日から Norway オメガ局 (12.1kHz) の位相と電界強度の連続観測を開始した。今回はそのうち宇宙雑音吸収 (CNA) に伴う位相と電界強度の変化および夜間によく受信される *periodic fluctuation* について報告する。

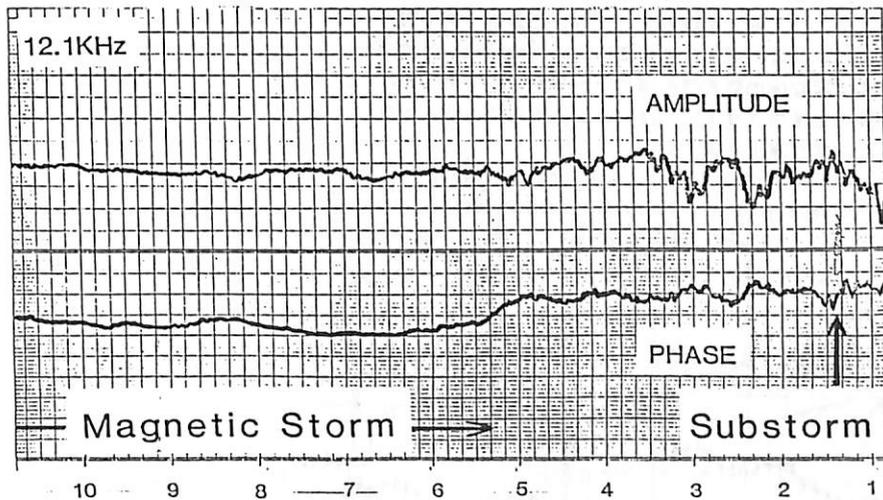
2. 観測結果について

日変化については日出、日没時によるきれいな変化はみられないものの、位相、電界強度とも日中は変動が少なく夜間に変動が大きいといえる。また下図からも明らかのように地磁気擾乱にともない CNA の変動がみられ、この時オメガ信号の位相と電界強度に変動が観測された。このことは粒子の降りこみによる下部電離層の電離の増加を示している。

また、夜間 20h ~ 21h 頃に *periodic fluctuation* (Doppler Beat) が良く受信されることもわかった。Beat の周期は 3分 から 4分 が卓越しており、さらにこの Beat の強度は約 12分 ~ 14分 ぐらいの長周期で変調をうけており位相と電界強度に $\pi/2$ の位相差があることがわかった。このことは伝搬パスのうちがいによる波の干渉によって Beat が生じた可能性を示している。

今後さらに多くのデータの処理を行なう一方、また多点同時観測を行なうことにより Doppler Beat の伝搬方向や伝搬速度、またサブストームとの関連現象、特に CNA との比較から極域の下部電離層構造の推定を行なって行きたい。

SEPT 23(1984) Tjörnes



参考文献

1. Wait J.R. (1962): *Electromagnetic Waves in Stratified Media*, Chapter VII, p196, Pergamon Press.
2. Earl E. Gossard (1967): *The Apparent Movement of the Spectral Components in Fading Records of Ionospherically Reflected Radio Waves*. J.G.R., 72 (5), 1563-1569.
3. Earl E. Gossard and M.R. Paulson (1968): *A case study of a periodic structure in 90 km level*, J.A.T.P., 30, 885-896.

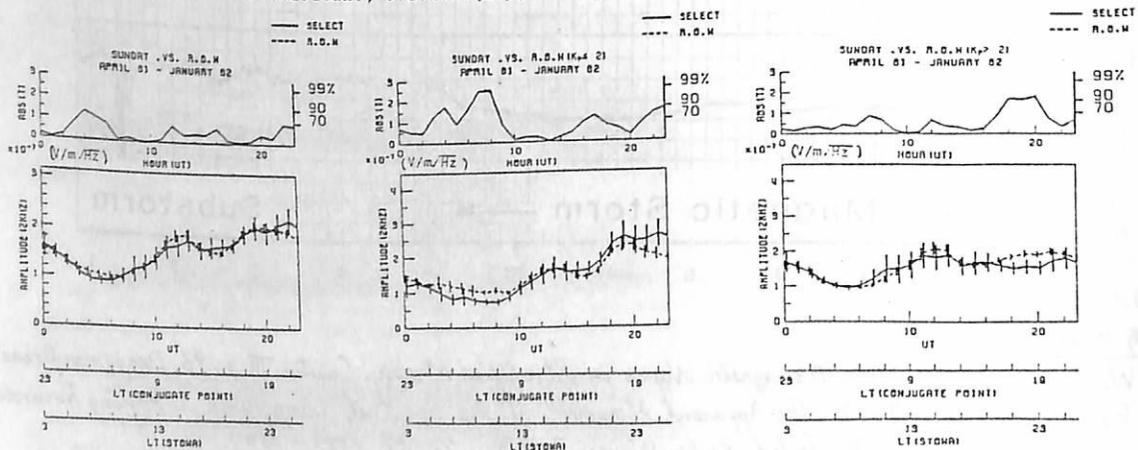
樋口浩司 木村啓根 橋本弘蔵 佐藤夏雄 利根川 豊
 (京都大学工学部) (国立極地研) (東海大)

磁気圏内の V L F 波の Activity が地上の電力送電線から放射される P L R (powerline radiation) と関係するかどうかという問題は波動-粒子相互作用の観点からも大変興味深い。すなわち、1979年 Park & Miller はサイプル局で地上観測された V L F の広帯域スペクトルのデータから、2~4 kHz の帯域フィルタによりとりだした V L F コーラスの成分の毎時定刻 ± 1 分間の信号強度の平均値を週の曜日によって分類すると、日曜日にはそれ以外の曜日より明瞭に低レベルとなること、しかもこの差は M L T で 07~14h の日中に限られることを見付けた。一方この傾向がサイプルの共役点である北半球の工場地帯の電力消費の曜日依存性とよく似ていることから、電力線による P L R が磁気圏内の粒子と相互作用をして、磁気圏内の V L F 放射の強度分布をコントロールしている可能性を示唆した。これに対して Thorne & Tsurutani (1981) は Park 等の解析した波動はコーラスではなく、プラズマポーズにガイドされたプラズマ波ヒスであること、これらの信号は電離層 D 層通過の減衰が 10~15 dB もあるので、この減衰の変化によって受信強度の変化をもたらすので、地上の強度が必ずしも磁気圏内の波動強度を表すことにはならないこと、更に O G O - 5 で観測された磁気圏内のコーラスの強度の統計をすると、特に日曜日に強度が下がる傾向は見られないことなどから、北半球の電力消費が磁気圏内の V L F 放射強度を支配していることはないかと主張している。この両者による論争は争点に食い違いがあるので、どちらが正しいとも断定できないところがある。

一方 1981年4月以降昭和基地では、地上観測のデータの計算機による集中管理が行われるようになり、V L F、E L F、U L F、C N A 等がデジタルデータとして M T に格納されている。そこでこれらのデータから、Park らと同様な周波数帯の強度を統計して、昭和基地では曜日依存性があるかを調べてみた。この場合昭和基地の共役点はアイスランドであり電力消費の非常に少ない地域であるから Park らの理論が正しいとすれば、昭和基地の付近では曜日依存性があまりない筈である。上記の昭和基地のデータの内 750 Hz, 1.2 kHz, 2 kHz, 4 kHz につき 1981年4月から翌年1月のものを調べた。空電の影響を除くため、2秒 sampling データから 10秒ごとの最小値をとり、これをその後の処理のための最小単位とした。これをもとに毎時定刻より 1 時間の平均値をとり、その時刻の値とする。これを全期間にわたり、平均することにより、特定の曜日およびその他の曜日の日変化を示す曲線を得た。その一例が第 1 図である。これは、2 kHz の信号強度の日変化を、日曜日 (実線: SELECT) と、それ以外の曜日の平均 (破線: R.O.W.) について示したものである。両曲線には統計的に有意な差は認められない。日曜日以外の曜日を選択した場合にも、有意な差は認められなかった。また、Park 等の解析に K_p -index によりデータを 2 分割することが行われているが、同様のことを行った一例が第 2 図である。第 1 図同様 2 kHz について、 $K_p = 2$ を境界としたものである。第 1 図と同様、2本の曲線に有意な差は認められなかった。このように昭和基地においては、P L R による Sunday decrease の現象は、見られないと考えられる。

謝辞 本研究は国立極地研究所の昭和データをもちいて行われた。観測を行った越冬隊の方々に感謝の意を表す。又極地研究所の計算機を使用させていただいたが、使用にあたって藤井良一、桜井治男両氏ほか極地研究所のスタッフの方々に御世話になった。併て謝意を表す。

参考文献 Park, C.G. & T.R. Miller, J.G.R. 84(A3). 943, 1979
 Thorne, R.M. & B.T. Tsurutani, J.G.R. 86(A3). 1639, 1981



第 1 図 2 kHz の信号強度の日変化

第 2 図 (a) 2 kHz の信号強度の日変化 ($K_p \leq 2$ の時)

第 2 図 (b) 2 kHz の信号強度の日変化 ($K_p > 2$ の時)

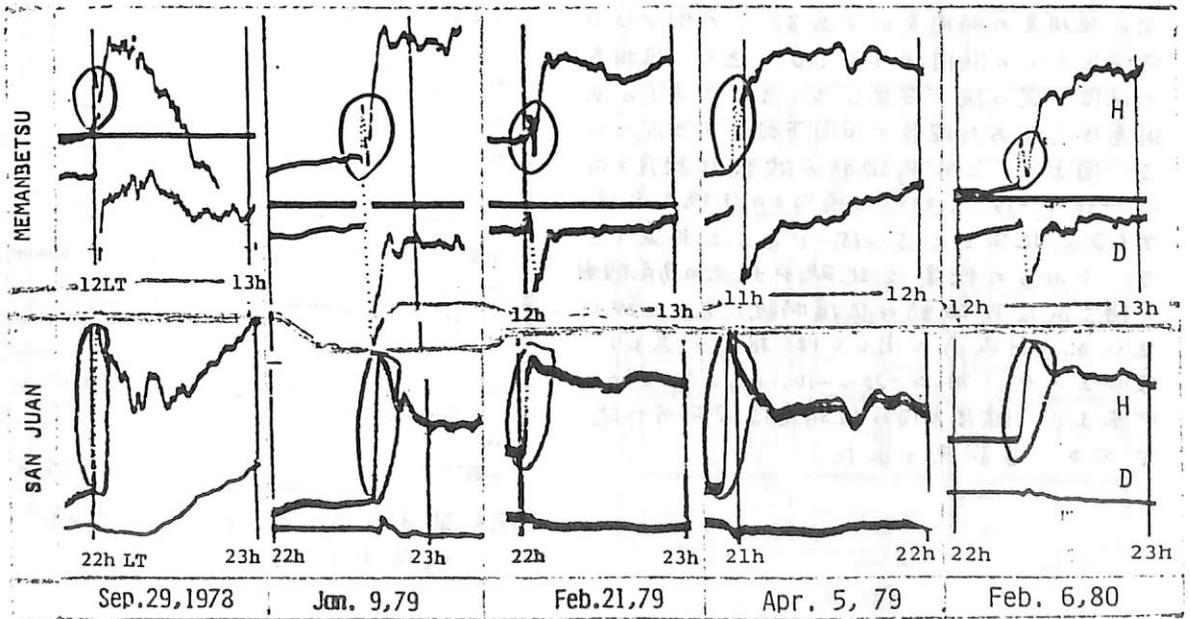
乱木 徹, 菊池 崇
(京大理) (電波研)

各測所で観測される SC の中に、H 成分の鋭い正のパルスが重畳する特異な形 (図 1) のものがあることを 前回の学会で報告した。1978 年 - 1980 年の全 SC について調べた結果、今までにはなかったこの特異な SC の性質は次の通りである。

- (1). 正午を中心にながかり高い確率 (60~70%) で起る。
- (2). 緯度、高度と緯度が下るにつれて 正のパルスの振幅が急激に小さくなる。
- (3). 赤道付近にまで現われることもある。
- (4). San Juan でも正午中心に出現するが 各測所ほど顕著でない。
- (5). 昼側 (各測所) で正のパルスが現われる時 夜側 (San Juan) では鋭い正の単純 SC が観測される。
- (6). 昼側中低緯度の正のパルスに対応して オーロラ帯では入るような振動が現われる。

前回は、この正パルスを Preliminary Impulse の電流系が午前から正午にかけて中低緯度で東向き成分を持つことにより解説した。しかし、その後 HT ドップラ - 観測からこの正パルスに対応する下層電場が西向き成分を持つことが判明し (本学会菊池氏の講演参照)、この解説は無理になり、また、

西向き電離層電流に伴う北向磁場増加は、SC の DL 端とほぼその 1 次波源が電離層より上の東向き電流であり、この 1 次波源からの波が圧縮性磁気流伝播により下方へ伝播して来るとを意味する。そうとすれば、この SC に重なる正のパルスはどのように伝わるのであろうか? 高緯度の振動とはどう関係しているのか? 緯度が下ると振幅が急に小さくなるのは何故であろうか? これらの問題について地上、静止軌道、太陽風のデータを解析するこにより考察する。



I-60 アイスランド3点同時観測によるULF波動特性の解析

利根川豊・桜井亨・佐藤夏雄・国分征・共役点観測グループ
(東海大・工) (極地研) (東大理)

国立極地研究所共役点観測グループは1984年9月よりアイスランドのHusafell(HU), Isafjörður (IS), Tjörnes (TJ)において地磁気, ULF, VLF, CNA等の連続観測を開始した。さらに同年10月上旬までは全天カメラ, TVによるオーロラの観測も同時に行われた。我々は2秒サンプリングでデジタルMTに収録されたULFデータを用いその波動特性を解析した。

まず、3点で同時観測された P_2 脈動の位相解析を行い、その伝播特性を調べた。各観測点の地磁気的位置関係を図1に示す。観測点間の経度, 緯度差を $\Delta\lambda, \Delta\theta$, 波の経度, 緯度方向の波数を m_λ, m_θ とし、観測点間の位相差 $\Delta\psi$ が

$$\Delta\psi = m_\lambda \Delta\lambda + m_\theta \Delta\theta$$

で表わされると仮定すると、観測された位相差 $\Delta\psi$ が次式で求まる。

$$\begin{pmatrix} 0.65 & -1.76 \\ -4.32 & -0.88 \\ -4.97 & 0.88 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_\lambda \\ m_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{IS-HU} \\ \psi_{TJ-HU} \\ \psi_{TJ-IS} \end{pmatrix}$$

上記の方法を用い、図2に示す P_2 脈動の波数を求めた。図3の上段は P_2 脈動の各観測点間の位相差の時間変化である。この例ではD成分どうしの相関はほぼ1.0に近く、位相差もほぼ一定の値で安定している。これらの位相差から求めた波数が同図下段に示されている。図より、この P_2 波動の波数は経度方向に $-30 \sim -15$ (2π は西向きの意味する)、北向きに $5 \sim 15$ であると推定できる。これらの結果は北欧や北米の多点観測で得られた P_2 脈動の伝播特性とよく一致している。H成分に関しては、相関があまり良くないが、 $m_\lambda \approx -20 \sim -10$, $m_\theta \approx 50 \sim 60$ が求まり、緯度方向の位相差はD成分に比べて大きい事が示された。

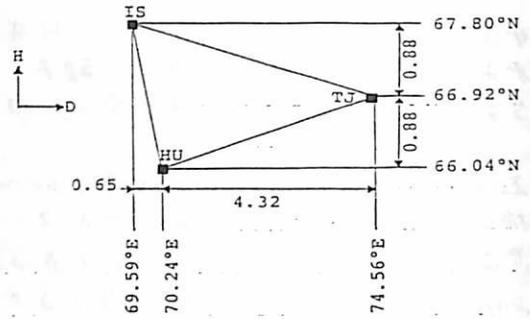


図1 観測点の位置関係

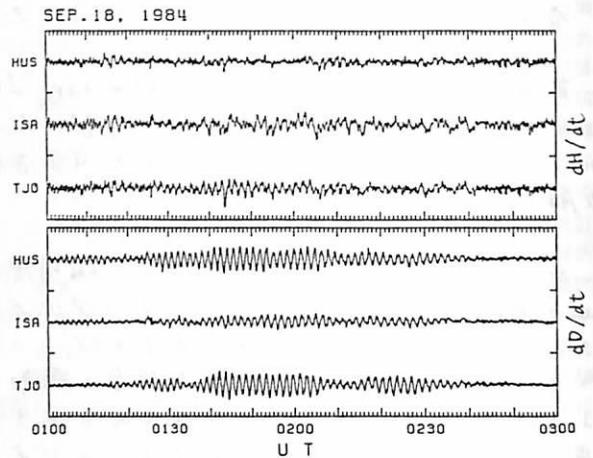


図2 P_2 脈動波形

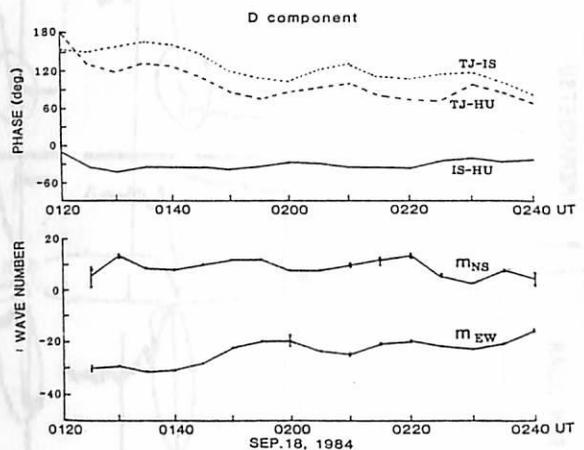


図3 観測点間の位相差とそれより求めた P_2 脈動の波数

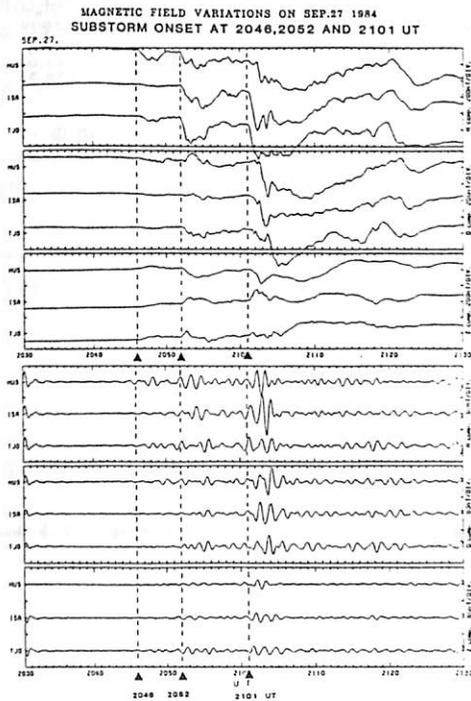
Pi2磁気脈動とオーロラ

磯井亨, 佐藤多雄, 藤井良一, 利根川豊, 共役実観測グループ
 (東海大工) (極地研) (東海大工)

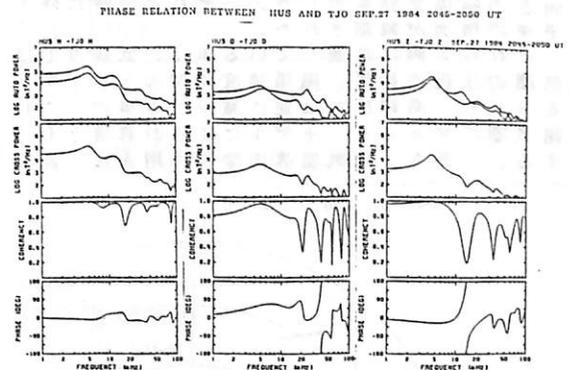
南極-アイスランド共役実観測計画の一環として実施された アイランド内3地実 (ISA, TJO, HUS) の磁場変動, ULF, オーロラ (全天カメラ, VTR) の観測データを使用して, サブストーム開始時に発生する Pi2 脈動の波動的諸特性をオーロラ・ブレイクアップ, ポールワードエクパンション等を含むオーロラの位置および運動との関連のもとに検討する。

第1図は, 今回解析したサブストームの1例である。3回の連続したサブストームにもなつて, Pi2 型脈動が3回観測されている。3回の位置は緯度約2度, 経度約5度の極めて近接したものであるが, オーロラの段階的発達にもなつて極磁場変動が3地実で極めて異なつてあらわれている。

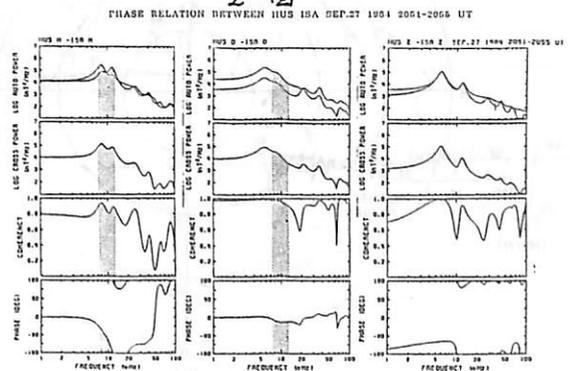
Pi2型脈動はサブストーム開始時の極めて過渡的現象であるがオーロラの時間的・空間的変動と密接に関連した諸特性を示すことが期待される。第2図は最初のPi2脈動の位相解析例であるが3地実相互の位相解析より, このPi2脈動は低緯度から高緯度へと伝播することを示している。第3図は, 2番目のサブストーム開始にともなうPi2脈動の位相解析例で, 成分が逆転しD成分は殆んど同位相である。この事はこのPi2脈動周波数成分のオーロラ電流 (沿磁気線電流+ホール電流) が両地実間に存在して位相の逆転を起している結果であると解釈される。講演では他のサブストーム例を含め, 検討を更に深め, その結果を報告する。



1 図



2 図



3 図

家森俊彦(京大・理)、杉浦正久、N.C.Maynard,R.A.Hoffman,S.D.Shawhan(NASA)
J.L.Burch,J.D.Winningham(SRI),D.Weimer(U.Iowa)

電離層上空及び内部磁気圏で人工衛星によって観測されたSC(磁気嵐急始部)の報告はMAGSATによる数例をのぞき静止衛星軌道上(赤道面付近)のものが大部分のようで、高緯度での観測例は少ない。ここではDynamics Explorer-1(高高度)及び-2(低高度)が高緯度で観測したSCの特徴について述べる。

(例1) 1981年11月25日 0229 UT
DE-1は朝側高緯度(INV. LAT. ~70°)、高度約2万kmにあり、DE-2は夕側中緯度、高度約600kmにあった。DE-1では大きな東西方向の磁場変動と位相が90°ずれた南北方向の電場変動を示した。磁場強度は増加せず、逆に大きく減少した(図1)。降下電子束はSCとともに増加した。DE-2では約6mV/mの極向きの電場変化がプラズマポースより低緯度で観測された。SCによって引き起こされたと思われる伝播性のPi2がDE-1で観測された。

(例2) 1981年11月25日 1125 UT
DE-1は夕側高緯度(INV. LAT. ~88°)、高度約2万kmにあり、約10nTの磁場強度の減少、及び、西向きの磁場変動を示した。DE-2は、朝側高緯度(INV. LAT. 60-65°)にあり、極向きの電場、及び、東向きの磁場変動が観測された。それと同時に降下電子束の増加が観測された。

これら2例に共通している事は、低緯度では磁気圏の圧縮の結果、磁場強度の増加として現われるSCも、高緯度では逆に減少する事で、これは磁気圏のMeadモデルによる計算値とも一致する。即ち、磁気圏界面電流の増大は、高緯

度での磁場強度を減少させるが、この事実は、SCに伴うさまざまな現象(例えば、VLF波の周波数変化)の解釈をする際に想起する必要がある。2時30分に始まるMain Impulseに対応する等価電流系は、以前に報告(第70回地球電磁気学会)した単一渦型を示すが(図2)、Main Impulseの出現に対応してDE-1の磁場強度ははっきりしたOver Shootを示しており、このことは、Main Impulseの原因が、磁気圏圧縮の効果のOver Shootであることを示唆する。

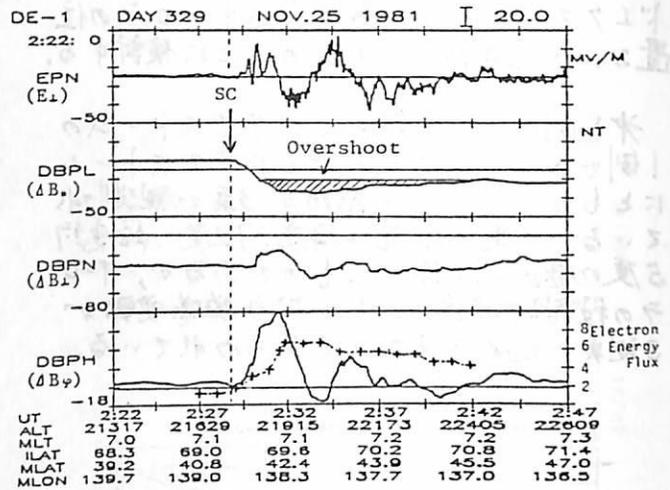


図1 DE-1で観測された磁場・電場・電子束の変動

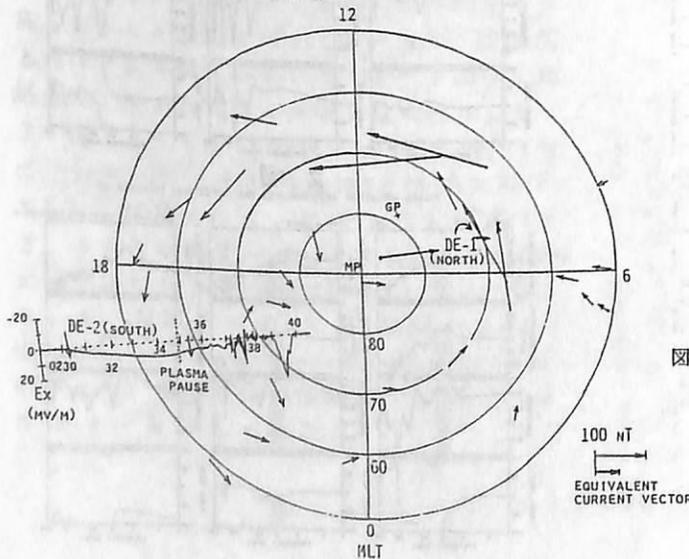


図2 SC(MI)の等価電流ベクトルとDE-1/2の位置

カスプ領域でのオーロラ・ULF ULF 総合観測 (速報)

山本達人・林幹治・小口 高 (東大理)

昨年(1987)の9月より、OSLO 大学と共同で、スピッツベルゲンにおいて、ULF-VLF-Flux gate の観測を開始したが、今回は、カスプオーロラの変動とこれに関連したULF-VLF 波動特性を調べるために、昨年12月23日から今年1月15日にかけて、オーロラの全天TV観測をNy-Ålesundにて実施した。

下表に各点における観測項目並びに観測仕様を示す。

この観測により、昼間のカスプ領域での現象を中心に、高緯度に特徴的と考えられる現象のデータが豊富に得られた。観測成果の概要について速報を行う。

	Geographic lat. long.	Geomagnetic lat. long.	Item
Ny Ålesund	79.0 12.0E	75.4 131.5	Aurora, Flux-gate, ULF, VLF
Longyearbyen	78.2 15.7E	74.4 130.9	Flux-gate, ULF, VLF
Hornsund	77.0 15.6E	73.5 127.8	ULF

Flux gate	HDZ 3 成分 デジタル 1秒 サンプル, 精度 ~ 0.122 %
ULF	XYZ 3 成分 アナログ ≤ 5 Hz
VLF	南北・東西磁場成分、& 鉛直電場成分 アナログ ワイドバンド < 10 kHz band-pass 出力 ; アナログ連続 (2ch- 0.8, 7 kHz, NyÅ) デジタル 1秒 サンプル (8ch- 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5, 2, 4, 7 kHz)
TV	全天カメラ 記録 ; 24時間 / 1日

マイクロプロセッサをベースにして 高い時刻精度をもたせたデータロガーの開発

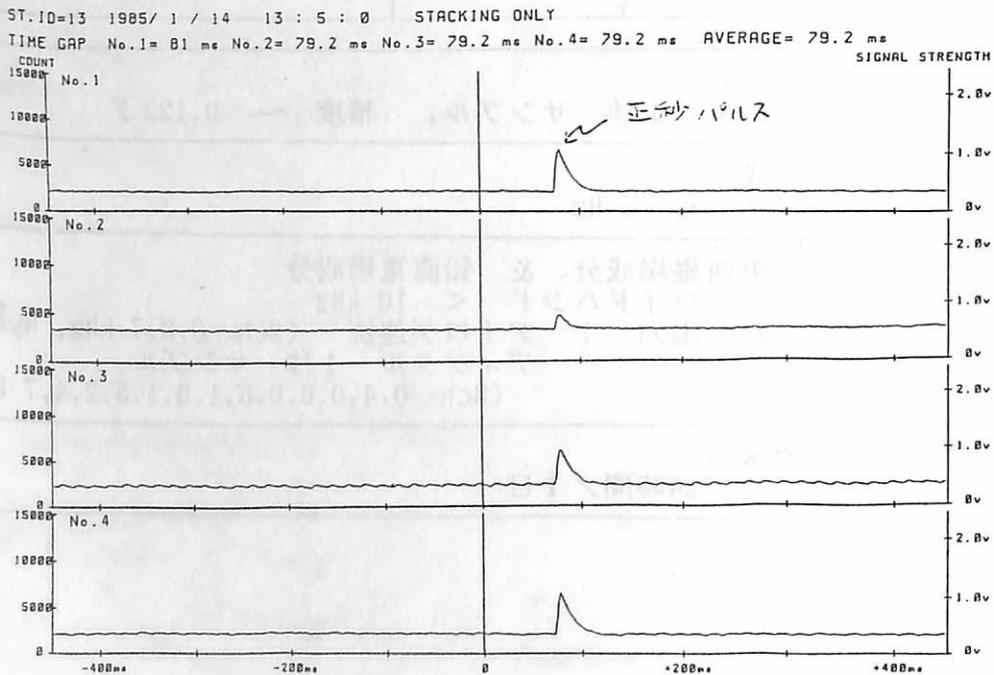
坂 翁 介, 立原 裕 司, 北村 泰一 (丸大 理)

高い時刻精度を保持する安価なデジタルデータ収録システムはここからの多点観測には不可欠の装置である。この様な状況をかみかみしては LH5050 マイクロプロセッサをベースとした時刻校正機能を持つデータロガーの開発をおこなっている。

昨年夏より 国内4点, 国外2点(ペルー, カカヨ及びカメルーン, マロウア)でこのシステムを用い LILF の同時観測をおこなっている。

Time ベースを標準電波にたよっているため 受信状況の良否が, 時刻精度を左右する。4分間の検波出力をスタックして自己の時計と正秒の差を検出する方法をとっているため1位には強いことがわかった。もちろんすべての地点で常時良好な受信状況が保たれているわけばかりではないが時刻精度がよくなる時がある。しかしこれは1日の校正回数をおこなうことで解決された。

下図に実際のスタック例を示す。スタッキングは1分毎に得られる。この場合, 時計はあのおの約 80ms 進んでいたことになる。



A note on compressional components of Pc 4-5

H. Murata

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

An effect of the ring current on the compressional magnetic component of Pc 4-5 is discussed. It is also suggested that there is a structure which is common to eight events of the compressional components observed hitherto.

We believe that observable hydromagnetic waves such as Pc 4-5 pulsations in the magnetosphere are most unlikely to be purely poloidal or purely toroidal. In general, the Alfvén and fast modes couple each other. The standing oscillation of hydromagnetic wave in the magnetosphere may be described in terms of the orthogonal dipole coordinates (ν, μ, ϕ) , where $\nu = \sin^2 \theta / r$, constant along a dipole field line, and $\mu = \cos \theta / r^2$, constant along an orthogonal trajectory of the dipole field line. (r, θ, ϕ) are the spherical polar coordinates. The magnetic field of dipole is given by $B = B_0 e_\mu$ where $B = (M/r^3)(1 + 3\cos^2 \theta)^{1/2}$ and M is the dipole moment. The unit vector e_μ is along the dipole field line. The wave electric field E under infinite conductivity is given by $E = -v \times B$, where $v = \partial \xi / \partial t$ is the velocity of the wave, and ξ is the displacement vector. We assume that the wave has time and azimuthal dependence of the form $e^{i(\omega t - m\phi)}$ and the effect of the displacement parallel to B is negligible. The electric field parallel to B , E_μ , is assumed to be zero. We assume the form of ξ_ν to be

$$\xi_\nu = [D(\nu, \mu) / h_\nu B] e^{i(\omega t - m\phi)} \quad (1)$$

where $D(\nu, \mu)$ is function of ν and μ . The boundary condition which $D(\nu, \mu)$ must satisfy is that $D(\nu, \mu) = 0$ at the surface of the earth ($r = R_E$), that is, $z = \cos \theta = \pm(1 - R_E^2 \nu)^{1/2}$. Introducing a new variable given by

$$I(\nu, \mu) = B^2 \int [D(\nu, \mu) / B^2] d\nu, \quad (2)$$

where $D(\nu, \mu) = B^2 (\partial / \partial \nu) [I(\nu, \mu) / B^2]$, (2')

$$\xi_\nu = (i m / h_\nu B) I(\nu, \mu) e^{i(\omega t - m\phi)} \quad (3)$$

$$\xi_\phi = (B / h_\nu) (\partial / \partial \nu) (I / B^2) e^{i(\omega t - m\phi)} \quad (4)$$

$$B_\nu = (i m / h_\nu h_\mu) (\partial / \partial \mu) I(\nu, \mu) e^{i(\omega t - m\phi)} \quad (5)$$

$$B_\mu = (-i m / h_\nu h_\mu) \{ [(\partial / \partial \nu) B^2 / B^2] I(\nu, \mu) e^{i(\omega t - m\phi)} \} \quad (6)$$

$$B_\phi = (1 / h_\nu h_\mu) (\partial / \partial \mu) [B^2 (\partial / \partial \nu) (I / B^2)] e^{i(\omega t - m\phi)} \quad (7)$$

$$\rho_1 = (-i m / B h_\mu) [(\partial / \partial \nu) \rho_0] I(\nu, \mu) e^{i(\omega t - m\phi)} \quad (8)$$

where we use $\nabla \cdot \xi = 0$ to obtain ξ_ν from (1), and $\partial \rho_1 / \partial t + \nabla \cdot (\rho_0 v) = 0$ for ρ_1 . ρ_0 is unperturbed mass

density, $\rho_0 = \rho_0(\nu, \mu)$, and ρ_1 is perturbed density. Three components of the perturbed magnetic field B_1 are (B_ν, B_μ, B_ϕ) . h_ν , h_μ , and h_ϕ are the scale factors. The polarization of the coupled modes may be discussed using (3)-(8). In the equatorial regions where the ring current is located (typically at radial distances beyond 4-5 R_E) during the main phase of magnetic storms, the background magnetic field may deviate from dipole one. We can easily estimate an effect of the ring current on the compressional magnetic component. We put the magnetic field due to the ring current J_0 to be B_J , where B_J must satisfy $\nabla \times B_J = \mu_0 J_0$ and $\nabla \cdot B_J = 0$. Then the compressional component is represented as

$$B_\mu = \frac{-(\partial / \partial \nu) (B_0 B_D)}{h_\nu B_D} \xi_\nu, \quad (9)$$

where $B_0 = B_D + B_{J\mu}$, B_D is the dipole field intensity, and $B_{J\mu}$ is the μ component of B_J . In the derivation of (9), we use the similar method to those of (3)-(5) using (1), where B in (1) must be replaced with B_D and total magnetic field $B_D + B_J$ must be considered in the estimation of B_μ . If $J_0 = 0$,

$$B_\mu = \frac{-(\partial / \partial \nu) (B_D^2)}{h_\nu B_D} \xi_\nu, \quad (10)$$

which is also derived from (3) and (6). Near the equatorial region, $(\partial / \partial \nu) B_D^2 > 0$ is usually satisfied. When the ring current with appropriate intensity is distributed in the magnetosphere, $(\partial / \partial \nu) (B_0 B_D) = 0$ in (9) is expected at some point, that is, $B_\mu = 0$ there. Then $(\partial / \partial \nu) (B_0 B_D) > 0$ or $(\partial / \partial \nu) (B_0 B_D) < 0$ is also expected at other points. This ring current effect may influence the polarization of waves.

For the compressional component of Pc 5, Barfield et al. [1972] reported one event at the ATS-1 satellite near dusk. Five events were recorded by the HEOS-1 satellite between 8 and 12 R_E [Hedgecock, 1976] (one is near dawn). For the compressional Pc 4 pulsation, Hughes et al. [1979] reported two events at ATS-6 near local midnight. Using above eight events, we check the polarizations of (B_ν, B_μ) under the assumption of first odd mode. It is suggested that the pulsations of all cases are observed at the condition of $(\partial / \partial \nu) (B_0 B_D) > 0$.

洪端 広充, 並川 富一
大阪市大理

磁気圏の夕方側には、電離層起源の cold plasma に加えて plasma sheet から注入された高温イオン ($n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$, $E \sim 0.1 - 1 \text{ keV}$, $\beta \approx 1$) が存在することが知られており、夕方側の地磁気脈動の伝播に重要な役割を果たしているものと考えられる。

CGL理論 (Chew, Goldberger & Low 1956) は、弱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; Nomikawa & Hamabata 1981) もなされてきている。しかし、イオンの熱運動が磁気流体波の伝播に与える影響の詳細は研究されていない。なお、電子の熱運動がホイスラー波や磁気流体波の伝播に重要な役割を果た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 と高温イオン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、その特性についての詳細な解析を行ない、地磁気脈動への応用を試みる。

イオンは1次のCGL方程式で記述されるものとし、平衡状態でのイオンは低温イオンと bi-Maxwellian 分布関数により記述される高温イオン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並いの 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。

$$V^{10} + a_0 V^8 + (b_0 + \omega^* b_1) V^6 + (c_0 + \omega^* c_1) V^4 + \omega^{*2} (d_1 + \omega^* d_2) V^2 + \omega^{*4} e_2 = 0$$

ここで、 $V = \omega/k$, $\omega^* = \omega/\Omega^+$, Ω^+ はイオンサイクロトロシ周波数である。なお、 $a_0 - e_2$ の定義は省略する。 $\omega^* \rightarrow 0$ の極限ではゼロ次の結果 (Kato, Tajiri & Tanuti 1966; Abraham-Strauner 1967) に一致する。

$\theta = 0$ のときには、

$$V_{\pm}^2 = (V_A^2 - \frac{p_1 - p_2}{\rho_0}) \pm \omega^* (V_A^2 + \frac{2p_1 - p_2}{\rho_0})$$

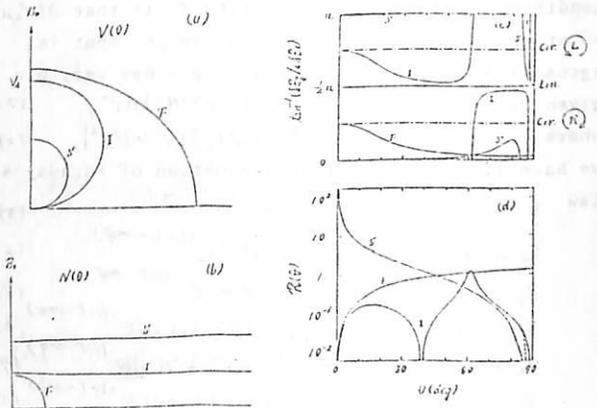
$$V_0^2 = \frac{3p_1}{\rho_0}$$

となり、右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、

$$V^2 = (V_A^2 + \frac{2p_1}{\rho_0})$$

となり、有限周波数補正を含まない。

$\theta \neq 0$ の場合の伝播特性の解析は、相速度面 ($V(\theta)$)、屈折率面 ($N(\theta)$)、偏波特性、密度攪乱と磁場攪乱の振幅比 ($R(\theta)$) を用いて行った。なお、解析結果の詳細と地磁気脈動への応用については、講演中に報告する。



高温電子によるULF波動の励起

浜端 広充, 並川 富一
大阪市大理

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 ($n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$, $E \sim 0.1 - 1 \text{ keV}$, $\beta \approx 1$) が存在することが知られている。この高温電子の存在が ULF 波動の伝播や励起と密接な関係があるものと考えられる。高温電子の存在が ULF 波動の伝播に及ぼす影響については以前の学会で報告した。今回は、cold plasma に高温電子が混入することにより ULF 波動が励起され得ることを明らかにする。

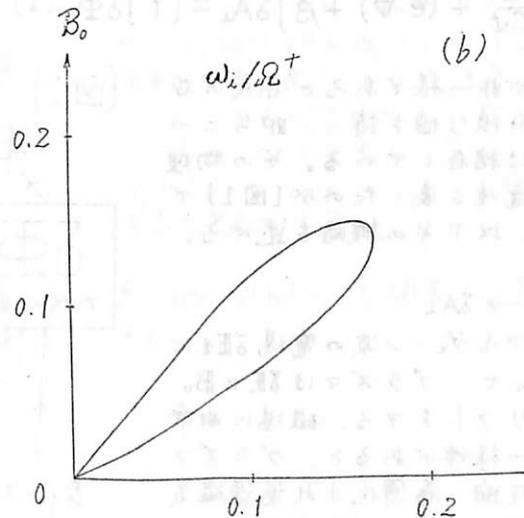
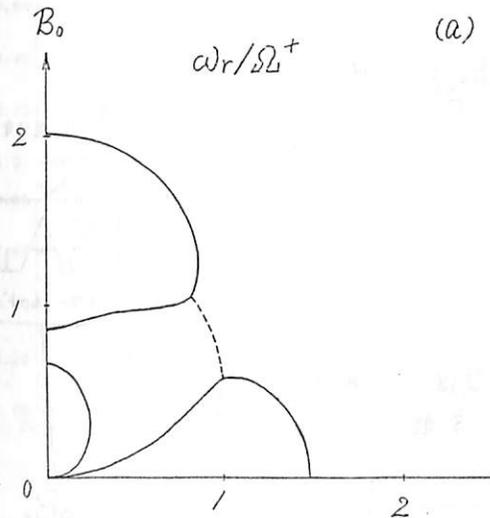
電子は1次のCGL方程式で記述されるものとし、平衡状態での電子は低温電子と bi-Maxwellian 分布関数により記述される高温電子からなっているものと仮定した。又、閉じた方程式系を得るためゼロ次の磁場沿いの heat flux は存在しないと仮定し、分散関係式を得た。得られた分散関係式は、次のような形にまとめられた。

$$\left(\frac{\omega}{\Omega^+}\right)^6 + K^2(a_0 + K^2 a_1) \left(\frac{\omega}{\Omega^+}\right)^4 + K^4(b_0 + K^2 b_1) \left(\frac{\omega}{\Omega^+}\right)^2 + K^6 c_0 = 0$$

ここで、 Ω^+ はイオンサイクロトロン周波数、 $K = kV_A/\Omega^+$ 、 $a_0 - c_0$ の定義は省略する。 $K \rightarrow 0$ の極限では、ゼロ次の結果 (Kato, Tajiri & Taniuti 1966; Abraham-Shrauner 1967) と一致し、focusee 不安定及び mirror 不安定はそれぞれ条件を満たすときに生ずることが知られている。

$$\beta_{\parallel} > \beta_{\perp} + 2, \quad \beta_{\parallel}^2 > 6\beta_{\parallel}(\beta_{\perp} + 1)$$

ここで、 β は磁気圧に対するプラズマ圧の比を示し、添字 \parallel と \perp はそれぞれ磁場に対し平行な成分と垂直な成分を表わす。安定性の解析は、focusee 不安定と mirror 不安定に対し安定なパラメータ領域で行なった。結果の一例は下図に示す。解析結果より、高温電子の温度異方性及び cold plasma と高温電子が混在することにより右廻りの偏波をもつ ULF 波動が励起され得ることが明らかとなった。



磁気圏内に於ける 高ベータ・ドリフト波の特性

大谷晋一・三浦彰・玉尾孜 (東大理)

ここ十年来、ストームタイム Pc5 と呼ばれている現象が報告されている。その特徴としては、磁気圧とプラズマ圧とが反位相であること、経度方向の波数成分が極めて大きい ($m \sim 50$) ことが上げられる。以上の様なことから、前回の学会までは、この脈動の成因が高ベータプラズマ中でのドリフトアルヴェーン波であると仮定して考察してきた。しかし実際の磁気圏、特に赤道面付近では、磁場に非一様性・曲率があるために低速磁気音波との結合が重要であると思われる。そこで今回は、アルヴェーン波と低速磁気音波との結合機構に着目し検討したことを報告する。

擾乱の電場に関して、アルヴェーン波はスカラーポテンシャル $\delta\Phi$ で記述できるような波であり、低速磁気音波は磁力線に垂直方向のベクトルポテンシャル δA_{\perp} で記述できるような波である。今、媒質の非一様性の効果を考えると、 $\delta\Phi$, δA_{\perp} について次の様な微分方程式を得る。 ($\hat{c} \equiv B_0/B_0$)

$$\left[\frac{\omega^2}{c_A^2} + (\hat{c} \cdot \nabla)^2 + \alpha \right] \delta\Phi = (\chi) \delta A_{\perp} \quad (1)$$

$$\left[\frac{\omega^2}{c_s^2} + (\hat{c} \cdot \nabla)^2 + \beta \right] \delta A_{\perp} = (\gamma) \delta\Phi \quad (2)$$

媒質が非一様であると各式の右辺は有限な値を持つ。即ち二つの波は結合している。その物理的な意味を表したのが [図1] である。以下その概略を述べる。

$\delta\Phi \rightarrow \delta A_{\perp}$

• アルヴェーン波の電場 δE_{\parallel} によって、プラズマは $\delta E \times B_0$ ドリフトをする。磁場に曲率・非一様性があると、プラズマは圧縮・希薄化され低速磁気音波的な擾乱が生じる。

$\delta A_{\perp} \rightarrow \delta\Phi$

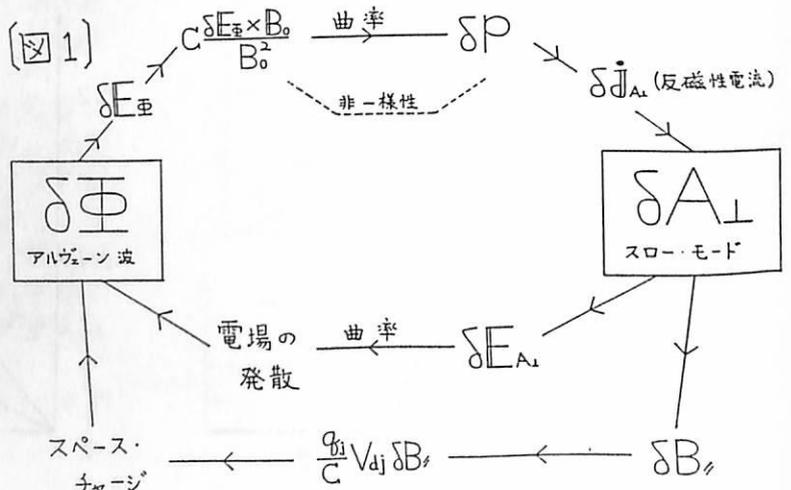
• 低速磁気音波的な電場 $\delta E_{A_{\perp}}$ でも、磁場に曲率があるとそれは電場の飛散を意味し、 $\delta\Phi$ に関係する。

• δB_{\parallel} が生じると、イオン・電子はローレンツカ $q_i V_{di} \delta B_{\parallel} / c$ を受ける。この力によるドリフトは空間電荷を作る。

これらのことを磁気圏で考えると、次のことが予想される。

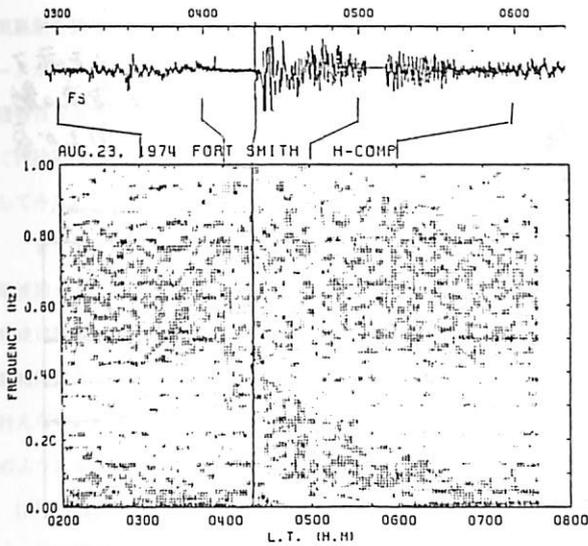
- (i) 磁場・プラズマの変位について、アルヴェーン波的な擾乱と低速磁気音波的な擾乱とが同時に生じる。
- (ii) 磁気圧とプラズマ圧とが反位相である。
- (iii) 赤道面付近では、曲率・非一様性により低速磁気音波的な擾乱が空間電荷を作り、それ以外の所では余極ドリフトが空間電荷を作る。従って、磁力線方向の電流 δj_{\parallel} 、電場 δE_{\parallel} を作る機構が場所によって変わる。

以上を確かめるため、今後は実際に磁気圏のモデルを用いて方程式 (1), (2) を数値的に解き、磁力線に沿った擾乱の構造を調べていきたい。



Substormの onset時に現われる π 波動の IPRP の
共役性について

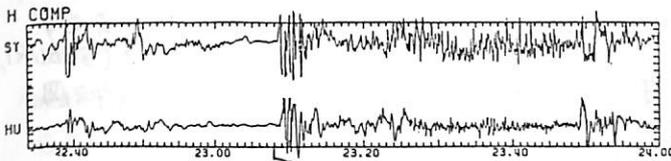
加藤 愛 雄・利根川 豊
(東北大名誉教授) (東海大航空宇宙)



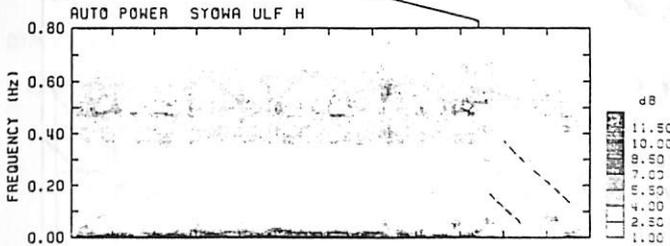
前回の学会でカナダ北極圏の極光帯にある Fort Smith ($\phi=67.3$) において、観測された Substorm の onset 時に π 波動の IPRP (0.4~0.8) 付近の現象が現われることを報告した。(Fig. 1)

この現象が Substorm の Expansion phase の onset 時に tail Field から放出された高エネルギー粒子によって励起された Ion cyclotron wave であるか、或は粒子の降下によるオーロラの pulsation による磁場変動による ~~磁場変動によるもの~~ 問題となった。

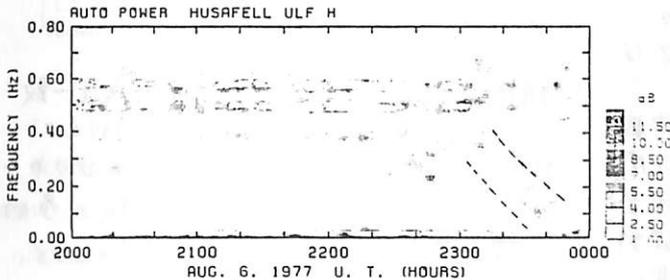
Fig. 1



これについて、昭和基地と共役点にある Husafell とで同時観測された誘導磁力計の記録について解析した (Fig. 2)



図に示したように Substorm の onset 時に現われる π 波動の IPRP に共役性を有していることが明らかとなった。この事はこの現象は Ion cyclotron wave の IPRP 現象と考えられる。



更に他の例について調査して報告する。

Fig. 2

I-70 U L F の赤道と極域の関係 (連載)

北村泰一, 竹生政資, 坂 翁介, 下泉政志 (九大理)

小口 高 (東大理), 荒木 徹 (京大理), 佐藤良雄 (極域研), AUV グループ

地磁気現象 (U L F) は、極域で顕著に出現するので、従来この方面の研究は、もっぱら極域を中心としてすすめられてきた。そして、我々が日本国内で直接観測することのできる中緯度磁気現象は、一部のものを (例えば $Pc3$ 等) を除いて極域にその起源と関連を求めてきた。しかし諸種の理由から、中低緯度の地磁気現象 (U L F) は極域からの二次的なものではなく、磁気圏深部から直接中低緯度に現象が伝播してくる可能性も大きいものと考えられる。この考えの正しさ (又は誤り) を確認するためには、同じ子午面内の極域と赤道で、時間精度のよい同時観測をすることが1つの方法である。

こうした考えに従って、小口を代表とする1984年度海外学術調査に赤道観測がとり入れられ、カナダ・ヨーロッパの北極圏内に観測ネットを設けると同時に、赤道上4~5点 (アメリカ子午面 (ホワンカヨー), アフリカ子午面 (カメルーン), インド子午面 (コダイカナル), 日本子午面 (フィリピン又はコロール), ハワイ子午面 (南太平洋諸島)) の観測点を設けることが計画された。

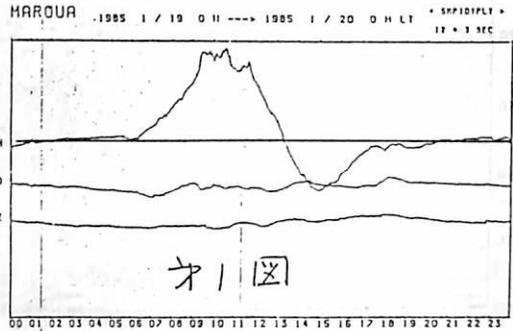
これらのうち、ホワンカヨーには、すでに荒木によって東大型及び九大型の2つの磁力計が設置され、8月より観測を開始したが、9月の現地における大雪のため、両型とも被害をうけて観測をストップした。東大型はその後修復が完了したようだが、九大型は、現時点 (1985年2月18日) まで未修復のようである。

南極昭和基地では時間精度のよい定常観測がおこなわれている。このデータとの関連性をみるために、昭和基地と同磁気経度にあるアフリカのカメルーン共和国が観測点として選ばれ、北村と竹生が観測調査に赴いた (1984年12月6日出発、1985年2月9日帰着)。滞在地は、磁気赤道に最も

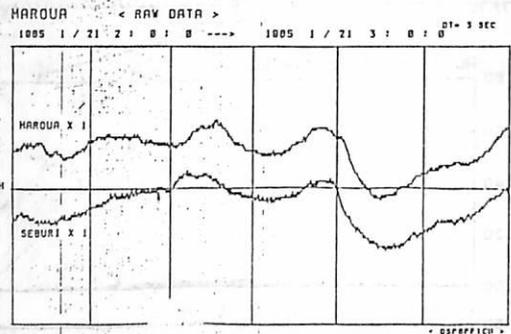
下泉政志 (九大理)

近いと考えられるカメルーン北部のマロウワという町が選ばれた。

Fig. 1は1月19日の磁気データを示すが、日中H成分の増大は3"エント電流の影響であるが、13時頃から電流の向きが反転するのに興味深い。



本格的な解析は、昭和基地のデータが帰国したのちからはじまるが、とりあえず手元にある九大で観測したデータ (SEBURI, 福岡東南20km) と比較した。(Fig. 2)



福岡とアフリカのデータが、細かい点迄一致していることも興味深いから、例えは $Pc2$ が杓のオーダーで日本とアフリカで一致していることは、一見不思議で多くの問題を含んでいるように思われる。

大和田 毅・齋田 茂（気象庁 地磁気観測所）

地磁気観測所ではIMS 以来、女満別（MMB）・柿岡（KAK）・鹿屋（KNY）・父島（CBI）の4 地点（図1）で地磁気脈動を観測しており、現在1 太陽活動周期に近い期間のデータが得られている。そこで、中低緯度におけるPc 1脈動伝播特性を示す諸量（出現頻度、観測点間の減衰率等）について理論的な結論と観測事実がどの程度まで一致するかを考察してみた。

まずデータについて述べる。ただし、日本は数Hz以上の周波数をもつ人工擾乱が強いので約1.2Hz より高い周波数の現象は観測系のフィルターによって落としている。また、時間精度はおよそ1 秒程度なのでPc 1脈動の伝播速度の解析は行えない。以上の制約のもとで得られた観測的な結果は以下のようにまとめられる。

(1)Pc 1脈動出現頻度（MMB）

- 太陽黒点数（活動度）と逆相関。
- 冬季（Nov, Dec, Jan）に多く出現し夏季（May, Jun, Jul）に少ない。
- 夜間に多く出現し昼間に少ない。

(2)減衰率（MMB-CBI, MMB-KNYのデータから求た）

- 5~6 dB/1000km（図2）。ただし現象によってばらつきが大きい。

(3)カットオフ周波数（スペクトルの下端周波数）

太陽活動	極大		極少		(単位: Hz)
	冬	夏	冬	夏	
昼間	0.74	0.75	0.48	0.46	
夜間	0.75	0.73	0.70	0.50	

ただし、太陽活動極少期の冬季以外はデータ数が少なくばらつきが大きい。

他方理論的な計算は標準電離層モデルを基にしたモデルを用いたものである。上記観測結果に対応する結果を示すと、

(1)電離層状態変化に伴う減衰率の変化

- 減衰率は；
夜間に小さく、昼間に大きい。

冬季に小さく、夏季に大きい（特に夜間）。

太陽活動極少期で小さく、極大期で大きい（特に夜間）。

総合すると、もし高緯度での出現頻度が一定ならPc 1脈動は夜間に多く出現し冬季・太陽活動極少期で多くなることが予想され観測と一致する。

(2)減衰率の比較

○図2に示すようにはば観測と一致する。

(3)カットオフ周波数

太陽活動	極大		極少		(単位: Hz)
	冬	夏	冬	夏	
昼間	0.03	0.20	0.38	0.38	
夜間	1.24	0.57	0.56	0.26	

よってデータ数の多い太陽活動極少期の冬季にはほぼ一致する。

結論としては中低緯度のPc 1脈動の出現特性はダクト伝播理論で十分^き明^りな^らな^らな^らことが明らかになった。

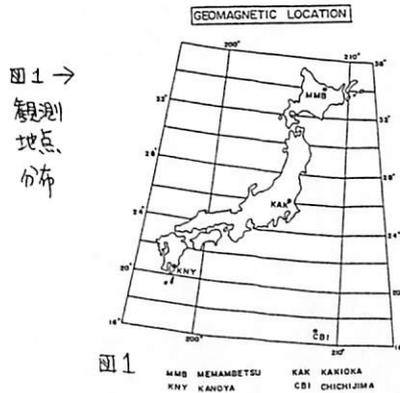


図2(下) 点線は理論、実線は観測、太陽活動極少の冬季、現象は全2夜間に起り、理論曲線もこの条件で計算した。↓

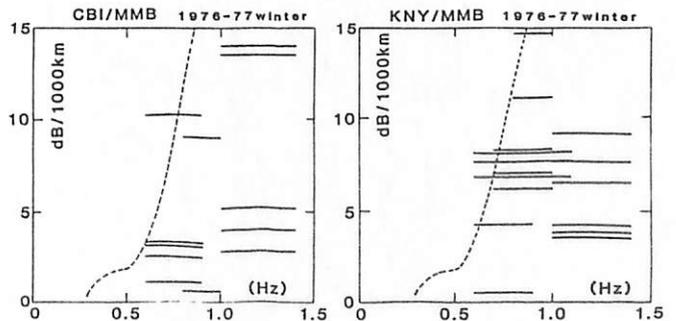


図2

■ 第 II 会場

(II-1 ~ II-75)

SEPAC 実験の電子ビームによる波動励起

鈴木謙吉*・河島信樹**・佐々木進**・赤井知憲**・矢守章**・宮武貞夫*・大林辰蔵**

* 電通大 ** 宇宙科学研究所

序 1983年に行われたSEPAC実験では、電子ビーム放出と磁気プラズマの放出に伴って波動の励起が観測された。今までに宇宙科学研究所で行われた、波動データに関する解析の結果について述べる。

データ解析結果

(1) 電子ビーム単独放出により励起された波動。電子ビーム単独放出中にVLF波動が観測された。この場合のVLF波動の特徴は、

(a) VLF波動強度は、シャトルの帯電電圧が高いほど大きくなる。(図1)

(b) VLF波動スペクトルは、基本的には1kHzにピークをもち、周波数が高くなるに従って強度は単調に減少するブロード・バンド構造をもつ(Type A)。ただし、帯電電圧が加速電圧程度まで高く帯電している時には、1.3kHzに強いピークが現れたり(Type B)、1kHzの高調波がブロード・バンドにのったスペクトル(Type C)が観測されている。(図2)

(c) VLF波動の強度は、電子ビーム電流が大きいほど大きくなる。

VLF Intensity - Floating Probe Voltage

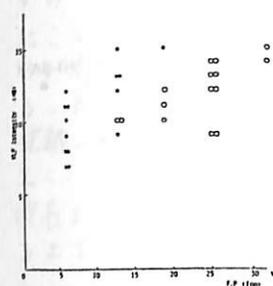


図1

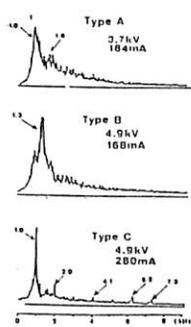


図2

(2) 電子ビームと磁気プラズマの同時放出により励起された波動。電子ビーム放出中に磁気プラズマを放出した時に、VLF波動及びHF波動が観測された。VLF波動強度は、電子ビーム放出中のVLF強度とは無

関係に、ほぼ磁気プラズマ単独放出時のVLF波動強度になる。また、VLF波動の持続時間は数10msecと長い。HF波動の特徴は、

(a) HF波動励起は、磁気プラズマ放出の瞬間と、放出後約10msecの2回観測される。この1回目と2回目の励起の時間間隔は常に約10msecである。

(b) 1回目のHF波動スペクトルは、広い周波数帯域に渡って一般的なブロード・バンド構造をもっている。2回目のHF波動スペクトルは、700~800kHzにピークをもつ(図3)

(c) HF波動強度は、電子ビーム電流が大きいほど大きくなる。

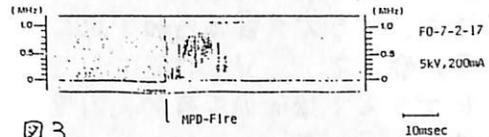


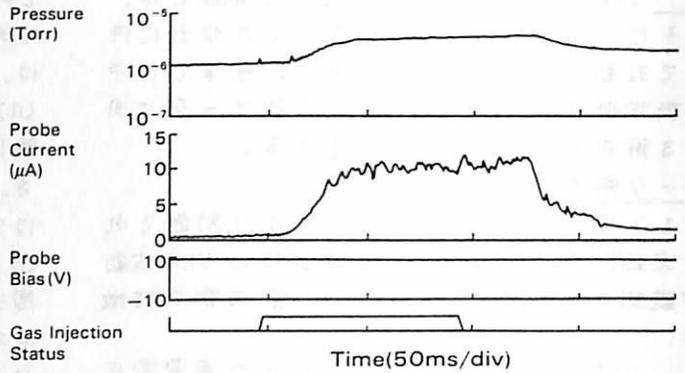
図3

検討 電子ビーム放出で観測されたVLF波動は、高圧電源の帰還回路雑音による、寄生する。帰還電流の時間変動として説明できる。観測されたスペクトルは、2~3kHzまでは1/2それ以上では1/2であるが、受信回路のf特を考えれば、電流変動が1/2雑音スペクトルをもっていたことを示している。VLF波動強度と帯電電圧の依存性は、シャトルを無限円筒プローブと仮定することで説明できる。帰還電流の変動は帯電電圧の変動に反発するが、この帯電電圧の変動量は、帯電電圧が大きいほど大きくなること円筒プローブ・モデルより明らかになった。VLFアンテナがシースの外、あるいは外線付近にあるば、アンテナはフローティング・プローブとして動作したと考えられるから、シャトルの帯電電圧の変動がそのままVLF信号として観測される。以上のように、帯電が100V以下の時のVLF波動は、高圧電源の数%の雑音による、帰還電流の変動として説明できることがわかった。

SEPAC実験での中性ガス放射にともなうプラズマ現象

窪田伸治, 佐々木進*, 河島信樹*, 栗木蒸一*, 柳沢正久*, 大林辰蔵*, 宮武貞夫
電通大, * 宇宙研

スペースラブ1号機SEPAC実験で行われた中性ガス放射実験(N_2 1モル/100msec)で観測されたガス放射にともなうプラズマ密度増加現象(第1図)について解析した。この現象は、波動の関与した不安定性によるガス放電現象と報告されたが、さらに族討を進めて、本現象の発生メカニズムを検討した。



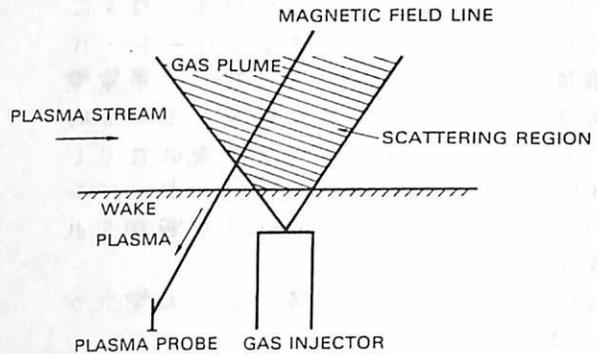
第1図

1. CVI現象の可能性

ガスの磁場垂直方向速度成分が、6 km/s以下と、 N_2 ガスのアルフベン臨界速度(N_2^+ : 14 km/s, N_2^+ : 9 km/s)よりかなり低くても、プラズマ密度増加が起こっている。従って、CVIは発生したとしてもプラズマ増加の本質的役割をしたとは考えられない。

2. ガス放射によるプラズマ流の散乱

電離層プラズマと放射ガス粒子の荷電交換プロセスを考え、第2図のモデルを用いて、シャトル上のプローブで計測される電流値を、以下の2事項の仮定の下で計算した。

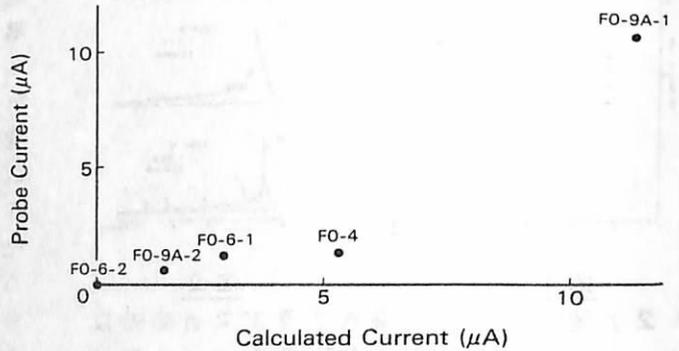


第2図

(1) 衝突後、プラズマは、磁場に沿って両極性拡散する。

(2) 二次的な衝突は無視する。

計算した電流値と計測値を比較したものを第3図に示す。計算結果は、まだ不確定要素の考慮が必要な部分もあるが、5回の実験シーケンスごとの傾向をよく表わしている。



第3図

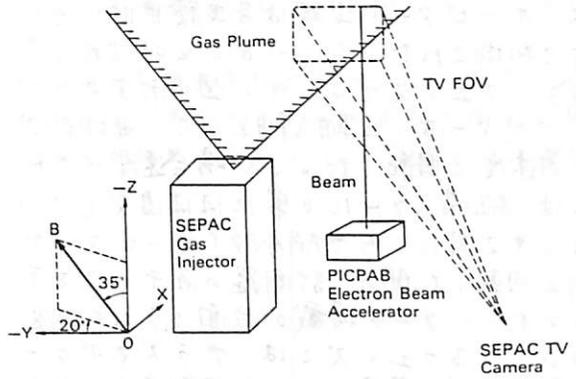
以上から、プラズマ密度増加は、プラズマ流の荷電交換による散乱が本質的役割を果たしていたと考えられる。

SEPA C 実験で解析されたビームプラズマ放電現象の解析結果

佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 窪田伸治*, 大林辰蔵
宇宙研, 電通大*

1983年に実施されたSEPA C 実験 (Space Experiments with Particle Accelerators)

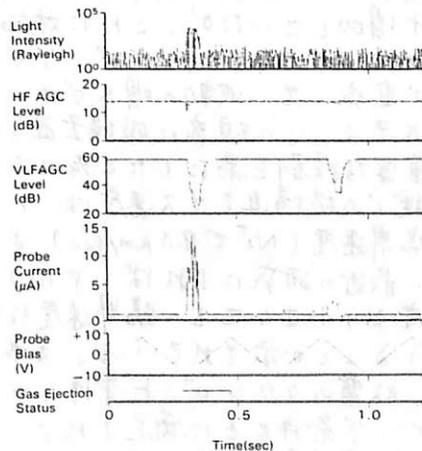
で観測された BPD (ビームプラズマ放電) 現象についての解析結果を報告する。本実験では、SEPA C の中性ガス放射装置 (10^{14} 分子/cm³) で生成されるガス雲中に、フランスのグループの電子ビーム (8 kV, 100 mA) を放射しその様子をテレビカメラ、各種計測装置で観測した。オ1図に、ガスプラズマ、電子ビーム及びテレビカメラの視野の相対関係を示す。カメラの視野は、ガスプレーンと電子ビームの交点を見ている。オ2図にビデオ画像を示す。右上端部の明るい部分は、ビームとガスの直接衝突による光輝点と見られるが、画面中央に見られるベルト状の発光部分は、直接電離領域からのプラズマ放電ではなく、このベルト状領域でビームプラズマ放電によりプラズマが発生した可能性が強い。オ3図にはこの画像が得られた時のラングミュアプローブ・波動受信機、フォトメータのデータを示した。ラングミュア電流は、ビームによる直接電離を予測される量よりはるかに多く、ベルト付近を見ているフォトメータの出力の信号から、 10% 程度の hot electron が存在したことが判明した。これらの事実から BPD が局所的に発生したと考えることが出来る。BPD 発生の必要条件は、加熱電子の電離の平均自由行程が糸のスケールより小さい、ビームの平均自由行程が励起波動の波長より大きいことから、ガス密度に対する上下限が決まる。今回の実験条件の場合、 $1 \times 10^{13} \sim 1 \times 10^{14}$ /cc の所で BPD が発生する可能性があった。線可解析により求めた上記ベルト部のガス密度は 3×10^{13} /cc $\sim 3 \times 10^{14}$ /cc であり、BPD が発生する条件がほぼ満たされている。励起波動は、40 MHz 付近のプラズマ波と考えられ、波長が受信機の計測範囲の外にあった。



オ1図



オ2図



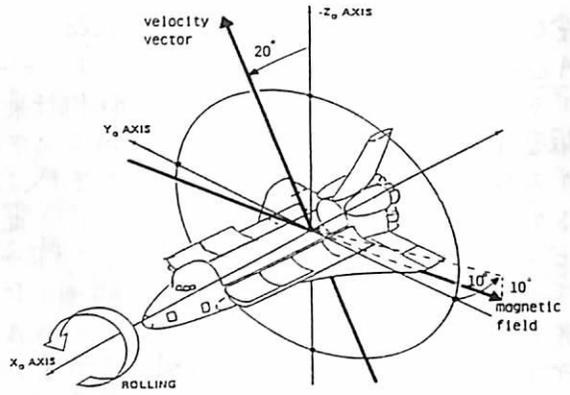
オ3図

SEPAC 実験で観測された臨界速度放電現象の解析結果

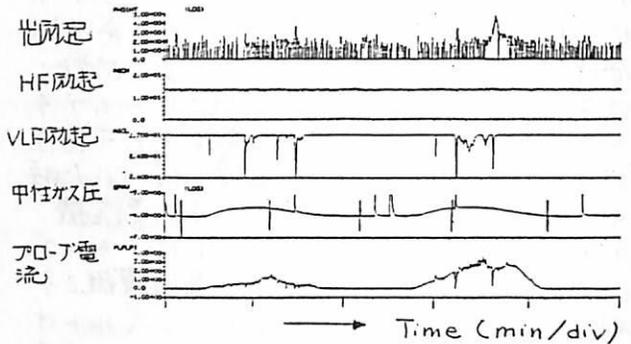
佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 柳沢正久, 大林辰蔵

宇宙研

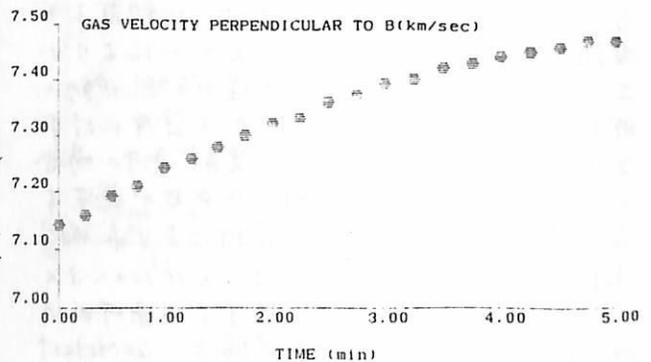
スペースシャトルスペースラブ実験では、オービターの姿勢は各実験目的に合わせて制御された。F0-8Cと呼ばれる実験シーケンスでは、オ1図に示すようにオービターは、 X_0 軸を軸として、毎秒約2°の角速度で回転した。この場合速度ベクトルは、磁場ベクトルと常にはほぼ直交している。オ2図に、5分間分即ちオービターが約2回転した間の計測器の各データを示す。オービターの搭載が台面ガラム方向を向いているフェイズでは、プラズマプローブ電流、ガス密度、VLF波動信号、フォトメータの信号が増大している。このうちガス密度の増大は、オービターによるストッピング効果によるものだが、プラズマ密度の増大は、バックグラウンドのプラズマ密度よりかなり大きい。更にラム期間での波動、光の励起は、この期間でのプラズマ発生を示唆している。ベレットとヒモに動く中性ガスは、この実験配位ではほぼ磁場に直角方向に動きその速度を充分大きくすれば、臨界速度放電現象発生の条件が成立する。オ3図に示すようにオービターの磁場直角方向の速度（ガスの磁場直角方向の速度）はこの実験期間中で、時間とともに若干増加していたが、これに対応してオ2図では、オ2ラ4時の方が、プラズマプローブ電流、光、波動の増大がオ1ラム時より大きく、この現象に磁場垂直方向の速度が重要な役割を果たしたと考えられる。本実験での磁場垂直ガス速度は、アルフベンの臨界速度 (N_2 で 9.3 km/sec) より小さいが、最近の研究によれば、アルフベン臨界速度より小さくても、臨界速度放電が発生しうることが示されている。本実験の場合、放電のタウンゼント条件、ガスのストッピング条件ともに満足されていた。臨界速度放電現象に特有なシフト波動もスペクトラムは明確ではないが、この周波数領域 ($5 \sim 7 \text{ kHz}$) で励起されている。



オ1図



オ2図



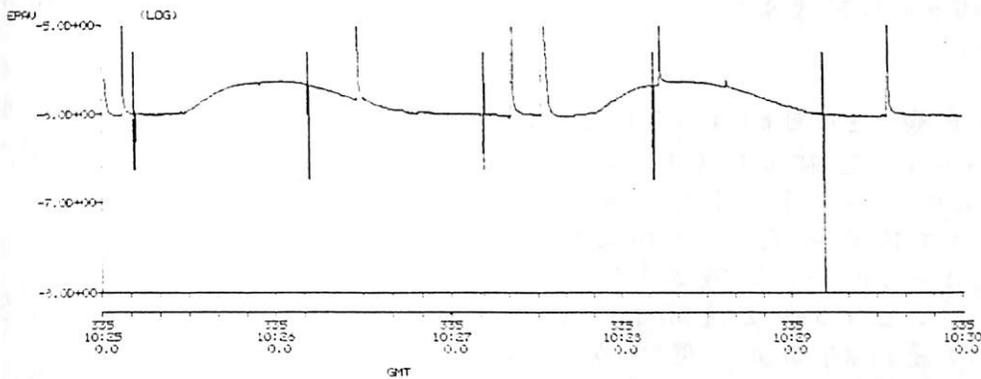
オ3図

II-5 SEPAC 実験期間中の スペースシャトルの姿勢,
太陽の位置とパレット上真空度の関係

柳澤 正久, SEPAC 研究班
(宇宙研)

スペースシャトル飛行中のパレット上の真空度を予測することは、シャトルを利用したさまざまな実験を計画する上で重要である。

ここでは、SEPACの計測器の一つとして搭載された電離真空計のデータと、太陽天頂角、シャトルに固定した座標系内での太陽方向ベクトル、速度ベクトルの方向の関係を調べ、パレット上の真空度が何に依存しているかを調べた結果を報告する。下図は、SEPAC



データベースの機能を利用してディスプレイした真空計のデータの一例であり、5分間にシャトルが機軸のまわりに2回転し、RAMとWAKEが繰り返した影響が現れている。とこどころにシャトルがエンジンを噴射したと思われる部分が見られる。また、1分おきにキャリアレーションのための信号が入っている。

現在のところ、このような例は、他にみつかっているが、のべ3時間以上にわたる全データと統計処理して、真空度と、他のデータとの関係を調べる努力が続けられている。

鶴田 浩一郎, 早川 基, 中村 正人
(宇宙科学研究所)

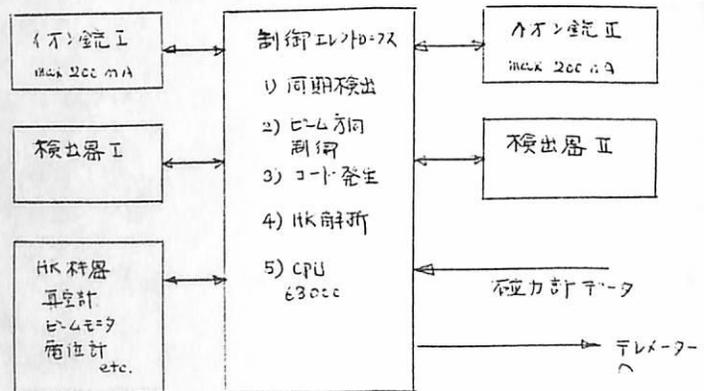
我々は電離層及び磁気圏内の微弱な静電場を高い信頼性で計測するために荷電粒子ビームの軌道情報を使う方法を考案し、実際に使っている。計測器の開発を行って来た。去る2月11日、S-520-7号機を使って電離層高度での試験を行うことができた。電離層高度ではトレーサ粒子としてリチウムイオンを使用するが、ここでは今回の実験に使用した装置の概要について述べる。得られた結果及びリチウムイオンビームの振舞いについては後述の二篇の論文で発表する。

今回の実験の主な目的は以下に述べる5点であった。即ち

- 1) ロケットより発射したイオンビームを再び捕捉することかできるか否か、捕捉できればビームの戻り率を計測する。
- 2) ビームには時間測定のため特定の荷号でコーティングが施されているが、戻りビームからこのコードを検出することかできるか否か。
- 3) 戻りビームとのコードを復調することによって飛行時間の計測か出来るか否か。また、この飛行時間から電場及び磁場の計測か本当に行えるか。
- 4) 一度捕捉したビームは、ビームの打ち出し方向を適当な方法で制御し再び打ち出すことか出来るか、この打ち出し方向の自動制御(トラッキング)かうまく作動するか否か。
- 5) リチウムイオンビームの放出により他の相乗りの観測器、特に波動の観測装置に悪い影響を与えないか否か。

実験の結果は、後の論文でも述べる通り、1)及び2)については既に確認かとれている。3)に関しては現在解析中 4)のトラッキングについては、ロケットのスピードが戻りビームがラスに比して早過ぎたためと考えられるが今回はうまくいかずなかった。5)の干渉試験については、HFに対して問題かないことかわかった。

右図は今回使用した装置の概略構成図である。



早川 基・鶴田浩一郎・中村正人
(甲田研)

S-520-7号機にリニウムイオンビームを用いた電場計測器(EMカ)を搭載し
実験を行なったのでその結果を報告する。

今回の実験では磁場センサーの情報もオンボードでもらり、ビームを磁場と垂直なる
向に向けて射出し、帰帰ビームの時間測定を行なった。また将来の衛星搭載の為に、ビー
ムにコーディングを行ないビームの自動追尾の実験も合わせに行なった。コーディング
信号としては、2種類の疑似ランダム(PN)信号(15ビット周期のYと31ビット
周期のZ)とクロック信号(CL)とから $W = (Y \cdot Z) \oplus CL$ という930ビット周期の
信号を合成し用いた。この信号は75%がクロック成分である為に、クロックとの相関
をとる事により、帰帰粒子による信号成分の有無を容易に判別できるという利点がある。
また、観測データからクロック成分を取り除いた後に(Y・Z)との相関を取る事により帰帰
ビームの時間測定が行なえる。Y信号は15ビット、Z信号は31ビットの周期をそれ
ぞれ持つ為に、(Y・Z)信号同士の相関を取るに、Y, Zの両方共が一致するメインビー
クの他にY信号, Z信号のどちらか一方のみが一致するサブピークがある(図1)。実
験の観測データを用いて(Y・Z)との相関を取った例を図2に示す。図2では、戻りビ
ームが分散される事によるノイズ成分が為に相関の形はまたなすが、図1と比較するにサ
ブピークの位置が良く合っている事がわかる。この事により観測データが帰帰粒子ビー
ムである事の同定がつけられる。電場の大きき等の詳しい結果は学会講演時に報告する。

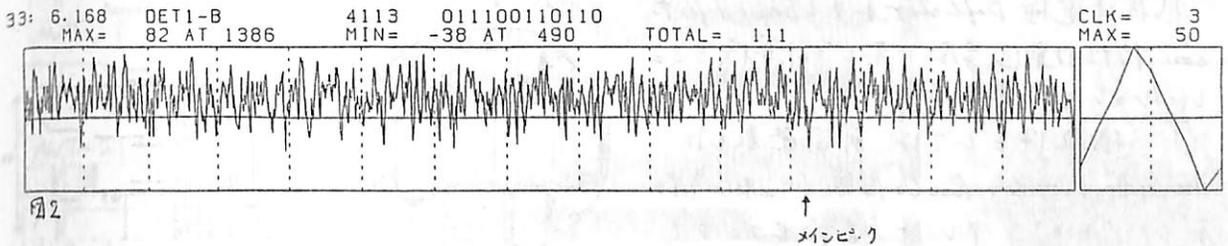
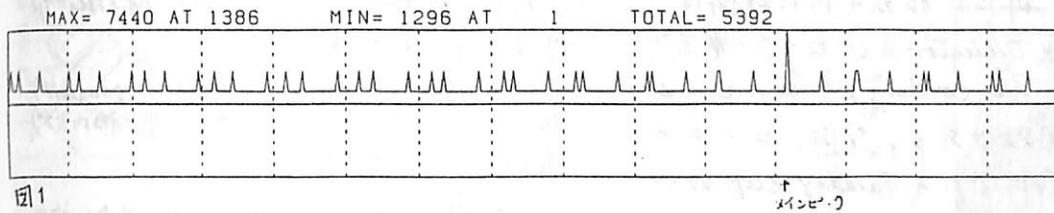


図1と図2ではメインピークの位置を一致させてある。

中村正人・早川基・鶴田浩一郎
(京市科学研究所)

S-520-7号機における電場測定(EMD)では2台のリシウムイオン鏡が使用された。2台のイオン鏡は互いに反対方向に中心軸が設定され、そこから放射されたビームは予前空間 gyro運動をして再びD-Yへと戻る。一つのイオン鏡と対応する Detector はもう一つのイオン鏡の下に設置されている。(すなわち、一つのイオン鏡-Detector 対にイオン鏡1, Detector 1, 他の対にイオン鏡2, Detector 2 及び呼称を与えると、Detector 1の上はイオン鏡2, Detector 2の上はイオン鏡1が乗っている。(図1))

イオン鏡内部の構成を図1に示す。基本的なイオンビーム発生部(イオンソース及びビレンズ系)の設計はS-310-13号機で使用したものと同一である。今回、新たに追加された機構は、抵抗体電極 Deflector及びヒーター電流制御回路、ビーム cordingのためのビーム chopping回路である。なお、ビームのモニター用に8つの Faraday cup がイオン鏡前部に設置されている。

抵抗体電極 Deflectorによる Beam deflection 特性は前回学会で示した計算機シミュレーションの結果と良く一致している。なお、抵抗体としては、前回発表した Au 薄膜にかえ、RuO₂ 薄膜(テコン製品名 DP-9400)をアルミナ 96% セラミクス上に作り使用した。これは、Au 薄膜に比べ、電気的・機械的耐性に強い。

ヒーター電流制御は、ヒーターの温度を変え、それにより、イオン電流の量を変えるために行った。ヒーター電流とイオン電流の関係は、前々回の学会において発表されているので参照されたい。今回の実験においては、イオンの回復率を調べるためにイオン電流を変化させる観測モードを設定し、25, 50, 100, 150 nA のイオンビームを放射した。なお、通常の観測モードでは 100 nA のイオンビームを打ち出した。

ビーム chopping についても、シミュレーションの結果が前回の学会で報告されている。実際にイオン鏡に chopping のための信号を印加し、放射されたビームと、その信号の相関をとる実験が D-Y 前打 D-Y 前に実験室内で行われた。結果は極めて良好でシミュレーション通り、ビームの chopping が行われている事が解った。打 D-Y 前の校正で測定されたイオン鏡の特性は以下の通りである。

ビームの主要成分(リシウム), エネルギー(500 volt), 振幅(±1), 最大 Deflection (中心軸より 5%), 最大ビーム幅(1 μsec),

イオン回復率等 D-Y 前実験の結果は学会に於て発表される。

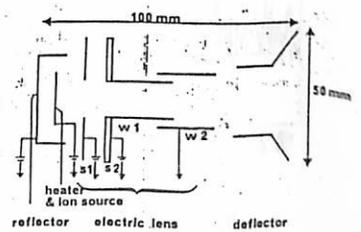
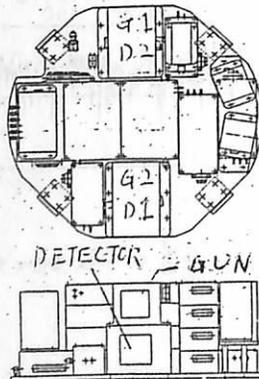


図2

図1

難田 元紀 · 塚本 茂樹 · 中村 正人
(宇宙科学研究所)

EXOS-Dに搭載されたワイヤアンテナのテストを兼ね、5mのワイヤアンテナがS-520-7号機に搭載された。アンテナは打ち上げ時にはホイールに巻かれて格納されており、打ち上げ後約7秒から伸張が開始された。線り出しはモーターに制御され、線り出し速度は50±5 mm/sec、線り出し時間 100±10 sec が予定されていた。アンテナの振動を収束させるために線り出し部にダンパーが取り付けられ、さらにアンテナ先端にモリコングリフと2ccを注入し、伸張時にダンパーが付けられた。アンテナの振動を記録する機器としてアンテナの先端部に光電管付カメラを付す。カメラと線り出し部の間に付いた Photogram camera 7モーターの方法がとられた(図1)。図2はロケットのスピンの周波数の変化を示している。アンテナの伸張前は約1Hzであったが伸張開始後急激に20Hzに増加し、その後徐々に減少していった。これはアンテナは伸張中に早く伸張された事がわかる。なお、アンテナには伸張モーターが取り付けられておらず、規定の長さだけ伸張された事になっている。

図3はアンテナの振動をX、Y軸方向の時間と振幅として表わしたものである。X軸はロケット軸に平行で下側がE、Y軸はロケットを上から見て時計回りにEとなるように定義する。破綻が0°で20°までが示されている。ANT-1Xで saturation レベルが20°を越すとこれに到達し、アンテナは下方に20°を越える激しい振動を起す。このアンテナは伸張中に伸張が完了し、伸張中に下方に大きな振動が見られる。双方のアンテナとも同時にX方向の振動が収束し、この間Y軸方向に正弦波を振くモードが見られる。このモードはロケットのコーニングの開閉等によって学会で報告される。なお図4はアンテナの動きをXY座標に投影した図である。

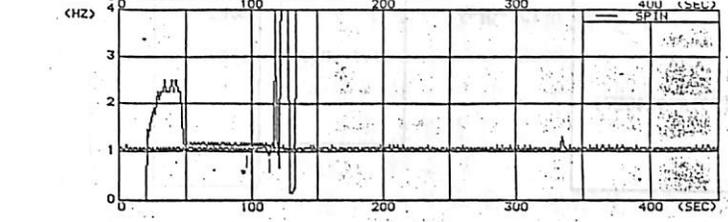
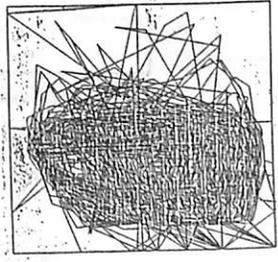
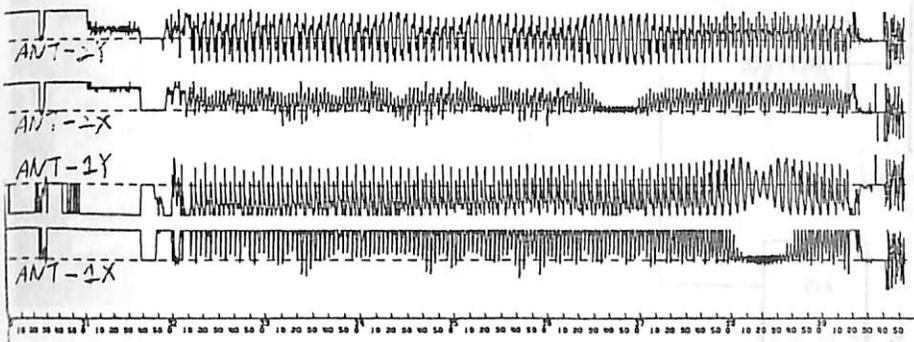
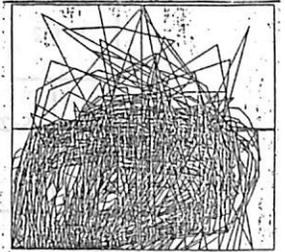
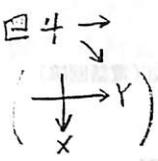


図2

← 図1
↓ 図3



観測データと計算機シミュレーション・データの
カラー画像処理システムの開発

松本 紘 大橋 俊和 賀谷 信幸
(京大・超高層) (京大・超高層) (神大・工)

MAPの観測データ、人工衛星、ロケットの観測データ、及び、計算機シミュレーションから生み出す大量、複雑なデータの処理には、有効なハードウェア・システムと効率の良いソフトウェアの開発が重要である。

本報告では、京都大学超高層電波研究センターで使用可能になった、マイクロ・コンピュータを使用した、テクトロニクス端末コンパチのカラー端末システムと、動画処理システムの開発結果を報告する。観測結果にしても、シミュレーション結果にしても、いかに有効な画像情報にするかが重要であり、この点についての各種診断ソフトウェア・ルーチンの開発がキーポイントとなる。これについても、我々のソフトウェアの現状を報告する。

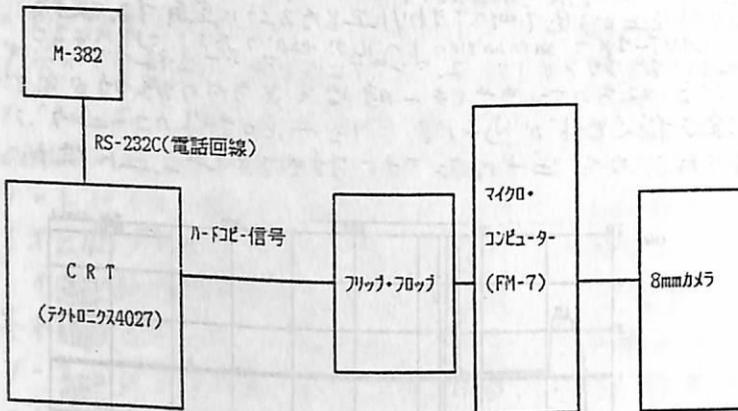


図1 汎用型動画撮影装置のブロック図

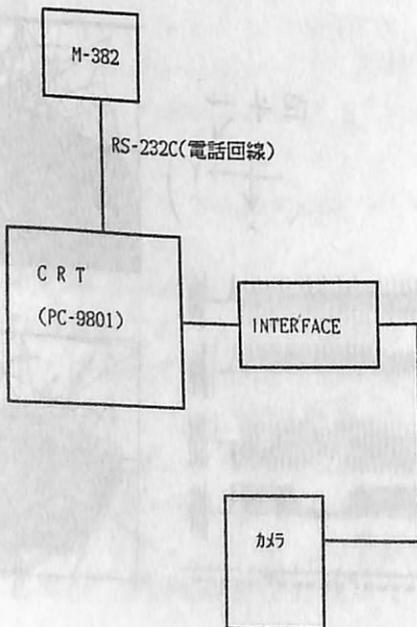


図2 フィコン内蔵型動画撮影装置のブロック図

金田栄祐*, 平尾邦雄**

* 東大理学部地物研施設

** 宇宙科学研究所

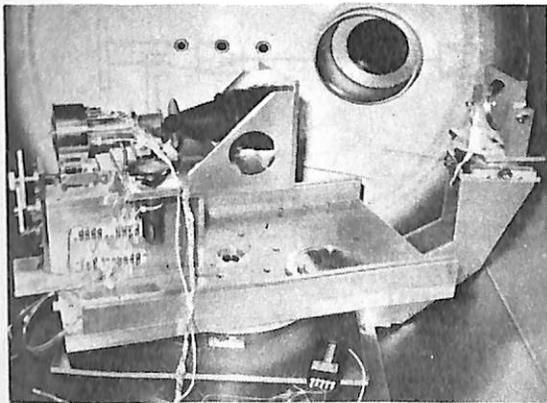
彗星の太陽接近時に、彗星核より放出される揮発性成分の所謂“親分子”中、 H_2O は最も大量に放出されるものの一つであり、 H_2O の放出量が彗星の活動度に、大きな影響を与える。 H_2O 放出量と彗星の日心距離の間には、一定の関係が、オー近似として成立するとされて居るが、観測的には著しい偏りを示す彗星が存在する事が知られて居る。

新たに開発を行った校正装置は、下図の系統図の如き構成となつて居る。校正装置は、科能的には、二軸ジムバル機構を装備した真空紫外光用モノクロコリメーターと定義する事が出来る。モノクロコリメーターは、100mmφの光束が1'の平行精度で得られる様に設計されて居る。真空槽(1000mm×1200mmφ)は、ターボ分子ポンプ(TMP, 排気速度1/100 l/sec)とタンデムに於て居るロータリーポンプ(RP, 600 l/min)により、ベーキングを行はぬ状態で、 $\sim 1 \times 10^{-6}$ Torrの真空度に到達する事が可能である。

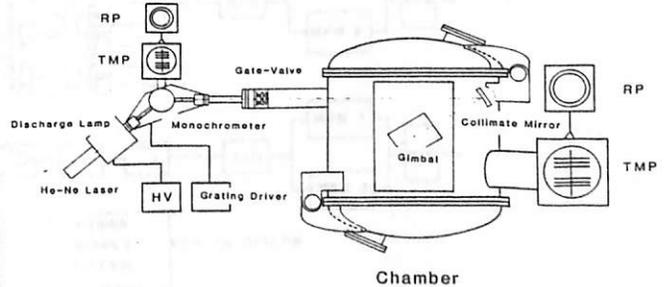
PLANET-A搭載の真空紫外撮像装置(UVI)は、ハレー彗星水素線の観測を通じて、近日点通過を念む広い日心距離範囲での、 H_2O 放出量変化の極相を明らかにする事を、主要観測目的の一つとして居る。スピン安定化方式の姿勢制御を行うPLANET-A科上での撮像観測の為、UVIはスピンによる像のブレ防止の対策として、特殊な撮像動作を、その内訳で行つて居る。この為、UVIの校正に於いては、飛翔体のスピンと同等の回転を与える必要がある。この様に、UVIの校正に於いては、特別な科能が必要とされる為、既存のシステムの改造では対応が不可能となつた為、新たな校正装置の開発を行った。

UVIの校正時に、システムとして要求される、定速回転等の、特定の科能は、所定の性能を有する附加機構をジムバル上に装着させる方式を採用し、システムとしての柔軟性を保持させる方式を採用した。本校正装置によつて行つた、UVI関係の校正は、

- i. 望遠レンズ焦点面のMBF値(対 $\lambda = \alpha$ 光)。
- ii. イメージピッチアップの感度分布と、その波長特性。
- iii. イメージピッチアップの利得特性。
- iv. PLANET-A科上での撮像動作等である。



ジムバル機構 (UVI用望遠レンズMBF測定中)

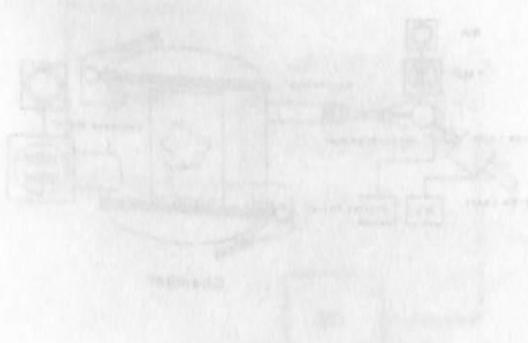


校正装置構成系統

平尾 邦雄
(宇宙科学研究所)

昭和60年1月8日04時30分“MS-T5”と呼ばれる人工惑星回空間探査機が
 飛路裡に打ち上げられ“さきかけ”と命名された。これは打ち上げロケットはM-3SⅡ
 型であり殆んど全く新しいロケットと言ってもよい。又テレメーター、コマンドのた
 めに長野県岡田町に64Mという世界最上級の直径のアンテナをこつ深宇宙探査局がつか
 られた。これらの新しい技術や設備の4エツクを第一の目的としたのがこの“さきかけ
 ”である。しかし太陽風に同する3つの観測装置も搭載しており、これらも2月20日
 からすべては必ずさ出し、フォーマットをとりつゝある。

こゝでは日本で初の人工惑星となる“さきかけ”の概要および現状についてのべよう。



ハレー彗星探査機「さきがけ」は1985年1月8日早朝成功裡に発射され、地球重力圏を脱出し、惑星間空間を航行していて、2月19日に観測が開始される。この探査機には、太陽風イオンの密度と方向の計測器、惑星間磁場計測器とともに、惑星間プラズマ波観測装置が搭載されている。ここでは、その成果に先だって観測内容と機器構成を紹介する。

観測機構成

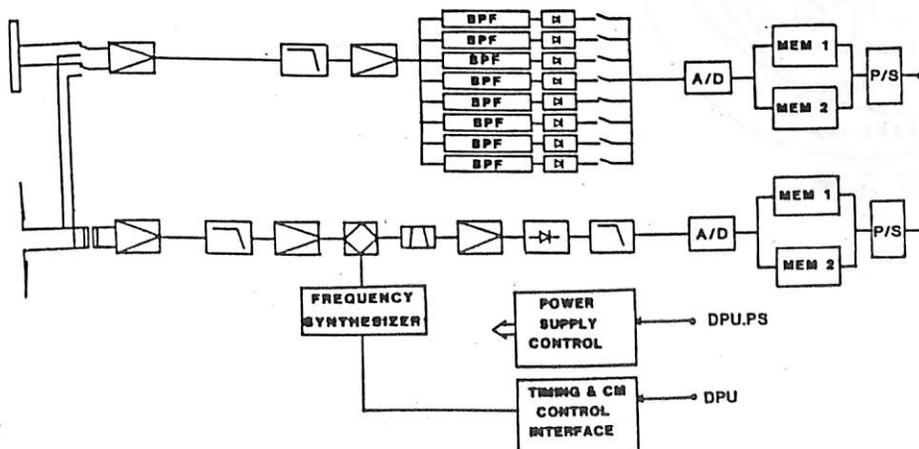
プラズマ波動は4kHz-200kHzに至るLF帯と70Hz-3kHzにわたるELF帯に分けて観測するが、LF帯では周波数掃引によるダイナミックスペクトルの観測、ELF帯では16チャンネルのマルチチャンネルアナライザ方式をとる。

観測に用いられるセンサーはTip to Tip 10mのダイポールアンテナ対と、一方方向サーチコイルで通常モードでは、ダイポールアンテナは、LF帯受信機にサーチコイルはELF帯受信機に接続される。しかしコマンドによりこの組み合わせは自由に選択可能である。図にシステムの構成を示す。周波数掃引分析器の場合、PLLシンセサイザーを用いた局部信号発生器により、4kHz-200kHzの受信帯域を128ステップに分割し、4秒間で1掃引する。受信機の帯域巾は2kHzで、ダイナミックレンジはコマンドによる制御分も含めて80dBとなる。

マルチチャンネル分析器に於いては、帯域巾は中心周波数の15%になっていて、ダイナミックレンジは80dBとなる。

期待される波動現象

「さきがけ」に搭載されているプラズマ波観測機器が順調に作動した時、惑星間空間に起こるプラズマ波動の他、タイプIII型波動、地球からのAKRの観測も期待されている。また、ハレー彗星に最接近した時、衝撃波面から電磁波に変換されるLF波を観測する事が期待されている。



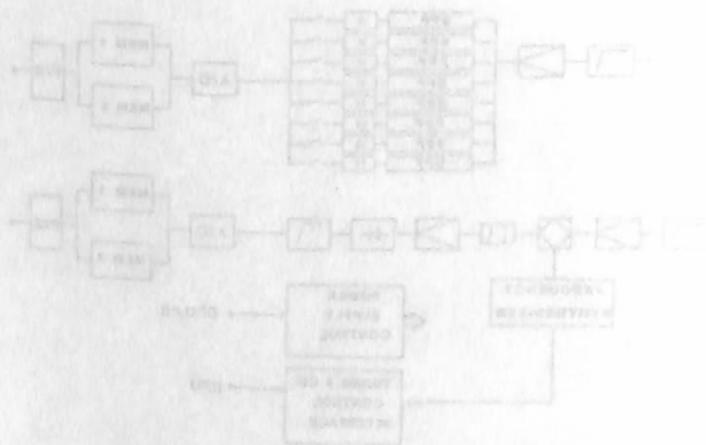
プラズマ波動観測装置のシステム・ブロック図

小山孝一郎, 平尾邦雄 (宇宙研)

日本初の人工惑星となる「きまぐれ」には3つの科学観測機器、即ちプラズマ波動測定器、惑星間空間磁場測定器および太陽風プラズマ観測器が搭載されている。筆者らはファラデカップ型の太陽風プラズマ測定器を担当した。観測器はまず2月19日のプラズマ波動および磁場観測器のアリテナおよびブームを伸長してから、2月20日にはファラデカップの第2グリッドに200V, 400V, 600V, 800Vと順次に高電圧をかけ2月21日には第2グリッド電圧を1000Vにして一定の定常観測にはいった。ファラデカップは現在 High bit rate モードで動作しており、時間分解能5秒でパルク速度、イオン密度および温度を算出できる。

ここでは測定器の概要、運用の現状、得られたデータ等について報告する。

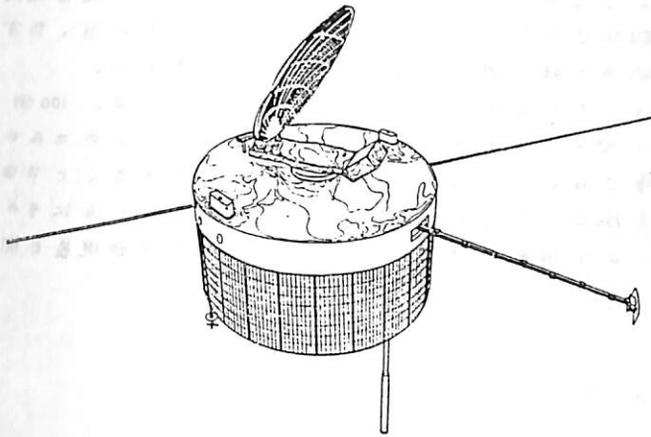
「きまぐれ」の成功はロケットの開発、試験、衛星の試験、運用等にたずさわった多くの人の地道な努力の結果である。ここに特に記してあげたい多くの仲間を忘れないものである。



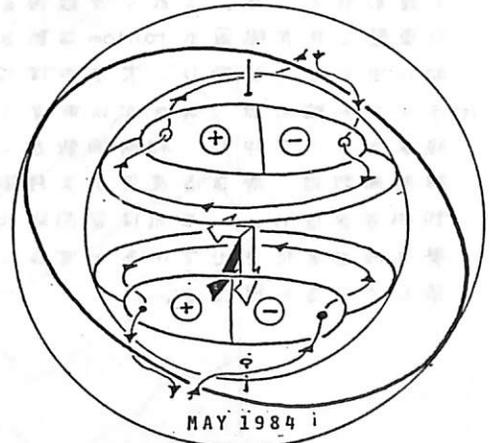
齋藤尚生・湯元清文・青山巖・平尾邦雄・瀬戸正弘・西田篤弘・国分征・福西浩
 (東北大・理) (東海大工) (宇宙研) (東北工大) (宇宙研) (東大・理) (極地研)

ハレー彗星探査機「さきがけ」は、今年の1月8日に内之浦から打ち上げられ、日本最初の人工惑星軌道に乗った。現在太陽風領域を飛翔しつつあり、基本的な工学実験を終え、2月19日に磁力計のゲーム伸展が行なわれた。パンタグラフ式の和製ゲームは120秒間で無事伸展と完了した(才1回)。直ちに観測モードに入り、X, Y, Z, F 4成分の太陽風磁場の観測を開始した。

二半球モデルによれば、現在太陽磁気圏は EXCURSION PHASE にあり、中性面は EPOCH 才4日目の方向に傾いたまゝ、自転している筈である(才2回)。このモデルによれば伸展当日、さきがけは TOWARD 半球にあり、高速流が通過したあとの比較的静穏な領域を飛翔中の筈である。「さきがけ」から送られてきた観測データは、モデルから期待された通りの情報を示した。



第1図



第2図

小島正宜⁽¹⁾, W.A.Coles⁽²⁾, B.J.Rickett⁽³⁾, J.W.Armstrong⁽³⁾

(1) 名大空電研 (2) UCSD (3) J.P.L.)

惑星間空間シンチレーション (IPS) は高緯度帯や太陽極近傍など人工天体では現在直接観測不可能な領域において太陽風観測に威力を発揮してきた。とりわけ $10 R_{\odot}$ 以内では太陽風の加速や種々のプラズマ波動現象の観測が期待される。しかし現象が複雑であるため従来多くの研究者によってなされてきた単一風仮説, 単一アンテナによる観測は困難かつ完全なものではなかった。我々は 1983年10月に米国 New Mexico 州にある VLA (Very Large Array) 電波望遠鏡群を用い, 1.4, 5, 15 GHz の3周波で IPS 観測を行ない $3 \sim 12 R_{\odot}$ における太陽風の観測に成功し以下の様な結果を得た。

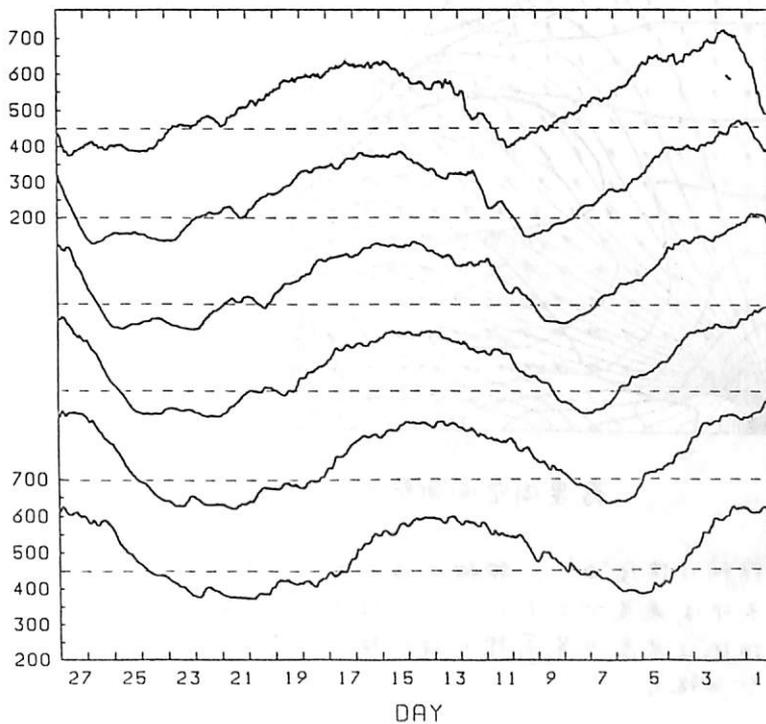
- (1) Plasma Irregularities (スケール数 10 km のもの) は太陽から radial 方向にフラクソ状に伸びた空間分布をしている。
- (2) 流れの方向も radial 方向である。この領域においては磁場が太陽と共回転をしていて磁場エネルギーが流れのエネルギーより卓越していることと (1), (2) の結果は示している。
- (3) $4 R_{\odot}$ から $12 R_{\odot}$ の距離で $2 \sim 300 \text{ km/s}$ であった太陽風は $4 R_{\odot}$ から太陽に近づくにつれ急に速度を落とし $3.5 R_{\odot}$ では数 10 km/s となった。この現象は太陽の東側及び西側の両側において観測された。
- (4) 我々の観測した領域においては Alfvén 波等の波動現象が太陽風加速と深い関係にあると思われる。これらの波動現象によると思われる太陽風の radial 方向への一様な流れに重畳した太陽風の random な動きが観測された。この random な動きは流れに沿った方向に主として分布し, 大きさは 200 km/s で一様流れの大きさと同程度であった。
- (5) テーラの解析は, 我々が以前から行なっている相関関数を用いた方法である。100例程あるデータ中に, 相関関数が二つのピークをもつものが10例程あった。この二山の相関関数は, 異なる速度の太陽風が重畳して又は同時に観測されたとすることでは説明できない。これは空間的に異方性をもつ plasma irregularities が時間とともにその異方性を変化させているとすることにより解釈できる。これも何らかの波動現象と関係していると思われる。

野坂 徹, 前沢 利
(名古屋)

1 AU で観測される太陽風の速度、密度、磁場などが太陽近傍でどのような空間分布を持っていたかを、計算機シミュレーションにより流体方程式の時相を逆向きに解いて調べる。太陽風高速流は一般に太陽面上の coronal hole にその源があると考えられているがこのような picture が、太陽風のふるまいが MHD 方程式に従うという仮定の下で、1 AU での直接観測データを用いて得られた結果との程度 consistent になるかは、太陽風の加速機構を考える上で重要である。下図に計算結果の一例を示す。これは安定した sector structure を示した 1974 年の、3 月 9 日から 10 月 10 日までの 8 solar rotations (Bartels Rotation

Number 1923-1930) について速度の平均的 profile をいくつかの radial distance ごとに求めて順次並べたものである。これを見れば high velocity stream の 1 AU (最上段) での asymmetry が、0.1 AU (最下段) ではほとんど sine wave に近くなっている。同様な profile を他の太陽風のパラメータについても求めて合わせて考察する予定である。

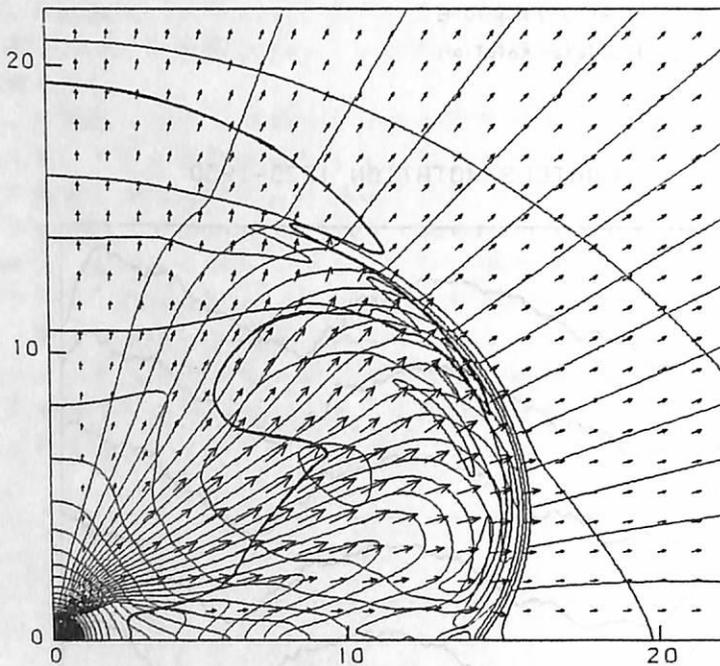
BARTELS ROTATION 1923-1930



藤見治一
名大空電研

前回の講演で、球対称流体系において、太陽風基底温度が太陽フレアに伴い短時間うちに急激にある温度まで上昇し、その高温状態がある一定の時間持続される時、太陽風の解はそれまでの超音速解 (Transonic Solution) から高温コロナに対応した新しい超音速解に移行すべく、衝撃波が生成されることを示した。

今日は2次元(軸対称)MHD系において、ある緯度において太陽風の温度が短時間内に高温になった時の衝撃波について討論する。この衝撃波の特徴としては、外側に伝搬するに伴い、惑星間空間磁場の垂直成分を伴って行くため、準平行衝撃波から準垂直衝撃波へと移行すること、又、太陽近傍においては磁場に影響されて伝播側に曲げられることが挙げられる。又、この衝撃波は、強い不均一空間中を3次元的に伝播するため、ランキンユゴニオ条件を満足しない新しい型のもののである。



惑星間空間衝撃波

横軸は経度 0° 、縦軸は極方向。単位は太陽半径。
矢印は速度ベクトル。太線は $\beta = 1$ の線。
細線は密度の等高線と磁力線(太陽からつながっている線)。

1979年11月27日におけるHalo型CMEによる惑星間ショック波

渡辺 堯

名大空電研

白色光で観測されるCoronal Mass Ejection (CME) の三次元的構造については、例えば良く知られているループ状CMEの場合、余り奥行を持たないバナナに似た構造を考える立場とシェル状であるとする立場とがある。しかし白色光観測のみではこれらの相反する幾何学的モデルの判定は偏波観測をもってしても極めて困難である。この問題への一つのアプローチとして、CMEが惑星間空間でどのような形態をしているかを調べる事が考えられる。その一例として1979年11月27日にP78-1衛星上に搭載されたSOLWIND コロナグラフによって観測されたHalo型CMEによる惑星間衝撃波を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調べた。Halo型CMEは第1図にあるようにコロナの輝度上昇が太陽全周にわたって生じたもので(Howard et al., 1982) 此の原因は第2図にある太陽のディスク中心近くで1979年11月27日0540~0703UTに起った太陽フィラメント消失と1Nクラスの太陽フレアが考えられる。白色コロナの観測によりHoward達は頂角54度の円錐状のCMEを正面から見たと考へて、CMEの地球へ向う速度を約1160km/sとした。すると当然地球に向う惑星間衝撃波の存在が予想されるが、1979年11月30日0738UTにSCが観測され地球近辺の人工天体により衝撃波が観測されている。この衝撃波はシンチレーション観測により広い範囲にわたって検出されている。そこでこれらの観測データを総合して解析を行ったところ減速の様子は太陽風中での爆風波に近く、1 AUに換算した衝撃波の三次元的速度分布は第3図に示したようにフィラメント消失の中心方向(DSF)の周りで高い速度を示し全体の拡がり(経度方向、a)は70度以上になることがわかった。詳細はWatanabe (1985)にある。

Howard, R. A., D. J. Michels, N. R. Sheeley, Jr., and M. J. Koomen, *J. Geophys. Res.*, 263, L101-L104, 1982.
Watanabe, T., *Proc. Res. Inst. Atmospherics, Nagoya Univ.*, 32, in press, 1985.



Fig. 1

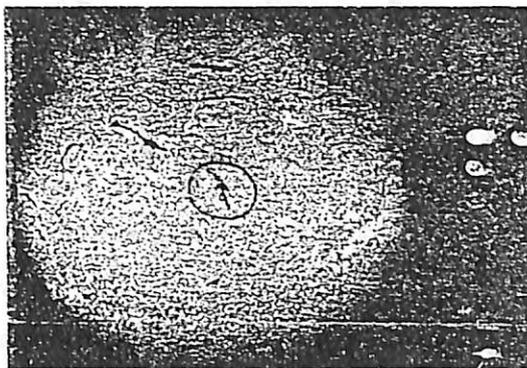


Fig. 2. Ha. 0605 UT, Nov. 27, 1979 (Miyake)

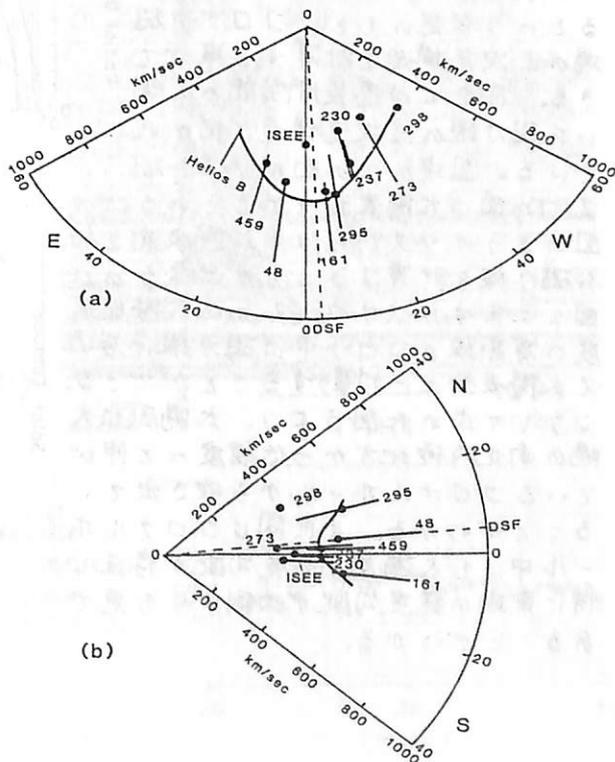


Fig. 3 →

コロナ磁場の三次元構造と

太陽風速度分布

袴田和幸

中部大工

1974年太陽風は太陽自転周期とほぼ一致する非常に安定した回帰性を示した。また同じ期間中太陽コロナは安定した大規模な構造を持っていた。したがって太陽風速度および太陽磁場の観測値をそれぞれ重ね合わせることにより太陽風の三次元構造とコロナ磁場の三次元構造を推定することが可能である。図1はIPS (Interplanetary Scintillation) の観測から推定された1 AU付近の太陽風速度を用いて太陽近傍のソースフェイス上での太陽風速度の分布を推定したものである。このとき太陽風の速度はソースフェイスから1 AUまで一定に保たれると仮定している。前回の講演予稿集で述べたようにコロナ磁場がポテンシャルで表され、ソースフェイスより外ではすべての磁力線が動径方向を向いているという仮定のもとにコロナの磁場の三次元構造を計算することができる。図2では惑星間空間へと開いた磁力線の三次元構造が描かれている。図中の上の面はソースフェイス、下の面は太陽表面を示している。この図のようにソースフェイスと太陽表面を結び磁力線を計算することが出来るので図1に示すソースフェイス上の太陽風速度の等高線をコロナ中の磁力線に沿って太陽表面上に投影することができる。こうして求めた図3より、太陽風は太陽の南北両極地方から低緯度へと伸びているコロナルホールから吹き出ていることがわかる。また同じコロナルホール中にも太陽風の速度勾配が存在し特に東側の速度勾配が西側よりも急であることがわかる。

Solar Wind Speed Distribution on the Source Surface

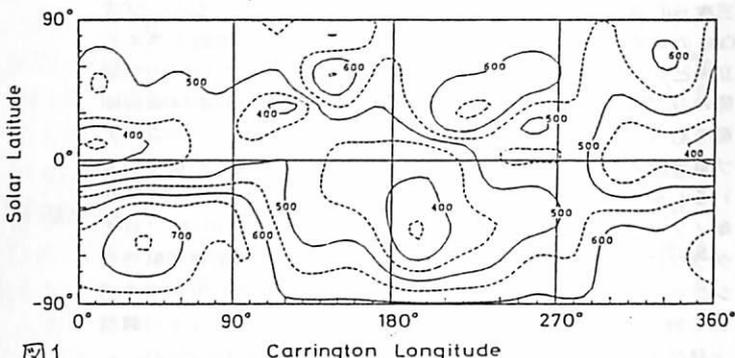


図1

3-D Structure of Open Field Lines in the Corona

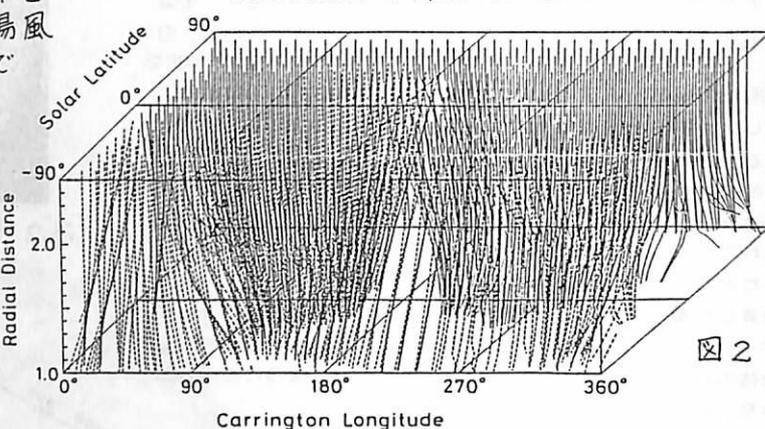


図2

Solar Wind Speed Distribution on the Solar Surface

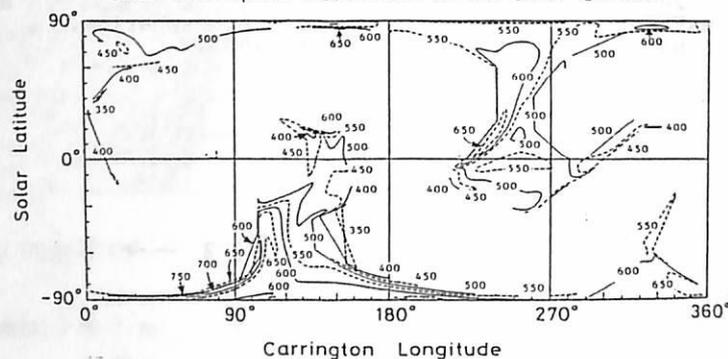


図3

鋭い下限周波数を持つ Type III バースト

青山 隆司 ・ 犬家 寛
 (宮城職訓短大) (東北大理)

等があげられる。

1. 序 1982年夏以来、20~40MHz帯の太陽電波観測を続けている。最も頻繁に発生する Type III バーストの中で、そのスペクトルにシャープな周波数の下限を持つものが数例発見されたのでこの現象について報告する。

2. ダイナミックスペクトラム上の特徴

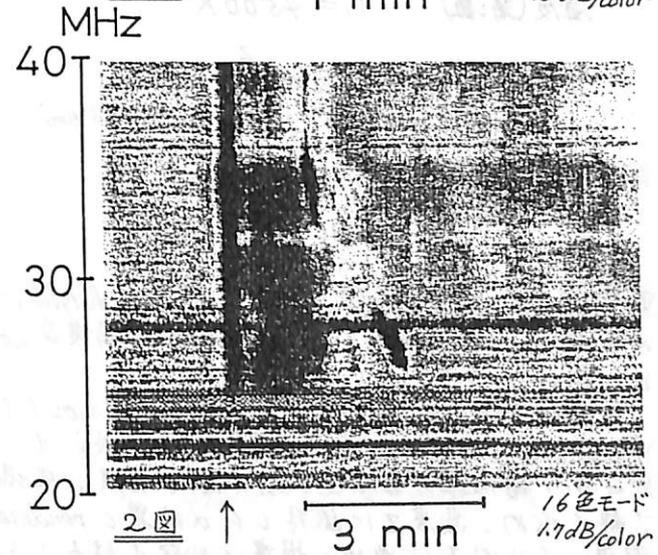
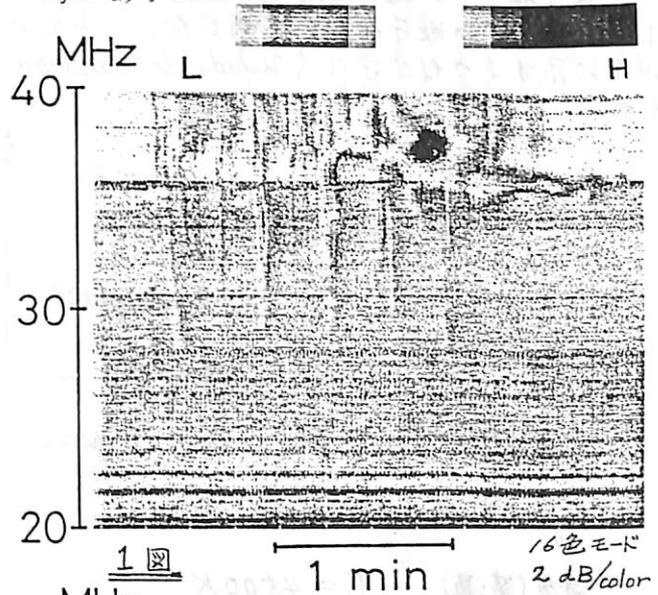
20~40MHz帯で観測される Type III バーストの大半は、40MHz以上の周波数から始まり、20MHz以下の周波数まで続いている。しかし、少数ではあるが20~40MHzの観測帯域内でバーストが終わるものがある。このようなバーストの下限周波数付近を調べてみると、1図に示すように徐々にその強度を弱めつつ銀河レベル以下に消失するのが普通である。ところが、周波数の下限付近で、強度がほぼ最大に達し、唐突にバーストが終わる例が数例発見された。2図および3図に、その1例のダイナミックスペクトラムとパワースペクトラムを示す。

40MHz~25MHz帯に銀河レベルより30dB以上強い Type III バーストが発生しているが、25MHz以下の周波数帯ではバーストの発生以前とほとんど同じ状態が続いている。又、このような種類のバーストの半数以上が、後に rising tone バーストを伴っている。

3. 考察

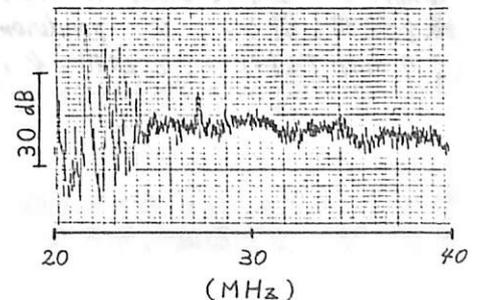
このような強い Type III バーストを作る電子ビームが急激にそのエネルギーを失い、電波放射が観測不可能になるメカニズムは何か。又、その後続く rising tone バーストとどのような関連を持つか。今後究明すべき問題であるが、現時点で考えられる可能なメカニズムは、

- (i) 電子ビームを急激に Slow down 乃至は停止させる強い電場が、流入する荷電粒子自体によって生成され、また崩壊してゆく。(一種の double layer)
- (ii) 特殊な磁場擾乱による荷電粒子ビームの補足と散乱および反射
- (iii) コロナ域での電波吸収



3図

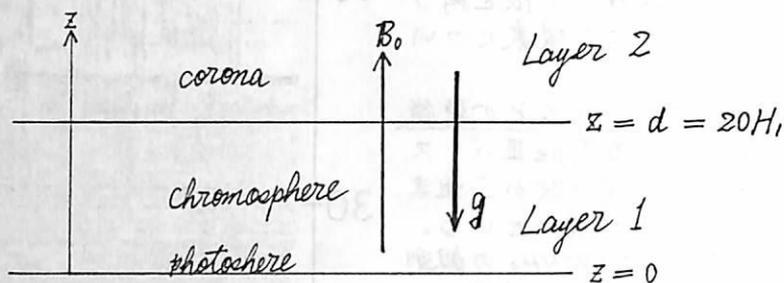
2図の矢印部分のパワースペクトラム



重力場下の磁気流体波による α 効果と粒子加速

並川 富一, 洪端 広充, 和田 博之
大阪市大理

重力場下での磁力線方向に伝播する磁気流体波による α 効果, ponderomotive力を計算し, 太陽面での粒子加速に応用した。今回対象とした所は, 黒点の暗部上 α 大気であり, 以下に示すようなモデル (Uchida & Sakurai 1975; Scheuer & Thomas 1981) を採用した。



磁場: $B_0 = (0, 0, B_0)$, $B_0 = 10^3$ gauss; 重力加速度: $g = (0, 0, -g)$, $g = 2.74 \times 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$

Layer 1 ($0 \leq z \leq d$)

Layer 2 ($z \geq d$)

温度(等温): $T_1 = 4500$ K

$T_2 = 2 \times 10^6$ K

密度: $\rho_1(z) = \rho_c e^{-\frac{z}{H_1}}$
($\rho_c = 5 \times 10^{-7} \text{g/cm}^3$; $H_1 = 136.5 \text{ km}$)

$\rho_2 = \rho_c \frac{T_1}{T_2} e^{-\frac{d}{H_1}} = 2.3 \times 10^{-18} \text{g/cm}^3$

Alfvén速度: $V_{A1}(z) = V_{Ac} e^{-\frac{z}{2H_1}}$
($V_{Ac} = 4 \text{ km/sec}$)

$V_{A2}(z) = V_{Ac} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} e^{-\frac{d}{2H_1}} = 1.9 \times 10^6 \text{ km/sec}$

黒点磁場の scale height は密接の scale height v 比して大きく $B_0 = \text{const.}$ とした。corona の密度の scale height は chromosphere の密度の scale height v 比して十分大きい $\rho_2 = \text{const.}$ とした。

磁力線沿いの磁気流体波の解は, Layer 1 では, Bessel 関数 $J_0(2\omega H_1/VA)$, $J_1(2\omega H_1/VA)$, $Y_0(2\omega H_1/VA)$, $Y_1(2\omega H_1/VA)$ の線形結合で表わせ, Layer 2 では, 通常 α Alfvén 波解となる。 $z=0$ で速度攪乱を与え, $z=d$ で速度と磁場の攪乱が連続であるとする境界条件を探して解を求め, 高度 z に依存した α 効果と ponderomotive 力を得た。計算結果より, α 効果電場により粒子は数 Mev 程度に加速されることになり, 最も頻りに観測される太陽宇宙線を説明し得る。又, ponderomotive 力によるプラズマの加速は 2 km/sec 程度となり, あまり有効ではないことが判った。

小規模の磁気流体波と大規模の磁気流体波の相互作用

洪端 宏充, 並川 富一
大阪市大理

小規模の乱雑な運動や場が存在する下での大規模の速度 U や磁場 B の変動を研究するためには、小規模の波によるポインテロモーティブ力と平均起電力を U と B の関数として表示し、乱雑場のスペクトルの変動を記述する必要がある。本報告では、Fourier 解析の方法と摂動法を用いて、弱い磁気拡散があるプラズマ中の小規模の乱雑な Alfvén 波による平均起電力 (α 効果, β 効果) とポインテロモーティブ力及び乱雑場のスペクトルの輸送方程式を導出したことを示し、小規模の乱雑な Alfvén 波が大規模の Alfvén 波に如何なる影響を与えるかについて議論する。

等方向スペクトルを持つ乱雑な Alfvén 波による平均起電力 \mathcal{E} とポインテロモーティブ力 F_{pot} に関する表示及び乱雑な速度場のヘリシティースペクトル関数 $F(k)$ の輸送方程式は次のようになる。

$$\mathcal{E}^{\pm} = \alpha^{\pm} H + \frac{\beta^{\pm}}{3} \{ 2 \mathcal{E}(\Pi_{\parallel} \pm H) - \mathbf{e} \times [\nabla \times (\Pi \pm H)] \}, \quad (1)$$

$$F_{\text{pot}}^{\pm} = -\frac{\beta^{\pm}}{3} [(\mathbf{e} \cdot \nabla) \nabla \times (H \pm \Pi) + 2 \mathbf{e} \times \nabla(\mathbf{e} \cdot \nabla)(H \pm \Pi_{\parallel})], \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + C_g \frac{\partial}{\partial x} + \lambda k^2 \right) F(k) = 0, \quad (3)$$

ここで、

$$\alpha^{\pm} = -\frac{\lambda}{2H^2} \int_0^{\infty} F(k') dk', \quad \beta^{\pm} = -\frac{1}{2H} \int_0^{\infty} \frac{F(k')}{k'^2} dk',$$

\mathbf{e} は、磁場に平行な単位ベクトル, $H = B/\sqrt{4\pi\rho}$ は、Alfvén 速度, $C_g^{\pm} = \Pi \pm H$ は、乱雑な Alfvén 波の群速度, λ は、磁気拡散係数, $+$, $-$ は、夫々、磁場に平行に伝播する乱雑な波と反平行に伝播する乱雑な波に対応する。

小規模の乱雑な波が大規模の Alfvén 波に如何なる影響を与えるかは、(1),(2) を夫々誘導方程式と運動方程式に代入し、(3) を含めた基礎方程式から導出される分散関係式を解析することにより調べることが出来る。

分散関係式及び帰波は、次のようになる。

$\cos^2 \theta > 1/2$ のとき

$$\Omega^2 \pm i\alpha_0 K \sqrt{2\cos^2 \theta - 1} \Omega - (KH_0)^2 \left\{ \left[1 - \left(\frac{\beta_0 K}{3H_0} \right)^2 - \left(\frac{\gamma_0 K}{3H_0} \right)^2 \right] (2\cos^2 \theta - 1) \right\} \cos^2 \theta + i\alpha_0 \frac{\gamma_0 K}{3H_0} (2\cos^2 \theta - 1) \cos \theta = 0, \quad \frac{\delta H_y}{\delta H_x} = \mp \sqrt{2\cos^2 \theta - 1} / \cos \theta$$

$\cos^2 \theta \leq 1/2$ のとき

$$\Omega^2 \pm i\alpha_0 K \sqrt{1 - 2\cos^2 \theta} \Omega - (KH_0)^2 \left\{ \left[1 - \left(\frac{\beta_0 K}{3H_0} \right)^2 - \left(\frac{\gamma_0 K}{3H_0} \right)^2 \right] (2\cos^2 \theta - 1) \right\} \cos^2 \theta + i\alpha_0 \frac{\gamma_0 K}{3H_0} (2\cos^2 \theta - 1) \cos \theta = 0, \quad \frac{\delta H_y}{\delta H_x} = \mp \sqrt{1 - 2\cos^2 \theta} / \cos \theta$$

詳細な議論は講演時に報告することにするが、興味ある結論は波の性質が $\cos^2 \theta = 1/2$ を境として変化すること (楕円帰波から直線帰波に変化) や波の成長率が磁場方向に関して非対称になること等である。

太陽活動の変動と気候の変動

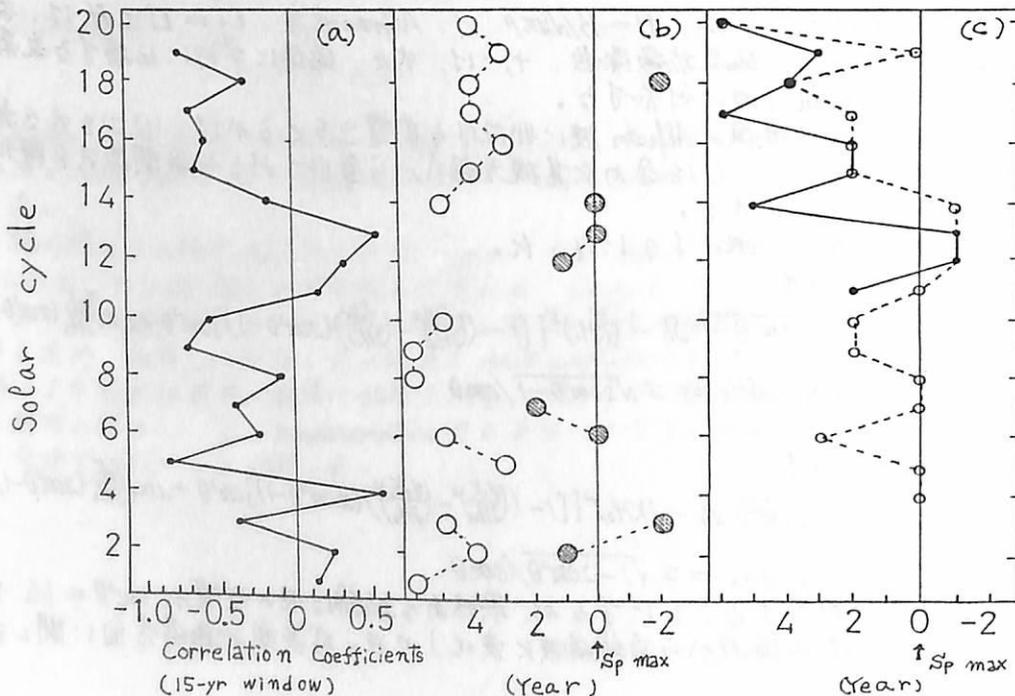
小寺邦彦 (気象研)

太陽活動の変動が気候の変動に影響しているという報告は数多くなされているにもかかわらず、まだ確立した考になっていない。その、大きな理由の一つは、太陽と気候との関係がある限定された期間しか明確でなく、他の期間には、不明になったり、あるいは関係のしかたが逆転してしまったりする為である。

そこで、約200年にわたる異常気象の発生年(ここでは、北日本の冷害年と、フランスのぶどうの収穫日の異常年)の変動と、太陽活動の変動がどのように結びついているか調べてみた。

異常気象年と太陽黒点数の相関は、図(a)に示すように良い時期があるが、逆の相関になったり一定しない。これを大気の状態が変化した為だととらえる見方も存在するが、かなり無理な仮定である。しかし、黒点との相関が一定しないという

この事は太陽活動と異常気象の発生が無関係である事を意味しない。図(b)に、各太陽サイクルで異常気象の発生した年を、黒点数が最大の年から数えた年で示す。異常年は、黒点最大年と、それから4年後付近で起る傾向がある。この性質は、ここに示した全期間一定して存在している。この事から、異常気象は、太陽黒点数で表わされるような太陽活動ではなく、別の活動に結びついていると考えられる。図(c)に、AAインデックス(●)とオーロラの出現頻度の最大年を示す。磁気擾乱の最大年の変動にとらえない、異常気象年のスタートも変動している。従って、太陽活動と気候の変動の関係が一定しないのは、太陽黒点で太陽活動をとらえるからで、太陽からの粒子流と気候の変動には一定の関係が存在していると考えられる。



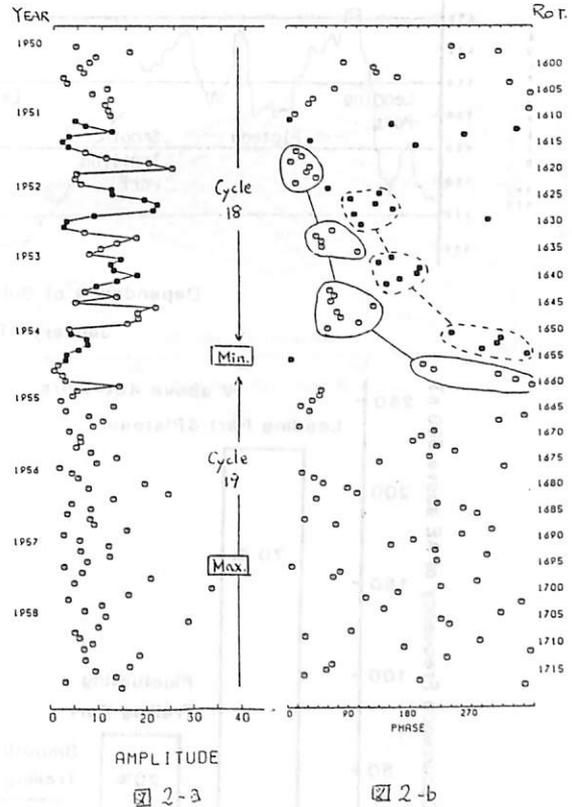
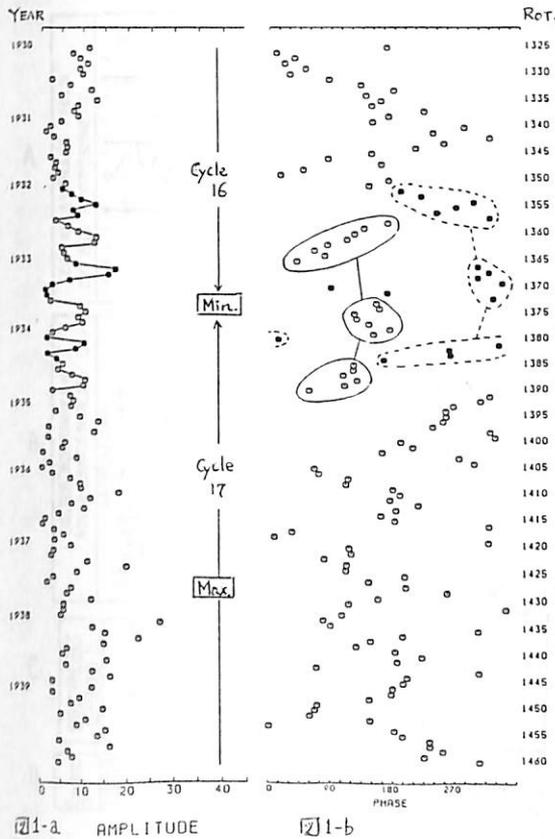
地磁気 aa-index の 27 日変化

野坂 徹, 村山 篤
(名大理)

地磁気 aa-index に見られる 27 日変化は太陽風速度の 27 日変化と比較的よく対応している。そこで solar cycle 12-20 についてのこの index の解析から、地球近傍の太陽風速度の空間分布とその長期変動の特徴を調べた。

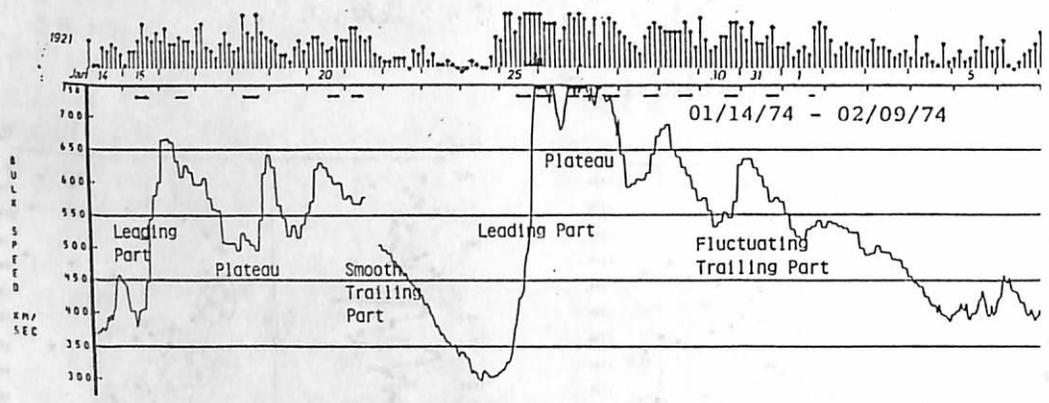
日平均値をもとに 27 日の移動平均からの差をとって、これについてフーリエ解析を行なった結果、黒点周期の偶数サイクルの下降期から極小期にかけて 1-st component の amplitude が顕著な半年変化を示すことがわかった(注 - 27 日の移動平均からの差をとっているの、いわゆる地磁気活動度指数を自身自身の半年変化とは一応区別される)。奇数サイクルで見えないのは、太陽赤道面の南側と北側での惑星間空間磁場極性の分

布の非対称性との関連で、そのサイクルの極性に応じて Russell-McPherron 効果の寄与が変化するためと思われる。1-st component の phase についてはサイクルによって 2 つのタイプがあり、特定の速度に比較的に定して現われる時(図 1-b)とその出現程度が後退していく時(図 2-b)とがあり、これが交互に繰り返される傾向を持っているが興味深い。ただし出現程度の後退は 28.5 日周期には必ずしも一致していない。これらの結果は太陽風高速流の源とされている coronal hole の太陽面上の位置とその時間的変動にも関係してくる。講演ではこの点も含めて議論したい。

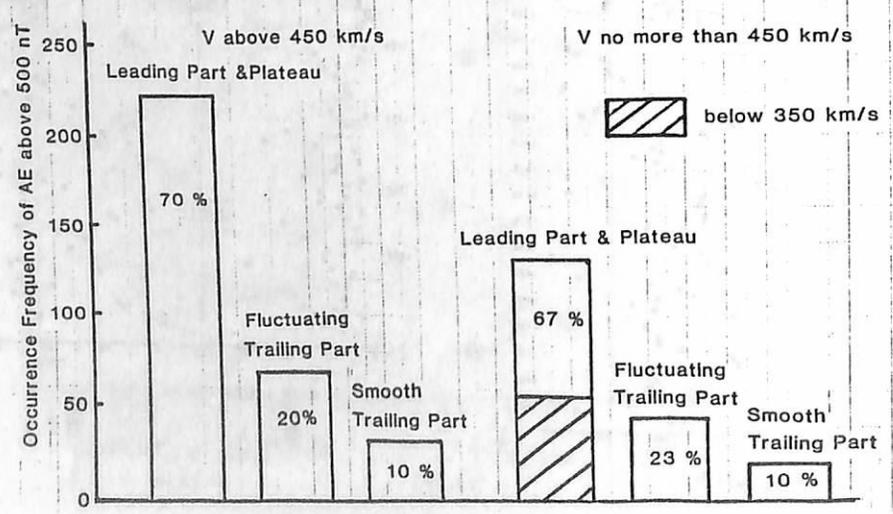


恩藤忠典 (電波研)

太陽風速の時間変化を、Leading Part, plateau, Trailing Part に分けて、各部における $AE \geq 500$ nT, K_p の消長を調べた。 K_p の下側の横破線は、 $AE \geq 500$ nT の発生区間を示す。 $AE \geq 500$ nT によって中程度以上の大半の磁気圏嵐を取上げることが出来る。太陽風の各相に 1 回でも $AE \geq 500$ nT があつた場合を発生数 1 と計数して、1967年1月1日から1974年12月31日までの太陽風速の各相についての、 $AE \geq 500$ nT の発生分布を Interplanetary Medium Data Book, Sept. 1977 を用いて調べた。太陽風速を 450 km/s の上, 下にわけ、上の関係を統計的に求めた。 $AE \geq 500$ nT は、太陽風速が時間的に増大する Leading part と plateau によく発生している。即ち地球の方へ向って「カ」が効いている時に発生している。これは昼側磁気圏境界へ法線方向カが、朝、夕方の磁気圏側面へ接線方向カ又は Viscous Interaction が効いて、プラズマ対流を活性化することと、磁気圏嵐の発生との関係あることを示唆している。逆に太陽風速の時間変化が減少する Smooth Trailing 部に、 $AE \geq 500$ nT が殆んど発生していない。又最大の K_p は Leading part に殆んど発生しており、IMF- B_z が南向き (< -5 nT) に 3~10 時間又はそれ以上続いた時に発生している。



Dependence of Substorm on Solar Wind Velocity Profile
January 1967 - December 1974

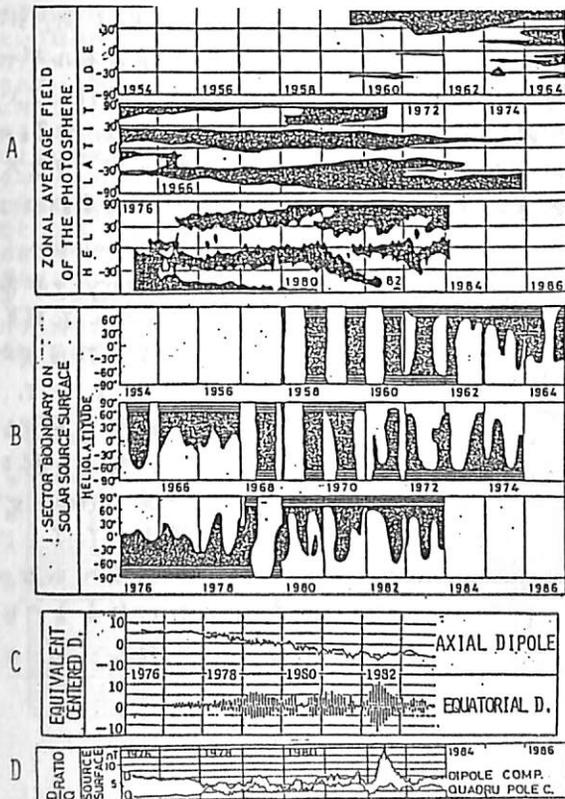


齋藤 尚生・湯元 清文・田村 忠義
(東 北 大 ・ 理)

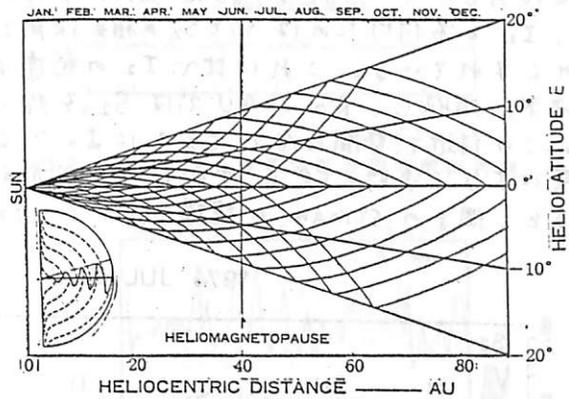
太陽光球面磁場は、緯度毎に平均しても未だ第1A図に見られるように、複雑構造をしている。それにもかかわらず SOURCE SURFACE では、第1B図に示すように、ほとんど常にニ半球構造をしている。ニ半球の境界面 (WARPED NEUTRAL SHEET) は、極大期に反転したり下降期に EXCURSION することも知られている。特に EXCURSION 期に卓越する EQUATORIAL DIPOLE 成分 (第1C図) は、太陽光球面の南北対蹠領域に停滞する巨大斑磁場が生成するという仮説を立てた。現 SOLAR CYCLE でも、前 CYCLE と同じ法則性を持った巨大斑が停滞を続けているところから、もはやこの関係は動かし難い物理的意味を含んでいると考えられる。

このような EXCURSION は 1 年程度で終わる現象である。従ってこの現象は、太陽磁気圏を中心から外に向かって伝わる、TRANSIENT な磁気中性面の波として表わされる。第2図はその波 (EXCURSION 波と名付ける) の包絡面が、太陽から HELIOMAGNETOPAUSE に向かって伝って行く様子を示す。

宇宙線強度変動が、太陽磁気圏 EXCURSION と極めて相似していることが見出された。EXCURSION 波が HELIOMAGNETOPAUSE に到達する以前に、既に太陽磁気圏内では中性波面の振幅が最大になっている筈なので、前記変動 (これを宇宙線強度 EXCURSION と仮称する) は、EXCURSION 波が影響している可能性が強い。VOYAGER による観測結果も、この可能性を裏付けていると考えられる。



(第1図)



(第2図)

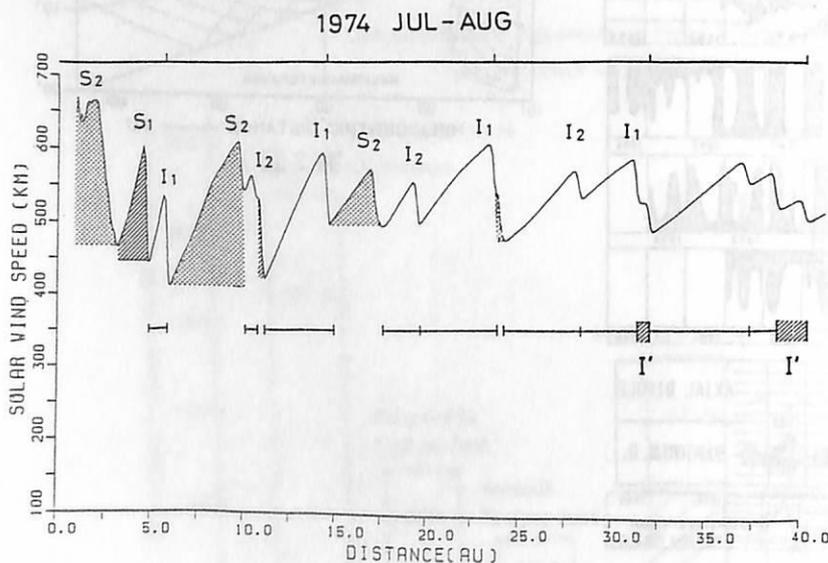
II-28 外部太陽圏の太陽風 Corotating Structure (III):
1974年の構造

前沢 冽
(名大理)

これまで、太陽コロナにモデル的な太陽風速度分布を与えた場合、太陽風が太陽圏内に広がるにつれどのような stream-stream 相互作用が生じるかを MHD コードのシミュレーションにより論じてきた。今まで得られた結果によると、 $R=1\sim 2$ AU で、stream-stream interaction によって生じた Corotating Interaction Region (CIR) は Forward shock と Reverse shock の pair によってほゞきれた形となる。この CIR は距離とともに成長し、 $R=15\sim 20$ AU になると、全てのプラズマをのみこんでしまい、その時点で、となりあう CIR の衝突がおこり、二次的な CIR が発生する。外部太陽圏のプラズマ構造は、この新たなる CIR の生成によって特徴づけられ、比較的 density の山谷の小さい平坦な密度構造と、Shock での加熱による高い温度が実現される。

今回は、境界条件として実際に 1974 年に 1 AU で観測された太陽風データを用いた場合について報告する。この期間のデータを用いたのは、比較的データがよくそろっているという理由のほか、27日の recurrence pattern がよく見え、共回転構造の典型的な例だと思われるからである。下図に simulation によって得られた 1974 年 7~8 月の外部太陽圏 (1~40 AU) の太陽風速度分布を示す。左側の S_1 と S_2 と名づけた、shade してある 2つの stream がコロナから出た (1 AU 観測による) original な high-speed stream である。太陽が一回転する間に太陽風は平均的に 5~6 AU 進むので、例えば 6~10 AU のところにも、one solar rotation 前に放出された高速流 S_2 が見えている。 I_1, I_2 と名づけたのは S_1 と S_2 の相互作用でできた CIR で、 S_1 は既に $10\sim 15 R_e$ で I_1, I_2 のみこまれていた。これに比べ I_2 の飛達は遅いが、 S_2 の持っていた大きなエネルギーを次第に吸収し、 $R\sim 23$ AU では S_2 を殆どのみこみ、最も大きな速度構造を形作っている。この付近で空間は全て CIR によって占められ、その後 $R\sim 25$ AU では I_1 と I_2 の衝突により二次的 CIR (中段に I' で示す) が発生する。このように実際のデータを入れると、個々の stream の規模によって CIR の飛達の速さが異なる。しかし、大局的には

モデル的 simulation で得られた story と非常によくマッチした結果が得られる。特に $R\sim 15$ AU で S_1, S_2 と I_1, I_2 の入れ替りが起ると、入れ替りの起る近辺で一旦 stream がかなり弱まったように見える (速度の山谷の差が小さくなる) のに注目してほしい。



II-29 木星デカメートル波放射強度変動の 微細構造について

今井一雅

高知工業高等専門学校・電気工学科

1. はじめに

木星からのデカメートル波帯の自然電波放射の固定周波数における強度変動は、非常に複雑である。筆者らは、100 Km程離れた3地点においてこの強度変動を定常的に観測を行っている¹⁾。アンテナは、各地点とも4素子八木アンテナを使用しており、観測周波数は21.87 MHz、帯域幅は12 KHzで、二乗検波された強度変動のDCから40 Hzの成分について収集している。また、1地点ではあるが、21.87 MHzと29.7 MHzにおいて15 KHzと極めて広帯域な強度変動データの収集も同時に行っている。これらの観測システムにより得られたデータを解析した結果、とくにI_o-Bと呼ばれる電波放射源に起因する強度変動において、従来1 msecから50 msecのタイムスケールと定義されているSパーストよりも更に細かい強度変動が観測されたので報告する。

2. 観測例

I_o-Bに起因するものとしては、1984年5月までに3例観測されている。図1は、3地点で同時に観測された約30秒間の強度変動のデータで、3地点とも全体の様相は良く合っていることがわかる。しかしながら、細かい部分については対応していないところもあり、地域的な影響すなわち電離層シンチレーションや惑星間空間シンチレーションの変調がかかっていることがわかる。これらの変調については、色々な角度から調べ今まで学会で報告してきた。

今回問題にするのは、図2に示すような更に細かい構造である。これは、前述のような1地点のみで行なわれている広帯域強度変動記録を、デジタルメモリーを使って1 MHzという超高速でサンプリングして表示したものである。このデータは、図1において3地点とも強力に電波放射が受信されている時間帯の4 msecと極めて短い時間の強度変動に対応している。この時の強度は、 $10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ にも達すると考えられ、バックグラウンドノイズと比較してもわかるように極めてS/Nの良いデータであるといえる。このデータからわかることは、1 msec以下のタイムスケールの強度変動が存在することである。もっとも細かい強度変動としては、0.2 msecオーダーのものも見られ、受信機の帯域幅12 KHzを考えると、ほぼその上限に近い周波数成分に対応している。また、図3には別の日の観測例を示す。この例は、29.7 MHzの強度変動も一緒に示しており、両者とも非常にS/Nの良いデータである。これからも、前のデータと同様な事がいえ、特に29.7 MHzの

方は更に細かい構造が見られる。これは、29.7 MHzの帯域幅が16 KHzであることを考えると、やはりその上限に近い周波数成分に対応している。なお、もう一つの例についても同様な解析を行なった結果、ほぼ同じ特性であることがわかった。

3. むすび

以上の解析結果から、共通にいえることは、21.87 MHz・29.7 MHzの固定周波数におけるI_o-Bに起因する強度変動においては、そのもっとも細かいタイムスケールは0.1から0.2 msecと、極めて短時間の時間構造を持っているということである。これは、1 msecから50 msecのタイムスケールのSパーストに、サブSパーストといえるような時間構造が含まれていることを意味している。Sパーストの起源が、エネルギーの注入のタイムスケールに関連していると仮定すると、このサブSパーストはイオン音波周波数等の放射機構に関連したパラメータに対応しているのかもしれない。

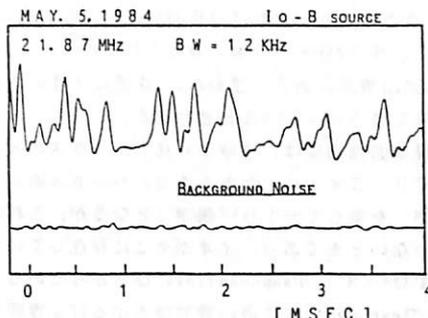


図2 図1のデータの強度変動の微細構造

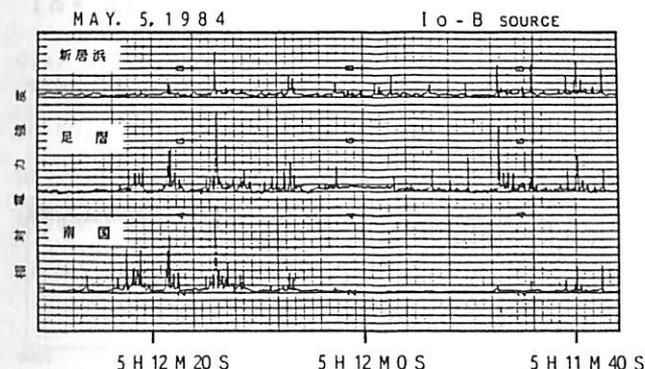


図1 3地点における強度変動

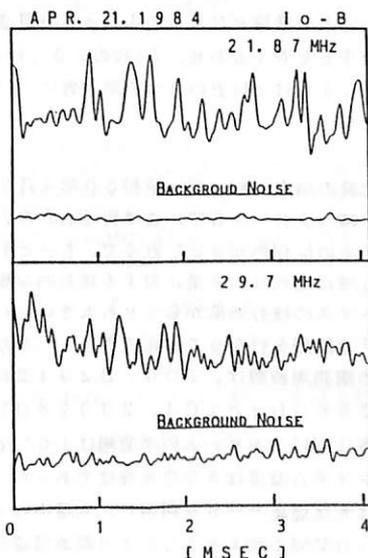


図3 2周波における強度変動の微細構造

中川直哉, 今井一雅, 町田 忍, 森本雅樹
電通大 高知高専 宇宙研 東京天文台

1. はじめに

木星の衛星イオの周辺の大気には O , S , Na , K などの気体がトーラス上にひろがり, Voyager の質量分析の観測によれば, 質量数 64 (S^{2+} か SO_2^+ か Zn^+) が 2.3 CM^{-3} の密度で観測されている¹⁾. また, Voyager の IR の観測でイオの大気に SO_2 があるとされ $1.0^{+0.2} \text{ CM}^{-3}$ の報告もあり²⁾, イオ周辺の分子探索はその火山活性や木星のデカメートル波放射の成因, 木星の周辺の S 雰囲気との関連で期待されているが, まだミリメートル波の観測はない.

そこで, 筆者らは東京天文台・野辺山宇宙電波観測所 (NRO) の 45 m 電波望遠鏡で観測が可能なミリメートル波帯の分子線として SO_2 を選び, 観測を行なったので報告する.

2. SO_2 の分子線

Voyager の質量分析によるトーラスの原子は $\text{O} \text{ II } 34.5$, $\text{S} \text{ II } 1120$, また EUV によれば $\text{O} \text{ II } 370$, $\text{S} \text{ IV } 130$, $\text{S} \text{ II } 100$ と O と S が多く, SO_2 分子の分解と考えられている. また, SO_2 の源は火山噴気にあると思われ, 次第にイオの周辺にまき散らされてひろがっていると思われる.

観測に必要な面積密度は, 地球から見てトーラスの周縁にあたる場所で $3.5 \times 10^{10} \text{ CM}$ あるので, トーラスの 64 質量数の 2.3 CM^{-3} を乗じて $\sim 10^{12}$ 個 CM^{-2} となるが, これはイオがそこにいないときであり, イオがそこに存在していればイオの大気 $1.0^{+0.2} \text{ CM}^{-3}$ が exponential にひろがっているとして 10^8 km まで exponential に近い形でひろがる Na 雰囲気のように計算すると $\sim 10^{17}$ 個 CM^{-2} にもなる. したがってミリメートル波帯の観測にもかかりうる.

筆者らは, 以上の推論と NRO の 45 m 電波望遠鏡の観測可能な周波数帯とを考え合わせ, SO_2 の 101, 9-100, 10 遷移である 104 GHz 付近の 3 つの周波数について観測を行なうことにした.

3. 観測結果

観測は, 木星の南中時刻に近い昭和 59 年 4 月 28 日 5 時 25 分から 7 時 52 分 (JST) まで行なわれた. この時間帯は衛星イオの位相角が 90° 近くで, もっとも木星からイオが離れた時にあたり, 木星に対する相対的な動きが小さく, イオトーラスの積分効果をもっとも大きいという, 非常に良い条件下で観測を行なうことができた. また, 45 m 電波望遠鏡の観測周波数は, 104.02942 GHz , 104.03356 GHz と 104.23928 GHz であり, この周波数帯における主ビームの半値幅は $15''$ で, 電波望遠鏡全体のシステム温度は 800 K 程度であった. なお, イオの追尾は木星追尾モードを利用し, 木星中心からオフセットを数 10 分間隔で加えることにより電波望遠鏡の半値幅内でイオの追尾を行なった. 追尾誤差のチェックには時々, 木星中心方向にビームを向け十字スキャンし, 木星の熱放射

の強い所からのずれを調べることにより行なった.

スペクトル線観測のバックエンドは音響光学型分光計が用いられており, 解析はこの出力を積分し, 最終的にはバックグラウンドノイズに対応するベースを差し引くことになる.

図 1, 図 2 に, この観測結果を示す. この場合の積分時間は, 5 時 25 分から 6 時 30 分の約 1 時間となっている.

これらの図からわかるように, 予想される 3 本の分子線の周波数に対応するピークは全く見られない. この結果は, 予想した程 SO_2 分子はイオの周辺にはひろがっておらず, イオ表面近くにしか存在しないことを意味していると思われる. つまり, 衛星イオの周辺ではほとんどの分子は電離してしまっており, 分子として存在する量は少ないことを示唆している. 今後, さらに各種の分子線についても同様の観測を行ない検討していく必要がある.

謝辞 本観測は, 東京天文台・野辺山宇宙電波観測所の共同利用観測によるものである. また, 衛星イオの暦については堂平観測所の中村 士氏に調べて頂いた. 記して感謝の意を表する.

参考文献 1) D. E. Shemansky ApJ. 242 1266 (1980)
2) J. Pearl et al: Nature 280 755 (1979)

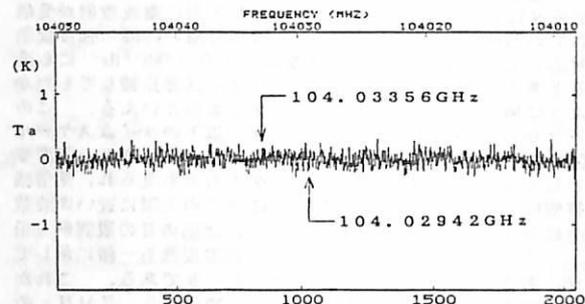


図 1 観測された衛星イオのスペクトラム その 1

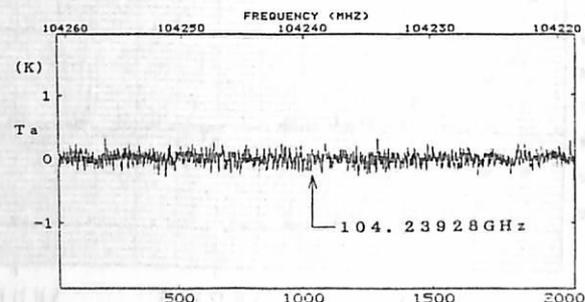


図 2 観測された衛星イオのスペクトラム その 2

Hiroshi OYA

Geophysical Institute Tohoku University
Sendai 980, JAPAN

The electron density distribution in the Jovian ionosphere has been investigated theoretically by Gross and Rasool (1964), Hunten (1969) and Shimizu (1971). These results show that the maximum electron density is almost 10^5 /cc at the maximum value. Even if the arriving ultraviolet radiation from the sun is 1/25 of the earth, the produced electron density is almost same with electron density in the earth's E layer. This is mainly caused by the very slow rate of the recombination of the proton with the electron. With the recombination rate of the proton, as small as 6×10^{-12} cm³/sec. The results have been confirmed by radio occultation technique using the Voyager spacecrafts. The observation shows that the maximum density is almost equal to the theoretically predicted one. The observation results obtained in the low latitude region is, however, erroneously expanded for the consideration of the real state of the Jovian polar ionosphere. In this paper then we will report the theoretically estimated results of the electron density, in the polar ionosphere, that is mainly controlled by the precipitating electrons.

The obtained density value shows maximum of 2×10^7 /cc. This corresponds to the plasma frequency of 40MHz. The produced electron density is directly connected to the flux density of the precipitating beam. The present results are corresponding to the precipitation which were forming aurora in Jovian polar region detected by Voyager (Broadfoot et al., 1981). The actual state of the polar region plasma may be largely dependent on the auroral activities and the ionospheric plasma density may highly be variable from 10^5 to 10^7 .

There are comments (Smith, 1976) on the conversion mechanism (Oya, 1974) as origin of the Jovian decametric radiation. The main claiming points in these comments are that there might be no condition where the local plasma frequency f_p coincides with the wave frequency above 20 MHz. But it becomes clear by this work that the arguments are made only for the previously estimated and observed electron density value around 10^5 /cc in the low latitude region of the ionosphere. When we consider the effects of the particle precipitation, the condition of the polar region of the Jovian ionosphere is indicating very suitable density values to the conversion theory.

REFERENCES

- Broadfoot, A.L., B. R. Sandel, D.E. Shemansky, J.C. McConnell, G.R. Smith, J.B. Holberg, S.K. Atreya, T.M. Donahue, D.F. Strobel, and J.L. Bertaux, Overview of the Voyager ultraviolet spectrometry results through Jupiter encounter, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8259-8284, 1981.
- Oya, H., Origin of Jovian decameter wave emissions--conversion from the electron cyclotron plasma wave to the ordinary mode electromagnetic wave, *Planet. Space Sci.*, **22**, 697-708, 1974.
- Smith, R.A., Models of decametric radiation, Jupiter, (T. Gehrels, ed.), 1146-1189, Arizona Press, 1976.
- Gross, S. H., and Rasool, S.I., The upper atmosphere of Jupiter, *Icarus*, **3**, 311-322, 1964.
- Hunten, D.M., The upper atmosphere of Jupiter, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 826-834, 1969.
- Shimizu, M., The upper atmosphere of Jupiter, *Icarus*, **14**, 273-281, 1971.

粒子加速

松本 統

小森憲昭

M. Ashour-Abdalla

(京大・超高層)

(京大・超高層)

(UCLA)

Motivation

This research was initiated in an attempt to interpret complicated plasma phenomena stimulated by an artificial particle injection from spacecrafts in space plasmas, such as the SEPAC and SETS projects. It aims at predicting new phenomena, and possibly suggesting improvement of experimental design of probing systems.

Objectives

Direct objectives of the present simulation are to study the following items quantitatively:

- * Nonlinear dynamical behavior of injected pulsed beam particles such as the nonlinear evolution of the beam shape and velocity distribution function.
- * Linear and nonlinear excitation of plasma and radio waves by the injected beam.
- * Nonlinear process of particle acceleration and heating of background plasma and beam particles due to self-consistent electromagnetic fields.

Models and Codes

- * Particle and field dynamics are followed in the x-y plane. A uniform external magnetic field is along the y-axis. The x-y plane is divided into 64 x 256 grid points and motion of the 163,840 particles are followed in their self-consistent fields.
- * The injected beam is assumed to have a pulsed shaped in space and is parallel to the external magnetic field (i.e., y-axis).
- * The code used in the present particle simulation is a fully electromagnetic two-and-half dimensional particle code developed in Kyoto University (KEMPO).
- * Periodic boundaries are used in both the x and y directions.
- * To be able to see more clearly the beam deformation we use a frame, hereafter referred to as the beam frame, moving with the initial beam speed along the y-axis.

Main Results

- * The injected pulsed beam with a finite spread at $t=0$ expands both in perpendicular (x-) and parallel (y-) directions at an early phase of interaction. Later the beam is elongated along B_0 and finally splits into three parts. The main portion of the beam slows down in the direction parallel to B_0 , while a group of fractional electrons move faster than the initial beam speed. We observed a fraction of the beam electrons which are even slower than the main portion of the beam.
- * Beam electrons in the front edge of the pulsed beam are accelerated while those at the rear of the beam are decelerated. the bulk of the beam are decelerated along B_0 and is heated in both parallel and perpendicular directions.
- * The background electrons and ions are also heated up and at the same time a high energy tail is created via acceleration for both ions and electrons. The acceleration takes place in both parallel and perpendicular directions.
- * Various kinds of plasma and radio waves are excited, the electron plasma waves being the strongest. Other waves include, the upper hybrid waves, quasi-free space radio waves and LHR waves.
- * The energy flow in the system is as follows :
 - 1) DC energy supplied by the power source of the electron gun is converted both to kinetic energy (KE) and potential energy (PE) of the injected electron beam.
 - 2) The PE, which is needed to maintain a locally injected excess charge of the beam, is then converted to electrostatic waves.
 - 3) A portion of the kinetic energy of the beams is used to amplify the electron plasma waves, thus making them the strongest waves.
 - 4) The electron plasma waves, upper hybrid waves and lower hybrid waves, accelerate some of the beam and background electrons as well as the background ions and create the high energy tail in the velocity distribution function of each species.
 - 5) As the excited waves reach saturation, trapping of resonant particles takes place resulting in heating of the beam background electrons and ions.

静電電子サイクロトロン波の

非線形励起の物理機構の考察

松本 紘

木村 年成

(京大・超高層)

(京大・超高層)

強力マイクロ波の電離層プラズマに及ぼす影響を実験的に解明する事を目的としたMINIXロケット実験は、1983年8月、成功裡に終了し、多くの貴重なデータを我々にもたらした。得られたデータの解析が、MINIXグループによって着手されたが、このうち、HF帯波動観測データの解析によって、マイクロ波照射により特に、電子サイクロトロン波が強く励起されている事が確認された。

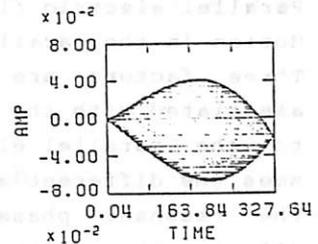
そこで、本研究では、このようなロケット実験の結果に対応し、計算機シミュレーションの手法を用いて、強力電磁波による静電電子サイクロトロン波励起の基礎的機構を解明することとした。シミュレーション結果を図1に示す。図1は、入力波(マイクロ波に対応)、後方散乱波、励起波(静電電子サイクロトロン波に対応)の各電界の振幅の時間変化を示している。なお、入力波の図については、他の成分の波のビート成分が現れており、入力波自身の変化は、この平均である。シミュレーション結果より、入力波のエネルギーが後方散乱波を介して、励起波に流れ込み、これを成長させる機構が明らかとなった。三波のうち、二波の組み合わせが電子の運動を通して、他の一つの波と相互作用を起こす。この相互作用を、二つの波の振幅の積に結合定数をかけた形で表せば、この項が、第三の波の振幅の変化分に等しいとする微分方程式によって、相互作用が表現出来る。ここに、共鳴条件は、二つの波のビート周波数、波数成分が、第三の波の周波数、波数成分と一致するという形で満足されている。この時、大振幅の入力波C₁によって、後方散乱波C₂、励起波C₃が成長していくが、これだけを考慮しただけの微分方程式の解は、一般にManley - Roweの関係と呼ばれる保存則を満足し、入力波のエネルギーは、常に、後方散乱波と励起波のエネルギーの和に等しくなる。ところが、今、励起波に、速度分布関数の変化による異方性から生じる不安定性に由来する、成長

率の項を、この微分方程式に加え合わせると、この解は、図1のシミュレーション結果に相似となり、励起波の不安定性を考慮に入れることで、三波の非線形相互作用の基礎過程は、的確に記述されると考えられる。

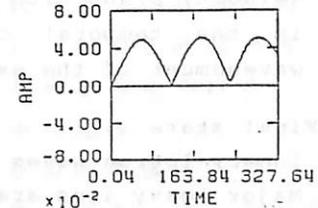
この基礎過程によれば、後方散乱波は、入力波と励起波のエネルギーのやりとりを中継するだけであり、自身の振幅は周期的な変動を繰り返すだけで、平均的にはエネルギーは変化しない。励起波は、この後方散乱波のエネルギー変動の周期に従って、成長、及び、飽和のサイクルを繰り返しながら励起されていく。

ロケット実験に対しても、この様な基礎過程は共通すると考えられるが、励起波の成長過程を見るまでには、現在の所、データの解析が進んでおらず、さらに詳細な解析が期待される。

入力波



後方散乱波



励起波

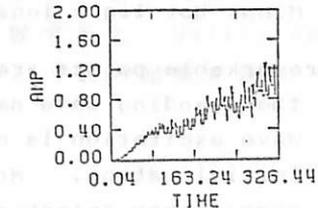


図1 各電界の振幅の時間変化

We studied a nonlinear process of heavy ion heating caused by electromagnetic ion-cyclotron wave via computer simulations. In the following we rewrite the outline of the process of the heavy ion heating which was revealed by the present study.

(A) Initial state

- * No wave exists in a plasma.
- * Major heavy ions are cold.
- * Minor light ion is hot with an anisotropic temperature.

(B) Transition stage

- * Ion-cyclotron waves are excited due to anisotropic hot protons. Simultaneously excited forward and backward waves produce standing waves.
- * Parallel electric field is excited by the ponderomotive force caused by the amplitude modulation of the ion-cyclotron waves.
- * Parallel electric field accelerates the ions in the parallel direction.
- * Motion in the parallel direction modulates the ion density.
- * Three factors are responsible for the slowing down of the sloshing motion associated with the ion-cyclotron waves. The first is the parallel motion due to the parallel electric field which pushes the ions to a place where the ion sees the different amplitude of the perpendicular electric field. Second is the resonant phase-trapping and subsequent phase-mixing in the perpendicular velocity plane with respect to the perpendicular wave field vector. The third is the temporal change of the most dominant wavenumber of the most dominant wavenumber of the excited ion-cyclotron waves.

(C) Final state

- * Ion-cyclotron waves still exist.
- * Major heavy ions are warm.
- * Minor hot light ions are isotropized.

The remarkable points are :

- * The standing wave nature is the cause of the ponderomotive force.
- * Wave excitation is not always determined by the linear growth rate at its initial stage. Most unstable wave mode changes with time as the proton temperature anisotropy changes.

磁気中性面におけるティアリング不安定

星野 真弘・寺沢 敏夫 (宇宙研)

地球磁気圏における大規模な磁場エネルギーの解放過程は、磁気中性面におけるプラズマ不安定が関与しているとされているが、その詳細について十分に理解されていない。我々は磁気中性面でのプラズマ不安定現象の一つとして注目されている Tearing Instability について研究を行っている。

ところで、地球磁気圏の tail のように イオンの慣性長とプラズマシートの厚さが同程度であるときは、ホール電流の効果が無視出来ず、重要な役割 (1. 線形成長率を増大させる。 2. Tearing面に垂直方向の磁場を作る。) を果たすことを Collisional なプラズマ中で証明した。しかし、Collisional なプラズマ中では Current-driven の不安定 (Lower-Hybrid-Drift Insta. 等) に起因する異常電気抵抗を特異層で仮定する。そのために、もし特異層で Collisional な効果が重要でない場合は、その他の不安定を作る原因として、たとえば共鳴粒子の効果を考えなくてはならない。このように、特異層での取り扱いが、Collisional なプラズマ中と、Collisionless のプラズマ中で違うために、Collisionless のプラズマ中でのホール電流の及ぼす影響も明らかではない。

現在、我々は、特にホール電流の効果に着目して、Collisionless のプラズマ中での Tearing Mode の研究を進めている。

今回は、次の 3点について考察する。

1) Tearing 面に垂直方向の磁場の形成

Collisional なプラズマと同様にホール電流の影響による。

2) 温度異方性が及ぼす効果

T_{\parallel} の増大が、このモードを安定化する。これは、共鳴粒子が、Tearing 面に平行方向に速く運動するため、共鳴可能領域 (x-点、o-点) での滞在時間が短く、磁場エネルギーから運動エネルギーへの変換率が下がるためと考えられる。

3) シミュレーションの結果と従来の『理論』との線形成長率の比較

Galeevらにより得られた従来の『理論』は、非常に粗い近似の理論であり、ホール電流の効果も考慮されていない。しかし、最初のステップとして、この理論とホール電流の効果も含んだシミュレーション結果を比較すると、Collisional なプラズマで期待されるのとは反対に、安定に作用する。この結果に関しては現在解明中である。

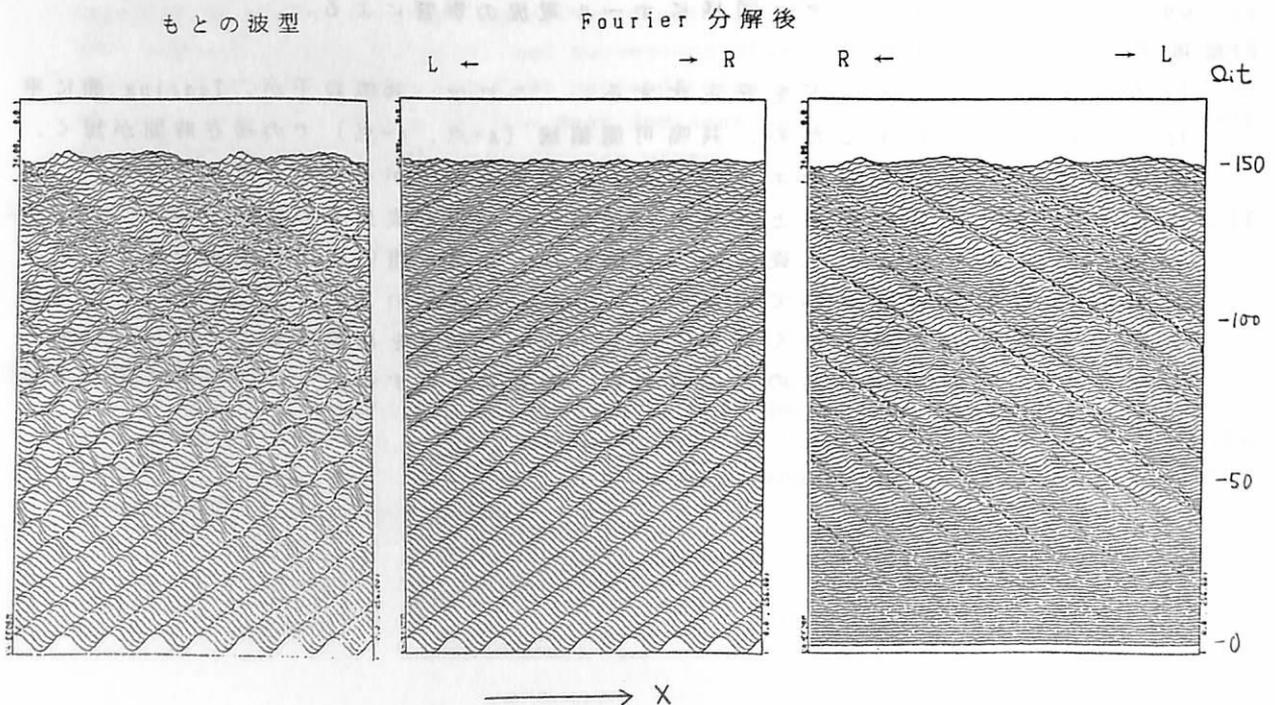
II-36 大振幅アルフェン波の変調不安定性のシミュレーション

寺沢 敏夫・星野真弘 (宇宙研)

Bow shock 上流域にはイオン・ビームにより励起された大振幅アルフェン波が存在している。我々は先に、線型ビーム不安定性の発達後の粒子の捕捉効果を考察した (Hoshino and Terasawa, JGR 1月号, 1985)。しかし、その後の非線型発展を支配する機構は未知のままであった。その点を補うため、初期条件として大振幅の円偏波アルフェン波 (振幅 = 0次磁場の 100%) を与え、その発展を追跡した。結果として確認された変調不安定性について報告する。

下図左に示したのは右まわりの波の発展を示す $X-t$ ダイアグラムである。(システム長 = $102.4 V_A / \Omega_i$, 全シミュレーション時間 = $150 / \Omega_i$)。波は Y と Z 方向に摂動磁場をもつが、ここでは Y 成分のみを示してある。 $\Omega_i t = 30 \sim 40$ から波の波形が崩れはじめるのが見てとれる。下図中央と右は Fourier 分解により、波のデータを 2つの異なる回転成分 (空間的) に分解したものである。中央の図で $+X$ 方向に伝わる成分は与えた波の変化をあらわす。シミュレーションの終りまでにはほとんどエネルギーを失ってしまう。一方、右図には $\Omega_i t = 40$ 頃から $-X$ 方向に伝わる成分があらわれている。この成分は時間的には右まわりの偏波をもち、波長は初めの波のほぼ 2倍である。

このシミュレーション結果は変調不安定性理論のわく内で解釈できることが見出された。ここで用いた理論は MHD 波に対する Goldstein の理論 (Ap. J. 219, 700, 1978) を有限の ω / Ω_i にも適用できるよう拡張したものである。



VLF 局電波の電離層中における非線型波動・波動相互作用現象

田中義人 早川正士
名古屋大学 空軍研究所

電通工学部宇宙電波観測科において、1981.10月~1982.12月にわたって、仏の共同研究プロジェクト (Arcad 3 project) の C1モード ($f < 1.5 \text{ kHz}$, $E \times 3, H \times 2$) と C2モード ($f < 16 \text{ kHz}$, $E \times 3, H \times 2$ の $H \times 1$ 成分毎 4 sec) のデータ記録と受信を行った。

この期間中に、30バースの C2モードデータが取得された。

13バースに亘る $1 \mu\text{s}$ の VLF 送信局 (1バース) の送波、500 kW, 14.88, 12.64, 11.07 kHz, duration は ± 0.4 秒) の VLF 電波を受信した。その中の 2バースに亘る送信周波数の広がり (Doppler Broadening) が検出され、2バースに亘る送信周波数の LF side bands が検出された。

Doppler Broadening

(I) Linear Scattering

(Bell et al., 1982)

ISCS-1, 2, ISEF-1, DE-1.

Field-aligned irregularities による $\rightarrow \vec{k}$ in all linear coherent scattering directions

↑
electron (E, KET) precipitation

↓
Doppler shift on the scintillations

Associated ELF, LHR noises

(理由) $f > f_{LHR}$

• chevron form f_T

• quasi-electrostatic

• side band 成分の存在 (Carrier f_1 , $k_1 = \text{const}$)

(他の ELF hiss ($f_{ELF} < f_{HP}$) は離散的)

(II) Non-linear scattering

(nonlinear wave-wave interaction)

(IK-19, Titova et al., 1984)

Ion acoustic or ion-cyclotron waves

• 原因は small scale irregularities

• IS resonant scattering

• Quasi-electrostatic

• Association with ELF noise (electrostatic)

(III) Arcad 3 Linear, incoherent scattering?

• $f > f_{LHR}$

• chevron form

• 電離層擾乱時に発生

• side-band is carrier f_1 40dB \downarrow

• quasi-electrostatic

Bicoherence check
Coherence check

拡大図

Side-Band phenomena on Arcad 3

送信波 $f_{HP} \pm 1 \sim 50 \text{ Hz}$ 高周波の non-linear wave-wave interaction

(X 受信機中の second order inter-modulation)

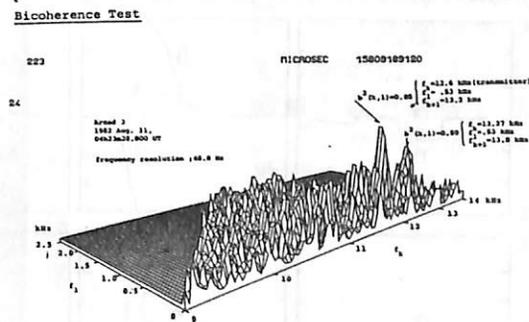


Fig. 7 Bicoherence tests of upper side band components (f_{k+L}) for electric (E_H) wave field components. The same order of values ($b^2 > 0.7$) are obtained for lower side bands (f_{k-L}).

低緯度ホイツスラの multi-ray 効果

島倉 信, 早川正士, 田中義人
(千葉大工) (名大空電研究所)

低緯度ホイツスラの電離層下端の透過点を
知るための方法として到来方位測定がある。
その測定誤差は原理上 A-method と B-method
の測定誤差として評価される。A-method は偏
波誤差を含むが、B-method は含まない。し
かし、図 2 に示すように Multi-ray の効果に
よって特定の距離で $\pm 180^\circ$ に及ぶ。図 2
は電離層下端にあり、点放射を仮定し θ_T
の範囲に右廻り偏波の波が放射される場合
の計算例である。図 2 (b) と (c) の比較よ
りわかるように、1回反射波および2回反
射波が測定誤差を決定し2つと1つとを区
別し $\pm 180^\circ$ とする距離を除けば測定誤差に
大差がない。一方図 1 の偏波の同位数特性
は極めて激しい変動を示している。しかし
実際の観測からこの様なる変動を見出すこ

とが出来ない。また円偏波でない場合には
A の誤差は大きくなる。地上で観測する
低緯度ホイツスラ波が特定の波数で水平
面波として近似出来るかどうかを検証する
1つの方法として偏波の同位数依存性を調
べることに有効であろう。

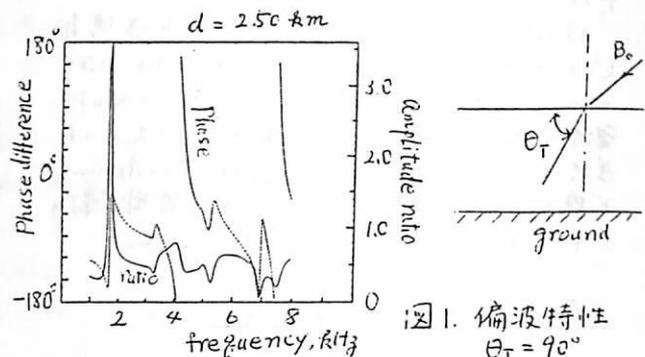


図 1. 偏波特性 $\theta_T = 90^\circ$

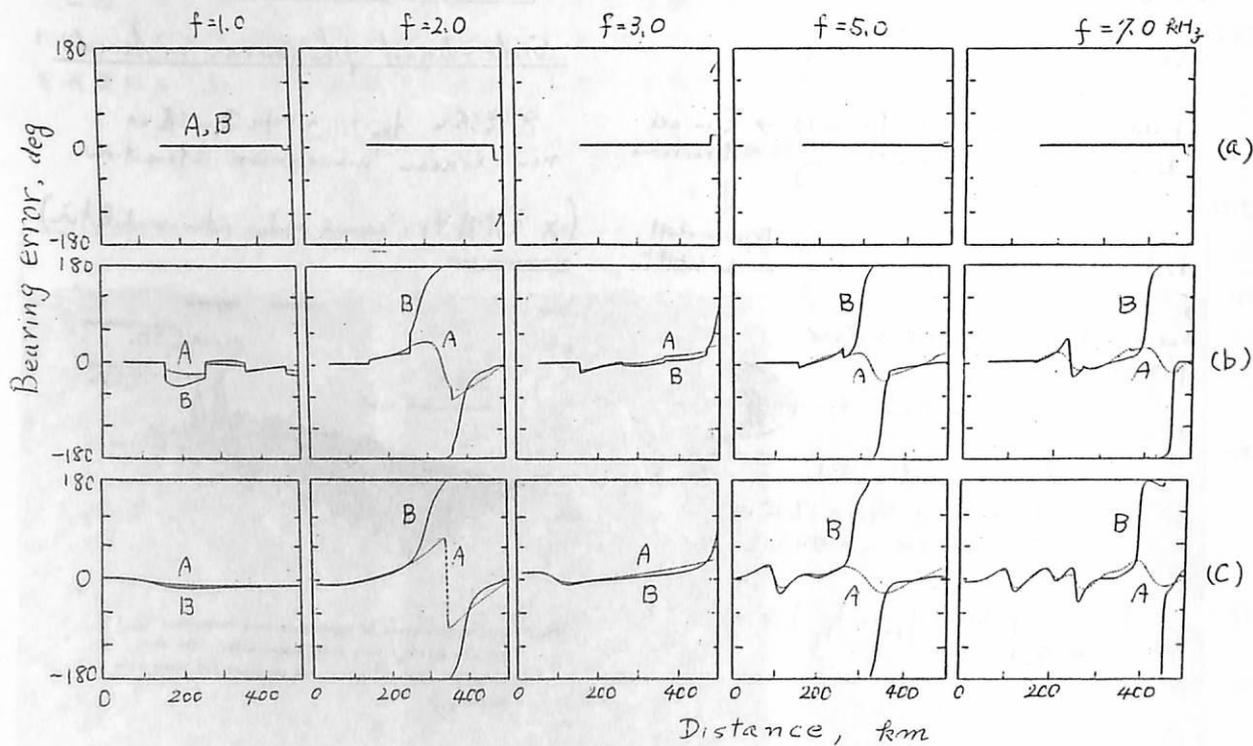


図 2. A-method と B-method の方位角測定誤差, (a) $\theta_T = 30^\circ$, (b) $\theta_T = 60^\circ$, (c) $\theta_T = 90^\circ$

イオンホイイスラ及びELF波動の伝搬形態

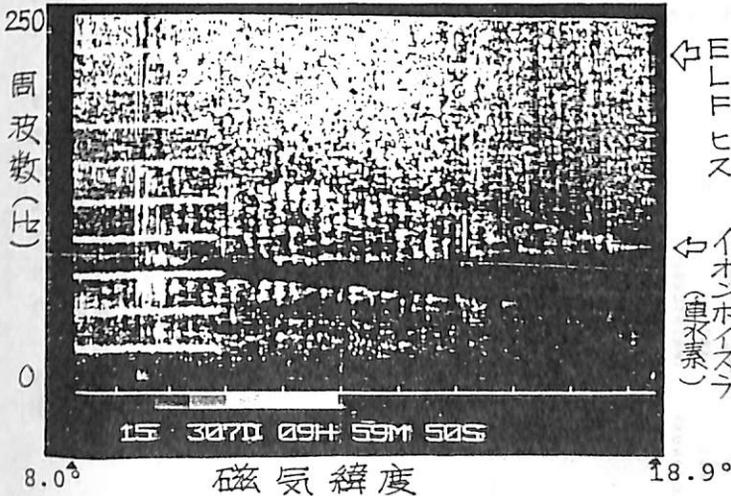
渡辺成昭
電波研究所

イオン・ホイイスラ及びELFヒスの伝搬形態、特にDuct伝搬をするのか、Nonduct伝搬をするかの議論は重要である。一つのきめ手となるのは波動バクトルRの方向を調べる事である。

電磁場の各成分のデータがあればそれが可能であり、ELFヒスに関しては、早川氏等が精力的に行っている。又、一成分(電場)のデータでも、スピンを利用して、鈴木氏等がRの方向を推定している。

イオンホイイスラに関してはまだ解析が行われておらず、その伝搬特性を知る上で、残された重要な向題点となっている。

すでに指適したように、イオンホイイスラは、Duct伝搬でも、Nonduct伝搬でも、同じように、地球磁場 B_0 に極めてよく沿って伝搬する。フーセダイアグラム分析だけでは両者の可能性は最後まで残された。ELFとイオンホイイスラは、VLF、HFと異り周波数が低く、プラズマ周波数に比して、屈折率も相対的に低い($P \gg n^2$)ので電場の法線Nは B_0 にほとんど沿っている。



ELFヒスとイオンホイイスラのフーセダイアグラム
ELFヒスはあまりスピンの効果を受けてない。
イオンホイイスラは、スピン効果を強く受けている例

このため、両バクトルの方向の違いからR方向を算出する事は誤差が大きすぎる。ISIS 衛星は一成分のデータしか得られないが、多くのデータの統計的性質としてRバクトルの大まかな方向を推定する事が出来る。

イオンホイイスラは衛星のスピン効果に因しては、

- Cartwheel モードであれば、Orbit Aligned モードであれば、スピン効果が強い。

2) ELFヒスに関しては、

- Cartwheel モードでは、スピン効果が強い。
- Orbit Aligned モードでは、スピン効果が弱い。
- ELFは Ω_p 以上でも存在する。

これ等の性質より大雑把な推論を述べると、イオンホイイスラは

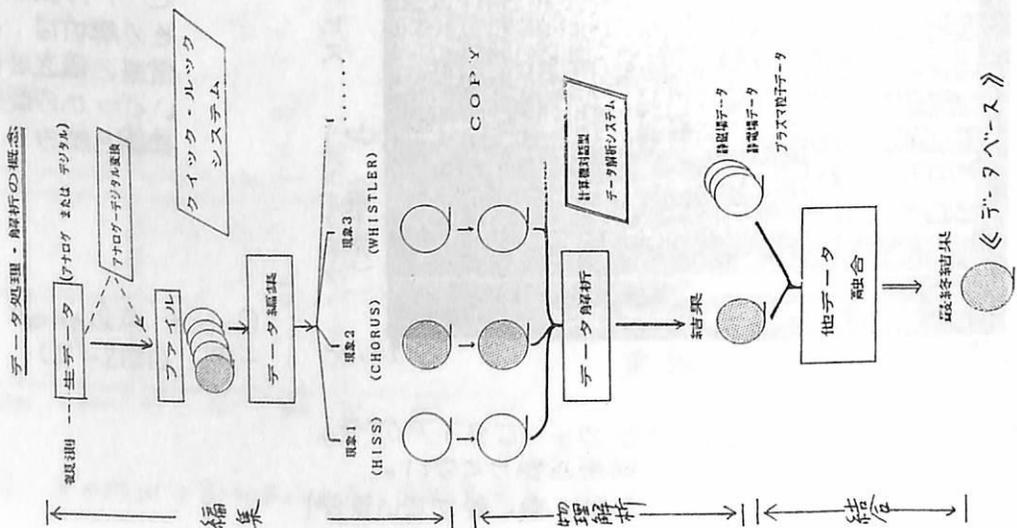
K と B_0 のなす角が大きく、イオンサイクロトロン波のNonduct伝搬が主流と思われる。

ELFヒスは、ホイイスラモードの伝搬であって、その解析は、より正確な電場の値を必要とするが、いくつかの仮定を行って、推論を試みる。

Orbit Aligned モードの一例 (ISIS-2)

衛星観測や地上観測で蓄えられる大量のVLF帯波動データを処理・解析し、最終的に必要な物理量を抽出する作業において、コンピュータと対話的に解析が行えればその作業能率は高くなるであろう。このような機能をもつシステム（ハードおよびソフト）を開発することは今後のEXOS-DやGEOTAIL衛星観測に備えて特に重要である。本研究ではVLF-CIDASと称するシステムが備えるべき機能について検討し、更に上記衛星で取得されるデータを処理・解析する際の問題点を吟味しシステムの設計を具体化して行きたい。

データ解析作業は下図に示すように、(1)データの編集 (2)物理解析 (3)関連データとの結合という3段階に大別されるであろう。(1)のプロセスには生データのAD変換やQUICK-LOOK-SYSTEMによる現象のサーベイ、同定が含まれる。このようにして編集されたデータを入力として物理解析を行う部分がCIDASである。前回の講演(1984, 仙台)ではこのような観点から、最も簡単な場合として広帯域同時2成分信号の解析ソフトCIDAS-2を紹介し、その応用例として地上ホイッスラの偏波特性を解析した。今回はCIDAS-2を改良したCIDAS-3の機能を紹介する。本ソフトによりスペース内での波動の磁界3成分測定から3*3マトリクスを生成しKベクトルやエネルギーの空間分布を推定する基礎が得られる。



(Full wave法と Multi ray paths法による比較)

長野 勇、満保 正喜、新保 哲也(金沢大)、早川 正士(名大空電)

電離層の出口位置から伝搬して来るホイストラ波の方位及び天頂角を地上観測によって決定するV L F 方探は、3種類の原理に基づいて各種開発され観測に寄与している。ホイストラダクトの時間的な動きには、磁気圏中の電場の情報が含まれているなどそれは磁気圏探査の有力な道具となる。しかし、ホイストラ波の出口位置を検出するV L F - D F の精度が物理結果に反映し、それらの評価が重要な問題となっている。

Strangeways(1980)は、図1に示すような電離層のポイント波源から受信点へ到達する多重波を考慮して、各種方探(N P E, T - D F, ゴニオメータ法)の方位角特性に関する誤差を検討した。しかし、彼のシミュレーションは、実際のV L F 伝搬と幾分異なっており、位相を含めた大地上の電磁界を計算するには仮定が多すぎるようである。そこで、著者らは、より現実的な伝搬モデルを考え、図2に示すような下部電離層の上空から2次元の広がるあるV L F 電波(この報告ではトランスミッションコン内にkベクトルが一様)を入射し、大地の境界条件を考慮して、大地上でfull wave解を合成して電磁界空間分布を得た。

full wave法により計算した大地上の電界1成分、磁界2成分から各種方探の方位角及び天頂角の精度を調べ、前述のmulti ray paths法と比較したので、それらについて報告する。

主な相違は以下のようなものである。(1) full wave法では、N P E, T - D F の有効範囲は波源の出口位置から約200km以内であるのに対し(図3)、Strangewaysは使用困難と見られるかなりの遠方(約500km)まで取り扱っている。(2) multi ray paths法では、N P E法の周波数依存性は大きいのが、full wave法では小さいようである。その他、天頂角誤差についても議論する。

参考文献

H. Strangeways, JATP, 42, 995, 1980

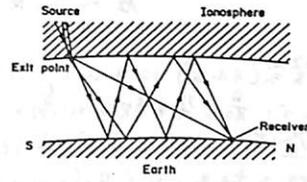


図1 Multi ray pathsモデル

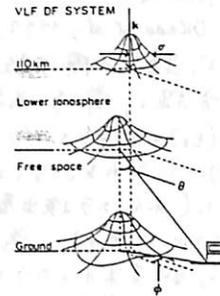


図2 Full wave法のモデル

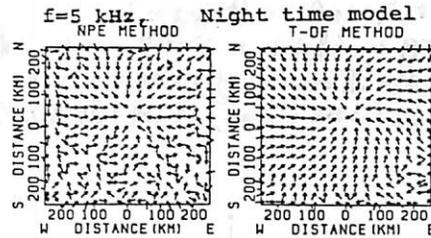


図3 Full wave法によるNPE, T-DFの方位角特性

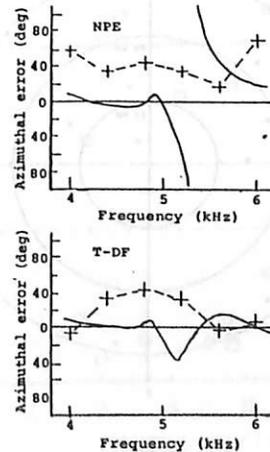


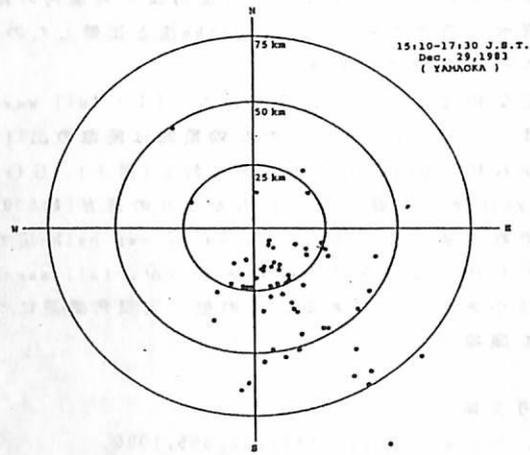
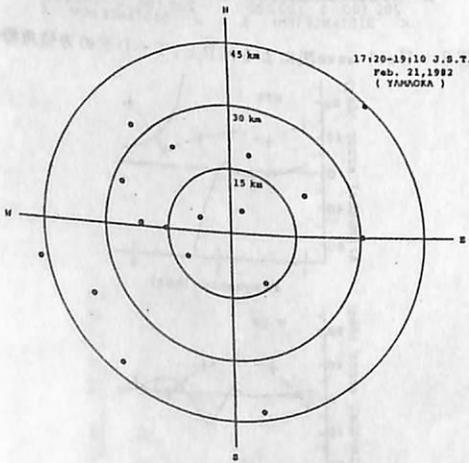
図4 Multi ray pathとfull waveの周波数依存性の比較 (出口位置から150km)

低緯度昼間ホィッスラの方位測定結果(Ⅱ)

早川 正士 太田 健次 田中 義人
 名大空電研 中部大工 名大空電研

前回の学会(仙台)において、自動方位測定機に基づく最も発生頻度の高かった二例を示し、その昼間ホィッスラのデータ伝送装置の特性を報告した。(Reference参照)。自動方位測定機は、電磁界解析法(Field Analysis Method) (Okada et al., 1979, 1981)の延長上にあるもので、特定の周波数($f=5\text{kHz}$, $\text{of} \pm 200\text{Hz}$)における方探器、常時磁界二成分(B_x, B_y)と垂直電界(E_z)の波形をA/D変換器、A/Dコンバータのメモリーに入れる。そして、ホィッスラが来たと判断した(ホィッスラ検出器)時、その波形データはマイクプロセッサへ送り、振幅中心位相差を測定し、到来ホィッスラの入射角(i)、方位角(θ)を決定する。本自動方探機は中部大学山岡観測所(磁気緯度 25°N)に設置され、1981年12月より働いている。前回は、得られたデータのうち、最も発生頻度の高かった二例を解析したが、今回は前述の二例を含め、9例の顕著な昼間

ホィッスラのイベントについての言及特性を示す。下は例の二例の方位測定結果を示す。左は1982年2月21日、右は1983年12月29日の結果である。諸特性を列記する。
 (1) 昼間ホィッスラは $16^{\text{h}} \sim 18^{\text{h}}$ J.S.T.の間、1~1.5 hrの寿命に発生する。
 (2) ホィッスラの電離層出口の分布は、主として観測所の南側に分布する傾向が多い。又、出口島の分布半径(データ12.4~14)は直径に最大50~60 kmである。
 (3) 強度は $100 \sim 125 \mu\text{V/m}$ に最大振幅を示す。全体としては、 $50 \sim 150 \mu\text{V/m}$ にとり、分布する。

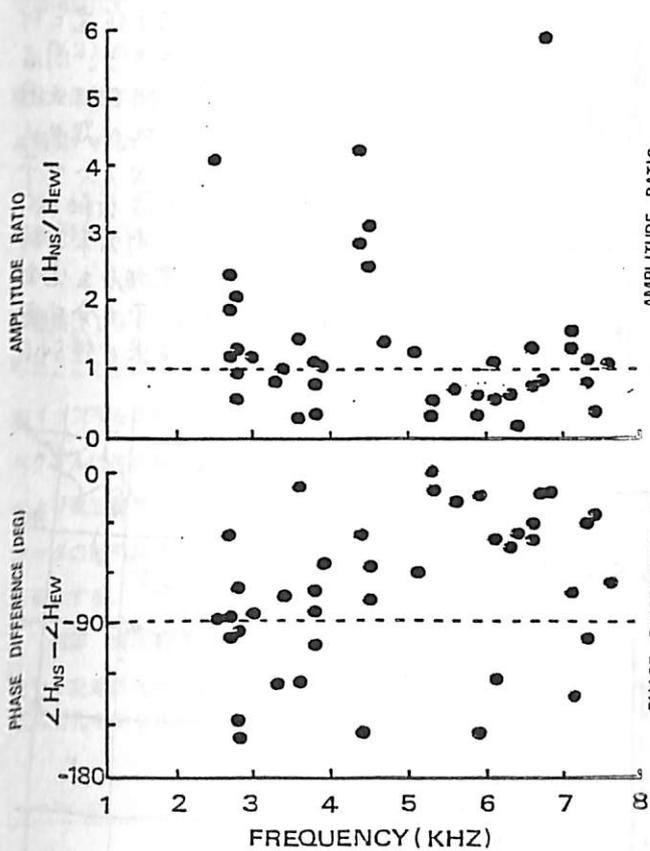


Reference: Ohta, Hayakawa and Tanaka, "Ducted propagation of daytime whistlers at low latitudes as deduced from ground-based direction findings", J. Geophys. Res., 89, 7557, 1984.

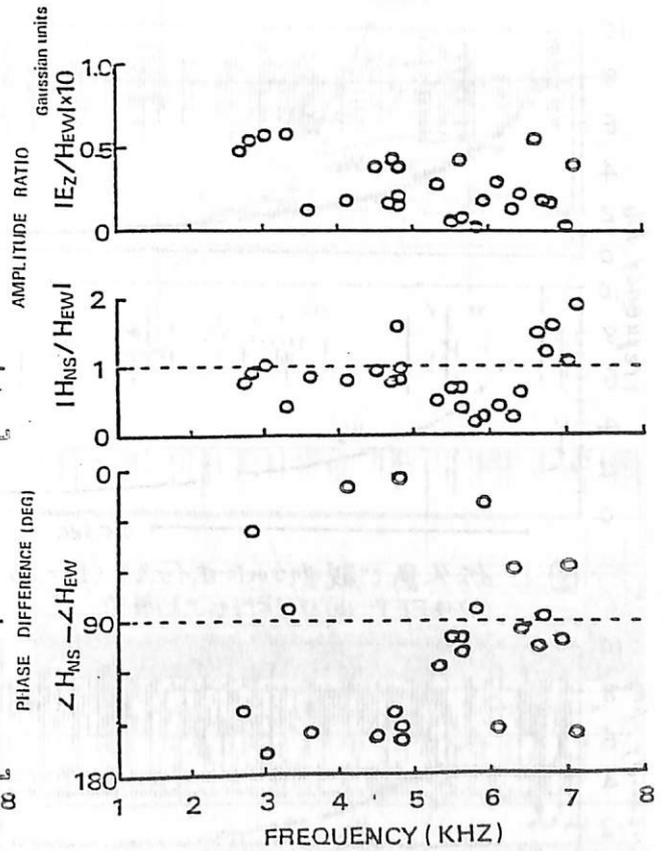
中村 義勝, 恩藤 忠典
電波研究所

今回は方探で観測される個々のホイッスラーの垂直電界成分 E_z , 直交水平磁界成分 $H_x (= H_{NS})$, $H_y (= H_{EW})$ の振幅比, 位相差等の量的関係について調べた結果について発表する。又, それらの量と偏波, 方位等の関連についても述べる。

下図は右廻り成分が卓越するホイッスラーと左廻り成分の卓越するホイッスラーの場合における各成分の振幅比, 位相差の例を示す。



第1図 右廻り成分が卓越したホイッスラーの例 (1983年2月26日 W46)



第2図 左廻り成分が卓越したホイッスラーの例 (1980年3月15日 W4)

低緯度ホイッスラの電離層大地導波管効果

島倉 信, 椿 昭 浩, 早川 正 士
(千葉大工学部) (石大空電研究所)

図1および図2に示すホイッスラは、1979年3月16日18時50分(UT)から2分間の間に鹿児島と佐久島で同時刻に観測されたものである。この2分間には数個のホイッスラ(分散 26.5 sec^2)が観測された。図に示すような導波管効果のため1次モードと2次モードのCutoff周波数の近傍で時間遅れを全うしているものと、そうでないものがある。分散値からみて、プルトの出は北緯 $30^\circ \sim 35^\circ$ の範囲にあるものと推定される。また、導波管の効果

のあるものとないものがあると考え、プルトは東西に分布しているものと推定される。一方、ホイッスラの電離層突板の位置を特定できるならば、ホイッスラ波が射出される範囲(方位角)についての情報も得られるであろう。

W_s および W_k をスペクトル解析し、導波管1次モードの効果からホイッスラの電離層突板の位置と各観測点までの伝搬距離を算出し、求めたものが図3に示すAおよびB点である。観測されたホイッスラの分散値が 26.5 sec^2 であることとを念へておけば、A点を突板の位置と判断できるのが妥当であろう。周波数解析に当たっては、MEMEを用いている。FFTに比べ短時間のデータのスペクトル予測が可能なこと、周波数軸を拡大してより細かく予測出来る利点をもつ。今回は電離層を完全導体と仮定するが、若干の誤差はあるが、妥当な結果が得られた。

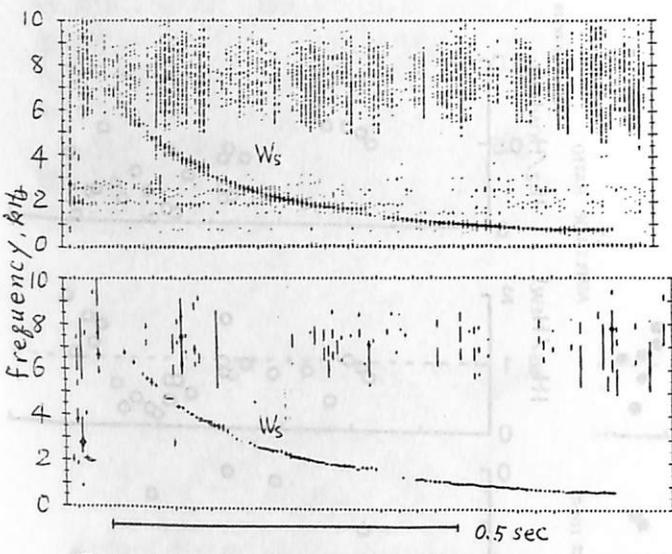


図1. 佐久島で観測されたホイッスラ ($D=26.5 \text{ sec}^2$)
(a)はFFT, (b)はMEMEによる解析

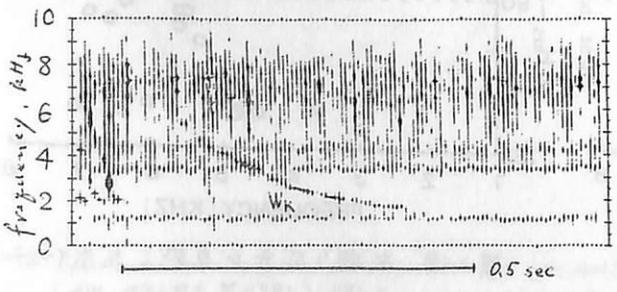


図2. 鹿児島で観測されたホイッスラ ($D=26.5 \text{ sec}^2$)
MEMEによる解析

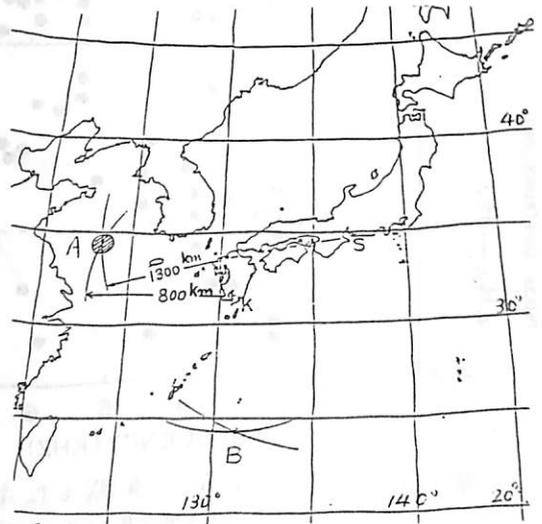


図3. 導波管の分散特性から求められたホイッスラの電離層突板の位置

- 電磁界3成分広帯域波形記録による -

⁽¹⁾岡田敦美, ⁽²⁾太田健次, ⁽³⁾島倉信, ⁽¹⁾早川, ⁽¹⁾正士, ⁽¹⁾田中義人, ⁽¹⁾岩井章

(1) 空電研究所, (2) 中部大, (3) 千葉大

低緯度ホイッスラダクトの空間分布や Lifetime, ホイッスラの電離層透過後の大地-電離層間伝搬特性とくに入射角と偏波の関係を詳しく調べるために VLF 波動観測を佐久島および岐阜県の山岡にて行った。本観測で特に留意した点は次のようである。

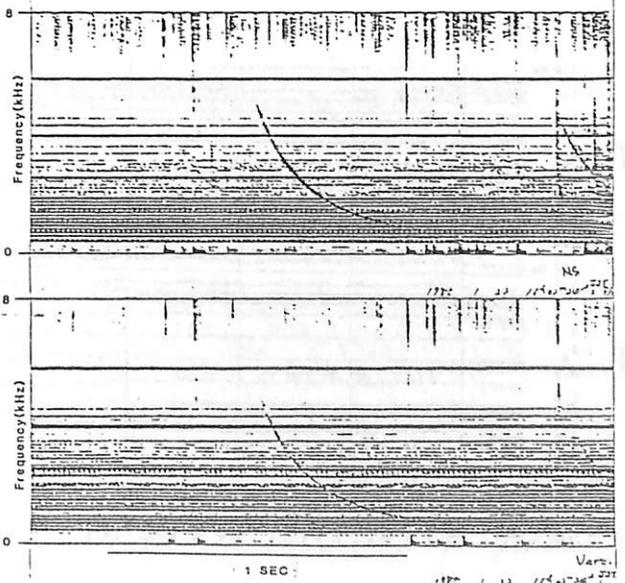
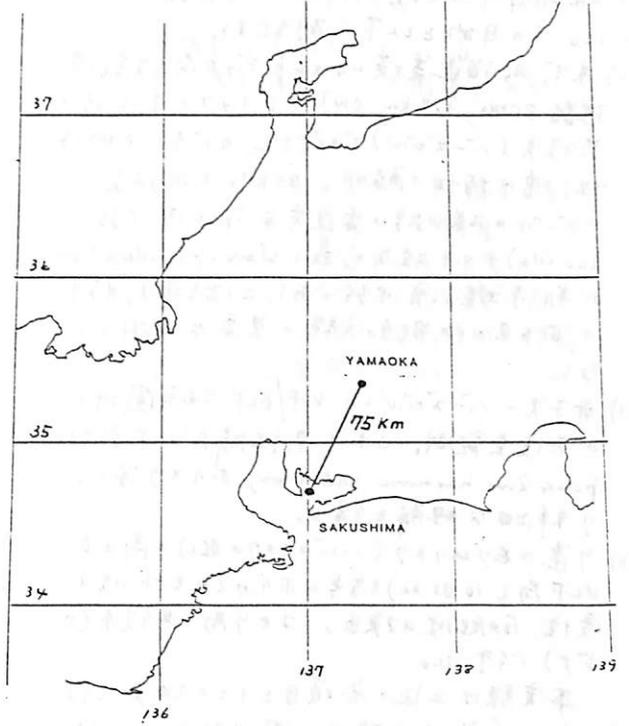
(1) 電離層下端での波の出口を高周波数帯域で方向探知する。

(2) ホイッスラの分散や出口, 強度の時間変化を追跡するために長時間連続観測 (1 観測 = 4 時間) する。

(3) 広ダイナミックレンジ, かつ低ノイズ波形記録のために PCM 記録方式を採用する。

観測は 1985 年 1 月 19 日から 25 日まで行った。この期間中, 21 日と 22 日に高 S/N のホイッスラを両観測点で多数受信した。右図のスペクトルは佐久島で記録したもので水平磁界 (上) および垂直電界 (下) をそれぞれ示す。講演ではデータの解析結果と前述の問題点についての解釈を紹介する。

謝辞 観測装置の制作と観測に従事していただいた空電研究所, 山口敏明氏ならびに加藤泰男氏にお礼を申し上げる。



Station	Geographic Coordinates		Geomagnetic Coordinates		L Value
	Latitude	Longitude	Latitude	Longitude	
Yamaoka	35°19'	137°26'	25°06'	204°55'	1.28
Sakushima	34°44'	137°03'	24°05'	203°17'	1.28

LF 磁気圏伝搬波の特性(日豪共役観測)

早川 正士 田中 義人 岡田 敏美 若井 章
名古屋大学 空電研究所

1984年6月23日~9月15日の期間、日豪の磁気圏伝搬波観測の共役観測を行なった。その目的と以下に列記する。

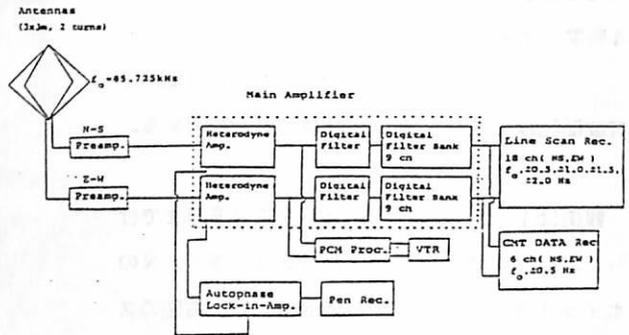
- (1) 北極圏、北海道美瑛のLF電圧局信号(周波数 85 kHz, 1.2 kW, CW)のハイフラスモード波の共役観測(ハートビ)の受信、及びその伝播特性、増幅特性の解明。85 kHzは北海道ハートビの送信機(垂直電圧)の周波数(200 kHz)の0.4程度で、最も Wave-pert interaction が期待される周波数である。この結果は、将来の因子間の観測実験の重要な手掛りとなる。
- (2) 母子星-ハートビの、VLF/ELF 磁気圏波動の共役観測。これは、中、低帯域VLF放射、power line harmonic radiation, ハイフラス等のより詳細な理解を得る。
- (3) グロムコエソムリスキー(ハバロフスクの近)の高出力VLF局(1483 kc)信号のハイフラスモード波の受信、励起波の検出。グロムコエソムリ局の共役観測(電圧)を行った。

本実験は上記の各項目と12の研究に付け加えて、(a) LFは規格化周波数 $f \approx 0.5$ であり、異なる解法での $f \approx 0.5$ (例えば、サパル)との

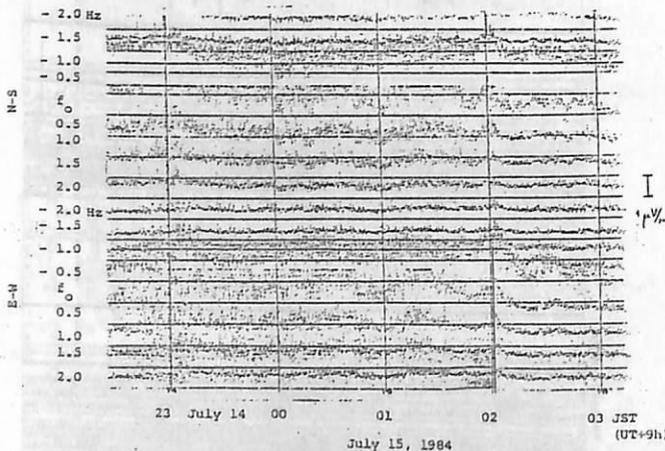
比較。(b) 同じ L 値(1.6, 1.5) の、LF の VLF の特性の比較は内部放射源の波の波動伝播、波動源と相互作用を考慮の上で興味深い。以下に述べる。

本報告は、上記のうち(1)に集中して結果を列記する。

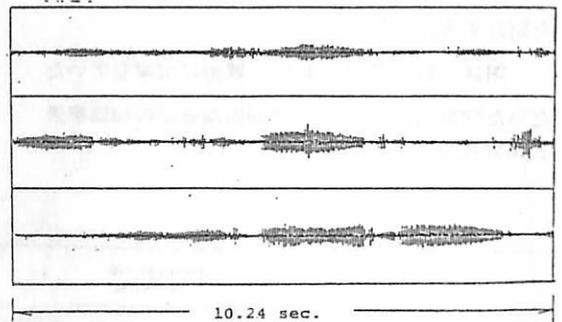
- (1) ハイフラスモード波は日豪、日没時に集中して観測され、驚くべき指向(吸収方向)には互いに受信機と異なる。
- (2) f の、磁気圏擾乱時には、指向中 f の急激な上昇(20-30 dB)がある。増幅。
- (3) Wave-pert Int. と考えられる f の急激な上昇は、(a) 即ち sec (b) 即ち f の Amplitude Modulation である。



LF電波受信のブロック図



磁気圏伝搬波のハイフラス信号の観測結果(増幅)



ハイフラス信号の Amplitude Modulation (60 sec の平均)

VLF 磁気圏伝搬波の特性 (共位差観測)

西野正徳, 田中義人, 早川正士, 岡田敏美, 岩井章
名古屋大学 空飛研究所

1984年7月20日~24日の
期間, ソ連のコムソモリスウ ($L=1.9$,
ハロフスワの近く) の高出力 VLF 局
(500 kW, 14.880, 12.649, 11.905 kHz,
duration, 0.4 秒) の伝送共位差,
オーストラリア, セント地帯において,
ホムスラ-モード波の受信, 扇起波の検出,
並びに共鳴帯下帯の検出 (NWC の強度
変化, 4278 Å 光學観測) を行った。

14.88 kHz の受信記録 (強度 (14.880 ± 5 Hz),
スプレッド (0~20 kHz, NS, EW 位相), 10分毎
1分間MT録音) の解析を開始した。

得られた, preliminary な結果の概要
は以下の通りである。

(4) 日中時における強度の増大, 発生
は比較的少ない

(LF のホムスラ-モード波は日中, 日没時に
集中する = 日照の対照的)

(5) 磁気擾乱とホムスラ-モード波の
発生 (強度の増大) には関連がある
(5.1)。

今後の解析, LF ホムスラ-モード波との対
比 (バズビルでの LF 共位差観測),
自然電波 (ホムスラ-) の発生 (特に日没時)
との対比を行うことになり, 中位帯帯に
おけるホムスラ-モード波の伝搬特性の理解
がより前進すると, 期待される。

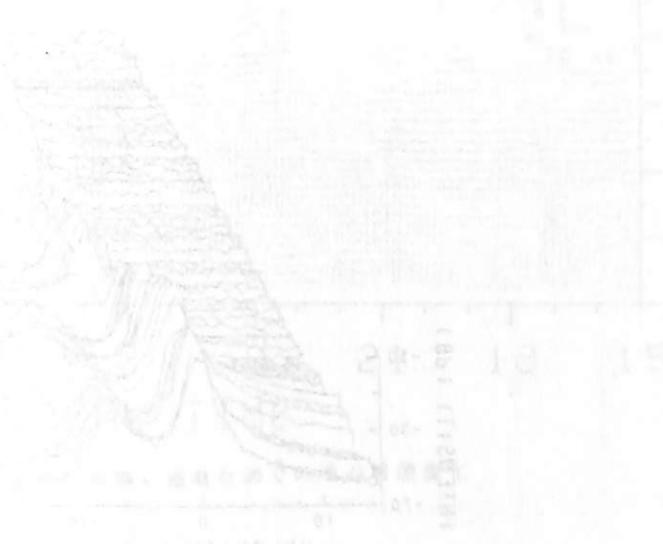
(1) ホムスラ-モード波の確認は,

偏波, 伝搬時間 (分散) を用いて
行った。

(2) 日没時 (17~19 時, JST) には

ホムスラ-モード波が集中的に発生 (~70%)
する。

(3) 夜間にも強度の増大が見られる (~40%)



II-48 MUレーダーによる乱流構造定数の一測定法

深尾昌一郎^{*}, 木村磐根^{*}, 若杉耕一郎^{**}, 佐藤亨^{**}, 津田敏隆^{**}, 加藤進^{**}
^{*}京大・工 ^{**}京工繊大・工芸 ^{**}京大・超高層

VHF帯大型レーダーによる上層大気の散乱エコー強度から乱流構造定数 C_n^2 を測定する試みがいくつか行なわれている。これはレーダー方程式と観測される散乱エコーのS/N比を用いる方法である。

以下ではVHF帯レーダーとマイクロ波帯レーダーを同時に用いる新しい方法を提案する。一般にVHF帯レーダーも雨滴による散乱を受ける。図1は降雨時にMUレーダーで観測されたパワースペクトルの高度変化である。小さなピークは雨滴による散乱エコーであり大きなピークが大気散乱エコーである。VHF帯のMUレーダーにおいては散乱エコー強度はレーダー方程式から

$$\text{Turbulent scatter} : P = 131.0 + 10 \log C_n^2 - 20 \log R \quad (1)$$

$$\text{Precipitation scatter} : P = -51.4 + 10 \log Z_e - 20 \log R \quad (2)$$

ここで C_n^2 : 乱流構造定数 [$m^{-2/3}$], Z_e : 等価反射因子 [$mm^6 m^{-3}$], R : 観測高度[m] である。

MUレーダーに併置した充分較正されたマイクロ波帯レーダー(二周波共用型レーダー)により雨滴からの散乱強度の絶対値が定まる。同じ値をVHF帯で適用しようとすると、(2)式よりMUレーダーにおける雨滴の散乱強度の絶対値が求まる。この値と、MUレーダーエコーにおける雨滴と大気散乱エコー強度比から大気散乱エコー強度の絶対値が求まる。したがって(1)式より C_n^2 を定めうる。1983年9月27日に行った対流圏の観測では、 C_n^2 は3kmで 5×10^{-14} [$m^{-2/3}$], 5kmで 10^{-16} [$m^{-2/3}$]程度の値でありS/N比から得られる結果と一致する。

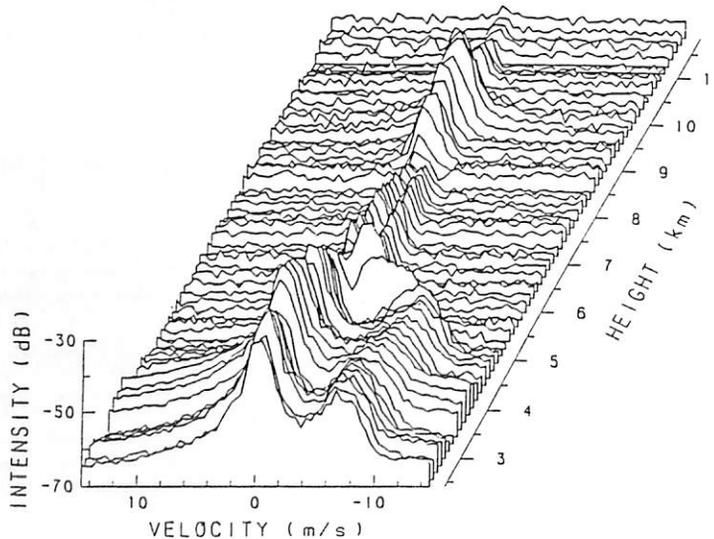


図1 MUレーダーで観測された雨滴と大気乱流からの散乱エコーのパワースペクトル

MUレーダではアンテナビームを高速に走査することが可能であり、大気の三次元的な構造を観測したり、VAD (Velocity Azimuth Display) 技術により風速を精度良く推定することができる。

一方、対流圏観測では大気屈折率変動からの散乱のみならず、降雨からの散乱も検出できることが明らかとなった。このため、降雨等の水蒸気が重要なたらしきをする対流圏の気象現象を詳細に観測するのに、MUレーダを利用することが考えられる。

本報告では、MUレーダを用いた寒冷前線のVAD観測をもとに対流圏気象擾乱の高分解能観測について報告する。

観測は1984年6月19-20日に行った。MUレーダの観測モードとしては、8ビームのVAD法を用いた。すなわち、アンテナビーム方向を天頂角、方位角(Az, Ze)で表わすと、(0,0)-(0,15)-(60,15)-(120,15)-(0,0)-(180,15)-(240,15)-(300,1

5)となる。天頂方向を2回測定しているのは、鉛直風の推定精度をよくするためである。

今回の観測では、東西に延びた寒冷前線が日本上空を南下し、信楽のMUサイトを20日午前4時前後に前線が通過した。そして雷を伴った降雨がこの時間帯に観測され、これに対応したエコーが10km以上の高度までたっていることが、深山レーダ雨量計(5260MHz)の観測データから確認されている。図1に前線に垂直な面内における風の断面の時間変化を示す。水平風は前線面に向けてふいており、その結果前線通過前後で、2m/sにも達する上昇風となって気塊が押し上げられているのがわかる。図の時間及び高度分解能は10分と300mであり従来の気球観測に比べ、遙かに高分解能の観測が可能ながわかる。このような特長を活用して対流圏の気象擾乱の観測を今後行っていく。

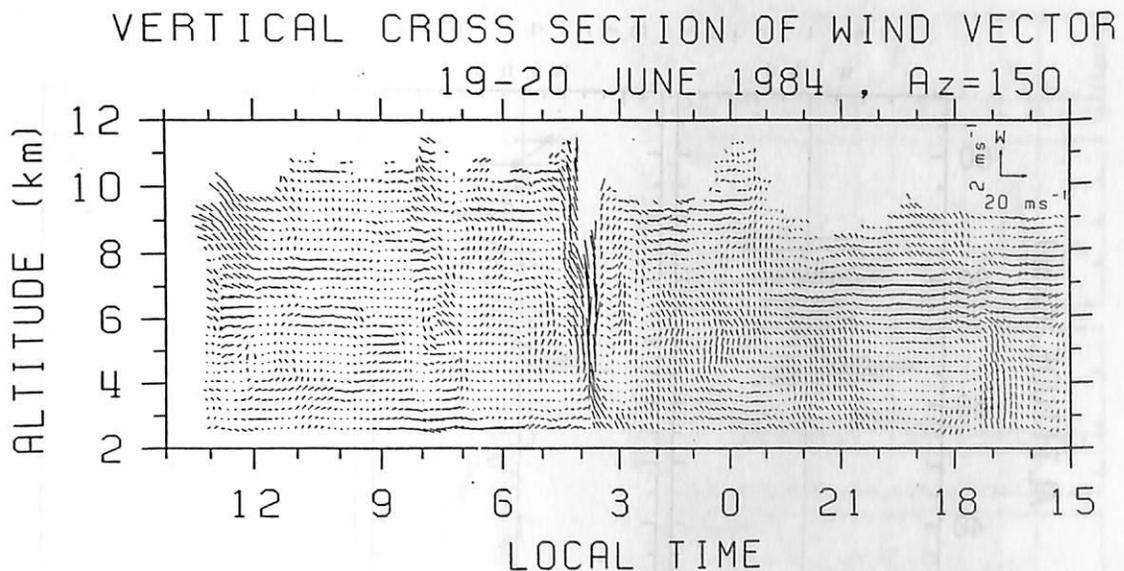


図1. MUレーダで観測された前線に垂直な面での風の時間変化

山本 衛, 津田 敏隆, 加藤 進 (京都大学・超高層電波研究センター)

京都大学超高層電波研究センターでは、本年度に完成したMUレーダーと1977年完成の京都大学流星レーダーを用いて中間圏高度の風と波動の観測を行ってきた。この2つのレーダーは滋賀県甲賀郡信楽町(34°51'N, 136°06'E)に位置している。このうちMUレーダーは電子密度が高く乱流性エコーが受信できる日中、中間圏高度をすぐれた時間・空間分解能で観測することができるため周期数分~数時間の重力音波成分の観測に威力を発揮するものと期待されている。京都大学流星レーダーは時間・空間分解能においてはMUレーダーに劣るものの流星発生頻度が最小となる午後6時前後の数時間を除いて連続的にデータが得られるという特徴を持っており、さらにMUレーダーに比べて運用コストが低く、長周期の波動を観測するのに適している。京都大学流星レーダーは1983年5月から東向きに長期間連続観測を継続している。

図1に、1984年8月15日8-14時(地方時)において得られた平均の風速高度プロファイルを示す。左, 中央, 右図はそれぞれ風速の垂直, 北向き, 東向き成分を示す。MUレーダーで受信された乱流性エコーを用いて高度65-80kmにおいて得られた風速を細い実線で示す。エラーバーは風速変動の標準偏差を表している。北向き及び東向き成分は垂直風を考慮して求められた。また, MUレーダーで受信された流星エコーを用いて高度80-100kmにおいて得られた風速を太い実線で示す。このとき垂直風は零と仮定されている。さらに京都大学流星レーダーによって高度82-106kmにおいて得られた風速をエラーバーと共に四角のシンボルで示す。これらの2つのレーダーを用いて得られた3つの風速高度プロファイルはそれぞれよく一致し, 高度65-100kmにおいて連続的にデータが得られることがわかる。また, 図中の点線は綾里(39°02'N, 141°50'E)において8月15日11時20分(地方時)に行われたロケットゾンデ観測によって得られた風速の高度プロファイルを示す。MUレーダーと同時に風速が得られた高度は存在しないが, 両者は700km程離れた地点の観測であるにもかかわらず, 風速プロファイルは連続性を示している。

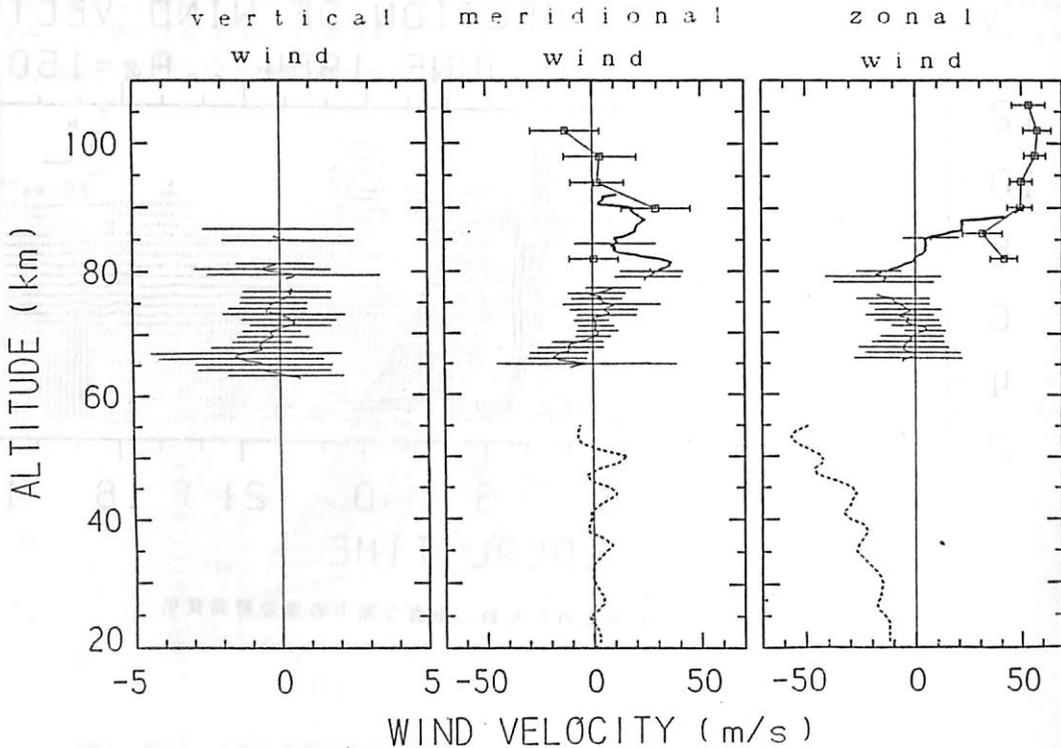


図1 1984年8月15日8-14時(地方時)の平均の風速高度プロファイル。風速は上向き, 北向き, 東向きをそれぞれ正とする。

中間圏高度での惑星波による温度と風の擾乱
 —“冬季異常”との関連—

兵庫医大・物理
 村岡良和

これまでの講演で、日本近傍で観測される“冬季異常”が中間圏高度（～80 km）への惑星波（波数1）の伝搬に密接に関連していることを示してきた（MURADKA, 1985）。この惑星波の発達に伴う風と温度の擾乱が“冬季異常”の有力な要因になり得ることも合わせて示唆してきた。中間圏高度での全球的な温度分布の観測は人工衛星による赤外放射束の測定から可能になったが、風の観測は依然として困難である。幸いなことに、京都大学超高層電波研究センターのMUレーダーが昨年からの稼働し始め、中間圏での風のモニターが可能になりその成果が期待される。

今回の講演では、これまでの“冬季異常”の解析（MURADKA ET AL., 1985）に加えて中間圏高度での風との関係を調べた結果に

ついて報告する。Fig. 1はベルリン自由大学の成層圏研究グループによって作成された0.01 mb（～78 km）面天気図であり、地衡風の関係から計算された稚内（45.4°N, 141.7°E）上空の風が示されている。

Fig. 2には、稚内で観測された吸収値（ ΔI_{min} ）が45°Nでの波数1の惑星波の振幅、及び稚内上空の中間圏での温度と風と比較されている。吸収の増加は明らかに惑星波の振幅の増大と関連している。

この増加は温度上昇と強い南向きの風が同時にみられた時（1月14日頃）顕著になるように思われる。このことは、極域からのNCの輸送とD領域での α_{OH} の低下が“冬季異常”の原因であるとする説を支持している。

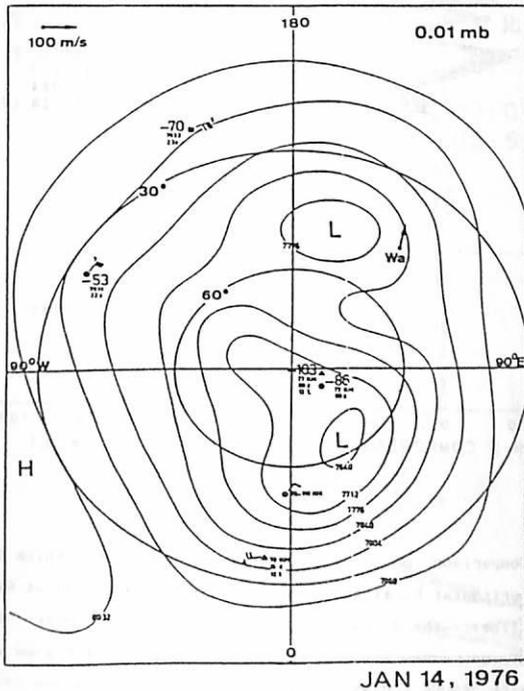


Fig. 1 Geopotential heights (dam) at the 0.01 mb (～78 km). Estimated wind vector over Wakkanai is also shown.

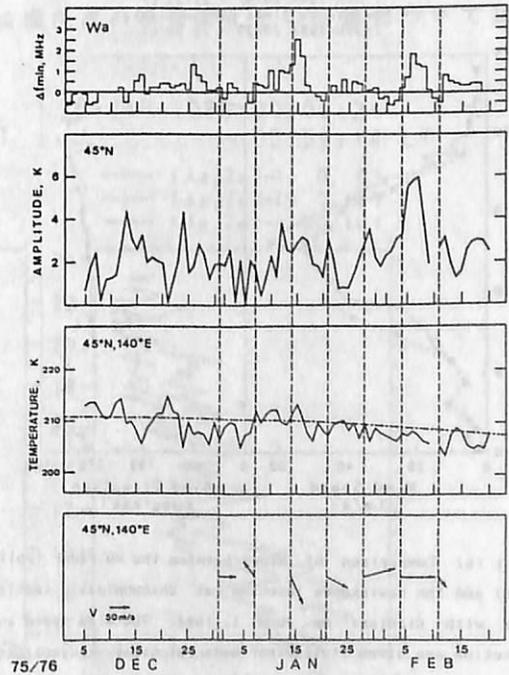


Fig. 2 Winter absorption anomaly observed at Wakkanai (W) and temperature and wind disturbances related to planetary wave with WN = 1 over there.

加藤 進^{*)}

深尾昌一郎^{**)}

津田敬隆^{*)}

佐藤 亨^{*)}

稲葉基之^{**)}

*) 京大超高層

**) 京大工

京都大学超高層電波研究センターが昭和56年から4か年計画で建設してきたMUレーダーは昨秋ようやく全システムの完成を見た。まだ最終的な調整作業を若干残している他、様々な観測のためのソフトウェアも未整備であるが、標準的な観測は可能となり、既に共同利用も開始された。MUレーダーの総合的な放射特性は電波星(Cassiopeia A)や航空機を利用した測定による他、科学衛星「大空」(EXOS-C)によってもモニターされており、ほぼ仕様を満たしていることが確認されている。しかし、MUレーダーの特性を更に直接的に知る方法は、MUレーダーで観測された風速の高度変化を他の気象測器によって得られた結果と比較することであろう。図1にその一例を示す。(a)は気象庁潮岬測候所(MUレーダーの南150km)におけるレーウィンゾンデとの比較である。風向は北から時計回りにMUレーダーに吹き込む方向を正にとっている。この時間帯西風が卓越していることがわかる。

一方(b)には気象庁綾里(MUレーダーの北東700km)における気象ロケットとの比較である。両者のデータに重なる部分はないが、高度60-70kmの間で滑らかに連なっていることが明らかである。(a)、(b)いずれにおいても二者の風速は観測点間の距離を考えると極めてよく一致しているといえよう。既に同種の比較をそれぞれ10例程度試みているので講演ではこの結果について論じ、MUレーダーが所期の仕様を満たしていることを示す。

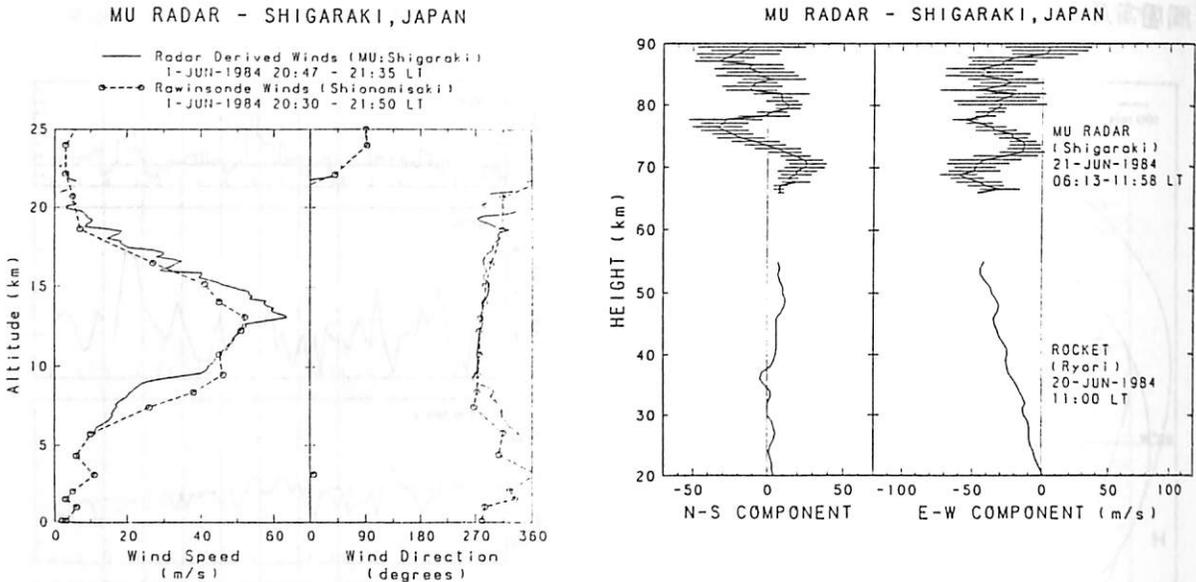


Fig.1 (a) Comparison of winds between the MU radar (solid line) and the rawinsonde launched at Shionomisaki (dotted line with circles) on June 1, 1984. The wind speed and direction are given following meteorological conventions. The MU radar operates with 19 subgroups. The MU radar wind velocity is averaged over a period while the rawinsonde stays in the height range observed.

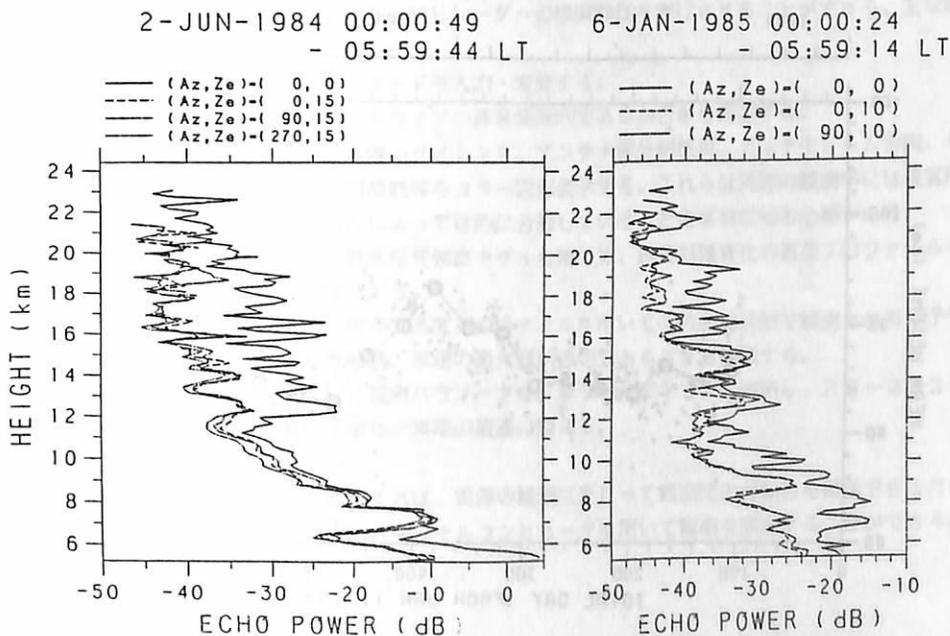
(b) Comparison of winds between the MU radar (thick line with horizontal bars) and a routine rocket sounding at Ryori (thin line). The MU radar winds are averaged over 0613-1158 LT on June 21, 1984. The horizontal bars show wind variation around the averaged value. The observation day of the rocket differs by one day as indicated in the figure.

佐藤 亨・深尾昌一郎・森本茂樹・稲葉基之・木村磐根・加藤 進
 (京大・超高層) (京 大 ・ 工) (京大・超高層)

昭和56年度より京都大学超高層電波研究センターにより建設が進められてきたM U レーダーは、最終年度の工事を終え、全システムの完成を見た。ソフトウェア面では今後の開発に待つ部分も多いが、下層・中層大気領域の標準的観測に関しては基本的なプログラムが整備されている。従来はリアルタイムにおいてはエコーパワースペクトルのみが計算され、風速等の物理量はオフライン処理によって求められていたが、非線形最小二乗法を用いたパラメータ化をリアルタイム処理に組み込んだソフトウェアが開発され、試験的観測が行われている。

本報告では現在までに行われた対流圏・下部成層圏観測データに基づいて、これらの領域におけるM U レーダーの能力を明らかにすると共に、大気乱流の構造について議論する。観測は1 μ s e c のサブパルス幅を持つ16 b i t コンプレメンタリー符号化パルスを用いて行われ、1 I P P 毎にビーム方向を走査して天頂方向と天頂角10~15°の各方位角方向のデータが取得されている。従って乱流層の形状を150mの高度分解能で見ると同時に、散乱の角度依存性から3mのレーダーブラッグ波長における大気乱流の異方性に関する情報を得ることができる。

下図は1984年6月及び1985年1月に行われた観測の、同時間帯における散乱エコー強度の高度分布を各アンテナビーム方向毎に描いたものである。両者の高度分布において散乱の角度依存性が見られる領域に明らかな違いがあるが、これに対応して散乱層の形状やその時間的安定性にも顕著な相違が見られる。講演ではこれらの結果を温度や水平風の鉛直シア構造と対比し、対流圏乱流の季節変化との関連について議論を行なう。

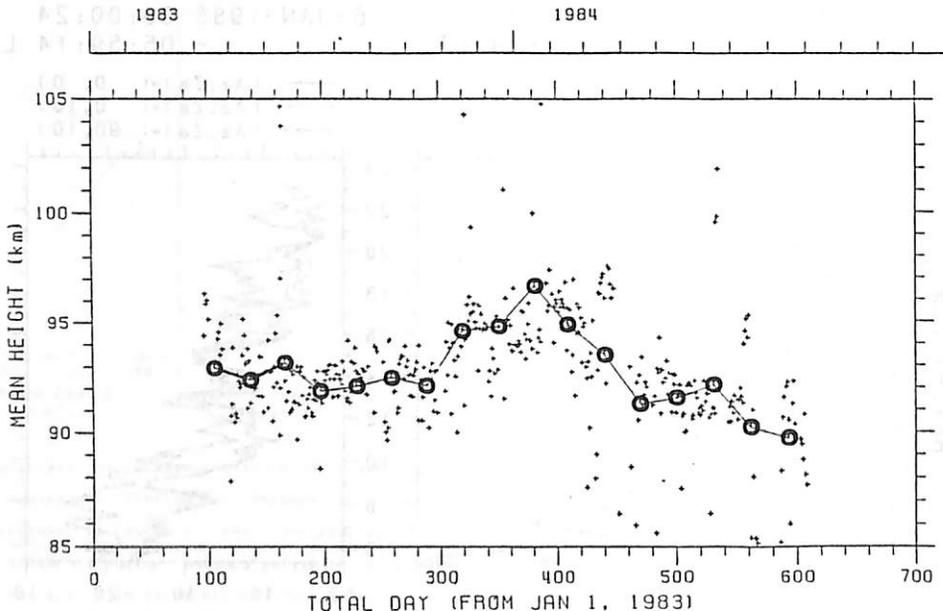


津田 敏隆、 加藤 進
 (京都大学・超高層電波研究センター)

惑星間空間に浮遊する流星塵は地球の引力によって捕えられ大気中を落下する途中で燃焼し高度70-120 kmにプラズマ状の流星飛跡を残す。これらは中間圏界面付近に惑星間空間から多種の物質をもたらす重要な役割をしていると言われている。京都大学超高層電波研究センターは大気観測の目的で流星レーダーを1977年に滋賀県甲賀郡信楽町に建設し、1977-1982年にかけて週に2-3日の定常観測を行ってきており、更に1983年5月以降中層大気国際協同観測(MAP)の一環として連続的な運用をしており流星飛跡数にして50万以上の大量のデータが蓄積されている。今回は流星飛跡の時間・高度分布の日周及び年周変化の一部を紹介する。ここで注意しなければならないのは流星レーダーで観測される流星飛跡はその電子密度に対応するプラズマ周波数よりレーダーの送信周波数が高い場合、つまり飛跡の電子密度が比較的小さいものに限られることである。

流星飛跡数の日周変化は明け方に最大となる三角関数で近似でき、高度変化は95 km付近を中心に標準偏差10 km程度の正規分布で近似できる。しかし実際の観測では電離層(スホラディクE層)からの反射や外来の妨害電波などによって観測不能となることがあるため年周変化を調べるにあたって24時間分のデータすべてを用いず午前4~5時に得られた高度分布をもと解析を行った。流星飛跡数は9月後半-10月に多く夏期に少なかった。また図1. に示す様にガウス型で近似した高度分布の平均高度は冬期に約97 kmと高く、逆に夏には92 km程度に低くなる。また、高度分布の標準偏差も冬に大きく、夏に小さくなることが分った。平均高度は地球大気の等圧線の分布、標準偏差はスケールハイトに関係があると考えられる。つまり流星高度では夏に温度が低く、等圧面が降下しスケールハイトも小さくなることを示しているが、これは他の研究から知られている様にこの高度では地表付近と逆転した温度の年周変化が現れることと対応している。この他、流星飛跡数の年周変化等についても報告する予定である。

図 1. 流星飛跡分布の平均高度の季節変化
 各点は1日の値、○及び実線は月平均を示す。



津田 敏隆、西田 肇夫、佐藤 亨、加藤 進、深尾 昌一郎
 (京都大学・超高層電波研究センター) (京都大学・工学部)

昭和59年度に完成したMUレーダーは対流圏・下部成層圏(2-30 km)、中間圏(60-100 km)及び電離圏(100-400 km)の大気の状態を遠隔探査する装置である。3素子直交八木アンテナ475基を直径103mの円形に配置し、それぞれのアンテナに完全半導体化した送受信モジュールを接続している。全アンテナは19基ごとに25群に分割され、これをレーダー制御の基本単位としている。MUレーダーの各部はレーダー制御器が統括するマイクロコンピュータ・ネットワークで制御されており、主な制御項目は以下の通りである。

- ①送信信号の制御(サブパルス幅、パルス圧縮符号)
- ②データサンプルの制御(サンプル開始・終了タイミング、サンプル間隔、送信間隔)
- ③受信系統の制御(受信チャンネルの接続、受信レベル)
- ④信号処理の指示(コヒーレント積分回数、データ処理プログラム、インコヒーレント積分回数)
- ⑤アンテナ使用法の制御(アンテナビーム走査、偏波面、アンテナ分割)

これらの項目の詳細はMUレーダーのハードウェアに関わる部分であり、レーダー工学の知識が必要である。従来、大型装置を操作する場合は、まずハードウェアを理解した上で各部の点検や調整あるいは装置の改良を行った後に実験を開始するといった手順が必要であった。しかしMUレーダーの設計理念として、中層・超高層大気の標準的な観測を行なうにあたってはレーダー工学の専門知識を必要としないこととした。つまり、予めいくつかの観測対象に対して適切に定められた観測パラメータファイルをレーダー制御器に対して指示すれば観測が実行され磁気テープにデータが記録される様に制御ソフトウェアを設計した。例えば大型計算機のTSS端末を操作し、数値計算プログラムのコードに適切な入力パラメータを与えればファイルに結果が出力されるのに似ている。

更に、標準観測法に飽きたらず研究者の創意工夫を生かした観測法を開発する場合の支援ソフトウェアとしてMUレーダーシミュレータを開発した。これは汎用のパーソナルコンピュータ(NEC製PC-9801+CP/M86)上で動作するプログラムであり、MUレーダーの模擬動作を実行させることができる。主な機能を以下に列挙する。

- ①スクリーン編集機能を用いて観測パラメータを入力・変更する。
- ②観測パラメータがMUレーダーのハードウェアの許容範囲内であるか否かを確認する。
- ③観測パラメータに従って送受信間の各種のタイミング、アンテナ面分割使用、アンテナビーム方向、ビーム走査タイミング、パルス圧縮法の自己相関関数等をカラー図面表示する。これらは実際の観測中には視覚的に確認することが困難なものであり、模擬動作によって目的に合致していることを事前に知る必要がある。
- ④各高度領域について予め与えられた散乱信号強度モデルを用いて、信号対雑音比の高度プロファイルを表示し有効なデータが得られる高度範囲を確認する。
- ⑤モデル化された平均風、大気波動の簡単な高度プロファイルを用いて④の高度範囲で観測されると予想される風系を表示し、高度分解能、風速の分解能、風速の最大値が適切であることを確認する。
- ⑥こういった手順を繰り返して決定した観測パラメータをフロッピディスクに格納し、RS-232Cなどの通信回線を介してレーダー制御器に伝送し、実際の観測に備える。

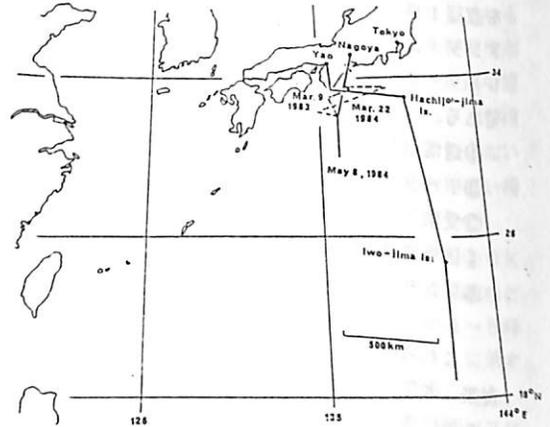
このMUレーダーシミュレータを活用すれば、実際の観測に先だって観測法の有効性を確認できるだけでなく、信楽MU観測所以外の場所でも身近のパーソナルコンピュータを用いて観測を開発することができる。

対流圏NOxの緯度分布の測定

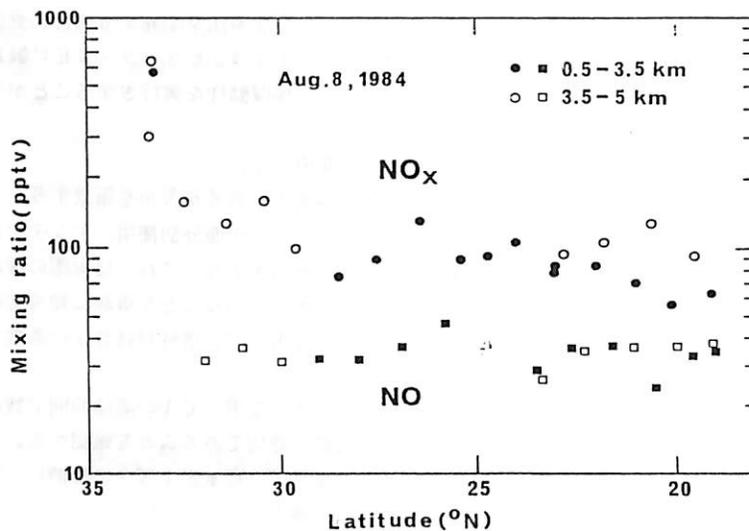
近藤 豊 森田 和弘 高木 晴美
(名古屋大学空電研究所)

杉本 久史
(気象研究所)

我々はこれまでに主として高度3-8kmの自由対流圏中のNOxの分布を35°-40°の領域で測定してきた。より低緯度でのNOxの分布状態を調べるために1984年8月7日及び8日の両日にわたり、東経141°E, 33°N-19°Nの領域で高度5kmまでのNOxの測定を行った。フライトコースは八尾⇨八丈島⇨硫黄島⇨19°N地点で、(33°N) (25°N)



あり。全体的傾向としては低緯度NOx濃度がその傾向にあるが、それに加えより細かい空間的構造がみられる。この分布はオゾン濃度の空間的構造ともよく対応しており、特にNO, NO2, O3の相互の反応系について議論するデータも得られた。詳細は講演で述べる。



小川利紘・岩上直幹(東大理)

成 層圏=酸化窒素の緯度・季節変化は成層圏オゾンの消長に密接に関連している。=酸化窒素の全量については、地上観測からかなりよく判ってきた。しかし、その高度分布が緯度や季節ごどう変化するかは、まだよく判らない現状である。高度分布の観測は気球に頼らざるをえないが、同一規格の測器による系統的な観測が容易でないからである。

わ わわれは、太陽可視分光光法に基づき、日没観測により=酸化窒素の高度分布を求める仕事を行ってきた。気球飛行に容易なように測器も小型簡便化し、同一規格で多数回の観測を行ない、高度分布の変動性を明らかにすることに意図している。今迄に各地で行なった観測から、成層圏=酸化窒素の高度分布の様相が緯度によって異なるらしいことが明らかになりつゝある。

- (1) 1978年5月29日 三陸(40°N)
- (2) 1982年11月24/25日 昭和(67°S)
- (3) 1983年6月21日 パレスティン(32°N)

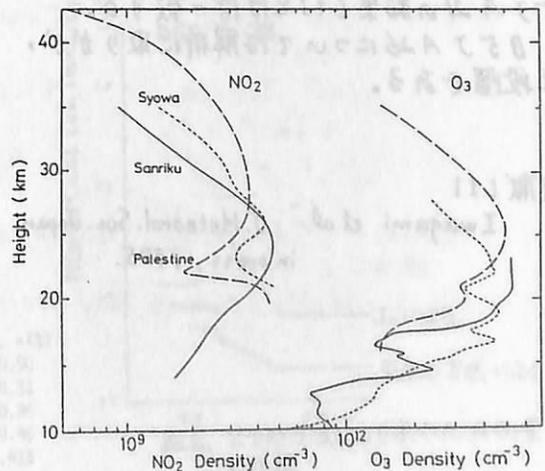
これらの3つの日没時観測は、いずれも初夏の成層圏東西風の変り目(その例は夏至の成層圏東風時)に行なわれたもので、夏期における緯度変化を見ることができる。

図 には求めた=酸化窒素の高度分布とともに、同じ気球観測で得たオゾンの分布も示してある。オゾンと=酸化窒素では測定個所が異なるので、詳細な点で同一気塊を測定しているのではないこと、および=酸化窒素の高度分布はインバージョンによって求めるので、数キロメートル以下の細かい高度構造は無視されること(さらにこの3例では、高度30キロメートル以上では実質的に高度分解能は5~10キロメートルしかない)に留意しながら大まかな特徴をまとめてみると、まず

(1) 高度約30キロメートル以上の領域について。40°Nと67°Sの高度分布は似かよ

っており、夏場これらの緯度においては、日射や水平輸送などの条件が同質であることがうかがえるが、一オ32°Nでは比較的高い高度まで分布が広がっている。こうした傾向はオゾンの高度分布に見られる緯度変化と同一である。=酸化窒素とオゾン密度は、光化学反応を介して正の相関があるから、同一であったことも当然である——と考えることに難はなせそうである(オ1近化として)。

(2) 高度20キロメートル付近の領域。オゾンの構造に見られるごとく、水平輸送によって濃度の異なる気塊が混り合っている様子が見られ、変動性が大きいことがわかる。昭和では下部成層圏に高緯度から気塊が流れ出していることが、観測時の風の解析からわかっている。=酸化窒素およびオゾンの分布に見られる高度20キロメートル付近の増大は、この気塊によるものと考えられる。パレスティンの例では、気球高度では強い東風であったが、下層では風も弱く、高度20キロメートル付近の増大も、異質の気塊を観測していたことによる可能性が大きい。



II-58 JARE 24 大気球実験による極域成層圏 NO_2 観測

柴崎和夫, 若上直幹, 小川利紘
(東大理)

24次隊では B_5 型 (5000 m^3) の気球を用い, 2回の大気球実験 (B_5 JA 25, 26) を実施した。測定項目は23次隊で実施した B_5 JA 21と同じく, NO_2 , オゾン, 大気電離度である。 B_5 JA 25は1983年11月12日 19^h 25^m LT (UT + 3 hrs), B_5 JA 26は11月20日 18^h 30^m LT に放球され, 各々10時間, 9時間の観測を行った。

B_5 JA 25で測定した NO_2 柱状密度の時間変化を図1に示す。測定は可視吸光分光法を用い, 図1の各点は1つのスペクトルより求めた生データである。1データ取得時間は約1分である。

JA 25は21^h頃水平浮遊高度約28kmに達し観測を開始し, 以後もほぼこの高度で観測を継続した。0^h LT頃気球位置での太陽天頂角が最大(約92度)になり, NO_2 柱状密度も最大となっている。0^h LT前後が日没・日出に対応し, 柱状密度の変化もほぼ対称形となっている。

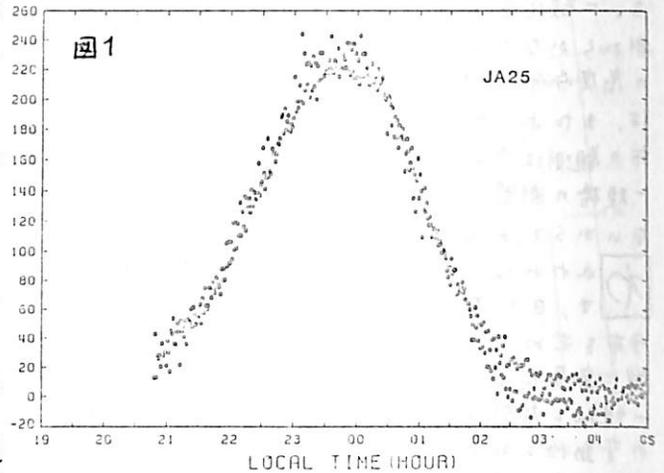
図1より求めた NO_2 密度高度分布を図2に示した。現在のところ気球位置が確定していないので, 図2は日没時(図1の0^h LT以前)の preliminary な結果である。測定高度に差はあるがこの結果は23次隊の B_5 JA 21の結果[1]とほぼ一致する。

B_5 JA 26については解析に取りかかた段階である。

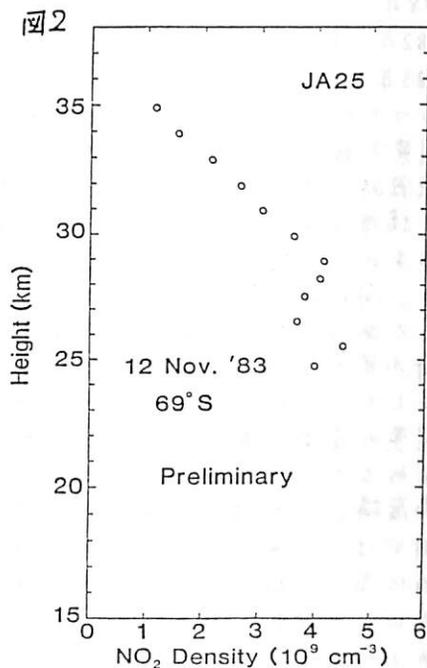
文献 [1]

Iwagami et al. J. Meteorol. Soc. Japan
in press, 1985.

BALLOON OBS. OF NO_2 AT SYOWA (JARE24)
12-13 NOVEMBER 1983



↑ NO_2 柱状密度の時間変化。縦軸 NO_2 柱状密度 (10^{15} 分子/ cm^2)



渡辺 隆・安藤 淳・高野 元春・中村 正作 (筑波大物理)

我々はMAP計画の一環として上層大気中のNO₂等の微量成分の吸収スペクトルの地上分光観測を行ってきた⁽¹⁾。今回観測装置の改良をおこない、同時にデータ処理に新方式を用いて、地上観測のみから大気外太陽スペクトルを推定することを試みた。また、これを基準スペクトルに用いることにより従来の我々の方法に較べて高い精度でNO₂量を求めることができた。更に一日を通してのNO₂の経時変化を十分信頼できる精度で測定することができた。

地上の分光器により時刻tに観測される波長λの太陽放射強度 I(λ, t) は吸収物質の量 N (cm⁻²) と断面積σ (cm²) を用いて

$$I(\lambda, t) = I_0(\lambda) e^{-\sigma(\lambda)N(t)} \quad \text{or} \quad N(t) = \frac{1}{\sigma(\lambda)} \ln \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda, t)} \quad (1)$$

I₀(λ) は大気外太陽スペクトルで地上では直接測定できない。従来用いられてきた方法は異なる時刻 t₁ 及び t₂ に観測を行ない、ふたつの観測スペクトルの比 I(λ, t₁) / I(λ, t₂) を計算することにより I₀(λ) を除いてしまう方法である。即ち

$$\frac{I(\lambda, t_1)}{I(\lambda, t_2)} = \frac{e^{-\sigma(\lambda)[N(t_1) - N(t_2)]}}{e^{-\sigma(\lambda)N_0(l_1 - l_2)}} \quad (2)$$

これから
$$N_0 = \frac{1}{\sigma(\lambda)(l_1 - l_2)} \ln \frac{I(\lambda, t_2)}{I(\lambda, t_1)} \quad (3)$$

ここで l₁, l₂ はそれぞれ t₁ および t₂ に於ける光路長 (無次元)。この方法では t₁ ~ t₂ 間で吸収物質の時間変化がある場合は誤差を生じるし、また l₁ - l₂ が小さくなる正午付近では吸収がほとんど見えないので一日を通しての経時変化を得ることがむずかしいという欠点がある。

今回我々の採用した方法は、I₀(λ) を推定するために、従来の方法を用いて (3) 式で NO₂ 量 N₀ を求めて、その時間変動及びばらつきが少ない時間帯の

NO₂ を選択し、その値を (1) 式に代入して I₀ を得た。合計16この I₀ が統計処理され最終的な I₀(λ) が得られた (表1)。

推定された I₀ を用いて求めた NO₂ 量と従来の方法の比較 (図1) から前者が優れていることがわかる。このように吸光法を目的として、地上観測から大気外スペクトルを推定できることが確かめられた。この方法は飛しよう体に搭載することが不可能な分光装置で観測する場合や、吸収物質が成層圏上部まで分布しているバルーン高度でも完全な I₀ が測定できないような場合などに非常に有用な方法である。

参考文献

- (1) 中村 他 MAP シンポジウム、昭和57年度、p 216-220.

NO₂ Vertical Col. Density

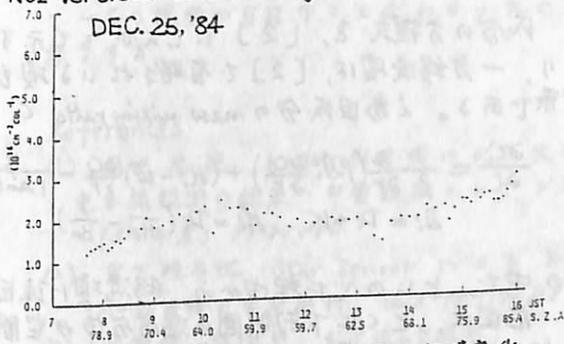


図2 I₀を使って求めたNO₂量の経時変化

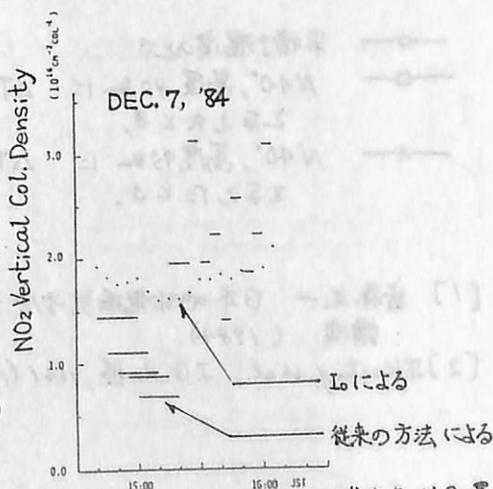


図1 2つの方法により求めたNO₂量の比較

表1 I₀ STATISTICS

DATE	TIME	No. OF I ₀ 'S	ST. DEV. (%)
DEC.7, '84	14:40-15:20	5	0.24-0.50
8	7:40- 8:05	2	0.21-0.31
25	7:55- 8:10, 14:31-15:26	6	0.31-0.86
31	14:50-15:26	3	0.22-0.46
			σ=0.41%

斎藤文一, 宮田佳則
新為大理

夜光 [O] 5577 Å の強度の変動において, 時間的・空間的にいちじむしい特徴を示す成分がある。Type II として前学会でその特徴をまとめた [1], が, とくに大強度及び大振幅成分が, 季節的に見て特徴ある出現を有すること, また強度の時間的変動率が大きいこと, さらに持続性とフラネタリー・スケールの規模が注目される。時間的変動については, 元とえば半日周期性などが見られるが, このことは, 発光系の各種時定数, たとえば生成・消滅反応の特性時間, 熱伝導・拡散過程のそれから見て, 非常に速い過程であることを示している。物理的には多成分系の非平衡過程をあつかう必要を示しているわけである。

下部熱圏の基礎方程式は, 成分の方程式までが発表されており [例えば, 2], モデルも発表されている。これらは平衡状態のものであることはもちろんであるが, 現実のものとは余程違う部分もあって, 上にあげた例, 夜光強度のとくに Type II 変動を理解することば, このままでは出来ない。

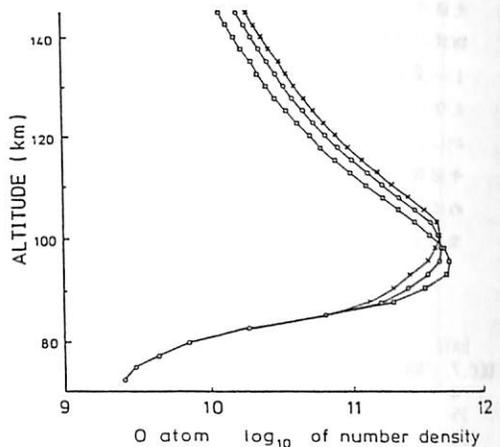
成分の方程式を, [2] にしながつて示す。ただしここでは, 化学反応項は省略しており, 一方移流項は, [2] で省略されている項も入れてある。座標系は通常鉛直・水平座標系である。i 番目成分の mass mixing ratio C_i について,

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{1}{P} \frac{\partial}{\partial r} (P \rho_i \frac{\partial C_i}{\partial r}) + (H_i - w) \frac{\partial C_i}{\partial r} - \frac{u}{r \sin \theta} \frac{\partial C_i}{\partial \phi} - \frac{v}{r} \frac{\partial C_i}{\partial \theta} + \frac{C_i}{P} \frac{\partial}{\partial r} (P \mu_i),$$

$$\rho_i = D_i + K, \quad H_i = D_i \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H_a} \right).$$

この中で, 上にのべた理由から, 移流項に注目し, 大気モデルによってその効果を調べる。右図は, とくに下部熱圏の温度分布が空間的に変化した場合, [O] (酸素原子) の高度分布がどのように変わるかを参考のために示したものである。

- 平衡温度のとき
- $N 40^\circ$, 高度 95 km に $\Delta T = 40^\circ K$ を与えたとき,
- ×— $N 40^\circ$, 高度 95 km に $\Delta T = 40^\circ K$ を与えたとき。



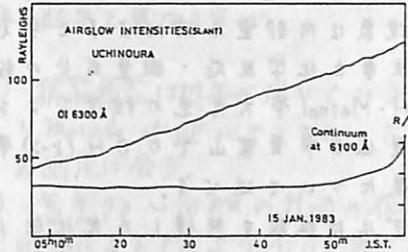
[1] 斎藤文一 日本地球電磁気学会第76回講演 (1984).
[2] J.F. Kastning, et al., J.G.R. 86, 9641 (1981).

奥田光直 嵩地厚 田鍋浩義 宮下暁彦
(弘前大教育)(東京天文台)

1983年1月15日早晩、内ノ浦において酸素赤線大気光観測を行ない、右図のような結果が得られた。薄明前増光の開始は05^h06^m頃で、05^h18^m頃まで増光率が徐々に増加し、その後05^h40^mまでの約1.6 R/minの割合で増光した。05^h41^m頃から増光率の減少がはじまり、05^h46^m頃再び増光が始まった。

当日、K-9M-76 ロケットでも酸素赤線大気光の観測が行なわれ、増光時の平均増光率は約265 kmと求められている⁽¹⁾ので、地上測光器(仰角60°, 方位南35°東)による観測地は、緯度30.17°, 経度131.95°である。この地場で05^h46^mの太陽天頂角は約107.8°で、この時刻の増光は薄明を示すものである。

さて、図の観測結果を理解するためには磁気共役角を知る必要があるが、地磁気座表に基づいてこれを求めると $\varphi_c = -8.08^\circ$ $\lambda_c = 129.19^\circ$ が得られ、共役角における太陽天頂角 χ は $05^h 06^m$ に 106.8° , $05^h 46^m$ に 97.8° である。太陽 XUV の screening 高は約270 kmとして χ と現象の推移を関連づけることは困難である。そのため、地上観測とロケット観測から地磁気の状態を推論することとし、鹿屋における磁場をよく近似する centered dipole を求め、これがロケットの対天空⁽²⁾及び対地磁気⁽³⁾姿勢データと match するよう補正を施して、観測地附近の地磁気 configuration を定め、これに基づいて共役角を定めた。共役角の位置は $\varphi_c = -18.0^\circ$, $\lambda_c = 136.6^\circ$ である。(参考: Magsat 1980 を基にする $\varphi_c = -13.11^\circ$ $\lambda_c = 131.4^\circ$ である。)



今回は上記の方法で求めた共役角での太陽天頂角 χ を用いて現象の説明を試み、薄明前増光の開始時刻やその後増光について一応の説明が可能になったことがわかったので報告する。

References

- (1) 嵩地厚他 K-9M-76号機による大気光赤線観測の結果 宇宙観測シンポジウム(59年度) PP 85-86
- (2) 宮下暁彦他 Star Sensor による K-9M-76号機の姿勢解析 ibid PP 117-118
- (3) 宇宙研 観測データ(遠山文雄他)

大気光 OH (8-3) 帯の強度および
回転温度の短周期変動

井出一仁, 岡野章一, 上山弘
東北大・理

高度 85 km 付近に極大をもつ大気光 OH-Meinel 帯の強度および回転温度の短周期変動現象は内部重力波によると考えられている。本講演では、酸素-水素大気中の主要な化学反応・微量成分の鉛直方向輸送効果を考慮して、内部重力波による OH-Meinel 帯大気光の強度および回転温度変動のモデル計算を行なった結果と宮城県仙台市青葉山での OH (8-3) 帯大気光の強度および回転温度の短周期変動観測結果について述べる。

モデルは拡散を無視した光化学 1 次元モデルを使用し、夜間準定常状態にある高度 75 ~ 95 km の大気中に内部重力波が伝播した際の OH 大気光の強度および回転温度の変動を予測する。

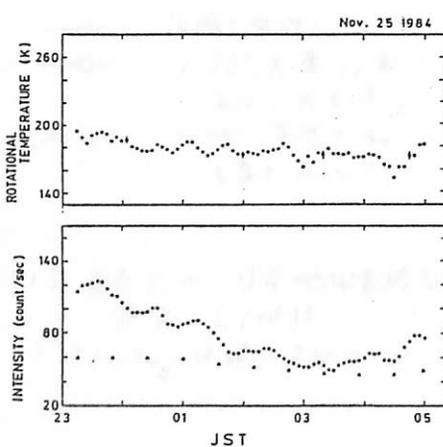
観測は、ダブルモノクロメーターを用い、OH (8-3) 帯の Q-branch, R-branch 強度の相対測定をフロンカウンティング法により行った。

第 1 図に観測から得られた OH (8-3) 帯の回転温度 T_R および強度 I_{OH} の時間変化の例を示す。

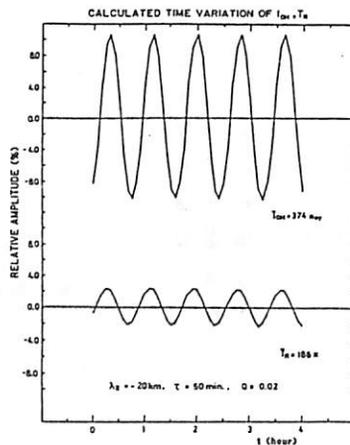
第 2 図にモデル計算より予想される I_{OH}, T_R の時間変化を示す。

また、第 3 図に I_{OH}, T_R の測定データより、フーリエ解析を用いて予想される変動周期 (13 ~ 120 分) のみをとりに出した結果を示す。

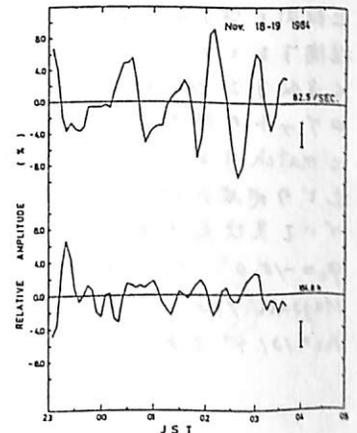
第 2 図、第 3 図の比較で見られるように、変動の振幅については、モデル計算結果と観測結果はおおよそ一致する。



第 1 図



第 2 図



第 3 図

牧野忠男、山本博聖、関口宏之、内藤一郎
立大、理

観測ロケット S-3 10-12号機(57年9月25日、18時15分)による中間圏オゾンの測定結果は58年度、宇宙観測シンポジウムで報告した。

この結果より推定される中間圏微量成分の高度分布を一次元酸素水素大気モデルで計算したのどその結果を報告する。

化学反応の係数は最近のJPLで集めたものを、大気の湿度分布等はCIRA'72を用いた。拡散係数はMoreels et alの採用したものを用いた。

得られたオゾン分布と観測値をカー図に示す。オ=図に水蒸気の分布を示す。

中間圏における最近の微量成分の計算はAllen et al ('84年)によるものがあつた。彼等の結果と異なる点は

- ① 拡散係数は彼等が用いているものよりMoreels et alによるものの方が我々の測定に合う。
- ② 高度70~90 kmのH₂Oの存在量は彼等によるものより少い(オ=図)

Reference

Moreels et al, *J. atm. terr. Phys.*,

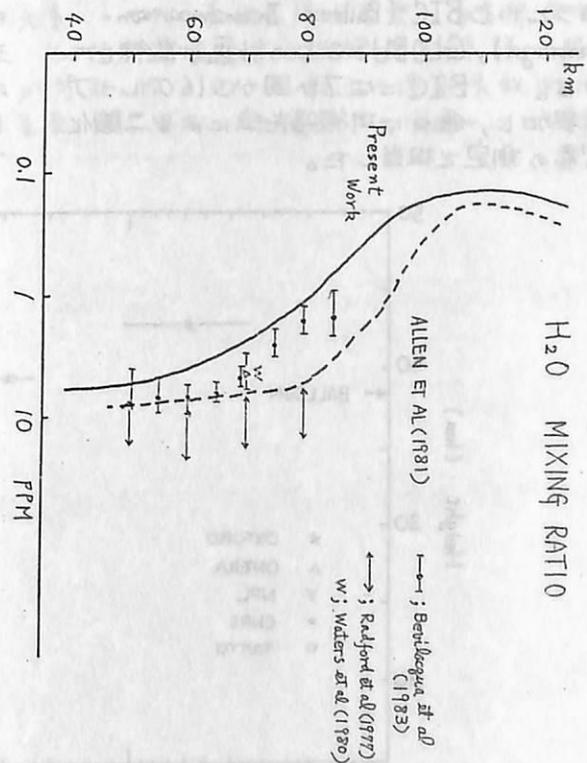
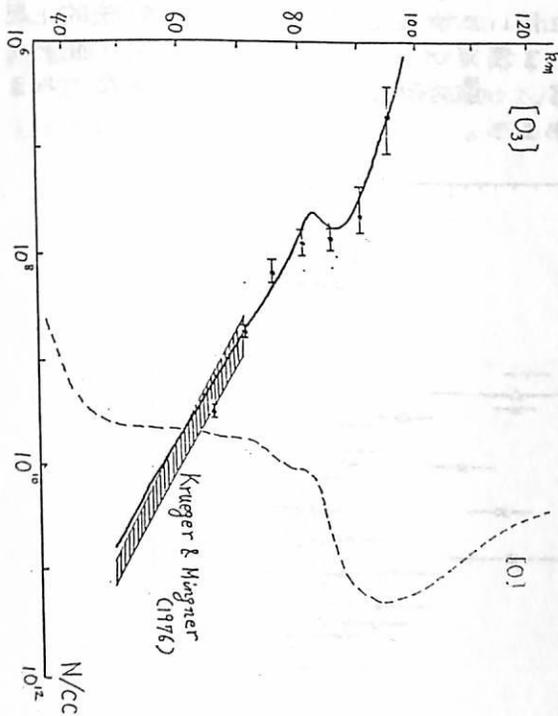
39, 551, '77

Allen et al, *J. Geophys. Res.*,

89, 484, '84

オ = 図

オ = 図



岩上直幹・小川利紘 (東大理)

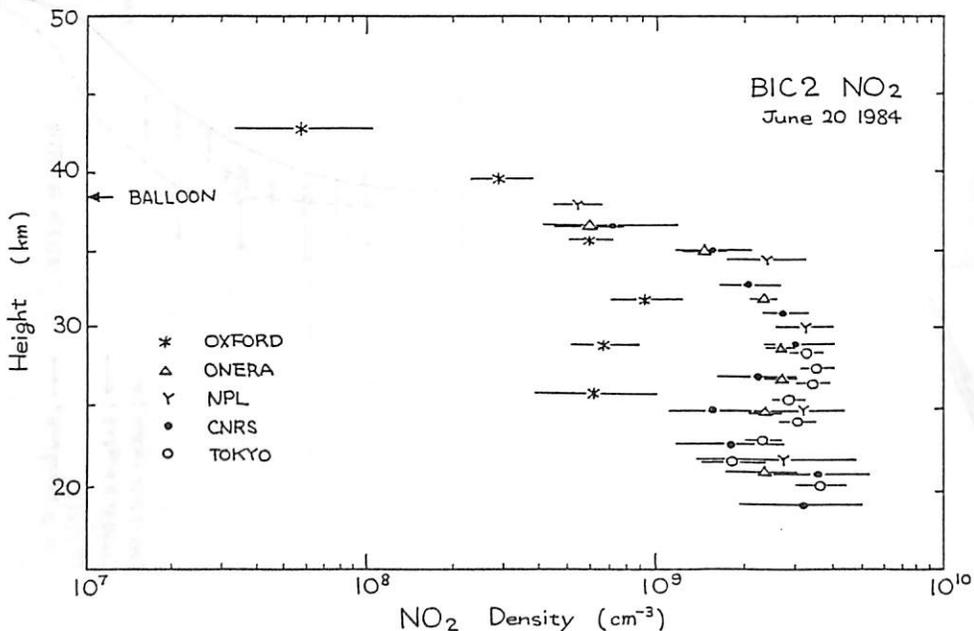
人間が大気中に排出する各種汚染気体(窒素酸化物・フロンなど)が成層圏のオゾン層を破壊し、ひいては地上の生態系に影響を及ぼす可能性は1970年代に指摘され盛んに議論されてきた。しかし1980年代にはいっても明確な結論は得られず、逆に現在の成層圏光化学モデルの精度を向上させる必要性が認識されるようになった。そのためにはオゾンの光化学反応に参与する各種微量成分の正確な測定データが必要である。しかしこれまでのように、様々な条件(季節・経度・地方時)下で様々な方法で測定したデータに頼ってはいかなる精度の向上は望めない。そこで各種の測定器を集めて気球に乗せ、同一の気塊に対して同時測定を行ない、相互比較によって誤差の検定、過去のデータの校正を行なおうというBIC(Balloon Intercomparison Campaign), GLOBUSなどの計画が進行している。BICには7か国から16グループが参加し、我々は可視吸光法による二酸化窒素の測定を担当した。

実験は1982年9-10月および1983年6月米テキサス州で行なわれた。各種のトラブルのため全測器の同時測定は実現しなかったが、比較用データはいずれのグループも十分得ることができた。

比較検討作業はNO₂, HNO₃, HF, HCl, H₂O, O₃ について行われている。NO₂ 測定の比較状況を下図に示す。測定波長域・方法は以下の通り。

東京大学	可視吸光	回折格子分光器
AES (加)	可視吸光	回折格子分光器
CNRS (仏)	可視吸光	回折格子分光器
NPL (英)	赤外発光	回折格子分光器
ONERA (仏)	赤外吸光	グリル 分光器
OXFORD (英)	赤外発光	圧力変調放射計

OXFORDの結果が他には比較して小さすぎるようにみえることを除けば、結果の一致はかなり良い。とこころほとんど同一の方法を用いた我々とCNRSの間に系統的と思われる差異がみつきり、現在検討を進めている。最終結果は1985年中に発表されるであろう。



の宇宙際恒星時日変化

石田長雄 長島一男 森 寛 森下伊三男
 福島大教 名大理 信大理 坂草寅夫

以前、私共は、1958~1979年の期間について、宇宙際中性子電磁波により観測された 620 station-years を用いて、恒星時日変化の解析結果を報告した (Nagashima et al., 1983)。

今回前と同じ解析方法で、1974~1977年の 134 station-years の data と加え解析結果を報告する。1961~1978 を 2 つの期間に分割した (太陽の polar magnetic field polarity による。即ち 1961~1969: negative period, 1970~1978: positive period)。Fig. 1 に 2 つの期間の N と S にある station の平均の恒星時日変化を示した。

SIDEREAL DIURNAL VARIATIONS FOR TWO PERIODS

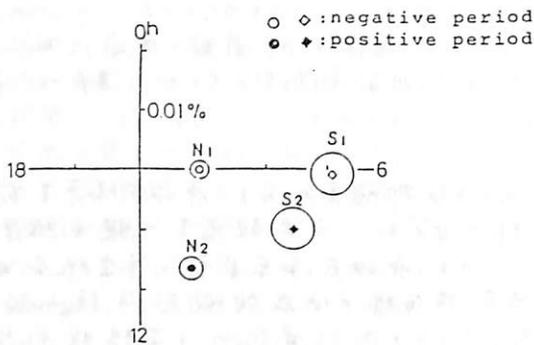


Fig. 1 Averaged sidereal diurnal variations for N and S for two periods; open circles with figure 1 for negative period (1961-1969) and solid circles with figure 2 for positive period (1970-1978).

Ref. Nagashima, K., et al., Planet., Space Sci., 31, 1269 (1983)

た。

宇宙際中性子の data (Fig. 2 に示した。

Tokyo の 1970 ~ 1976 年の期間では

1973 ~ 1974

1974 ~ 1975.3

1975.3 ~ 1976.2

の 3 期間で顕著な反時計まわりの太陽時日変化が観測されていることから、これらについての解析結果についても報告する。

以上

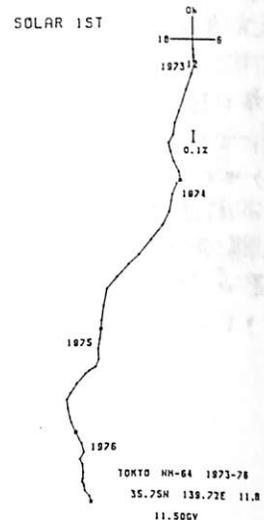


Fig. 2

安江新一, 警坂修二, 森 寛 (信大理)

松代宇宙線地下観測所 (深さ 220 m.w.e.) では、1980 年 8 月より観測を開始し、以後順調にデータが蓄積されてきた。今回は、その中で深い地下における month to month の宇宙線強度変化について取扱う。

図は鉛直成分 (V 成分) の月平均値を 1981~1983 の 3 年間にわたって示してある (実線)。この図について考察する。

(1) 松代では、顕著な半年周期の強度変化が見られた。

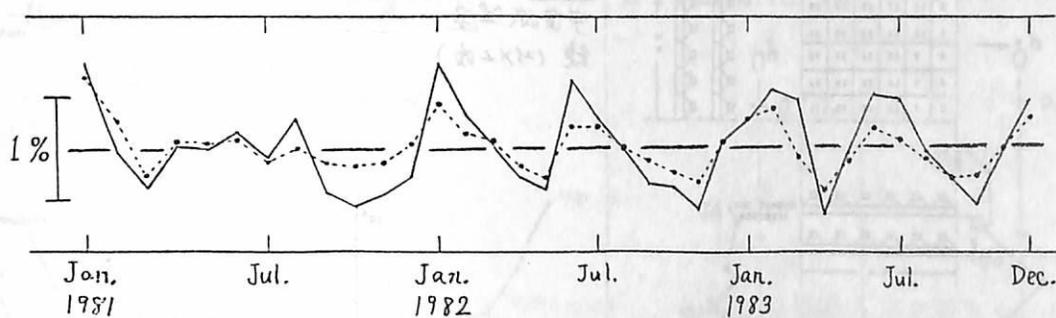
(2) これは地表や浅い地下 (三郷, 坂下) の観測では認められず、そこではむしろ 1 年周期変化が卓越している。

(3) (2) の 1 年周期変化は、古くから、季節の夏と冬における muon decay の違いによる "気温効果" として説明されている。

我々は、(1) の半年周期変化も、気温効果によるものとして説明を試みる。すなわち、

(4) 高エネルギー muon に対しては、気温効果は主として大気上层部の気温変動による。一方、大気気温の変動は、大気上层部の成層圏と対流圏との間に、「負相関」の関係がある。これらが組合わされて「半年周期」が現われる可能性があると考えられる。

気温効果係数の理論値 (Sagisaka et al) と、輪島の高层気温データを用いて、気温効果理論値を計算し、その結果を点線で示す。—— 期待値が観測値と良く一致し、観測された上記半年周期変化は、気温効果で説明できることが結論された。



宇宙線強度変化 (実線: 松代地下観測, 点線: 気温効果期待値)

深い地下(新松代—象山: 220 mwe の深さ)に

おける宇宙線強度変化の観測

森 覚 安江 新一 鷺坂 修二 茅野 基 赤羽 重信 樋口 俊彦
尾崎 牧人 (信大理) - 之瀬 匡興 (信大 教養)

信大では、1980年8月以来、松代地震観測所内の一地下室(220 mwe の深さ)で、宇宙線強度変化を観測してあり、いくつかの興味ある結果を得てゐる。例之は、今回の東北他への報告も、その一つである。

それとは別に、新しく、新松代観測所(象山: 220 mwe の深さ)が完成し、1984年3月より、観測を開始したので、その概略について報告する。

(1) 象山地下観測所 (図1参照)。

長野市松代町西条象山地籍にあり、専用に拡張された地下観測所は、床面積 10×10 m² で、現在 25×2 層の、各 1 m² のプラスチックシールドの、宇宙線望遠鏡を形づくっている(図2参照)。

(2) 宇宙線検出器

各検出器は旧松代と同じく、双管の光電子増倍管をもち、S/N比を高めてゐる(図3参照)。

(3) 観測

観測は1984年3月22日より順調に始められており、図4に特性を示す。



図1 象山

ARRANGEMENT OF COSMIC RAY DETECTORS AND THEIR NUMBERING

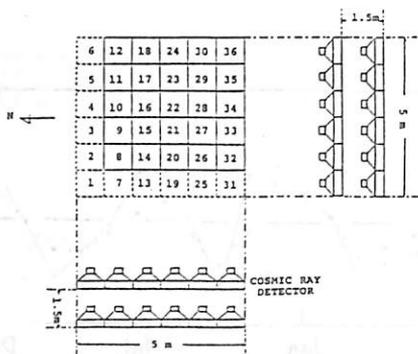


図2 宇宙線望遠鏡 (25×2層)

Characteristics of Matsumuro underground cosmic ray telescope

Component telescope	Direction of viewing Zenith(°)	Azimuth(°)*	Counting-rates(/hr)	Barometric Coeff. (/mb)
V	0	0	20,000	
N	34	0	9,000	
S	-	180	7,500	
E	-	90	9,600	
W	-	270	13,700	
NE	43	45	4,800	
SE	-	135	4,600	
NW	-	315	6,600	
SW	-	225	5,600	
N2	53	0	6,000	
S2	-	180	3,900	
E2	-	90	6,200	
W2	-	270	8,700	
N3	63	0	1,600	
S3	-	180	1,000	
E3	-	90	1,700	
W3	-	270	2,500	
UT	-	-	144,000	
LT	0	-	138,000	
UV(UT LT)	0	0	87,000	

*measured from North eastwardly

図4 特性

H.V. CHARACTERISTICS

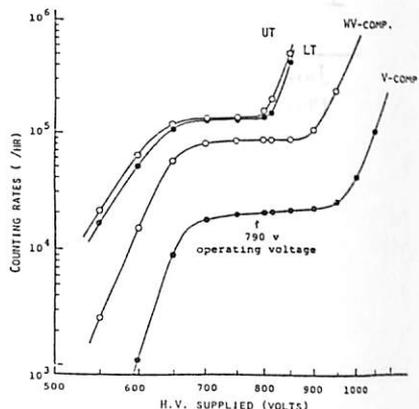


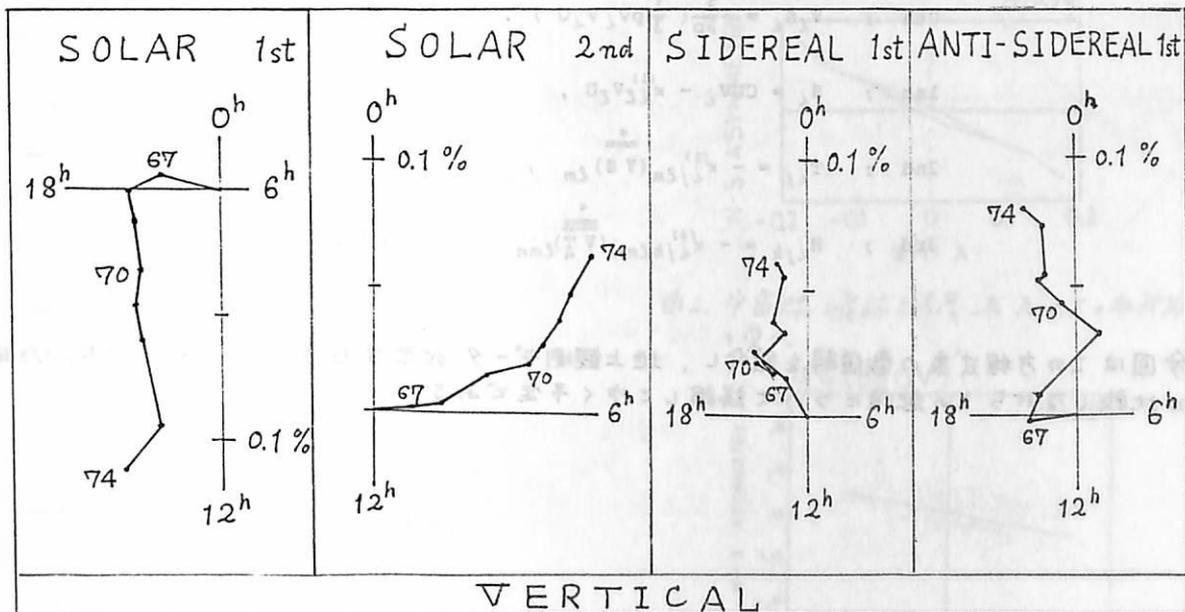
図3 高電圧特性

赤田雅美, 奥谷晶子, 今井加代, 今井 喬, 高橋一博
西 克夫, 加藤 博 (理化学研究所)

武山(地下54mwe水相当)における宇宙線の観測は1967年9月に村上一昭氏らによって始められた。1981年9月に中止し、9m²を16m²にし、1982年6月に再開した。さらに1983年9月から新しい電送方式に変え、現在にいたっている。

最近全データを整理しなおし、不完全な観測値を捨てた。こうして改めて、月ごとの日変化を求めた。さらに年平均の太陽時(SOL)、恒星時(SID)、反恒星時(ASI)の日変化を得た。1, 1/2, 1/3, 1/4日周期が出された。鉛直成分(V)のほか、天頂角30°の斜成分(N, S, E, W)も加えた。下図はVの1967-74年の図である。太陽時1日周期がはじめ18時方向であったものが12時方向にまわる22年変化の一部を示している。図示してないが1980年代には再び18時の方に遅れつつある。

下図を全期間について示すとともに、斜成分の数年平均についても表し、日本における他の中子資料との比較を行う。



惑星間空間における銀河宇宙線の三次元異方性と
その起源について

長島-男, 宗像-起 (名古屋)

銀河宇宙線の三次元異方性は, 粒子の分布函数 $F(r, p, t)$ を

$$\begin{aligned}
 F(r, p, t) = & \frac{1}{4\pi p^2} U(r, p, t) \\
 & + \frac{3}{4\pi v p^2} S(r, p, t) \cdot e_p \\
 & + \frac{15}{8\pi v^2 p^2} T(r, p, t) : (e_p e_p) \\
 & + \frac{35}{8\pi v^3 p^2} H(r, p, t) : (e_p e_p e_p), \quad (1)
 \end{aligned}$$

のように展開したときの第二項以下で与えられる。

我々は $F(r, p, t)$ に対する Boltzman 方程式,

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial F}{\partial r} + \{ZeE + Ze(v \times B)\} \cdot \frac{\partial F}{\partial p} = \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{coll}, \quad (2)$$

から出発して, (1)式の U, S, T, H に対する次の様な方程式系を導いた。

$$\begin{aligned}
 0th & ; \quad \nabla_i S_i = -\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{3} p v_i \nabla_i U \right), \\
 1st & ; \quad S_i = CUV_i - \kappa_{i\ell}^{(1)} \nabla_\ell U, \\
 2nd & ; \quad T_{ij} = -\kappa_{ij\ell m}^{(2)} \frac{\partial}{\partial p} (\nabla S)_\ell m, \\
 3rd & ; \quad H_{ijk} = -\kappa_{ijk\ell mn}^{(3)} \frac{\partial}{\partial p} (\nabla T)_{\ell mn} \quad (3)
 \end{aligned}$$

今回はこの方程式系の数値解を紹介し, 地上観測データが示す日変化(1日, 1/2日, 1/3日)と比較しながらその起源について議論してゆく予定である。

宗像義教 柴田祥一
(中部大・工) (名大・理)

宇宙線の南北非対称の大きさは、地球近傍の太陽風の速度 (v) と IMF のニュートラルシートと地球の角距離 (λ) の両方に依存している。

一方、 v と λ も互いに相関を許す。南北非対称性の大きさの変動の原因は、そのどちらかに決めることは困難である。

太陽風の速度にこの非対称性の大きさを変動は、太陽風による宇宙線の radial density gradient の変動によるものと考えられ、ニュートラルシートの位置による変動はニュートラルシートの南北方向に宇宙線の密度勾配があるか、もしくは宇宙線の経路がニュートラルシートに果すかどうかによる。図1。今後者の立場に立ち、radial density gradient だけを考えると、図2. に示すように、図3の観測事実を説明することができる。

図3の観測事実とは、太陽風の速度の入位相性を考慮し、太陽風の速度変化に伴う非対称性の変化を定量的に示す。依然として、結論は不明である。

今回はニュートラルシート南北の密度変化による宇宙線の南北非対称性の大きさの変動とニュートラルシートと地球との角距離の関数について、その相関性を検討する。

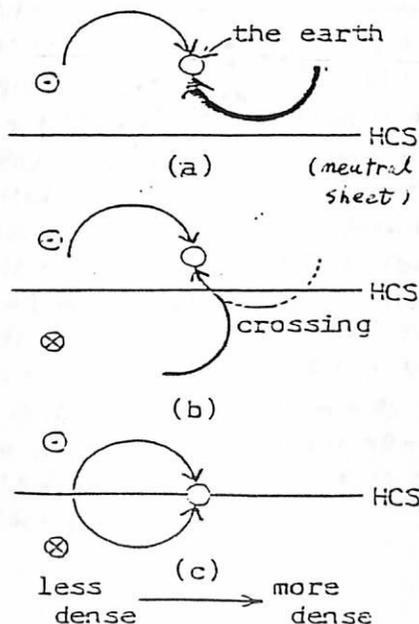


図1. ニュートラルシートに与る経路の変化模式図。

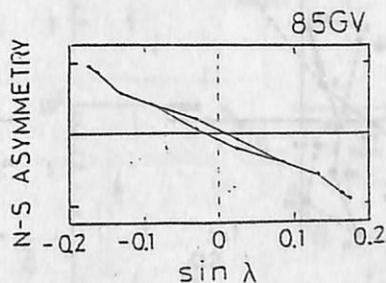


図2. 宇宙線11径線と速度と λ による非対称性の変化

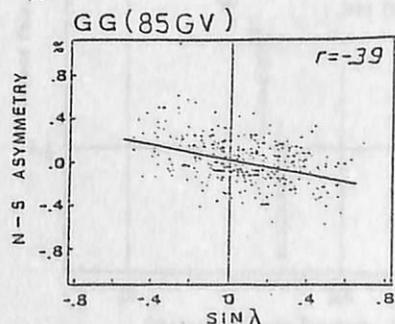


図3. λ による非対称性の変化 (観測値)

じる IMF 極性依存型異方性

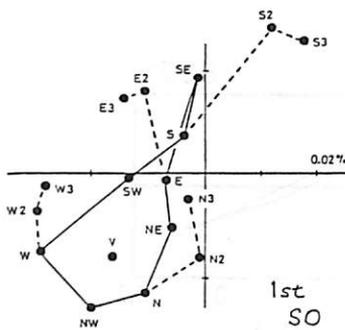
長島一男、宗像一和、龍岡亮二
名大屋大・理.

惑星間空間磁場 (IMF) の極性依存性を示す宇宙線の 1 次異方性は、Swinson による 2 軸型方向の宇宙線密度勾配から作られる黄道面に垂直な流れが生じるということが示され、以来、多くの研究が成された。最近の長島・宗像による対流-拡散理論に基づく宇宙線の三次元異方性に関する研究の成果は、この IMF 極性依存型の異方性と高次成分 (2 次、3 次) が存在するを示唆している。

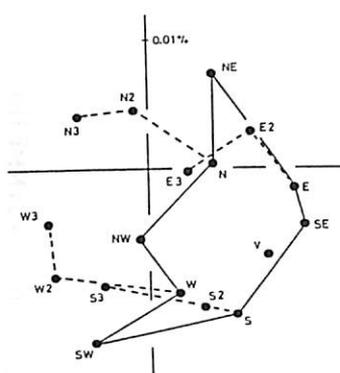
彼らによれば、異方性は従来考えられていたビッチ角だけによる一軸周りの完全回転対称な分布関数で表現されるのではなく、更に太陽磁気圏の状態と拡散パラメータと強く依存したものである。

ここでは、この IMF 極性依存型の異方性の性質と、それに伴う日変化の特性について述べる。更に、太陽時日変化 (一之瀬・長島)、恒星時半日変化とこの名大屋の観測との比較を行い、この種の異方性の存在の妥当性について示す。

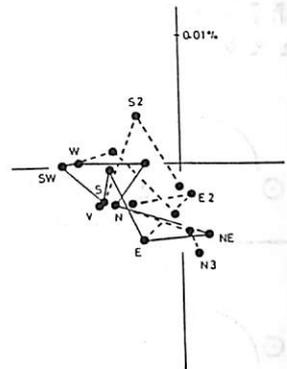
宗像・長島 Int. Symposium on Cosmic Ray Modulation in Heliosphere, Morioka. (1984).
一之瀬・長島 " " " (1984).



1st SO



2nd SI 1/2



AS 1/2

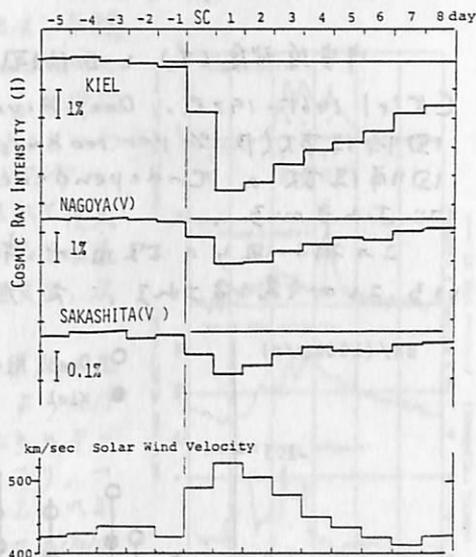
柳原志津子, 宗像一起, 長島一男 (石大理)

Neutron から 地下 muon までの広い rigidity range (10 ~ 600 GV) の宇宙線のデータを用いて、Forbush Decrease (Fd) の rigidity spectrum を求める。

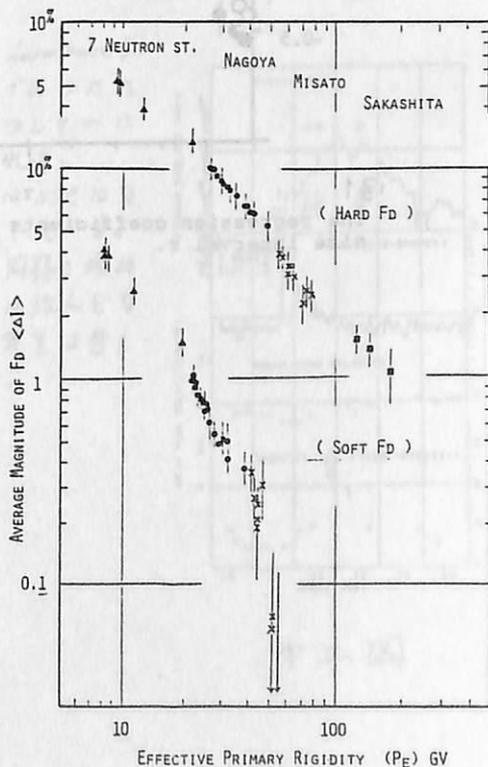
解析は 3 所の neutron monitor station (median primary rigidity $P_m = 21 \sim 35$ GV), Nagoya meson telescope 17 component (60 ~ 119 GV), Misato 34 mwe 9 component (145 ~ 209 GV) および Sakashita 80 mwe 3 component (330 ~ 567 GV) のデータについて、期間 Feb. 1778 ~ Feb. 1983 の 5 年間に観測された 38 例の Fds について行われた。

第 1 図に SC の起った日と E 指数として、代表的な 3 所の station について 38 例の Fd を集計した結果を示す。この図から -5d ~ -2d はほぼ level intensity を示し、SC と同時に intensity が減少を始める +1d の minimum, +2d より徐々に回復して行く様子が見られる。そこで宇宙線強度減少量 (ΔI) は -3d からの差をとることにより求めることにした。第 1 図の Sakashita (V) の ΔI は +1d の時 $\sim 0.15\%$ を示しているが、10 々の Fd では ΔI の値が統計的に有意ではない event もある。このうち Small scale の 15 event を "Soft Fd" と呼び、他の 23 event を "Hard Fd" と呼ぶことにした。これら 2 つのグループの Fd の rigidity dependence を第 2 図に示す。縦軸の ΔI の値は +1d の値であり、横軸の Effective Primary Rigidity (PE) は、各 component の response function に best-fitted rigidity spectrum をかけて求めた値である。その best-fit の spectral form は、最小二乗法により決められる。この場合は Power-exponential type [$\Delta I \propto P^{-\gamma} \exp(-P/P_0)$; Hard Fd に対しては $\gamma = 0.91, P_0 = 489$ GV, Soft Fd に対しては $\gamma = 1.01, P_0 = 67$ GV] の χ^2 の最小とされた。

今回は、この spectrum の形、即ち γ, P_0 の値が、Fd の start の日 (SC) から順に +1 --- +5d までのように変化して行くかについて報告する予定である。



第 1 図



第 2 図

藤本和秀 * 小島浩司、村上昭
及木理 * 石保衛夫

宇宙線強度 (I) と太陽風速度 (V) との相関 E Neutron monitor data (Kiel 1965-1978, Deep River 1965-1976) を用いて.

回歸係数 (β % per 100 km/s) は time interval (τ) に依存し、その回歸係数の τ -dependence は全期間の平均として $\tau = 27$ day を用いた。

この結果より a 理由から宇宙線の mean free path と密接に関係していることが議論された。また太陽活動依存性については別項を参照。

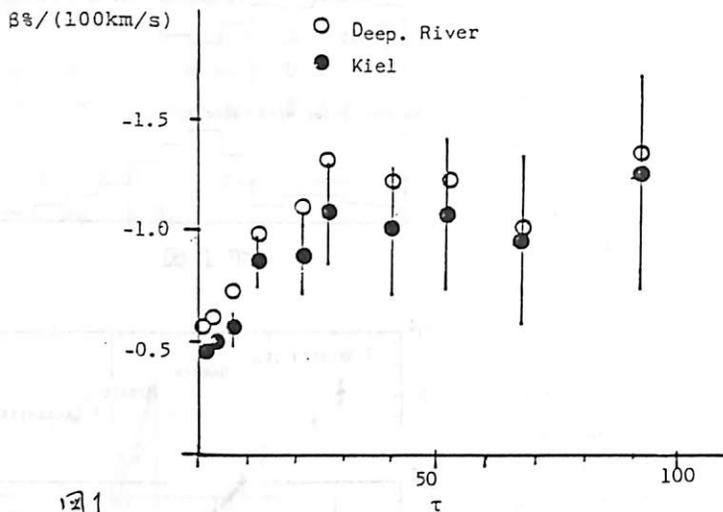


図1

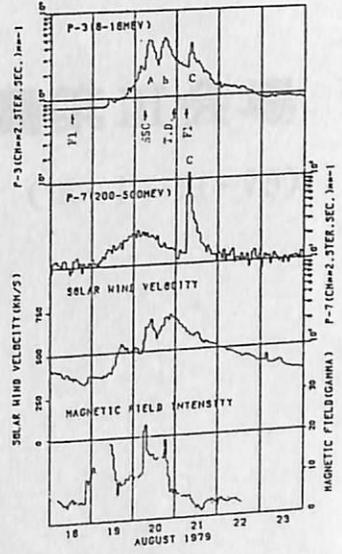
The regression coefficients as a function of the time interval τ .

ひまわりで観測された Energetic Storm Particles.

須田友重, 和田雅美, 河野毅
 気象研 理研 理研

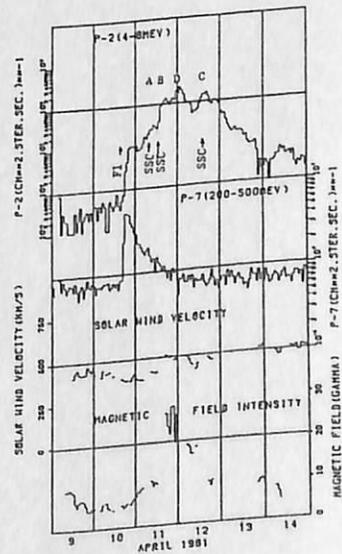
恒星高度での1~数10MeV/mのParticlesの増加は、太陽面爆発(フレア)で発生するだけでなく、惑星間でのshock waveに伴って数時間に亘り上昇を示すことがある。これらは地磁気急始嵐に伴はれることが多く、Energetic Storm Particlesといわれている(Bryant et al. 1962)。生成機構として(1)フレアで発生した粒子が同時に発生したshock waveに捕獲されて飛来した、(2)shock waveが惑星間空間で伝播中にparticleを加速した、(3)磁気圏内の放射線帯の粒子が加速されることが、位置がわかれた。等が考えられる。

第一図は1979年8月の現象で、18日1422 UTに東端で生じたフレアによる粒子が高エネルギーのP-7でみえるように19日になって中つくり上昇している。それに比べ低エネルギーのP-3では(A),(B)にみえるような複雑な変動をみせており、フレアでの加速・惑星間空間での拡散以外の原因が考えられる。(C)は21日0550 UTにW40°のフレアから直接飛来したparticleである。(A),(B)に対応して図の下2段に示した太陽風速度、惑星間磁場も夫々変動を示しており非常に強い関連をもっている。



第一図

第二図は1981年4月の例で10日1642 UTにimportance 3のフレアから生じたもので、36°Wのフレア位置であったため速い伝播をしている。にもかかわらずP-7の典型的なフレアによる粒子線現象に比べP-2での複雑な変動がみられる。(A),(B),(C)には夫々SSCが対応している。(D)にはSSCはないが、惑星間空間での磁場は下段にみえるように擾乱している。第一図の現象では、ISEE-3での磁気圏外でも同様の増加が観測されて居り、又どこの場合にも放射線帯には殆んどないアルファ粒子の増加がみられ、磁気圏内での発生は考えにくい。上記(1),(2)の原因等について議論する。



第二図

■ 第三会场

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-75)

黒潮の蛇行に伴った三宅島の全磁力変化

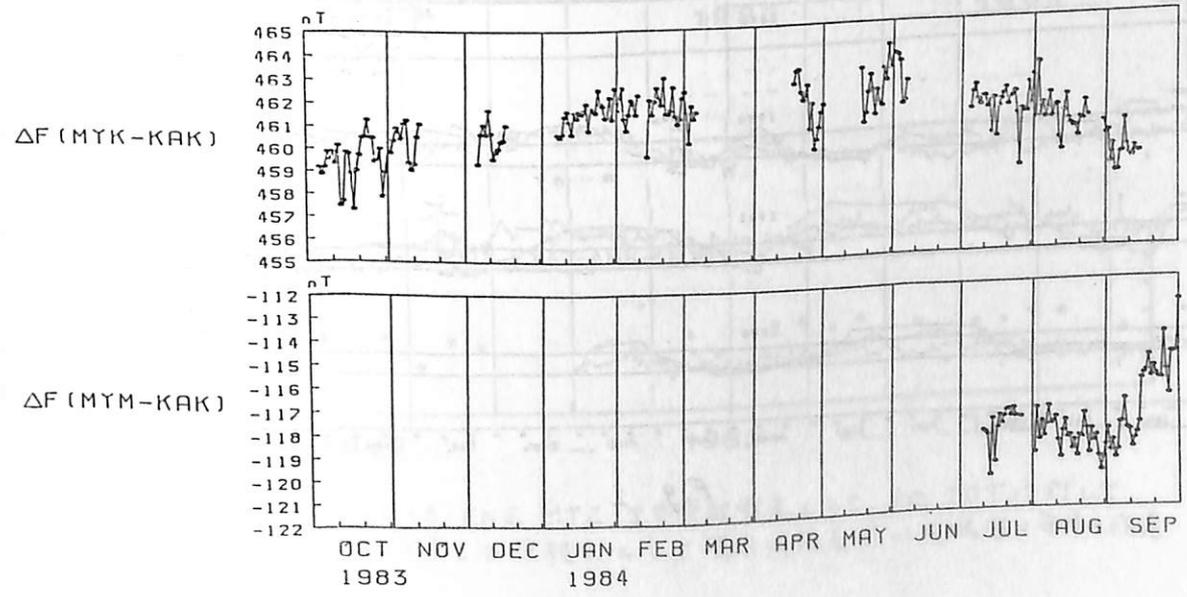
中川 一 部 地 震 井 研 洋 一 歌 田 久 司 ・ 石 川 良 宣 ・ 小 山 茂
東 京 大 学 地 震 研 究 所

ロフトに、M同様な山
ブ年口部。部りをは
で、北内よれ事れは
点8も。れ頃こた旬
地9にらめ山月、つ、中た
た1)あ認め、5しまりえ
し、Mでがに年もしおは考
示たY図が加う。てては
でまM2増よ8たししMと
K。(第のた9っ却少Y化
Yる部、度し1ま冷減M変
Mい南が、吉、しはに、の
のて島の程報して域様た原
図っ、たTでかっ領同ま起
1なてしnでかっ領同ま起
第二的示4nでかっ領同ま起
、お目をで4nでかっ領同ま起
後をる録開のる態でYなが月島たにでい頃及一か位い
火測べ記り月春れ伏年Mかれ8諸し頃原て句Kと句のて
噴親調の54明後かてが、4伊変この通月M時月主応
島統をら約8説直ずM明れ8、く度さを7、少9流対
宅連移れ後9て火わY説ら9りき丁が海年り減年海に
三力透こ火1っ噴、Mは見1ま大は毛近よおの4、時
月磁的。噴、よ、ばのてが、収が加ナ島8て力8はる
0全熱たははにしえ部っ加ばが置増イ宅9っ9加通
1るのしでて大少ま南よ増れ行位力々三1か全1増を
年よ部置たい減減し、にるよ蛇の磁流。、さる、な傍
4に内設Yつのびてか却えにの軸全海るは遠けた激近た
8計体をMに域再しる冷越報潮主の、れ流らおま急極た
9力山計る化領は積このを速黒流でりら北かに。ののし
1磁り力す変磁で解と部T洋り海Mおえ南島Mる力島明
ト月ン位このY様る体る頃てMしと潮三Mて全三が



第 1 図

第 2 図



植田義夫* 東昇** 大久保彦一**

* 水路部 ** 八丈水路観測所

八丈島での全磁気夜間値の変動については、他の観測所と比較し、不規則な変動の生じることが地磁気予知連絡会等で報告されている。今回、このような異常変化の原因について調査するため、八丈島での全磁気値、及び三成分の観測結果と他の観測所との比較を行った。そして黒潮変動による地磁気変化を求めた上で、その相関を報告する。

1. 1978年2月から1982年12月までの全磁気値、Z成分、H成分、D成分の月平均値の比較では、1980年6、7月以降に異常変化がみられ、特にZ成分では、11丈の値が栢岡と相対的に10nT程度の減少が顕著である。H、D成分については、その異常変化は数nTと小さいが、その異常変化はZ、Fと互に相関を示している。定性的には、Zの減少、永年ベクトルの南東方向への変化（北東）、この間の異常変化を説明できようである。
2. 第1図は1979年1月から1982年12月までのZ成分の月平均値の相対的変化（栢岡に対する）と、八丈島周辺の黒潮流軸の夜間値を示したものである。この図からは、黒潮流軸の変化と八丈島のZ成分の変化が、有意な相関があることがわかる。

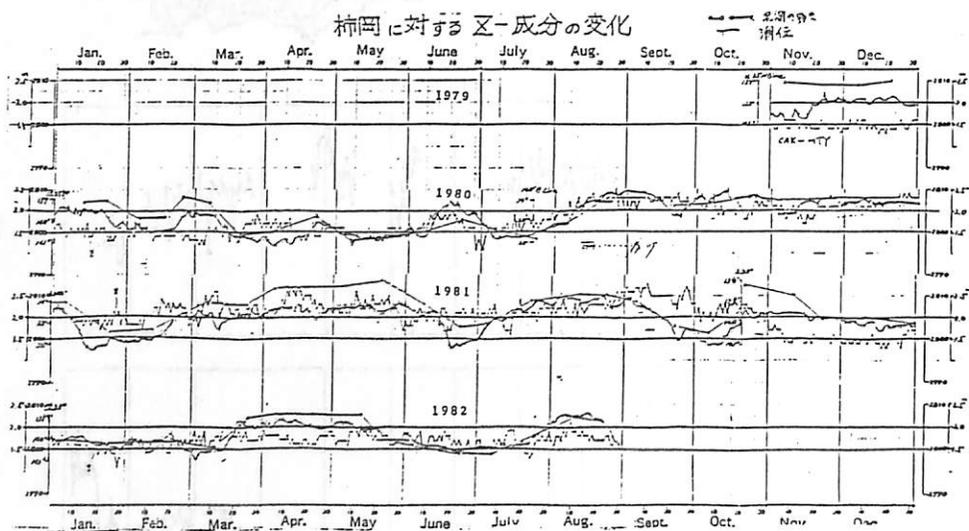


Fig. 1

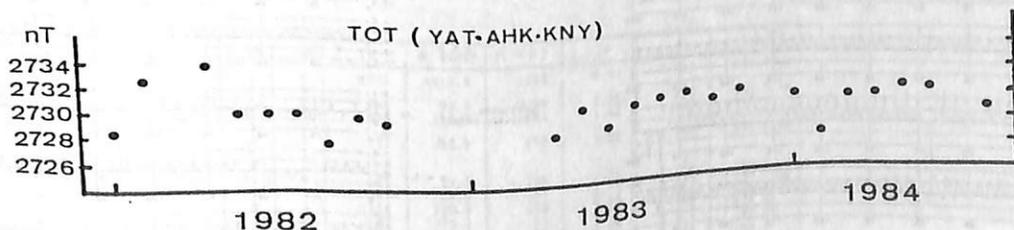
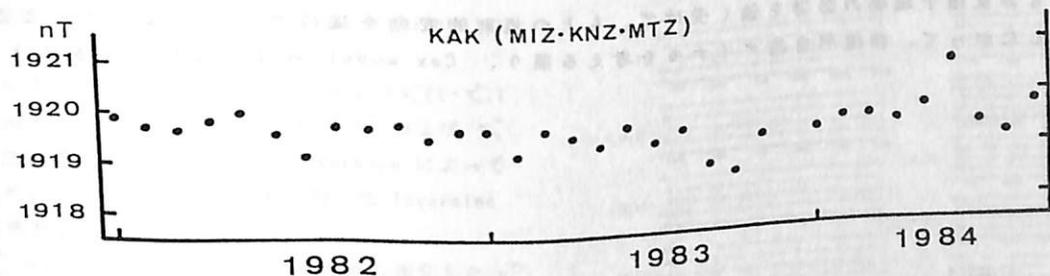
土井 恵治・山口 覚・佐友則 考
 (京大理) (神戸自然科学) (京大教養)

全磁力夜間値を用いた永年変化解析に以前、重回帰法を適用する試みを行った(山口・佐友(1983))。これは、磁気ノイズ除去のための2地奥間の全磁力値重差法を拡張したものである。すなわち、磁気ノイズに含まれる地磁気湾型変化やD_{st}変化を同時に除去するには複数個の観測点の観測値の一次結合が必要であると考へたのである。特に、日本地域ではC/A異常が複雑であるから、これら異常特性を考慮に入れた観測点の組合せを探ることが望ましい。前の結果では、例えば鳥取を主観測点とする場合は、阿蘇、鹿屋、八ヶ岳を参照点とし、また、神岡を主観測点とする

場合は、鹿野山、松崎、木沢を参照点とする組合せが最適であることが分った。ここでは、他の観測点についても、それぞれ最適組合せを求めると、おおよそ一次結合の係数の安定性を調べた。図は、以前(1981年)の解析に用いた係数が、1982年以降も有効かを確かめるため、同じ係数を月平均値データに適用して永年変化を調べたものである。神岡の場合は好結果が得られたが、鳥取の場合は問題があるようである。更に詳しい解析を、地磁気データベースを利用して行う。

参考文献

山口覚・佐友則考(1983)全磁力永年変化解析への重回帰法の応用。又十九地学第18号、45~57



KAKに対して[MIZ·KNZ·MTZ]を参照観測点として、またTOTに対して[YAT·AHK·KNY]を参照観測点として重回帰法を用いた場合の毎月の残差

非双極子磁場の摂動による
双極子磁場逆転のモデル

本歳親守，清水 誠

東工大理

地球磁場逆転モデルで有名なものに Cox のモデルがある。つまり、通常、双極子磁場はある極性を保ったまま規則的変動を続けているが、ランダムに変動する非双極子磁場の影響を受けて、双極子軸方向の成分の和が符号を変えるときに逆転を起こし、その後は逆転時の極性を保ったまま、規則的変動を続けるというものである。このようなメカニズムを結合円板ダイナモを用いて調べようというのが、本稿の主旨である。

ある極性を保ったまま規則的に変動する双極子磁場としては、Bullard model でまことにうまく表現できる。非双極子磁場としては、Lebovitz model を採用する。非双極子磁場のランダムな性質はこのモデルでよく表現できていると思われる。非双極子磁場の摂動を受けた Bullard model は

$$\begin{aligned} \dot{x} + \mu x &= \mu(x + \Delta x) \\ \dot{y} &= 1 - x(x + \Delta x) \end{aligned}$$

と表される。 Δx が Cox のモデルにおける非双極子磁場にあたる。今の場合、Lebovitz model ($N=5$) より得られた系全体の磁場を用いることにする。

図1は、摂動がない場合の Bullard model と $\mu=1$ の場合の Δx 、および摂動 Δx を受けた Bullard model を示す。同様に、 $\mu=1, 2, 5, 10$ の場合の Bullard model を図2に示した。 μ が大きい程、摂動の影響を受けやすいことがわかる。これらの結果をみると、双極子磁場は無反転期においても非双極子磁場の影響を強く受けて、もとの規則的変動を維持できなくなっていることがわかる。したがって、非線形自励ダイナモを考える限り、Cox model の仮定は単純すぎるように思える。

図1

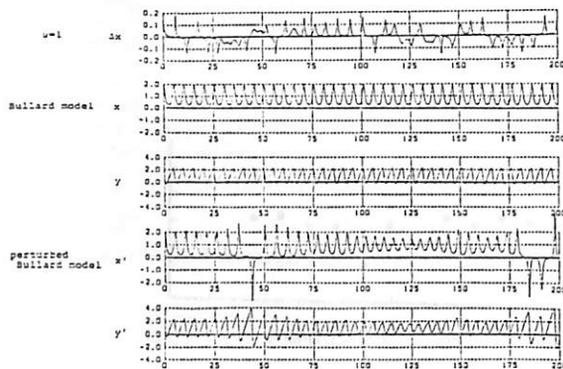
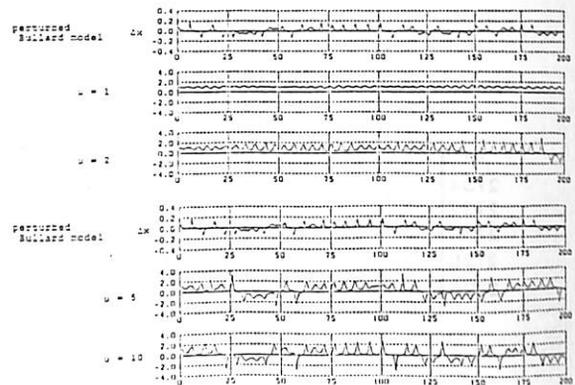


図2



清水 誠, 本蔵 義守
東工大理

昨年秋の学会において、結合円板ダイナモモデルを用いてガウス係数変動について論じた。そして、非双極子磁場の西方移動は、コアとマンツルの相対運動を考えず、いわば一種の dynamo wave として説明できるという可能性を指摘した。もちろん扱ったモデルは非常に簡単なものであり、上記可能性を結論として主張することはできない。

しかし、このような観点に立って、現実のデータを吟味することは意味あることと思われる。ガウス係数の永年変化および非双極子磁場の西方移動等については、すでに行武らによって詳しく調べられているが、ここでは Barraclough のまとめたデータを使って、ガウス係数の永年変化を調べることにする。

図1は、 $\phi_n^m = (1/m) \tan^{-1}(h_n^m/g_n^m)$ の永年変化を示している。ほとんどの場合、 ϕ_n^m は減少の傾向にあり、西方移動を示していることがわかる。この図において、1次式で近似した場合の直線の傾きから移動速度 v_n^m を求め、Yukutake & Tachinaka の式

$W_n^m = F_n^m \cos(m\phi + \phi_n^m) + K_n^m \cos m(\phi + v_n^m(t - \tau_n^m))$ に代入する。その上で、 F_n^m , ϕ_n^m , K_n^m および τ_n^m を独立変数として、これらを Inversion によって求めた。さらに v_n^m をも変数に加えた Inversion の結果を表1に示す。これらを

$C_n^m = ((g_n^m)^2 + (h_n^m)^2)^{1/2}$ の変動から推定した v_n^m と比較すると、 C_n^m 自体の脈動による影響が認められる。このことは、非双極子磁場の永年変化を考える場合、それ自体の脈動をも考慮しなければならないことを意味している。この結論は、前回論じたガウス係数変動モデルと矛盾しない。

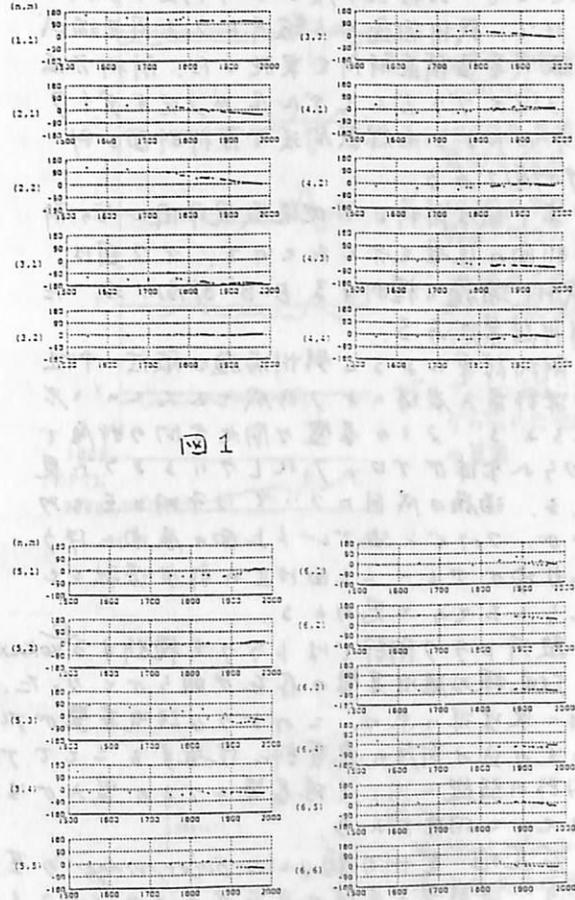


表 1

n	m	F (γ)	φ (deg)	K (γ)	τ	v	(ΔZ)
1	1	4333	-112.8	1955	4.44	0.350	625.9 ※
2	2	980	93.8	2190	2.25	0.255	481.9 ※
3	1	818	158.6	761	-1.40	0.033	2447.0
3	2						
3	3	277	-53.2	672	1.32	0.267	332.2 ※
4	1						
4	2						
4	3	167	72.7	105	-2.00	0.224	554.5
4	4	257	66.5	184	1.72	0.230	181.7 ※
5	1	156	128.5	158	0.98	-0.660	628.7
5	2	42	-75.3	54	0.37	1.070	449.3
5	3	49	140.4	53	1.06	0.265	127.0
5	4	88	100.4	32	0.89	0.238	249.1
5	5	195	-68.7	164	-1.60	0.091	108.8 ※
6	1	14	-84.0	40	-0.33	2.381	165.7
6	2						
6	3	27	40.8	47	0.09	0.533	433.8
6	4	32	100.5	14	0.49	0.711	90.2
6	5	40	-117.8	43	1.10	0.274	67.2
6	6	55	176.3	51	0.68	0.309	67.7 ※

深部構造

植田義夫* 登崎隆志* 兼子俊郎** 高橋満弥***
 海上保安庁水路部, ** 第三管区海上保安本部, *** 住友コンサルタント(株)

海上保安庁水路部では地震予知計画の一環として、昭和55年度から57年度の3年にかけて、銭州海嶺から駿河トラフ周辺海域の磁気基盤構造解析を実施した。解析方法は3次元プリズムモデル及び2次元ダイブモデルによる曲線照合法で解析断面は計19断面である。

第1回は解析した地磁気異常図とその解析断面の位置を示したもので、第2回は、銭州海嶺を横断するB-B'断面に沿った解析結果である。

解析結果によると銭州海嶺は酸性～中性の深部貫入岩体により形成されたものと考えられる。またその基盤は南北方向の断層で切り分け全体がブロック化しているように見える。海嶺の成因については不明な点が多いが、フィリピン海プレート上面の底曲に伴う張力場がプレート上面付近の部分溶融をもたらしたものと見られる。

駿河トラフ南部ではトラフを横断する^約40km×10kmの大型規模の磁気基盤の存在が明らかとなった。特に興味深いのは、このような磁気基盤がプレートの沈み込み角度の急変部に位置することによってプレート内部の弱線に沿って延長帯エグズの貫入が生じたことと相俟たれる。

石花垣・金州の瀬などのouter ridgeの基盤には、深部貫入岩体が存在するものと考えられる。これらのouter ridgeの延長にあたる丹沢隆起帯では石英閃緑岩が地表に露出しており、相模湾の沖ノ山垣にも同様の構造が相俟たれる。このようなouter-ridgeの深部構造は、その成因とフィリピン海プレート北縁部付近のテクトニクスを理解するうえで重要な示唆を与えてくれる。



Figure Geomagnetic total intensity anomalies offing of the Izu-Tokai district, central Japan (modified from Oshima et al., 1981).

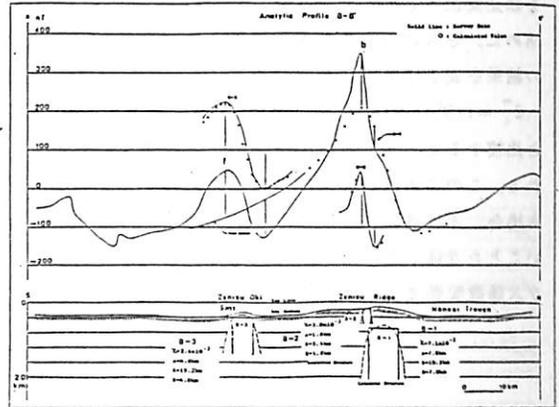


Fig. 2

沖繩トラフ中部域 (軸周辺) における 地磁気三成分異常

北原康夫・伊勢崎修弘・片尾浩
(神戸大・理)

沖繩トラフは現在拡大しつつあるといわれ、背弧拡大の機構を解明する上で重要な海盆である。DELP (国際リソスフェア探査開発計画) の一環として、1984年8月から9月にかけて沖繩本島北西の沖繩トラフにおいて、地震、ヒートフロー、ドレッジ、地磁気などの総合観測が行われた。当研究室は地磁気三成分測定を担当した。

調査海域のうち、トラフ軸 (図1, Line A) を横切る測線で大きな地磁気異常を観測した。その一例として図1のHH'のプロフィールを図2に示す。

軸周辺で磁気異常の見られる測線それぞれから、地下の磁気異常の原因となる物体の延びの方向を推定した。結果はN75°Eの方向に卓越していた。

また磁気異常が海洋底拡大に伴う地磁気縞模様によるものであるかどうかを判断するため、磁気異常の水平成分と鉛直成分の位相の関係を調べた。位相のずれは約90°であった。これは磁気異常の分布が縞状であることを支持するものである。

図2. 測線HH'の
プロフィール

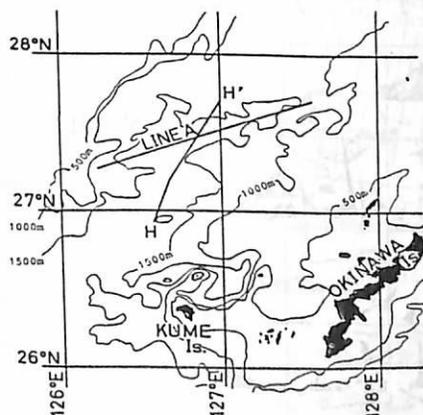
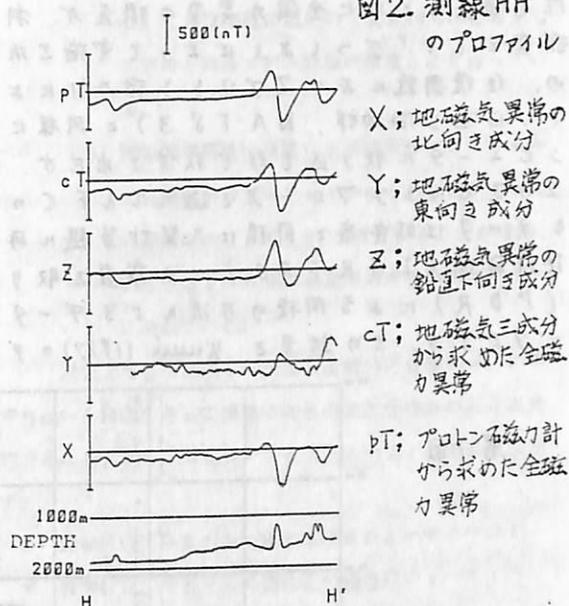
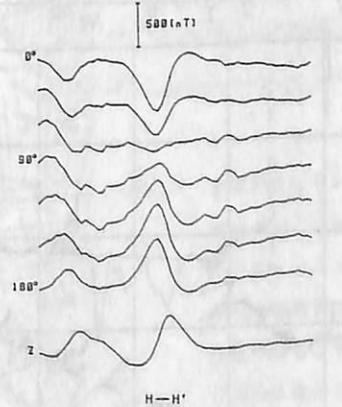


図1.
沖繩トラフ
中部域のト
ラフ軸 (Line
A) と測線
の一つ (HH').

図3.
測線HH'の中で
振巾の大きな異
常の見られる区間
について、異常の
水平成分を北から
時計回りに30°
おきの方向に投
影したもの。
Zは同一区間の
地磁気異常の鉛
直成分。

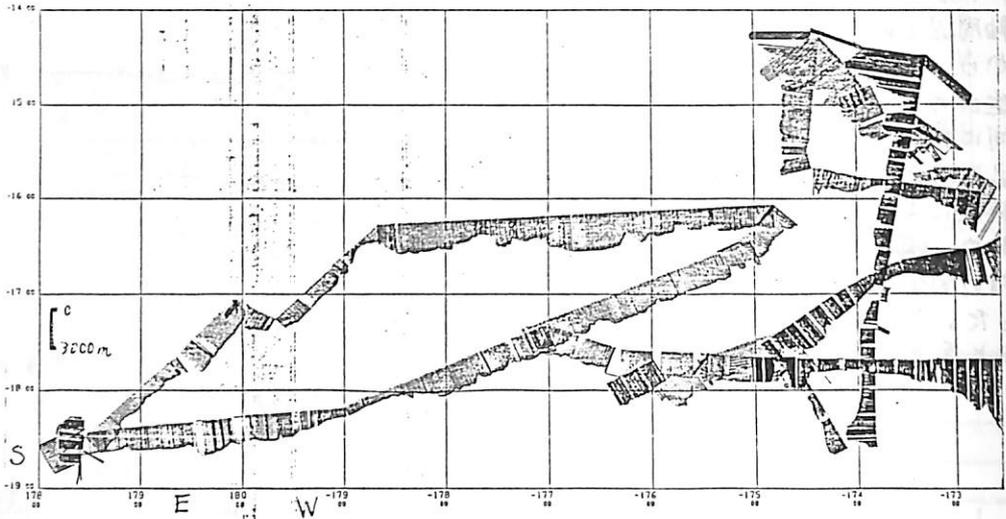


フィジートンガ航海における地磁気異常について (NAT 84)

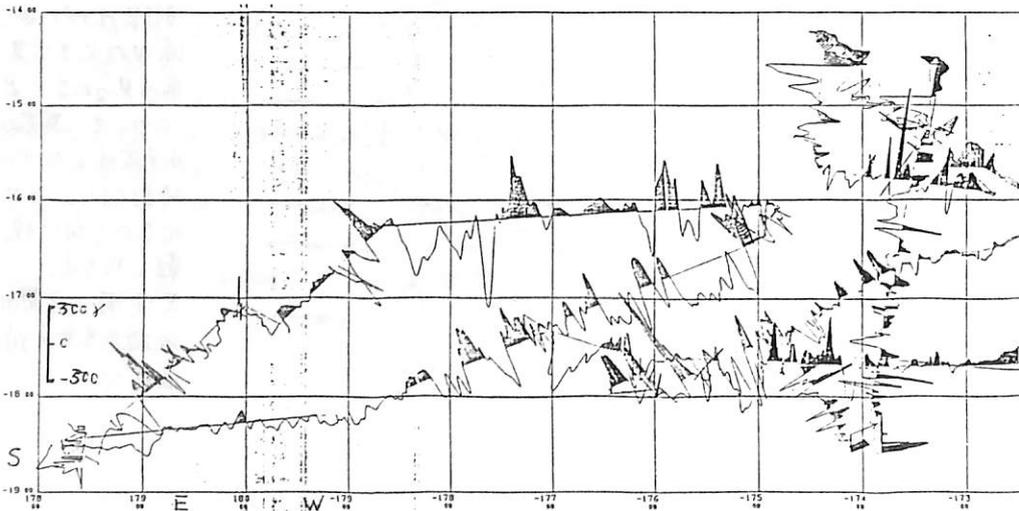
上 嶋 正 人 地 球 研 究 者 - 同
地 質 調 査 所

昭和59年、10-12月にフィジー、トンガ海域のマルチチャンネル音波探査、探泥調査とともに全磁気異常の調査が、科学技術庁の科学技術振興調整費による国際共同研究として「なつしま」によって実施された。その結果、フィジーからトンガへかけての、往復測線においてプロトン磁力計による全磁気値が得られた。データは昨午の航海(ソロモン海西部, NAT 83)と同様にプロトン磁力計からのBCD出力とマイクロコンピュータに取り込め形式で取得されたが、昨年度のHP 9835のかわりにBCD-RS 232Cインタフェースを通してNECのPC 8201にメモリ収録を行なった。デジタルデータは昨年度と同様に大型計算機に再収録して位置データと組み合わせ、国際標準地球磁場(IGRF 80)との残差を取り地磁気異常値とした。図1に精密音響測深機(PDR)による同様の方法によるデータを示し、図2に地磁気異常値のプロファイルデータを示す。この結果をWessel (1977)のデータと解状と比べて検討する。

第1図



第2図



松原由和 伊勢崎修弘 友田好文 庄司達人
 神戸大自然 神戸大理 東大海洋研

1982年11月から1983年2月にかけて東大海洋研の白鳳丸KH82-5次航海で地磁気3成分測定を行った。今回は図1に示した北東太平洋の測線で得られた結果について報告する。この地域は典型的な地磁気縞模様を観測されている所でありその縞模様の走向はほぼ南北方向である。測定された地磁気3成分は船体磁気の影響を受けておりそのままでは実際の地磁気3成分を示さない。この磁氣的ノイズを地磁気によって船体に誘導される磁場と船体が持つ残留磁気による磁場の2つであると仮定して補正を行った。

求められた地磁気3成分は次の3つの点でこの地域での地磁気異常を正しくとらえていることが分かった。

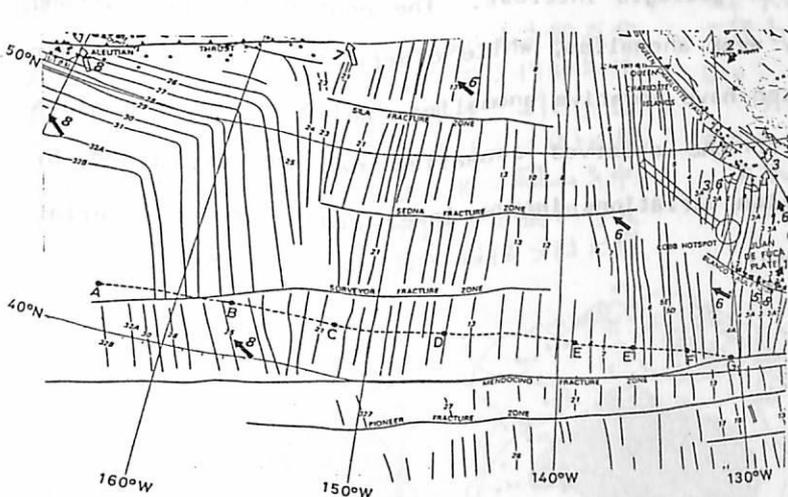
- (1) 3成分測定から求めた全磁力異常プロファイルがプロトン磁力計で得られた全磁力異常のプロファイルと良く一致した。
- (2) 測定された水平成分の中で地磁気縞模様と平行な成分のプロファイルはほぼ0に近く、それと

垂直な成分のプロファイルは大きく変化している。これは海底に磁化の2次元的分布を仮定して求められるモデル計算の結果とよく合っている。

(3) 地磁気縞模様と垂直な水平成分のプロファイルと鉛直成分のプロファイルはその位相がすべての波数にわたって $\pi/2$ ずれていることが理論的に予想され今回の測定でもその特徴が明らかに現れている。

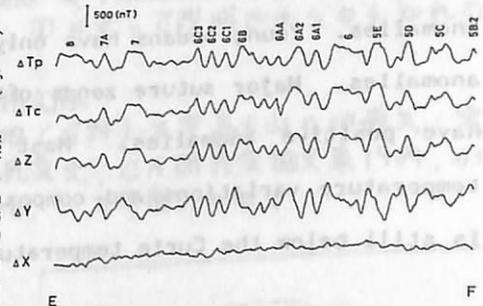
次に上で述べた水平成分と鉛直成分の位相の $\pi/2$ のずれという特徴を使って海底の磁化の2次元的分布と3次元的分布とを区別し次の2つのショートイベントの可能性を示す。

- * 異常NO. 6Bの中に負の極性のショートイベント
- * 異常NO. 7と7Aの間に正の極性のショートイベント



(図1) 白鳳丸 KH82-5 次航海の測線図。点線が測線である。南北に何本も走っている実線は地磁気縞模様を示している。

(PLATE TECTONIC MAP 1981)



(図2) 測線EFにおいて得られた地磁気3成分異常と全磁力異常のプロファイルである。ΔX, ΔY, ΔZはそれぞれ地磁気異常の北成分, 東成分, 鉛直成分を示す。ΔTcは地磁気3成分異常から求めた全磁力異常であり, ΔTpはプロトン磁力計による全磁力異常である。

D.W. Strangway and J. Arkani-Hamed

Department of Geology, University of Toronto

Magsat was a satellite launched to map the earth's magnetic field. We have analyzed data from this satellite to develop a map of the world wide distribution of magnetic anomalies. Data were carefully selected to represent quiet periods and the IGRF was removed. Data could be considered as two independent maps corresponding to dawn and to dusk so that correlation studies of these two independent sets could be used to assess the reproducibility of individual anomalies. Low order residual harmonics were removed since they could reflect residual affects from removing the IGRF and ring currents in the ionospheric region. The latter are of opposite sign between dawn and dusk. Harmonics above degree 60 showed poor correlaton. We have therefore produced a map of global anomalies corresponding to harmonics between degree 17 and degree 60. Since the earth's field varies both in intensity and in direction over the globe, the anomaly has been normalized to be equivalent to a polar map. This map is commonly referred to as a map of apparent magnetic susceptibility.

Many features of the map are of geologic interest. The continents have strong anomalies. Young oceans have only weak anomalies, while older oceans have stronger anomalies. Major suture zones often have negative anomalies, while down-going slabs have positive anomalies. Most of the observed anomalies can be explained by temperature variations and compositon variations in the lower crust, where material is still below the Curie temperature.

1940年三宅島噴火に伴った地磁気変化のピエゾ磁気効果による解釈

笹井洋一
東大地震研

1940年の三宅島噴火に際して、大きな地磁気変化が観測されたことはよく知られている。(Kato 1940, Takahashi & Hirano 1941, Nagata 1941, Minakami 1941) 一方、1983年三宅島噴火の場合には、1980年の測定と比べて10 nT以下の全磁力変化しか検出されず、噴火後の変化も10 nT前後にとどまった(中川・他1984)。筆者は1940年諸観測の成果を疑問視しているが、文献を詳しく検討した結果、報告された変化が本物と思わざるを得なくなった。1940年の地磁気変化は、各著者等によって山体内部の温度変化で説明された。しかし変化量があまりに入らないため、直径数kmの球、もしくは幅1 km程のダイク状領域が、ごく短期間に数100℃以上の温度変化をこうむったと想定されている。これは尋常な熱過程では理解し難い。そこでピエゾ磁気効果による1940年の観測成果が説明可能かどうか、検討してみた。

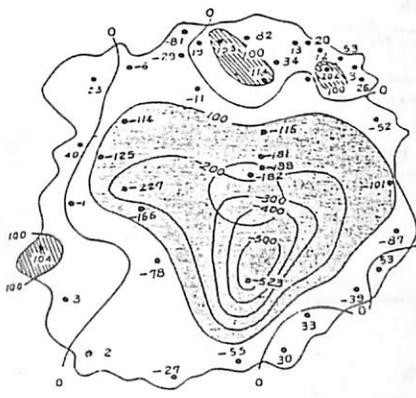
第1図にTakahashi & Hiranoによる鉛直分力変化を示す。観測期間は、I: 1940年7月20-24日、II: 1940年7月25-29日、III: 1940年12月2日-9日である。1(a)に見るよう、5日間位のあいだ、石垣山を中心とする成分減少が認められ、1(b)によれば、4ヶ月後にはほぼ旧に戻

してしまつた。著者等は1(b)を冷却に伴う再帯磁によると考えられたが、熱伝導やガス放出モデルを計算して、地磁気から想定される程、効率良い冷却は困難であると指摘している。

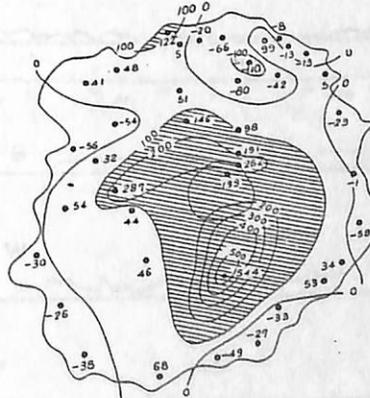
IIの期間は山頂噴火の最盛期にあたる。第2図は、山頂下1 kmに圧力源があり、最大隆起を50 cmとした時の、茂示モデルによる成分の変化である。帯磁は 8.9×10^{-3} emu/cc (植田・他1983)とした。ピエゾ磁気によっても、1(a)図の変化のパターンと変化量が説明できる。IIIの時期には圧力は消失し、元に戻るの当然である。但しこのモデルでは、Nagataによる伏角の連続観測結果を説明できない。これについては、①北東部の割れ目が部分的に閉じたことによる、②観測点附近が局所的磁気異常域にあり、一様帯磁を仮定した2図とは、逆の変化をした、という可能性が考えられる。Kato や Minakami による測定結果の一部も、①によって説明できるかも知れない。

引用文献

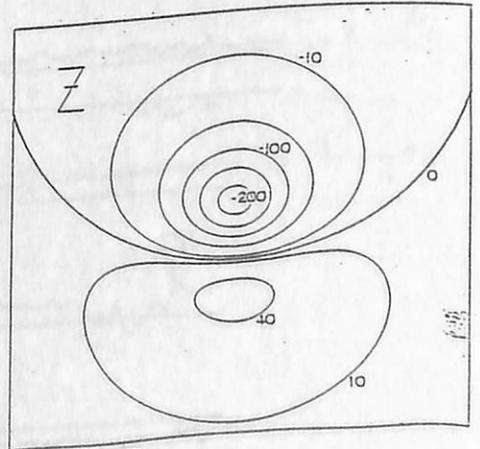
中川・他(1984) 三宅島火山の地磁気・電気抵抗変化, CA研究会論文集1984, 213-226. を参照のこと。



第1(a)図



第1(b)図



第2図

PR O M データローガーを用いた地磁気三成分 磁力計の柿岡における長期比較観測

歌代 慎吉, 関根 康弘, 大西 信人
(東京理科大・理) (ガウスKK) (ガウスKK)

リングコア型地磁気三成分磁力計はX, Y, Zの三軸の検出部を有する Flux-gate type の磁力計で検出器にはパーマロイのリングコアを用いている。精度は ± 0.1 mT で打有磁場はX, Zでは $0 \sim 65,000$ mT, Yでは $0 \sim 1,000$ mT で加減出来るようになっている。先づY軸の検出部を地磁気水平分力に直角の方向に向けるとX軸の検出部は地磁気水平分力Hの強さが測定出来る。そしてZ軸の検出部は地磁気の垂直分力Zを測定する。この時、H, Zの強さを打有磁場のダイヤルをまわして0にして、その値を讀む、するとその時々の地磁気三成分の絶対値の時間的変化を測定することが出来る。モーターとして full scale が ± 200 mT のアナログ記録計を用いて地磁気の変化曲線を描かせると同時にこの時間的変化により生じた電圧をAD変換し、紫外線消去方式のPR O M記録操作として最大512 K Byte (PR O M4枚にて) のメモリーを有するデータローガーに地磁気変化を digital data として記憶させる。Sampling 間隔は $10^s, 20^s, 30^s, 1^m, 2^m, 5^m$ のいずれで用いられる。4枚のPR O Mを用いると1分間隔の Sampling で約2ヶ月測定することが出来る。そしてこのPR O MのデータをPR O Mリーダーを用いてパーソナルコンピューターPC9801Eで処理してX, Y, Zの値を表にすると同時に $\sqrt{X^2+Y^2+Z^2}$ を計算しFの絶対値を求める。又プロッターを用いてX, Y, Z, Fの変化曲線を描かせる。柿岡の気象庁地磁気観測所における比較観測は昭和59年8月と昭和59年11月～昭和60年1月の2回にわたり実施された。特に2回目と比較観測は約2ヶ月にわたり行われ地磁気観測所の標準磁気儀のKASMMERと比較を行い温度係数やDriftについて調べた。尚昭和59年8月の比較観測の場合プロトン磁力計も同時測定を行いPR O Mに観測データを記憶させ Flux-gate type の磁力計による全磁力Fとプロトン磁力計によるFとを比較した。そしてKASMMERとの比較観測の結果よりX, Y, Z, Fについて温度係数を極めることが解った。本方式の磁力計は温度係数が小さく、Driftも少ないので又測定値は digital で絶対値が測定出来るので地震予知のため、地磁気観測にも役立つ。本年4月から房総半島の南端の館山に於て地震予知のため、地磁気観測を開始する予定である。

山崎断層における電気抵抗
および磁場の変化について

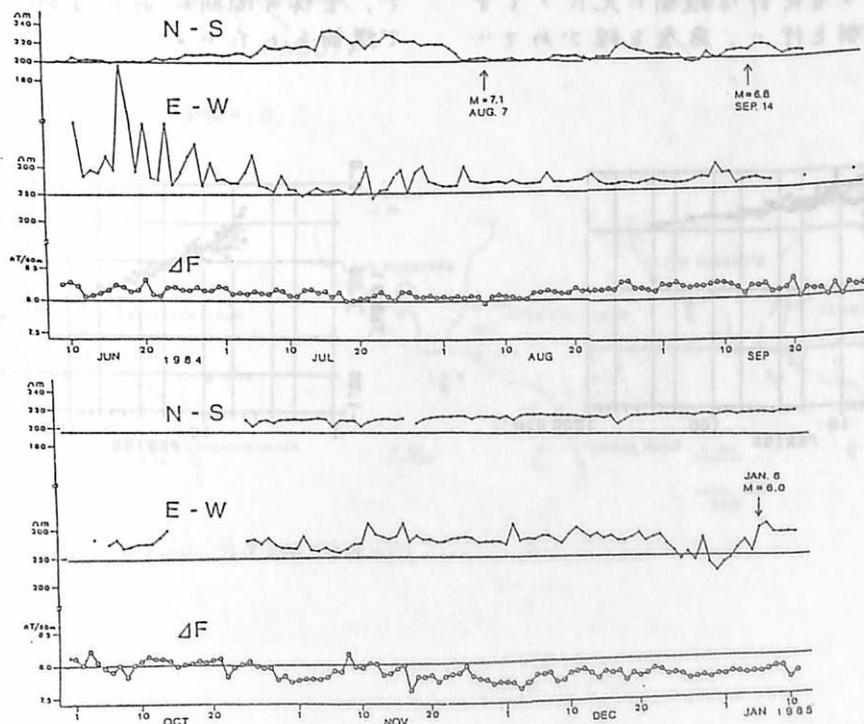
住友則彦・乗富一雄・塩崎一郎・領木邦浩・大塚成昭・土井恵治
京大教養 秋田大鉱山 神戸大理 京大教養 神戸学院大 京大理

1984年5月30日に、山崎断層の南側の護寺断層で発生した、 $M=5.6$ の地震に関連して、比抵抗や磁場にかなり明瞭な前兆現象や、地震後の変化などが観測されたことは、すでに昨秋の学会で報告した通りである。ここでは、地震後の約8カ月間の、比抵抗や磁場の変化について報告する。

図に示す通り比抵抗E-W成分(断層に平行な成分)は先の地震後約2カ月間は、振動的な大きな変化を示していたが、8月に入ると安定した。しかし、12月20日過ぎから再び減少を始め約20%減の極小値を経て、本年1月5日には元の値に戻った。1月6日夜半、震央距離約100kmの和歌山・奈良県境付近深さ70kmで $M=6.1$ の地震が発生した。また、1月20日過ぎから、比抵抗値は極めて不安定になり、時には数100%を超える変化を示し、2月に入って安定した。この間、1月27日に震央距離約400kmの日向灘付近に $M=6.2$ の地震が発生している。

一方、比抵抗N-S成分(断層に直交する成分)は、1984年6月20日頃から、緩やかに増加を示し、7月に極大値を取り、8月に入って元の値へ戻った。8月7日に、震央距離約400kmの日向灘付近で $M=7.1$ の地震が発生した。この地震以後、N-S成分は緩やかな増加を示しながら全く安定し、今日に至っている。

以上、地震発生に関連したと思われる比抵抗の変化が山崎での地震以来、2~3例観測されたが、変化のパターンがそれぞれ異なったり、N-S成分に変化があり、E-W成分ではない、またその逆があったりなど複雑である。しかも、震央距離が数100kmと遠方の地震発生に関連したかのように見えることは、その変化の機構を考える上で極めて難しい問題を含んでいる。この報告では、破碎帯の含水率を変化させるモデルについても考察する。



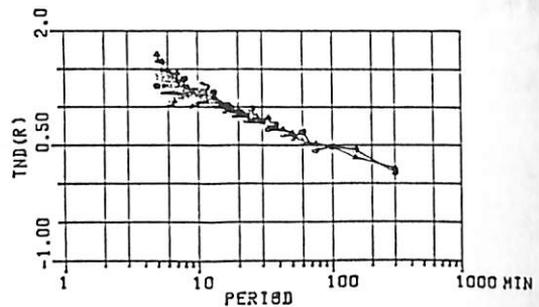
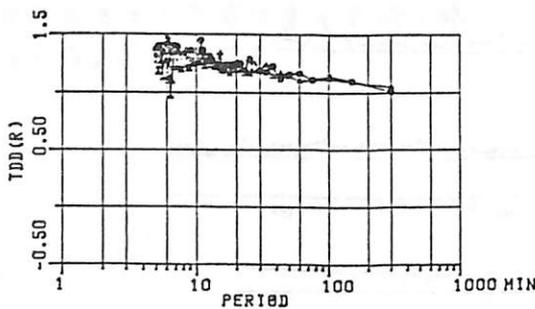
森 俊 雄
気象研究所

1983年の北海道東部におけるCA
共同観測では，著者は阿寒湖における観測
を担当した。同地点では1974年にも
変化計による変化観測を行い，阿寒湖
のH，Dが女満別のそれと同じでありと仮
定して，パーキンソンベクトルを求めた
(Mori, 1975)。今回の観測で取
めた実数部のパーキンソンベクトルの周期
特性も前回のものと大体同様で，数分の短
周期では西に向くのに対し，周期が長くな
るにしたがって，北西から北東方向へ変化
する。ただし，その変化は小さく，
 $Z/\sqrt{H^2+D^2}$ は0.1~0.2程度である。

今回は女満別のH，Dに対する阿寒湖
のH，Dのトランスファーファンクション
も求めた。下図左に女満別のDに対す
る阿寒湖のDの実数部を示すか，周期6分
で約1.3なのに対し，120分では1.0
になる。他の成分は1.0か又は0.02
ある。この変化計は観測に先だって女
満別で比較観測を行い，感度を確かめま
す。

下図右は，地電位インポートアンテナ
のZの成分部(TND(R))を示す。
インポートアンテナの他成分は周期が
変わってもほとんど変化しない。地電位
の卓越方向を計算するとほとんど南北で，
振幅が小さくなるだけである。大川・
横山(1979)の重力異常の結果を見
ると，今回の観測点の南側に異常の中心が
ある。また，長谷川他(1983)に
よると，今回の観測点の数km南東では，
地電位卓越方向は北北西の方向で，数10
度卓越方向が異なる。

パーキンソンベクトルの方向をみると
10分以下の短周期変化からは，西方に電
気伝導度の良いものがあり，長周期成分か
らは北側にありように見える。このよ
うな地磁気，地電位変化特性のすべてをどう説
明したるは検討中であり，数10
秒の地磁気，地電位変動も観測して
いるので，全体の周期による特性を求めた
うえで議論したい。



地殻比抵抗研究グループ 岩越朗・塩崎一郎・山口寛・大塚成昭・住友則彦
 (神戸大理) (神戸医科) (神戸学院) (京大教養)

1983年秋の学会で、E-LF-MT法による屈斜路湖周辺の主として、スカラー比抵抗分布を発表した。観測点位置図及び測線図を図1に示す。今回は、テンソルインバージョン解析を進めて、スキューネス、M-factor, 主軸等を求めたので報告する。テンソル解析の主な結果を図2に示す。スキューネスは、0.2以下のところもあるが、それを超えるところもある。M-factorは、すべて1.3-1.4を超える値である。主軸は、ほとんど南北方向を向く。

スカラー解析、テンソルインバージョン解析結果をまとめると次のようになる。

- ①この地域は、全体的に数10~数100Ωmと低比抵抗である。
- ②屈斜路地震断層に伴う顕著な低比抵抗帯は確認できなかった。
- ③A測線では 釧路川より西側で高比抵抗、東側で低比抵抗である。
- ④異方向性があり、3次元的な構造を示す箇所があるが、主軸はほとんど南北方向を向いている。

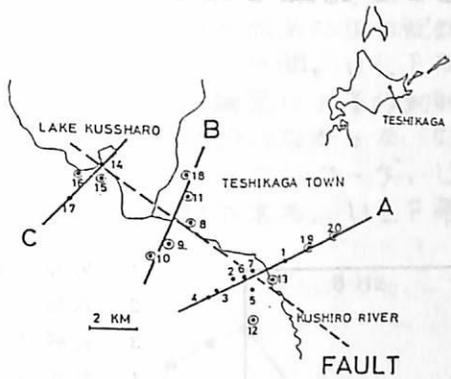


図1. 観測点の位置及び測線A, B, C

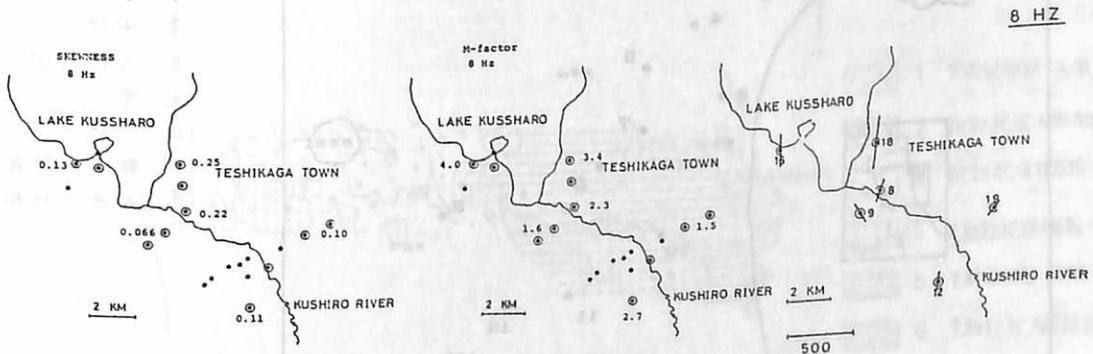
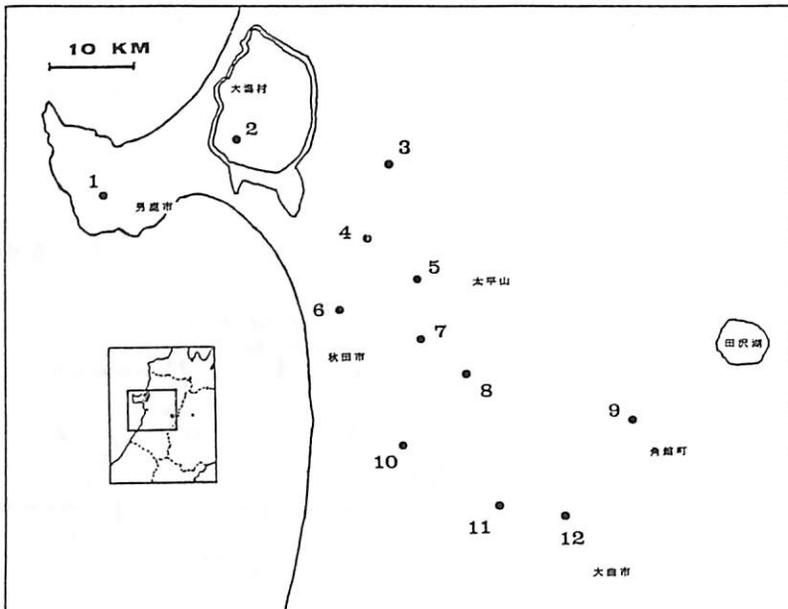


図2. Skewness, M-factor 及び主軸 (8 Hz)

秋田市周辺の E L F 探査

西谷 忠師・兼富 一雄
(秋田大 鉦山)

秋田市周辺の地下比抵抗構造を調べるため E L F 探査を行なった。観測は磁場 3 成分、電場 2 成分の計 5 成分で、1 地点につき 20 ~ 30 分間アナログデータレコーダーに記録した。現場ではシンクロスコープで波形のチェックのみ行ない、A/D 変換は実験室内で行なった。下に測点の位置と名前を示す。また比抵抗構造を推定するまでには至っていないが、各測点での波形のちがいを主として報告する。磁場の 3 成分は普通無視されているが、実際に観測してみるとかなりの大きさを記録されている場合があり注意が必要であることがわかった。



1. 男鹿、真山
2. 八郎湯
3. 五城目
4. 古井内
5. 仁別
6. 笹岡
7. 中関
8. 五郎谷地
9. 零田
10. 三替沢
11. 野田 (刈和野)
12. 大野 (刈和野)

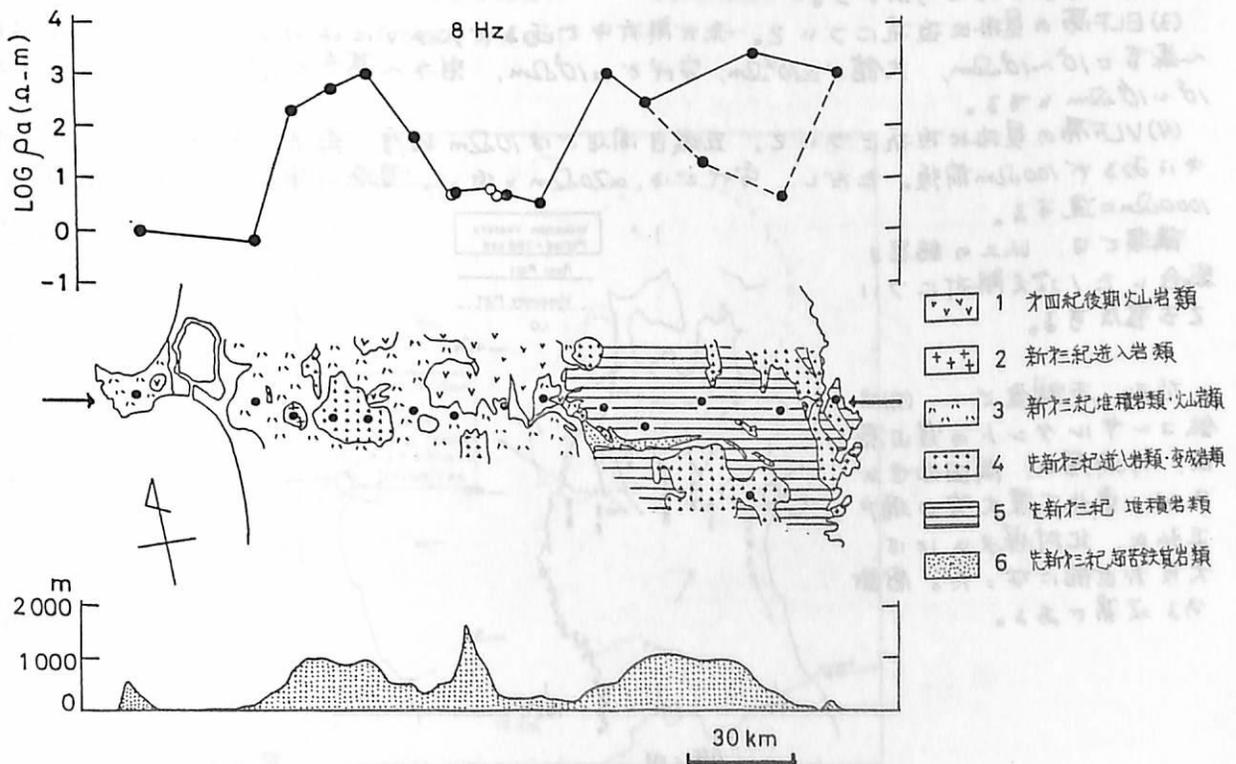
三品 正明, 清水 洋, 小原 一成
(東北大・理)

男鹿-宮古測線は1981年の共同観測の測線の一つである。この線上の6点で観測が実施され、Fluxgate 磁カ計の観測値をもとに、数分より長い周期でのCA変換関数が求められている(Res. Gr. for Cr. Res. Str., 1983)。これらの結果をふまえて、更に地殻内の比抵抗構造を知るため同測線上においてSchumann共振周波数帯及び地磁気脈動周波数帯でのMT法による比抵抗観測を実施した。観測点は同測線に沿って、ELF帯、ULF帯それぞれで15点あり、このうち12点は同一場所で両帯域の観測が行われた。1観測点あたりの記録時間はELF帯では20~30分間、ULF帯では数時間で、全て同一機器による移動観測であり、モニター点は設けなかった。記録計はELF帯はFMデータレコーダ、ULF帯はペン書き記録計である。ULF帯

ではZ成分も同時に観測し、CA変換関数も求められた。

図には8Hzでのみかけ比抵抗分布、地質分布の概略及び地形のおおよその断面を示した。白丸は前年に行われた秋田駒ヶ岳周辺での測定値である。図から明らかなように、先オ三紀の堆積岩類、侵入岩類及びオ三紀の侵入岩の地域では高比抵抗である。逆に、オ三紀の堆積岩・火山岩類の分布する地域は低比抵抗である。北上山地で観測された低比抵抗(2観測点)は局地的なものかどうかは測点を多くしないとわからない。

ここで得られた低比抵抗の地域は、表層付近の地震波速度が遅く、高比抵抗の地域では速くなっていて、比抵抗分布と地震波速度の分布とは良く調和している。



小川 康雄. 村上 裕. 内田利弘
地質調査所

地質調査所では、仙岩地熱地帯およびその周辺の深部比抵抗構造を明らかにする目的で、昭和59年度から2年計画でCA観測を行っている。ここでは、昭和59年10月に約2週間に渡って取得したデータについて報告する。観測点は東北地方を横断するようにBase測点(7点)、Satellite測点(30点)を設定した。Base測点では、ULF, ELF, VLF帯の観測を行い、Satellite測点では、ELF, VLFのみ観測した。なお、データ解析は現在も進行中であり、現在までに処理を終えた分について報告する。

(1) ULF帯の地磁気変動関数について。周期256secでは第1回のinduction vectorが得られた。これは、北西向き(森吉), 北北東向き(大館～葛巻), 北東向き(岩泉)のグループに分れる。Regionalな誘導電流が調査地域の北方に流れていることがわかる。一方、周期64sec, 16secでは地域差が顕著になる。森吉, 安代, 葛巻では短周期になるほどinduction vectorの北向き成分が減少する。大館, 岩手ではこれが顕著でない。周期16secの森吉の西向きvector, 安代と葛巻の対称なvectorは堆積層を流れる電流の効果である。(第2図)

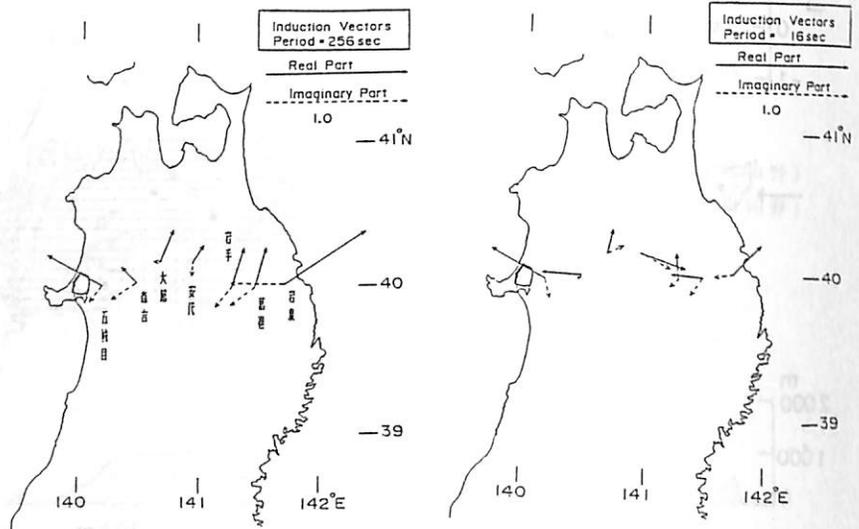
(2) ULF帯の見掛比抵抗について。ほとんどの測点でskew ≤ 0.3 であり、主軸がほぼインピーダンスが求められた。見掛比抵抗は、五城目で $10^2 \sim 10^3 \Omega m$, 森吉及び大館で $10^3 \sim 10^4 \Omega m$, 安代で $10^3 \sim 10^4 \Omega m$, 岩手で $10^2 \sim 10^4 \Omega m$, 葛巻で $10^3 \sim 10^5 \Omega m$, 岩泉で $10^3 \sim 10^6 \Omega m$ となる。このうち、森吉ではskewが.50を超え、地殻流がNW-SE方向に卓越する。これは、背後の八幡平側にNE-SW方向に境界を持つ、但比抵抗体が存在するからである可能性がある。また、五城目, 岩手, 岩泉では見掛比抵抗の異方向性が1オーダー以上ある。これは、海岸線, あるいは堆積層の効果と考えられる。

(3) ELF帯の見掛比抵抗について。未だ解析中であるが大まかには以下の通り。五城目～森吉で $10^3 \sim 10^4 \Omega m$, 大館で $\approx 10^4 \Omega m$, 安代で $\approx 10^3 \Omega m$, 岩手～葛巻で $10^3 \sim 10^4 \Omega m$, 岩泉で $10^3 \sim 10^4 \Omega m$ となる。

(4) VLF帯の見掛比抵抗について。五城目周辺では $10 \Omega m$ 程度、森吉～葛巻では、バラツキはあるが $100 \Omega m$ 前後。ただし、安代では、 $\approx 20 \Omega m$ と低い。葛巻以東では急激に増加し、 $1000 \Omega m$ に達する。

講演では、以上の結果を総合した1次元解析についても言及する。

なお、本調査で(株)住友金属コンサルタントの窪田亮氏, 川崎繁氏, 岡田和也氏及び、東北工業大学の瀬戸正弘氏, 北村保夫氏には、大変お世話になった。感謝ある次第である。



第1図

第2図

瀬戸正弘, 北村保夫

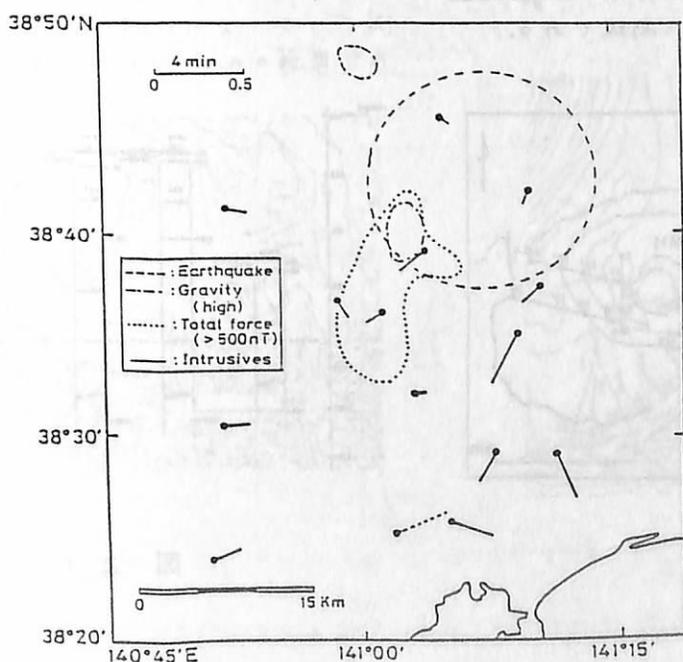
(東北工大)

東北日本の宮城県北部地域において、地磁気三成分変動の異常だけでなく、全磁力および重力の異常が観測され、しかも、微小地震が頻発している事についてはこれまでに学会等で報告してきた。図はそれらの関係をまとめて書いたものである。

これらの地球物理学的異常現象は、太平洋プレートの東北日本弧での沈み込みに伴う地殻内への応力集中が第1の原因であると考えられる。その結果として、微小地震が頻発し、高密度、高電気伝導度および強い磁化を持つ物質が地殻内で生成され、上記の諸異常現象が重なって生じると推定される。現在の所、その物質としては、地表でその証拠は発見されていないがサーペンティンが最も有力であると考えられる。即ち、地殻内の応力集中場所へオリーブの貫入が起り、サーペンティン化された事が考えられる。

宮城県北部地域と同様な異常が観測されると予想できる地域は、微小地震震央分布図、全磁力異常図および重力異常図を参考にすると東北日本弧内のアサシミックフロント、火山フロント周辺に不連続的ではあるが帯状に存在するものと思われる。従って、昨年秋の学会で、諸現象の異常が重なる上記異常を宮城県北部異常と名付けたが、東北日本弧特有に数多く存在し、しかも、東北日本弧中央部にある事を予想して、改めて『東北日本弧中央部異常』という名で呼ぶ事にしている。

今後、その様な現象の見られる他地域で地磁気三成分変動の観測を実施して、電気伝導度についての情報を得て東北日本弧内に普通に見られる異常かどうかを調査する予定である。ここでは、宮城県北部地域について、その後解析した結果について報告する。



行式 穀 吉野登志男 秋田久司 下村高史 坂下至功 中川一郎 (東大震研)

田中良和 (京大理学部) 徳本哲男 (気象庁地磁気観測所)

岩石の電気抵抗は温度や含水量に強く支配され、火山地域での電気抵抗分布の情報は溶岩や熱水の分布を知る上で有力な手掛りとなる。

1983年5月の火山集中観測では、三原山火口を挟み両側から地中に電流を流し込み、いわゆる垂直探査法で火口直下の電気抵抗分布を調べた。

今回はこの本の測線について垂直探査を実施した。1本は火口を通る測線で、図1のM1-M2に電位電極を置き、電流電極I1-I1', I2-I2', I3-I3', I4-I4'を通して電流を流した。さらに比較のためにこの測線とほぼ平行で、火口の中心を外れた測線についても測定を行った。電位電極M3-M4, 電流電極I5-I5', I6-I6', I7-I7', I8-I8'の配置である。I4-I4'の間隔が1480m, I8-I8'の間隔が1840mである。右の測線は火口西側の火口床上のA-B測線でSchlumberger配置による。電流電極A Bは14m~400mの間隔で測定を実施した。火口東側のT-E測線は1976年に同じく火口床でSchlumberger配置による垂直探査を実施した測線である。

これ等の測定結果は、表層のデータとして、火口西側のデータを用いたものをMH(W)火口東側のデータを用いたものをMH(E)として柱状図の形で図2に示した。FOH, CF, RNDはこれまで大断断内で垂直探査を行った測線である。FOHは温泉ホテルからカルデラ東縁沿いに南下し、白石山と二子山との中間奥に至る測線で、最大電流電極間隔は4kmに達する。CFはカルデラ底での測線である。RNDは三原山と元町との中間に位置する測線である。

三原山周辺の測定結果は、カルデラ底など他の地域で得られた結果と比較すると全般に抵抗が低い。注目すべきは、最深部の低比抵抗層(約10²-m)の上面が、地表から深さ320m, 海水面から高度約380mに達していることである。三原山山体内部では深さ300m位から高温域があると推定される。溶岩なり熱水の存在を示唆するものであろう。

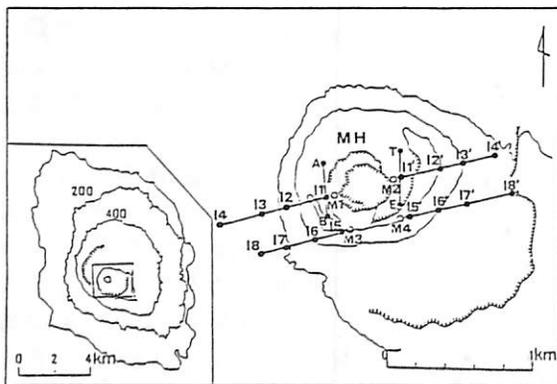


図 1

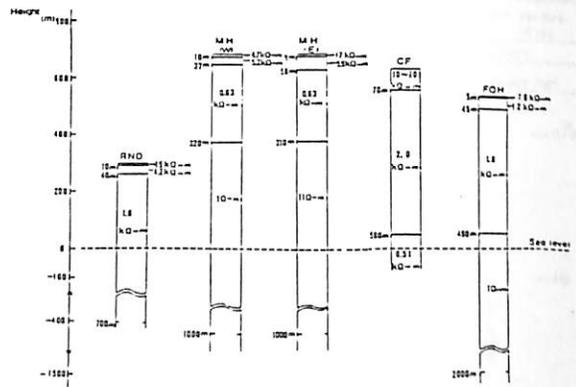


図 2

行武 毅, 歌田又司, 吉野登志男, 下村高史, 坂下至功, 中川一郎(東大電研)
 田中良和(京大理学部) 徳本哲男(気象庁地磁気観測所)

1983年5月の伊豆大島における火山観
 中観測で、カルデラ南東部のカルデラ壁を
 横断して、VLF帯の人工電波(周波数
 17.4kHz)を利用した電磁誘導法によって
 電気抵抗分布を調べた。その結果、カルデ
 ラ壁内側に低比抵抗帯の存在することが明
 らかになった。

使用した装置は、Geonics社製のER16-16R
 とカウス社製VL-83/Y-1である。これら
 の装置は、地表面での電波の到来方向の電
 場変化と、それに直交する水平な磁場変化
 を測定するもので、電場と磁場の振巾比よ
 り見かけ比抵抗を求め、電場と磁場の位相
 差と同時に表示する。

測定は図1に示す16測線について行った。
 測線に沿ってカルデラ底からカルデラ壁に
 向って平均20m間隔で測定した。場町によ
 っては10m間隔で測定したところもある。
 カルデラ底の高度は約630mで、測定点の
 高度差は20mから35mである。

見かけ比抵抗の分布を見ると、平坦なカ
 ルデラ底からカルデラ壁に向かって地形が
 立ち上る地帯の前後で極小になっている測
 線が多い。極小値は0.6~1.3kΩ-mの範囲であ

る。カルデラ東側の測線11~16では、カル
 デラ底から地形が立ち上がる付近で極小の
 ほか、カルデラ壁の近くで見かけ比抵抗の
 極大が観測された。極大値は9~27kΩ-mの
 範囲である。

一方位相差の方は、全体としてみると
 35~65°の広い範囲に分布するが、それだけ
 の測線については比較的滑かに変化してい
 る。位相差には見かけ比抵抗分布に見られ
 るような、カルデラ壁に特徴的な分布は認
 められない。

測定地域を拡大して、見かけ比抵抗の極
 小値、極大値をプロットしたのが図2であ
 る。極小値を示す点を破線で、極大値を示
 す点を実線で結んだ。これを見ると、見か
 け比抵抗の極小値帯が、カルデラ壁の内側
 にカルデラ壁と平行して分布しているのが
 分かる。カルデラ壁面が100~300mの深さ
 で不透水面となっている部分があって、そ
 の内側の層に多量の水が含まれているの
 であろう。

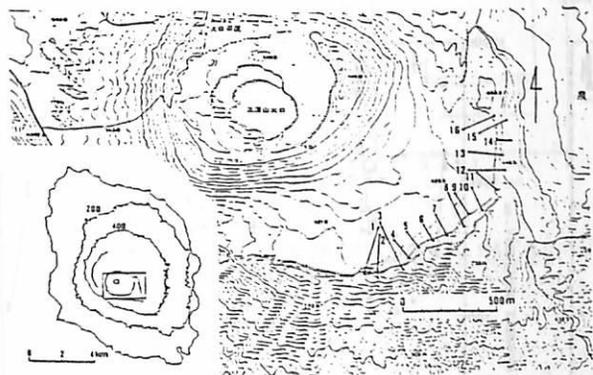


図 1

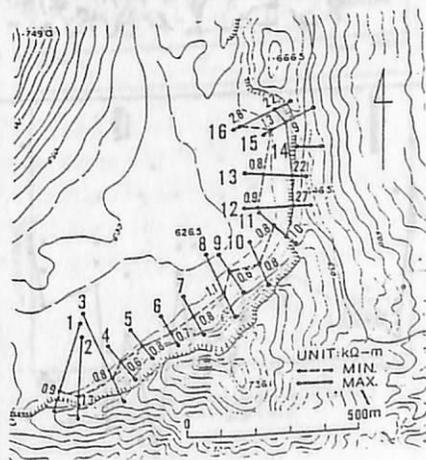


図 2

茂木 透、西田潤一、西村 進、宇敷文夫、井上昌浩
 (京大・理) (大谷大) (京大・理)

筆者等は、南部フォッサマグナ地域のテクトニクスを検討するために、MT法による比抵抗測定、詳細な重力測定を行っている。ここでは、これらのうち、ELF・MT法の結果について報告する。

この地域の地質構造の方向は、主として南北方向と考えられるので、Fig. 1に示すように測点を東西方向に並べ、東西方向の断面について地下構造を検討した。測定の方向は、南北方向の磁場と東西方向の電場とし、これらからスカラー見掛け比抵抗を求めた。今回の測定で得られた結果をFig. 2、3に示す。

この結果より以下のことがわかる。

- (1) A測線で、富士川を中心に幅2 kmに及ぶ低比抵抗帯がみられる。この富士川低比抵抗帯は、B測線にもみられ、南北方向に続くと考えられる。この西縁は、A測線では、身延断層の北方延長と考えられる。
- (2) この低比抵抗帯の比抵抗値は、数十Ω m以下と非常に低く、このような値を説明するためには、地下に、粘土化帯が存在するか、または、成分を含んだ地下水が存在するか等の状態を考える必要がある。
- (3) 糸静線は、明瞭な比抵抗値の境界になり、それが地質体の境界をなす断層であることが確かめられる。そこでは、富士川付近のような低比抵抗帯は認められない。



Fig.1 Site map.

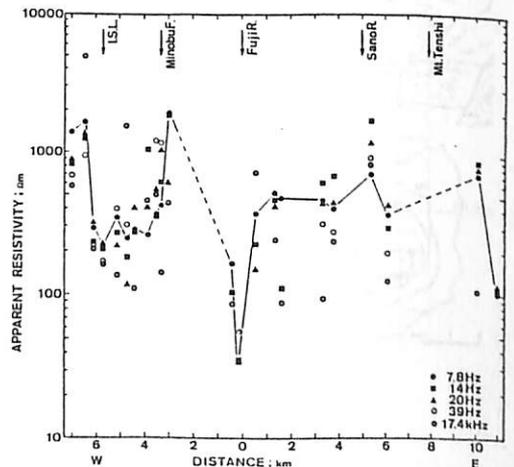
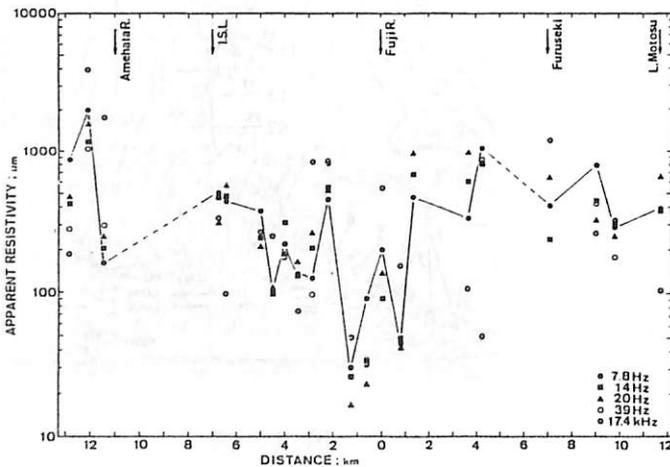


Fig.2 Apparent resistivity distribution.(A-Line). Fig.3 Apparent resistivity distribution.(B-Line).

塩崎 一郎・佐々木 則彦・大塚 成昭・領木 邦治・工井 忠治・山村 耕造
 (神戸大・理) (京大・教養) (神学院大) (京大・教養) (京大・理) (神戸大・理)

前回(1984年秋の学会)、栃原における
 LA変換関数(数秒~数100分)及び、見かけ
 比抵抗(LELF, ELF, 数秒~数10秒)
 について報告した。さらに、長周期地震波
 記録についても同様のMT解析を行なった
 結果、見かけ比抵抗の異列性(HNS-EEWと
 HEW-ENS間の異列性)が、数秒~数10秒の
 周期帯のみならず100分程度までみられた。
 このような場合、全断面方向に1次元構造を
 仮定することは難かしいが、地下構造の傾向
 を見るために試みに、1次元インバージョンを
 行なった。その結果を図1に示す。この
 モデルでは、約20kmの深さにと3に、厚さ10km
 程度の低比抵抗帯がある。より深部では、
 高比抵抗であり、再び低比抵抗になる。この
 ことは、定性的に、例えば、現在の山崎断層
 周辺の後小地震が、深さ20km以深のものを
 伴うことや、この地方で地下100~150kmの
 と3にかつてのフィリピン海プレートの沈みこみの
 残骸があるかもしれないこと(HIRAHARA, 1981)等と
 調和的であるように思う。

また山崎断層周辺で行なったVLF測定
 (55点)とELF測定(10点)の解析結果(図2)
 と2次元インバージョン結果についても報告する
 予定である。

尚、モデル計算法は、Jones and Pascoe(1977)
 Pascoe and Jones(1972)により、インバージョンは、
 試行錯誤的に行なった。

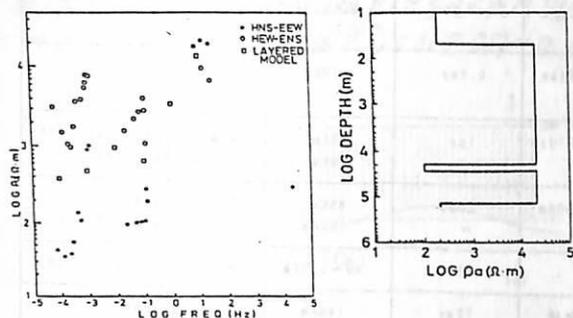


図1 左: 栃原における見かけ比抵抗値(● HNS-EEW, ○ HEW-ENS)と5層構造モデルによる計算値(□ 5-LAYERED MODEL)と
 右: 5層構造モデル

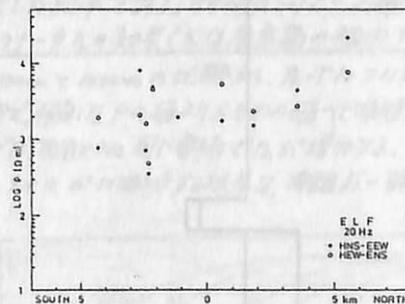
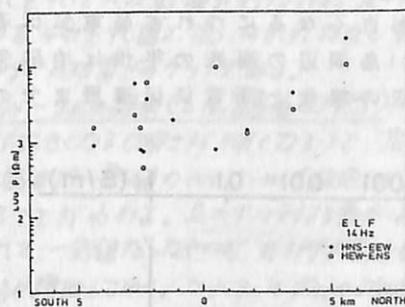
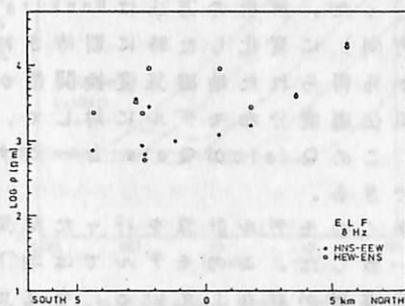


図2 山崎断層周辺の見かけ比抵抗分布(0.14, 8.0 Hz)と
 補給は中国自動車道からの距離を示す

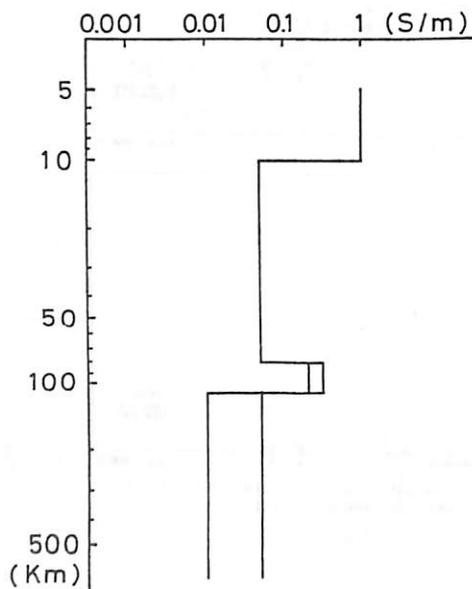
山口 覚・松原由和
(神戸大 自然科学)

井口博夫・松田准一・伊勢崎修弘・安川克己
(神戸大 理)

1993年10月～11月にかけて Society 諸島に属する Tahiti 島 (南緯 17° 40' 西経 149° 40') の南北 2ヶ所で地磁気 3成分の連続観測を行った。磁力計は島津製作所製の 3軸海底磁力計 (MB-170) を用いた。この磁力計は Flux-gate型センサー、記録装置、電源までのすべてが直径 430mm の耐圧ガラス球の中に納められている。この特長を生かして、磁力計を深さ約 1m の穴に埋めて測定を行ったので、振動の影響などは極力抑えられ、特にガラス球内の温度変化は、24時間 で高々 1度 にすぎなかった。観測期間中に認められた明瞭な離島効果から Tahiti 島周辺の地下電気伝導度構造の推定を行った。解析の方法は Honkura (1973) に従った。作用磁場が南北方向 (もしくは東西方向) に変化した時に期待される Z成分の振幅分布と水平成分の振幅分布および観測から得られた地磁気変換関数から応答関数の観測値 Q_{obs} が求まる。あるマントル電気伝導度分布モデルに対して、理論的に応答関数 Q_{calc} を計算することができるので、この Q_{calc} が Q_{obs} と一致するかどうかの判断からマントル電気伝導度分布が推定できる。

数多くのモデル計算を行った結果、第 1 図に示すモデルの Q_{calc} が観測値 Q_{obs} と良く一致した。このモデルでは地下 80～90Km から約 30Km にわたって 0.2(0.3)S/m の高電気伝導層が存在している。今まで行われてきた北太平洋地域での解析結果から海底年代が古くなるにつれて高電気伝導層までの深さは深くなること知られている。Tahiti 島周辺の海底の年代は地磁気縞模様から 60～70my であり、今までに得られている海底の年代と高電気伝導層までの深さの関係と矛盾しない (第 1 表)。

第 1 表



観測点	年代	高電気伝導層の深さ	出典
East Pacific Rise crest の近く	0.8my	20Km	Filloux (1981)
Juan de Fuca Ridge crest の近く	1my	55Km 70Km	Law and Greenhouse (1981) Oldenburg (1981)
California 沖 700Km	30my	85Km 120Km	Filloux (1980) Oldenburg (1981)
南大東島 沖	60my	80～120Km	Honkura et. al. (1981)
Hawaii 島北東海域	72my	140Km 180Km	Filloux (1980) Oldenburg (1981)
〃	50～70my	160Km	Chave et. al. (1981)
Hawaii 島 沖	---	100Km	Klein (1976)
東北日本 沖	125my	150～170Km	Yukutake et. al. (1983)
Tahiti 島 沖	60～70my	80Km	This Study

☆ : 離島効果から求められた結果、他は海底での MT 法
○ : Oldenburg が解析しなおした結果

第 1 図

平坦な表面で波うった底面を持つた
電気伝導度層が存在する場合の電磁誘導

大志万 直人

日大 文理

地下の電磁気学的構造の研究に、MT法が用いられて来る。しかし、MT法は、基本的には、一様な半無限構造を仮定して得られた関係式

$$\rho_a = 0.2T \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2$$

を用いた ρ_a - T 特性を考えるわけであるから、もともと1次元構造でなければ ρ_a - T 特性は「何らかの地下の状態」を1次元構造におきかえた、ゆがんだ情報となってしまう可能性がある。現在は、例えば、2次元の構造を持つと思われ場所においても、initial modelとして、1次元構造を仮定した解析手法を用いた結果を、2次元的に配列した model を用いている。しかし、上述のような、ゆがんだ情報となる場合が存在するならば、このような initial model から出発して最終的に求められた2次元構造が真に意味のあるものか疑問が残ってしまう。従って、1次元のモデル構造が ρ_a - T 特性に、どのような影響を与えるのかを、チェックしておく必要があると考えられる。このような観点から、今回は、図1のような2次元モデルを考え、x軸に平行な一様磁場が inducing field として与えられた場合、どのような ρ_a - T 特性となるかを調べた。

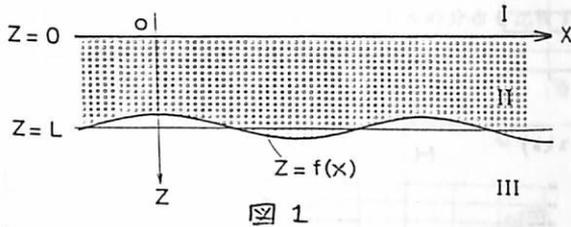


図1

図1で、Region I および III は不導体であり、Region II は有限の電気伝導度をもった導体とする。

実際の計算例として $f(x) = L - h \cos \frac{2\pi}{\ell} x$ なる伝導度層底面の形状を考え、計算を行った。パラメータ、 $L, h, \ell, \rho, \beta (=1/\rho)$ として、 $\rho = 100 \Omega\text{-m}, \ell = 10 \text{ km}, \beta = 1$ を与え、 L, h に712は、 $(L, h) = (100 \text{ m}, 0.3 \text{ km}), (100, 0.5), (100, 1.0), (100, 2.0), (100, 5.0), (1000, 1.0)$

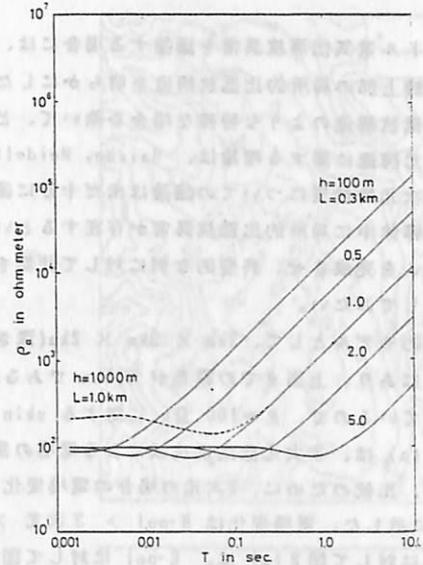


図2

のそれぞれについて計算を行った。 ρ_a - T , phase- T のグラフをそれぞれ図2, 図3に示す。ただしそれぞれ $\alpha = \frac{2\pi}{T} x = 90^\circ$ の位置でのグラフである。

- a) パラメータLの効果(Lは層底面の深さ)
Lが大きくなる(深さが深くなる)と、 ρ_a がTの長い領域まで一定値の100 $\Omega\text{-m}$ (仮定した ρ と同じ) をとることがわかる。 ρ_a のTに対する変化は、Tが長くなるにつれて、一定値だったものが、ある所から、少し減少してゆく。直線的に増加してゆく。これは、モデルの物理的イメージと一致した結果である。仮相について同様である。
- b) パラメータhの効果(hは層底面の揺れ)

$h=100 \text{ m}$ と 1000 m の比較から、 ρ_a - T に712は、Tが長い領域で、仮定した ρ の値より大きい値へと準化する。Tが長い領域では、両者ともに同じ割合で ρ_a が増加する。一方、phaseに712は、ともに 0° に準化する以外、曲線が一致しない。

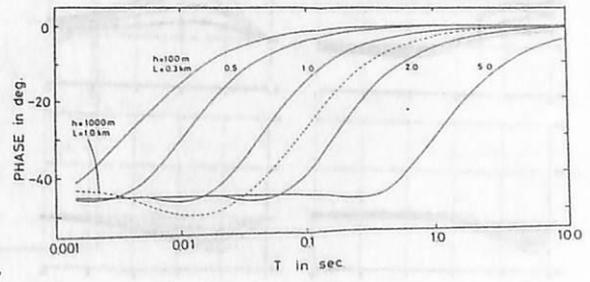


図3

地磁気 - 地電流変化の局所的異常と
地殻上部の3次元比抵抗構造 (1)

— 理論的考察 —

本蔵義守, 久保俊一

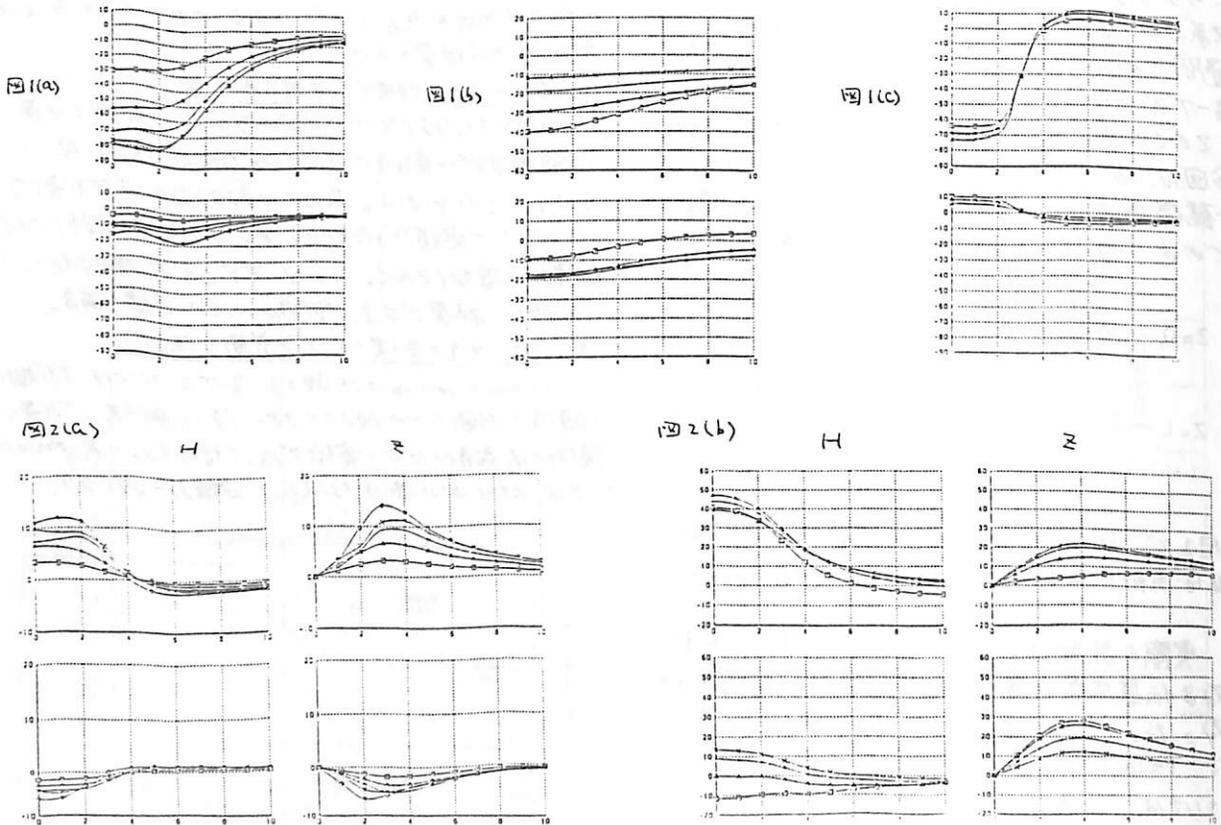
東工大理

マントル電気伝導度異常を議論する場合には、1次元近似あるいは2次元近似の扱いが通常許されよう。しかし、地殻上部の局所的比抵抗構造を明らかにしたい場合には、とくに地質構造が複雑なわが国においては、活断層の比抵抗構造のような特殊な場合を除いて、どうしても3次元の取り扱いが避けられない。

3次元構造に関する理論は、Raiche, Weidelt, Hohmannらによる積分方程式法が一般的であるが、観測データの3次元の性質についての議論は未だ十分に議論されているとはいえないのが現状である。われわれは、半無限一様導体中に局所的比抵抗異常が存在するという最も簡単な場合について、地表での電磁場分布を計算するプログラムを完成させ、典型的な例に対して計算を行った。そこで、その結果を用いて、3次元構造の特徴について考察してみたい。

典型的モデルとして、 $3\text{km} \times 3\text{km} \times 2\text{km}$ (深さ)の低比抵抗域 ($\rho = 10 \Omega\text{m}$) が半無限一様導体中 ($\rho = 100 \Omega\text{m}$) にあり、上面までの深さが 0.5km である場合を以下で扱う。ここで、 $\omega = 1$ ($T = 6.3\text{sec}$) の周期変化を仮定しているので、 $\rho = 100 \Omega\text{m}$ に対する skin depth は約 12km である。

図1(a)は、3次元低比抵抗域による電場の擾乱を、比抵抗構造の対称軸上に沿う電場変化(%)として示している。比較のために、2次元の場合の電場変化を、E-polarization, H-polarization に対し、それぞれ図1(b), (c)に示した。電場変化は $H\text{-pol} > 3\text{次元} > E\text{-pol}$ となっていることがよくわかる。同様に、磁場変化を、3次元に対して図2(a)に、E-pol に対して図2(b)に示す。水平成分、鉛直成分ともに、3次元の場合は E-pol の $1/5$ 程度であることがわかる。



地磁気・地電流変化の局所的異常と
地殻上部の3次元比抵抗構造(2)

一 登別地域における観測例一

本蔵義守, 久保俊一
東工大理

3次元比抵抗構造の研究が不可欠な場合として、地殻上部の比抵抗構造を考えているが、そのような場合の実例としては、地熱地帯におけるCA観測があげられる。ここでは、昨年夏、北海道登別地域で行った観測から得られたデータを用いて、3次元比抵抗構造の性質について議論したい。もちろん、現実のデータに即して3次元モデル計算を行うのは、今の時点では大変困難であり、本稿においてもそこまではとても扱えない。

図1に観測点の分布を示す。小円はVLF-MT, 中円はELF-MT, 大円はELF-MTおよびULF-MTの観測点である。ELF帯、ULF帯の観測では磁場のZ成分も測定している。ULF帯の観測結果はまだ解析が終わっていないので、ここではVLF-MTとELF帯の観測結果について述べる。図2にVLF-MTの結果を示す。低い所では $20 \Omega m$ 以下、高い所で $200 \Omega m$ 以上と1桁以上も異なっている。この結果から表層比抵抗分布のコンターが図に示したように求まる。図3は各点における見かけ比抵抗の異方性とskew値である。skew値の大きい所は3次元、skew値が小さく異方性が高い所は2次元、skew値が小さく異方性も低い所は1次元という区別はできる。2次元の場合、主軸の方向はE-pol, H-polに対応するが、観測点付近の比抵抗値の近似としては、E-polおよびH-polに対する見かけ比抵抗値の幾何平均をとるのがよい。そこで、図4に2方向に対する見かけ比抵抗値の幾何平均分布を示した。これを図2と比較すると、よい対応が見られる。また、この分布図とインダクションベクトルの分布を比較すると、3次元の構造に対する情報が得られる。

図1

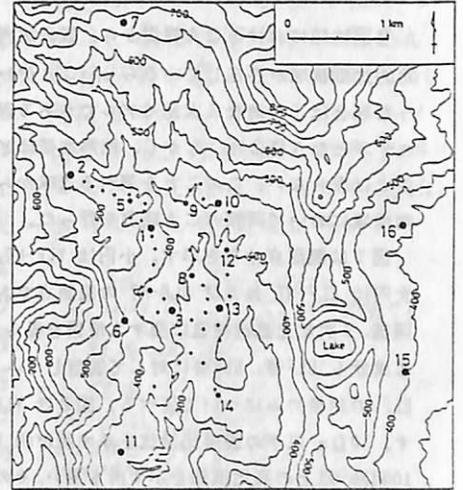


図2

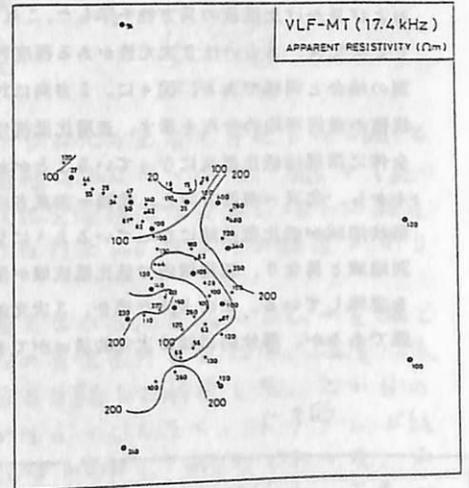
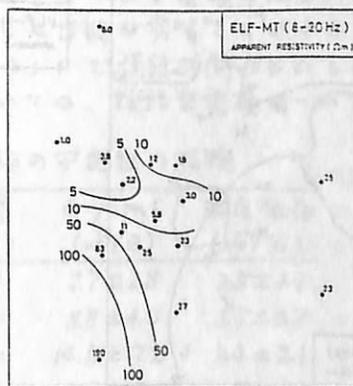
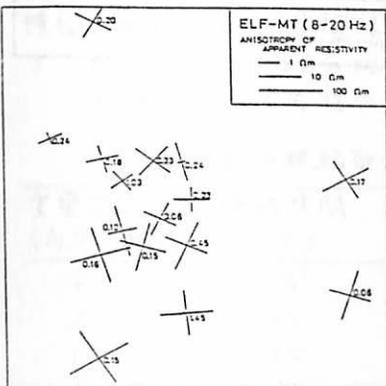


図3

図4



地磁気・地電流変化の局所的異常と
地殻上部の3次元比抵抗構造 (3)

— 薩南地域における観測例 —

本歳我守, 渡辺修夫
東工大理

登別地域におけるCA観測から、観測域内に孤立した3次元の比抵抗域が存在しているらしいことがわかった。このような場合は、単純な3次元モデルでもある程度現実に即したモデルとなり得よう。しかし、地熱地帯はどこでもそうであるとは限らない。このことを調べる意味からも、昨年秋に薩南地域において同様のCA観測を行った。

図1は観測点分布を示す。小円はVLF-MT, 中円はELF-MT, 大円はELF-MTおよびULF-MTの観測点である。登別地域と同様、3次元比抵抗構造に関する情報を得るために、磁場のZ成分もELF帯、ULF帯に対して観測している。以下ではVLF, ELFの結果のみについて述べる。図2はVLF-MTの結果を示す。10Ωm以下の表層比抵抗を示す所が約10点あり、また100Ωm以上の高比抵抗を示す所も多い。その分布は複雑ではあるが、図に示したようなコンターが引ける。図3にskew値および見かけ比抵抗の異方性を示した。これらの組み合わせで2次元性、あるいは3次元性がある程度判断できの、登別の場合と同様である。図4に、2方向に対する見かけ比抵抗値の幾何平均の分布を示す。表層比抵抗分布と比べると、全体に深部は低比抵抗になっていることがわかる。図2と図4から、北東-南西方向と、北西-南東方向に延びる2本の帯状地域が低比抵抗域になっているように見える。これは登別地域と異なり、観測域内で低比抵抗域が閉じていないことを意味している。このような場合、3次元的扱いは極めて困難であるが、部分的には2次元的扱いができるかもしれない。

図1

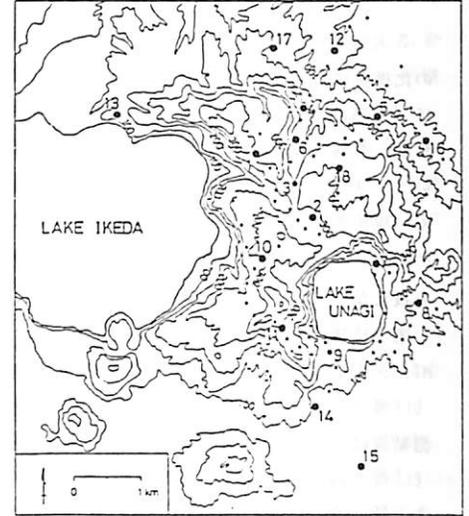


図2

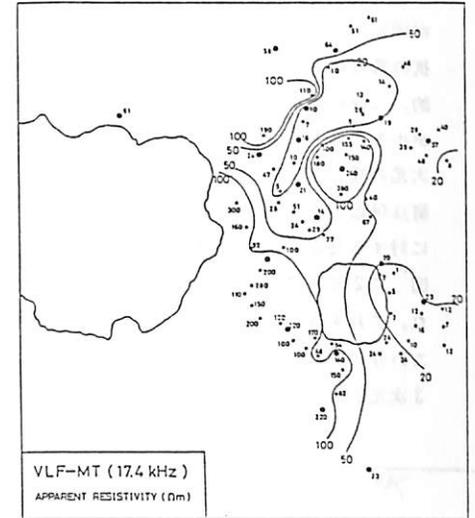


図3

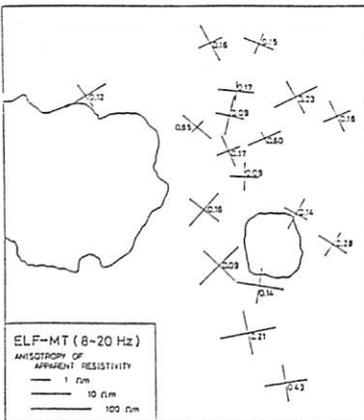
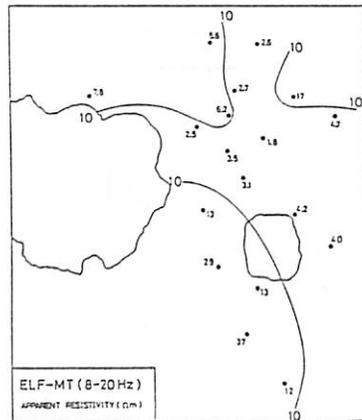


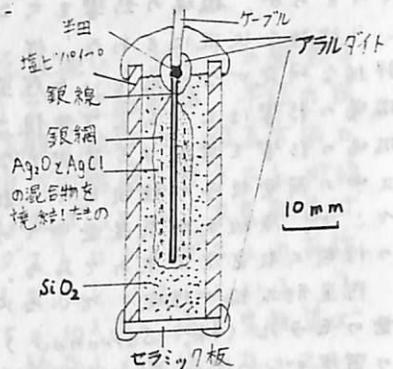
図4



堀口品夫・田中秀文・河野長
(東工大・理)

海底での電場測定は、①海水自身が良伝導体であり、②電極間のスパンを長く取りたい、の理由から、10 μV以下の極微小電圧を測定する必要があり、電極に安定性や高S/N比が要求される。この目的には、平衡電極の一種のAg-AgCl電極が最も良いことが知られているが、実用にはまだ十分でない。Filloux (1980) は、機械式千分パーを用いてノイズを減らしたが、これは電カを食うため、長期観測には不利である。河野等 (1984) は焼結型のAg-AgCl電極を開発し、電極の性能を大幅に向上させたが、本研究ではこの焼結型のAg-AgCl電極の特性について調べ、有効な製作法を見い出すことを目標とした。

製作した電極は焼結型5種類、未焼結型1種類と白金電極の合計7種類52本である。焼結型電極はAgClのかかりに、Ag₂OとAgClの混合物を450℃、空气中で約15分加熱焼結し、銀の表面積を増大させるもので、右に断面図を示す。用意した5種類の焼結型電極は、Ag₂OとAgClの混合比をかえたもの4種(各9~10本)、焼結時間を半分にしたもの1種(6本)である。



実験は、①温度が一律で一定のKCl溶液中に置いた電極間の電位差(理想的には零)のドリフトや温度依存性、②異なる温度にある電極間の電位差の温度特性、について調べた。

実験①の予備実験として、電極a,bの電位差 V_{ab} と、デジボルの正負を逆にした V_{ba} とが、 $V_{ab} + V_{ba} = 0$ (交換則)を満たすかどうか、3本の電極a,b,cについて、 $V_{ab} + V_{bc} = V_{ac}$ (加法則)が成立するかと調べた。これは、焼結型電極では2 μV以下の誤差範囲で成立するが、未焼結型では10 μV以上、白金電極では数10 mV以上もの誤差があり、基本的性能に大きな差があることが判明した。

実験①として、電極の温度を1日1回ステップ状に変えながら、室温→0℃→室温と15日間にわたる連続的測定を行った。この間の各電極間の電位差の変化には、温度に依存する成分と、一方向的ドリフトとがあり、これらを成分を分離して解析した。これらの結果は焼結型電極については下表に示したが、未焼結型ではずっと大きく、ドリフトが約450 μV/日、温度依存性が70 μV/℃で、白金電極ではこれより25 mV/日、7 mV/℃であった。未焼結の電極や白金電極は著しく性能が劣ることがわかる。同じ焼結型の電極でも、下表から、Ag₂OとAgClの混合比が4:1で焼結時間15分のものが最良であることがわかる。

実験②の温度特性については、焼結型電極については $324 \pm 29 \mu V/^\circ C$ と $342 \pm 14 \mu V/^\circ C$ 、未焼結型については $427 \pm 31 \mu V/^\circ C$ の結果が得られた。

5種類の焼結型電極の安定性の比較

重量混合比 (Ag ₂ O : AgCl)	焼結時間 (分)	数量 (本)	ドリフト (μV/日)	温度依存 (μV/℃)
4 : 1	15	9	7.7 ± 2.8	2.5 ± 1.1
2 : 1	15	10	8.8 ± 4.0	1.5 ± 0.7
1 : 1	15	10	14.6 ± 7.2	4.4 ± 2.1
1 : 2	15	10	13.3 ± 2.5	4.7 ± 3.4
2 : 1	7	6	10.4 ± 5.3	3.7 ± 1.9

(文献)

Filloux, J.H., J.G.G., 32, SI 33, 1980.

河野洋三・行武毅・瀬川爾朗, CA 研究会論文集, 25/1, 1984.

梅林 豊治

(京大 理)

太陽系の形成において電磁現象が果たした役割については、*Alfvén* や *Hoylé* を始めとして多くの人々が、その重要性を指摘している。しかし、現在のところ、磁場の影響を完全に考慮したモデルが作れるほど惑星系形成の物理・化学的状態は理解されていない。さらに、その物理・化学的状態そのものが、磁場の影響を大きく受けるといふ複雑な状況にある。従って、実際に詳細な研究がなされている惑星形成論では、磁場の影響はとりあえず無視されてきた。磁場の影響を考慮する基礎となるのは、ガス中の荷電粒子の種類とその数密度である。そこで、原始太陽系星雲中での、荷電粒子の種類と数密度を求めてみる。

惑星形成論が想定している円盤状のガス雲のモデル(林, *Safronov*)では、ガスの密度が 10^{10}cm^{-3} から 10^{16}cm^{-3} 程度、温度が 10K から数 100K 程度までの広い範囲にわたっている。この温度は、まだ熱電離が効果的になるほど高くない。従って、ガス雲の荷電粒子密度は、より低密度の星間雲の場合と同様、宇宙線や放射線元素の崩壊によるガスの電離に始まるイオン-分子反応系で決まる。

ガス中に浮遊している固体微粒子の表面は、イオンと電子の再結合反応の場所として重要な役割を果たしている。一般に、微粒子表面は衝突してくる荷電粒子を吸着する。この吸着された電子(或いはイオン)と入射してくるイオン(或いは電子)が、微粒子表面で再結合反応を起こすからである。これに関する素過程を詳細に調べた結果、微粒子は衝突してくるイオンや電子をかなり高い確率で吸着すること、再結合反応はほぼ100%の確率で起こると考えられることが、明らかになった。気相中にあるイオンや電子の数密度が微粒子の数密度より極端に減少すると、微粒子同志の衝突が微粒子とイオン(或いは電子)の衝突より

頻繁になる。従って、微粒子同志の衝突でも、表面に吸着された電子とイオンの再結合反応が起こるようになる。

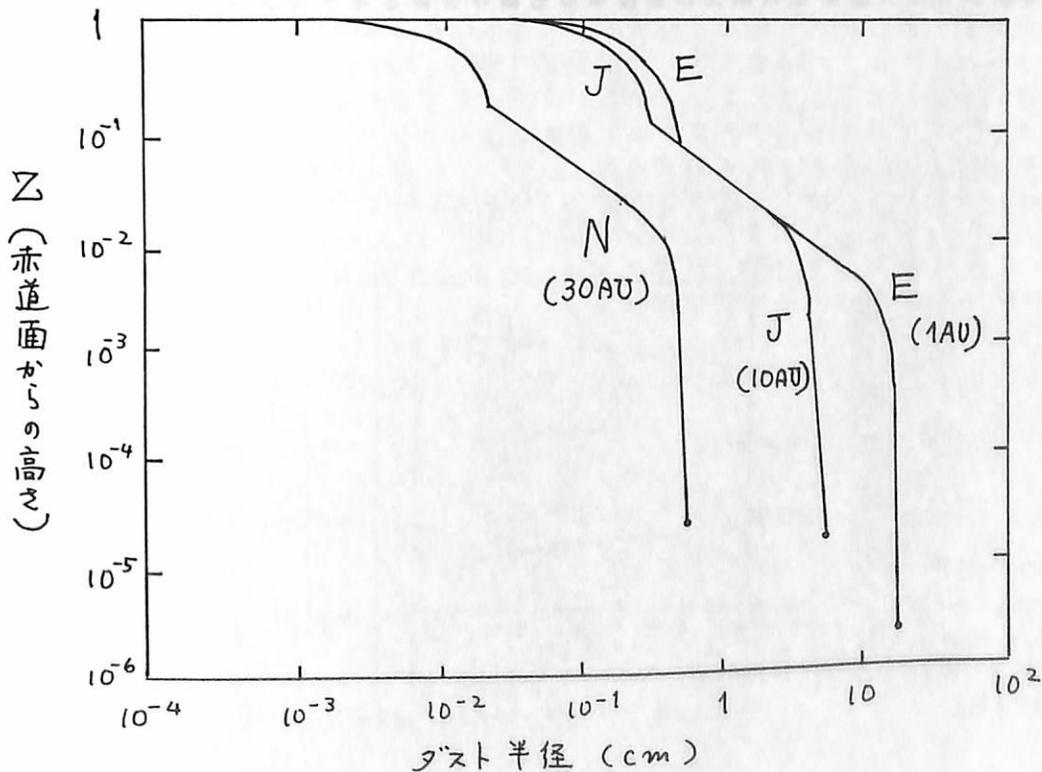
さらに、太陽系星雲に存在したと予想されている ^{26}Al は、ガスの電離源として、荷電粒子密度に大きく影響する。ガス雲に宇宙線が入射しにくくなる領域では、 ^{26}Al が主な電離源になるからである。

以上のようなことを組み込んだ反応系を用いて太陽系星雲の荷電粒子密度を求め、次の結果を得た。

1. 中性粒子に対する荷電粒子の割合は、個数比で 10^{-12} 程度以下であり、ガス雲の全領域で極めてわずからである。
2. ほとんどの領域で、電子、或いはイオンを1個吸着した微粒子が主要な荷電粒子である。気相にあるイオンと電子は、いずれも微量成分である。イオンのほうが電子より100倍程度数が多い。
3. 地球領域より内側では、宇宙線が入射できなくなり、ガスが電離されにくくなる。このため、荷電粒子の割合は大きく低下する。特に、気相中のイオンと電子にこの傾向が著しい。
4. ^{26}Al が隕石から予想されている割合で存在する場合、ガスの電離率はどの領域でもほとんど変化しない。このため、荷電粒子の割合とあまり変化しなくなるので、地球領域より内側では、荷電粒子密度が大きく増加する。

惑星形成は、太陽系星雲のガスから固体微粒子のダストを分離することから始まる。この分離は、ダストが太陽塵カの鉛直成分にむかれ星雲の赤道面に沈殿することによって行われる。沈殿によりダスト層が薄くなるにつれて層内のダスト密度は増大し、やがてガス密度を越える状況が実現する。このようになると、それまでガスに引きずられて運動していたダストは、逆にガスを引きずりながら公転運動を始めようになり、沈殿速度等々に変化が生じる。このようなことは、従来のダストの沈殿成長の研究においては見過ごされていた。

我々はダスト層を、ガス・ダストの2成分流体として取扱い、ダストの厳密な運動を求めて、その沈殿成長を詳しく調べ直した。そして、沈殿軌跡、半径の成長曲線、沈殿時間について解析的表式を得た。まず、沈殿の軌跡は、鉛直方向から動径方向へ、更に動径方向から再び鉛直方向へ2度方向転換を行うことが明らかになった。ダストの最終成長サイズは、地球軌道付近で18 μm 、木星軌道付近で5 μm 、海王星軌道付近で0.5 μm 程度となり、ダストによるガスへの反作用を無視していた従来の評価値よりもかなり小さなサイズにとどまるといえる。また、沈殿時間は、地球軌道で 2.0×10^3 年、木星軌道で 5.5×10^3 年、海王星軌道で 5.4×10^4 年となり、これらの値も従来の値に比べて、幾分か小さな値となっている。以上の結果をまとめて報告する。



小天体との衝突

西田 修三(摂南大), 中澤 清(東大理)

惑星成長過程を支配する原始惑星と小天体との衝突断面積はこれまで2体系の力学から求められてきた。しかし、実際の惑星成長は太陽のまわりで進行したはずで衝突断面積は太陽の重力を考慮して求められねばならない。すなわち3体系の力学から導かれねばならない。

2体系の力学では、相対速度と衝突パラメーターの2つの自由度で衝突過程が記述される。太陽重力場内での、原始惑星・小天体の衝突過程では一般には12の自由度がかかわってくる。一般論を展開する準備として、ここでは以下のような単純化をして3つの自由度を持つ衝突過程を考える。

- 1) 小天体の質量は太陽および原始惑星の質量に比べて十分小さい。
- 2) 太陽および原始惑星の公転面内で運動している。
- 3) 小天体は太陽・原始惑星の公転面内で運動している。

これらの過程により、小天体の運動は、いわゆる、同一面内円制限三体問題で記述されることになり、また、小天体の初期軌道要素は長半径、離心率、位相角の3つで表されることになる。これら3つのパラメーターをかえながら、円制限三体問題の運動方程式を直接数値的に積分することにより、太陽重力場内にある小天体の原始惑星との衝突、散乱断面積を求めた。

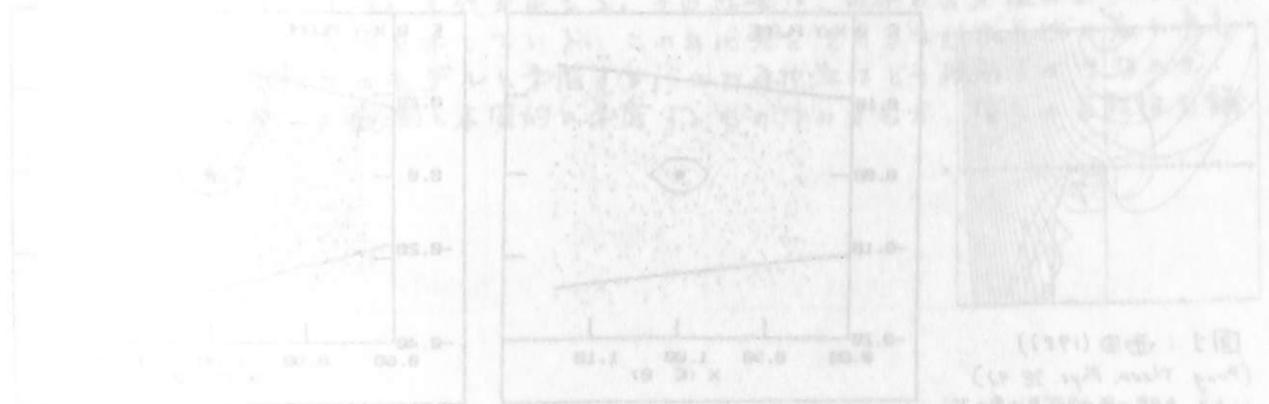
その結果、原始惑星と小天体との衝突断面積は、2体系の力学から求められるものに比べて、1.4倍から2.3倍大きくなることを見い出された。このことは、従来より考えられていた成長時間にくらべ惑星が約2倍速く作られることを意味する。

中澤 清 (東大理), 林 忠四郎 (京大理)

太陽系の形成期には、小天体相互の、あるいは、原始惑星と小天体との遭遇や衝突が激しく起っている。このような遭遇・衝突過程における素過程として、太陽重力場内での2天体の天体力学的振舞 (散乱、衝突過程)、衝突破碎・合体過程、2天体の遭遇における潮汐破碎過程などがあるが、いずれもまだ十分調べられていない。ここでは、その一つである潮汐破碎過程について報告する。

1つの天体のまわりを円軌道を描いて公転する小天体の潮汐破碎過程については古く Roche により調べられている。例えば、地球と月の場合、地球半径の約3倍より外側では地球の潮汐力は月の自己重力より小さく月は安定である。他方、それより内側では潮汐力が勝り、月は破碎されてしまう。しかし、この結果は円軌道という定常的な場合のものであり、1つの天体が他の近くを通過する、といった非定常な問題は適用出来ない。

非定常な場合の潮汐破碎過程を調べるために、粒子法による数値シミュレーションを行った。小天体が十分大きな天体 (原始惑星) の近くを飛来する場合を考える。小天体は、ある一定の広がりを持った多数の粒子集団で記述し、粒子間には重力だけが作用しているものとする (すなわち、小天体は自己重力によってのみ結合しているものとする)。小天体が原始惑星から十分離れている時自転していないと仮定し、放物軌道に投入した。放物軌道から予想される最近接点距離、すなわち、近地点距離、 r が種々の値を持つよう、いくつかの数値シミュレーションを行った。その典型的な2~3の計算例を示す。これらの結果から、非定常な場合の潮汐破碎限界は近地点距離が惑星半径の約1.8倍であることが分かる (原始惑星として地球、小天体として月を考えた場合)。小天体が氷天体である場合や潮汐破碎過程の太陽系形成論における意味についても言及する。



関谷 実, 観山 正見, 林 忠四郎
(京大 理)

N体問題を解く新しいアルゴリズムを開発し、それを用いて拡がりのある粒子による方法により、太陽と原始木星の重力下における太陽系星雲の三次元のガスの流れをシミュレートした。その結果、原始木星の質量が現在の木星に比べて十分小さいときは大きい密度変化は原始木星のヒル圏外には生じないが、原始木星の質量が現在の木星程度にまで成長すると、周りの星雲には二本のショックが生じることがわかった。これは次の様にして理解できる。原始木星のヒル圏の半径を a ($= a \cdot [m/m_0]^{1/3}$, ここで a は木星の軌道半径, m は原始木星の質量, m_0 は太陽質量) としよう。もしも星雲ガスに圧力も粘性もないとすると、流体粒子の運動は万有引力下での試験粒子の運動として記述される。西田 (1983) の数値計算によると、原始惑星に対して衝突半径 b が $1.5a \leq b \leq 3a$ のケプラー粒子は原始惑星の横を通過後互いに交差する様な軌道を描く (図1)。ところで、流体の場合は圧力と粘性があるために異った様相を示す。まず、原始木星が小さく、そのヒル半径が $h \ll c/\Omega$ (ここで c は音速, Ω は木星軌道におけるケプラー角速度) であるとき、ヒル半径のオーダーの密度の変化は圧力で押し戻されてしまう。そのためヒル圏後方に大きい密度変化は生じない (図2)。原始木星の質量が大きくなり $h \approx c/\Omega$ となると、圧力の効果があまり効かなくなり、試験粒子の軌道に近くなる。しかし粘性のために流体粒子の軌道は交差しないので、そのかわりにショックを生じる様になる (図3)。丁度 $h = c/\Omega$ となるときの原始木星の質量は $0.4m_J$ (m_J : 木星質量) であるので、これより原始木星が大きくなるとショックが目立ち始めるわけである。数値計算の結果はこのオーダー・エスティメイトとうまく合っている。図3に見られる様に、ショックの後方では密度がうすくなっている。これは図1の粒子軌道を反映していると考えられる。即ち、単純な制限三体問題の場合でも、原始惑星の後方には空隙が出来ている。流体の場合には星雲ディスクの厚さ (スケールハイト) H に比べて、密度変化の動径方向の Δr が小さいときは、空隙は圧力により埋められてしまう。ところがショックを生じるのは上述のように $h \approx c/\Omega \approx H$ の場合であり、さらに $h \approx H$ であるので、結局 $\Delta r \approx H$ となり、ショックの後方に出来た溝は、角運動量保存の効果が圧力の効果に勝り、埋められないことになる。このメカニズムにより、原始木星軌道近傍の太陽系星雲の密度が減少していく。このことと、木星形成との関連についても言及する。

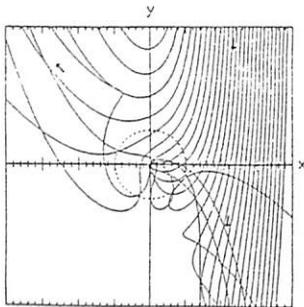


図1: 西田 (1983) (Prog. Theor. Phys. 70 93) による太陽と原始惑星の重力下での粒子の軌道

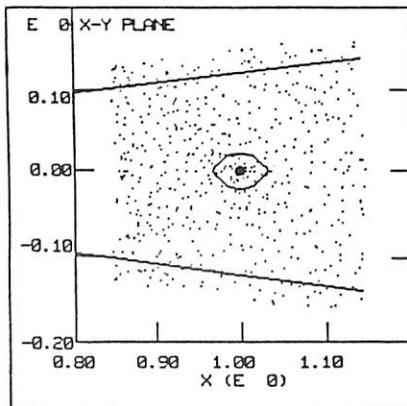


図2 $m = 0.1m_J$ (m_J : 木星質量)

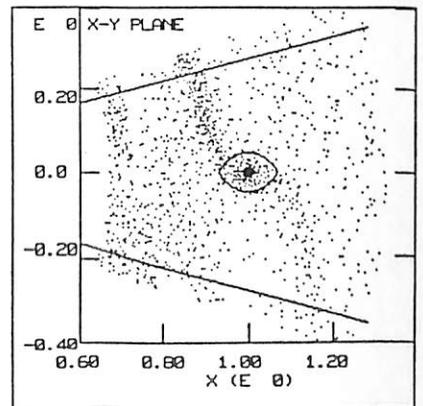


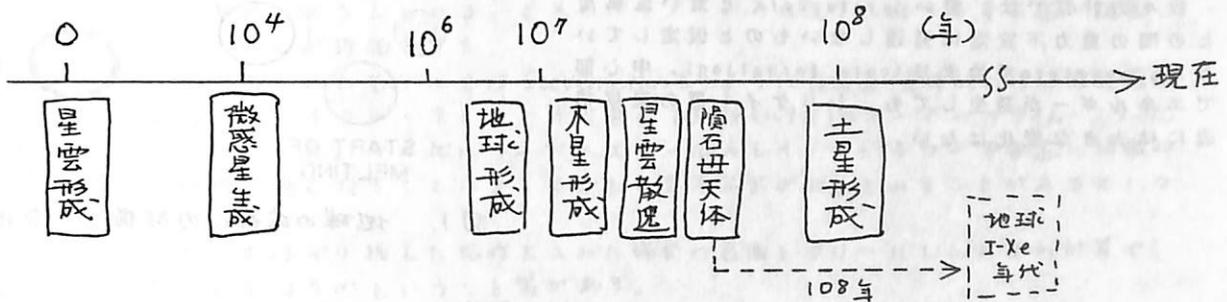
図3 $m = 1m_J$

III-35 隕石・地球・惑星の形成年代

中川 義次, 佐々木 晶, 中澤 清 (東大理)

一般に, 惑星成長は材料物質(ダスト)の柱密度 σ_0 の高いところ程はやく進行する。ダストの柱密度 σ_0 は太陽に近いところ程大きな値であったと考えられるので, 惑星形成は太陽に近い惑星から順に進行する。我々のこれまでの数値シミュレーションの結果では, 地球は約 1×10^7 年で形成される。木星はそれより少し遅れて約 3×10^7 年で形成される。木星が形成されると固もなく, 太陽系星雲は太陽風に吹かれ消滅したものと考えられる。土星形成は木星より更に長い時間と要するので, 星雲ガス捕獲成長段階で星雲散逸が始まり, 太陽系星雲消滅と共に成長を終えたものと考えられる。

また, 隕石の主たる母天体と考えられる小惑星は, 現在の小惑星帯付近で成長した微惑星が, 星雲散逸後に木星摂動により相互に高速衝突を繰返して壊れた残存微惑星と理解できよう。I-Xe年代から知られている隕石の相対形成年代幅($\sim 3 \times 10^7$ 年)を, この高速衝突時代に対応付けて理解できることは, 昨年の学会において既に報告した。以上をまとめると次のようになる:



我々のモデルでは, 地球は隕石母天体形成前に既に誕生している。一方, 地球において求められた $^{129}\text{Xe}^*/^{127}\text{I}$ の値を隕石の値と比較することにより, 両者の間の相対的 I-Xe 年代が求まる。その結果は, 地球の方が隕石よりも約 1×10^8 年も若い年代を示している。この年代差をそのまま形成年代の差と考えると, 明らかに我々のモデルと矛盾する。この年代差はどのように理解すべきなのか, 我々のモデルはこの観測と本質的に矛盾するものなのか否か, 種々の可能性を議論する。

地球型惑星形成時の内部進化

— 鉄・シリケート重力分離と対流熱輸送 —

佐々木 晶 ・ 中沢 清
(東大理)

地球型惑星の初期進化では、鉄・シリケートの分離に伴う重力エネルギーの解放と、対流による熱輸送が、重要なはたらきをする。形成時のシリケート層（原始マグマ・オーシャン）は、レーリー数、プラントル数ともに非常に大きく、現在のマントル対流に適用されている手法は使用できない。我々は、粘性の効果を考慮して、星の対流の mixing length theory を改良し、heat flux の表式を求めた。

地球の場合、質量が現在の 1/6 を越えると、原始大気の保温効果で表面の融解が始まる。その後、原始地球の内部は、中心の proto-core、金属層、及びシリケート層にわかれる。重力分離によるエネルギー解放は、 7.6×10^{30} (J) に達するが、対流によりその約半分は外に運ばれてしまう。最終的な温度分布は、図 3 に示される。シリケート層の大部分は、部分熔融状態を保つ。

我々の計算では、軽い proto-core と重い金属層との間の重力不安定は発達しないものと仮定しているが、overturn が始まり (core formation), 中心部でエネルギーが発生しても、シリケート層の温度構造には大きな変化はない。

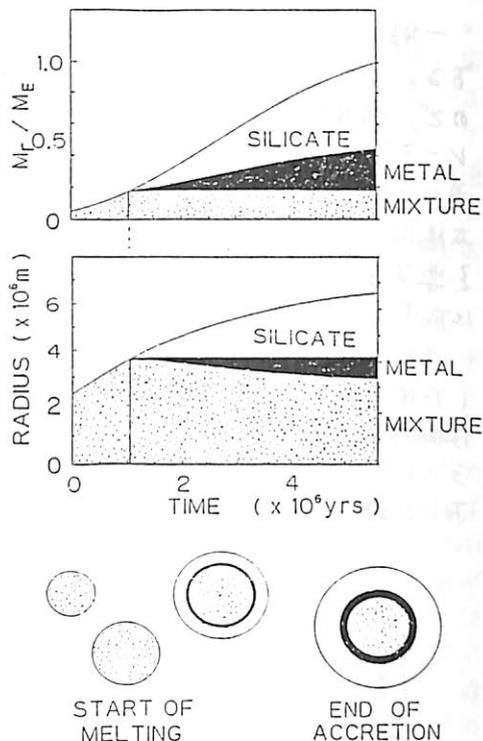


図 1. 地球の成長と内部構造の変化

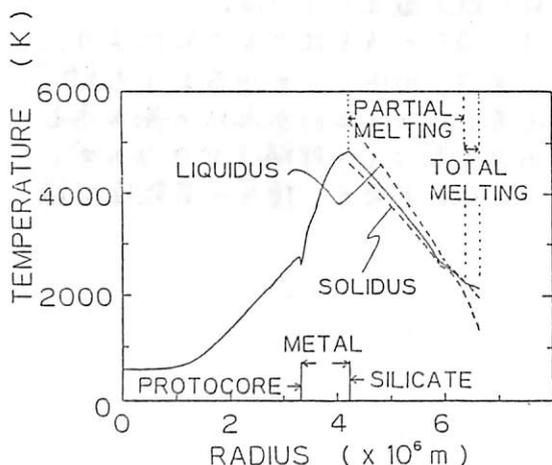


図 3. 形成終了時の温度分布

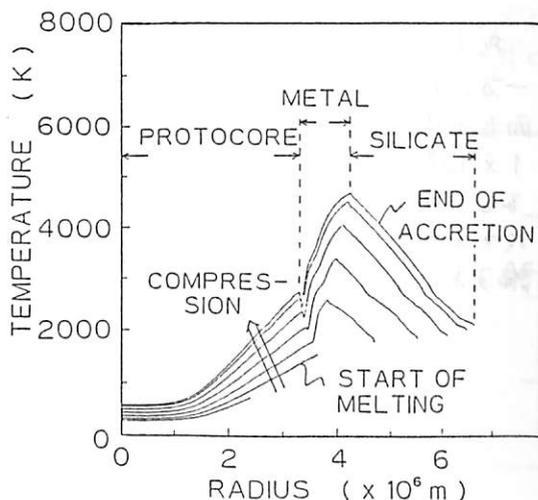


図 2. 温度構造の変化. 時間間隔は 10^6 年.

井田 茂・中川 義次・中沢 清
東大理

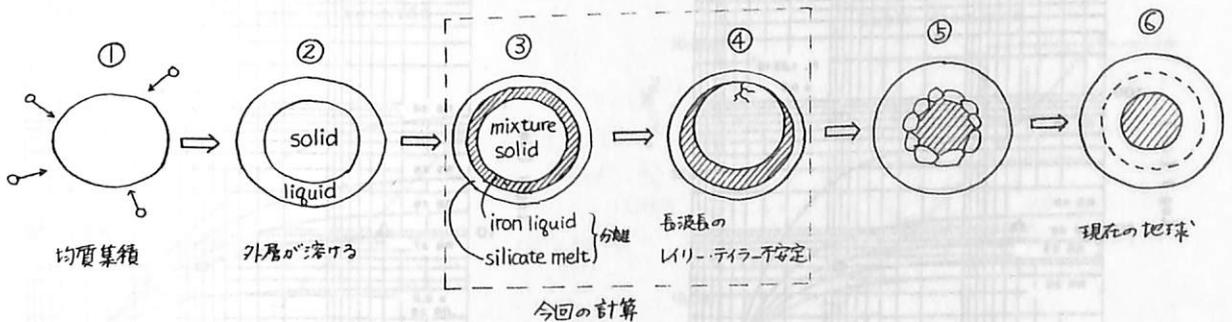
地球コアの形成について最近注目されていゝものとして、Stevensonによる説がある。それは、均質に集積した原始地球の外層が原始大気による温室効果又は微惑星のインパクトで温度上昇して溶け、そこで重い鉄と軽いシリケートが分離し、その鉄の層とその下の固体層とがレイリー・テイラー不安定(長波長の)によってひっくり返って鉄のコアが形成されたとするものである。(下図参照) 岩石の残留磁化の測定により少なくとも35億年前迄にはコアは形成されていなければならぬと考えられているが、その点このレイリー・テイラー不安定によっていまにコアを形成するというアイデアは有力である。

しかしながらこの説で最も重要な長波長のレイリー・テイラー不安定が起こるという過程(下図④)については実験室での平面のレイリー・テイラー不安定からの類推による定性的な議論がなされているに過ぎない。そこでこの過程についてきちんと自己重力系非圧縮粘性流体についてナビエ・ストークス方程式を解いて定量的な議論をしてどういふ波長の不安定がどういふタイム・スケールで起り、更には地球初期進化論と合わせていつの時期にこれが起ったかと明らかにすることにした。

そのために今回は第一段階として、モデルを単純化して非回転、球対称、2層(②図でのmixture solidの層とiron liquidの層に相当)で各々の層では密度一様を仮定して、パラメータ(半径、密度、粘性)をいろいろ変えて振動を身えて振動の波長と不安定の成長率との分散関係と求めた。分散関係がわかることによってそのパラメータの状況下に於ける不安定の波長、そのタイム・スケールが評価できる。

結果はこの単純化されたモデルではStevensonの言うように長波長(具体的には球面数展開したときの $l=1$)のレイリー・テイラー不安定が 10^5 秒(〜1日)のオーダーのタイム・スケールで起こることがわかった。その他にラージ・スケールのレイリー・テイラー不安定に特徴的な振動として粘性が強くなることによって不安定が加速されることがあるということもわかった。

今後の課題としてはやり残した粘性を入れた場合の表面をフリーにしたときの計算や、回転を入れたらどうなるかということ等がある。



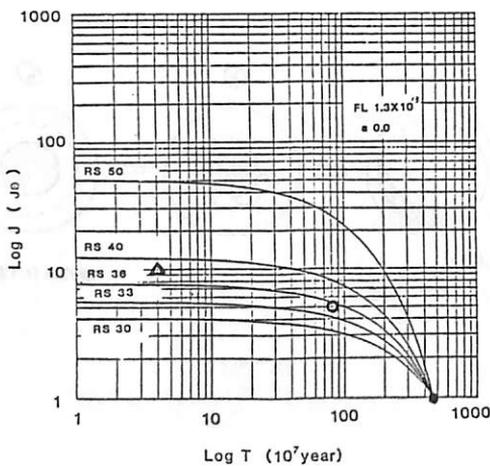
柴田 和志、大泉 寛
(東北大学・理学部)

1. 序 太陽系は、太陽や惑星の角運動量分布が元の質量に対する分布状況とは相違しその大部分が惑星に集中すること、異常分佈系であることを知られている。この異常分佈は、かつて惑星の形成過程に於いて何らかの機構により、太陽系あるいは太陽を形成する物質から惑星を形成する物質へと質量の角運動量が輸送されたことを示唆しているものと思われ、今回この太陽系入質量と角運動量の分布状況を銀河における主系列星群の質量と角運動量の分布と比較した結果、この異常分佈の形成は、太陽系を母体とする分子雲の初期条件に依存するのではなく、その系内の在る子理由により太陽から惑星へと有効に角運動量が輸送された結果であることが一層明らかになり示唆された。現在その輸送プロセスは明らかにならず、我々はこの輸送プロセスが電磁プロセスにあるとし、また太陽からの角運動量放出を計算した。

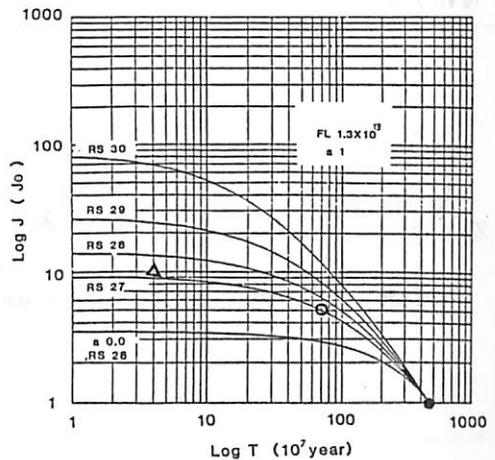
2. 計算結果 モデル計算は、Weber and Davis (1967) の導いた輸送方程式に磁気的ボーン法の規則を連動させ、基本的には Stellar Wind による角運動量輸送があると仮定して行われた。その結果、主系列段階の G 型星の自転

速度(自転角運動量)の変化の観測結果を我々のモデルの方が良く再現し、磁気的ボーン法の仮定が支持された。しかし、主系列段階(T-Tauri 段階)に対しては、その角運動量を説明するために必要な放出質量が観測量の 1000 程度と有り、今回のモデルでは主系列段階で説明することはできなかった。この差は現在検討中であるが、モデル計算における完全電離の仮定に問題があると思われる。今後改良する必要がある。

3. まとめ 太陽系の角運動量分布の状況を主系列星と比較した結果、太陽系は主系列星を形成した分子雲と同様に初期密度、自転速度を保持しながら形成されたことと考へるに矛盾しない。つまり太陽系内の角運動量分布状況は、太陽から惑星群へ有効に角運動量が伝えられた結果とすると説明が容易であることが示された。現在この太陽系から逆へ電磁作用による角運動量輸送を検討するとこれは太陽から惑星に角運動量を伝えるという面からは、無視できない範囲にあり、真の角運動量輸送は少なくとも主系列段階以前にあることが明らかとなった。



(図1) 従来のモデルによる結果。FLは△で70K型星団、○はFC型星団、●は太陽を示す。



(図2) 今回のモデルによる結果

座主 繁男・小嶋 絵・仁藤 修
(東大理) (東京農工大工)

ザイール産の10個の同一起源と考えられるダイヤモンドに、K-Arアイソクロン年代測定を適用した結果について、報告する。

今回、K-Arアイソクロン年代測定を試みた試料は、中央アフリカ・ザイール産のダイヤモンド 10ヶ (cubic diamond 10~50, irregular-shaped diamond 6R~10R) である。ザイール産ダイヤモンドの中には、形状がcubicで極めて特徴ある結晶があり、容易に産地が見分けられる。こうした形状の類似から、われわれはこのダイヤモンドは、同一起源のものと仮定し、アイソクロン年代測定を行った。同一起源か否かの結論は、アイソクロンの結果から、最終的に判断される。

Cubic diamond (10~50) について、測定結果をK量- ^{40}Ar 量 (図1), 及び $\text{K}/^{36}\text{Ar}$ 比 - $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 比 (図2) 図上にプロットして示す。もし、各々図上で、各試料の測定点が直線上にのる場合、その直線の傾きから年代が求まる。図1, 2とも各試料点が直線上に、よくのっており、年代計算すると $\text{K}-^{40}\text{Ar}$ 図から 5.88 b.y., $\text{K}/^{36}\text{Ar} - ^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ から 6.07 b.y. となり、実験誤差の範囲ではほぼ一致する。しかし、この年代値は地球の平均 4.54 b.y. より古くなるので、真のダイヤモンド生成年代としては、考えにくい。他方、図1, 2とも異なるプロット方式にもかかわらず、直線関係を手え、その見かけの年代もほぼ一致することは、実験誤差や偶然によるものではないことを強く示している。現在、われわれは、マントル中に、 $\text{K}/^{40}\text{Ar} = \text{一定}$ "reservoir" があり、個々のダイヤモンド結晶が成長する際、この "reservoir" から異なる量の $\text{Ar}(\text{K})$ を捕獲したため、図1に示すようなきれいなアイソクロンを手える結果になった、と解釈している。図2については、たぶん大気 ^{36}Ar の混入 (図上の直線は、空気ArとダイヤモンドArの混合線) として説明可能であろう。このような "reservoir" が、具体的にどの様なものか、さらには実際に存在可能であるか否かも、確かではないが、もし実在するなら、マントル進化論にきわめて大きな制約条件を課すことになるであろう。

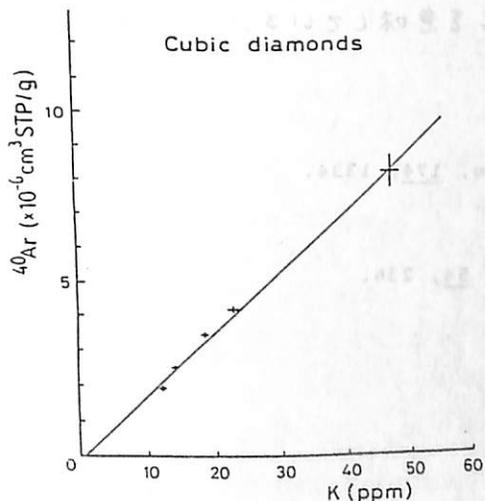


図1

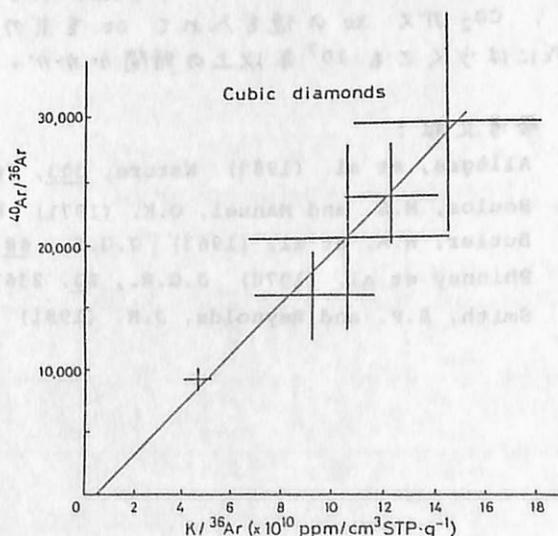


図2

III-40 地球大気脱ガスの時期: Xe 同位体比からの制約

小嶋 稔, F. A. Podosek, 五十嵐 丈二
(東大理)(Washington Univ.)(東大理)

Butler et al. (1963) は New Mexico の CO₂ 噴気井戸のガスの Xe 同位体比を分析し、¹²⁹Xe が大気中の Xe に比べ約 7% ほど多いことを見出した。その後 Boulos and Manuel (1971), Phinney et al. (1978), Smith and Reynolds (1981) により、CO₂ ガス中の excess ¹²⁹Xe は、¹²⁹I (T_{1/2} = 1.7 × 10⁷ 年) からの放射壊変によりつくられたものであることが確かめられた。地球内部に excess ¹²⁹Xe が存在するという事実は、地球が生まれた時、その親元素 ¹²⁹I も地球に有意義な量含まれていたことを決定的に示している。又地球内部の Xe が大気中の Xe に比べ、excess ¹²⁹Xe を持つという事実は、地球大気(海洋や地殻を含めた)系と、地球内部(CO₂ ガスのソースとしての地球深部)との間に、地球誕生後 10⁸ 年足らずの時点から現在までほとんど物質交流がなかったことを示している。こうした事実を基に、Allègre et al. 等は、地球大気の脱ガスは、地球誕生後 10⁸ 年足らずに起きたと主張している。しかし以下述べるようにこの結論は正しくない。

一般に太陽系内の Xe は、¹²⁹I 壊変起源の ¹²⁹Xe* に加え、もう一つの短寿命核種 ²⁴⁴Pu (T_{1/2} ≈ 8.2 × 10⁷ y) の核分裂による ¹³¹Xe_f, ¹³²Xe_f, ¹³⁴Xe_f, ¹³⁶Xe_f も含んでいる。筆者等は、まず ¹²⁹I, ²⁴⁴Pu の両方の寄与を考慮し、Xe 同位体比進化方程式を導き、これに基づいて、New Mexico CO₂ ガス Xe が地球大気と直接関係づけられないこと、したがって Allègre 等の地球誕生後 < 10⁸ 年以内での大気脱ガスという主張は根拠がないことを示した。

次に大気中 Xe に比べ、CO₂ ガス Xe には相対的に ²⁴⁴Pu 起源の ¹³⁶Xe_f が少ない事実に着目し、この差は地球形成期間に対応することを主張する。すなわち、地球内部と外部の形成時間差を Δt とすると、

$$\exp\{(\lambda_{129} - \lambda_{244}) \Delta t\} = \left(\frac{^{244}\text{Pu}}{^{129}\text{I}}\right)_{0, \text{外部}} / \left(\frac{^{244}\text{Pu}}{^{129}\text{I}}\right)_{0, \text{内部}}$$

となる。ここに λ₁₂₉, λ₂₄₄ は ¹²⁹I, ²⁴⁴Pu の壊変定数。又、下添字 0 は、それぞれの領域(地球内部、外部)の形成時点での値である。上式の右辺で、外部、内部の値として大気 Xe, CO₂ ガス Xe の値を入れて Δt を求めると、Δt ≈ 1.4 × 10⁷ y となる。つまり地球形成には少くとも 10⁷ 年以上の時間がかかったことを意味している。

参考文献:

- Allègre, et al. (1983) Nature, 303, 762.
 Boulos, M.S. and Manuel, O.K. (1971) Science, 174, 1334.
 Butler, W.A. et al. (1963) J.G.R., 68, 3283.
 Phinney et al. (1978) J.G.R., 83, 2363.
 Smith, S.P. and Reynolds, J.H. (1981) EPSL, 54, 236.

甘利 幸子* 小嶋 稔**

*神戸大学自然科学研究科 **東京大学理学部

地殻では ${}^3\text{He}$ の放射性元素の壊変による成分はほとんど無視できる。それに対し ${}^4\text{He}$ は Th の壊変にともなって放出される α 粒子が付け加わるため、時間と共に増大し、 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ は一般に $< 10^{-7}$ 程度の値を示す。一方、始源的と考えられる地球外起源物質の ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ は 10^{-4} 以上である。

深海底堆積物は、地殻的な ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ を示すと考えられるが、実際には 10^{-5} 程度を示すものもある。これは地球起源の高い ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ をもつ物質、たとえば MORB の混入によつては説明できない値であり、地球外起源物質を考えざるを得ない。堆積物中に、'スフェルール' と呼ばれる宇宙物質が存在することはよく知られているが、スフェルールは大気圏突入の際に溶融したと考えられている。He という希ガスを保持していること、また高い ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ を示す堆積物が広範囲に分布していることから、熱変成をあまり被っていない IDP (Interplanetary Dust Particle) が混入したと考えるのが妥当である。

この物質を同定するために実験を行った。堆積物を magnetic な部分と non-magnetic な部分に分け、He 同位体比を測定したところ、magnetic な部分に ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ の高い物質が濃集しており 2×10^{-4} を示した。さらに最も濃集していた magnetic な部分について段階加熱実験を行ったが、どの温度でも ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ は 2×10^{-4} で、ほぼ一定であった。隕石中に見い出される trap 起源の ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ は、 1×10^{-4} である。また太陽風の値は、 4×10^{-4} であり、この2つの値とは異なっている。

また最も濃集していた部分の熱磁気分析を行ったところ、キュリー点は約 740°C であり、主成分は地球起源のチタノマグネタイトであることがわかった。なお地球外起源物質にみられる Fe-Ni は、検出限界以下であった。

船木 実 永田 武 J. DANON

極地研 極地研名誉教授 ブラジル科学アカデミー

1 はじめに

Toluca いん鉄は Polycrystalline. Coarse Octahedrite で、Widmanstätten Pattern が 明瞭に認められる、このいん石の研磨面を顕微鏡で観察すると、Kamacite や Taenite の他、Plessite、Clear Taenite それに Cloudy Taenite などの Fe-Ni 金属の他、Neumann band が認められる。このような金属は、普通数 mm 以下の大きさで H. L. LL Chondrite 中に含まれており、いん石の残留磁気を担っている。このうち Kamacite と Taenite の持つ磁気的性質は、Achondrite や Ni の少ない E. H Chondrite の他、人工の Fe-Ni 金属を調べることも可能であり、すでに多くの結果が報告されている。しかし Plessite、Cloudy Taenite それに Clear Taenite の磁気的性質は、複雑であると推定されるにもかかわらず、それぞれの性質は不明瞭なものが多い。我々はこのうち Clear Taenite のみを Toluca いん鉄中から取り出し、その磁気的性質を明らかにしたので報告する。

2 Clear Taenite 試料

Toluca いん鉄を 2.5 N の HCl 溶液中に 20 日間浸す。なおこの間 3 日に 1 度の割合で 溶液を交換する。この作業により Ni 成分の低い鉄は溶解し Ni に富む Clear Taenite の薄片が得られる。普通 Clear Taenite は、1 枚のラメラの両側に形成されているので、上記の方法で得られた試料の両面を引き離すことにより、1 枚の Clear Taenite が得られる。このようにして得られた薄片を、さらに上記の HCl に半日浸して、完全な Clear Taenite を得る。この Taenite は、Kamacite と接していた面は、金属光沢を示すが、Cloudy Taenite 側は黒色である。

3. 実験結果

Clear Taenite 0.1-0.5 mg の薄片試料の NRM 強度は、E-1 から E-2 emu/g の大きさで、交流消磁に対し非常に安定である。いずれの試料の MDF も 550 Oe 以上で、中には 1200 Oe を越えるものもある。また 熱消磁に対する安定性は、図 1 に示すように、550 C まで 非常に安定であるが、500-600 C で急激に NRM 強度を減じ、650 C で 0 となる。ARM の獲得は 1200 Oe でも飽和しないが、650 C まで加熱した試料は 150 Oe で飽和する。熱磁化曲線の加熱曲線は、500 C から 550 C の間に急激な磁化の減衰がみられ、650 C で、ほとんどゼロとなる。一方 冷却曲線は 550 C から室温まで、しだいに磁化強度の増加がみられる。ヒステレシス曲線は、表 1 のように加熱前と後で明らかな変化、特に保磁力 Hc と残留保磁力 Hrc の変化が認められる。

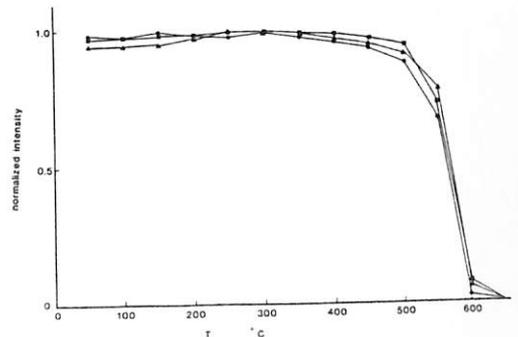
以上の結果 Toluca 中の Clear Taenite は、500 から 600 C で保磁力を大きく減衰させる変化があり、Clarke and Scott (1980) が指摘するように、Tetraenaite である。また その磁気的性質は Nagata and Funaki (1982) に示される Y-74160 や ALH-77260 の Tetraenaite の磁気的性質と同じである。Tetraenaite の NRM は非常に強く安定なことから、L. LL Chondrite を古地磁気学的に調べる場合は、その存在量に注意する必要がある。

References: Clarke, R. S. and Scott R. D. (1980): American Mineralogy, 65, 624-630.
Nagata and Funaki (1982): Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, 25, 222-250

表 1. Toluca いん鉄中の Tetraenaite の 磁気特性

Sample	heating	Is emu/g	Ir emu/g	Hc Oe	Hrc Oe
1	before	(143.5)	28.0	450	729
	after	141.8	5.0	12	30
2	before	(152.5)	70.3	695	877
	after	163.5	19.0	22	30
3	before	(133.5)	27.0	445	704
	after	130.4	15.5	18	23

Is = Saturation magnetization, Ir = Saturation remanent magnetization, Hc = Coercive force, Hrc = Remanent coercive force.



アウエンテ 隕石中のウラン濃集領域

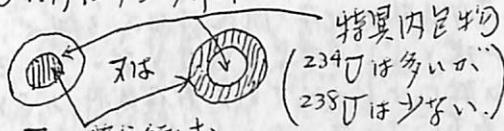
山越 和雄 (東大宇宙線研究所), 鳥越 紀子 (東大理学部地球化学), 島村 匡 (株)丸文 技術部

アウエンテ 隕石の各種の異常内包物 (anomalous inclusions) について、いろいろ元素の同位体比異常が報告されているが、その研究グループによって、異常内包物への到達方法が異なる故か、誰ぞも容易に、原始太陽系星雲に於ける蒸発、攪拌、混合を免れた、いわゆる太陽系前駆物質、又は、それを含有部分に到達できるという訳にはいかないのである。

用いられた試料名も、研究グループによって、Ca, Al を多く含む白色内包物 (Type I, II), EK 1-4, FUN sample, 又は、シカゴグループのように、cromite, amorphous carbon, phase Q という分類。それ、強酸溶融残渣 (acid residue) などが用いられ、これらの横のつながり、化学組成、鉱物組成などの共通性、腐性調査は手がつけられていない。

我々は島村らが La Jolla で進めてきた、acid residue 中に、 ^{146}Sm 及び ^{147}Sm の α -decay 生成物と思はれる ^{142}Nd , ^{143}Nd の excess が、0.47% 及び 36% 見られるという仕事に引続いて、これらの excess が、 α -decay の際の反跳現象によること、同様に ^{234}U も、 ^{238}U に較べて濃集していることから、同じような α recoil によって、着目した試料領域 (acid residue) に ^{234}U が打込まれたと考えられ、Sm と化学的に同一の挙動をとると考えられる U について、その濃集した領域に隣接して、着目した特異内

包物が存在する可能性に注目した。
U の濃集領域 (Sm も多いはず)
鳥越, Lugmair によれば (ref.) Nd の excess のある試料には、U の $(^{234}/^{238})$ 比が 142.6×10^5 と高いが、他の部分では 61×10^5 にすぎない。一方、その特異試料中の U 含有率は ^{238}U から求める限りでは、0.7 ppb と低く、他の部分では 3.7 ppb と高い。



以上のことから、アウエンテ 隕石の薄片を多く作り、マイカを押し当てて中性子照射を行ない、fission track 法によって、平面的に U の濃集する領域を調べ、その領域に隣接する同封した部分が、特異内包物である可能性が高いので、化学組成、鉱物組成などを調べることにした。

既述、6~7枚の薄片の表、裏に、マイカ (インド、ヒール州産) を押し当て、セロテープで固定し、立射炉 片孔で 7日間程度照射を行った。薄片試料自身の獲得した放射能が高いので、十分な冷却期間を置かねばならないのが難点である。

講演では、テスト的に照射した薄片のマイカについて、濃集した部分と、カー号真による現実の薄片断面とを比較し、鉱物的に区切り出した領域があるか、それは、場所毎のウラン濃度の値のバラツキなどについて報告する。

ref. LPSC (Houston) 15th (1984) Shimomura & Lugmair pp 776.

沖縄トラフ・DELP-1(若潮丸)航海において

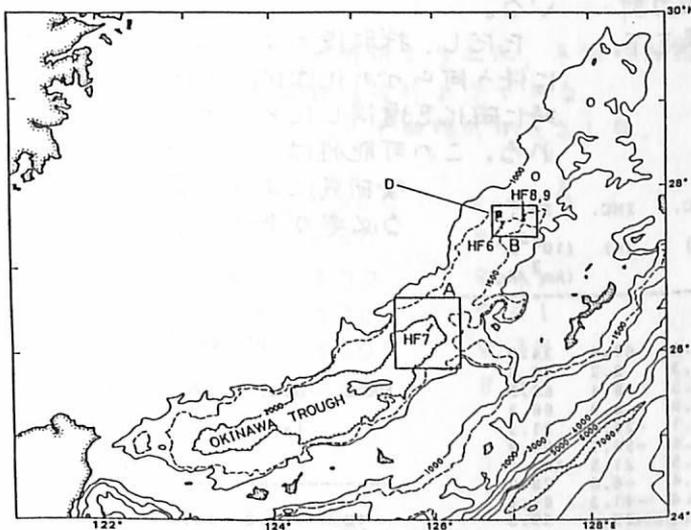
採取された岩石試料の磁性

木川栄一 上田誠也 木村政昭

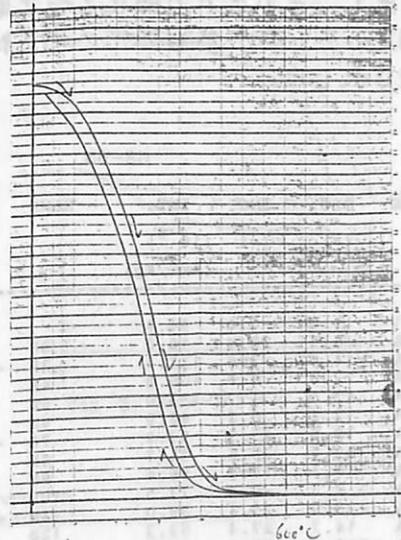
東大霞研 琉球大

昨年8月~9月にかけて沖縄トラフ・DELP-1航海において7度試みられたドレッジのうち3地点において玄武岩質岩石 (clinovine-augite basalt) が採取され、各種の測定が行われた。そのうち岩石磁気的測定結果について報告する。

Intensity は試料によりバラツキはあるが、大体 $2 \sim 4 \times 10^{-2} \text{ emu/cc}$ 程度の値を示す。また反射光下における顕微鏡観察により fine grain の Ti-Mn のみならず硫化鉄物 (pyrite, pyrrhotite) が確認された。顕微鏡観察では判らなかつたが、磁性鉄物だけを分離して行った熱磁化測定はわずかながら非可逆性を示し、既に Ti-Mn 相が存在することは明らかである。その他現在測定中のものもあり、ドレッジ行進で測定された高熱流量等とも併せて検討を行う予定である。



ドレッジ地点と Heat Flow S.T



熱磁化曲線 (Sample ID-1)

森永速男

井口博天 安川克己

池谷元司

(神戸大・自然科学)

(神戸大・理)

(山口大・短期工)

昨年春の本学会講演でNew Zealand 近海で採取された phosphorite (phosphatic nodule) の磁化測定の結果を報告した。その際、その phosphorite 試料がその成長過程でほとんど回転しなかったという推論の基に、松山逆帯磁期に成長を開始したと結論した。その後新しい試料を入手し、その磁化を調べた結果から、同様にそれら2つの試料の成長開始時を推定してみた。

Peru沖の continental margin から採取された2つの試料(GS-6N, PD14-15)は不定方位であり、入手した時それぞれ、サイズが $7 \times 2.5 \times 4.3 \text{ cm}$, $4.2 \times 1.8 \times 2.1 \text{ cm}$ で元の試料の半分割であった。それぞれの試料から板状(厚さ1.5mm程度)の磁化測定用試料(GS-6Nで19枚、PD14-15で10枚)を切り出し、それぞれの磁化を超伝導磁カ計で測定した。自然残留磁化の測定結果を下の表で示した。

磁化強度は $10^{-6} \sim 10^{-7} \text{ Am}^2/\text{kg}$ でNew Zealand 近海で採取されたものより1オーダー大きい。偏角及び伏角はそれぞれの試料の任意座標系下での値である。GS-6Nの19枚の試料の平均方向は偏角 = 25.6° 、伏角 = 6.5° ($\alpha_{95} = 15.1^\circ$, $K = 3.3$)であった。また、PD14-15の10枚の試料の平均方向は偏角 = 148.2° 、伏角 = -34.0° ($\alpha_{95} = 25.1^\circ$, $K = 4.7$)であった。それぞれにばらつきはあるもののある方向に集中している。この事実、これら2試料がほとんど回転しないで、つまりある面を海底と接したまま成長した可能性を示している。それ故これら2試料が採取時まで成長し続けていたとすると、単一極性時つまり Brunhes 期に成長を開始した新しい試料であることを示している。

ただし、採取後のような急激な環境変化に伴う何らかの化学的、物理的な変化で瞬時に磁化を獲得したという可能性も考えられる。この可能性は、今後の岩石磁気学的な研究によって詳しく調べられる必要がある。

GS-6N

NAME	DEC.	INC.	INT.	NAME	DEC.	INC.	INT.
	(°)	(°)	(10^{-8})		(°)	(°)	(10^{-8})
			(Am^2/Kg)				(Am^2/Kg)
1	9.0	0.0	94.4				
2A	5.1	30.4	16.0	2B	18.4	67.4	34.0
3A	14.4	3.8	137.4	3B	-27.3	2.2	70.0
4A	12.8	4.8	100.0	4B	43.5	18.4	60.5
5A	43.1	4.7	133.0	5B	23.9	8.8	86.3
6A	12.4	0.2	68.0	6B	96.1	-25.7	21.3
7A	10.5	43.9	57.9	7B	-32.6	-56.3	106.9
8A	83.7	20.6	35.7	8B	29.5	21.5	142.1
9A	17.3	17.7	56.4	9B	71.4	-6.0	78.9
10A	2.3	-0.3	77.5	10B	-2.4	-41.3	81.9
11A	-93.8	35.4	39.0	11B	-14.1	-29.4	59.8
12A	14.7	27.4	53.3	12B	58.2	-13.4	57.1
13A	-149.3	57.0	34.2	13B	70.0	-55.8	28.8
14A	12.9	39.3	71.8	14B	24.8	5.9	29.2
15A	23.2	-9.2	63.1	15B	55.5	-22.5	60.1
16A	26.7	1.4	37.4	16B	43.0	-5.2	78.6
17A	20.5	-21.6	74.5	17B	52.0	-39.2	45.1
18A	68.9	43.1	51.8	18B	50.1	-1.0	52.1
19A	28.0	23.3	92.5	19B	-22.1	-57.0	43.3
20A	-3.3	55.2	65.1	20B	36.7	48.1	74.0
MEAN	18.4	22.7	4.3 18.0	MEAN	33.5	-12.4	3.2 22.3

MEAN of A,B-series
DEC. = 25.6 INC. = 6.5 $K = 3.3$ $\alpha_{95} = 15.1$

PD14-15

NAME	DEC.	INC.	INT.
	(°)	(°)	(10^{-8})
			(Am^2/Kg)
1C	-174.2	-20.2	178.0
2C	175.6	-51.7	114.6
3C	133.0	9.9	103.5
4C	105.3	-50.8	35.4
5C	146.3	21.4	89.1
6C	88.7	-17.9	44.6
7C	131.0	-59.1	128.4
8C	172.2	-47.1	403.4
9C	169.2	-39.1	600.4
10C	169.8	-38.4	605.0
MEAN	148.2	-34.0	4.7 25.1

堂面春雄

山口大・教育・物理

筆者はかつて、造岩強磁性鉄物の磁氣的性質の“粉末化”に伴う変化について、熱磁気解析による、いわゆる J_s-T 曲線にみられる特性の変動、その他を吟味した(堂面 1954, 1955)が、その供試々料の一部として、山口県東岐波産砂鉄を用いた。ちなみに、東岐波産砂鉄は近傍の蛇紋岩に由来し、この熱磁気特性の追究は、近年手がけている蛇紋岩に関する古地磁気学・岩石磁気学研究の基礎的データを与えるものとして有意義である。

その後、北海道より九州に亘る、ほぼ日本全域に広く分布する砂鉄試料について、 J_s-T 、及び X-ray 解析による、その磁氣的特性の研究を継続しているが、その一部についての概要を述べて既に久しい(堂面 1977)。

今回は、これら砂鉄試料の中、特に山口県及び九州北部のものについて、近年えた結果を報告する(このアウトラインは Domen 1984 に示した)。

用いた試料砂鉄の産地は次の如くである:

- (1) 山口県黄波戸(日本海岸・第三紀砂鉄層として著名)、(2) 山口県東岐波(瀬戸内海岸)、(3) 阿蘇山・山頂、(4) 阿蘇山・草千里、(5) 大分県茶多(国東半島)、(6) 大分県姫島。

J_s-T 測定及び X-ray 解析よりえた、平均的にはキュリー温度及び格子定数は次のようである。

また Fig. 1 と Fig. 2 に J_s-T 曲線の例を示した。

山口産	(1) 黄波戸	530°C	8.40 Å
	(2) 東岐波	550	8.39
九州産	(3) 阿蘇山頂	370	8.41
	(4) “ 草千里	270	8.41
	(5) 国東半島	520	8.39
	(6) 姫島	533	8.39

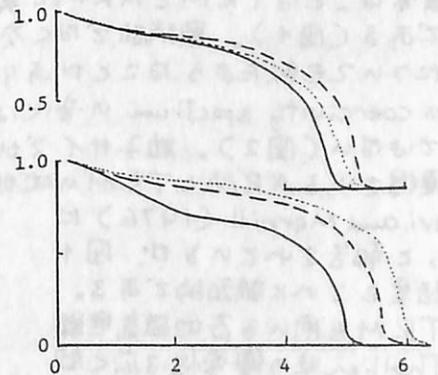


Fig. 2. Hime-Shima

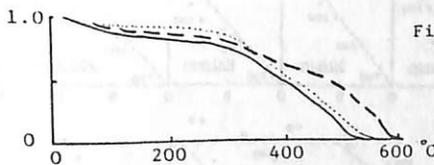


Fig. 1. J_s-T curves for (1) Kiwado (natural)

- 100 meshes
- - - 200 "
- less than 250 meshes

参考文献

堂面 1954. 山口大・教育・研究論叢, 1(1), 7-13.
 “ 1955. 科学(岩波書店), 25(2), 88-89.
 Domen 1977. Bul. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 17(2), 19-21.
 “ 1984. Rock Mag. Paleogeophys., 11 (in press?).

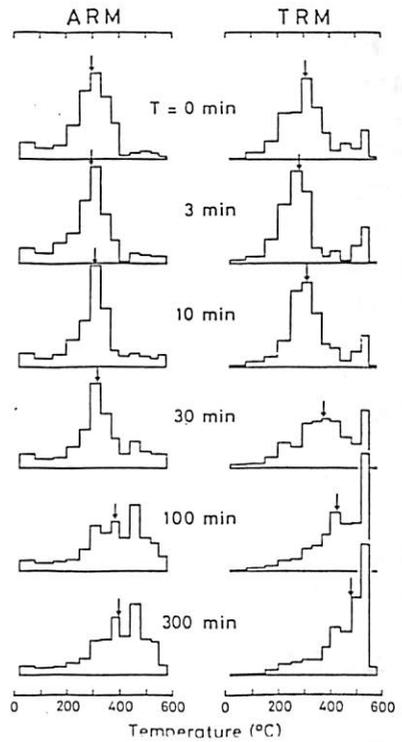
河野 長

東京工業大学理学部

岩石試料を実験室内で加熱すると磁気的性質が大きく変ることかしばしばあり、消磁結果や、特に古地磁気強度実験の解読に影響を与えることがある。筆者は1951年の大島三原山溶岩の玄武岩試料について640°C, 3~300分の加熱実験を行う。①加熱に伴い J_s はあまり変らないが、 J_r, H_c, H_{cr} は増加, H_{rc}/H_c は減少して磁氣的に硬くなること、② J_s-T 曲線の変化と併せて、酸化に伴う T_{imf} (PSD) \rightarrow M_t (SD) という変化によってほぼ説明できることを示した。(Kono, JGG, 印刷中)。

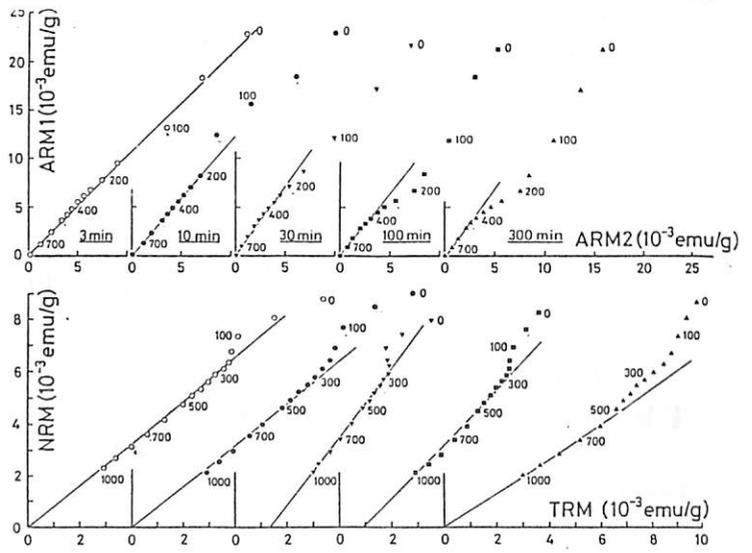
同じ試料に同じ空気中加熱を加えて熱残留磁化 (TRM) および非履歴性残留磁化 (ARM) の性質の変化を調べた。実験結果は、加熱に伴ってブロック温度の分布が次第に高温側にずれるなど、前の実験の結果と極めて整合的である。しかし、今回の測定が残留磁化を対象としているために違う点もあり、その最も重要なことは TRM と ARM で異なる反応を示すことである (図1)。熱消磁ではなく交流消磁に対する反応についても似たようなことがあり、加熱に伴う ARM の coercivity spectrum の変化は TRM のものと同じではない (図2)。粒子サイズが異ると同じ磁場中で獲得される ARM と TRM の比が大きく変ることか Levi and Merrill (1976) によって報告されているが、図1の結果もこれと調和的である。

TRM を用いる古地磁気実験で Thellier 法の優秀性は広く認められているが、その実験的困難が広い適用を妨げている。これに対し交流消磁は手軽なことであり、特に Shaw の方法は信頼性も高い。最近ではこの方法を ARM に変化がある場合でも適用しようという考えが出してきた (e.g., Kono, 1978; Shaw, 私信)。しかしこの実験の結果はこうした主張に対し否定的である。変化が起った場合、NRM, TRM, ARM の間の線型性もはや保たれない。



↑ 図1. Blocking Spectrum の変化 (矢印は Median Decay Temp.)

↓ 図2. 加熱を受けた試料への Shaw 法の simulation



百瀬 寛一・永井 寛之

信州大・理

隕石の残留磁化は主として自然ニッケル鉄に依存する。これらの鉱物中には低温でマルテンサイト変態 (fcc → bcc) を生ずるものが含まれている。隕石の残留磁化から Cosmic Paleomagnetic field を推定する場合この低温変態によって fcc 相には加えられた残留磁化が bcc 相に引き継がれるか否かを調べておく必要がある。その結果については75回講演会 (Ⅲ-55) に報告した。既ち 300K → 77K → 300K の過程で獲得されるように見える残留磁化は 77K → 300K の温度変化の過程で外部磁場の方向に獲得されるものではなく 77K 冷却時に外部磁場の方向に獲得したものであり、Fe₃O₄ の Inverse TRM (Transitional remanent Magnetization) とはまったく磁化機構を異にするものである。

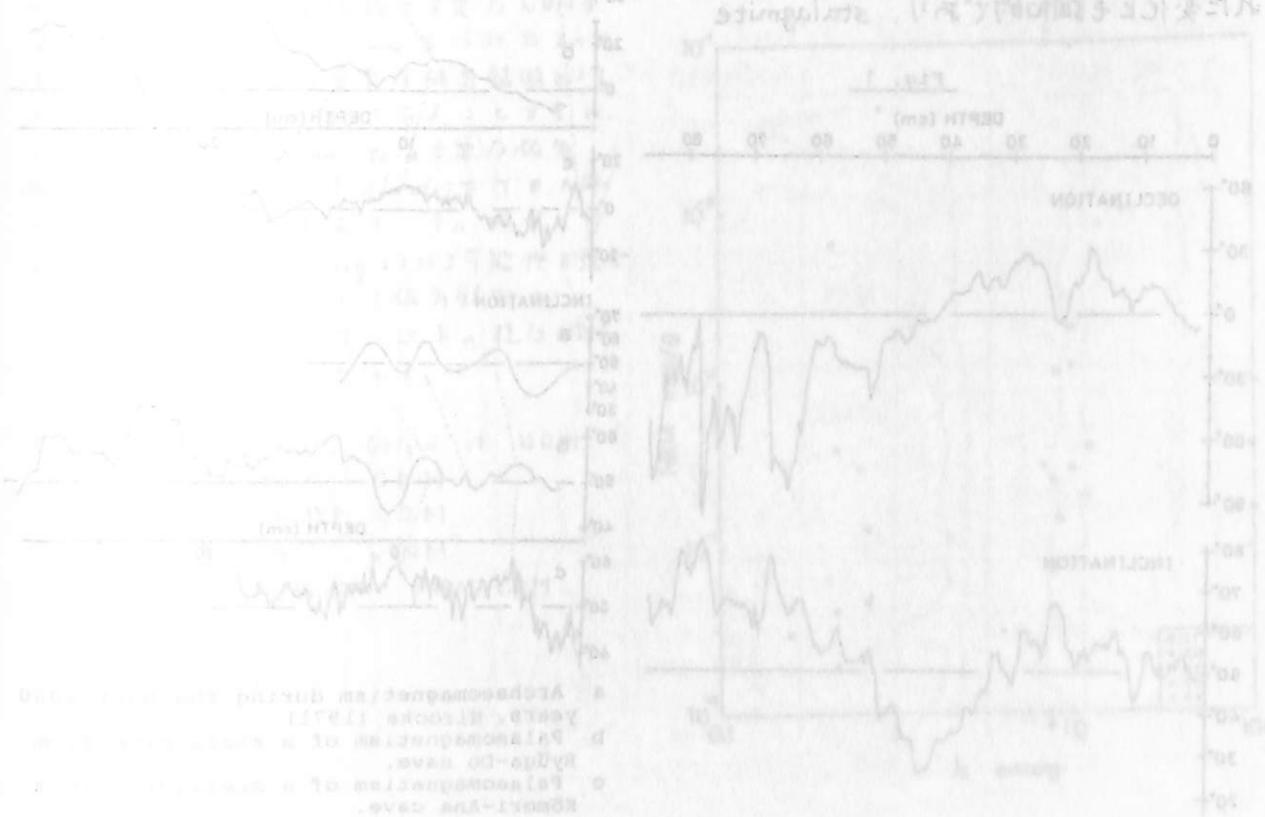
今回は、この残留磁気について報告するが、Thermal stability を調べたところ高温部 (100℃以上) に安定な残留磁化を生じていることが明確になった。

筆者らはこの残留磁気を低温残留磁化 (Low Temperature Remanent Magnetization, LRM) と呼ぶことにした。

References

Homose, K., H. Nagai and Y. Muraoka, The martensitic transformation and the change of thermoremanent magnetization (TRM), Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec., Vol. 31, 1984 to be published.

百瀬 寛一, 永井 寛之, 村岡 芳俊, マルテンサイト変態と残留磁化の変化, 第75回日本地球電気磁気学会講演予稿集 p.201, 1984年.



竜河洞内 stalagmite (石筍) の残留磁化から 得られた地磁気変化

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)

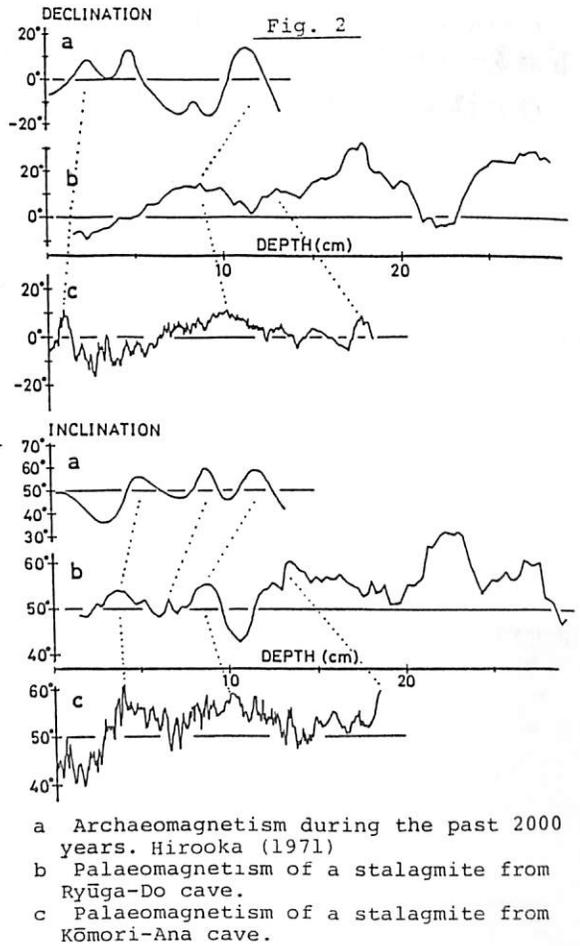
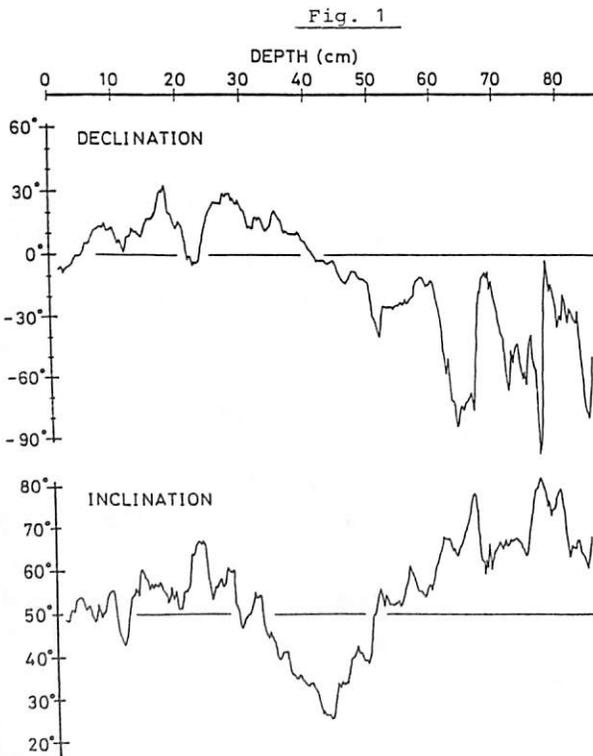
高知県竜河洞内で採取された stalagmite (石筍) は高さ約 85 cm、直径 10 cm 未満の円柱状であった。その中心部分を 1 インチのコアとして取り出した後、厚さ 2 mm のディスクに整形して超伝導磁力計を使ってそれらの残留磁化を測定した。磁化強度は 10^{-6} ~ 10^{-7} Am²/Kg で磁気的にも安定であった。NRM 及び 3, 6, 10, 15, 20, 30 mT の交流磁場中で消磁後の磁化を測定し、その時の挙動から各試料が記録した真の磁化方向を求めた。

Fig. 1 に偏角及び伏角データの 5 点の移動平均値を、横軸に深さをとって示した。ただし、偏角は相対値である。ここで得られた結果は Fig. 2 に示すように、秋吉台こうもり穴の stalagmite から求めた変化と Hirooka (1971) の考古地磁気学から得られた変化とも調和的であり、stalagmite

などの洞窟内二次石灰生成物の古地磁気学が地磁気永年変化の復元の際に大変有効であることがさらに明らかになった。

この竜河洞の stalagmite の年代を決定することが今後の重大な課題であるが、Hirooka (1971) の結果との比較 (Fig. 2) から単純に年代を推定すれば最深く (最古) の部分の年代が 16000 ~ 17000 年前と考えられる。

他に堆積物で得られた西南日本での地磁気永年変化の結果との比較について述べる予定である。



N. SUGIURA, D. W. STRANGWAY

Dept. of Geology, Univ. of Toronto

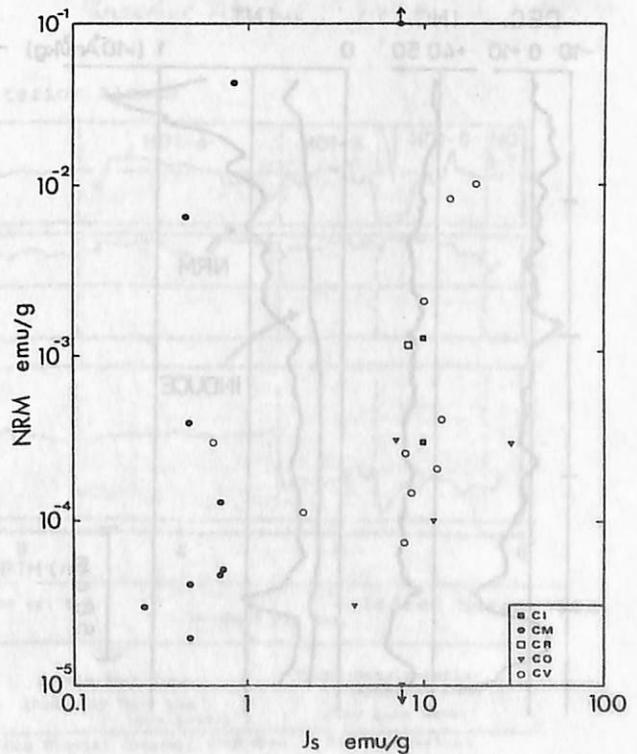
約30個の C chondrites の paleomagnetic data が下付の20編の論文に report されている。同じ隕石について2つ以上の測定が行なわれている場合 data が inconsistent になることがあり、また C chondrites の分類も過去10年間に大きく変化した。我々は McSwain (1979) の分類に基づいて paleomagnetic data の review を試みる。

NRM intensity : 同一の chondrite について multiple data がある場合、NRM intensity が 1/4 以上異なることが多くあり、磁性鉱物の inhomogeneous distribution が factor ~5 程度の变化しか示さないので、1/4 以上の NRM intensity の違いは、試料が magnet に expose された可能性が大きい。実際、intensity の下まの NRM は、同じ chondrite の弱い NRM に比べて、低温消磁、交流消磁に対して不安定であることが多い。そこで、duplicate data の available な場合に weakest NRM を選んで J_s に対して plot (下の) 下図に示している。図中の NRM/ J_s ratio の下まの ($\geq 5 \times 10^4$)、4 data points は duplicate data のものである。IRM contamination の可能性が大きい。その他に Terrestrial CRM の可能性の大きい chondrite が2つあり、これらを除くと NRM/ J_s は下付の $10^5 \sim 5 \times 10^7$ の範囲におさまる。

NRM stability : C chondrites は加熱によつてその磁性が容易に変化するので AF demagnetization によつて NRM の stability を議論する。多くの場合 (とくに CM chondrites) 400 Ce の消磁で NRM の 10% 程度が安定な remanence として observe される。とくに NRM が不安定なのは (100 Ce で安定な NRM が消える)、強い metamorphism をうけたものか、あるいは kamacite を主要な磁性鉱物としてもつている chondrites であることが多い。しかしながら、kamacite を主要な磁性鉱物としてもつている chondrite でも、NRM がよく安定なものもあり、その場合には sulfide が NRM を carry している可能性が強い。

磁化機構 : 主として磁性鉱物の mineralogy に基づいて、以下の様な NRM の origin が考えられている。

Group	Carrier	Origin of NRM
CI	Magnetite	CRM
CM	Magnetite on PCP	CRM
CO	Kamacite?	pTRM
CV	Kamacite/Magnetite	pTRM/CRM

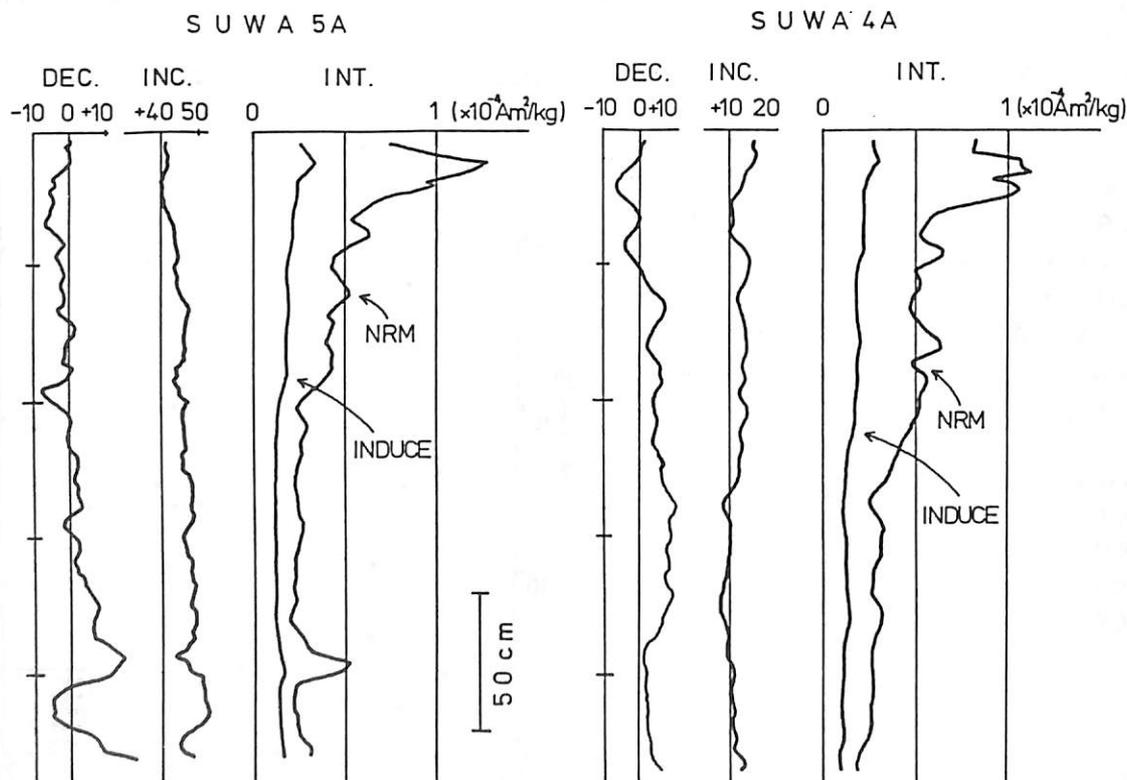


村田史之*，井口博夫**，安川克己**

* 神戸大・自然科学 ** 神戸大・理

長野県・諏訪湖において古地磁気研究用サンプリングを実施した。サンプリングにはマッカラスの考案した圧縮空気を用いる自己浮上型コアラーを改良したものを用いた。全長4 m近くのコアを5本採取し、このうち上部1 m程度はかなり水を含み乗らかいたため現地で切断し冷凍した。下部はそのまま持ちかえり、縦に割った後その両側からポリカーボネート製キューブを用いてサンプリングを行った。下部5本から合

計845個の試料を採取し現段階ではNRMの測定、実験室磁場での誘導磁化の測定、一部の試料の交流消磁等を行っている。それによると偏角、伏角の変化量は小さいものの磁化強度を用いることで5本のコアどうしの対比が可能である（図に一例を示す）。なお全体的に低伏角を示すのはコアラーがななめに突きささったためと考えられる。今回の講演ではこうした対比結果とサンプリング方法について述べる



森永和子

森永速男 安川克己

(神戸市立原田甲) (神戸大・自然科学)

内部アラスカの気候変動研究の一環として1979年3月にHarding Lakeの湖底から2本のコア・サンプルが採取された(Nakao, 1980)。そのうちの一本(HDI-1)の一部を使って行なった自然残留磁化測定の結果について報告する。

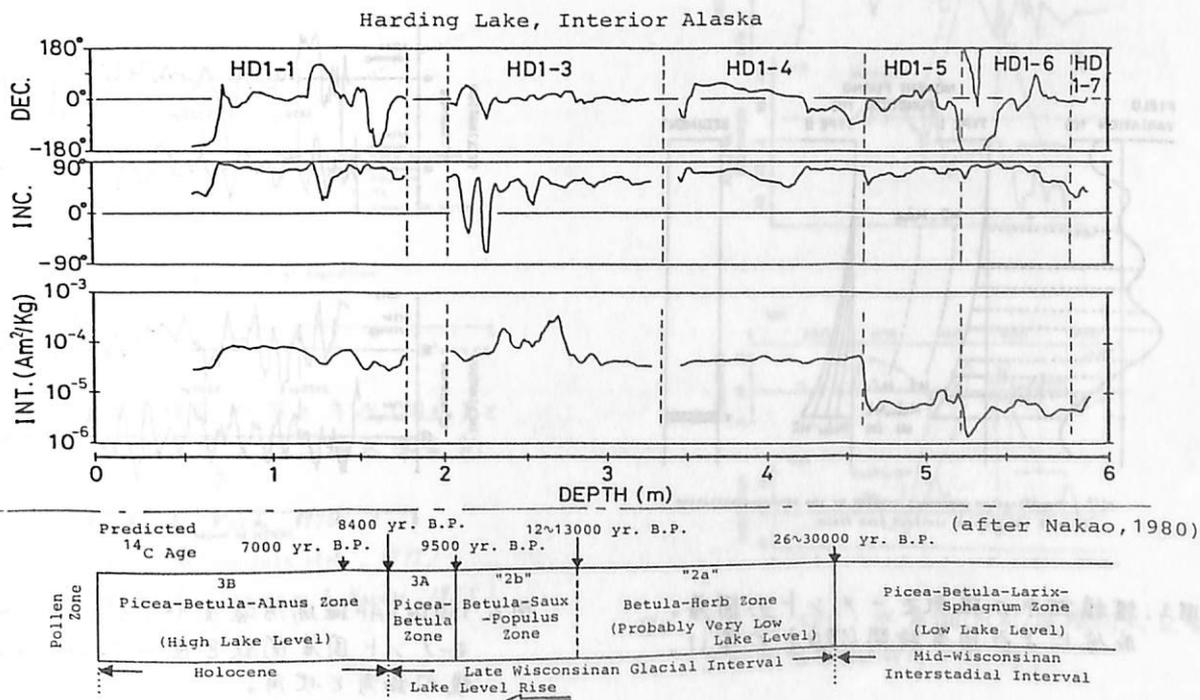
Harding Lakeは北のBrooks Range、南のAlaska Rangeの間、北緯65°25'、西経146°50'に位置する。この湖は流れ込む川も流れ出す川もないclosed lakeである。この湖の起源は、初めにtectonic movementによってtrough basinが作られ、その後本流(Tanana river)のaggradation(堆積による河床の上昇)によって支流がせき止められて現在のlake basinが作られたとされている(Nakao, 1980)。

HDI-1のコアは湖の最深地点(深さ42.8m)で採取され、長さ6.59mで直径65.9mmであった。このコアの50cm~

610cm部分から計366個の1cm角試料を取り出して、超伝導磁力計でその磁化を測定した。磁化強度は $10^{-4} \sim 10^{-6} \text{ Am}^2/\text{kg}$ でその急激な変化は気候変動と何らかの関係があるらしい。また偏角は相対値であるが、極に近いため磁極の動きに対して敏感であるはずである。それが原因らしい高伏角で偏角変化の大きい所が5.3m付近にある。非常に浅い伏角が深さ0.6m、1.3m、そして2.2~2.3m付近にあり、それぞれ偏角の変化を伴っている。それらがchronostratigraphic markerとして、さらに地球磁場のnatureを知る上で重要なexcursionである可能性などについて、堆積相や花粉分析などの結果(Nakao, 1980)を交えて報告する予定である。

(Reference)

Nakao, K., Climatic Changes in the Interior Alaska, 1980.



堆積物の記録した地磁気変化 (IV)

- 実験的 deconvolution について -

兵頭政幸
神戸大・理

堆積残留磁化のAF消磁に対するふるまいのパターンを、PDRM獲得のプロセスに関連づけて考えてみた。

磁性粒子の固着される深さ(圧密の程度)と、その保磁力 H_c の間の関係には次の3種類の場合が考えられる; (a) H_c の大きい粒子から順に、(b) H_c の小さい方から順に、(c) H_c の大きさは無関係に、深さとともに固着されていく。これらを磁化獲得の線型システムモデルの moment fixing function (Hyodo, 1984) の中に描き入れたのが図1である。タイプIは(a)・(b)の場合を表わし、タイプIIは(c)の場合を表わす。

タイプIの獲得による磁化は、各 H_c 成分が異なった年代の地磁気方向を向いており、AF消磁をすれば磁化方向は変化していくであろう。タイプIIによる磁化は、全 H_c 成分が同じ年代幅の地磁気を積分しており、AF消磁しても磁化方向は変わらないであろう。

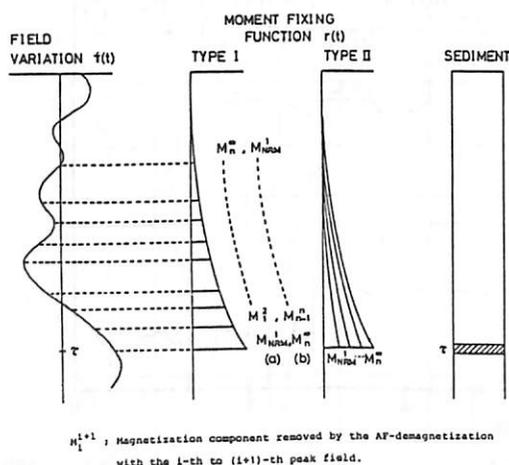


図1. 堆積物中の磁気モーメントの固着。成分による固着時間(深度)の違い。

タイプIの磁化をAF消磁すれば、一個の試料の地磁気の積分範囲を狭めることになる。よって、残った磁化成分は真の地磁気の永年変化に近いものを表わす。これは、生の磁化の時系列データを deconvolution して地磁気の永年変化を引き出すことに似ている。

掃磨灘で採取したコアHR1の磁化の偏角・伏角カーブは、変化の振幅が非常に小さく、かなり大きい Z_d のフィルタリングを受けていると思われる。この磁化は次の3つの事実からタイプIの獲得によるものである可能性が非常に強い。(i) AF消磁に対し不安定。(ii) 段階AF消磁をすると、磁化の偏角・伏角の変化の振幅が増大。(iii) deconvolution 後の磁化と消磁後の磁化の偏角・伏角カーブが一致(図2)。

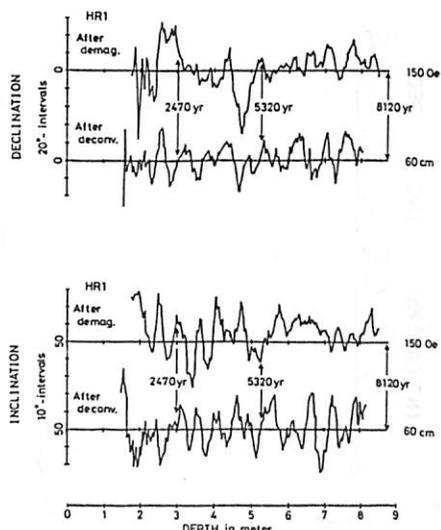


図2. 150 Oe-AF磁場消磁及び、 $Z_d = 60$ cm のモーメント固着関数を使った deconvolution 後の偏角と伏角。

—古海水準の記録—

兵頭政幸・宇川克己

神戸大・理

瀬戸内海・水島灘の水深11.6 mの海底から、直径20 cm長さ7.38 mの堆積物コア試料を採取した。この試料は上から6.9 mの所に不整合を持ち、それより下はsand上はclayの物質から成る。その磁化測定及びAF消磁実験を行った。これを解析した結果この磁化は次の二点から、PDRMモデルに従って獲得された一次磁化であると判断された。(1) AF消磁に対し安定。(2) 磁化の内部一致(磁化方向の深さ変化率・磁化強度・磁化方向のバラツキに相関がある)がみられる。さらに次の二点から、この磁化は地磁気の永年変化を記録していると考えられる。(1) half fixing depth $\approx 1/2$ の見積もりが3.6 cmと小さい。(2) 大阪湾・左門殿川^{*}の磁化記録と一致する。

偏角と伏角のカーブを大阪湾の記録と対

比することによって、コアの細かな年代がわかり、また真の北方向を偏角に入れることができた(ちなみに大阪湾の記録は定方位試料の磁化から出したもので15個の¹⁴C年代から深さ-年代の関係が出されている)。

このコアの磁化記録から次のことがわかった。(a) 6500~8000 yr BP間は大きい西振りの偏角が続き、最高50°Wぐらゐまで振っている。(b) 海底面から深さ6.9 mの位置にある不整合は、期間3000年以上のhiatusを示している。(c) このhiatusは海水準変動によるものとして説明がつく。8000年前の海水準は、現海水準から18.4 m下で、以後この深さを下回ることは一度もなかったことが推定される。このことは地質学的に出された海水準変動と調和する。

* Muroi & Yaskawa, 1977

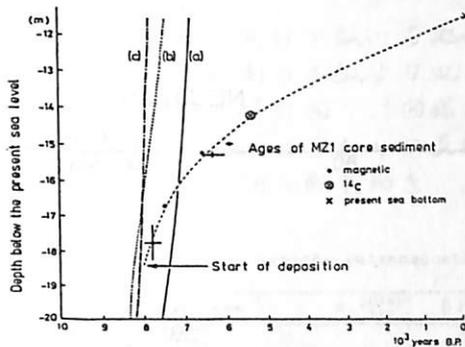


図1. 水島灘堆積物の深さ年代(破線)と地質学的に出された海水準変動曲線(a, b, c)

- (a) 大阪湾 (Maeda, 1976)
- (b) 東京湾 (Kaizuka et al., 1977)
- (c) 南関東 (Sugimura & Naruse, 1955)

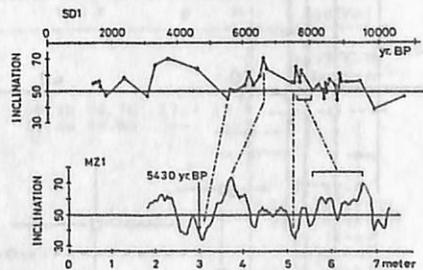
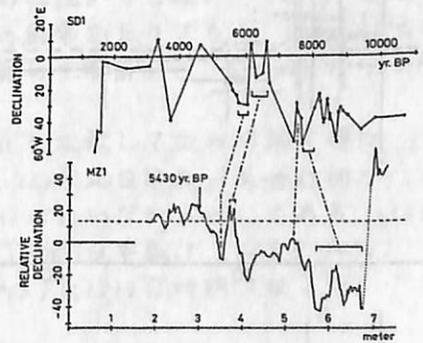


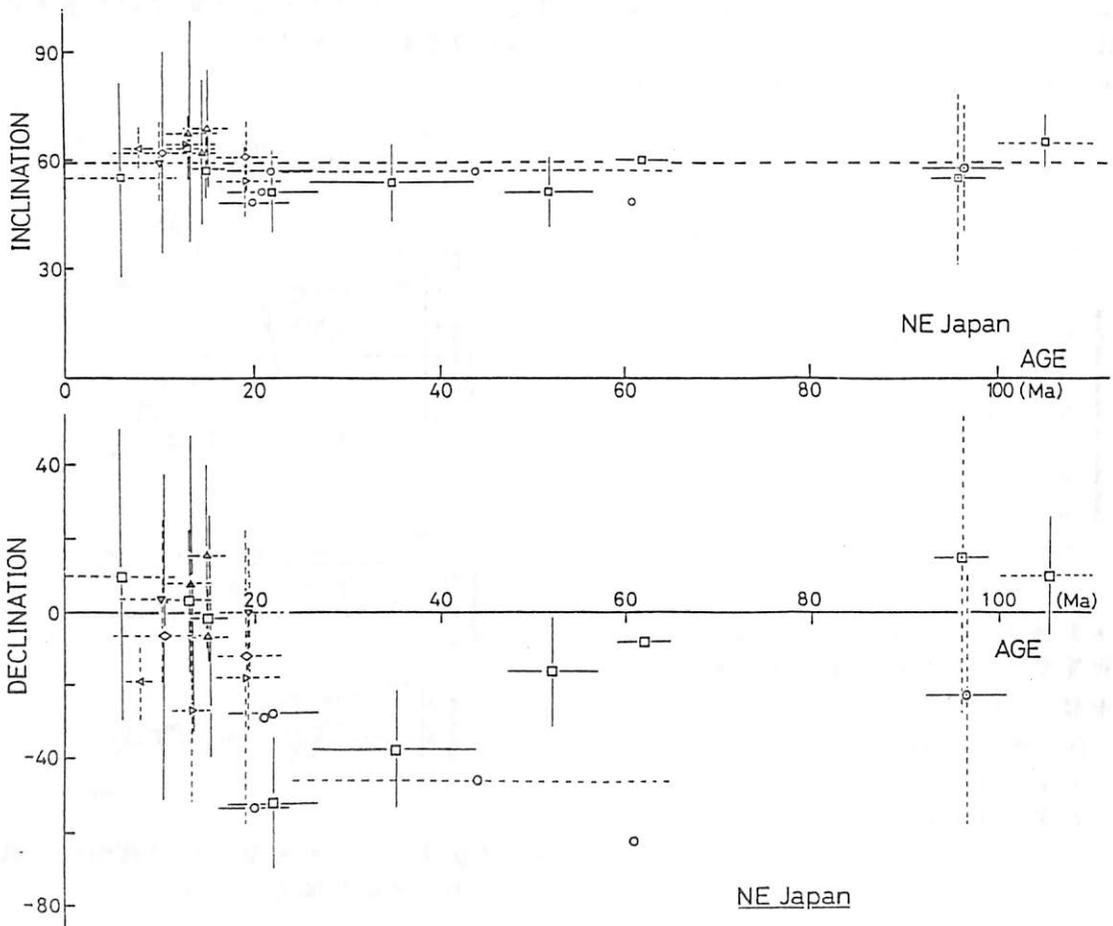
図2. 大阪湾(SD1)・水島灘(MZ1)堆積物に記録された地磁気偏角・伏角。

当舎 利行 河野 長
 (東大 理) (東工大 理)

東北日本並びに西南日本の第三紀の岩石の古地磁気データから日本列島の折れまがりや日本海の形成時期に関する考察がなされている。これらは、いずれも中新世のある時期より以前に形成された岩石の古地磁気方位が西南日本では北東寄りであるのに対して、東北日本では北西寄りになるということより導きだされた。

西南日本では近年多くの研究成果が発表され、古地磁気の偏角変化の時期に関しても fission track 法などの放射年代測定とあわせて細かい議論がなされている。一方、東北日本に関しても第三紀の火成岩の古地磁気測定は少なからず発表されている。しかし、それらには一部には北東寄りの偏角を示すものもあるが、示さぬものもある。現在までに発表された東北地方の古地磁気データを偏角と伏角に分けて表すと下図のようになる。ここで、横軸の実線並びに破線はそれぞれ、放射年代が発表されているもの並びに地質年代のみによって時代が区別されているものであり、縦軸の実線並びに破線はそれぞれ、地層の傾斜補正が成されているもの並びに傾斜補正が成されていないもしくは傾斜補正を行うことができないものである。

これらの図から発表されている東北地方の古地磁気結果の多くが、中新世の岩石から得られた結果であることがわかる。従来、中新統といわれてきた岩石の中には古第三系に属する地層もあると言われている。中新世の東北日本ブロックの範囲並びに東北日本と西南日本との境界を捜す目的の為に、現在までの古地磁気データを整理して検討を加えることは重要と考えられる。



乙藤 洋一郎 松田 高明 長尾 敬介 能田 成
 (神戸大理) (姫路工大工) (岡山理大理) (京都産大教養)

日本列島を構成する東北日本弧・西南日本弧は、古第三紀以降それぞれ反時計・時計回り運動を被ったことが近年明らかにされた (OTOFUJI & MATSUDA, 1983; 乙藤他 1984)。西南日本の回転は、15Maごろを絶頂期とする極く短い間に終了したことがよりくわしい古地磁気学の研究からわかった (OTOFUJI *et al.*, 1985; 鳥居他 1985)。東北日本弧の回転時期を西南日本弧の回転時期と比較することを目的として、東北日本弧の運動時期を古地磁気と年代測定を組みあわせ求めた。

信頼できる岩石の残留磁化を求めめるため、研究対象に溶結凝灰岩を選んだ。Oligocene-Mioceneの地層から、おもに放射年代の明らかな溶結凝灰岩を採取した。放射年代不明のものについては、K-Ar, F-T法により年代を新たに求めた。岩石採取は棚倉構造線から十分離れた、大平山 (大倉又層), 二戸 (仁佐平層), 男鹿 (台島層), 浅舞 (畑村層), 湯沢 (雄勝川 [及位] 層, 湯の沢川層), 北部朝日 (東大島川層) 葦玉 (山寺層) 地域で行った。残留磁化測定はスピナー磁カ計で行い、熱消磁と *Thermal Test* により岩石の初生残留磁化を求めた。

古地磁気学的に岩石の初生磁化と判定できる結果を21サイトから得た (Table 1)。Oligocene-Early Miocene (21~32Ma) の試料の偏角値は西偏り $-2^{\circ} \sim -57^{\circ}$ で特徴づけられ、平均値は $D = -41.2^{\circ}$, $I = 56.5^{\circ}$, $\alpha_{95} = 7.2^{\circ}$ を示した。Late Miocene (11, 14Ma) の試料の古地磁気方位は $D = -11.7^{\circ}$, $I = 60.5^{\circ}$, $\alpha_{95} = 15.3^{\circ}$ であり、誤差を考慮すると偏角は北向きである。二つの時代の古地磁気の方角の信頼性は、正負両Polarityの存在からも認められた。東北日本弧の回転運動は次の様に記述できる: (1) Polarwanderの影響をとりすると、32~21Ma以降鉛直軸回りに 47° 反時計回りに回転した。(2) 回転運動の主要部分は、21Maと11Maの間である。

東北日本弧と西南日本弧の古地磁気の時間的変化を比較して次の結論を得た: (1) 21Ma以前東北日本弧は西南日本弧より北に位置していた。(2) 東北日本弧が反時計回りに回転した時期と西南日本の時計回りに回転した時期との違いはたかだか6m.y. である。(3) 東北日本弧は ($146^{\circ}E, 44^{\circ}N$) のまわりに反時計回りに約 45° 、西南日本弧は ($129^{\circ}E, 34^{\circ}N$) のまわりに時計回りに約 55° の回転運動を、Miocene (21~11Ma) にほぼ同時期に被った。

TABLE 1 Average paleomagnetic directions of Late Tertiary

Formation Name	N	polarity	D (°)	I (°)	α_{95}	k	V	G	P	p	m	Age (Ma)
[11Ma-14Ma]												
Yamadera	2	R	-14.5	69.7	--	--						11.3 (K-A) ^δ
Okuramata	2	N	-10.1	51.1	--	--						14.1 (K-A) ^δ
Mean (sites)	4		-11.7	60.5	15.3	37.2	70.2N	80.7E	17.7	23.3		
(Formations) 2			-11.7	60.4	--	--	69.5N	80.8E	--	--		
[20Ma-32Ma]												
Higashiohtorigawa	1	R	-27.4	50.5	--	--						21 (F-T) ^ε
Daijima	2	N	-30.0	47.6	--	--						22 ^γ , 20 ^β (F-T) ^δ
Hatamura	4	R	-43.4	64.5	24.2	15.4						22 < 25 (K-A) ^δ
Okatsugawa	6	R	-40.5	54.1	11.6	34.4						25 (K-A) ^δ
Yunosawagawa	3	N	-43.5	63.1	21.4	34.2						25 ≤ (K-A) ^δ
Nisatai	1	N	-66.9	39.4	--	--						32 (F-T) ^α
Mean (sites)	17		-41.2	56.5	7.2	25.7	60.8N	57.8E	7.5	10.4		
(Formations) 6			-42.5	54.0	11.0	37.8	57.0N	56.0E	10.8	15.4		

α:Samata(1976), β:Nishimura & Ishida(1972), γ:Suzuki(1980), δ:Konda & Ueda(1980), ε:Matsuda et al.(1985),

秩父盆地中新統の古地磁気による関東山地の 回転と日本海拡大

新専信明・兵頭 浩
(静岡大・理・地球科学)

目的 日本海拡大に関連して、西南日本および東北日本で古地磁気学的に判明している中期中新世における大規模な水平回転運動を関東山地においても見出す。

地域 秩父盆地：関東山地のほぼ中央の箱型の盆地であり前期中新世から中期中新世にかけての海成堆積物がある。

測定 5mTごと30mTまで段階交番磁場消磁を行ない、静岡大のリングコア回転磁気計（ノイズレベル $5 \times 10^{-3} \text{ kAm}$ ）で測定した。

古地磁気方位の選別規準

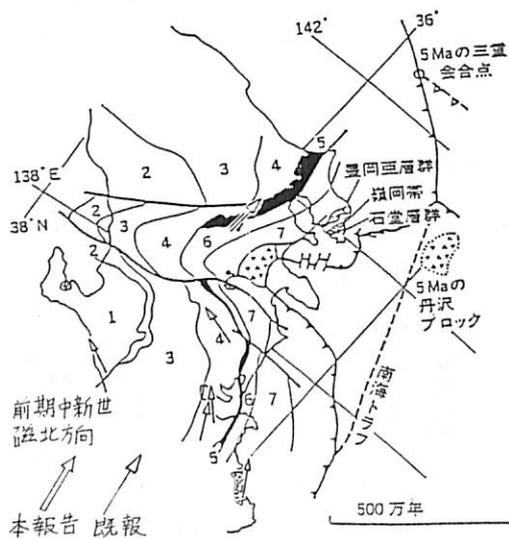
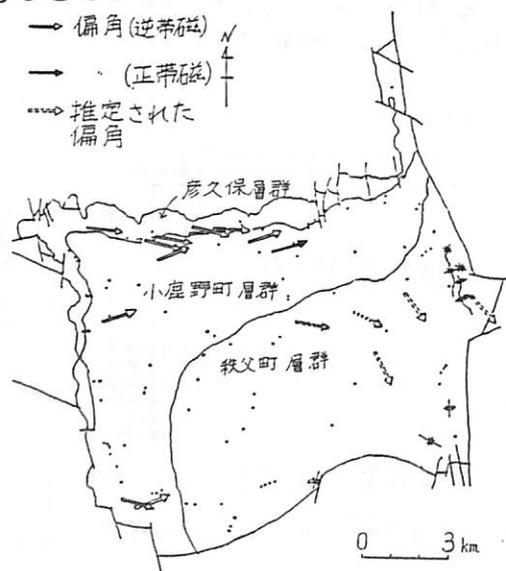
- ① 1測定には6回置換えて測定するが、それぞれの置換にともなう求められる残留磁ベクトルの方位差が 10° 以下のもの。
- ② α_{95} が試料内で 36° 以内、地塊内で 60° 以内のもの。
- ③ 現在の地球磁場の方向が測定された方向の α_{95} 円内にあるもの。
- ④ 伏角の絶対値が $40 \sim 70^\circ$ の範囲のもの。

求められた方向 規準を満たす12地塊のうち11地塊は伏角が負で逆磁極方向を有する。正磁極方向の偏角に換算した平均は $89^\circ \pm 18^\circ$ と大きく東偏している。伏角の絶対値は $53^\circ \pm 8^\circ$ とほぼ現在の緯度に対応している。

偏角から前期中新世における関東山地の帯状構造の方向を求めると $N26^\circ E$ と西南日本で求められた $N25^\circ E$ と良く一致している。

巨帯磁試料 秩父所層群の試料はすべて基準を満たさなかったが、①~③までの規準を満たした5地塊では伏角が 40° 以下で浅く、偏角は西偏している。この方向は堆積当時の逆磁極方向の磁化の一部が現在の地球磁場方向に再帯磁したものととして、堆積当時の偏角を求めると盆地中央部では下位の彦久保・小鹿野町両層群とほぼ等しい $103^\circ \pm 8^\circ$ が得られた。東縁部のもは $146^\circ \pm 6^\circ$ と著しい時計まわり水平回転が予想されるが、盆地東縁の右ズレ断層およびそれにともなう地層の断層・褶曲と調和的である。

層厚	主な岩相	地塊数	J_n (15-20mT)	規準を満たす地塊	偏角(正磁極方向)
秩父町層群	砂質シルト岩	44	$1 \times 10^{-7} \sim 2 \times 10^{-6}$	(5)	$(103^\circ \pm 8^\circ)$
小鹿野町層群	砂岩泥岩互層	52	$2 \times 10^{-7} \sim 7 \times 10^{-6}$	6	$76^\circ \pm 13^\circ$
彦久保層群	砂岩・礫岩	24	$5 \times 10^{-7} \sim 2 \times 10^{-5}$	6	$103^\circ \pm 11^\circ$



林田 明 ・ 鳥居雅之

(同志社大学) (京都大学)

最近の古地磁気学的研究の結果、15 Ma ころ西南日本の時計回り回転運動のおこったことが明らかにされた (HAYASHIDA & ITO, 1984 など)。また、東北日本の反時計回り回転運動がほぼ同じ時期におこったことも指摘された (OTOFUJI et al., 1985 など)。では、中部・関東地方は、この時、どのような運動をおこなったのであろうか。

中部・関東地方の中新世以降の回転運動を明らかにする目的で、群馬県富岡市を中心とする地域の新第三系について古地磁気学的研究をおこなった。富岡市付近には、関東山地を構成する中・古生界を基盤として、砂岩・泥岩・凝灰岩などからなる新第三系が広く分布しており、これまでに多くの岩相層序および生層序の研究がおこなわれてきた (高柳ほか, 1978 など)。浮遊性有孔虫による微化石帯区分の結果、この地域の新第三系は前期～中期中新世の堆積物であることが示された。また前期 / 中期中新世の境界付近の層準に不整合の存在する可能性も指摘されている。今回の研究では、これまでに岩相・生層序の研究がおこなわれたルートにおいて試料採集をおこない、14 層準から計 143 個の定方位試料を得た。各サイトでは、凝灰岩または泥岩の地層より約 10 個の試料を採集した。残留磁気の測定は超伝導磁力計をもちいておこなった。

残留磁化の安定性を検討するため段階熱消磁の実験をおこなったが、ZIJDERVELD 図において磁化ベクトルが直線的に減少するという結果の得られた試料は少数であった。とくに 300°C 以上の熱消磁の後では、試料の磁化が非常に不安定となったり、あるいは残留磁化の強度が増大するという現象が見られたため、高温成分の磁化方位を同定することは困難であった。 $100\sim 300^{\circ}\text{C}$ の熱消磁によって得られた磁化方位は、いくつかのサイトで比較的良好な集中を示した。その方位は、地層の傾斜 (北または北東へ $15\sim 40^{\circ}$) を補正する前に約 50° の伏角と $20\sim 70^{\circ}$ の偏角を持つが、傾斜を補正すると伏角の値は 30° 以下となる。富岡地域の新第三系が現在の緯度付近に形成されたと仮定するならば、低温成分の残留磁化は地層の傾動の後に獲得されたものとみなすことができる。その方位が東偏していることは、この地域が地層の傾動以降に時計回り方向に回転したことを示しているのかもしれない。

テクトニクスと越後湯沢の古地磁気

広岡公夫・山田良司・竹内章

富山大学理学部地球科学教室

乙藤と松田(1983, 1984)の提唱した日本海の拡大にともなう西南日本の中新世の急激な時計廻りの回転運動は、鳥居(1983)林田・伊藤(1984)の西南日本の中新世堆積岩の古地磁気測定によって確かめられ、浮遊性有孔虫のBlowの分帯のN. 8の時期以後に起こったことが明らかになった。

一方、広岡他(1972, 1982)は北陸地方の古第三紀および中新世火山岩の古地磁気測定結果を報告しており、福井県丹生山地では東偏 19.3° 、能登半島では 27Ma から 15.2Ma までの偏角の平均値が 18°E となる。また、当舎・綱川(Tosha and Tunakawa, 1981)の求めた設楽の $15.1 \pm 0.5\text{Ma}$ の岩脈群の平均磁化方向は 18.7°E となり、これらは少しの時計廻りの回転運動はあるが、西南日本で報告されているような大きな回転ではなかった。

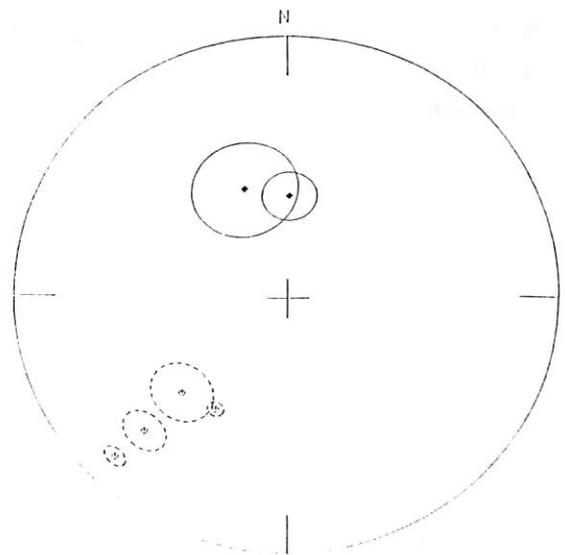
野村(1963; 1967)と真鍋(1967)の仙台、出羽丘陵及び福島盆地の中新世火山岩の古地磁気測定では、 $5^\circ\text{E} \sim 20^\circ\text{W}$ の偏角を示し、広岡他(1983)の大佐渡地域の火山岩類の測定結果でも 28Ma から 13Ma までは少し西偏して平均をとると約 26°W となる。対岸新潟の 12Ma の岩脈群は約 7°E であるので、佐渡島は 13Ma と 12Ma の間に反時計廻りに約 30 度の回転運動をしたと考えられる。男鹿半島の古地磁気偏角も、西黒沢・女川階までは西偏、それ以降は北向きなので(当舎、1984, 1983)、佐渡を含め東北地方全体は西南日本とは逆の回転運動をした可能性が高い。

このように日本海拡大にともなう構造運動は少なくとも西日本、中部・関東および東北日本の3つ以上のブロックに分けられ、それぞれのブロックは異なる運動をしたことが考えられる。

今回は、中部・関東と東北日本のブロックの境界が何処にあるかを明らかにするために、越後湯沢地域の総計21地点で、暁新世の花コウ岩、漸新世～中新世前期の岩脈群、中新世前期および中期の堆積岩、中新世後期末の花コウ岩の古地磁気試料の採集を行った。それを測定した結果、現在6地点について安定

でまとまりのよい磁化方向を得ている。

暁新世の花コウ岩2地点、漸新～中新世の脈岩2地点の結果は全て逆転残留磁化を示しており、偏角は西偏が著しい。これに対して、中新世中期の凝灰質堆積岩1地点と中新世後期末の花コウ岩1地点は正常磁化で、偏角も小さく、明らかな違いが見られる(第1図)。中新世前期以前と中新世中期以降に分けて、それぞれの時代の磁化方向の平均を求めると、前者の偏角は 222.2° 、伏角は -33.5° となり、後者では -10.2° 、 56.3° となる。したがって、中新世前期と中期の間に約 50° の時計廻りの回転が越後湯沢地域で起きたことが明らかとなった。この回転は、西南日本と一体の動きをした結果であるのか、或いは、柏崎-銚子線の右ずれの運動に影響された結果であるのかは今後の周辺地域の研究に待たねばならない。



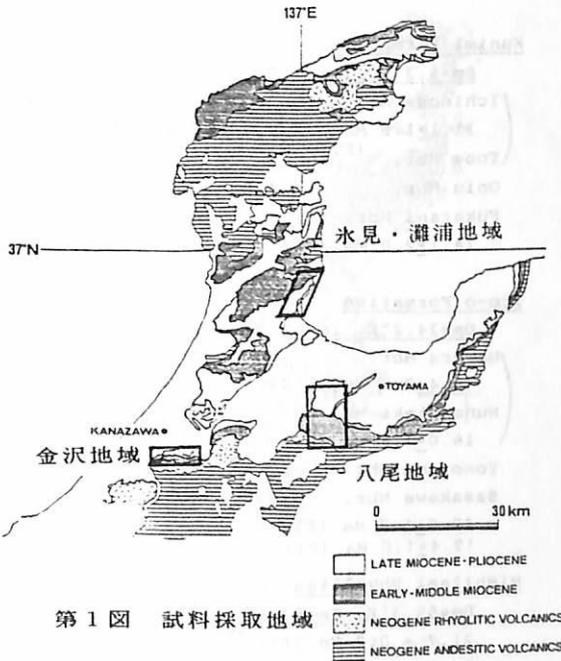
第1図 越後湯沢の古地磁気測定結果
逆転磁化を示す中新世前期以前のものの偏角の西偏が著しい。

伊藤康人・鳥居雅之(京大理)

北陸に分布する中新統についての残留磁気測定の結果について報告する。

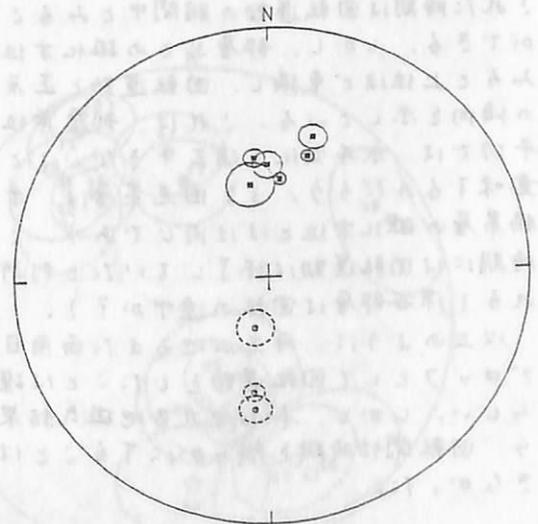
富山県から石川県にかけて、下位より順に淡水成の粗粒堆積物、グリーンタフと呼ばれる変質した火山岩類、そして多くの凝灰岩層を挟在する泥岩や砂岩などの海成堆積岩よりなる中新統がよく発達し、一括して北陸層群と呼ばれている。微化石やK-Ar法などによって求められた北陸層群の年代は、5~20 Maを示しており、Otofuji et al. (1984)の述べる西南日本の時計回りの回転時期を含んでいる。従って本地域で古地磁気学的研究を行なうことによって、回転速度をはじめとする運動の詳細についての情報を得られる可能性がある。そこで今回、構造の明らかな泥岩、凝灰岩および火山岩類を対象として、測定を行なった。

試料採取は、年代と構造が最もよく調べられている富山県八尾地域を中心として、第1図に示す地域について54地点で行なった。残留磁気測定には超伝導磁力計とスピナー磁力計を用い、パイロット試料の段階熱消磁と段階交流消磁によって残留磁気の安定性を検討した結果、12地点で初生的と考えられる安定な磁気成分を見いだすことができた。ことに八尾地域では5~17 Maにわたる9層準でデータを得た(第2図)。これらを正帯磁に直した時の磁化方位の偏角は全て20°以内である。このことから八尾地域は、15 Ma前後に約50°回転した西南日本ブロックとは異なる運動をしたブロックに属していたと考えられる。また今回、石川県の金沢地域においても八尾地域と類似した磁化方位が認められたことから、両地域を含む比較的大きなブロックを考える必要があるかもしれない。



第1図 試料採取地域

YATSUO



第2図 八尾地域における各サイトの平均磁化方位
(黒丸 = 下半球 : 白丸 = 上半球)

中島正志・山崎水見子・奥村 貞
福井大学教育学部地学教室

福井県北西部丹生山地の新第三系は、中新世前期の糸生累層と中新世中期の国見累層に大別される。さらに、下位から順に、糸生累層は笹川火山岩層・積山火山岩層・布ヶ滝火山岩層・梅浦火山岩層の4部層に(三浦, 1979)、国見累層は深谷凝灰質岩層・大丹生凝灰質岩互層・燈臺凝灰質頁岩層・市ノ瀬凝灰岩層の4部層に区分されている(塚野・三浦, 1954)。笹川・布ヶ滝・梅浦・深谷・市ノ瀬の各部層は、広岡ほか(1972)、中島ほか(1983)や甲島・水島(1984)により、フッシオン・トラック法による年代測定が行なわれていて、糸生累層は19から15 Ma, 国見累層は14から11 Maの年代値が得られている(各部層の年代値は表1)。

15 Ma ころに起こったとされる西南日本の時計回りの回転運動は、一つの地域で年代順にあえるかどうかを検討するために、丹生山地の古地磁気結果を部層ごとにまとめ、表1に示した。糸生累層は、広岡ほか(1972)の測定結果である。同表には、西谷流紋岩類(27~22 Ma)と米ヶ脇累層(6 Ma)での古地磁気測定結果も載せている。前者は福井県内に広く分布し、後者は丹生山地に近接する三国地域に分布している。

表1の結果を、回転運動に注目して整理すると以下の様になる。1) 西谷流紋岩類は、回転の証拠として今までに報告されている西南日本の地地域の結果(Otofuji & Matsuda, 1983, 1984; Hayasida & Ito, 1984; 鳥居ほか, 1985)と同じ程度に東偏している。2) 糸生累層は東偏しているが、その角度は小さい。従って、本累層の形成された時期は回転運動の期間中とみることができる。しかし、部層ごとの磁化方位をみると上位ほど東偏し、回転運動と正反対の傾向を示している。これは、部層単位の平均では、永年変化を消去できないことを意味するのだろうか。3) 国見累層は、米ヶ脇累層の磁化方位とほぼ同じであり、この時期には回転運動は終了していたと判断される(深谷部層は回転の途中か?)。

以上のように、丹生山地もまた西南日本ブロックとして回転運動をしたことは確からしい。しかし、本山地の古地磁気結果から、回転開始時期を明らかにすることはできなかった。

表1. 古地磁気測定結果

Komegawaki Formation

$Dm=3.4^{\circ}E, Im=54.7^{\circ}, \alpha^{95}=6.8^{\circ}, N=13$
 $6.1 \pm 1.6 \text{ Ma (FT)}$

Kunimi Formation

$Dm=5.3^{\circ}E, Im=47.0, \alpha^{95}=17.0^{\circ}, N=3$

Ichinose Mbr.	D	I	α^{95}	N
11.1 \pm 1.5 Ma (FT)	-9.7 $^{\circ}$	47.6 $^{\circ}$	25.8 $^{\circ}$	9
Tobu Mbr.				
Oniu Mbr.	4.5 $^{\circ}$	42.7 $^{\circ}$	16.5 $^{\circ}$	4
Fukatani Mbr.	21.7 $^{\circ}$	48.7 $^{\circ}$	21.5 $^{\circ}$	4
14.1 \pm 2.0 Ma (FT)				

Ito-o Formation

$Dm=24.2^{\circ}E, Im=54.8^{\circ}, \alpha^{95}=15.5^{\circ}, N=3$

Umeura Mbr.	D	I	α^{95}	N
15.4 \pm 2.0 Ma (FT)	43.1 $^{\circ}$	55.0 $^{\circ}$	24.9 $^{\circ}$	10
Nunogataki Mbr.				
16.0 \pm 1.8 Ma (FT)				
Yokoyama Mbr.	20.4 $^{\circ}$	51.7 $^{\circ}$	18.9 $^{\circ}$	4
Sasakawa Mbr.	9.4 $^{\circ}$	55.5 $^{\circ}$	29.4 $^{\circ}$	8
18.6 \pm 1.7 Ma (FT)				
19.4 \pm 1.0 Ma (FT)				

Nishitani Rhyolites

$Dm=55.3^{\circ}E, Im=51.6^{\circ}, \alpha^{95}=17.4^{\circ}, N=3$

21.7 \pm 0.8 Ma (FT)
24.5 \pm 0.6 Ma (FT)
27.2 \pm 0.5 Ma (FT)

石川尚人・島居雅之

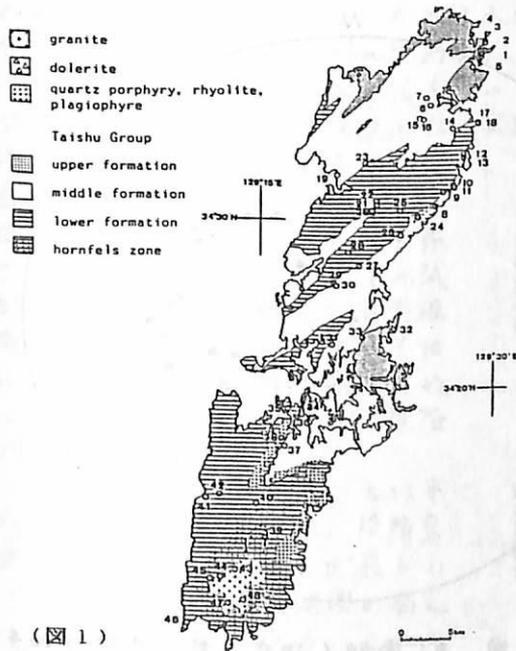
(京大理)

対馬は、九州の北西約150 km、朝鮮半島とは約50 kmのところにある。ここには、後期漸新世～初期中新世(Shimada, 1977)の対州層群が、ほぼ全域に分布し、さらに初期中新世の火成岩類がそれに貫入している。火成岩類の最も新しいものは花崗岩であり、12 Ma(K-Ar) (河野・植田, 1966) および、14.9 Ma(F.I.) (高橋・林, 1985) の放射年代が求められている。

中新世の中期には、日本海の拡大に伴って西南日本が約50°の時計回りの回転をしたことが、Otofuji et al. (1985)により示された。したがって、対馬に分布している第三紀の岩石の古地磁気学的研究を行えば、西南日本が回転運動したときに、対馬にどのような構造運動が起こったか知ることができると考えられる。そして、その構造運動の性質がわかれば、時計回り回転をした西南日本の範囲を確定する重要な情報もえられると思われる。

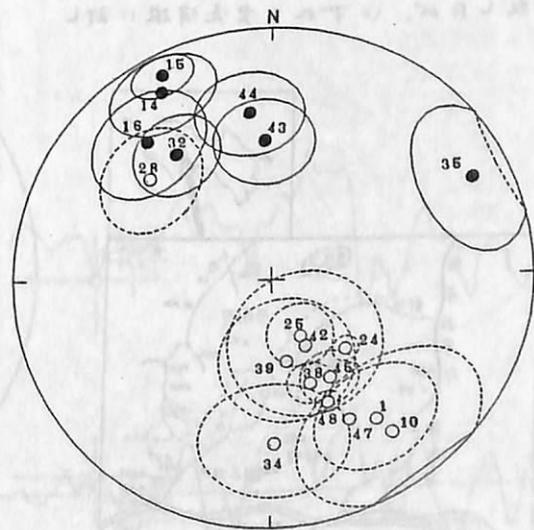
測定試料として、対馬全域の48地点(サイト)で、対州層群の下部、中部、上部層の頁岩、泥岩、砂岩、火山砕屑岩、および、火成岩類を採取した(図1)。各サイトでは、約10個ずつ方位試料を採取し、さらに、各々より2個以上の測定用試料片を作った。残留磁化の測定には、スピナー磁力計と、超伝導磁力計を用いた。パイロットサンプルの段階的熱消磁実験および段階的交流消磁実験により、安定な磁化成分の有無を検討し、その存在が認められたサイトについて、残りの試料を消磁して平均の磁化方位を求めた。さらに、傾動の補正を、必要なサイトについて行なった。

この結果、48サイト中、19サイトにおいて、正帯磁、逆帯磁両方の安定な磁化方位が見いだされた(図2)。2サイトを除き、西偏する偏角をもつ傾向が認められ、全ての平均の磁化方位は、 $D = -23.6^\circ$ 、 $I = 44.5^\circ$ であった。この磁化方位が、下部層の頁岩から最上位の花崗岩までの少なくとも5 m.y. 以上の時代幅の平均であることを考えると、偏角の有意な西偏の原因として、磁化獲得後の構造運動を考える必要がある。西偏に注目すれば、花崗岩の貫入(12Ma:K-Ar/14.9Ma:F.I.)以降に対馬全体が約24°の反時計回りの回転をしたことが示唆される。とすれば、対馬は、15 Ma に時計回り回転をした西南日本にはふくまれないことになる。



(図1)

Sampling localities (open circles) in geologic map of Tsushima island. (compiled from Shimada, 1977.)



(図2)

Site mean directions with the circle of A95 by oval.

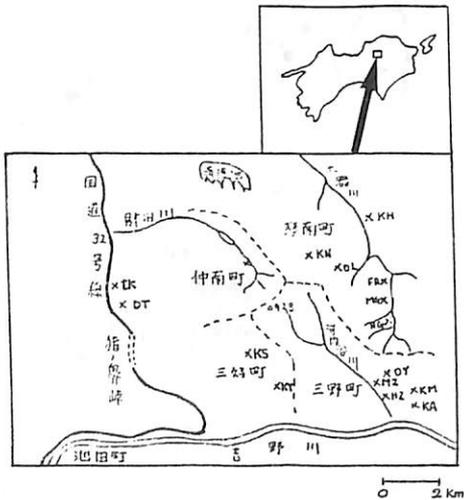
小玉一人・野添 誠
(高知大理)

和泉層群は、四国北西部松山市周辺から東へ、阿讃山地を経て、紀伊半島和泉山脈へ連なる、延長300 km、巾10 km程度の狭長な地層群である。北側の領家変成帯とは不整合で接し、南は中央構造線を境に、三波川変成帯と接する。北部の基底礫岩を除けば、ほとんど砂岩・頁岩の厚い地層からなり、所々に酸性凝灰岩の薄層を挟む。散点的に産出する大型化石により、上部白亜系とされている。

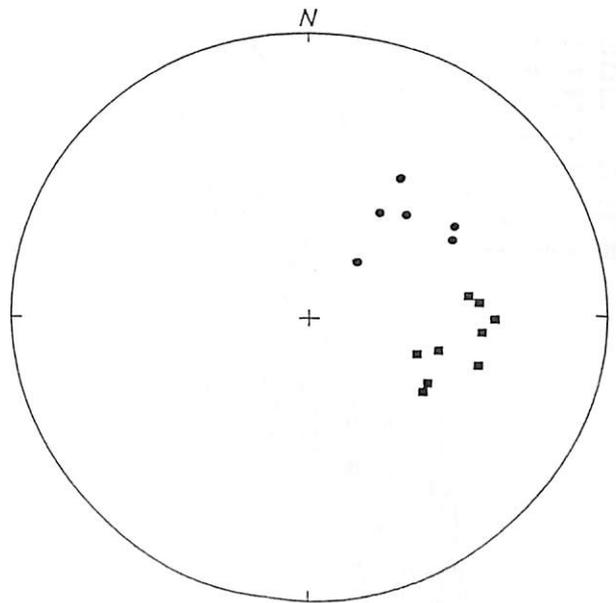
今回、我々は徳島県阿讃山地西部の和泉層群を対象に、古地磁気及び地質学的研究を行なった。その結果の一部を報告する。調査地域は、徳島県三好町、三好町周辺とし(第1図)、事前の地質調査をもとに15ヶ所から古地磁気試料を採取した。また同時に採取した放射化石試料を検討した結果、調査地北部の5ヶ所から Upper Campanian (約72~78 Ma, Lowrie and Alvarez 1980) を示す放射化石を得た。

古地磁気試料は、細粒砂岩・泥質岩・凝灰岩から採取したが、いずれも交流消磁に対し

安定で、MDF 150~200 Oeの単一磁化成分をもつ。また、本調査地域の地層が東へ約30°プレンジした褶曲軸をもつ同斜構造を示すことを考慮した Fold Test を行った結果、本地域の北部と南部でそれぞれ有意に異なる初生磁化方向を示すことが分った(第2図)。すなわち、南部6地点の偏角は30°~60°、北部の9地点は80°~120°の偏角をもつ。但し、方位は、いずれも40°~60°の差を齎す。北部の示す方向が、従来報告されている西兩日本の先白垩紀の方向と調和的であるのに対し、南部の方向は系統的に異なる。これは、おそらく、中央構造線の左横ずれ運動に伴う、水平面内の回転運動によるものと考えられよう。



第1図. 調査地域及び試料採取地点.



第2図. ●: 南部6地点, ■: 北部9地点. プレンジを考慮した層理面補正後の平均磁化方向.

井口博夫・安川克己
(神戸大・理)

姫路市勝原区⁽⁴³⁾丁・柳ヶ瀬遺跡のA地区AⅡトレンチWセクションから、6層にわたって堆積物の定方位試料を採取した。これらの試料の残留磁気の解析を通じて、各層の年代を推定しようというのがこの研究の目的である。

測定用試料は、6層にわたり同一水平面から6個ずつ、11水平面から計66個採取した。ほぼ同一垂直線上で上から順にa, b, c, d, eと並び、それらより約3.5m北方でeとほぼ同じ高さにfが位置するが、断面の観察からeとfは異なる層である。a, b, c及びdは、1水平面から、またeは4水平面から、fは3水平面から試料を採取した。従ってそれぞれの層から採取した試料の個数はa, b, c, dが6個ずつ、eが24個、fが18個である。試料の採取間隔は、水平方向が約5cmであり、またa, b, c, d, eの8水平面の垂直方向の間隔は上から、7cm, 7cm, 10cm, 8cm, 10cm, 11cm, 11cm、fの3水平面のそれは、上から8cm, 9cmである。

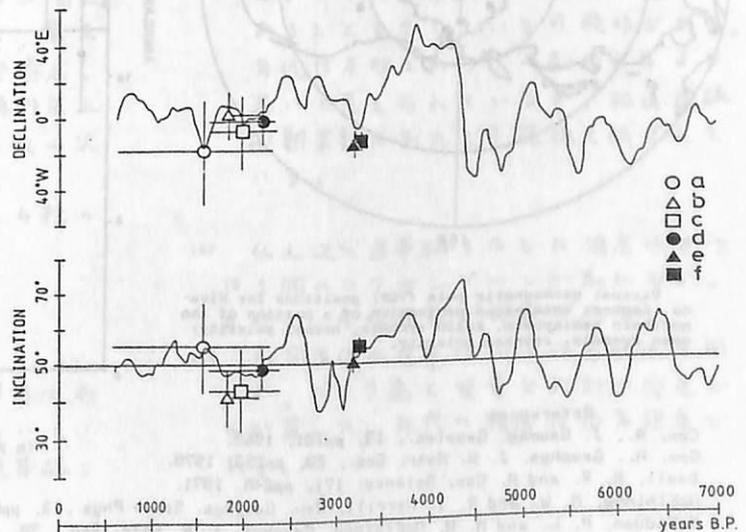
試料は、内径2.5cmのしんちゅうパイプを地層に打ち込んで採取した。実験室に持ち帰った試料は、直径2.5cm、高さ2.5cmの円筒形に整形し、超伝導磁力計で磁化の方向と強さを測定した。またすべての試料に対し、磁場回転型交流消磁機(松田他、1981)を用いて磁化の不安定成分を取り除くため、5、10、15mTの磁場で、段階的に交流消磁した。

磁化の方向を各層ごとに平均し、 α_{95} を計算した。段階交流消磁を通じて、 α_{95} が最も小さい値を示す消磁処理後の測定値を表1に示してある。これらの α_{95} は最大で12.5°、最小では2.2°と堆積物としては良くま

とまった値を示している。自然残留磁化の強さは、 $2 \sim 7 \times 10^{-3} \text{ A/m}$ 程度である。

測定結果を海底堆積物から求めた磁場変動の曲線(兵頭, 1984)と比べることにより推定した年代は、a層は約1600年B.P.、b層は約1800年B.P.、c層は約2000年B.P.、d層は約2200年B.P.、e層は約3200年B.P.、f層は約3300年B.P.である。これらの結果は土器等より求めた考古学的な年代とほぼ同じが数100年若い。

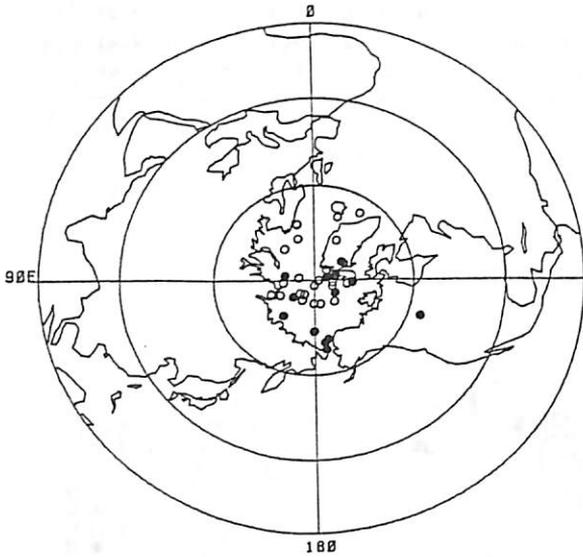
NAME	N	D (°)	I (°)	α_{95} (°)	ODF (mT)	Jn ($\times 10^{-3} \text{ A/m}$)
a(10)	6	-17.6	54.5	12.5	5	2.37
b(11)	6	1.9	40.6	7.7	0	1.87
c(18)	6	-8.1	42.9	11.5	0	4.01
d(13)	6	-1.6	48.9	6.1	0	3.34
e(17)	24	-15.0	50.2	3.4	5	4.41
f(16)	18	-13.7	55.3	2.2	5	6.66



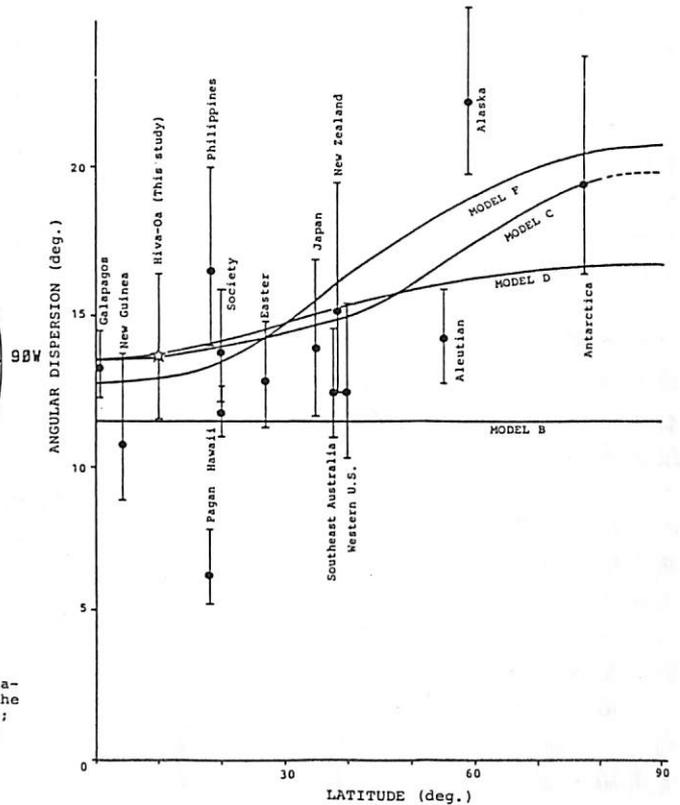
片尾 浩, *森永 透男, **兵頭 政幸, 井口 博夫, 松田 准一, 伊勢崎 修弘, 安川 克己

(神戸大, 理, *同, 自然科学, **同, 低温センター)

Hiva-Oa島(9.75°S, 139°W)は, 南太平洋 Marquesas諸島に属する火山島である。同島の35サイトの lava flow および dyke rock から採取した211個の定方位岩石試料を基に古地磁気測定と K-Ar 年代測定を行った。磁化測定は Spinner磁力計を用いて行ない, 交流磁場消磁および熱消磁を施した。平均VGPは, 86.1°N, 117.9°Wに位置し, 95%信頼限界内に自転軸を含んでいる。VGPの angular dispersionは 13.8°で, その信頼限界の上限と下限は各々 16.6°および 11.8°である。この値は, 永年変化モデル (model C (Cox 1962), model D (Cox 1970), model F (McFadden & Merrill 1984) など) の予言する値とよく一致するものである。一方, 年代測定の結果は 2.74 m. y. から 1.58 m. y. の値を示し, Gauss 期の後期から Matuyama 期中頃に相当する約 1.2 m. y. の time span があることがわかった。したがってこの期間の Marquesas 諸島地域には, Hawaii諸島で Doell & Cox (1971)の報告している Pacific non-dipole low に類する地磁気永年変化の異常は存在しなかったと考えられる。



Virtual geomagnetic pole (VGP) positions for Hiva-Oa. Lambert equal-area projection of a portion of the northern hemisphere. Solid symbols, normal polarity; open symbols, reverse polarity.



VGP angular dispersion covering the past 5 m.y. in Pacific ocean and circum-Pacific regions.

References

Cox, A., J. Geomag. Geoelec., 13, pp101, 1962.
 Cox, A., Geophys. J. R. Astr. Soc., 20, pp253, 1970.
 Doell, R. R. and A. Cox, Science, 171, pp248, 1971.
 McElhinny, M. W. and R. T. Merrill, Rev. Geophys. Space Phys., 13, pp687, 1975.
 McFadden, P. L. and M. W. McElhinny, Geophys. J. R. Astr. Soc., 78, pp809, 1984.

掛川巖, 今野幸一, 齋藤和男, 高岡宣雄, 今田正
山形大理

蔵王火山群は南から北へ並び、南蔵王、中央蔵王(いわゆる蔵王)、竜山の三つの火山群からなる。火山活動は70万年ほど前にはじまり、山体の基底となる玄武岩質の溶岩を噴出した。この噴出物は中央蔵王では丸山沢噴出物として見られる。竜山、南蔵王にも玄武岩質の溶岩が分布しており、これらの火山は、丸山沢噴出物と同時期、または引き続く時期に形成されたと考えられる。

中央蔵王に広く分布する溶岩は、南蔵王、竜山の溶岩の上に乗っており、20万年前を中心にした活発な火山活動により噴出したと考えられる。

上に述べた蔵王火山活動史に基づけば、蔵王火山群の噴出物はすべてブリュン又正磁極期中に噴出したものと考えられる。これらの噴出物の残留磁化を測定し、噴出年代を決定すれば、ブリュン又正磁極期中の細かい地磁気の変動史を明らかにすることが可能である。

[試料]

中央蔵王では13枚の溶岩流と1つの岩脈から試料を採取した。内訳は、丸山沢噴出物に貫入した岩脈(ロバの耳岩)1, 蔵王沢溶岩(蔵王沢)2, 熊野岳中部溶岩(仙人沢8, 馬の背火口壁1)9, 熊野岳上部溶岩(一枚石沢)1, 濁川溶岩(丸山沢)1である。

竜山では山頂に向う北側の沢から4枚の溶岩で試料を採取した。

[残留磁化の方向とK-Ar年代]

(1) 丸山沢噴出物に貫入した岩脈

ロバの耳岩のK-Ar年代は63万年である。試料の年代はこれより若いということ以外、不明である。逆帯磁している。

(2) 蔵王沢溶岩

2つとも正帯磁している。年代は不明であるが、仙人沢の溶岩流の下位にある可能性が大きい。

(3) 熊野岳中部溶岩

仙人沢で採取した8枚の溶岩のうち最下層のものK-Ar年代は35万年であった。このすぐ上の溶岩は逆帯磁している。この逆帯磁はビワイヴェントのうちの最も古いもの、あるいは真中のものと対比できる。他の溶岩は馬の背火口壁のものを含めて、正帯磁している。

(4) 熊野岳上部溶岩

一枚石沢で採取した試料は逆帯磁しており、K-Ar年代は20万年である。この逆帯磁は、ビワイヴェントの最も新しいものに対比できる。

(5) 濁川溶岩

丸山沢で採取され、正帯磁している。K-Ar年代は13万年である。

(6) 竜山

4枚の溶岩がすべて逆帯磁しており最上位の溶岩は伏角が浅くなっている。これは正帯磁への変化の途上にあることを示している可能性がある。年代は不明であり、一応60万年より若いと考えられているが、火山逆磁極期末期にあたる可能性も残されている。

(*) 仙人沢で逆帯磁を示した溶岩流からは1個のコアサンプルしか取れなかったため今後確認が必要である。

(*) Ar同位体の定量は同位体希釈法を用いる、ピーク高と質量分析計の感度から計算した。年代の精度は10%程度である。

小山真人(東大震研)・天野一男(茨城大理)

神奈川県西部の酒匂川沿いに分布する中-下部第四系足柄層群(図1)の古地磁気測定結果を、前回に引き続き報告する。

前回報告を行なった内容(予稿集には未収録)を以下に要約する。

[試料] 足柄層群の最上部を除く全層準にわたる10地点28層準から得られたシルト岩および砂岩(図2)。

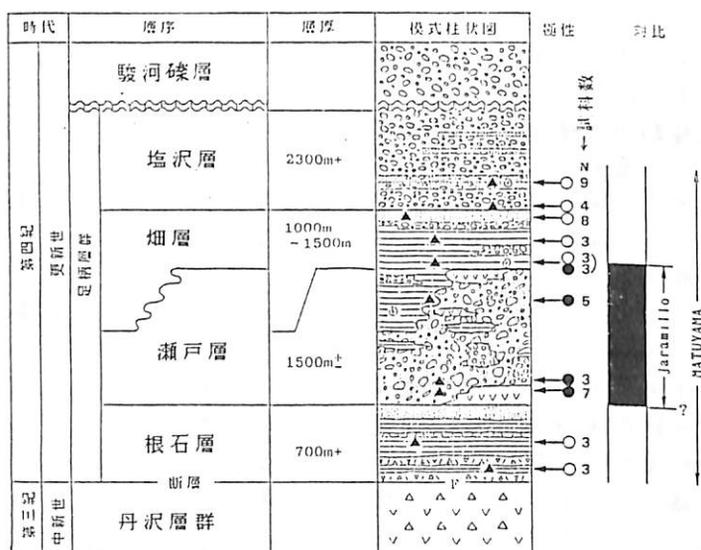
[測定] 地震研究所のリンクコア型スピナー-磁力計および3軸交流磁場消磁装置を用い、5mT おきに40mT までの段階AF消磁を行なった。

[磁氣的性質] 後背地が火成岩類からなる丹沢山地のため、試料のNRM強度は $2 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-3}$ kA/m(emu/cc)と大きい。30mT のAF消磁後の時点の残留磁気強度はNRM強度の70%~2%であり、粒径の細かい試料ほどAF消磁に対し安定である。

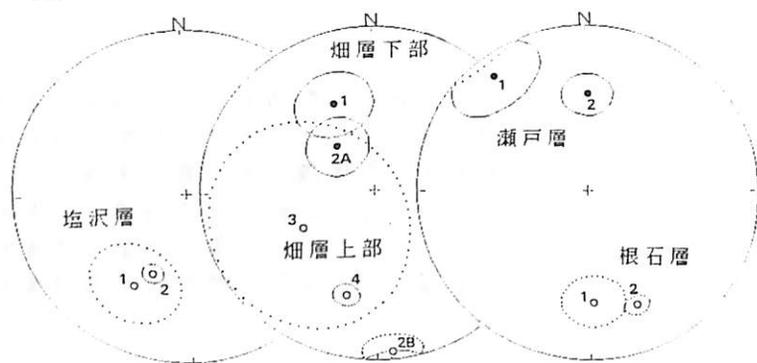
[古地磁気層序] 根石層、畑層上部および塩沢層が逆帯磁、瀬戸層および畑層下部が正帯磁である(図2)。この逆帯磁、正帯磁の層準は、浮遊性有孔虫および石灰質ナンノ化石年代(Huchon and Kitazato, 1984, Tectonophysics, 110, no.3) から松山逆磁極期およびJaramillo 亜期にそれぞれ対比される。

[構造運動] AF消磁によって安定成分の求められた試料の残留磁気方向(地層の傾斜補正後、図3)から判断して、足柄層群の変形様式は全体としては大規模な水平回転運動を伴っていないようにみえる。

今回は、さらに層準数、試料数を増やし、Brunhes/松山境界の位置、詳細な構造変形の様式等について議論する。



(図3) 地層傾斜補正後の各地点の磁化方向。



(図2) 層序・試料層準・極性および対比

小山真人(東大震研)・矢野 享(鉦研試錐)

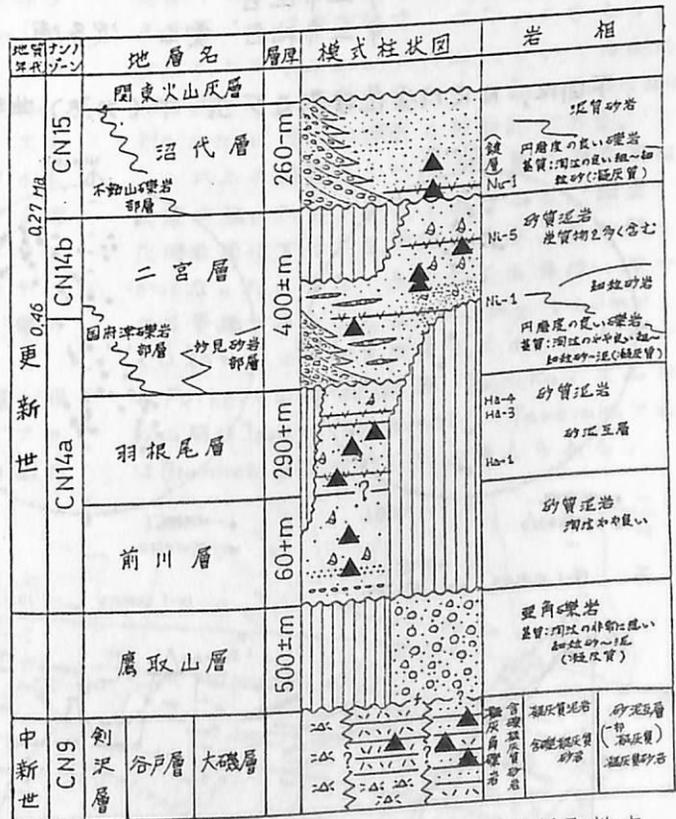
神奈川県西部の大磯丘陵(図1)は、相模トラフの陸上延長とみなされる国府津-松田断層によって南西縁を限られ、過去6300年間に22mという日本最大級の隆起速度が知られる(松島,1984,第四紀研究,23)地殻変動の激しい地域である。

大磯丘陵には第三紀後期から第四紀にかけての海成層が広く分布しており、層序・化石年代・堆積環境の変遷が詳細に調べられている(矢野ほか,1983地質学会講演要旨)。それによれば、本地域は北西方に分布する足柄層群(Huchon and Kitazato,1984, Tectono phys.,110)と同様、第四紀以降急激な浅海化・陸化を経てきており、ほぼ同時期に陸化と火成活動の性質の大きな変化が生じている伊豆地塊(小山,1982, 静大地球科学報研, 7)の接近・衝突との関連がうまく示唆される。これらの構造運動の定量およびより詳細な地質時代の対比を行なうため、古地磁気学的手法の適用を試みた。

今回用いた試料は、大磯丘陵に分布する地層群の15地点40層準から採取したシルト岩・砂岩・凝灰質砂岩であり(図2)、地震研究所のリングコア型スピナー磁力計および3軸交流磁場消磁装置を用いて測定を行なった。これらの結果について報告を行なう。



(図1) Index map



(図2) 層序・試料層準

▲ 試料採取地点

宗岡 浩 · 堂面 春雄
海自・小月基地 山口大・教育・物理

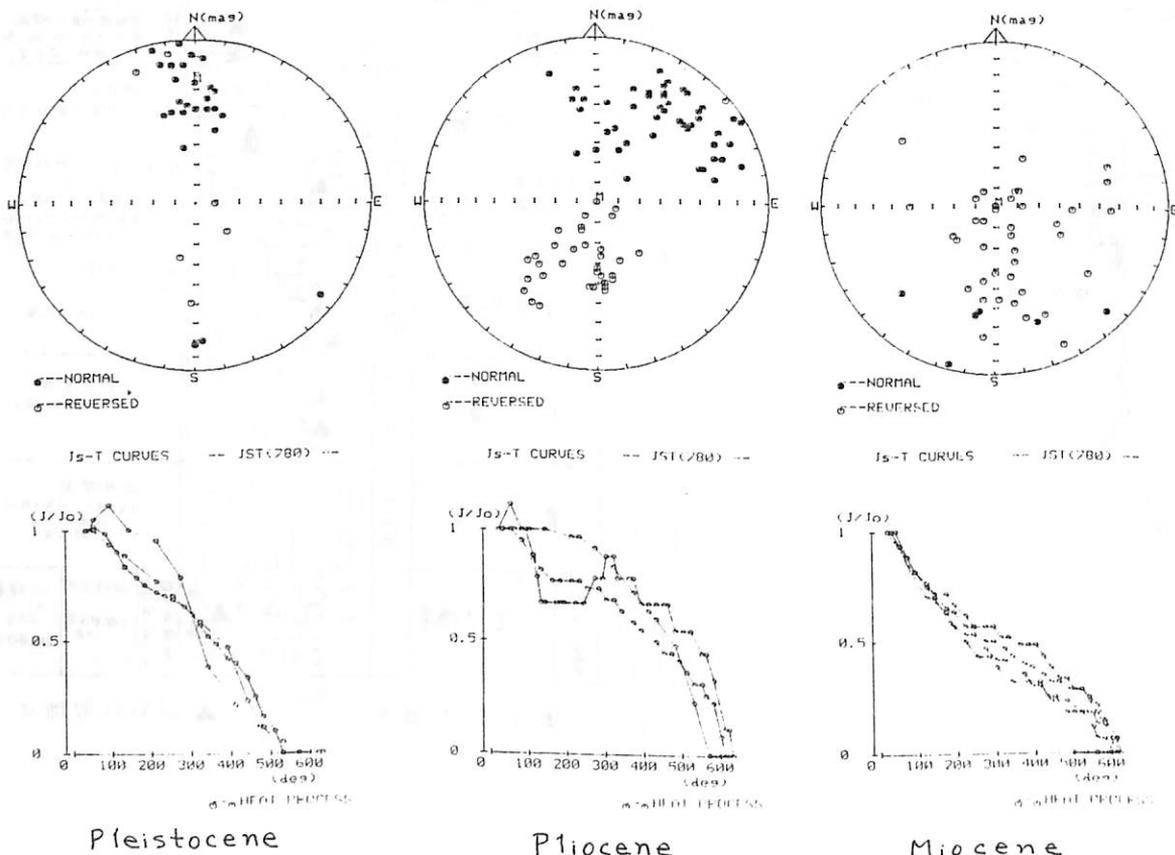
これまでに、九州中西部・天草諸島を中心とした地域の新世代火山岩類についての、古地磁気学的研究の概略を報告した(本学会・第73回1983年4月, 第75回1984年5月)。

その後もひきつづきサンプリングを行い、これら岩石試料の自然残留磁化(NRM)測定、交流消磁並びに熱磁気(J_s-T)解析を実施してきたので、今回はそれについて大まかに結果を報告する。

今回新しく測定した試料岩石の採取地点は次のようである;

- | | | |
|----------------|-----------------------|--------------------|
| 1. Pleistocene | 本渡市茂木根
口、津早崎 | 阿蘇溶結凝灰岩
口、津玄武岩類 |
| 2. Pliocene | 三角岳
熊本市金峰山 | 三角火山岩類
金峰山火山岩類 |
| 3. Miocene | 宇土市住吉
宇土市松合・栗山・波多浦 | 大岳火山岩類
集塊岩類 |

下図に、NRM方位投影及び J_s-T (加熱) 曲線を、地質時代別にまとめて示した。



三木雅子 大竹雄次 井口博天 *松原由和 *山口寛 松田准一 伊勢崎修弘 安川克己
(神戸大・理, *神戸大・自然科学)

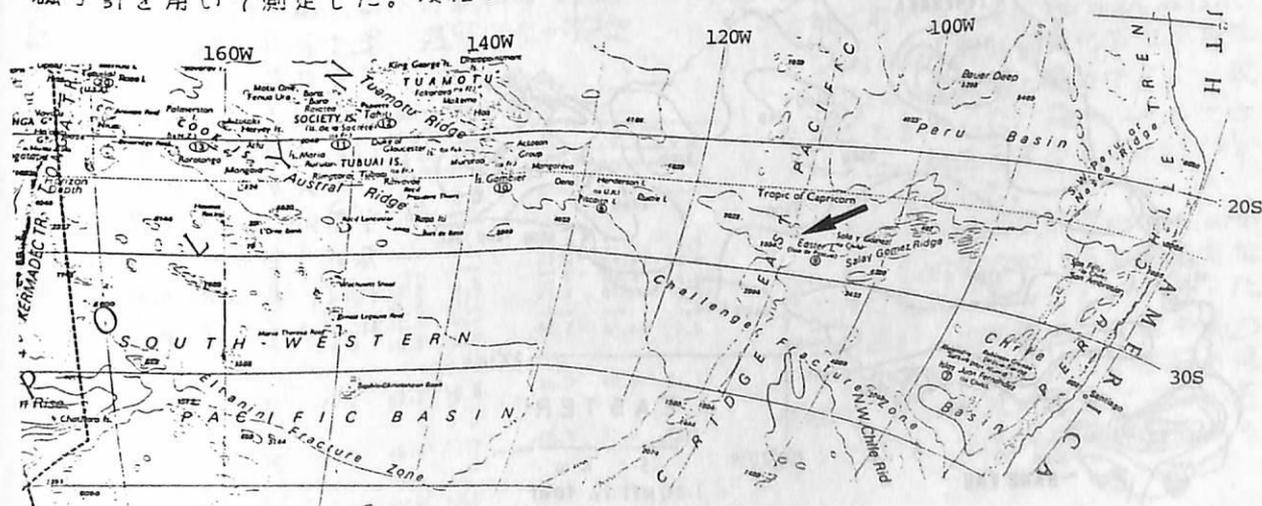
イースター島(27°06'S, 109°22'W)はEast Pacific Riseの軸よりほぼ直角に東へ延びる Sala y Gomez ridge上に位置する火山島である。このridgeはNazcaプレート上にあり、過去10m.y.にわたり活動したホットスポットによって形成されたと考えられている(Herron, 1972)。また周囲の海底は地磁気縞模様の研究からAnomaly 3に同定されている。島内全域より採取した試料の中から選んだパイロット試料についての段階交流消磁が終了したのでその結果を予察的に報告する。

イースター島は3つの火山体より成りそれぞれ、2.5m.y.(Poike火山)、1.0m.y.(Rano Kau火山)、<0.24m.y.(Terevaka火山)の年代を示す(Clark and Dymond, 1974)。Poike火山から8サイト、Rano Kau火山から6サイト、Terevaka火山から20サイト、計34サイトの露頭より1サイトにつき5個ずつの定方位サンプルを採取した。すべての試料は溶岩流から得た。高さ1インチ、直径1インチの円筒形測定用試料を1個のサンプルより1~6個作った。

各サイトから1~3個の試料を選び段階的に交流消磁した。残留磁化はスピナー磁カ計を用いて測定した。段階交流消磁の

結果、すべての試料は5~30mTの交流消磁により不安定な成分を取り除くことができたことがわかった。各サイトごとに適当と考えられる交流消磁後の値を平均した。その結果はすべてのサイトにわたり正帯磁を示している。サイトごとに求めた磁化方位を3つの火山それぞれについて平均したところ、Poike火山が $D=5.6^\circ$ $I=-36.6^\circ$ 、Rano Kau火山が $D=-6.4^\circ$ $I=-41.7^\circ$ 、Terevaka火山が $D=4.7^\circ$ $I=-45.7^\circ$ となり、 α_{95} は順に12.1, 14.5, 5.5となった。これらは段階交流消磁テスト中に得た予察的な結果であるが3つの火山体すべてで正帯磁を示すことは必ずしも偶然とは考え難く、少なくともTerevaka火山については66の溶岩流がすべて正帯磁を示すIsaacson and Heinrichs(1976)の結果と調和的である。

以上の結果、イースター島の溶岩流は交流消磁に対して安定であることが明らかになった。また、3つの火山体は、すべて正帯磁であること、2.5m.y.、1.0m.y.、<0.24m.y.の年代を示すことから、それぞれPoike火山はGauss期、Rano Kau火山は松山期のJaramillo event、Terevaka火山はBrunhes期に活動したと考えられる。



井口博夫・松原由和*・山口覚*・松田准一・伊勢崎修弘・安川克己
(神戸大・理, *神戸大・自然科学)

1983年度の海外学術調査の際、11月9日～15日にかけて、チリ国イースター島において、地磁気全磁力を測量し、また古地磁気学及び地球化学用の岩石試料を採取した。このうち、地磁気測量の結果について報告する。

イースター島は、南東太平洋上(27°06'S, 109°02'W)にあり、南アメリカ大陸の西方約1380kmに位置する、南北約15km、東西約22kmの三角形の火山島である。イースター島は、Nazcaプレート内で過去10my.にわたり活動したホットスポットにより形成されたと考えられている(Herron, 1972)海山列(Sala y Gomez ridge)の一部である。この海山列は、East Pacific Riseの軸から東方へ伸びており、周囲の海底は地磁気の縞模様からアノーマリーとされている。イースター島は地質調査の結果によれば、大きく3回の活動期に分けられ、それぞれの火山体は、Poike, Rano Kau, Terevakaと呼ばれている(Baker, 1966)。またそれぞれの火山の溶岩流のK-Ar ageは、Poike火山が2.5my.、Rano Kau火山

が1.0my.、Terevaka火山が<0.24my. (Clark & Dymond, 1974)を示している。本研究の目的は磁気異常より火山体の磁化を推定することである。

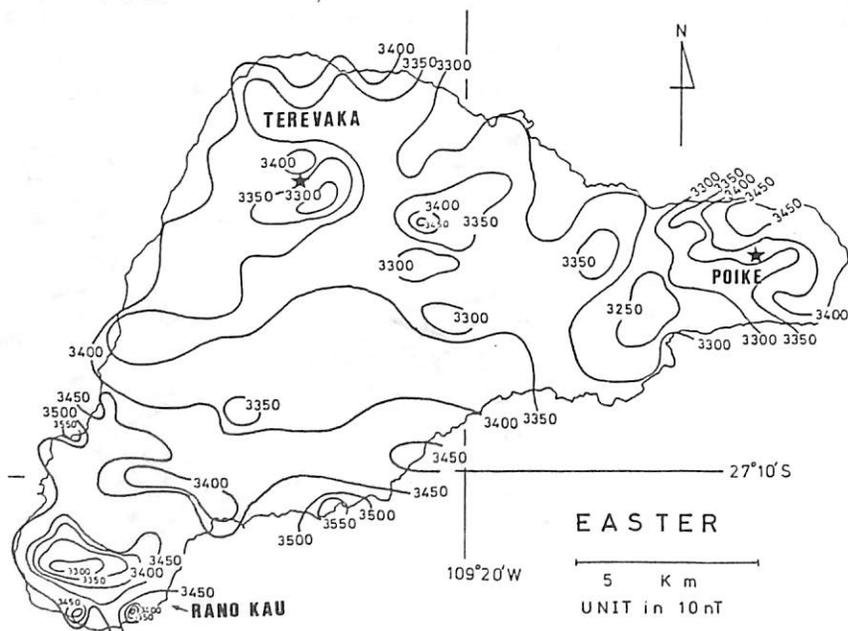
島内全域の192カ所において、携帯用プロトン磁力計で地磁気全磁力を測定した。結果を図に示す。火山体を一帯帯磁と仮定し、円錐に近似(Rikitake & Hagiwara, 1965)して、それぞれの火山体の磁化を推定した。

東端にあるPoike火山は、北斜面に正南斜面に負の異常値をもち、正帯磁と考えられる。南西端にあるRano Kau火山には、直径約3kmのカルデラが存在し、カルデラ壁の北で負、南で正の値を持つ磁気異常から正帯磁と考えられる。Terevaka火山は明瞭ではないが、北斜面に正、南斜面に負の異常を示す正帯磁と考えられる。これらの結果は、表層部の溶岩流の古地磁気学的研究(Isaacson & Heinrichs, 1976; 神戸大学による結果)より得られた結果と調和する。

以上のことから現在までのところ、以下のことが明らかになった。

1) イースター島は島全体が正帯磁している。

2) 火山島での磁気測量は、磁化物質直上での測定であり、微地形に起因する非常に局所的な磁気異常による、火山体全体にわたる磁化の解析にとってのNoiseが大きいが、空間的にある程度以上の広がりをもつ測定点をとれば、火山体の磁化を解析できようである。



韓半島に分布する Permian~Quaternary の 堆積岩・火山岩の古地磁気

乙藤洋一郎* 金光若** 井口博夫* 森永遠男* 片尾若* 村田史之* 安川克己*
*神戸大理 **全北大教育

韓半島には、古生代の Silurian~Carboniferous をのぞく、Precambrian(2700Ma)から Quaternary までの地層が分布している。韓半島は 2700m.y. 間の Apparent Polar Wander path (APWP) を求めることのできる世界でも数少ない地域である。韓半島の APWP を求めることを最終的な目的として、今回 Permian~Quaternary の岩石の古地磁気学的研究を行った。韓半島の APWP を求めることは、日本列島の大陸からの漂移を古地磁気から論ずるときにも役立つ。

古地磁気試料採取は、丹陽、忠南、大邱、全谷、濟州島の各地域において行った。岩石試料は次の各層から求めた。

			sites	samples
Quaternary:	Jeju basalts	(33.5°N, 126.5°E)	16	70
	Jeongsang basalts	(38.2°N, 127.3E°)	6	22
Cretaceous:	Gyeongsang Supergroup		65	290
Early Jurassic:	Nampo Group	(36.4°N, 126.6°E)	12	36
	Bansong Group	(37.0°N, 128.0°E)	11	55
Triassic:	Nogam Formation	(37.0°N, 128.0°E)	15	34
Permian:	Gobansan Formation	(37.0°N, 128.0°E)	13	45

残留磁化測定は、磁化強度が 10^{10} Am² より小さい試料は SCT 社の超伝導磁気計で行ない、それより大きいものは Spinner 磁気計で行なった。各サイトから 1 個の Pilot specimen をとり出し、段階交流消磁を 50mT まで行ない、残留磁化の安定性をしらべた。残留磁化強度が 10^{10} Am² 以下の試料は、20mT 以上の交流消磁のもとで、残留磁化が安定

した方向を示さなかった。段階消磁で安定な方向を示すサイトについて Zijdeveld diagram から予想される最適消磁磁場でその他の試料を消磁した。各 formation のうち 1 個以上の pilot specimen をとり出し段階交流消磁を 400℃ まで行い、交流・熱消磁後の残留磁化方向がほぼ一致することを確かめた。

交流消磁後のデータを Tilting 補正前後にわけて表 1 に示した。Gyeongsang Group の Hasandong Fm (L. Cretaceous) 中の 3 サイトで Reverse を示す試料を見出した。残りのサイトでは、残留磁化はすべて Normal を示した。

Tilting 補正後のデータから次のことがわかる。(1) 偏角: Permian から Jurassic の間には西振り偏角値 $D = -30 \sim -40^\circ$ で特徴づけられ、Cretaceous には東偏した値 $D = 30 \sim 40^\circ$ に変わる。(2) 伏角: Permian の時期は伏角は小さく $I = 20^\circ$ 、それ以降 Cretaceous まで大きくなり ($I = 65^\circ$)、Cretaceous の間は $50 \sim 60^\circ$ の値を維持する。(3) Cretaceous のデータは、Gyeongsang basin から求められた古地磁気方位 $D = 27^\circ, I = 62^\circ$ (OTOFUJI et al., 1983) と調和的である。伏角、偏角とも Jurassic と Cretaceous の間で大きな変化があることがわかった。

一方補正前のデータは Permian, Triassic と Quaternary の残留磁化方位が現在の Axial dipole 磁場と極めてよく一致することを示した。Permian のデータは Tilting 補正をすると α_{95} が 14° から 18° へ増加した。

今回の古地磁気測定から、Jurassic から Cretaceous に古地磁気方位に大きな変化があることがわかった。この原因が (1) 地球磁場、(2) 韓半島のテクトニクス、あるいは (3) 岩石の残留磁化のいずれの起源によるかを、知ることは、今後の研究課題である。

Table 1. Results of paleomagnetic measurements

	N(sites)	D I α_{95}			D I α_{95}		
		(before bedding correction)			(after bedding correction)		
[Quaternary]							
Jeju+Jeongog	8	2.0	55.8	6.8	----	----	----
[Cretaceous]							
Jindon	13	----	----	----	28.6	53.5	4.9
Haman	6	----	----	----	27.6	59.5	3.9
Chilgog	13	4.5	51.2	4.9	30.0	63.6	4.8
Jinju	14	14.5	64.5	7.1	43.7	67.8	6.0
Hasandong	7	----	----	----	----	----	----
Nagdong	7	6.5	60.8	8.5	42.7	65.6	7.5
[Early Jurassic]							
Bonsang+Nampo	22	-24.4	67.7	16.6	-36.0	46.8	21.7
[Triassic]							
Nogam	14	-4.8	48.6	13.7	-28.9	42.2	12.1
[Permian]							
Gobansan	13	-0.5	59.6	13.5	-22.9	29.1	18.1

渋谷秀敏、 関庚徳、 李允秀、 笹嶋貞雄、 西村進

(大府大・総科) (延世大・理) (花園大) (京大・理)

文部省科学研究費補助金海外調査「西南日本の漂移と密接に関係する韓半島中・南部の古地磁気学及び放射年代学的研究(代表者笹嶋貞雄)」の一環として演者らは主として1983年7月に韓半島中・南部で古地磁気試料の採集をおこなった。採集した試料は約500個で、その年代はカンブリア紀から第四紀におよんでいる。今回はこれらの試料の内、沃川帯中の先白亜系堆積岩の古地磁気測定結果について報告する。

韓半島中・南部に於いて先白亜系堆積岩は一部のジュラ系を除いて沃川帯にのみ分布しているので、韓半島の中古生代の古位置の推定には沃川帯の非変成の堆積岩の古地磁気研究は不可欠である。演者らは沃川帯中でも比較的地層のよくそろっている長省地域と開慶地域とで試料採集をおこなった。試料の年代はカンブリア紀、オルドビス紀、石炭紀、二疊紀、三疊紀、およびジュラ紀である。試料採取はハンドサンプリングによりおこない、延世大学で直径1インチのコアにして京都大学へもちかえった。測定は京都大学の超伝導磁力計を用いた。消磁は現在のところパイロットサンプルの段階熱消磁のみがすすんでいる。

段階熱消磁の結果はこれらの試料の磁化に三種類あることを示している。すなわち、200°C以上の固着温度を持った磁化が単成分、複成分のものと(それぞれ、図1、図2に代表例を示す)全体が不安定なものである。複成分のもの二つの成分のうち高温側の成分の特徴は固着温度が非常に高いことである。それゆえ、高温側の成分は670°C位から700°Cのあいだの1ステップで消磁されてしまい、途中の点をとることができなかった。低温成分の固着温度の最高値も高く成分が完全に分離されたかどうか確かではないが、低温成分の固着温度分布から見て670°Cでの消磁後の磁化方向は高温成分の方向とあまりかわらないと考えられる。高温成分が一次磁化であるという積極的な証拠はないが、図3に示すように、傾動補正後の磁化方向は各年代ごとに似通っている。

低温側の成分は年代、傾動方向にかかわらず傾動補正前の方向がよくそろっており、単成分の試料の傾動補正前の磁化方向と同様であった。この事実はこれらの磁化が沃川帯の構造運動の後に獲得された二次磁化であることを示している。ただし、単成分のものは磁鉄鉱のみが磁化を担っているのに対して、複成分のものは二次磁化も少なくとも一部は赤鉄鉱が担っている。二次磁化の方向を図4に示す。この方向は現在の地球磁場の方向であるように見えるが、韓半島の白亜紀の古地磁気結果は白亜紀以降の見掛けの極移動が小さかったことを示しているので、この二次磁化の獲得された年代は白亜紀以降のいずれの時代とも特定できない。最近の日本の中・古生界の古地磁気研究で白亜紀頃に獲得された安定な二次磁化が広く存在することが明らかになってきている。沃川帯で見られるこの二次磁化も日本で見られる白亜紀頃の二次磁化と同様な過程で獲得されたのかもしれない。

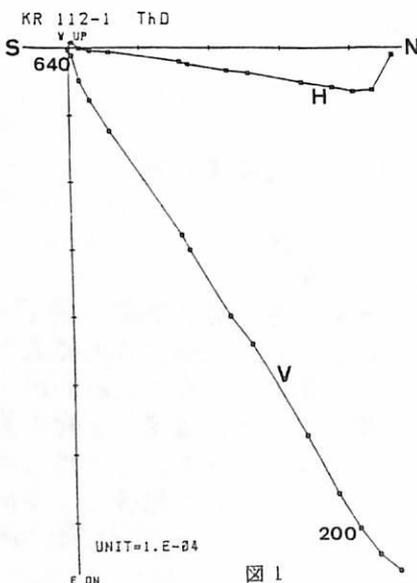


図 1

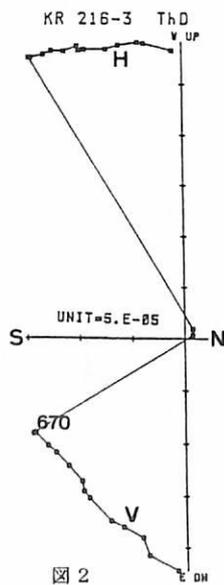


図 2

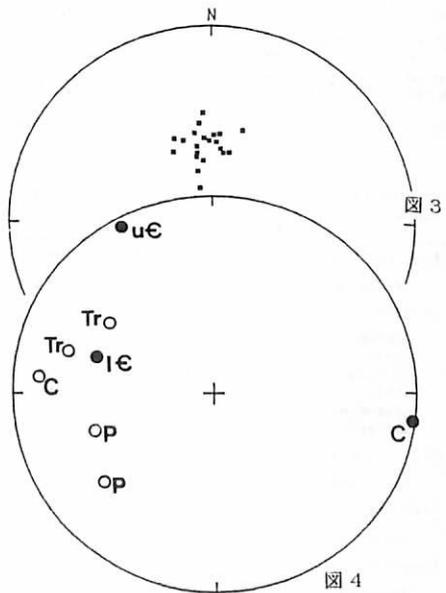


図 3

横田毅夫

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自転軸と平行な磁軸を持つた磁気双極子のつくる磁場で近似され、その地球表面につくる磁場の強さは次の式 $\frac{M}{r^3}(1+3\sin^2\lambda)$ で表わされる、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、従つて地球表面の磁場の強さは $\sin^2\lambda$ の項が示すごとく高緯度程強く、この不均一な磁場にある磁性体は、磁極へ向けての回転の力と移動の力とをうける。

そこで地質時代の北アメリカ大陸と古地磁気北極の間の距離と偏角の変化を調べて表1のごとき結果が得られた。この中で距離 C は一応順調な減少を示している、これは表2に見られるごとく古生代には逆磁場が多く、磁性体と考えられる北アメリカ大陸は、逆転によつて地磁気北極の機能を持つた逆地磁気北極へ向けて回転、移動し、同様に移動して来た他の大陸と超大陸ゴンドワナ大陸を接合し、大陸の大型化により移動の速さが減少し、逆地磁気南極(正地磁気北極)に接近し、距離 C は減少し、中生代以後は表2に見られるごとく、正磁場が多く、北アメリカ大陸は、他の大陸と共に地磁気北極の機能を持つた正地磁気北極へ向けて回転、移動し、ゴンドワナ大陸を離れ距離 C は減少している、次にこの経過の中で侏羅のカンブリア紀から三疊紀後期までの減少は、北アメリカ大陸の中心 O が古地磁気北極 P を中心に反時計回り、すなわち、東方へ向けて回転し、ジュラ紀以後の侏羅の拡大は、反対に北アメリカ大陸の中心 O が古地磁気北極 P を中心に、西方へ向けて回転したことを示し、この東西へ向けての回転が海洋プレートが沈み込みを誘い、東岸一帯にアパラチア造山帯、西岸一帯にコルティレラ型造山帯をつくり、北アメリカ大陸は地球磁場による力をうけて東西に成長したと考えられる。

次に、Spall は北アメリカ大陸の先カン

ブリア時代の古地磁気北極を表すのごとく区分し、その平均の軌跡を図3の中に描いている、今これら古地磁気北極の極性を *Geophysical Journal* によつて調べ、各区分の中の正磁極と逆磁極の比率を求めた結果は、表3の中のごとく示すごとくなり、図3の軌跡の経過と照合して見ると、表3の中の逆磁極の率の大きい部分は、大陸がこれ等の極から遠く離れ、正磁極の率の大きい部分は、大陸がこれ等の極に近づいている、この事は、表1に見られる地質時代の北アメリカ大陸と古地磁気北極の間の距離 C の変化と類似しており、先カンブリア時代も地質時代と同様に、地球磁場による力をうけて超大陸の接合、崩壊を繰り返すことによつて東西へ向けての回転による造山運動を繰り返す、その結果北アメリカ大陸は東西に成長したものと考えられる(図5参照) 尚図5に見られる北アメリカ大陸の北方への成長は表1の中の距離 C の減少、すなわち、地球磁場による力をうけて地磁気北極へ向けての移動による造山運動によるものと考えられる。

次に、Spall が示す周期は *Gastil* の世界の火成岩の年代の推定した造山運動の周期とほぼ一致しており(図4参照) この事は世界の造山運動による大陸の成長は、いづれも地球磁場反転の繰り返すによる大陸の回転、移動によるものと考えられる、更に *Gastil* の周期の中に見られる A から F までの7つのサイクルは、地球磁場正逆の反転による超大陸の形成と崩壊の過程の中の大陸移動による造山運動の増弱の変化を示し、そのサイクルの中の小刻みの変化は、地球磁場の小規模の反転、たとへば、松山期などによるものと考えられる。

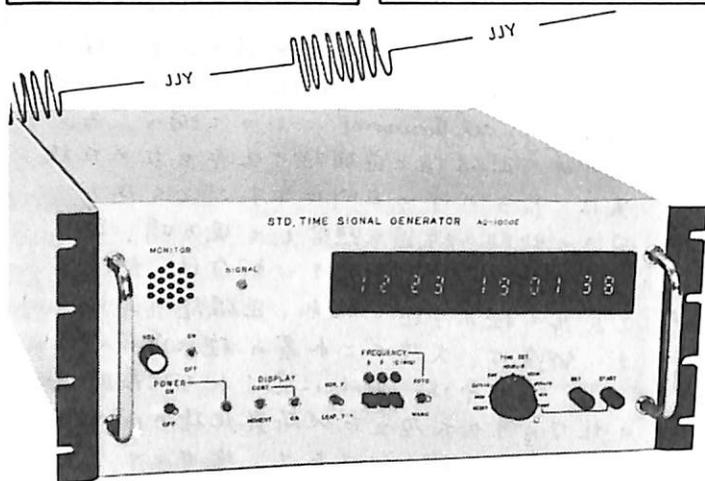
以上、大陸の成長が地球磁場による力をうけて回転、移動した結果であることを示すものと考えられる。

ECHO
KEISOKUKI

JJY時刻信号発生器

STD. TIME SIGNAL GENERATOR

TYPE AQ-1000E



AQ-1000E

JJY秒信号を直接記録しても時刻判読は困難です

- JJYは短波であって、短波の性質は昼と夜の電界強度の差とか、季節による変動とか、周波数による到達距離の差、空電、フェージング、直接波反射波の問題周辺機器からの雑音等複雑な問題がからみあって、常時安定な受信は難しいものです。従って雑音に妨害されて信号が取れない場合もあるし、夜だけ取れて昼取れない、あるいはその逆のこともあります。又、外国標準電波との混信もありJJYを直接記録した場合はデータの信頼性に問題があります。JJYがうまく受からないと云われるのは上記の理由によるものです。
- この様なJJYの欠点を取除く為に開発されたのが本機です。郵政省電波研究所のデータによれば沖縄でも夜間は30~40dBの電界強度があります。本機に内蔵される受信機はこれを余裕を持ってキャッチし、信号雑音の判別を行って、修正信号を作り、6秒間隔で内蔵水晶発振器を修正し、常時±1.5mSの精度を維持します。
昼間は電波は受信できませんが±2×10⁻⁶の水晶の昼間の誤差は±0.8mS以内に収まり、合計して±2.3mS以内、その他の要因を考慮しても±3.5mS以内の精度を充分維持できます。
- 実績によればフィリッピン、台湾で使用できます。

特 長

- 水晶発振器がJJY秒信号で完全にロックされる。
- 時刻精度 常時±3.5mS以内。
- 高信頼性信号雑音判別器により、雑音妨害全くなし。
- 周波数固定JJY専用受信機を3個内蔵し、自動選局する。
- JJYに限らず諸外国の標準電波に合わせて設計できます。

用 途

1. 広い地域で時刻同期
地震計時刻記録、人工衛星追跡
天文測地の観測記録
2. 親時計として、多くの子時計を駆動する。
3. 放送局用標準計時装置として
4. 発電所、変電所の機器の制御記録
5. 鉄道駅舎の親時計
6. 港湾、空港管制塔
7. プログラムタイマー用

仕 様

1. 受信機 2.5, 5, 10, MHz自動選局
2. 水晶発振子 1MHz ±2×10⁻⁶/DAY
3. ディスプレイ 月日時分秒 LED
4. 出力 ● JJY検波出力
● 1Hz 時刻信号・ビジー信号
● タイム マーカー 時分秒
● BCD並列出力(月日時分秒)
● BCD直列出力(オプション)
5. 寸法 480(W)×199(H)×350(D)

規 格 表

	AQ-100	AQ-220	AQ-1000E	
受 信 機	3波並列	1波選択	3波並列	
水 晶 発 振 子	1MHz±1×10 ⁻⁶	4.19MHz±5×10 ⁻⁶	1MHz±2×10 ⁻⁶	
総合時刻精度	±50mS	±250mS	±3.5mS	
出 力	J J Y	1 Vrms	1 KΩ	
	1 Hz	C-MOS BUFF出力	TTLレベル立下り	
	タイムマーカー	C-MOS BUFF出力	TTLレベル立上り	
	B C D 並列	時分秒20ビット	時分秒20ビット	月日時分秒31ビット
力	B C D 直列	オプション	オプション	オプション

●時と周波数の

エコー計測器株式会社

東京都調布市多摩川2丁目3番地2 千182 電話0424(81)1311(代)

ECHO
KEISOKUKI